

Der Overall–Trigger
für das Driftröhrenspektrometer des
OPERA–Neutrinoexperiments

Diplomarbeit

Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Henning Jeschke
im Juni 2009



Universität Hamburg

The Overall-Trigger system for the drifttube spectrometer of the OPERA neutrino experiment

– abstract –

Topic of this diploma thesis are conception, installation and functional analysis of a new Overall-Trigger system for the high precision drifttube spectrometer of the OPERA neutrino oscillation-experiment. Manufacturing and test of the circuit board responsible for merging six existing triggerstations were supervised on basis of the determined operational conditions and requirements. Also, the necessary control software has been programmed. For beam events the Overall-Trigger increases the trigger efficiency from 96% up to 99,7%. In order to further enhance the total trigger efficiency and create a redundant, failure-save system, the trigger concept has additionally been extended by a cross connection of both supermodule-based triggers. This modification called 'X-Trigger' is able to more than halve the remaining inefficiency for beam events. By means of the programmed SlowControl-module, both subsequent and realtime surveillance of trigger rates can be consulted for the localization of sources of malfunctions.

Der Overall-Trigger für das Driftröhrenspektrometer des OPERA-Neutrinoexperiments

– Kurzfassung –

Thema der vorliegenden Diplomarbeit sind Konzeption, Installation und Funktionsanalyse eines neuen Overall-Triggersystems für das Präzisions-Driftröhrenspektrometer des OPERA Neutrino-Oszillations-Experimentes. Fertigung und Test einer für die Zusammenführung der Triggerstationen verantwortlichen Platine wurden auf Basis der ermittelten Einsatzbedingungen und Anforderungen betreut und die notwendige Steuerungssoftware entworfen. Für Strahlereignisse wird die Triggereffizienz mit Hilfe des Overall-Triggers von 96% auf 99,7% gesteigert. Zur weiteren Steigerung der Gesamttriggereffizienz und redundanten Ausfallabsicherung wurde darüber hinaus das Triggerkonzept um eine X-Trigger genannte Kreuzverbindung beider Supermodule erweitert. Diese Modifizierung kann die verbleibende Ineffizienz für Beam-Events noch einmal mehr als halbieren. Die mittels des programmierten SlowControl-Moduls ermöglichte, sowohl nachträglich als auch in Echtzeit durchführbare Kontrolle der Triggerraten kann zur Lokalisierung von Störungsquellen herangezogen werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Die physikalischen Grundlagen	3
2.1	Neutrinos im Standardmodell	3
2.2	Neutrino-Oszillationen	6
2.3	Experimente: derzeitiger Stand	11
2.3.1	Solare Neutrinos	11
2.3.2	Atmosphärische Neutrinos	12
2.3.3	Künstliche Neutrinos	14
3	Das OPERA-Experiment	15
3.1	Der CNGS-Neutrinostrahl	16
3.1.1	Strahlerzeugung	16
3.1.2	Strahleigenschaften	18
3.2	Der OPERA-Detektor	19
3.2.1	Veto	19
3.2.2	Targetbereich	20
3.2.3	Myonspektrometer	21
3.3	Die Analyse	24
3.3.1	Physikalischer Hintergrund	24
3.3.2	Technische Realisation	27
3.3.3	Nachweisempfindlichkeit	30
4	Der Precision Tracker	33
4.1	Anforderungen und Leistung	33
4.2	Aufbau	34
4.3	Driftröhren	35
4.4	Driftzeitmessung	36
4.5	Triggerkonzept	39
5	Der Overall-Trigger	43
5.1	Motivation für den Overall-Trigger	43
5.1.1	RPC-Ineffizienz	44
5.1.2	Auswirkung auf den Trigger	46
5.1.3	Steuerung und Überwachung	46
5.2	Aufbau des Boards und Signalverarbeitung	48

5.3	Steuerungssoftware und Einstellungen	51
5.3.1	CAN-Netz	51
5.3.2	SlowControl	52
5.4	Test des Overall-Trigger-Boards	53
5.5	Inbetriebnahme am OPERA-Detektor im LNGS-Untergrundlabor . .	56
5.6	Effizienzsteigerung durch den Overall-Trigger	57
5.6.1	Analyse simulierter und echter kosmischer Teilchen	57
5.6.2	Analyse simulierter Strahl-Ereignisse	60
6	Der X-Trigger	61
6.1	Vorüberlegungen	61
6.2	Funktionsweise	62
6.3	Inhibit-Delay	63
6.4	Effizienzsteigerung durch den X-Trigger	65
7	Triggerraten	69
7.1	Datenbankanschluss der SlowControl	69
7.2	Erwartete Triggerraten	70
7.3	Analyse realer Triggerraten	72
8	Zusammenfassung	77
	Anhang	I
A.1	OVTB-Tabelle der SlowControl-Datenbank	I
A.2	Schnittstellen-Standards für Signalpegel	II
A.3	Quelltext des OVTB-SlowControl Moduls	III
	Literaturverzeichnis	XIII
	Abbildungsverzeichnis	XVII
	Tabellenverzeichnis	XVIII

Kapitel 1

Einführung

Das über 40 Jahre alte *Standardmodell der Teilchenphysik* beschreibt als theoretisches Konstrukt bis heute das Verhalten der kleinsten elementaren Teilchen im Universum mit einer bemerkenswerten Präzision. Allerdings gibt es begründeten Anlass zu der Annahme, dass es die Teilchenphysik doch nicht vollständig erklären kann und einer Erweiterung bedarf. Neben der Überprüfung des Standardmodells auf immer kleineren Skalen mit Hilfe immer höherer Energien in großen Teilchenbeschleunigern, wie aktuell dem Large Hadron Collider in Genf, versucht man gleichzeitig, die angenommenen Abweichungen zu verifizieren.

Das Standardmodell fordert, dass alle drei Arten eines bestimmten Elementarteilchens – des Neutrinos – masselos sind. Dies widerspricht der in den letzten Jahren angestellten experimentellen Beobachtung, dass Neutrinos oszillieren: das heißt, ihren Flavour¹ auf ihrem Weg durchs Universum mit einer von Null verschiedenen Wahrscheinlichkeit ändern. Eine solche Neutrino-Oszillation bedingt mathematisch, dass Neutrinos *nicht* masselos sind, und bietet damit eine besondere Gelegenheit neue Physik zu studieren, die über das Standardmodell hinausgeht. Bisher wurde die Existenz der Oszillation vorwiegend an der *Disappearance*, also dem Verschwinden von Neutrinoflüssen, festgemacht: Die Anzahl der Neutrinos einer Art, die einen Detektor pro Zeiteinheit aus einer bestimmten Quelle erreichen, liegt unter der Zahl, die für nicht-oszillierende Neutrinos erwartet würde. Dies deckt sich zwar mit der inzwischen anerkannten Oszillationstheorie, ist als deren Bestätigung allerdings noch nicht ausreichend. Es muss zusätzlich gezeigt werden, dass das Verschwinden eines Teils der einen Neutrinoart eine erhöhte Anzahl – *Appearance* – der anderen beiden bekannten Neutrino flavours am Detektor direkt zur Folge hat.

Der Übergang von Myon-Neutrino (ν_μ) zu Tau-Neutrino (ν_τ) ist für atmosphärische Neutrinos der wahrscheinlichste Kanal für Oszillationen. Die internationale Kollaboration um das OPERA²-Experiment bemüht sich, eben diesen ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$)-Übergang nachzuweisen. Dazu wird am CERN³ in Genf ein ν_μ -Strahl erzeugt und auf das LNGS⁴-Untergrundlabor in den italienischen Abruzzen gerichtet. Dort, und damit 732 km entfernt vom Ort seiner Erzeugung, untersucht seit Juni 2008 der spe-

¹ Flavour(engl.): Geschmack, gemeint ist die Neutrinoart

² Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus

³ Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

⁴ Laboratori Nazionali del Gran Sasso

ziell für diese Aufgabe entwickelte OPERA–Detektor den hochenergetischen Strahl auf einen Überschuss von Tau–Neutrinos. OPERA ist in der Lage, die extrem schweren und kurzlebigen τ –Leptonen zu detektieren, die bei einer sogenannten Charged–Current–Reaktion eines ν_τ in den Blei–Emulsions–Targets⁵ des Detektors entstehen und damit eindeutig auf eine erhöhte Anzahl von Tau–Neutrinos im ursprünglich fast reinen Myon–Neutrino–Strahl schließen lassen. Die Erkennung des τ geschieht dabei über die spezifische Signatur seines Zerfalls.

Für die Analyse wird der Wechselwirkungsort durch elektronische Detektor–komponenten bestimmt, die zudem für die kinematische Echtzeit–Analyse der Zerfallsprodukte zuständig sind. Unter anderem wird der Impuls sowie das Ladungsvorzeichen von Myonen, die bei τ –Zerfällen oder ν_μ –CC–Reaktionen entstehen können, aus der Krümmung ihrer Flugbahn in zwei Magnetspektrometern ermittelt. Dies ist notwendig, um die Rate der fälschlicherweise identifizierten τ –Ereignisse auf ein Minimum zu reduzieren. An der Universität Hamburg wurde dafür ein Präzisions–Spurdetektor entwickelt, dessen knapp 10.000 gasgefüllte Driftröhren, aufgeteilt in sechs Stationen, die horizontalen Spurkoordinaten der Myonen aufzeichnen. Diese Spurbestimmung basiert auf einer präzisen Messung der *Driftzeit*, die abhängig ist von der Entfernung des Teilchendurchgangs zum in der Mitte der Driftröhre gespannten Anodendraht. Die gemessene Zeit wird über die sogenannte Driftzeit–Ort–Beziehung in eine Ortskoordinate umgerechnet, die wiederum die Grundlage für eine Spurrekonstruktion darstellt.

Die eigentliche Zeitmessung wird durch ein externes Triggersignal⁶ für jeweils eine von sechs Stationen separat gestoppt. Dabei sorgen die räumlichen Ineffizienzen der einzelnen Triggerstationen sowie zusätzlich deren sehr unterschiedliche Rauschraten⁷ für teilweise unbefriedigende Ergebnisse, indem eben zeitweise nicht alle geforderten Triggerstationen ein Signal liefern und die Datennahme für derartige Ereignisse somit unvollständig ist. Um die gleichermaßen zuverlässig präzise sowie zudem synchrone Funktion aller sechs Stationen zu gewährleisten, wurde der *Overall–Trigger* implementiert. Erzeugt nun eine Triggerstation ein Stoppsignal, wird dieses mit einer festen zeitlichen Verzögerung an die anderen fünf weitergeleitet und so eine vollständige Rekonstruierbarkeit aller Ereignisse garantiert. Konstruktion, Inbetriebnahme und Funktionstest der Overall–Trigger–Platine sind Gegenstand dieser Diplomarbeit.

Zunächst wird nachfolgend ein kurzer Überblick über das Standardmodell sowie die Theorie der Neutrino–Oszillation formuliert. Das OPERA–Experiment als eines der größten aktuellen Neutrino–Forschungsprojekte wird danach in seinen physikalischen wie auch technischen Aspekten beleuchtet. Wegen seiner Bedeutung als Beitrag der Universität Hamburg zur OPERA–Kollaboration schließt sich eine technische Beschreibung des Myonspektrometers, insbesondere des Driftröhren–Detektors an. Kapitel 5 und 6 sind dem Overall–Trigger und seiner Erweiterung durch den X–Trigger gewidmet. Zuletzt werden ermittelte Triggerraten diskutiert und die Vorteile neu implementierter Überwachungsmöglichkeit aufgezeigt, bevor diese Arbeit mit einer Zusammenfassung abschließt.

⁵ target(engl.): Ziel

⁶ trigger(engl.): Auslöser

⁷ Rauschen: Fake–Signale, fälschlicherweise generierte Signale

Kapitel 2

Die physikalischen Grundlagen

Die elementaren Bestandteile unseres Universums werden im Standardmodell beschrieben. Darunter befindet sich das Neutrino, dessen Beschaffenheit noch nicht gänzlich erforscht ist und deren weiterer Ergründung sich daher die OPERA-Kollaboration verschrieben hat. Zum Verständnis der Motivation für die in dieser Arbeit dargestellten Methoden und Untersuchungen sind grundlegende Kenntnisse der bis heute gültigen Beschreibung der Teilchenphysik durch das Standardmodell, mit besonderem Schwerpunkt auf die Einordnung der Neutrinoeigenschaften, von Vorteil. Das folgende erste Unterkapitel fasst die Aussagen des Standardmodells mit Ausblick auf die sich anschließende theoretische Vorstellung der Neutrino-Oszillationen zusammen. Um schließlich die konkreten Maßnahmen des OPERA-Projektes einordnen zu können, bietet der letzte Abschnitt dieses Kapitels einen Überblick über die bisher erfolgten und geplanten Experimente zur Neutrinoforschung.

2.1 Neutrinos im Standardmodell

Das Standardmodell als Eichtheorie umfasst die Eigenschaften der 12 elementarsten Teilchen. Es beschreibt die Existenz von sechs *Quarks*, sechs *Leptonen*, ihren Antiteilchen¹ sowie den zwischen ihnen herrschenden fundamentalen *starken*, *schwachen* und *elektromagnetischen*² Wechselwirkungen, die durch *Eichbosonen* vermittelt werden. In Abbildung 2.1 sind die Elementarteilchen und ihre wesentlichen Eigenschaften zusammengestellt.

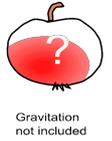
Die starke Kraft hat ausschließlich eine Bedeutung für die Quarks. Die Wechselwirkungsteilchen, genannt *Gluonen*, koppeln an ihre Farbladung, die den Zustand *rot*, *grün* oder *blau* annehmen kann. Die in drei Familien gegliederten Quarks kommen in der Natur nie allein vor, sondern existieren immer in farbneutralen Hadronen: entweder als Farbe-Antifarbe-Kombination (Mesonen) oder zu dritt in der Farbmischung rot-grün-blau (Baryon). Zusätzlich besitzen Quarks drittelzahlige elektrische Ladungen. Als einzige Teilchen nehmen Quarks daher an allen drei Wechselwirkungen teil. Ihre Beteiligung an der schwachen Wechselwirkung erlaubt eine Mischung

¹ Teilchen mit denselben Eigenschaften, aber anderem Ladungsvorzeichen

² Die schwache und die elektromagnetische Kraft werden heute zur *elektroschwachen* Kraft vereinheitlicht.

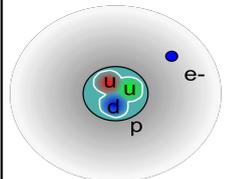
Das Standardmodell - Teilchen und Wechselwirkungen

An t i l c h e n	M a t e r i e	Leptonen			Quarks			G e n e r a t i o n	
		Flavour		Masse [GeV]	Flavour		Masse [GeV]		elektr. Ladung
		ν_e	Neutrino	<3e-9	0	u	up	1.5~4e-3	2/3
		e^-	Elektron	0.511e-3	-1	d	down	4~8e-3	-1/3
		ν_μ	Neutrino	<0.19e-3	0	c	charm	~1	2/3
		μ^-	Myon	0.105658	-1	s	strange	0.08~0.1	-1/3
		ν_τ	Neutrino	<18.2e-3	0	t	top	~174	2/3
		τ^-	Tauon	1.777	-1	b	bottom	~4.5	-1/3
K r ä f t e		Bosonen			Kräfte				
		Bezeichnung	Masse [GeV]	elektr. Ladung	übertragene Wechselwirkung	Wechselwirkung zwischen			
		γ	Photon	0	0	elektromagnetisch	elektrisch geladenen		
		W^-		80.4	-1	schwach			
		W^+		80.4	+1	schwach	Quarks, Leptonen		
		Z^0		91.2	0	schwach			
		g	Gluon	0	0	stark	Quarks, Gluonen		



Gravitation not included

Beispiel: H-Atom



nicht maßstabsgetreu

Abbildung 2.1: Die Teilchen des Standardmodells und ihre wesentlichen Eigenschaften

der drei Eigenzustände, mathematisch ausdrückbar über die nach ihren Entwicklern benannte Cabibbo–Kobayashi–Maskawa–Matrix (CKM–Matrix), die der im nachfolgenden Abschnitt dargelegten Neutrino–Oszillation nicht unähnlich ist.

An der elektromagnetischen Wechselwirkung beteiligen sich über den Austausch von Photonen alle elektrisch geladenen Teilchen. Hervorzuheben sind hier die geladenen Leptonen Elektron (e^-), Myon (μ^-) und Tau (τ^-) mit jeweils einer negativen, im Falle des jeweiligen Antiteilchens positiven Einheitsladung. Jeweils zusammen mit einem entsprechenden Neutrino, also einem ν_e , einem ν_μ beziehungsweise einem ν_τ , bilden sie eine Leptonfamilie:

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Den beiden Teilchen einer Familie oder Generation wird eine positive Leptonfamilienzahl L_e , L_μ oder $L_\tau = +1$ zugeordnet, ihren Antiteilchen der entsprechend negative Wert. Der experimentelle Nachweis des ersten ν_e über den sogenannten inversen β -Zerfall $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$ gelang erst 1956 am Brookhaven National Laboratory, New York [RC56]. Postuliert wurde es jedoch bereits 1930 von W. Pauli: Er versuchte, die beim β^- -Zerfall emittierten, mit einem kontinuierlichen Energiespektrum auftretenden Elektronen zu erklären. Durch die 'Erfindung' eines weiteren am Zerfall beteiligten, elektrisch neutralen Teilchens mit Spin $1/2$ – des *Neutrinos*³ – gelang es ihm, die Energie- und Drehimpulserhaltung zu retten [Pau78].

³ Pauli nannte das Teilchen seinerzeit 'Neutron'.

Neutrinos besitzen weder elektrische noch Farbladung und nehmen daher nur an der schwachen Wechselwirkung teil, deren Austauschbosonen mit Z^0 und W^+ beziehungsweise W^- bezeichnet werden. Ihre relativ hohe Ruhemasse von 91,2 GeV beziehungsweise jeweils 80,4 GeV begründet die Kurzreichweitigkeit ($< 10^{-13}$ m) der schwachen Kraft. W^+ und W^- ermöglichen eine Wechselwirkung zwischen geladenen und ungeladenen Leptonen über sogenannte *Charged-Current*⁴-Reaktionen (CC), wobei sich der Flavour der beteiligten Teilchen, im Gegensatz zu *Neutral-Current*⁵-Reaktionen (NC) unter Beteiligung des Z^0 , ändern kann. Im Standardmodell bleibt jedoch die Leptonenfamilienzahl bei allen Prozessen erhalten. Trotz ihrer zentralen Rolle in der Astrophysik und Kosmologie sind die Eigenschaften der Neutrinos bis heute nicht vollständig geklärt. Das Standardmodell weist diesbezüglich einige Inkonsistenzen auf, weswegen die Neutrinforschung in den letzten Jahren mehr und mehr in den Fokus der Teilchenphysik gerückt ist. Viele Fragestellungen lassen sich aber darauf reduzieren, ob Neutrinos Masse besitzen oder nicht.

Zwar gibt es im Standardmodell kein Invarianzprinzip vergleichbar mit der Eichinvarianz der elektroschwachen Wechselwirkung, aus der die Masselosigkeit des Photons folgt, das explizit eine Ruhemasse $m_\nu = 0$ fordert. Trotzdem steht eine endliche Neutrinomasse prinzipiell im Widerspruch zu der im Standardmodell festgelegten Helizität⁶ der Neutrinos ($H = -1$ für Neutrinos und $H = +1$ für Antineutrinos), weil eine derartige Eindeutigkeit nur für masselose, sich stets mit Lichtgeschwindigkeit bewegende Teilchen möglich ist. [Sch97] zum Beispiel zeigt, dass für massebehaftete Teilchen, die sich nach der Relativitätstheorie nie exakt mit der Lichtgeschwindigkeit c bewegen können, immer ein Bezugssystem wählbar ist, das das Teilchen 'überholt', wodurch sich die Richtung seines Impulses und damit seine Helizität umkehrt.

Daraus ergeben sich weitreichende Konsequenzen nicht nur für das Standardmodell und seine Fortentwicklung, sondern zum Beispiel für die kosmologischen Eigenschaften des Universums: Die aus dem Urknall resultierende kosmische Neutrino-Hintergrundstrahlung hat wesentlichen Einfluss auf die Materiedichte im Weltall. Massive Neutrinos gelten bis heute als Kandidaten für die bisher unerklärte, nicht-baryonische 'Dunkle Materie'⁷. Erkenntnisse zur Neutrinomasse sind zum einen natürlich direkt aus der Kinematik geeigneter schwacher Zerfälle zu gewinnen. Eine Möglichkeit besteht in der Untersuchung neutrinoloser Doppel- β -Zerfälle, als aktuelles Beispiel sei hier auf das COBRA⁸-Experiment hingewiesen, das ebenfalls mit Beteiligung des Hamburger Institutes für Experimentalphysik am LNGS durchgeführt wird (siehe z.B. [Zub01]).

Nicht zuletzt geben auch die Parameter von Neutrino-Oszillationen Auskunft über die Massenverhältnisse der ungeladenen Leptonen. Wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, sind sie nur möglich, wenn nicht alle drei Neutrinos dieselbe Masse haben, was gleichbedeutend ist mit der Aussage, dass nicht alle *masselos* sein können.

⁴ engl.: geladener Strom

⁵ engl.: neutraler Strom

⁶ Komponente des Teilchenspins in Richtung seines Impulses

⁷ Hierbei handelt es sich um nicht direkt beobachtbare Materie, die sich nur durch gravitative Wechselwirkung mit sichtbarer Materie und nicht durch elektromagnetische Strahlung bemerkbar macht.

⁸ Cadmium-Zinc-Telluride **O**-neutrino double-**B**eta **R**esearch **A**pparatus

Zudem kann über Neutrino-Oszillationen das von der theoretischen Vorhersage abweichende ν_e/ν_μ -Verhältnis atmosphärischer Neutrinos (siehe z.B. Super-Kamiokande-Experiment, [F⁺98]) sowie das solare Neutrinodefizit (z.B. Sudbury Neutrino Observatory, [A⁺08a]) erklärt werden. Aber schon allein die Tatsache, dass die Leptonfamilienzahl bei der Existenz von Neutrino-Oszillationen nicht erhalten sein kann, da die Neutrinos dabei ihren Flavour ändern, ist nicht vereinbar mit dem bestehenden Standardmodell und motiviert eine eingehendere Untersuchung des Phänomens.

2.2 Neutrino-Oszillationen

Schon ein Jahr nach der Entdeckung des Elektron-Neutrinos 1956 schlug B. Pontecorvo die Möglichkeit von Neutrino-Oszillationen vor [Pon57]. Er betrachtete damals jedoch Übergänge zwischen Neutrino und Antineutrino. Mit der Entdeckung des Myon-Neutrinos in 1962, ebenfalls in Brookhaven [D⁺62], begann die Entwicklung der heute gemeinhin anerkannten Theorie der Neutrino-Oszillationen (siehe z.B. [Sch97, Kay08a]), nach der die Flavour-Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) nicht gleich den Massen-Eigenzustände $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) sind, die die zeitliche Entwicklung beschreiben. Im Folgenden soll der mathematische Formalismus zur Beschreibung von Neutrino-Oszillationen im *Vakuum* skizziert werden. Die Herleitung folgt dabei weitestgehend den Ausführungen von B. Kayser, die in ihrer aktuellsten Version in [Kay08b] nachzulesen sind.

Als Voraussetzung muss gelten, dass die Kopplung zwischen Neutrinos und geladenen Leptonen einerseits und den W-Bosonen der schwachen Wechselwirkung andererseits von dem um leptonische Mischung erweiterten Standardmodell korrekt beschrieben wird. Durch die quantenmechanische Transformation

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (2.2)$$

können die Flavour-Eigenzustände als eine Superposition von Massen-Eigenzuständen mit den Massen m_i dargestellt werden. Die Wahrscheinlichkeitsamplitude für die Entstehung eines geladenes Leptons l_β bei der Wechselwirkung eines ν_α ist wegen der Unitarität der Mischungsmatrix U proportional zu

$$\sum_{i=1}^3 U_{\beta i} U_{\alpha i}^* = \delta_{\beta\alpha}. \quad (2.3)$$

Hier wird deutlich, dass im Falle der Produktion eines geladenen Leptons bei der schwachen Wechselwirkung eines ν_e ausschließlich ein Elektron entstehen kann. Dies gilt analog für ν_μ und ν_τ , die Leptonfamilienzahl ist also bei einer einzelnen Wechselwirkung erhalten. Die Darstellung des Massen-Eigenzustandes $|\nu_i\rangle$ als eine Linearkombination der Flavour-Eigenzustände ist durch die Invertierung von Glg. 2.2 möglich:

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

Die unitäre Transformationsmatrix

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

ist neben Pontecorvo nach den Physikern Z. Maki, M. Nakagawa und S. Sakata benannt (PMNS-Matrix, s. [MNS62]). In ihr stehen s_{ij} für $\sin \theta_{ij}$ und c_{ij} für $\cos \theta_{ij}$. Die Winkel θ_{12} , θ_{13} und θ_{23} ($0 \leq \theta_{ij} \leq \pi/2$) sind die Eulerschen Drehwinkel, während δ ($-\pi \leq \delta \leq \pi$) die CP-verletzende Dirac-Phase bezeichnet, womit die Verletzung der Invarianz gegenüber physikalischen Gesetzen bei aufeinanderfolgender Ausführung von Ladungs- und Paritätstransformation⁹ gemeint ist.

Wenn ein Neutrino vom Flavour α , das neben einem geladenen Anti-Lepton \bar{l}_α beim Austausch eines W-Bosons entstanden ist, über die Distanz L durch Vakuum zu einem Target propagiert und dort wiederum über den W-Austausch wechselwirkt, entsteht dabei ein weiteres geladenes Lepton vom Flavour β . Aus der vorangegangenen Diskussion geht hervor, dass, wenn $\alpha \neq \beta$, das ursprüngliche Neutrino seinen Flavour von α zu β geändert haben muss. Da in der Darstellung des Neutrinos in der Basis der Massen-Eigenzustände (Glg. 2.4) nicht klar ist, welche ν_i tatsächlich involviert sind, entspricht die Amplitude $\text{Amp}(\nu_\alpha \longrightarrow \nu_\beta)$ für eine solche Oszillation der kohärenten Summe der Beiträge aller Massen-Eigenzustände ν_i . Der Beitrag eines einzelnen Eigenzustandes ν_i setzt sich aus drei Teilen zusammen:

- der Wahrscheinlichkeitsamplitude $U_{\alpha i}^*$, dass es sich bei dem zusammen mit dem Anti-Lepton \bar{l}_α entstandenen Ursprungs-Neutrino um ein ν_i handelt,
- dem Entwicklungsoperator $e^{-im_i t_i}$ (t_i ist die Zeit im Ruhesystem des von der Quelle zum Detektor fliegenden Neutrinos) für die Propagation des Neutrinos von der Quelle zum Detektor und
- der Wahrscheinlichkeitsamplitude $U_{\beta i}$ für die Detektion eines Leptons vom Flavour β bei der Wechselwirkung des ν_i im Detektor.

Die Oszillationsamplitude ist also

$$\text{Amp}(\nu_\alpha \longrightarrow \nu_\beta) = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* e^{-im_i t_i} U_{\beta i}. \quad (2.6)$$

Die Lorentztransformation der Phase $-im_i t_i$ des Entwicklungsoperators ins Laborsystem ergibt

$$-im_i t_i = E_i T - p_i L, \quad (2.7)$$

wobei auf der rechten Seite Energie E_i und Impuls p_i des ν_i sowie die Zeit T und Distanz L stehen. Für die Berechnung der Oszillationswahrscheinlichkeit nach

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 = |\text{Amp}(\nu_\alpha \longrightarrow \nu_\beta)|^2 \quad (2.8)$$

⁹ räumliche Inversion oder Punktspiegelung anhand einer Umkehrung der Raumkoordinaten

sind nur die *relativen* Phasen

$$\delta\phi(12) = (p_1 - p_2) L - (E_1 - E_2) T \quad (2.9)$$

des Entwicklungsoperators von Bedeutung. Jedoch kann in einem realen Experiment nicht die Zeit T , sondern lediglich die Distanz L gemessen werden. Nach der Argumentation von H. Lipkin in [Lip06] kann T durch L/\bar{v} ersetzt werden. Dabei stellt

$$\bar{v} = \frac{p_1 + p_2}{E_1 + E_2} \quad (2.10)$$

die mittlere Geschwindigkeit der Komponenten ν_1 und ν_2 des sich bewegenden Teilchens dar. Da für ein hochrelativistisches Teilchen $p_1 \approx p_2 \approx E$ gelten wird, kann Glg. 2.9 genähert werden zu

$$\delta\phi(12) \cong \frac{p_1^2 - p_2^2}{p_1 + p_2} L - \frac{E_1^2 - E_2^2}{p_1 + p_2} L \quad (2.11)$$

$$= (m_2^2 - m_1^2) \frac{L}{p_1 + p_2} \quad (2.12)$$

$$\cong (m_2^2 - m_1^2) \frac{L}{2E}. \quad (2.13)$$

Mit nun lediglich der Neutrinoenergie E und der Strecke L als Variablen in der Phase der Wahrscheinlichkeitsamplitude wird Gleichung 2.8 zu

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L) = \left| \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/2E} U_{\beta i} \right|^2. \quad (2.14)$$

Das Prinzip der Flavour-Überlagerung ist in Abb. 2.2 veranschaulicht.

Für das OPERA-Experiment kann die Berechnung auf die Flavour-Eigenzustände ν_μ , ν_τ und die Massen-Eigenzustände ν_2 , ν_3 beschränkt werden, da

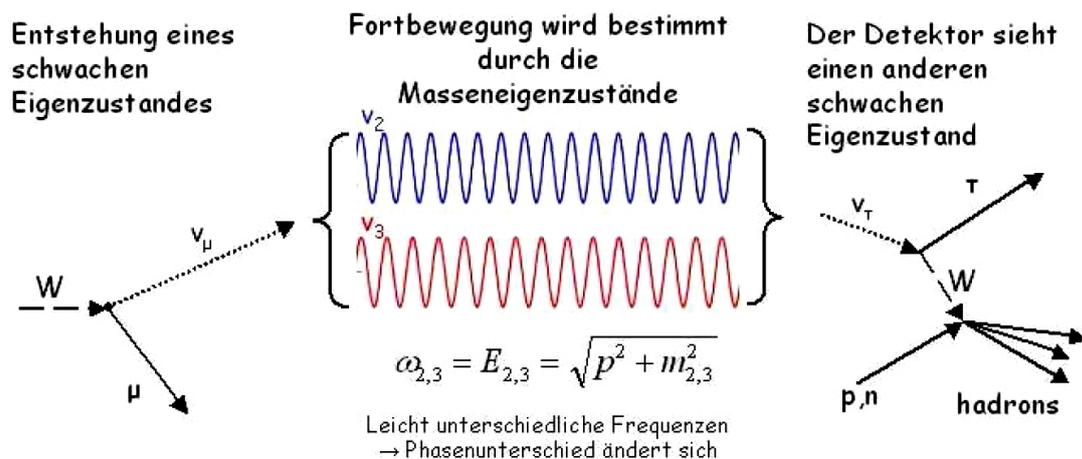


Abbildung 2.2: Der reine Flavour-Eigenzustand an der Quelle ist eine Mischung aus Massen-Eigenzuständen, die sich mit einer unterschiedlichen Phase ausbreiten. Wegen der sich ändernden Phasendifferenz kann daher am Detektor u.U. eine andere Massen-Mischung, also ein anderer Flavour nachgewiesen werden als am Ursprung. Quelle: [Won07]

die Suche ausschließlich der $(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ -Oszillation gilt. Man erhält so eine nunmehr zweidimensionale Rotationsmatrix, in der die CP-verletzende Phase δ nicht mehr auftaucht und $\theta = \theta_{23}$ ist:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Unter Berücksichtigung von Gleichung 2.15 und $\Delta m^2 \equiv \Delta m_{32}^2 \equiv m_3^2 - m_2^2$ reduziert sich die Übergangswahrscheinlichkeit (Formel 2.14) letztendlich zu:

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}(L) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) \quad (2.16)$$

$$= \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \cdot \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right). \quad (2.17)$$

Der Faktor 1,27 resultiert aus der Konvertierung in die für Teilchenphysik gängigen Einheiten. Die letzte Gleichung impliziert von Null verschiedene Neutrinomassen, wobei auch deutlich wird, dass über Oszillations-Experimente keine absoluten Massen, sondern lediglich Massendifferenzen bestimmbar sind. Die Oszillation hängt periodisch vom Verhältnis L/E ab, dies sind zugleich die für den Experimentator zugänglichen, beeinflussbaren Größen. Die Oszillationswahrscheinlichkeit für die bei OPERA verwendeten Parameter ist in Abb. 2.3 gezeigt.

Wie eingangs bereits angedeutet, ist bei Oszillationen zwischen Neutrinobewegungen durch Vakuum und durch Materie zu unterscheiden. Im Gegensatz zur soeben dargestellten, im Vakuum gültigen Berechnung der Neutrino-Oszillation bewegt sich der CNGS-Strahl durch 732 km Erdreich. Dabei kommt der nach S. Mikheyev, A. Smirnov und L. Wolfenstein benannte MSW-Effekt zum Tragen: Beim Durchqueren der Materie ist das Potenzial für eine NC-Streuung an Elektronen, Protonen oder Neutronen für alle Neutrinogenerationen gleich groß. Dabei heben sich die Beiträge der Streuung an Elektronen und Protonen wegen der elektrisch neutralen Materie gegenseitig auf, während die Streuung an Neutronen lediglich einen für alle Neutrinoarten gleich großen Phasenfaktor zur Folge hat. Die relativen Phasen bleiben [GL03] zur Folge durch die Wirkung des NC-Potenzials unverändert. Für Elektron-Neutrinos kommt nach dem Standardmodell zusätzlich das CC-Wechselwirkungspotenzial mit Elektronen der Materie hinzu. B. Wonsak zeigt in [Won07], dass der MSW-Effekt für das OPERA-Experiment nur einen geringen Einfluss hat. Bei Fokussierung auf $(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ -Oszillationen reduziert sich die Oszillationswahrscheinlichkeit für die gegebenen Strahlparameter und konstante Materiedichte im Vergleich zu Vakuumoszillationen um lediglich ca. 3%.

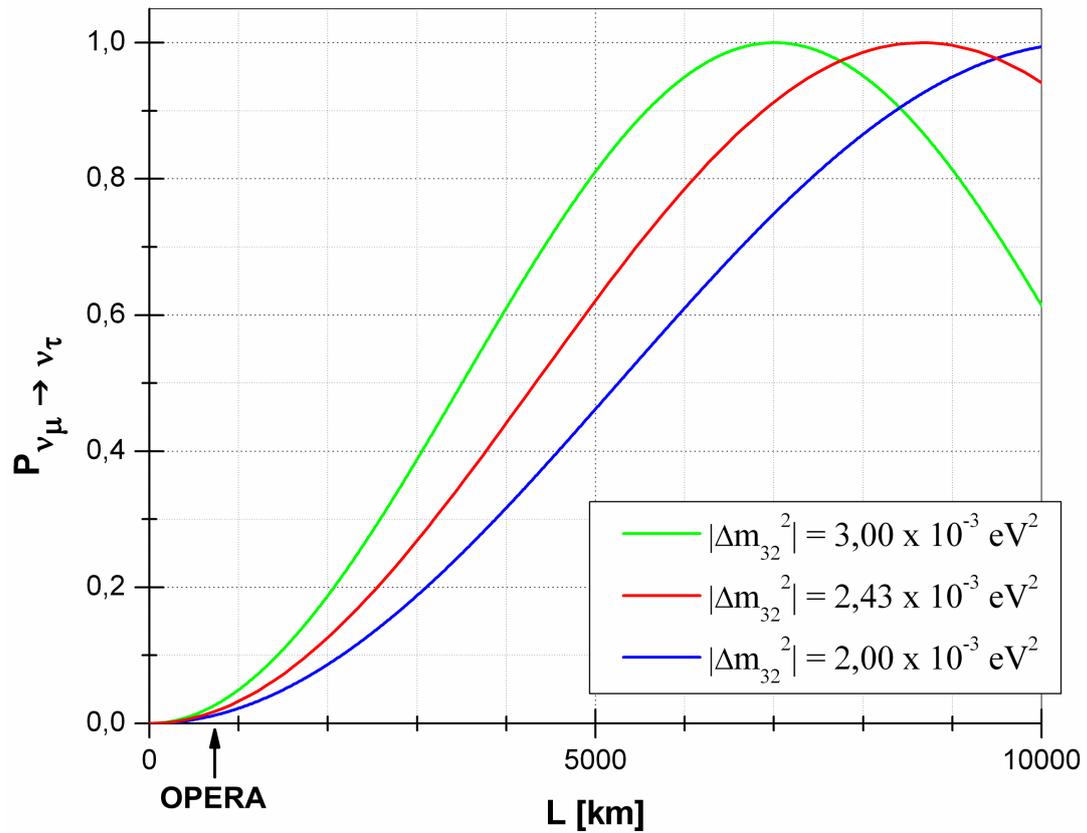


Abbildung 2.3: Oszillationswahrscheinlichkeit für Myon-Neutrinos mit einer Energie $E = 17 \text{ GeV}$ in Abhängigkeit der Entfernung L . Der Δm_{32}^2 -Wert der blauen Kurve stammt aus der aktuellen Veröffentlichung der MINOS-Ergebnisse [Osp08]. Bei allen Kurven ist $\sin^2(2\theta_{23}) = 1$.

2.3 Experimente: derzeitiger Stand

Grundsätzlich ist bei Oszillations-Experimenten zwischen zwei Arten zu unterscheiden: Zum einen ist es möglich, den Neutrinofluss eines bestimmten Flavours ν_α aus einer Neutrinoquelle mit bekannten Eigenschaften in einer festen Entfernung zu überprüfen. Wird mittels eines dort positionierten Detektors ein geringerer ν_α -Fluss ermittelt als an der Quelle, handelt es sich um ein *Disappearance*-Experiment: Das Verschwinden der ν_α ist als Hinweis zu werten, dass sie sich in eine andere Art ν_β umgewandelt haben müssen. Bei der zweiten Methode weist man explizit die umgewandelten Neutrinos ν_β im aus einer bekannten, möglichst reinen ν_α -Quelle stammenden Neutrinofluss nach. Diese Art wird *Appearance*-Experiment genannt.

2.3.1 Solare Neutrinos

Der erste Hinweis auf Neutrino-Oszillation stammt von solaren Elektron-Neutrinos, deren Entstehung aus der zusammengefassten nuklearen Fusionsreaktion



im Inneren der Sonne durch das *Standard Sonnen-Modell* (SSM) beschrieben wird. Der seit 1968 nachgewiesene ν_e -Fluss von der Sonne zeigt starke Abweichungen von dem nach dem Standard Sonnen-Modell vorhergesagten Wert (siehe z.B. [BHL⁺82]). Die Disappearance der ν_e im solaren Neutrinofluss ermöglicht eine Vermessung der beiden Oszillationsparameter Δm_{21}^2 und θ_{12} .

Die ersten Ergebnisse, die die Oszillationstheorie stützen, lieferte das Homestake-Experiment im US-Bundesstaat South Dakota [Dav93]. Dabei handelte es sich um ein radiochemisches Experiment, bei dem 615 t Perchlor-Ethylen in 1400 m Tiefe als Neutrinotarget verwendet wurden. Es ging 1970 in Betrieb und nahm über 20 Jahre lang Daten. Laut der SSM-Vorhersage hätte oberhalb der chemischen Energieschwelle der Nachweisreaktion ein Neutrinofluss von $7,5 \pm 1,0$ SNU¹⁰ gemessen werden müssen, stattdessen registrierte man lediglich $2,56 \pm 0,31$ SNU. Dieser erste Nachweis der Neutrino-Disappearance wurde bekannt als das *Solare Neutrinorätsel*. Weitere radiochemische Experimente mit niedrigeren Nachweisschwellen bestätigten zwar einige Vorhersagen des SSMs, registrierten aber auch nur etwa die Hälfte der erwarteten Neutrinoreaktionen: Die beiden am LNGS gebauten Experimente GALLEX¹¹ und GNO¹² zählten 69 ± 5 SNU [Kir08], das in Russland befindliche SAGE¹³ 67 ± 5 SNU [A⁺97], während das SSM jeweils 126_{-7}^{+9} SNU erwarten lässt.

Bei Super-Kamiokande in Japan wurde zwischen 1996 und 2007 in 2700 m Tiefe Wasseräquivalent mittels eines Cerenkov-Licht-Detektors der höherenergetische Teil der solaren Neutrinos vermessen. Zusätzlich zur mittlerweile anerkannten ν_e -Disappearance wurden in diesem Fall jahreszeitliche und Tag/Nacht-Unterschiede festgestellt. Nachts erhöhte sich die Rate der gemessenen Elektron-Neutrinos, da die

¹⁰ Solar Neutrino Unit, engl. für 'solare Neutrinoeinheit'. 1 SNU entspricht 10^{-36} Neutrinoreaktionen pro Targetatom und Sekunde.

¹¹ GALLium EXperiment

¹² Gallium Neutrino Observatorium, Erweiterung von GALLEX

¹³ Soviet American Gallium Experiment

Oszillationsstrecke um den Durchmesser der Erde verlängert ist. Es wurde dabei davon ausgegangen, dass ein Großteil der ursprünglichen ν_e bereits innerhalb der Sonne durch den MSW-Effekt oszilliert waren und beim Durchfliegen der Erde zurückgewandelt wurden. Insbesondere konnte Super-Kamiokande durch die Analyse der flavourunabhängigen NC-Reaktion erstmals Aussagen über den Gesamtfluss aller Neutrinoarten von der Sonne treffen und bestätigte diesbezüglich die Vorhersagen des Sonnenmodells. [Che08]

Dies war auch Intention des SNO¹⁴-Experimentes in Ontario. Es verwendete ebenfalls einen in Echtzeit arbeitenden Wasser-Cherenkov-Detektor mit 1000 t schwerem Wasser als Target. Neben CC- und NC-Reaktion war SNO auch in der Lage, die durch ν_e dominierte elastische Streuung (ES) an Elektronen nachzuweisen. Wiederum wurden im CC- und ES-Bereich signifikante Defizite gegenüber dem SSM ermittelt, die 2002 veröffentlichte Rate der NC-Reaktion bestätigte noch einmal die bezüglich des solaren Gesamtneutrinoflusses gemachten Vorhersagen [Fra02].

Die aktuellen solaren Oszillationsparameter aus den kombinierten experimentellen Ergebnissen werden in [A⁺08b] mit

$$\Delta m_{21}^2 = 8,0 \pm 0,3 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (2.19)$$

$$\sin^2(2\theta_{12}) = 0,86_{-0,04}^{+0,03} \quad (2.20)$$

angegeben. Hier wurden auch die 2004 veröffentlichten Ergebnisse des Flüssigszintillator-Experiments KamLAND¹⁵, das den aus Kernreaktoren stammenden Anti-Elektron-Neutrino Fluss mit Hilfe des inversen β -Zerfalls vermessen hat, berücksichtigt [Dec08].

2.3.2 Atmosphärische Neutrinos

Kosmische Strahlung erzeugt in der oberen Atmosphäre hadronische Schauer hauptsächlich aus Pionen und Kaonen, die wiederum in Elektron- und Myon-Neutrinos zerfallen, deren zahlenmässiges Verhältnis gut bekannt ist. Wegen der Isotropie der kosmischen Strahlung sollte es im Falle von nicht-oszillierenden Neutrinos unabhängig vom Einfallswinkel der in der Atmosphäre erzeugten Neutrinos sein. Für oszillierende Neutrinos ist die Oszillationsstrecke zwischen Entstehungsort und Detektor direkt vom Zenitwinkel der einfallenden Neutrinos abhängig. Stellt man beim Vergleich aufwärts und abwärts gerichteter, atmosphärischer Neutrino Flüsse Abweichungen im ν_e / ν_μ -Verhältnis fest, lässt dies auf Neutrino-Oszillationen schließen. 'Von unten' kommende ν_μ haben nach ihrer Entstehung in der Atmosphäre bis zur Detektion ca. 13.000 km durch die Erde zurückgelegt, 'von oben' kommenden Neutrinos steht dagegen lediglich die Distanz, die der Atmosphärenhöhe von ca. 15 km entspricht, als Oszillationsstrecke zur Verfügung. Atmosphärische Neutrinos haben mit 100 MeV bis 10 TeV eine deutlich höhere Energie als solare. Da sich nach heutigem Wissensstand Myon-Neutrinos fast ausschließlich in Tau-Neutrinos umwandeln, sind mit der Vermessung atmosphärischer Neutrino Flüsse insbesondere die Oszillationsparameter Δm_{32}^2 und θ_{23} bestimmbar.

¹⁴ Sudbury Neutrino Observatory

¹⁵ Kamioka Liquid Szintillator Anti-Neutrino Detector

Das oben schon erwähnte Experiment Super-Kamiokande konnte als erstes ein energie- und winkelabhängiges Defizit an ν_μ mit großer Statistik erfassen und erbrachte damit 1998 endgültig den Oszillationsbeweis [F⁺98]. Der ν_e -Fluss blieb weitestgehend konstant und den Vorhersagen entsprechend, was auf eine $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillation hinweist. MACRO¹⁶ am LNGS nahm zwischen 1994 und 2000 Daten und bestätigte die Super-Kamiokande-Ergebnisse [GM05].

Die wieder anhand der Kombination aller verfügbaren, bis heute ermittelten Daten gewonnenen atmosphärischen Parameter Δm_{32}^2 und θ_{23} sind in [A⁺08b] bei einem Confidence Level¹⁷ (CL) von 90% mit

$$\Delta m_{32}^2 = 1,9 - -3,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (2.21)$$

$$\sin^2(2\theta_{23}) > 0,92 \quad (2.22)$$

notiert, wobei das Beschleunigerexperiment MINOS¹⁸ 2006 den als *Best Fit* bezeichneten Wert der Massendifferenz mit $\Delta m_{32}^2 = (2,43 \pm 0,11) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ angibt [Osp08]. Die eingegrenzten Bereiche für die Parameter sind in Abb. 2.4 eingetragen.

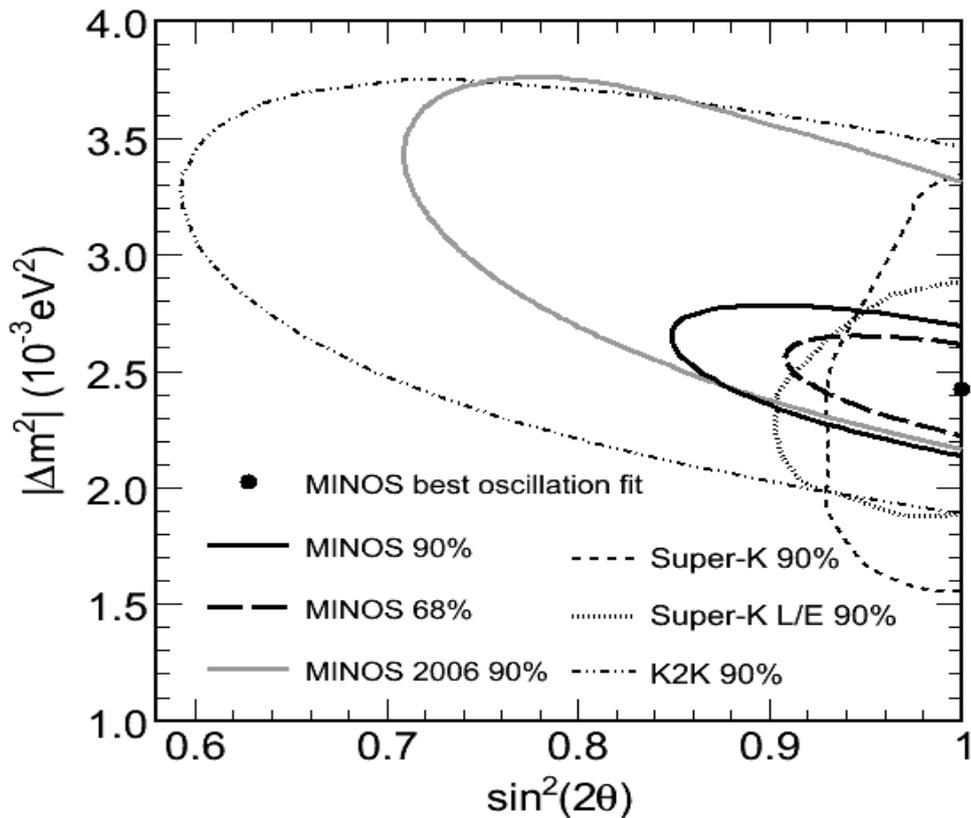


Abbildung 2.4: Parameterraum für die atmosphärischen Oszillationsparameter unter Einbeziehung der aktuellsten MINOS-Ergebnisse aus [Osp08].

¹⁶ Monopole, Astrophysics and Cosmic Ray Observatory

¹⁷ statistisches Maß für die Vertrauenswürdigkeit einer wissenschaftlichen Angabe

¹⁸ Main Injector Neutrino Oscillation Search

2.3.3 Künstliche Neutrinos

Neben Sonne und Atmosphäre werden auch Kernreaktoren und Teilchen-Beschleuniger als Neutrinoquellen für die Untersuchung der Oszillation verwendet. Bei den radioaktiven Zerfällen in Reaktoren entstehen Elektron-Antineutrinos, die isotrop abgestrahlt werden. Reaktorneutrinos besitzen eine relativ niedrige Energie von ca. 3 MeV, ihr Fluss nimmt quadratisch mit dem Abstand ab. Speziell der Mischungswinkel θ_{31} kann durch die Messung des Positron-Spektrums, aus dem auf das Neutrinospektrum geschlossen werden kann, beim inversen β -Zerfall ermittelt werden. Durch Vergleich entweder mit theoretischen Vorhersagen oder mit einer zweiten Messung in anderem Abstand wird dann nach einer Disappearance im Neutrino-Fluss gesucht. Als bekanntestes derartiger Experimente ist CHOOZ¹⁹ zu nennen. Mit einem Flüssigszintillator-Detektor im Abstand von ca. 1 km von den beiden dortigen Kernreaktoren wurde die Obergrenze $\sin^2 2\theta_{13} < 0,19$ mit einem CL von 90 % gemessen [A⁺03]. Das Nachfolgeexperiment Double-CHOOZ befindet sich im Aufbau. Es wird zur Verringerung des systematischen Fehlers einen weiteren Detektor im Abstand von ca. 400 m von den Reaktoren umfassen und soll 2009 in Betrieb gehen [A⁺06]. Daya-Bay²⁰ und RENO²¹ verfolgen dasselbe Ziel.

Die Herstellung eines Neutrinostrahls wird am Beispiel des CNGS-Strahls im nachfolgenden Kapitel 3.1 erklärt. Als weitere *long-baseline*²²-Experimente dieser Art wurden zuvor bereits Super-Kamiokande mit dem darauf gerichteten K2K²³- ν_μ -Strahl und einer Baseline von ca. 250 km und MINOS im energievariablen NuMI²⁴-Strahl am Fermilab (USA, Baseline ca. 730 km) erwähnt. Beide beteiligen sich vor allem an der Einschränkung des erlaubten Bereiches für die atmosphärischen Mischungsparameter. OPERA reiht sich in diese Klasse ein, zudem ist die nächste Generation solcher Experimente bereits in Planung.

¹⁹ Stadt in Nordfrankreich

²⁰ Kernkraftwerk in Südchina, [G⁺07b]

²¹ **R**eactor **E**xperiment for **N**eutrino **O**scillation, Südkorea

²² engl.: lange Grundlinie

²³ **K**eK to Super-**K**amiokande

²⁴ Neutrinos at the **M**ain **I**njector

Kapitel 3

Das OPERA-Experiment

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die technischen Komponenten des OPERA-Projektes gegeben. Die Beschreibung beschränkt sich auf grundlegende Prinzipien, an geeigneter Stelle wird auf weiterführende Literatur verwiesen. Zunächst steht der Neutrinostrahl selbst und anschließend der Detektor, dessen einzelne Bestandteile in ihrer Funktion sowie ihrer Bedeutung für das Experiment erörtert werden, im Fokus. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels soll erläutern, wie aus den Rohdaten physikalisch interpretierbare Informationen gewonnen werden. Sowohl die dabei angewandten technischen Methoden als auch die dahinter stehende Physik werden betrachtet, zudem wird ein Blick auf die Leistungsfähigkeit des OPERA-Detektors geworfen und die daraus resultierende Erwartung an das Experiment erörtert. Speziell auf die Funktionsweise des in Hamburg entwickelten *Precision Trackers* wird im nächsten Kapitel detaillierter eingegangen.

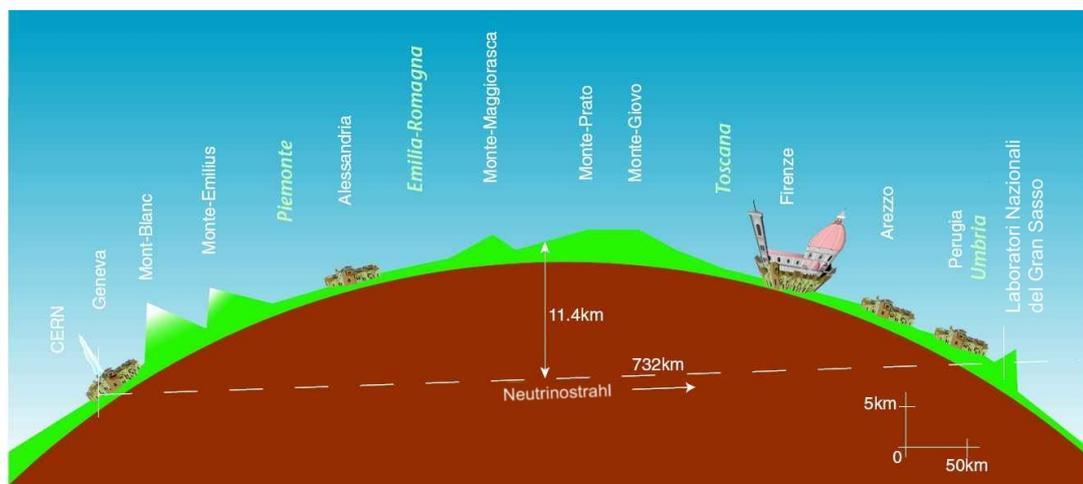


Abbildung 3.1: Der Weg des CNGS Neutrinostrahls durch die Erde zum Gran Sasso Labor (Quelle: CERN).

3.1 Der CNGS-Neutrinostrahl

Die Abkürzung CNGS steht für **CERN Neutrinos to Gran Sasso** und meint die am Forschungsinstitut CERN errichtete Infrastruktur zur Erzeugung eines hochenergetischen Neutrinostrahls, der auf das Gran-Sasso-Massiv in Mittelitalien gerichtet ist und anhand dessen im LNGS mit verschiedenen Experimenten Neutrinforschung betrieben wird. Im Inneren des Bergmassivs und damit unter etwa 1400 Meter Felsdecke ist die Rate der kosmischen Strahlung auf ca. ein Myon pro Quadratmeter und Stunde reduziert, was in etwa einem Millionstel der an der Erdoberfläche vorhandenen Strahlung entspricht – erst diese Tatsache ermöglicht die Durchführung des Experiments, da wegen der geringen erwarteten Ereignisrate eine extreme Reduktion der Untergrundrate essenziell ist. Die Standorte legen somit die Länge der *Baseline* – die Entfernung des Detektors von der Quelle – fest, die als Faktor L in Glg. 2.16 entscheidend in die Oszillationswahrscheinlichkeit eingeht. Der Strahlverlauf durch 732 Kilometer Erdreich ist in Abbildung 3.1 illustriert.

3.1.1 Strahlerzeugung

Im Super Proton Synchrotron (SPS), das u.a. auch als Vorbeschleuniger für den im Herbst 2008 in Betrieb genommenen Large Hadron Collider (LHC) fungiert, werden Protonen auf eine kinetische Energie von etwa 400 GeV beschleunigt und anschließend auf ein heliumgekühltes Graphittarget geschossen. Die Wechselwirkung der Protonen mit den Kohlenstoffkernen des Targets erzeugt einen überwiegend aus positiv geladenen Pionen (π^+) und Kaonen (K^+) bestehenden Sekundärstrahl, der im weiteren Verlauf durch zwei passende magnetische Linsen fokussiert wird. Wegen der Ladungs- und Energieabhängigkeit der magnetischen Ablenkung sorgen diese Linsen zudem dafür, dass eventuell vorkommende negativ geladene Teilchen aus der Bahn gestreut werden und die mittlere Energie der passierenden Teilchen 35 GeV beträgt.

Auf dem Flug durch den sich anschließenden knapp 1000 Meter langen Vakuumtunnel zerfallen beide Teilchenarten größtenteils wieder in positiv geladene Myonen (μ^+) und Myon-Neutrinos (ν_μ), Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die Zerfallswahrscheinlichkeiten. Sowohl Protonen, die nicht mit der Targetmasse reagiert haben, als auch bis hierhin nicht zerfallene π^+ und K^+ werden daraufhin in ei-

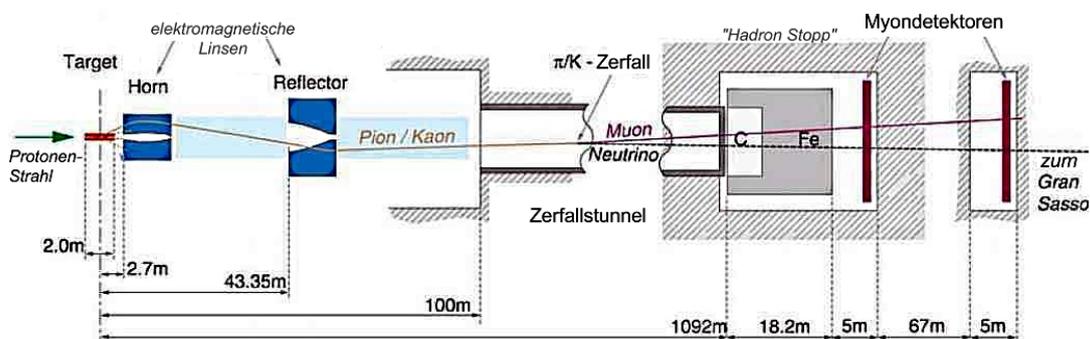


Abbildung 3.2: Funktionsschema der CNGS-Neutrinoquelle, aus [FGS07].

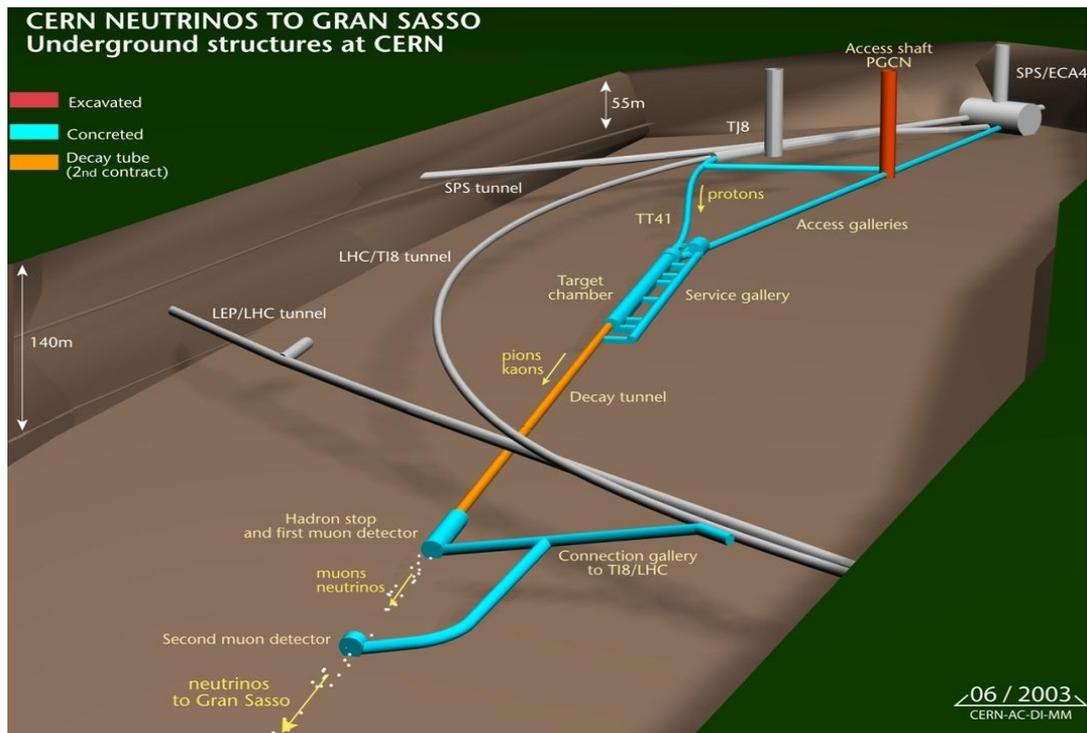


Abbildung 3.3: Einbettung der CNGS-Untergrundanlagen, deren Gefälle aufgrund der Erdkrümmung ca. 5,6% bzw. ca. 3,2° beträgt, in die CERN-Infrastruktur (Quelle: CERN).

nem 2000 Tonnen schweren und 18 Meter langen Eisen- und Graphitblock absorbiert, während die Zerfallsprodukte des Sekundärstrahls diesen jedoch durchdringen. Da Myonen und Neutrinos aus derselben Zerfallsreaktion stammen, können mittels zweier in Strahlrichtung dahinter installierter Myon-Detektoren die Eigenschaften des Neutrinostrahls in Echtzeit kontrolliert und justiert werden. Schließlich werden im sich anschließenden Gestein auch die Myonen absorbiert, sodass ein fast reiner Myon-Neutrinostrahl übrig bleibt. Abb. 3.2 zeigt eine schematische Darstellung der Strahlquelle inklusive englischer Bezeichnungen der einzelnen Komponenten, Abb. 3.3 deren Einbettung in die CERN-Infrastruktur. Die wichtigsten Strahlparameter werden im folgenden Abschnitt aufgeführt.

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

Tabelle 3.1: Die wahrscheinlichsten Zerfälle der π^+ und K^+ des Sekundärstrahls, alle übrigen Zerfallskanäle sind stark unterdrückt [A⁺08b].

3.1.2 Strahleigenschaften

Da OPERA nicht wie andere sogenannte *short-baseline*-Experimente über einen zweiten Detektor in der Nähe der Strahlquelle verfügt, existiert keine Vergleichsmöglichkeit für die am Gran Sasso gemessenen Ergebnisse. Eine genaue Kenntnis der Strahleigenschaften ist somit von entscheidender Bedeutung. Um eine Aussage über die Oszillationswahrscheinlichkeit treffen zu können, ist nach Glg. 2.16 wegen des Faktors L/E zusätzlich zur Oszillationsstrecke $L = 732$ km die Angabe der Energie der am Gran Sasso eintreffenden Neutrinos erforderlich. Sie beträgt im Mittel 17,9 GeV [FGS07] und liegt damit ausreichend über der 3,5 GeV-Schwelle zur Tau-Erzeugung. Aus Abb. 2.3 geht hervor, dass OPERA ein *off-peak*-Experiment ist: Die Oszillationswahrscheinlichkeit ist bei einer Strecke von 732 km verhältnismäßig klein. Da der Strahl aber divergiert, wäre die Strahlintensität bei größerer Oszillationsstrecke L deutlich geringer, sodass beide Effekte sich gegenseitig aufheben. Größenordnungsmäßig beträgt der Strahldurchmesser direkt nach Erzeugung am CERN ca. 1 m und weitet sich bis zu seiner Ankunft am LNGS auf etwa 1000 m [Gia08].

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

Tabelle 3.2: Verunreinigung des CNGS-Neutrinostrahls nach [G⁺00]. Eine aktuelle Studie zur Kontamination des Strahl ist derzeit in Arbeit.

Tabelle 3.2 zeigt die Kontamination des Strahls: Insbesondere die Verunreinigung durch ν_τ ist vernachlässigbar. Bei einer geplanten Strahlintensität von $4,5 \cdot 10^{19}$ pot¹ pro Jahr² werden in jedem 12 Sekunden langen SPS-Zyklus je zwei Pulse à 10,5 μ s Dauer und 50 ms Abstand aus dem SPS extrahiert und auf das CNGS-Target gelenkt. Die Neutrinos erreichen den OPERA-Detektor nach 2,44 ms Flugzeit, die Synchronisation des Experiments mit der Neutrinoquelle erfolgt durch ein GPS³-System, dessen Fehler laut [SSP⁺06] unter 100 ns liegt. Für Einzelheiten zum CNGS-Projekt sei auf [Gia08] und [FGS07] verwiesen.

¹ Abkürzung für **protons on target** (engl.): Anzahl der aufs Target geschossenen Protonen

² bei einer angenommenen Laufzeit von ca. 200 Tagen pro Jahr

³ **G**lobal **P**ositioning **S**ystem

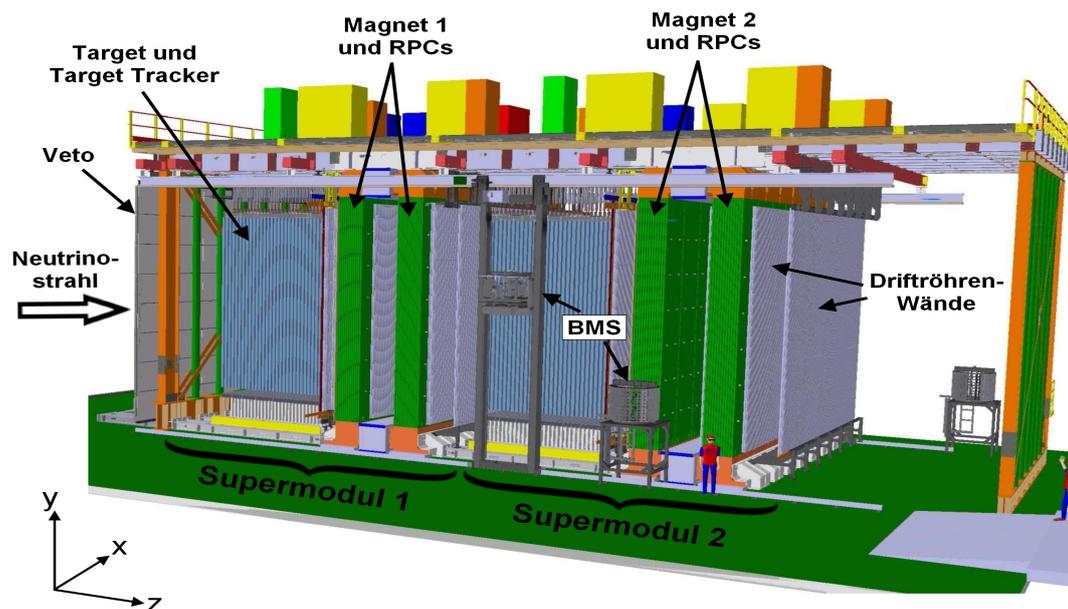


Abbildung 3.4: Der OPERA–Detektor in einer simulierten 3D–Ansicht (Quelle: [Z⁺05])

3.2 Der OPERA–Detektor

Im Juni 2008 begann die Phase der Datennahme am OPERA–Experiment. Der eigentliche, zum Nachweis der Tau–Appearance konstruierte Detektor besteht aus zwei nahezu identischen, in Strahlrichtung hintereinander installierten Segmenten, die als *Supermodule* bezeichnet werden. Jedes dieser Module setzt sich aus einem massiven Blei–Emulsions–Targetbereich, in dem die Neutrinos des CNGS–Strahls wechselwirken sollen, sowie einem dahinter angeordneten Myonspektrometer zusammen, dessen Aufgabe es ist, die Signatur des myonischen Tau–Zerfalls über eine kinematische Analyse zu verifizieren und Hintergrundereignisse zu filtern. Abb. 3.4 zeigt die Anordnung der einzelnen Detektorkomponenten. Im Folgenden werden die prinzipiellen Funktionsweisen der Targets und der Spektrometer kurz erläutert, für weitere technische Informationen sowie den aktuellsten technischen Stand sei insbesondere [A⁺09] empfohlen.

3.2.1 Veto

In Strahlrichtung noch vor dem ersten Supermodul befindet sich eine aus *Glass Resistive Plate Chambern* (Glass–RPC, zu RPCs siehe Kapitel 3.2.3 und [C⁺07]) bestehende Wand von 9,6 m × 9,2 m Fläche. Sie deckt in Strahlrichtung die gesamte Detektorfläche ab mit dem Zweck der Unterscheidung zwischen Ereignissen im Detektormaterial und Neutrinointeraktionen im umgebenden Gestein. Bei Letzteren entstandene Sekundärteilchen können den Detektor treffen und möglicherweise die Extraktion und Analyse ungewollter Ereignisse triggern. Daher werden Ereignisse mit eindeutiger Zuordnung eines Vetosignals nicht zur Analyse herangezogen, da ihr Wechselwirkungsort außerhalb des Detektors gelegen haben muss.

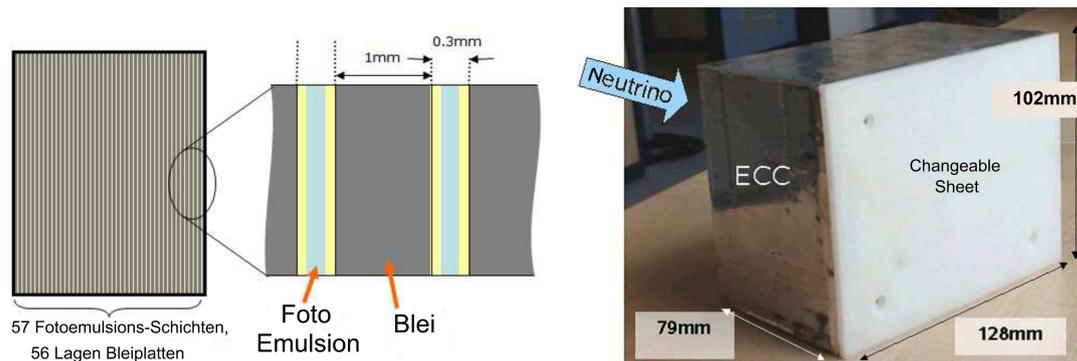


Abbildung 3.5: Schematische Zusammensetzung eines OPERA-Bricks, rechts im Original fotografiert. Quelle: [A⁺09]

3.2.2 Targetbereich

Die grundsätzliche Idee hinter dem OPERA-Experiment besteht in der Positionierung einer großen Masse im Strahl, mit der die Neutrinos wechselwirken können. Dabei bedient sich OPERA des Emulsion-Cloud-Chamber⁴-Konzeptes (ECC), das die große Target-Masse von Bleiplatten – um den sehr kleinen Neutrino-Wechselwirkungsquerschnitten gerecht zu werden – mit der hohen Spurauflösungsfähigkeit von nuklearen Fotoemulsionen kombiniert. Da die mittlere Zerfallslänge des τ^- wegen seiner kurzen Lebensdauer lediglich 600 μm beträgt, ist eine Ortsauflösung von etwa 1 μm sowie eine Winkelauflösung von wenigen mrad von Nöten. Die bei OPERA verwendete, nachfolgend skizzierte Methode basiert auf den Erfahrungen des Experimentes DONuT⁵, bei dem der Nachweis des Tau-Leptons mit Hilfe eines ähnlichen Emulsions-Targets gelang [K⁺02].

ECC-Bricks

Realisiert wird dies durch 146.621⁶ zusammengesetzte Blei-Emulsions-Ziegel (*ECC-Bricks*) mit einer Gesamtmasse von knapp 1.300 Tonnen. Diese 12,7 cm \times 10,2 cm \times 7,5 cm messenden Ziegel mit je 8,3 kg Gewicht sind die Grundeinheit des Detektors. In jedem sind 56 Bleiplatten mit einer Dicke von 1 mm abwechselnd geschichtet mit 57 Lagen industriell gefertigten, 293 μm starken Fotoemulsionsplatten. Deren Breite ergibt sich aus der tragenden 205 μm dicken Kunststoffschicht in der Mitte sowie der beidseitig mit 44 μm Stärke aufgetragenen Fotoemulsion. Genauere Informationen zur deren Verwendung finden sich in [DF08]. Die Dimensionen der Bricks sind durch technische Anforderungen definiert: Die Masse eines ausgewählten und für die Analyse extrahierten Ziegels darf zum einen nur einen kleinen Bruchteil der Gesamttargetmasse darstellen, jedoch müssen seine äußeren Abmessungen substanziell größer als die örtliche Unsicherheit des von den elektronischen Detektorkomponenten vorausgesagten Interaktionspunktes sein. Wie

⁴ engl.: Emulsions-Nebel-Kammer, der Gebrauch des Begriffes ist ausschließlich historisch bedingt

⁵ **D**irect **O**bservation of the **Nu**-**T**au

⁶ Stand: Juni 2008 laut [A⁺09]

in Abb. 3.5 dargestellt werden die abwechselnd geschichteten Lagen abschließend mit einer speziellen lichtundurchlässigen Aluminiumfolie verschlossen. Zusätzlich werden außen zwei weitere Emulsionsschichten (*Changeable Sheet*, CS) auf der dem Strahl abgewandten Seite angebracht. Der Brick bleibt dadurch im Falle einer Fehlidentifikation für die weitere Verwendung erhalten, indem er mit einem neuen CS versehen und wieder eingesetzt wird. Die Zahl der zu scannenden Fotoschichten wird so minimiert [A⁺08c].

In jedem Supermodul sind die ECC–Bricks in je 29 Wänden⁷ angeordnet. Die tragende Stahlstruktur des Targetbereichs ist zu beiden Seiten offen, sodass von den 52 sich in einer Reihe befindenden Bricks maximal 26 bewegt werden müssen, um einen beliebigen zu entnehmen. Die Extraktion der zu analysierenden Bricks erfolgt während des laufenden Betriebs, weswegen die gesamte Targetmasse während der mit 5 Jahren anberaumten Laufzeit des Experiments bei geschätzten 30 extrahierten⁸ Bricks an 200 Betriebstagen pro Jahr um ca. 200 t abnehmen wird.

Target Tracker

Jeder Target–Wand wiederum folgt eine Wand aus Szintillatoren mit einer effektiven Granularität von 2,6 cm × 2,6 cm. Diese sogenannten Target Tracker (TT) dienen als Trigger und erlauben die Selektion der Bricks, in denen eine Neutrino–Reaktion stattgefunden hat. Die zur Auslese verwendeten Wellenlängenschieber–Fasern verlaufen in Kerben in der Mitte der Szintillatorstreifen und werden außen auf beiden Seiten zusammengeführt, um dort von Photomultipliern ausgelesen zu werden. 64 zusammengeklebte Streifen ergeben jeweils ein Target–Tracker–Modul. Bei Verwendung von jeweils 4 Modulen in der horizontalen wie vertikalen Ebene jeder Wand wird so die gesamte Detektorfläche abgedeckt und bei Kombination der X–Y–Koordinaten aller Target–Tracker–Wände eine Nachweiseffizienz von über 99% erreicht. Für weitere Details zum Target Tracker siehe [A⁺07]. Weiterhin sorgen die Target Tracker für die zeitliche Zuordnung von Ereignissen im Target zu den entsprechenden Signalen in den Spektrometern.

3.2.3 Myonspektrometer

Um ein vollständiges kinematisches Bild eines Ereignisses zu erhalten und den Untergrund weitestgehend zu reduzieren (s. Kap. 3.3), folgen beiden Targets je ein Spektrometer. Mittels Resistive–Plate–Chamber– und Driftröhren–Detektoren wird darin die Ablenkung der Myonenflugbahn durch vertikale Magnetfelder aufgezeichnet und rekonstruiert. Dieses Verfahren ist in Abb. 3.10 angedeutet. Die Grundkomponenten des Spektrometers werden im Folgenden beschrieben, ein Schema des Aufbaus ist in Abb. 3.6 dargestellt.

⁷ Es stehen jeweils 31 Wände zu Aufnahme bereit, jedoch sind bei beiden Supermodulen bisher nur die ersten 29 Wände tatsächlich gefüllt.

⁸ Geöffnete und analysierte Ziegel werden nicht ersetzt.

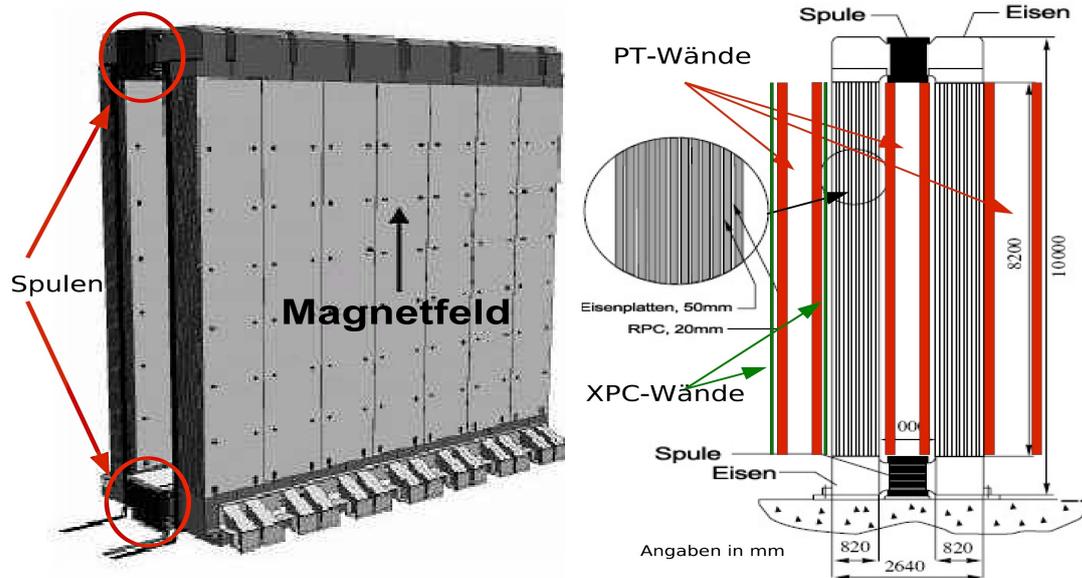


Abbildung 3.6: Eines der beiden OPERA-Myonspektrometer in einer schematischen Ansicht: links der Magnet ohne Precision-Tracker-Wände, die in der Seitenansicht rechts in rot eingezeichnet sind. [Won07]

Magnet

Jedes Supermodul verfügt über einen zweiarmigen Dipol-Elektromagneten mit einer Gesamtmasse von 990 t, wobei jeder Arm aus 12 Eisenplatten von 5 cm Stärke besteht. Je 20 felderzeugende Spulen sind ober- und unterhalb der aktiven Detektorfläche installiert, sodass das Magnetfeld in einem Arm nach oben und im anderen nach unten zeigt. Die linke Hälfte von Abb. 3.6 ermöglicht eine Vorstellung des Aufbaus. Die Spulen werden mit einem nominellen Strom von 1600 A betrieben, sodass der vertikal gemittelte magnetische Fluss laut [A⁺09] einen Betrag von 1,53 T mit weniger als 3% Abweichung hat. Ein durchfliegendes, geladenes Teilchen wird unter Vernachlässigung von Energieverlusten in beiden Magnetarmen jeweils um denselben Winkel, aber in entgegengesetzter Richtung abgelenkt und verlässt den Magnet nur mit einem horizontalen Versatz.

RPCs und XPCs

Jeweils zwischen zwei Eisenplatten des Magneten befindet sich eine 2 cm dicke Lage aus Widerstandsplattenkammern (engl. *Resistive Plate Chamber*, RPC) zur Spurvermessung innerhalb des Feldbereiches. Ihre Funktion basiert auf zwei parallel angeordneten Bakelitplatten als Elektroden und einer Gasmischung aus Argon, Tetrafluorethane, Isobutane und SF_6 [MPSV07] im 2 mm breiten Hohlraum dazwischen (s. Abb. 3.7). Wegen der an den Elektroden angelegten Hochspannung von 5,8 kV [A⁺09] und der daraus resultierenden hohen Gasverstärkung führt der Durchgang eines ionisierenden Teilchens zu einer kurzen Dauerentladung zwischen den Elektroden. Die RPCs werden im 'Streamer'-Modus betrieben: Wegen der hohen

Raumladung im Gas wird das elektrische Signal durch sekundäre Entladungslawinen überproportional zur Primärionisation verstärkt. Durch Verwendung eines 'Löschgases' verhindert man die vertikale Ausbreitung der Sekundärlawinen. Die Folge ist der signalbildende Entladungs-Streamer.

Das Signal mit einer Spannungsamplitude von ca. 100 mV wird über an den Seiten angebrachte Kupferstreifen ausgelesen und liefert so eine X-Y-Koordinate. Deren Ortsauflösung ist bedingt durch 26 mm Breite der horizontalen und 35 mm Breite der vertikalen Auslesestreifen. Jede RPC-Ebene ist in $2,9 \text{ m} \times 1,1 \text{ m}$ große Module gestückelt und daher aus 7×3 dieser Einheiten zusammengesetzt, um die gesamte Detektorfläche abzudecken. Mit 11 Lagen innerhalb eines Magnetarms ergeben sich insgesamt 44 RPC-Wände für den gesamten Detektor. Hinzu kommen vor beiden Magneten je zwei weitere RPC-Ebenen, deren Auslesestreifen um je ca. 45° gegen die Horizontale geneigt sind. Daher werden sie im OPERA-Sprachgebrauch auch XPCs genannt. Ihre Aufgabe ist die Beseitigung von Zweideutigkeiten in den Projektionsebenen bei der Rekonstruktion [Won07]. Zusätzlich dienen die XPCs in Verbindung mit weiteren RPC-Ebenen als Trigger für den im folgenden beschriebenen Precision Tracker, auf Details zu dieser Verknüpfung wird in Kap. 4.5 näher eingegangen.

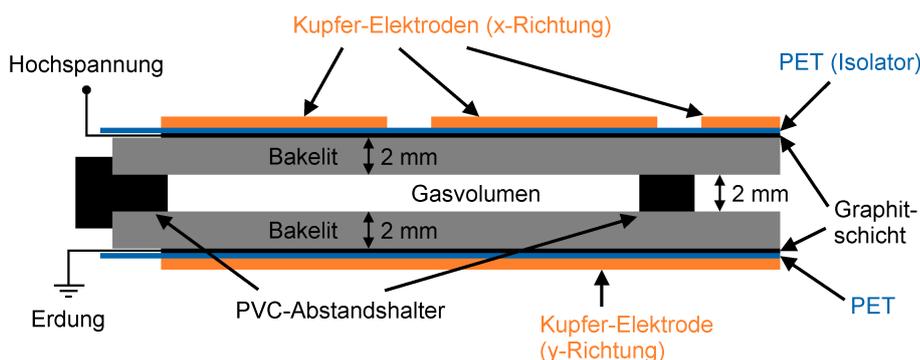


Abbildung 3.7: Eine Lage Bakelit-RPCs im Querschnitt, aus [G⁺00].

Precision Tracker

Der Precision Tracker ist ein Präzisions-Detektor aus knapp 10.000 gasgefüllten Driftröhren. Er ist aufgeteilt in 6×2 Wände: jeweils zwei vor und hinter den Magneten sowie zwei weitere im freien Bereich zwischen den Magnetarmen wie in Abb. 3.6 rot eingezeichnet. Zwar kann er wegen der 8 m langen, vertikal aufgehängten Driftröhren ausschließlich die horizontalen Bahnkoordinaten eines durchfliegenden Teilchens messen, zeichnet sich jedoch durch seine hohe Genauigkeit bei der Spur-rekonstruktion aus. Ein Auflösungsvermögen von $\leq 600 \mu\text{m}$ in Verbindung mit dem Feld des Magneten ermöglicht eine ausreichend genaue Bestimmung der Myonimpulse im für OPERA relevanten Bereich bis ca. 30 GeV. Der Precision Tracker wurde mit Beteiligung des Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg entworfen und gebaut. Als zentralem Thema wird dem Precision Tracker daher im Kapitel 4 eine detaillierte Beschreibung zuteil.

3.3 Die Analyse

Im Folgenden wird der Weg der technischen und physikalischen Analyse eines idealisierten⁹ OPERA-Events¹⁰ schematisch aufgezeigt. Auch hier stehen Lösungsstrategien im Vordergrund und die Beschreibung wird auf die zum Verständnis des Prozesses nötigen Fakten beschränkt. Im nächsten Abschnitt werden zunächst die physikalisch abstrahierten Vorgänge skizziert und daraufhin die technische Methodik der Messung und ihre Interpretation.

3.3.1 Physikalischer Hintergrund

Neutrinowechselwirkung

Die grundlegenden Formen der von OPERA detektierten Ereignisse sind Reaktionen von Neutrinos mit der Targetmasse nach dem folgenden Muster:

$$\text{CC: } \nu_l + N \rightarrow l + X \quad (3.1)$$

$$\text{NC: } \nu_l + N \rightarrow \nu_l + X \quad (3.2)$$

$$\text{QC: } \nu_l + n \rightarrow l + p. \quad (3.3)$$

Dabei stellt ν_l das reagierende Neutrino mit der Leptonart l , also e , μ oder τ , dar, N bezeichnet ein Nukleon der Targetmasse und X steht für alle übrigen Teilchen, die bei dieser Reaktion als Reaktionsrest entstehen können. Die Klassifizierung der Ereignisse in CC (Charged Current) und NC (Neutral Current) erfolgt je nach dem, ob die schwache Wechselwirkung über ein geladenes W^- oder ein neutrales Z -Boson vermittelt wird (s. Kap. 2.1). Bei beiden handelt es sich um *Tiefinelastische Streuung* (DIS¹¹), wohingegen QE für *Quasi Elastisch* steht und im Grunde genommen ein Spezialfall der NC-Reaktion ist. Sie ist einfacher zu untersuchen und wird daher auch gesondert behandelt.

OPERA bemüht sich insbesondere, die ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$)-Oszillation über die CC-Wechselwirkung des Tau-Neutrinos im Blei-Target nachzuweisen:

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X. \quad (3.4)$$

Tau-Zerfall

Das entstandene, negativ geladene Tau-Lepton hat nach [A⁺08b] nur eine Lebensdauer von $(290,6 \pm 1,1) \times 10^{-5}$ s und zerfällt daher nach einer mittleren Wegstrecke von nur 0,6 mm. Der Zerfall ist dabei durch folgende Kanäle dominiert:

$$\tau^- \rightarrow h^- + \nu_\tau + (n \cdot \pi^0) \quad (\text{hadronisch: } 49,35\%), \quad (3.5)$$

$$\tau^- \rightarrow e^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_e \quad (\text{elektronisch: } 17,84\%), \quad (3.6)$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu \quad (\text{myonisch: } 17,36\%). \quad (3.7)$$

⁹ z.B. wird davon ausgegangen, dass sich der primäre Vertex im Blei eines ECC-Bricks befindet.

¹⁰ engl.: Ereignis

¹¹ engl.: Deep Inelastic Scattering

Die in Klammern angegebenen Prozentzahlen geben das Verzweigungsverhältnis an. Die hier aufgeführten Zerfälle enthalten nur ein einziges geladenes, nachweisbares Zerfallsprodukt, dessen Flugrichtung einen Winkel zur ursprünglichen Richtung des τ^- hat. Die zu suchende Spur besitzt deswegen an der Stelle des Zerfalls einen charakteristischen Knick (engl.: kink), man spricht von einer typischen *kink*-Topologie. Derartige Signaturen sind in Abb. 3.8 angedeutet.

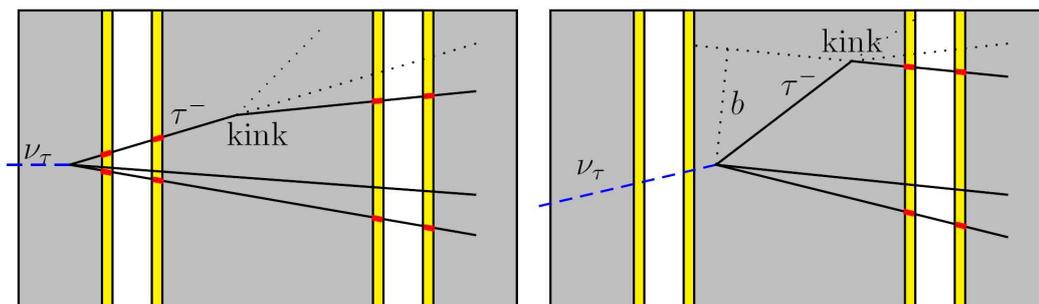


Abbildung 3.8: Wechselwirkung eines Tau-Neutrinos im Blei des OPERA-Bricks, aus [Won07]. Links ein sogenannter *langer* Zerfall, bei dem der Knick in den Emulsionen direkt zu erkennen ist, während beim *kurzen* Zerfall (rechts) der Tauzerfall lediglich über den Stoßparameter b vom Untergund zu unterscheiden ist.

Zerfallsprodukte

Bei Hadronen aus dem hadronischen Zerfallskanal (Glg. 3.5) erfolgt der Energieverlust überwiegend durch Ionisation

$$E_h(x) = E_0 \left(1 - \frac{dE}{dx} x \right), \quad (3.8)$$

wobei dE/dx aus der Bethe-Bloch-Gleichung zu errechnen ist, die wiederum entscheidend vom Umgebungsmaterial des Schauers abhängt. Das Elektron aus Glg. 3.6 hingegen verliert seine Energie größtenteils durch Bremsstrahlung:

$$E_e(x) = E_0 \cdot e^{-x/X_0}. \quad (3.9)$$

Dabei ist E_0 die Energie am Zerfallsort, $E_e(x)$ bzw. $E_h(x)$ die Energie nach einer Strecke x und X_0 die Strahlungslänge für Elektronen, nach der seine Energie um den Faktor $1/e$ abgenommen hat: Sie liegt für Elektronen in Blei bei 5,6 mm. In beiden Fällen bilden die Primärteilchen sogenannte Teilchenschauer aus, die durch ihre energetischen Profile deutlich zu unterscheiden sind. Insbesondere können Hadronen und Elektronen durch ihre unterschiedlichen Streuwinkel bei der Vielfachstreuung an Materie getrennt werden. Myonen aus Reaktion 3.7 allerdings sind mit einer mittleren Lebensdauer von $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$ s verhältnismäßig langlebige Teilchen, die im Vergleich zu Hadronen und Elektronen nur wenig Energie beim Durchqueren von Materie verlieren.

Untergrund

Als Niedrigratenexperiment ist OPERA auf ein gutes Verständnis möglicher Untergrundereignisse angewiesen, deren Signatur der eines Tau-Zerfalls ähnelt und daher fehlinterpretiert werden könnte. Grundsätzlich sind Zerfälle kurzlebiger Charmteilchen, Myonenstreuung mit großem Winkel und Sekundärreaktionen von Hadronen nahe dem primären Vertex¹² die Hauptquellen für Untergrund bei OPERA.

Die ebenso wie das Tau-Lepton sehr kurzlebigen Charmteilchen resultieren aus der Reaktion von Myon-Neutrinos mit der Targetmasse:

$$\nu_\mu + N \rightarrow xc + \mu + X, \quad (3.10)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow c\bar{c} + \mu + X, \quad (3.11)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow c\bar{c} + \nu_\mu + X. \quad (3.12)$$

Bei ihrem Zerfall ist zudem ebenfalls die Entstehung von Elektronen, Myonen und Hadronen möglich, wodurch dieser dem eines Tau zusätzlich ähnelt. Laut [G⁺00] werden bis zu $16,5 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$ derartige Charm-Untergrundereignisse erwartet, wobei N_{CC} die Gesamtanzahl aller im Verlauf des Experiments nachgewiesenen ν_τ -CC-Ereignisse symbolisiert. Dabei stellt Glg. 3.10 den Hauptbeitrag dar. In diesem Kanal ist wiederum knapp die Hälfte der entstehenden Mesonen ungeladen und kann daher nicht mit dem negativ geladenen Tau verwechselt werden. Bei einem myonischen Zerfall des Charm-Mesons ist das Auftreten eines positiv geladenen Anti-Myons charakteristisch. Für den Hintergrund durch assoziierte Charmproduktion nach Glg. 3.11 und 3.12 liegt die Erwartung um noch eine Größenordnung niedriger.

Weiterhin können Myonen aus CC-Ereignissen der Myoneneutrinos direkt nach dem primären Vertex stark an der Targetmaterie streuen und so eine fehlinterpretierbare Spur liefern. Jedoch nimmt die Wahrscheinlichkeit für diese Art von Hintergrund, die dem myonischen Kanal des Tauzerfalls ähnelt, mit größerem Impuls und Winkel ab. Dem hadronischen Zerfallskanal des τ^- kommen Ereignisse nahe, bei denen Hadronen aus NC- und CC-Reaktionen der Myoneneutrinos wie im vorherigen Fall kurz nach dem primären Vertex mit dem Blei wechselwirken und zusätzlich das primäre Myon nicht identifiziert wird. Alle bisher genannten Arten von Untergrund haben die charakteristische Beteiligung eines Myons gemeinsam.

Hinzu kommen Untergrundereignisse durch Strahlverunreinigung, sprich ν_e - und ν_τ -Reaktionen an der Targetmasse. Ihr Beitrag ist aber schon wegen der geringen Strahlkontamination verschwindend gering. Von beiden Fällen erwartet man lediglich bis zu $10^{-6} \times N_{CC}$ Ereignisse. Die letzte erwähnenswerte Hintergrundquelle sind geladene Pionen aus ν_μ -NC-Wechselwirkungen, wenn diese über einen Ladungsaustauschprozess neutrale π^0 produzieren: Diese zerfallen sehr schnell wieder in energiereiche Photonen. So erzeugte elektromagnetische Schauer können den elektrischen Zerfallskanal nach Glg. 3.6 imitieren.

¹² Interaktionsort

3.3.2 Technische Realisation

Brick-Extraktion

Wird durch die elektronischen Detektorkomponenten ein Ereignis detektiert, analysiert und bewertet ein spezieller offline-Algorithmus dieses und liefert damit die Grundlage für die Entscheidung zu einer Auswertung der Emulsionen. Nach Verfolgung der ermittelten Spuren zum wahrscheinlichsten Vertex extrahieren zwei seitlich angebrachten Roboter (*Brick Manipulating Systems*, BMS) den entsprechenden Brick. Trotz der guten Nachweiseffizienz der Target Tracker liegt die Effizienz der korrekten Brick-Findung wegen ihrer verhältnismäßig geringen Ortsauflösung von knapp 1,5 cm nur bei ca. 80%, weswegen im Zweifelsfall zwei oder gar mehr ECC-Bricks extrahiert werden.

Brick-Scanning

Im ersten Schritt nach der Extraktion eines Bricks wird das Changeable Sheet direkt im Untergrundlabor entwickelt, gescannt und auf Teilchenspuren untersucht, ohne dass der eigentlich Brick geöffnet werden muss. Fällt die Prüfung positiv aus, setzt man den verbleibenden Brick außerhalb des Labors einige Zeit der kosmischen Strahlung aus. Von hochenergetischen kosmischen Teilchen hinterlassene, gerade Spuren durch alle Emulsionen erlauben später bei der Analyse eine präzise Positions-Rekonstruktion der einzelnen Lagen zueinander. Die CS dienen gleichzeitig als Veto bezüglich der kosmischen Strahlung, da sie deren Spuren nicht enthalten. Ihre Alignierung¹³ relativ zu den Brick-Emulsionen geschieht über zusätzliche Markierungen durch Röntgenstrahlung.

Der Scanprozess verläuft danach nach dem *Scan-Back*-Prinzip: Anstatt die kompletten Emulsionen zu scannen, werden einzelne im CS gefundene Spuren jeweils auf den in Strahlrichtung davor angeordneten Emulsionen zurückverfolgt. Innerhalb der OPERA-Kollaboration wurden insgesamt 25 *European Scanning Systeme* (ESS) eingerichtet, in denen die Emulsionen mittels automatisierter Mikroskope mit einer Geschwindigkeit von ca. 20 cm² pro Stunde gescannt werden. Durch Verschieben der Fokalebene um jeweils 3 μm können die 44 μm dicken Emulsionen auch in der Tiefe erfasst werden und so ein dreidimensionales Bild jeder Lage erstellt werden. Die digitalisierten Graustufenbilder werden schließlich von einem Bildverarbeitungsprozessor auf Sequenzen von zusammenhängenden Pixelclustern bestimmter Form und Größe untersucht. Mittels linearem Fitting und relativer geometrischer Positionsinformationen werden Teilchenspuren zunächst in den einzelnen Emulsionen rekonstruiert und daraufhin für den kompletten Brick zusammengesetzt. Das Prinzip ist in Abb. 3.9 angedeutet, weitere Details zum Verfahren und Begriffserklärungen finden sich in [Sir07]. Die japanischen Partner der Kollaboration haben eigene Verfahren zum Brick-Scanning entwickelt.

Da die Breite der Bleiplatten in derselben Größenordnung wie die durchschnittliche Zerfallslänge des τ^- (ca. 0,6 mm) liegt, unterscheidet man zwischen *langen* und *kurzen* Zerfällen (s. Abb. 3.8). Beim langen Zerfall kann das Tau selbst in mindes-

¹³ relative Positionsbestimmung

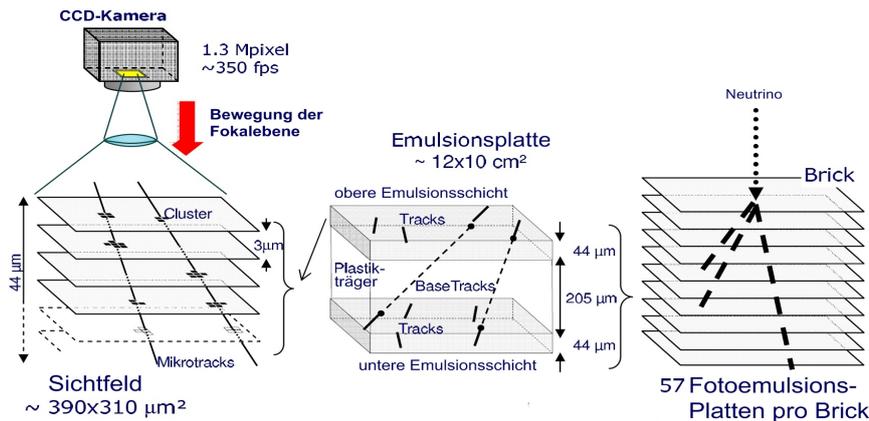


Abbildung 3.9: Das Europäische Brick-Scanning-Verfahren mittels ESS (Quelle: [Sir07])

tens einer Emulsionsschicht und die Spur des geladenen Zerfallsproduktes unter einem Winkel in einer der folgenden Schichten beobachtet werden. Begrenzender Faktor ist dabei die maximale Winkelauflösung der Emulsionen von ca. 2,1 mrad. Befinden sich primärer Interaktionsort und der Zerfall des τ^- in derselben Bleischicht (etwa 60 % der Fälle), spricht man von einem kurzen Zerfall: Hier sucht man nach Spuren mit einem hohen Stoßparameter b .

Impulsbestimmung

Erst die genaue Kenntnis der Kinematik ermöglicht die Abgrenzung eines Ereignisses vom Untergrund und seine eindeutige Identifizierung als Tauzerfall. Im hadronischen und elektronischen Zerfallskanal (Glg. 3.5 und 3.6) sind die Analyse der Vielfachstreuung und Auswertung der Schauerprofile innerhalb der ECC-Ziegel die wesentlichen Methoden zur Energierekonstruktion. Die Strahlungslänge X_0 für Elektronen aus dem Tau-Zerfall, die über die Bremsstrahlung (Glg. 3.9) in elektromagnetischen Schauern ihre Energie verlieren, beträgt nur etwa 0,56 cm und beschränkt die Impulsrekonstruktion örtlich daher in den meisten Fällen auf den Bereich innerhalb des Vertex-Bricks. Wie [Won07] (Kap. 3.4) ausführt, reicht daher eine Zählung der Schauerkonstituenten in einem Kegel bestimmten Öffnungswinkels hinter dem Vertex.

Der Energieverlust von Hadronen geschieht nach Glg. 3.8 überwiegend durch Ionisation und ist über die Bethe-Bloch-Gleichung abhängig vom Medium sowie von der Energie des Teilchens. Gelingt es, die Energiedeposition zu messen und ist zudem das Umgebungsmaterial bekannt, kann sowohl auf das ionisierende Teilchen als auch auf seinen Impuls geschlossen werden. Bei hadronischen Schauern ist die zur Strahlungslänge vergleichbare Größe die Absorptionslänge λ_a . Sie bestimmt die longitudinale Ausdehnung des Schauers, die üblicherweise deutlich länger als X_0 ist. Zusätzlich ist die Auffächerung wesentlich größer als bei elektromagnetischen Schauern, da bei Kernwechselwirkungen mehr Transversalimpuls übertragen wird. Wegen dieser Faktoren verlässt man sich bei der Energierekonstruktion eines hadronischen Schauers nicht ausschließlich auf die Emulsionsanalyse, sondern ergänzt sie durch die beim selben Event aufgenommenen Daten des Target Trackers und je nach Ursprung

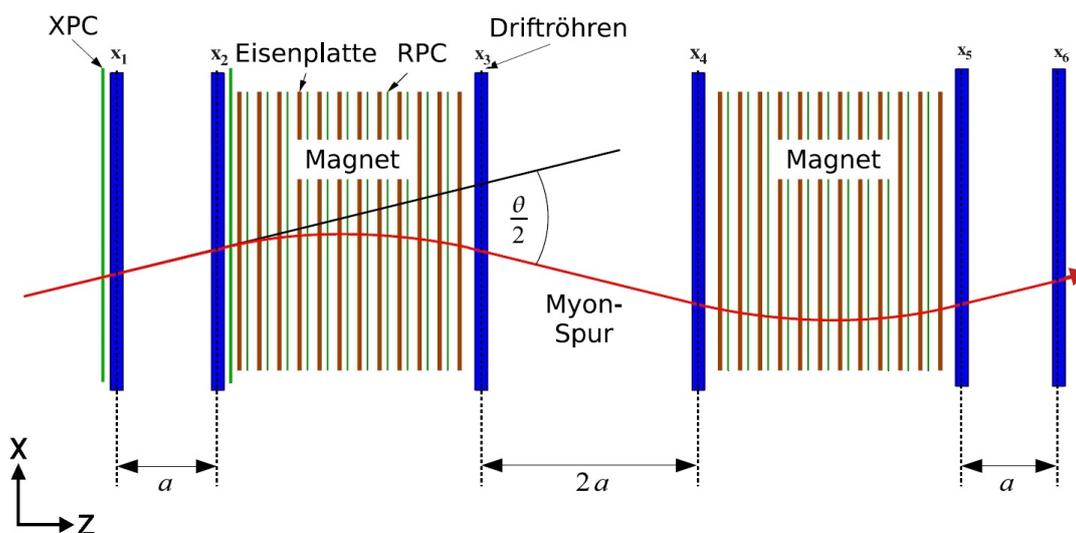


Abbildung 3.10: Dargestellt ist das Prinzip der Impulsmessung im Myonspektrometer. Der Schnitt in der horizontalen Ebene zeigt eine vom eingeschalteten Magneten abgelenkte Teilchenbahn (Der Krümmungsradius der Spur ist allerdings stark übertrieben). Die gestrichelten Linien deuten die Positionen der PT-Driftröhren-Wände eines Supermoduls an, mit denen die Koordinaten x_i gemessen werden. [Z⁺05]

des Schauers gegebenenfalls sogar durch Spektrometerinformationen.

Der Großteil der potenziellen Hintergrundereignisse lässt sich über eine präzise kinematische Erkennung und Analyse der beteiligten Myonen ausschließen. Myonen sind langreichweitige Teilchen und durchqueren den Detektor nahezu ohne Energieverlust, daher geschieht die Messung ihres Impulses und ihres Ladungsvorzeichens mit dem Spektrometer. Durch Ausmessung der horizontalen Bahnkrümmung innerhalb der Magnetfelder beziehungsweise der resultierenden Winkelablenkung aufgrund der Lorentzkraft können Aussagen über Impuls und Ladung des passierenden Myons getroffen werden.

Geladene Teilchen, die sich in einem Magnetfeld bewegen, werden durch die Lorentzkraft orthogonal zum Magnetfeld und zur Bewegungsrichtung um den Winkel

$$\theta = \frac{qBd}{p} \quad (3.13)$$

abgelenkt. Über diese Näherung für kleine Winkel reicht also die Messung des Winkels, um den gesuchten Impuls p zu bestimmen. Die im Magnetfeld zurückgelegte Distanz d und die Feldstärke des Magnetfeldes B sind bekannte Konstanten, die Ladung q spielt wegen der Einheitsladung von Myonen lediglich im Bezug auf das Vorzeichen eine Rolle, da über sie Myonen (negative Einheitsladung) von Antimyonen (positive Einheitsladung) unterschieden werden können. Die horizontale Ablenkung (s. Abb. 3.10) der Teilchen in den beiden Armen eines Spektrometers ist entgegengesetzt, da die Magnetfeldlinien in der einen Hälfte des Eisenjochs aufwärts, in der anderen abwärts verlaufen (vgl. Abb. 3.6).

3.3.3 Nachweisempfindlichkeit

Alle nachfolgenden Betrachtungen zur Detektions-Effizienz gelten für eine Laufzeit des Experiments von 5 Jahren und bei nomineller jährlicher Strahlintensität von $4,5 \cdot 10^{19}$ pot. Die angegebenen Werte entstammen vorwiegend umfangreichen Monte-Carlo-Simulationen und sind allesamt offizielle Zahlen der OPERA-Kollaboration. Sie sind aber dennoch unter Vorbehalt zu betrachten, da sie weiterhin Änderungen unterliegen können, die aus neuen Effizienzanalysen oder gar technisch geänderten Nachweiseffizienzen (z.B. Veränderung der Targetmasse, Ausfall von Detektorkomponenten, Strahlintensität etc.) herrühren.

Aus den aufsummierten und nach Verzweigungsverhältnissen gewichteten Einzeleffizienzen aller Analyseschritte ergibt sich die Gesamtnachweiseffizienz des OPERA-Detektors für den Tau-Nachweis. Sie beträgt laut [Zim06] ca. 9,1 %, deren Aufteilung auf die verschiedenen Zerfallskanäle aus Tab. 3.3 hervorgehen. Allerdings liegt den angegebenen Werten noch eine Targetmasse von 1,6 kt zugrunde. Tabelle 3.4 zeigt die Gesamtzahlen der erwarteten strahlinduzierten Neutrinoereignisse im Detektormaterial.

Tabelle 3.3: Nachweiseffizienz des OPERA-Detektors nach [Zim06]. *Kurz* und *lang* beziehen sich auf die in Kap. 3.3.2 eingeführten Zerfallslängen im ECC-Ziegel.

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

Die Anzahl der erwarteten ν_τ -Ereignisse variiert natürlich je nachdem, von welchen Oszillationsparametern man ausgeht: Für eine Massendifferenz von $\Delta m_{23}^2 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ erwartet man bis zu 80, für $\Delta m_{23}^2 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ jedoch schon 180 entsprechende Ereignisse. Unter Hinzunahme der Gesamtnachweiseffizienz des Detektors wird mit 10 – 15 nachgewiesenen τ^- gerechnet, wie aus Tabelle 3.5 ersichtlich wird. Man spricht dann von der geforderten 4σ -Evidenz, wenn die Wahrscheinlichkeit, dass die nachgewiesenen Tau-Neutrinos nur aus Hintergrundergebnissen stammen, ungefähr kleiner als 1/16000 ist: die gefundene Anzahl sich also um 4σ vom Untergrund abhebt. Die erwarteten Nachweisraten sind in Tab. 3.5

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

Tabelle 3.4: Anzahl der erwarteten Neutrino-Ereignisse in 5 Jahren Laufzeit mit nomineller Strahlintensität.

angegeben. Bemerkenswert ist, dass die Erwartung für Untergrundereignisse sogar für alle Zerfallskanäle zusammen deutlich unter einem Event in 5 Jahren Laufzeit liegt. Daher reichen schon 5 nachgewiesene Tau-Zerfälle im OPERA-Detektor, um die gesuchte $(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ -Oszillation mit 4σ Genauigkeit nachzuweisen. In Abbildung 3.11 ist das Entdeckungspotential von OPERA gegen die Massendifferenz Δm_{23}^2 aufgetragen: In der aktuell vom MINOS-Experiment vorhergesagten Region um $\Delta m_{23}^2 = 2,43 \pm 0,13 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ [Osp08] beträgt es ca. 90% für eine 4σ - und fast 100% für eine 3σ -Evidenz.

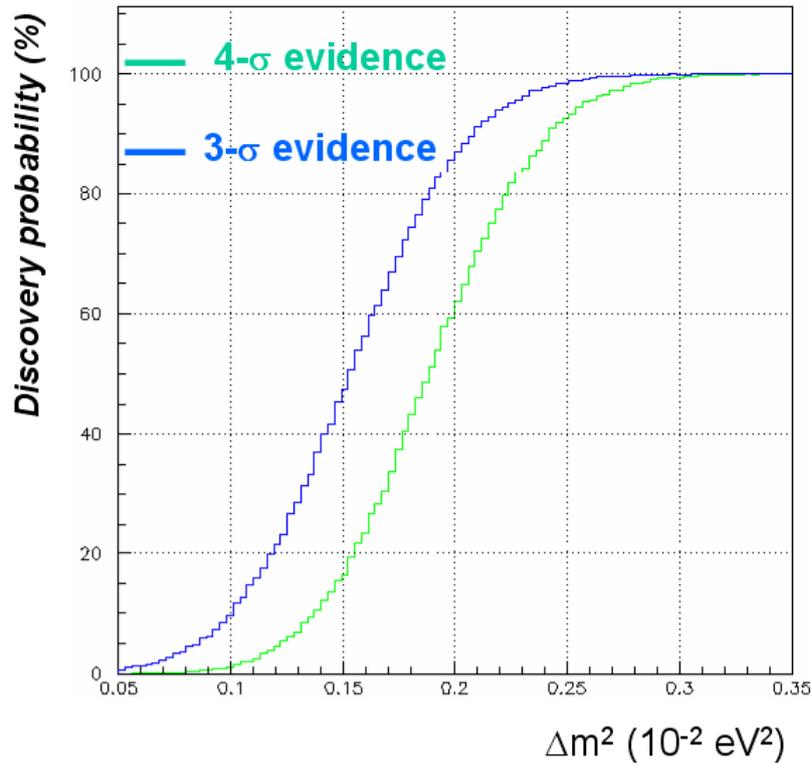


Abbildung 3.11: Das OPERA Entdeckungspotential für die 3σ - und 4σ -Evidenz der $(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ -Oszillation in Abhängigkeit von der Massendifferenz Δm_{23}^2 .

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

Tabelle 3.5: Erwartete ν_τ -Ereignisse für verschiedene Δm_{23}^2 im Vergleich zur erwarteten Anzahl an Untergrundereignissen bei nomineller Strahlintensität über 5 Jahre und 1,28 kt Targetmasse.

Kapitel 4

Der Precision Tracker

Der Precision Tracker (im folgenden kurz 'PT' genannt) und das Verständnis seiner Funktion bilden den praktischen Rahmen für die hier vorliegende Diplomarbeit. Daher widmet sich dieses Kapitel seinen physikalischen und technischen Grundlagen, wobei dies im Hinblick auf die im Anschluss folgende Overall-Trigger-Thematik geschieht. Nach einer Erläuterung der Anforderungen an Konstruktion und physikalische Leistung folgt im zweiten Abschnitt eine grobe Aufbaubeschreibung. Ein kurzer Exkurs über die Technik von Driftröhren ist zudem wegen der Verwendung als Basiseinheit des PT unumgänglich. Das Prinzip der Driftzeitmessung ist eng mit dem Triggerkonzept verknüpft, beide Themen werden am Ende des Kapitels behandelt.

4.1 Anforderungen und Leistung

Die Hauptaufgabe des PT ist es, im relevanten Impulsbereich bis 25 GeV für den myonischen Tau-Zerfall das Vorzeichen der Myonladung mit einer Signifikanz von mindestens 4σ zu bestimmen. Diese Anforderung ist an eine Impulsauflösung von

$$\frac{\Delta p}{p} \leq 0,25 \quad (4.1)$$

gebunden, die wiederum ungefähr gleich der Winkelauflösung des Spektrometers ist:

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\Delta\theta}{\theta}. \quad (4.2)$$

Für die Berechnung des Ablenk winkels θ aus den sechs PT-Spurkoordinaten x_i pro Supermodul ergibt sich unter Hinzunahme des Abstandes a (s. erneut Abb. 3.10):

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{x_2 - x_1}{a} - \frac{x_4 - x_3}{2a} + \frac{x_6 - x_5}{a} - \frac{x_4 - x_3}{2a} \\ &= \frac{1}{a} (x_2 - x_1 + x_6 - x_5 - x_4 + x_3). \end{aligned} \quad (4.3)$$

Zum Gesamtfehler $\Delta\theta$ des Winkels tragen insbesondere zwei Faktoren bei. Zum einen resultiert wegen der Gleichgewichtung der x_i aus dem Fehler ε einer einzelnen Ortsmessung

$$\Delta\theta_x = \frac{\varepsilon}{a} \sqrt{6}. \quad (4.4)$$

Zum anderen muss die Vielfachstreuung der Myonen im Eisenjoch des Magneten $\Delta\theta_S$ berücksichtigt werden. Ihr Beitrag lautet

$$\Delta\theta_S = \frac{14 \text{ MeV}}{pc} \sqrt{\frac{d}{X_0}}. \quad (4.5)$$

Bei Glg. (4.5) beträgt die Gesamteisendicke beider Magnethälften ca. $d = 1,2 \text{ m}$ und die Strahlungslänge X_0 für Myonen im Eisen $0,0176 \text{ m}$. Beide Anteile werden quadratisch addiert und es ergibt sich:

$$\Delta\theta = \sqrt{6 \left(\frac{\varepsilon p}{a}\right)^2 + \frac{d}{X_0} \left(\frac{14 \text{ MeV}}{c}\right)^2}. \quad (4.6)$$

Setzt man dieses Ergebnis zusammen mit dem über die Lorentzkraft berechneten Ablenkwinkel (Glg. 3.13) in Formel 4.2 ein, lässt sich daraus der maximale akzeptable Gesamtfehler ε der Ortsmessung, der sich aus dem Fehler der Driftzeitmessung, der Drahtposition und der Modulausrichtung zusammensetzt, mit ca. $600 \mu\text{m}$ abschätzen [Z⁺05]. Der intrinsische Fehler der Driftzeitmessung resultiert in einem Ortsfehler von ungefähr $300 \mu\text{m}$. Im Durchschnitt werden aber mehr als zwei Röhren pro PT-Wand getroffen, wodurch sich der Fehler reduziert. Wegen der geringen Ereignisrate beim OPERA-Experiment lässt sich zwar nicht jede einzelne Drahtposition, jedoch die Alignierung der 50 cm breiten Wandmodule über die statistische Ermittlung der relativen Verschiebung korrigieren.

4.2 Aufbau

Wie bereits in Kap. 3.2.3 beschrieben und in Abb. 3.6 zu sehen teilt sich der Precision Tracker in 12 von PT1 bis PT12 durchnummerierte Wände auf: je zwei vor und nach dem Magneten, sowie zwei Wände zwischen den Magnetarmen beider Supermodule. Diese Paare werden auch 'Doublets' oder im Kontext des PT-Triggersystems 'Stationen' genannt. Der PT ist insgesamt aus 9504 jeweils knapp 8 m langen Aluminium-Driftröhren zusammengesetzt. Aus praktischen Gründen sind je 48 Röhren zu einem ca. 50 cm breiten 'Modul' zusammengefügt. In jeder PT-Wand sind 17 Module aneinandergereiht, wobei PT1, PT6 und PT7 Ausnahmen darstellen: Ihre Nähe zum Targetbereich erlaubte wegen des Platzbedarfs der BMS nur die Verwendung von 15 Modulen.

Der äußere Durchmesser der Aluminiumröhren beträgt 38 mm , die Wandstärke $0,85 \text{ mm}$ (beides Obergrenzen). Wegen der vertikalen Aufhängung war es möglich, die $45 \mu\text{m}$ dicken, goldbeschichteten Wolframdrähte in der Mitte über die gesamten 8 m Driftröhrenlänge ohne Drahtunterstützung zu spannen, sodass keine ineffizienten Zonen vorhanden sind. Die Anodendrähte werden durch die Kunststoff-Endkappen der Röhren mit $175 \mu\text{m}$ Genauigkeit in Position gehalten und gleichzeitig gegen die Röhrenwand elektrisch isoliert.

Aus vorhergehenden MonteCarlo-Simulationen ergab sich unter Berücksichtigung der erwarteten Myon-Einfallswinkelverteilung eine vierlagige Anordnung der

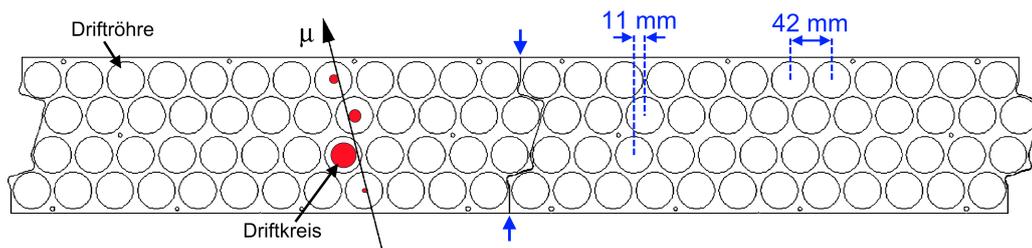


Abbildung 4.1: Anordnung der Driftröhren im PT, horizontaler Schnitt. Gezeigt sind zwei mit Nut und Feder (blaue Pfeile) zusammengesetzte Module à 48 Röhren, angeordnet in zwei um 11 mm verschobenen hexagonal dicht gepackten Doppellagen. Quelle: [Len07]

Röhren pro Wand als Ideallösung. Je zwei so dicht wie möglich gepackte Doppellagen sind um 11 mm verschoben zusammengefügt wie in Abb. 4.1 angedeutet. Dadurch wird die Akzeptanz für Teilchen aus Strahlrichtung optimiert, da so selbst bei verringerter Einzelröhren-Nachweisschwindigkeit ein Teilchen beim Durchflug durch zwei Wände mit 98,5% Wahrscheinlichkeit mindestens vier Driftröhrensensoren hinterlässt, was laut [Won07] Minimalbedingung für eine erfolgreiche Bahnrekonstruktion ist. Weiterführende Informationen zur Konstruktion und Performance des Precision Trackers sind insbesondere in [Z⁺05] zu finden.

4.3 Driftröhren

Eine Driftröhre ähnelt prinzipiell dem Geiger-Müller-Zählrohr: In einem elektrisch leitenden, gasgefüllten Rohr befindet sich ein in der Mitte gespannter Draht, der eine hohe Potentialdifferenz gegenüber der Außenwand besitzt.

Durchquert ein geladenes Teilchen die Röhre, ionisiert es Atome und Mo-

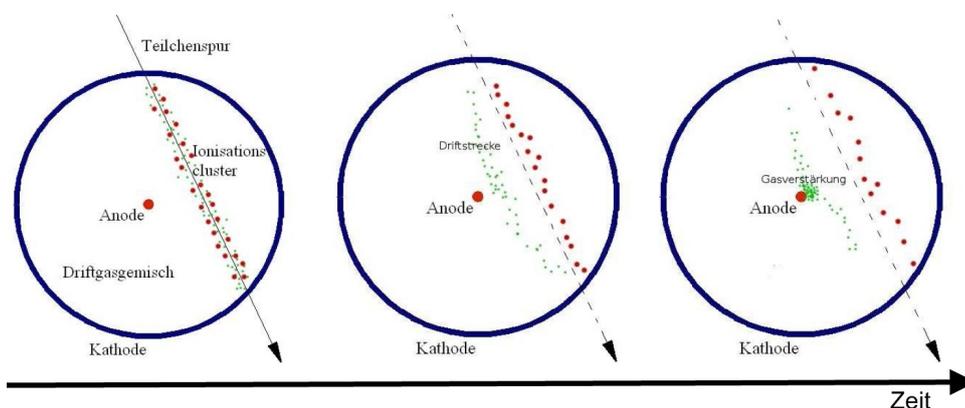


Abbildung 4.2: Angedeuteter Teilchendurchgang durch eine Driftröhre mit Ionisationsclustern. Die drei nacheinander folgenden Momentaufnahmen deuten den zeitlichen Verlauf vom Teilchendurchgang und der Entstehung von Ionisationsclustern (links) über die Ladungstrennung (mitte) bis zur Lawinenbildung durch Gasverstärkung (rechts) und der daraus resultierenden Signalfeldbildung an.

leküle des Driftgases über die Coulomb–Wechselwirkung und verliert entsprechend der Bethe–Bloch–Gleichung kinetische Energie. Andere Prozesse wie Bremsstrahlung oder Čerenkov–Strahlung leisten in Gas–Detektoren bei Teilchen mit einer größeren Masse als der von Elektronen nur einen sehr geringen Beitrag und können hier vernachlässigt werden¹.

Wie in Abb. 4.2 links bleiben entlang der Spur Ansammlungen von ionisierten Teilchen zurück, die als *Ionisationscluster* bezeichnet werden. Durch die zwischen dem als Kathode fungierenden Außenrohr und der Drahtanode in der Mitte angelegte Hochspannung werden die Ionen entlang des radialsymmetrischen elektrischen Feldes beschleunigt und dadurch getrennt: Die positiv geladenen Molekülreste bewegen sich nach außen zur Röhre, während die Elektronen entlang der Feldlinien zur Anode ‘driften’. In Abhängigkeit des Radius lässt sich das Feld beschreiben als

$$E(r) = \frac{1}{r} \frac{U}{\ln(r_K/r_A)}. \quad (4.7)$$

Dabei ist U die zwischen Röhre und Draht angelegte Spannung, r_K der Innenradius der Driftröhre und r_A der Drahtradius. Wegen der Zylindersymmetrie steigt das elektrische Feld E zur Anode hin stark an, da es nach Formel 4.7 antiproportional zum Abstand r ist. Die Elektronen werden hier stark beschleunigt und ihre Zahl erhöht sich durch sekundäre Ionisationsprozesse im Driftgas lawinenartig (siehe Abb. 4.2 rechts). Diese Gasverstärkung produziert schließlich ein an der Anode auslesbares Signal, sobald die Elektronenlawine auf den Draht trifft.

Für tieferegehende Informationen zu den einzelnen Prozessen von der Ionisation über die Driftbewegung der Elektronen und Ionen bis zur Gasverstärkung sei insbesondere [Old09] zur Lektüre empfohlen. Beim Precision Tracker beträgt die über Röhre und Draht angelegte Hochspannung 2,45 kV, als Driftgas werden Argon und CO₂ im Volumenverhältnis 80:20 bei einem Absolutdruck von 1005 ± 5 mbar verwendet. Beide Gase sind weder brennbar noch toxisch und genügen damit den Sicherheitsvorschriften im LNGS–Untergrundlabor. Details zum Aufbau und zur Funktionsweise des Gassystems erläutert [Fer06].

4.4 Driftzeitmessung

Ein einzelnes Signal aus einer Driftröhre reicht bisher nur, um den Durchflug eines Teilchens nachzuweisen. Um aus dem Signal noch eine Ortsinformation zu gewinnen, wird mit Hilfe eines zweiten externen Triggersignals die Dauer zwischen Eintreffen des ionisierenden Teilchens und der ansteigenden Flanke des Driftröhrensignals bestimmt. Dabei wird vorausgesetzt, dass sich ein passierendes Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegt und Triggersignal–Erzeugung und Clusterbildung im Driftgas in guter Näherung im selben Moment geschehen. Die Laufzeit des Triggersignals wird als konstant angenommen und kann daher bei der Rekonstruktion herausgerechnet werden. Die gemessene Zeitspanne wird als *Driftzeit* bezeichnet, da sie die Dauer des Driftprozesses der Elektronen angibt. Über die in Abb. 4.3 gezeigte *Driftzeit–Ort–Beziehung*

¹ Die Masse der vom PT nachzuweisenden Myonen beträgt ca. das 200–fache der Elektronenmasse.

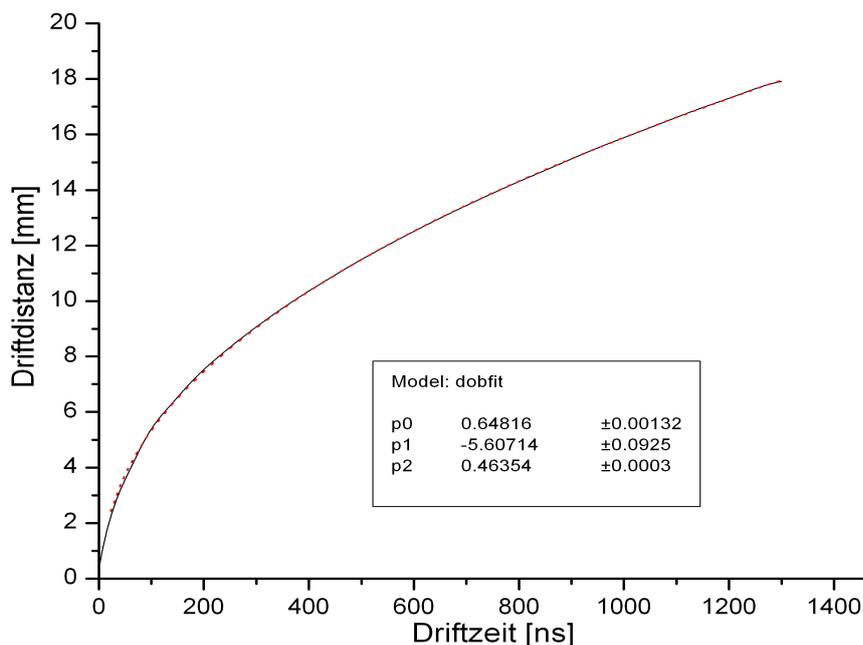


Abbildung 4.3: Gezeigt ist die am Teststand in Hamburg experimentell ermittelte Driftzeit–Ort–Beziehung der OPERA–Driftröhren (schwarze Linie). Die rot–gestrichelte Linie stellt den Fit mit den angegebenen Parametern für Glg. 4.8 dar. [Old09]

kann daraus die Entfernung vom Anodendraht bestimmt werden, in der das Teilchen die Röhre durchquert hat.

[Won07] setzt sich ausführlich mit der analytischen und experimentellen Ermittlung der zugrundeliegenden Funktion auseinander. Demnach ist diese gut ausdrückbar durch eine Gleichung der Form

$$r(t) \approx p0 \cdot (t + p1)^{p2}. \quad (4.8)$$

Mit den Fit–Parametern aus Abb. 4.3 ergibt sich in guter Näherung

$$r(t) \approx konst \cdot \sqrt{t}. \quad (4.9)$$

Die Driftzeitmessung wird von der am Draht eintreffenden Elektronenlawine gestartet. Der Spannungsabfall wird von einer direkt an den Röhrenden angebrachten Elektronik registriert und dort analog verstärkt. Zusätzlich sind auf den Platinen Diskriminatoren integriert, die die Einstellung der Schwellenspannung für jeden Kanal einzeln ermöglichen und zudem das Ausgangssignal auf den vielseitig kompatiblen LVDS²–Level transformieren. Von dort wird es zur zentralen PT–Messelektronik, dem *Time–to–Digital–Converter* (TDC), übertragen, der daraufhin die Zeitmessung startet.

Das Stoppsignal wird vom Trigger (*Triggerstopp*) generiert, dessen Konzept im folgenden Abschnitt beschrieben wird. Es wird von einer jeweils am nächsten zu einer

² Low Voltage Differential Signaling, siehe Anhang

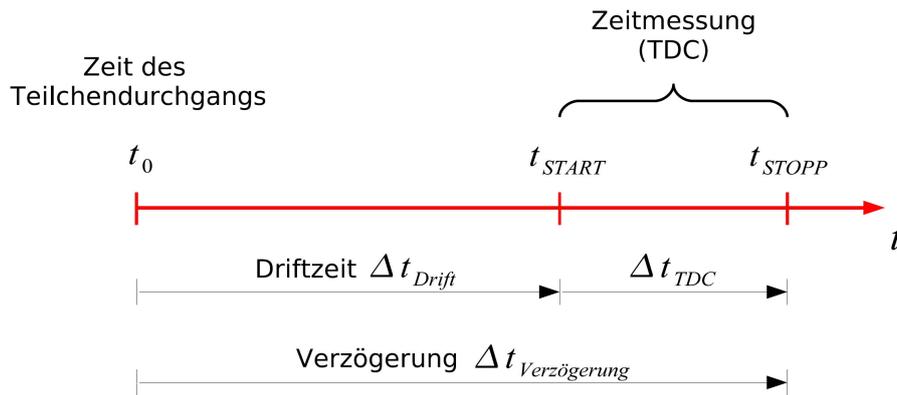


Abbildung 4.4: Schema der Driftzeitmessung beim OPERA-PT. Die wahre Driftzeit ergibt sich aus der Subtraktion der gemessenen TDC-Zeit von der konstanten Verzögerung des Trigger-Stoppsignals. Quelle: [Ste08]

Driftröhren-Doppelwand positionierten RPC-/XPC-Kombination annähernd gleichzeitig³ mit dem Startsignal erzeugt, dann jedoch um ein festes Zeitintervall verzögert. Der Sollwert dieses Gesamt-Triggerdelays⁴ beträgt 2000 ns und ist damit länger als jede maximal mögliche Driftzeit (ca. 1600 ns, [Won07]). Somit ist sichergestellt, dass das Stoppsignal auch tatsächlich immer nach dem Startsignal beim TDC ankommt. Abbildung 4.4 veranschaulicht das der Zeitnahme zugrunde liegende Prinzip. Der vom TDC gemessene Wert ist vom Triggerdelay zu subtrahieren, um die Länge des Driftzeitintervalls zu erhalten:

$$\Delta t_{Drift} = \Delta t_{Verzögerung} - \Delta t_{TDC} \quad (4.10)$$

Jede TDC-Platine ist mit 12 TDC-Chips ausgestattet und kann bei 8 Kanälen pro Chip die Driftzeiten von bis zu 96 Röhren messen. Die Messweite der TDCs ist in [A⁺09] mit 3200 ns bei einer Auflösung von etwa 1,5 ns angegeben. Die gemessenen Weiten der Driftröhrenpulse werden bei der Speicherung in drei Kategorien unterschieden: *Kurze* Pulse sind weniger als 12,50 ns lang, *medium* reicht von 12,50 ns bis 81,25 ns Dauer und *lange* Signale sind diejenigen über 81,25 ns Weite. Da die Startpulse unmittelbar von den Driftröhren generiert werden, lässt sich über diese Kategorisierung ein Großteil der Rausch-Signale ausschließen. 'Echte' Driftröhrentreffer haben in der Regel Signalweiten der oberen beiden Kategorien zur Folge, während kurze Pulse meistens auf Noise⁵ zurückzuführen sind.

Die maximale Ausleserate der TDCs liegt größenordnungsmäßig bei 10^5 Hz, ist allerdings durch die sich anschließende Ethernet-Datenübertragung auf etwa $4,2 \cdot 10^3$ Hz limitiert. Zudem ist auch die Stabilität des DAQ⁶-Systems, das die vom

³ Der Einfluss von Laufzeitunterschieden sowie aus unterschiedlichen Flugstrecken resultierende Zeitdifferenzen werden in Kap. 6.3 näher beleuchtet.

⁴ Delay, engl.: Verzögerung

⁵ engl.: hier (Hintergrund-)Rauschen

⁶ **Data-Aquisition**: gemeint ist die Datenerfassung und -speicherung

TDC gemessenen Werte ausliest und in der globalen OPERA-Datenbank speichert, ein begrenzender Faktor für die Eventrate. Für Triggerraten im unteren zweistelligen Bereich, wie sie beim OPERA-PT vorkommen (siehe Kapitel 7), ist beides aber bei weitem ausreichend. Die von [Jan08] ermittelte TDC-Totzeit von 7,94 μs stellt für die erwarteten Ereignisraten von ca. 10 Hz ebenfalls kein Problem dar.

4.5 Triggerkonzept

Wie im vorhergegangenen Abschnitt erläutert, basiert die Auflösung der Ortsbestimmung zum einen auf dem Röhrensignal selbst, zum anderen jedoch ebenso auf der Präzision des Triggersignals. Um die geforderte Ortsauflösung des PT zu erreichen, ist ein genaues Verständnis des Triggers unerlässlich. Die Funktion und Signalverarbeitung des Triggersystems wird im Detail in [Ste08] und [FPvSZ05] beschrieben, in diesem Absatz seien die für den Overall-Trigger wichtigen Eigenschaften nochmals zusammengefasst.

Insgesamt gibt es sechs Triggerstationen: jeweils eine für die zwei Driftröhrenwände vor, zwischen und hinter den Magnet-Eisenarmen beider Supermodule. In diesem Zusammenhang wird von den Triggerstationen *A* bis *F* gesprochen. Jede Station basiert auf den drei am nächsten zu einer PT-Doppelwand gelegenen RPC-Wänden: Für die jeweils vor den Magneten liegenden Stationen werden die XPCs sowie der erste RPC im vorderen Magnetarm verwendet, für die mittleren Stationen der letzte RPC des vorderen und die ersten beiden RPCs des hinteren Magnetarms und schließlich werden für die Signalbildung der hinteren Triggerstation eines Supermoduls die drei letzten RPC-Wände herangezogen. In Abbildung 4.6 sind die entsprechenden Zusammengehörigkeiten sowie die exakten Bezeichnungen der Komponenten eingezeichnet.

Zur folgenden Beschreibung der Trigger-Signalverarbeitung ist die Betrachtung von Abb. 4.5 hilfreich: Die sieben horizontalen Auslese-Streifen (engl. *Slices*) der für den Trigger verwendeten RPCs sind auf der Korridorseite des Detektors zusätzlich zur eigenen Signalauslese-Elektronik noch mit je zwei sogenannten 'Timingboards' versehen, die das erste Signal einer RPC-Kammer an die 'Or-Plane-Electronics' (*OPE-Board*) weitergeben. Dort werden alle 14 Kanäle einer Wand wegen der unterschiedlichen Signalwege laufzeitkorrigiert und über eine ODER-Schaltung zusammengeführt. Zusätzlich bietet das OPE die Möglichkeit, einzelne Slices bei der Triggerbildung auszumaskieren, was insbesondere bei 'heißen' Kanälen⁷ zur Wahrung der Signalqualität hilfreich sein kann. Vom OPE-Board wird das ca. 113 ns lange ODER-Signal zum OPERA-Triggerboard (*OTB-Master*) geleitet, wo die drei Signale einer Triggerstation zusammenlaufen und eine Majoritätsprüfung durchgeführt wird. Bei den vorderen Stationen mit XPC-Verwendung, die wegen der schrägen Signalstreifen knapp doppelt so viele Auslesekanäle besitzen, werden auf beiden Detektorseiten einer XPC-Wand je 14 Timingboards sowie ein OPE-Board benötigt. Nach einer ODER-Verknüpfung beider Seiten kann das resultierende Signal regulär auf dieselbe Weise weiterverarbeitet werden wie die RPC-Triggerimpulse.

⁷ Kanäle mit unverhältnismäßig hohen Rausch-Raten

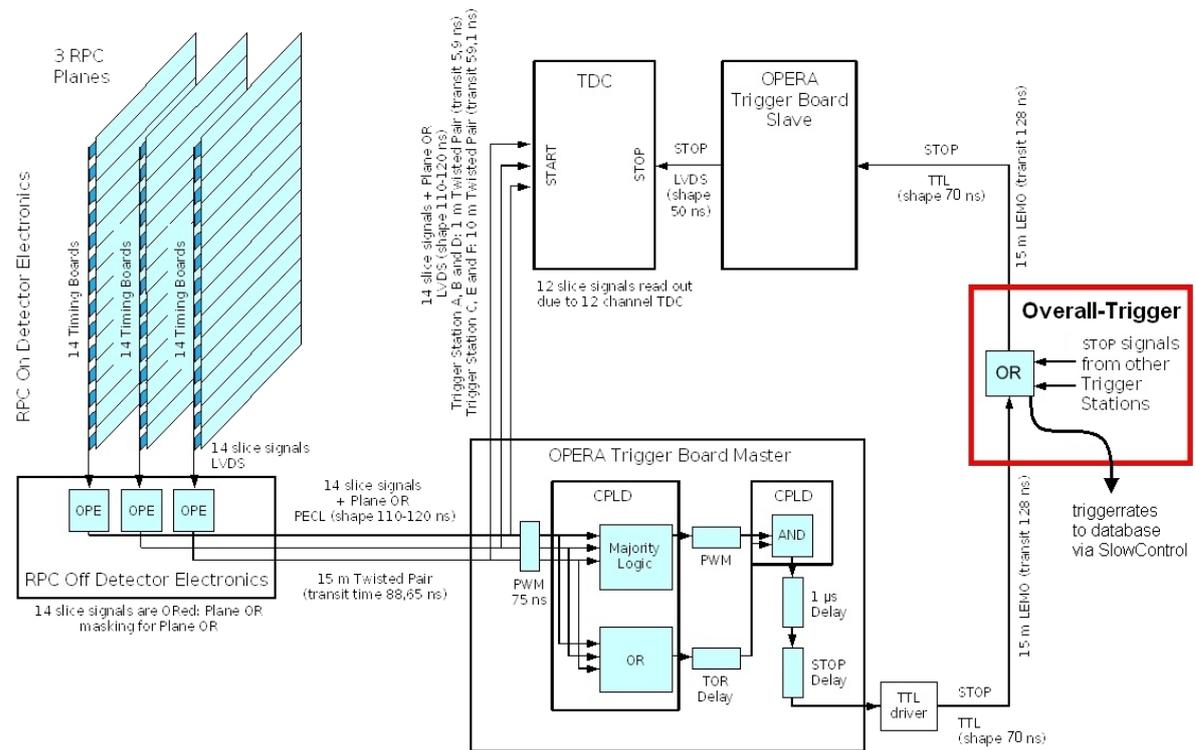


Abbildung 4.5: Der Signalweg für eine einzelne Triggerstation. Die Verknüpfung aller sechs Stationen durch den Overall-Trigger (s. Kap. 5) ist rot markiert. Quelle: [Ste08]

Jede Station verfügt über ein eigenes Triggerboard. Zunächst korrigieren Pulsweitenmodulatoren alle eingehenden Signale auf 75 ns Länge. Überschneiden sich mindestens zwei dort eintreffende Signale im Zeitfenster dieser Pulsweite, generiert das OTB ein TTL⁸-Signal von 70 ns Pulsweite und fester Verzögerung. Das heißt, dass das entscheidende Kriterium für die Triggerbildung dann erfüllt ist, wenn ein Teilchen beim Durchflug durch die drei Wände in mindestens zwei von ihnen ein Signal erzeugt (*2-aus-3-Koinzidenz*). Die nötige Eingangspulsweite von 75 ns ergibt sich aus der geometrischen bedingten, maximal möglichen Zeitdifferenz (knapp 70 ns laut [Ste08]), die im ungünstigsten Fall zwischen den von einem einzelnen Teilchen herrührenden RPC-Signalen derselben Triggerstation liegen kann. Nach dem Durchlaufen des im folgenden Kapitel beschriebenen Overall-Triggers wird das vom OTB-Master ausgegebene Signal vom OTB-Slave zurück auf den LVDS-Standard konvertiert und schließlich als Stoppsignal an die TDCs verteilt. 'Triggert' also eine Station, werden alle Driftröhren-Zeitmessungen eines PT-Doublets gleichzeitig gestoppt.

Die Gesamtsignallaufzeit der Triggerschaltung vom Ausgang der OPE-Boards bis zum TDC-Eingang soll nach [Won07] möglichst präzise 2 μ s betragen. Die entsprechenden zur intrinsischen Laufzeit der Schaltung zu addierenden elektronischen Verzögerungen können auf dem OTB-Master per Software eingestellt werden. Um die

⁸ Transistor-Transistor Logic. Gebräuchlicher Standard-Signalpegel, siehe Anhang

Stabilität des Triggertimings zu überprüfen, werden sowohl die Timingboardsignale⁹ als auch das OPE-ODER einer RPC-Wand zusätzlich auf übrige freie Eingänge der TDCs gelegt. Dort starten sie eigene Zeitmessungen, die von dem verzögerten und durch die Triggerlogik gelaufenen Signal wieder gestoppt werden. Die kontinuierliche Kontrolle dieser abgespeicherten Signallaufzeiten gewährleistet eine hohe Stabilität des Timings. Von einem idealen elektronischen System und einer Zeitauflösung der RPCs von $\sigma_{RPC} = 2-4$ ns laut [FPvSZ05] ausgehend, liegt der Beitrag des Triggersignals zur Ortsunsicherheit der Driftröhrenmessung unterhalb der geforderten $50 \mu\text{m}$. In [Ste08] ist für die zeitliche Auflösung des Triggers mit [FPvSZ05] gut übereinstimmend die experimentell ermittelte Obergrenze $\sigma_{trig} = 2,9$ ns angegeben.

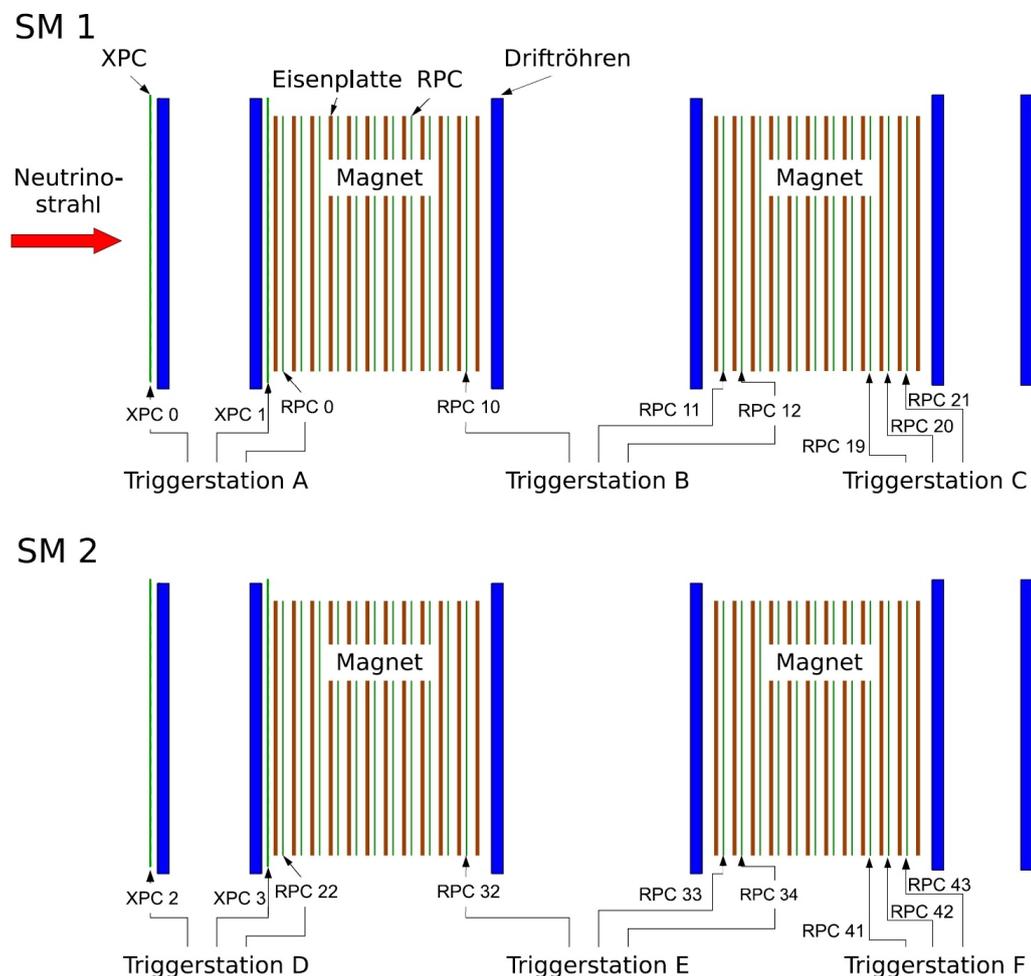


Abbildung 4.6: Die Anordnung der Triggerstationen des Precision Trackers in den beiden Myonspektrometern des OPERA-Detektors, aus [Ste08].

⁹ Technisch bedingt werden allerdings nur 12 von 14 Timingboardsignalen an die TDCs weitergeleitet, jeweils die Signale des obersten und untersten RPC-Streifens werden nicht aufgezeichnet.

Kapitel 5

Der Overall-Trigger

Die Verknüpfung der sechs einzelnen Triggerstationen miteinander durch die Overall-Trigger-Platine, die des Weiteren neue Steuer- und Überwachungsmöglichkeiten für den PT-Trigger bietet, ist Inhalt des vorliegenden Kapitels. Im kommenden Abschnitt geht es zunächst um die Motivation einer solchen Erweiterung sowie um die spezifischen Anforderungen, die die technische Ausführung des Overall-Trigger-Boards (OVTB) erfüllen muss. Der Aufbau wird skizziert und wichtige Bauteile erklärt, zudem wird auf die ebenfalls neu entwickelte und in der PT SlowControl¹ verankerte Steuer-Software eingegangen. Die Funktionsweise des Boards, der Signalverarbeitung und der Software wurden am 'kleinen Teststand'² in Hamburg während der Entwicklung fortlaufend überprüft und mehrfach in Zusammenarbeit mit der Abteilung für Technische Entwicklung und Betrieb (TEB) der Universität Hamburg korrigiert und verbessert. Details hierzu werden im vierten Abschnitt behandelt, bevor kurz die zum Einbau des Overall-Triggers getroffenen Maßnahmen und Anpassungen am bestehenden System erklärt werden. Schließlich werden Effizienz des neuen Triggersystems anhand simulierter und echter Daten analysiert und bewertet.

5.1 Motivation für den Overall-Trigger

Die Idee zum Overall-Trigger basiert auf der empirischen und qualitativen Feststellung verschiedener Effizienzschwächen des Triggersystems. Damit ist nicht gemeint, dass das gesamte Konzept eine nicht zufriedenstellende Effizienz und Funktionalität bietet. Vielmehr gibt es spezielle Ereigniskategorien, für die das bisher beschriebene System konstruktionsbedingt keine ideale Triggerquote erreichen kann. Um entsprechende Daten zu 'retten', sprich ein Triggern und damit ihre Aufnahme zu garantieren, wurde der Overall-Trigger implementiert: Er kombiniert die einzelnen Triggerstationen eines Supermoduls miteinander, indem bei einem Ausfall einer Station diese über das Stopp-Signal von einer der übrigen getriggert wird. Mit dieser Arbeit wurde das Triggerkonzept noch um den *X-Trigger*³ erweitert, der jeweils die Overall-Trigger der beiden Supermodule kombiniert. Dies ist Inhalt des nachfolgenden Kapitels.

¹ Steuerungs-Softwarepaket für die Online-Kontrolle fast aller Betriebsparameter des PT [Göl06]

² der kleinere von zwei Versuchsaufbauten zur Ermittlung von Betriebsparametern des PT

³ 'X' steht hier für 'Kreuz'

5.1.1 RPC-Ineffizienz

Die Effizienz der Triggerstationen basiert vorrangig auf der Nachweisfähigkeit der RPCs, aus der sich bei Betrachtung der 2-aus-3-Majorität durch statistische Rechnung die Triggereffizienz ergibt. Dabei ist zwischen geometrischer Akzeptanz und elektronischer Effizienz zu unterscheiden. Der Einfluss beider Faktoren wird nachfolgend unter der Annahme, dass sich alle technischen Bauteile gleich verhalten, analysiert.

Geometrisch

Mechanisch bedingt kann eine RPC-Wand nicht die komplette Detektorfläche abdecken und besitzt ineffiziente Bereiche aufgrund von dort vorhandenen Befestigungen oder Abstandshaltern. Abbildung 5.1 zeigt ein als *Hitmap* bezeichnetes Histogramm: Aus den zur Verfügung stehenden Daten wird für jeden RPC-Treffer ein schwarzer Punkt an die durch seine X- und Y-Koordinaten gegebene Stelle im Diagramm gesetzt. Die Längsachse des Detektors, die im OPERA-Koordinatensystem der Z-Achse entspricht und die bei den RPCs gleichbedeutend mit der Nummer der getroffenen Wand ist, wird dabei nicht berücksichtigt. Da die mechanische Konstruktion aller RPC-Wände gleich ist, lassen sich die geometrischen Ineffizienzen in dieser Übereinanderlegung aller RPCs gut als weiße Färbungen erkennen. Je größer ihr Anteil an der Fläche ist, desto wahrscheinlicher ist der Fall, dass ein unter geringem Winkel zur Z-Achse fliegendes Teilchen dieselben ineffizienten Bereiche in zwei oder mehr dicht aufeinanderfolgenden Wänden passiert. Bei einer 2-aus-3-Koinzidenz kann damit die Triggerbedingung schon nicht mehr erfüllt werden: Für die betroffene Station werden trotz möglicher Driftröhrentreffer keine Daten aufgezeichnet.

[Dus05] zur Folge beträgt die geometrische Akzeptanz einer einzelnen Wand etwa 97%. Für eine eigene Kalkulation der geometrischen Akzeptanz wurde die elektronische RPC-Effizienz für die Digitalisierung simulierter Ereignisse im Detektor auf fiktive 100% gesetzt, sodass in der Simulation jedes Teilchen, das die aktive RPC-Fläche passiert, ein Signal erzeugt. Die RPC-Geometrie ist detailgetreu und vollständig in der OPERA-Software *OpGeom* nachgebildet, die den Detektor virtuell nachbildet und zur Ereignis-Simulation herangezogen wird. Betrachtet man nun den ersten und den letzten RPC-Eintrag einer Spur, müssen alle dazwischenliegenden RPCs ebenfalls ein Signal geliefert haben, solange die Spur nicht durch ineffiziente Stellen führt. Dieses Prinzip ist in der Software *RPCefficiency* verankert, die das Verhältnis der Spurlücken zu RPC-Einträgen analysiert und durch Mittelung über viele Ereignisse einen statistischen Akzeptanzwert p_g liefert. Die Ergebnisse werden in Tabelle 5.1 dargestellt.

Elektronisch

Zusätzlich muss die elektronische Effizienz betrachtet werden. [Mer09] gibt die kombinierte, reale elektronische Nachweiswahrscheinlichkeit für X- oder Y-Ebene einer RPC-Wand mit durchschnittlich 93,6% an. Für die PT-Triggerinformation werden nur die in X-Richtung angebrachten Auslestreifen verwendet. Unter der theoretischen Annahme, dass die elektronische Auslese in X- und Y-Richtung gleich effizient

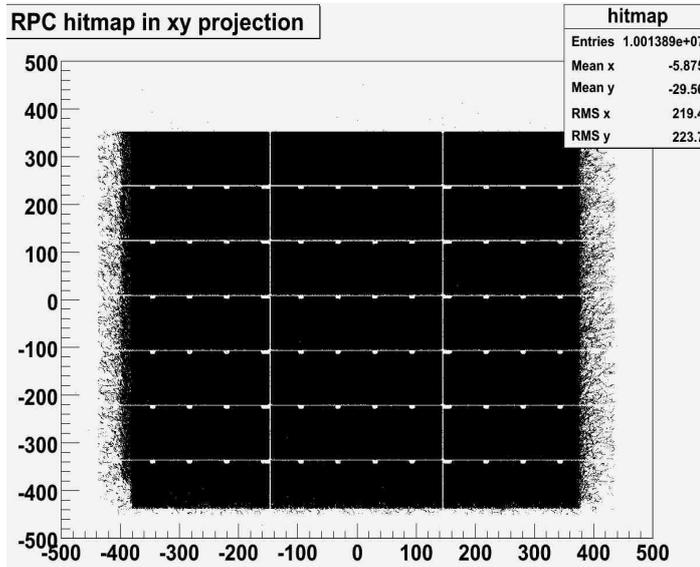


Abbildung 5.1: RPC-Hitmap in der X-Y-Projektion, Skalen in cm. Durch Übereinanderlegen der Daten aller RPC-Ebenen werden die in Strahlrichtung immer genau hintereinanderliegenden geometrischen Ineffizienzen gut sichtbar. Das 7 x 3 Raster gibt den in Kap. 3.2.3 beschriebenen Aufbau wieder, die Verschmierung an den seitlichen Rändern entsteht durch unterschiedliche Breiten der RPC-Layer.

Tabelle 5.1: Statistischer Wert für die geometrische Akzeptanz der RPC-Wände, ermittelt mit dem Programm *RPCefficiency*. Die Differenz spiegelt die unterschiedlichen Einfallswinkelverteilungen der benutzten Datensamples wider. Der angegebene Fehler ist ausschließlich statistisch.

	beam	cosmics
analysierte Events	179.424	37.480
geprüfte Planes	3.104.055	119.675
Planes ohne Signal	106.982	6.282
Akzeptanz p_g	(96,55 ± 0,01)	(94,75 ± 0,06)
	%	%

ist, lässt sich die gesuchte Nachweiseffizienz p_e der horizontalen Auslestreifen einer einzelnen Triggerplane wie folgt abschätzen:

$$0,936 = 2 \cdot [p_e \cdot (1 - p_e)] + p_e^2, \quad (5.1)$$

$$\iff p_e = 0,747. \quad (5.2)$$

Demnach würden nur drei von vier durchfliegenden Myonen von einem RPC registriert.

Für eine eigene Kalkulation wurden reale Daten verwendet, bei denen die geometrische Akzeptanz allerdings nicht von der elektronischen Effizienz trennbar ist. Das Produkt aus beiden Faktoren kann wiederum durch Anwendung des bereits beschriebenen Programms 'RPCefficiency' auf echte Ereignisse ermittelt werden. Bei Einbeziehung aller verfügbaren Daten des 2008er Laufs⁴ ergab sich für diese Gesamteffizienz $p_{ges} = 0,8429 \pm 0,00023$, wobei der hier angegebene Fehler rein statistisch gewichtet ist. Wegen der schlechten Abschätzbarkeit des systematischen

⁴ Extraktionen 680 – 950

Fehlers wird der Gesamtfehler auf 0,1% gesetzt. Dividiert durch die im vorherigen Abschnitt berechnete statistische Akzeptanz für kosmische Myonen⁵ ergibt sich als elektronischer Effizienzfaktor p_e :

$$p_e = \frac{p_{ges}}{p_g} = \frac{0,8423 \pm 0,001}{0,9475 \pm 0,001} = 0,8896 \pm 0,0014. \quad (5.3)$$

5.1.2 Auswirkung auf den Trigger

Die Wahrscheinlichkeit für die Erfüllung der 2-aus-3-Majorität wird unter der Annahme gleichen Verhaltens aller triggenden RPCs berechnet. Dabei werden die Wahrscheinlichkeiten für die vier möglichen majoritätserfüllenden Fälle aufsummiert und es ergibt sich die Wahrscheinlichkeit $P_{single.trig}$ für das Auslösen einer einzelnen Triggerstation:

$$P_{single.trig} = 3 \cdot (p_{ges} \cdot p_{ges} \cdot (1 - p_{ges})) + p_{ges}^3 = 0,9661. \quad (5.4)$$

Der erste Term stellt die drei verschiedenen Kombinationen, in denen nur zwei von drei RPCs ein Signal liefern, dar, während der zweite Term für den 3-aus-3-Fall steht. Die Wahrscheinlichkeit p_{ges} für das Feuern eines einzelnen RPCs steht daher in der dritten Potenz in diesem Summanden. Somit ergibt sich für eine 3-lagige Station eine elektronische Triggereffizienz von lediglich 96,61%.

Durch Verwendung des Overall-Trigger-Konzeptes kann diese für strahlinduzierte Events gesteigert werden. Stellt man die Ausfallwahrscheinlichkeit eines ganzen Supermoduls durch die Einzelwahrscheinlichkeiten $P_{single.trig}$ der Triggerstationen dar

$$P_{sm.trig.fail} = (1 - P_{single.trig})^3, \quad (5.5)$$

wird wegen

$$P_{ov.trig} = 1 - P_{sm.trig.fail} = 0,9999 \quad (5.6)$$

zumindest theoretisch eine nahezu ideale Triggerquote $P_{ov.trig} \approx 1$ erreicht. Allerdings sind die oben beschriebenen, durch geometrische (In-)Akzeptanz korreliert hervorgerufenen Effekte in p_{ges} nur statistisch einbezogen. Außerdem wird nicht gefordert, dass ein getriggertes Ereignis Driftröhrentreffer enthält.

5.1.3 Steuerung und Überwachung

Der dritte Vorteil, den der Einbau der OVTB-Platine mit sich bringt, ist die Möglichkeit zur Steuerung und Überwachung der Triggerraten. Die Zählung der von den einzelnen Stationen einlaufenden Triggerpulse und die Darstellung ihrer Raten erlaubt eine gute Echtzeit-Funktionskontrolle des Triggersystems. Dies war bisher nur über den Umweg der Analyse der offiziellen OPERA-Daten möglich, die jedoch nur in *Extractions*⁶ über einen Zeitraum von ca. 12 Stunden gespeichert werden. Die zu analysierenden Daten stehen auf diesem Wege also erst mit bis zu einem halben Tag Verzögerung zur Verfügung, was eine schnelles Eingreifen im Falle einer Störung

⁵ Der Strahlereignis-Anteil in realen Daten ist für statistische Betrachtungen vernachlässigbar klein.

⁶ OPERA Messdaten-Datei im root-Format

unmöglich macht. Zudem können durch Vergleich der Raten Aussagen über die Güte der Triggerstationen gemacht werden.

Für bestimmte Testzwecke, wie zum Beispiel Testpulsmessungen, kann es hilfreich sein, einzelne oder alle Triggerstationen für die eindeutige Zuordnung der TDC-Messungen auszumaskieren. Signale werden über den Overall-Trigger auf den ganzen PT übertragen und beeinflussen so nicht mehr nur die Funktion bzw. Güte einer Driftröhren-Doppelwand, sondern die des gesamten Driftröhren-Detektors. Das Zu- oder Wegschalten von Trigger-Kanälen ermöglicht die Lokalisierung von Fehlerquellen im Triggersystem. Hinzu kommen Einstelloptionen der Pulsweite sowie der Gesamt-Signalverzögerung. Ebenso ist natürlich der im sich anschließenden Kapitel beschriebene X-Trigger über das OVTB steuerbar. Ein weiterer Vorteil des neuen Overall-Trigger-Boards gegenüber der zuvor vorübergehend durch NIM⁷-Elektronik realisierten Overall-Trigger Logik ist die durchgängige Verwendung von TTL als Signallevel innerhalb des Trigger-Signalweges. Zuvor musste von TTL auf NIM und zurück konvertiert werden, wodurch zwei weitere potentielle Quellen für eine zeitliche Verschmierung des Triggersignals vorhanden waren.

⁷ Nuclear Instrumentation Modules; älterer, vor allem in der Hochenergiephysik gebräuchlicher Signalverarbeitungsstandard

5.2 Aufbau des Boards und Signalverarbeitung

Abbildung 5.2 zeigt ein Block-Schaltbild der Overall-Trigger-Platine, in Abbildung 5.5 ist sie fotografiert zu sehen. Zentraler Baustein sind die vier *EPM7128S/LCC*-CPLDs⁸ des Herstellers *ALTERA*. In ihnen sind über eine Firmwareprogrammierung⁹ in der Programmiersprache *ABEL*¹⁰ alle Funktionen zur Signalverarbeitung untergebracht. Sie lassen sich über den Mikroprozessor vom Typ *PIC 18F448*, der den Anschluss zum CAN¹¹-Protokoll herstellt, steuern. Die CPLDs verfügen über je 128 Makrozellen mit insgesamt 2500 programmierbaren Logikgattern. 84 Anschlüsse stehen für Ein- und Ausgänge zur Verfügung. Die maximale Zählfrequenz der Chips beträgt laut Datenblatt 147,1 MHz, ihr Zeitsignal für den Frequenzmodus der auf ihnen programmierten Zähler erhalten sie von einem 32,768 kHz Oszillator des Herstellers Epson. Eine wichtige Fähigkeit der beschriebenen CPLDs ist zudem deren Programmierbarkeit im eingebauten Zustand, die eine nachträgliche Anpassung der Firmware jederzeit zulässt.

Die Platine besitzt sieben Signaleingänge in Form von LEMO¹²-Steckbuchsen. Über den Aufruf einer CAN-Funktion werden die sieben Eingangs-Signalwege (IN0 – IN6) entweder geöffnet oder gesperrt. Der Status der Maskierung, in der Skizze durch M0 bis M6 dargestellt, wird an der Platine durch eine grüne Leuchtdiode (LED) an der Eingangsbuchse des jeweiligen Kanals angezeigt. Je eine weitere rote LED pro Buchse signalisiert durch ein Aufblinker das Eintreffen eines Triggersignals von der an diesen Kanal angeschlossenen Station. Der besseren Sichtbarkeit wegen ist die Länge des Lichtpulses über einen Timer zeitlich geregelt. Das bedeutet, dass weder Länge noch Helligkeit des LED-Signals auf die Eigenschaften des Triggerpulses schließen lassen. Auf den vier CPLDs sind jeweils zwei 16-Bit¹³-Zähler integriert. Jedes Eingangssignal ist an einen Zähler gekoppelt und erhöht ihn um den Wert 1. Der jeweils aktuelle Wert wird sekundlich an den Mikroprozessor übergeben, von wo aus er über CAN ausgelesen werden kann. Zusätzlich können die Zähler ebenfalls über eine CAN-Funktion in den Frequenzmodus umgestellt werden: Nach jeder Sekunde wird der übergebene Zählerstand automatisch gelöscht und die Zählung beginnt bei Null. Aus dem Register des Mikroprozessors ist so anstelle eines stetig wachsenden Zählerstandes die jeweils aktuelle Eingangs-Frequenz auslesbar.

Die freigeschalteten Eingangskanäle werden in den CPLDs zu einem logischen ODER kombiniert. Die ansteigende Flanke des ersten eintreffenden Signals generiert den Anstieg des Signalpegels am Ausgang der Logik, während die abfallende Flanke des letzten von sich zeitlich überschneidenden Eingangssignalen auch den Level des ODERs wieder auf Null senkt. Überschneiden sich die Signale verschiedener Eingänge nicht, werden entsprechend mehrere ODER-Signale ausgegeben. Die intrinsische Ver-

⁸ **C**omplex **P**rogrammable **L**ogic **D**evice

⁹ in elektronische Geräte eingebettete Software

¹⁰ **A**dvanced **B**oolean **E**quation **L**anguage, Hardwarebeschreibungssprache zum Ausdruck zeitlichen Verhaltens oder einer Schaltkreisstruktur in Textform

¹¹ **C**ontroller **A**rea **N**etwork: kommerzielles, ursprünglich von BOSCH für die Automobilindustrie entwickeltes Netzwerkprotokoll

¹² gebräuchlicher Standard für Koaxial-Kabelverbindungen

¹³ Der maximal erreichbare Zählerstand ist 65335, danach springt der Zähler wieder auf Null.

OPERA Overall- Trigger Board

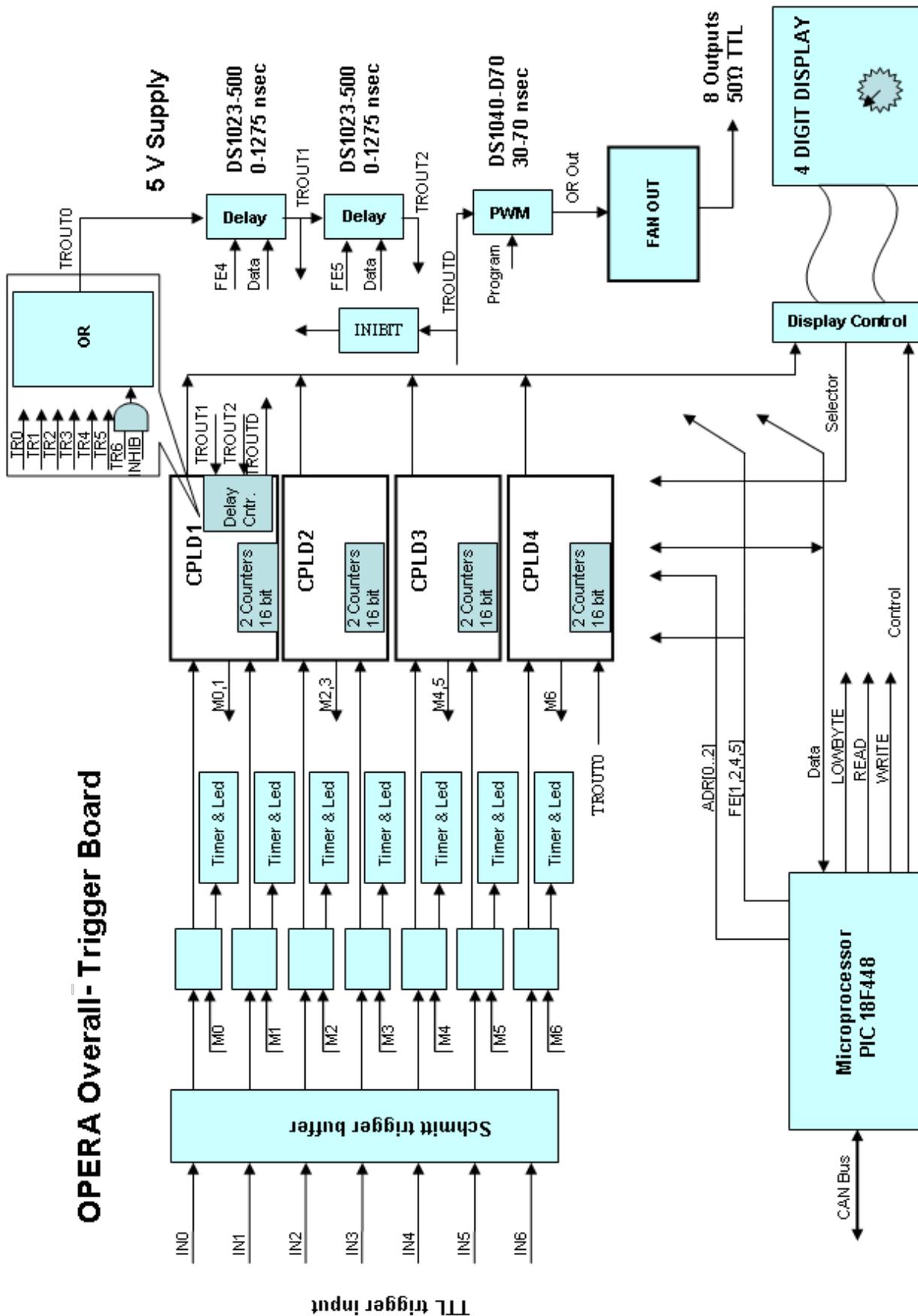


Abbildung 5.2: Blockschaubild des Overall-Trigger-Boards nach [Sch08]

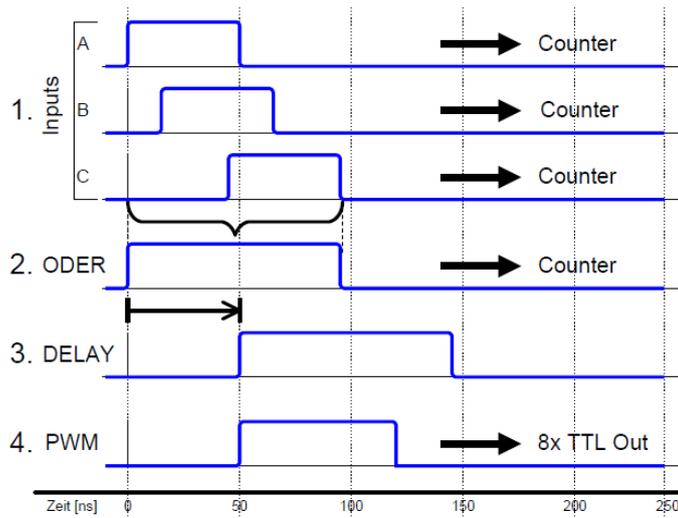


Abbildung 5.3: Zeitdiagramm der Signalverarbeitung auf dem OVTB. Die Zeiten sind idealisiert, d.h. unter Vernachlässigung intrinsischer Verzögerungen dargestellt. Zudem sind Pulslängen und zeitliche Abstände willkürlich gewählt, sie sollen lediglich die Verhältnisse darstellen.

arbeitszeit der Logik von Signaleingang bis zur ODER-Bildung beträgt 26 ns und damit etwas mehr als die Hälfte der gesamten intrinsischen Platine-Laufzeit von 50 ns ohne zusätzliches Delay.

Das erzeugte ODER wird vom freien achten Zähler, der somit als Ausgangsratenzähler fungiert, registriert und über zwei Delay-Bausteine vom Typ 'DS1023-500' in 5 ns-Schritten um bis zu 2550 ns verzögert, bevor es einen 'DS1040-D70'-Pulsweitenmodulator (PWM) durchläuft. Einstellbare Pulsweiten sind in 10 ns-Schritten die Werte von 30 ns bis 70 ns. Delay und PWM werden ebenfalls über zwei auf die CPLDs programmierte CAN-Funktionen gesteuert. Abb. 5.3 zeigt die einzelnen Schritte der Signalverarbeitung auf der Platine in ihrer zeitlichen Abfolge. Als letztes wird das Signal von zwei vierfach-FANOUT¹⁴-Chips des Typs 'Texas Instruments SN74128' unverändert auf acht parallele LEMO-Ausgänge gelegt, von wo es zu den sechs Triggerboard-Slaves eines Supermoduls weitergeleitet wird. Zwei Ausgangsbuchsen bleiben zunächst frei, auf deren Verwendung und die speziellen Funktionen des siebten Eingangskanals wird im Rahmen der X-Trigger-Beschreibung eingegangen. Das Aufblinken einer zwischen den Buchsen angebrachten blauen LED signalisiert jeweils ein ausgehendes Triggersignal.

Zu jedem der insgesamt fünf gefertigten OVTBs existiert eine etwa 10 cm x 10 cm große Displayeinheit, die über ein Flachbandkabel mit der Hauptplatine verbunden wird. Über einen Drehschalter können hierauf alle acht in die CPLDs programmierten Zähler angewählt werden. Die Triggerrate beziehungsweise – je nach Einstellung – der aktuelle Zählerstand des eingestellten Kanals wird dann auf einem vierstelligen, roten Digitaldisplay angezeigt. Bei Frequenzen über 9999 Hz blinkt das Display, überläuft der Zähler die maximal anzeigbare Zahl, beginnt er wieder bei Null. Dieses Display wird auf dem Detektor montiert und erlaubt somit eine größenordnungsmäßige Echtzeitkontrolle der Triggerraten durch das vor Ort arbeitende OPERA-Personal, ohne dass ein Zugang zur SlowControl nötig ist.

¹⁴ Maß für die Fähigkeit eines Logikausganges, andere gleichartige Eingänge anzusteuern, d.h. die benötigten Spannungen und Stromstärken zu liefern

5.3 Steuerungssoftware und Einstellungen

Das Board ist so programmiert, dass nach Einschalten der Stromversorgung keine weiteren Einstellungen vorgenommen werden müssen und der Overall-Trigger sofort betriebsbereit ist. Der in die Firmware geschriebene und beim Start verwendete Standardwert für die Ausgangspulsweite beträgt 70 ns bei komplett ausgeschaltetem Delay, also einer Verzögerung, die ausschließlich der intrinsischen Signallaufzeit von 50 ns entspricht. Die Eingangskanäle 4, 5 und 6 sind beim Start ausmaskiert.

5.3.1 CAN-Netz

Das Setzen und Deaktivieren aller Optionen geschieht über das CAN-Protokoll. Die entsprechenden Funktionen sind wie oben beschrieben in die Firmware der CPLDs programmiert. Die Kommunikation zwischen der Steuerungs-Software und dem PIC¹⁵-Mikroprozessor, der den Aufruf einer Funktion auf der Platine an die CPLDs weitergibt, geschieht mittels eines USB¹⁶-Adapters und der dazugehörigen Treibersoftware der Firma PEAK. Tabelle 5.2 listet die aufrufbaren CAN-Funktionen des OVTB auf.

Tabelle 5.2: CAN-Funktionen des OVTBs [Sch08]

Funktion	Parameter 1	Parameter 2
1	Maskierung setzen	Maskierung lesen
2	Delay setzen	Delay setzen
3	Pulsweite setzen	Pulsweite lesen
4	Zähler auslesen	–
5	Zählermodus ändern	–
6	X-Trigger INHIBIT setzen	X-Trigger INHIBIT lesen
7	Status auslesen	Reset

Eine von der SlowControl generierte CAN-Nachricht beinhaltet den Datenblock, der den Inhalt der Nachricht wie zum Beispiel die Länge des zu setzenden Delays enthält, und dessen Länge in Bit zur eindeutigen Definition des Endes einer Nachricht. Dazu wird der sogenannte *Identifier*, der das anzusprechende Board im CAN-Netz des PT eindeutig adressiert und die Nummer der gewünschten Funktion aufruft, übermittelt. Die Nummer des Crates¹⁷ wird auf der Platine über einen Drehschalter eingestellt und muss bei der Generierung einer CAN-Nachricht an erster Stelle des Identifiers stehen. So können mehrere Boards über nur einen CAN-Adapter beziehungsweise im selben CAN-Netz angesprochen werden. Die Baud-Rate des CAN-Netzes beträgt 125 kHz, das heißt es können 125.000 Zeichen pro Sekunde übertragen werden. Eine detaillierte Beschreibung des CAN-Protokolls und seiner Anwendung am OPERA PT wird in [Göl06] gegeben.

¹⁵ Programmable Intelligent Computer

¹⁶ Universal Serial Bus

¹⁷ standardisierte 'Kiste' zur Aufnahme der Detektorelektronik

5.3.2 SlowControl

Die in VisualBasic 6.0¹⁸ geschriebene PT-SlowControl beinhaltet ursprünglich die Steuermöglichkeiten für das Gassystem, die Driftröhren-Hochspannung und die Betriebsspannung der Detektorelektronik sowie für die OPERA Support Boards, mit denen Diskriminatorschwellen, Testpulse und Temperaturmessungen kontrolliert werden. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das Programm um ein Modul zu Steuerung und Auslese des Overall-Triggers erweitert. Abbildung 5.4 zeigt die Bedienungsfläche des neuen Softwaremoduls.

Wie bereits erwähnt, sind die Standard-Einstellungen in der Platinen-Firmware implementiert, sodass sie nicht durch die SlowControl extra gesetzt werden müssen. Dadurch wird die Funktion der OVTBs auch im Falle einer Software-Fehlfunktion oder eines Rechnerabsturzes gewährleistet. Beim Start des Programms werden lediglich alle CAN-Funktionen automatisch einmal mit dem Parameter 'Lesen' aufgerufen und die Antwortwerte des Boards zur Kontrolle in der graphischen

¹⁸ graphische, objektorientierte Programmierumgebung der Firma Microsoft

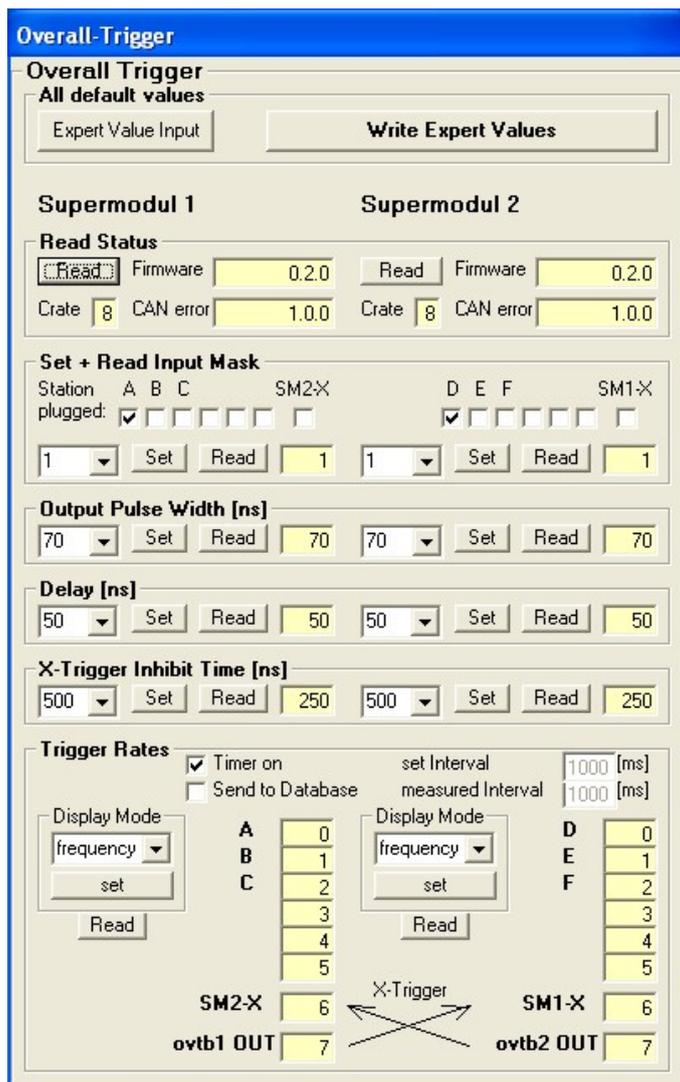


Abbildung 5.4: Die graphische Oberfläche des SlowControl-Moduls zur Steuerung des Overall- und X-Triggers. Das hier gezeigte Bild ist ein willkürlich gewählter Screenshot, die hier gemachten Einstellungen entsprechen nicht den Standardeinstellungen. Kurzversionen der wichtigsten Quelltext-Funktionen sind im Anhang A.3 beigelegt.

Oberfläche angezeigt. Jede Einstellung kann außerdem über einen separaten *Read-Button* manuell ausgelesen werden. Erfolgt ein Funktionsaufruf mit dem Parameter 'Schreiben', enthält die CAN-Nachricht im Datenblock den gewählten Einstellungswert, der dann vom PIC-Mikrocontroller auf der Platine in die CPLDs geschrieben wird. Beim Setzen von neuen Werten sendet die *SlowControl* nach einer kurzen Verzögerung dieselbe Funktion automatisch erneut mit dem Aufruf 'Lesen', sodass überprüft werden kann, ob der gewählte Wert richtig übertragen wurde.

Des Weiteren startet mit dem Öffnen des Programms ein millisekundengenaue Timer, der in der Startkonfiguration jede Sekunde die Auslese der CPLD-Frequenzzähler initiiert. Das Timerintervall ist einstellbar, zudem ist der Timer ganz deaktivierbar. Sind die Zähler im Frequenzmodus, ist die Option 'Send to Database' freigegeben, die die empfangenen Werte direkt an die *SlowControl Datenbank* überträgt. Dieser Sachverhalt wird in Kap. 7.1 ausführlich geschildert. Da der Auslesevorgang der insgesamt 16 Zähler zum einen nacheinander und zum andern je nach Belegung des CAN-Netzes nicht immer mit derselben Datenübertragungsrate geschieht, wird die Dauer der Prozedur jeweils gemessen und vom nächsten Intervall subtrahiert, wodurch sichergestellt wird, dass jeder Zähler exakt einmal pro Sekunde ausgelesen wird und kein Frequenzwert verloren geht. Ein erschwerender Faktor ist hierbei, dass der Taktgeber der OVTB-Elektronik nicht mit der Uhr des *SlowControl*-Programms synchronisierbar ist. Der PIC-Prozessor dient für dieses Problem als Zwischenspeicher, das heißt auf der OVTB-Hardware werden alle Zählerwerte einmal pro Sekunde in den Speicherregister des Prozessors geschrieben. Aufgabe der *SlowControl* ist es, diese Daten ebenfalls im Sekundentakt auszulesen. Analog zum Digitaldisplay am Detektor sind jeweils die ersten sechs Zähler für die sechs regulären OVTB-Eingänge zuständig, während der siebte für den X-Trigger-Eingang reserviert ist. Der letzte Zähler zeigt die Ausgangssrate des OVTBs an.

5.4 Test des Overall-Trigger-Boards

Im Rahmen der Planung und Konstruktion des Overall-Triggers wurden das Board, der CAN-Anschluss sowie die Software ausführlich in Hamburg an einem PT-Teststand auf korrekte Funktion überprüft und die zu programmierenden Default-Einstellungen ermittelt. Am Teststand sind dieselben elektronischen Bauteile wie am PT im Gran Sasso verbaut, jedoch existieren hier nur zwei in der horizontalen Ebene orthogonal zueinander ausgerichtete Driftröhrenmodule mit einer reduzierten Länge von ca. 1 m. Er wird in erster Linie für Kalibrationsmessungen mit kosmischen Teilchen genutzt, die im LNGS-Untergrundlabor wegen der extrem unterdrückten kosmischen Strahlung nicht möglich sind.

Wegen des Fehlens von RPC-Lagen wird das Triggersignal am Teststand von vier Szintillatorplatten, an denen Photomultiplier angeschlossen sind, erzeugt. Zwei Szintillatoren befinden sich horizontal über den beiden orthogonalen Driftröhrenmodulen und zwei darunter, wobei Bleiziegel zwischen den unteren beiden positioniert sind. Die untere Szintillatorlage fungiert so als Veto gegen aufwärts gerichtete Strahlung. Für den Test des OVTBs wurden lediglich das am Teststand eingesetzte Crate mit CAN-Anschluss sowie die Szintillatorlagen als Signalgeber verwendet. Im Nor-

malbetrieb werden die vier Lagen durch NIM-Elektronik je nach Anforderung über eine ähnliche Koinzidenz verknüpft wie am echten PT die RPC-Lagen über die OTB-Masterboards. Um die Signale der Photomultiplier für das OVTB nutzen zu können, war am Teststand daher ein NIM-to-TTL-Konverter nötig. Alternativ wurde ein Hewlett-Packard Pulsgenerator vom Typ 8007B verwendet, um Eingangssignale fester Frequenz und Pulsweite zu liefern.

Eingangs- und Ausgangssignalformen sowie die Verarbeitung der Signale wurden mit einem 4-Kanal-Oszilloskop der Marke Tektronix betrachtet und unter verschiedenen Einstellungen auf ihre Stabilität untersucht. Hierbei ergab sich eine zusätzliche Anforderung an die Signalweiten der von den Triggerboards kommenden Eingangssignale. Da die ODER-Logik sowohl die ansteigende als auch absteigende Flanke jedes verarbeiteten Spannungspulses eindeutig identifizieren können muss, war die bis dato verwendete Pulsweite von 50 ns nicht ausreichend. Zudem zeigte die Stabilität des einstellbaren Laufzeit-Delays Schwankungen mit kürzerer Pulsweite. Aus diesen Gründen wurde die Notwendigkeit der Pulsweitenumstellung an den im LNGS verbauten Triggerboards gefolgert (s. nächster Abschnitt). Die OVTB-Ausgangspulsweite ist für die Funktion der Trigger-Slaves unerheblich, als Standardwert wurde aus um das System zu vereinheitlichen dennoch 70 ns einprogrammiert. Alle anderen Funktionen der Hardware zeigten sich unabhängig von den übrigen Faktoren und stabil. Besonderes Augenmerk wurde auf die intrinsische Laufzeit der Platine gelegt, da sie zum Gesamt-Triggerdelay beiträgt und so die Präzision der Driftzeitmessung beeinflusst. Unter Variation aller einstellbaren Parameter blieb sie konstant bei $t_{intr} = 50 \pm 1 \text{ ns}$.

Über den am Teststand bereitstehenden SlowControl-PC konnten das OVTB-Softwaremodul programmiert, der CAN-Anschluss konfiguriert und letztlich die Testeinstellungen vorgenommen werden. Als Unsicherheitsfaktor erwies sich das Timing der CAN-Übermittlungen, da sich beim Senden (oder Lesen) von Nachrichtenblöcken (z.B. entspricht das Lesen aller Zähler eines Boards acht zu sendenden CAN-Nachrichten, deren Antwort jeweils zurückgelesen werden muss) diese mit den Antworten der CPLDs überschneiden. Um dies zu umgehen, wurde in der Software eine zusätzliche Warteschleife von 4 ms nach jedem CAN-Befehl eingeführt. Nachdem sich diese Änderung als kompatibel mit dem im Gran Sasso verwendeten CAN-Netz gezeigt hatte, wurde dieser *Sleep*-Befehl auch in allen bestehenden Programmteilen der bisherigen SlowControl integriert.

Das Platinen-Startverhalten erwies sich bis zuletzt als störungsbehaftet. Nach einem regulären Einschaltvorgang der Crate-Spannungsversorgung taten zwar alle fünf hergestellten und getesteten Overall-Trigger-Boards einwandfrei ihren Dienst bezüglich der Signalverarbeitung, ließen sich aber nur teilweise über das CAN-System steuern. Erst nach einem 'hotplugging'¹⁹ der Boards funktionierte sowohl Signalverarbeitung als auch Steuerung und Auslese. Unter regulären Betriebsbedingungen hat diese Fehlfunktion keinen Einfluss auf die Datennahme am LNGS und wurde deswegen zunächst in Kauf genommen.

¹⁹ Einschieben der Platinen in den Crate-Steckplatz und Anschluss der elektronischen Verbindungen bei eingeschalteter Crate-Spannungsversorgung

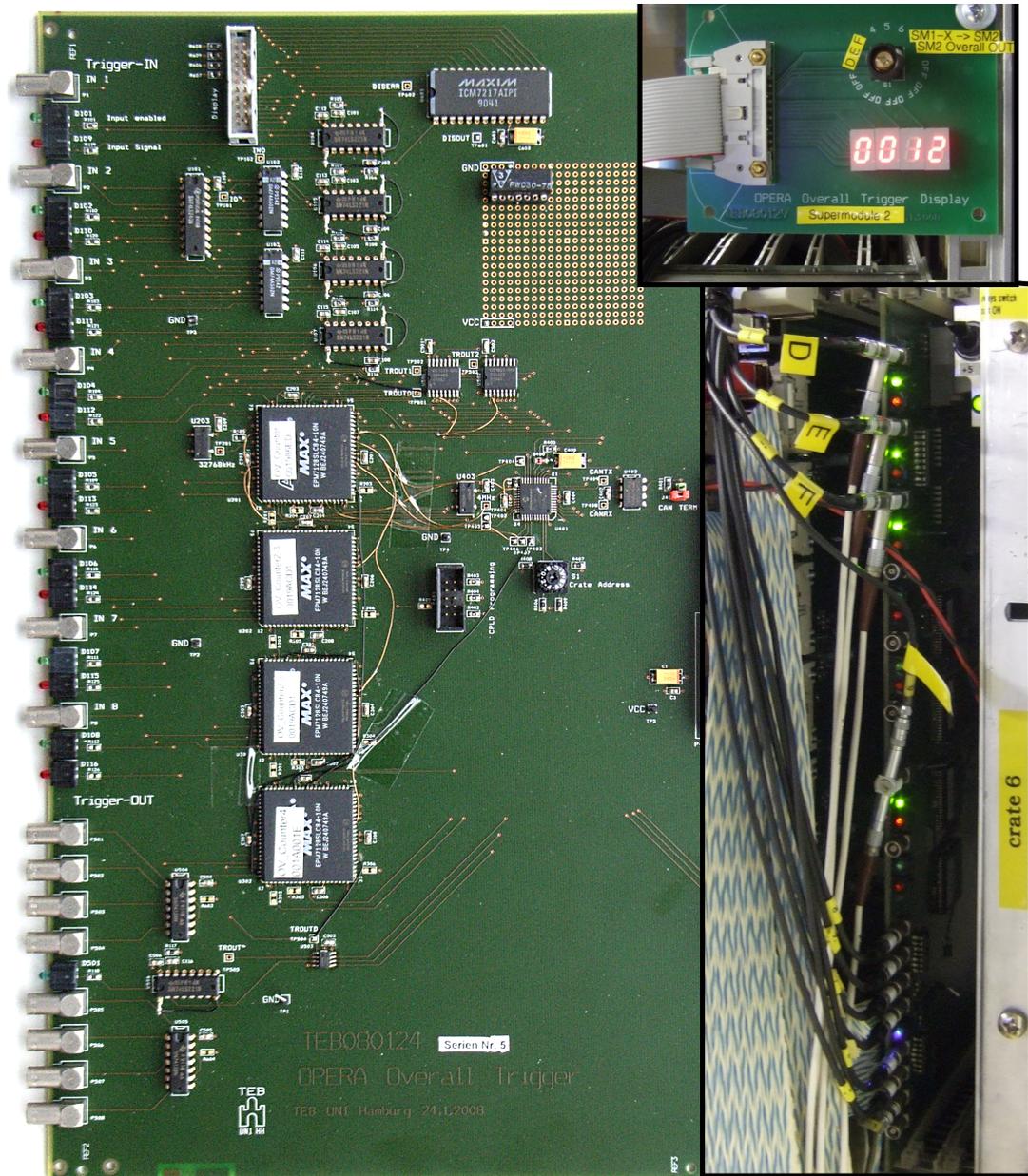


Abbildung 5.5: Foto des Overall-Trigger-Boards. Links ist die Platine, oben rechts das dazugehörige, auf dem Detektor zu montierende Frequenzdisplay abgebildet. Unten rechts ist der Overall-Trigger in einer Frontansicht im eingebauten Zustand beim Einsatz im Gran Sasso zu sehen. Die Einmaskierung der ersten drei Eingangskanäle sowie des X-Trigger-Eingangs ist durch grüne LEDs angezeigt. Die untere blaue LED signalisiert die Ausgabe eines Triggersignals an die Triggerboard-Slaves.

5.5 Inbetriebnahme am OPERA-Detektor im LNGS-Untergrundlabor

Insgesamt wurden fünf OVTB-Platinen gefertigt. Davon sind zwei für den Einsatz am Detektor bestimmt, eine weitere liegt als Ersatz im LNGS bereit. Die beiden verbleibenden Boards befinden sich für weitere Tests und Referenzzwecke in Hamburg am Teststand sowie in der TEB-Werkstatt. Am Detektor wurden die beiden Platinen am 13. November 2008 installiert und während eines sich direkt anschließenden, einwöchigen Cosmic-Runs²⁰ unter regulären LNGS-Bedingungen getestet. Resultate insbesondere aus der Betrachtung der Triggerraten werden in Kapitel 7 vorgestellt. Das Overall-Trigger-Board für Supermodul 1 (im folgenden mit OVTB1 bezeichnet) wurde in Crate 2, das für Supermodul 2 bestimmte (OVTB2) in Crate 6 eingesetzt. Die Wahl dieser Crates erfolgte wegen der Nähe zu der vormals als Overall-Trigger-Logik installierten NIM-Elektronik, da so vorhandene LEMO-Leitungen von den OTB-Masterboards und zu den entsprechenden Slaves genutzt werden konnten. Für die Hardware spielt die Wahl der Crates keine Rolle, jedoch ist sie relevant für die Einbindung ins CAN-Netz und muss entsprechend in der Software integriert sein. Lediglich zwei je 20 m lange LEMO-Kabel für den im Anschluss beschriebenen X-Trigger mussten neu verlegt werden. In Abbildung 5.5 zeigt das Foto rechts unten die OVTB-Platine in eingebautem Zustand und in Betrieb am Gran Sasso, direkt darüber ist das am Crate montierte Triggerraten-Display zu sehen.

Die Integration der neuen OVTBs in das bestehende PT-Triggersystem erforderte zwei wichtige Anpassungen. Zum einen mussten die Ausgangspulsweiten der sechs OTB-Masterboards von 50 ns Pulslänge auf 70 ns erhöht werden, um den Signaleingangs-Spezifikationen der OVTBs gerecht zu werden. Da diese Korrektur nicht über eine Softwaresteuerung möglich ist, mussten alle Master-Triggerboards aus den Crates entfernt und die Pulsweite jeweils über Jumper²¹-Einstellung angepasst werden. Die zweite Anpassung betrifft das Triggertiming: Die intrinsische Laufzeit der OVTBs ist mit 50 ns länger als die geschätzte Verarbeitungszeit der vorherigen NIM-Elektronik von 10 ns [Ste08]. Die tatsächliche Differenz erwies sich wegen einer falschen Schätzung der NIM-Laufzeiten als deutlich geringer. Eine Reduzierung der auf den OTBs per SlowControl eingestellten Verzögerung war deswegen wider Erwarten nicht notwendig. Wegen des geringen, über der Datenrekonstruktion festgestellten Offsets von -4 ns (SM1) beziehungsweise -6 ns (SM2) war stattdessen eine Berücksichtigung dieser Werte in der entsprechenden Software ausreichend.

Das im vorherigen Absatz beschriebene problematische Startverhalten beim regulären Einschalten der Crate-Spannungsversorgung konnte erst nach dem Einbau der Platinen am Gran Sasso gelöst werden. Es erwies sich im Laufe der Winterpause als inakzeptabel, da in Folge von Spannungsschwankungen im LNGS Crate-Neustarts nötig wurden, nach denen sich die OVTBs nicht ordnungsgemäß von der SlowControl ansteuern ließen. Nach erneuter Simulation der Gran-Sasso-Bedingungen am Hamburger Teststand konnte das Problem in der Boot-Reihenfolge der CPLD-Chips iden-

²⁰ voller Detektorbetrieb ohne CNGS-Strahl, ausschließliche Detektion von kosmischer Strahlung

²¹ Einstellmöglichkeit auf Platinen über Kombinationen von physischen Steckbrücken

tifiziert werden. Über eine mobile PIC-Programmereinheit erfolgte das problemlösende Firmwareupdate im LNGS in eingebautem Zustand im März 2009. Firmwareänderungen sind weiterhin jederzeit realisierbar und ein physischer Austausch der eingebauten Boards ist nur noch im Falle eines Hardwareschadens erforderlich.

5.6 Effizienzsteigerung durch den Overall-Trigger

Durch eine Anpassung des Programms *TriggerAnalyse* aus [Hie07] konnten beide in Kap. 5.1.1 beschriebenen Faktoren für eine Simulation des PT-Triggers angewendet werden. Die geometrische Akzeptanz der RPCs ist bereits durch die vorangegangene Simulation der Ereignisse berücksichtigt, der elektronische Beitrag kann als statistischer Faktor hinzumultipliziert werden. Aus simulierten Daten filtert das Programm zunächst Ereignisse mit Treffern in mindestens sechs von acht Driftröhren-Lagen der zu untersuchenden Triggerstation. Zuletzt werden die gefilterten Events auf Einträge in den in X-Richtung angebrachten Auslestreifen der Trigger-RPCs (bzw. XPCs) untersucht und daraus Triggermajorität sowie Overall-Trigger-Logik nachgebildet.

Der Filteransatz '6-aus-8-Lagen' ist zwar gegenüber der Rekonstruktions-Bedingung, die lediglich vier Treffer in einer Station unabhängig von der Driftröhrenlage fordert, eher konservativ gewählt, bedeutet jedoch, dass in jedem Fall beide Driftröhrenwände einer Station getroffen sein müssen. Zwar würde bei Anwendung eines rekonstruktionsnäheren '4-Treffer'-Filters der relative Effizienzgewinn durch den Overall-Trigger steigen, aber die absolute Effizienz durch das Mitzählen von ungetriggerten Driftröhrenereignissen stark sinken. Bei simulierten Daten werden vom gewählten Filter vor allem Ereignisse verworfen, die zwar Driftröhren getroffen hätten, aber wegen ihres hohen Einfallswinkels keine Triggermajorität erzeugen könnten.

Bei der Betrachtung von echten Daten kommt dieser Fall nicht vor, da Driftröhrentreffer hier per Definition immer mit einem Triggersignal gekoppelt sind. Stattdessen reduziert der gewählte Filter hier die wiederum bei MonteCarlo-Daten nicht existierenden Rauschereignisse, die durch zufällig verteiltes, gleichzeitiges Driftröhrenrauschen in vier Kanälen als zu triggendes Ereignis interpretiert würden.

5.6.1 Analyse simulierter und echter kosmischer Teilchen

Die Rate der kosmischen Teilchen ist im LNGS wegen des umgebenden Bergmassivs auf ein Millionstel der Rate an der Erdoberfläche reduziert. Dies entspricht in etwa einem kosmischen Myon pro Quadratmeter Detektorfläche und Stunde. Trotz dieser geringen Zahl werden deren Spuren bei OPERA zu Test- und Alignierungszwecken verwendet, da ihre Einfallrichtung am Detektor im Gegensatz zu CNGS-Strahlereignissen statistischer Natur ist und nur von der Gesteinsformation des Gran Sasso abhängig ist. In [Hie07] wird eine Einfallswinkelverteilung, deren Parametrisierung auf Messungen des MACRO-Experiments [A⁺95] beruht, für kosmische Myonen berechnet. Mit ihrer Hilfe kann kosmische Strahlung im LNGS und ihre Wirkung auf den Detektor simuliert werden. Durch Anwendung der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Software *TriggerAnalyse* auf die so simulierten Daten lassen sich auch hierfür die Triggereffizienzen abschätzen. Die Werte sind in Tabelle 5.3 gegeben.

Der breit verteilte Einfallswinkel der kosmischen Teilchen erklärt hier die insgesamt vergleichsweise schlechte Triggereffizienz. Der mittlere Gewinn von +2,39% resultiert im Wesentlichen aus der Effizienzsteigerung der jeweils mittleren Triggerstationen. Ihre beiden aus Strahlrichtung gesehen vorderen Trigger-RPCs befinden sich in einem wesentlich größeren Abstand zueinander als die der übrigen Stationen. Der erlaubte Einfallswinkelbereich, aus dem ein Teilchen kommen muss, damit es diese zwei Wände durchquert, ist dadurch erheblich eingeschränkt, also eine der drei möglichen 2-aus-3-Kombinationen dieser Station stark unterdrückt. Abbildung 4.6 aus Kap. 4.5 verdeutlicht diesen räumlichen Sachverhalt. Dieser Mangel wird durch den Overall-Trigger ausgeglichen.

Wie in Kap. 5.5 beschrieben wurden die OVTBs direkt nach Beendigung des Strahlbetriebs für den 2008-Lauf installiert. Durch den sich anschließenden einwöchigen *Cosmic-Run* war es möglich, insgesamt 10 Extraktionen mit Spuren kosmischer Teilchen aufzunehmen, anhand derer die oben gezeigten Simulationsergebnisse verifiziert werden können. Dabei ist zu beachten, dass die Werte auf die Anzahl getriggelter Ereignisse normiert sind, da im Gegensatz zu MonteCarlo-Daten ungetriggerte Ereignisse nicht wahrgenommen werden. Der absolute Effizienzwert müsste also in diesem Fall für einen detektorübergreifenden Overall-Trigger (siehe Kap. 6.4) 100% betragen. Für den Funktionsnachweis des Overall-Triggers mit Hilfe echter Daten sind die absoluten Triggereffizienzen jedoch nicht aussagekräftig: Von Bedeutung ist ausschließlich die relative Effizienzänderung zum vorher verwendeten Einzelstations-Trigger.

Für die Analyse wurde erneut das Programm *TriggerAnalyse* in leicht modifizierter Form auf die Extraktionen 976 – 985 angewandt. Anstatt der bei der MonteCarlo-Analyse gebrauchten originalen RPC-Signale mussten, um eine 100%ige Übereinstimmung zwischen Driftröhren und Triggersignalen zu erreichen, für die Analyse der echten Daten die entsprechenden Variablen zur Majoritätsnachbildung auf die Timing- und OPE-Board-Signale umgeschrieben werden, die das Triggersignal in der Realität liefern. Die Effizienzen der beiden RPC-Ausleseelektroniken werden dafür nach Auskunft der für die RPCs verantwortlichen Arbeitsgruppe aus Padova, Italien, als gleich angenommen. Die 10 Extraktionen wurden im RECO²²-Format analysiert, es wurde zudem dasselbe '6-aus-8-Lagen'-Kriterium wie bei der Betrachtung der MonteCarlo-Daten benutzt. Die Resultate sind in Tabelle 5.4 gezeigt. Die große Effizienzsteigerung für Station B ist auf eine temporäre Ineffizienz der entsprechenden RPCs zurückzuführen: Während des Laufs waren zeitweise nur zwei der zu Station B gehörigen RPCs aktiviert, die Wahrscheinlichkeit der Majoritätserfüllung also für diese Station entscheidend reduziert.

Bild 5.6 zeigt ein typisches Beispielereignis aus dem November-2008-Lauf, bei dem durch den Overall-Trigger Spuren in allen drei Stationen eines Supermoduls rekonstruiert werden konnten, obwohl nur zwei der drei Stationen des ersten Supermoduls eigenständig getriggert haben. Die Positionen der Trigger-RPCs sind zur besseren Sichtbarkeit in der durch grüne Linien angedeutet. Alle drei RPCs der letzten Station D (gelb markiert) enthalten in dem gezeigten Ereignis keine Treffer.

²² von engl.: reconstructed, gemeint sind hier die auf Rauschen und unbrauchbare Ereignisse gefilterten und bereits rekonstruierten Daten

Tabelle 5.3: Ergebnisse der Triggersimulation für kosmische Myonen. Es wurden insgesamt 38345 MonteCarlo-Ereignisse analysiert.

Station	6 DT-Lagen getroffen	getriggert		Effizienz		Differenz
		ohne OVT	mit OVT	ohne OVT	mit OVT	
A	3031	2827	2844	93,27 %	93,83 %	+0,56 %
B	3037	2728	2907	89,83 %	95,72 %	+5,89 %
C	2728	2330	2351	85,41 %	86,18 %	+0,77 %
D	3041	2796	2811	91,94 %	92,44 %	+0,49 %
E	3016	2712	2879	89,92 %	95,46 %	+5,54 %
F	2865	2557	2588	89,25 %	90,33 %	+1,08 %
Gesamt				89,94 %	92,33 %	+2,39 %

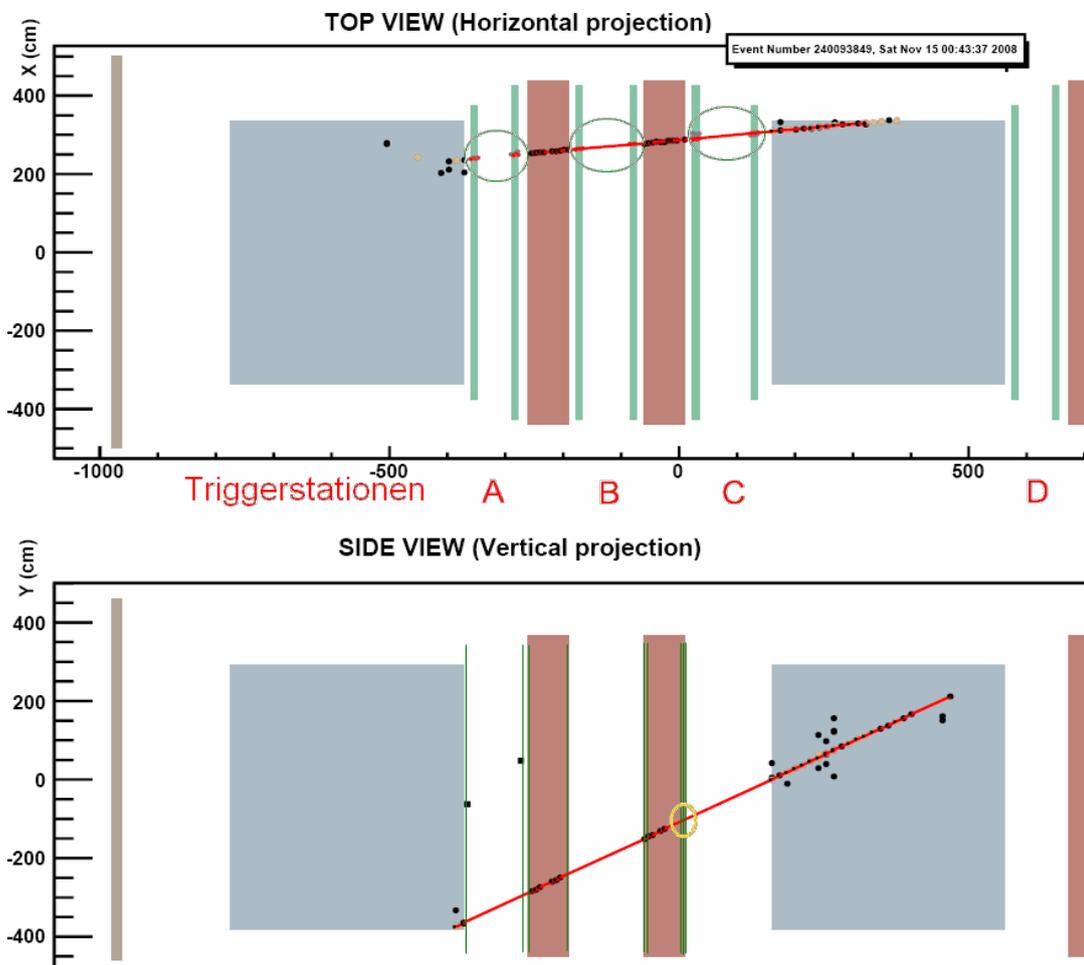


Abbildung 5.6: Ausgewähltes Beispielereignis zur Funktion des Overall-Triggers. Gezeigt ist ein Ausschnitt des offiziellen OPERA-Eventdisplays. Eventnummer und Aufnahmedatum befinden sich oben rechts im Kasten. Stationen A, B und C haben rekonstruierbare Driftröhreneinträge (grün markiert in der horizontalen Projektion), obwohl nur die Triggersignale aus den zu A und B gehörigen XPC-/RPC-Planes vorhanden sind. Die nicht-triggernden Planes zu Station C sind in der vertikalen Projektion gelb markiert.

Tabelle 5.4: Ergebnisse der Triggeranalyse für echte kosmische Myonen. Es wurden insgesamt 23565 Ereignisse aus den Extraktionen 976 – 985 analysiert.

Station	6 DT-Lagen getroffen	getriggert		Differenz
		ohne OVT	mit OVT	
A	2202	2163	2200	+ 1,68 %
B	2291	2012	2289	+12,09 %
C	1936	1882	1915	+ 1,70 %
D	680	657	668	+ 1,62 %
E	1402	1355	1391	+ 2,57 %
F	1137	1116	1132	+ 1,41 %
Gesamt				+ 3,51 %

5.6.2 Analyse simulierter Strahl-Ereignisse

Die Ergebnisse für simulierte Strahlereignisse sind in Tabelle 5.5 dargestellt. Die Effizienz kann wie in Abschnitt 5.1.2 theoretisch berechnet um ca. 3,5 Prozentpunkte gesteigert werden und die Ineffizienz von 4,01% auf 0,32% reduziert werden, wobei nach Kap. 5.1 die nicht ganz realistische Annahme einer gleichmässigen Ineffizienz aller am Triggersystem beteiligten Komponenten gilt. Die räumlichen Unterschiede der Effizienzen (respektive Effizienzdifferenzen zwischen den Stationen) erklären sich demnach einzig aus den durch die Simulation eingehenden Eigenschaften der Strahlteilchen. Die für beide Supermodule identische Zunahme der Effizienzdifferenz (letzte Spalte) in Z-Richtung erklärt sich durch deren vorwärtsgerichtete Einfallrichtung. Unterschiede in der Reichweite der sekundären Myonen können dann, im Fall der Triggerstationen B und E, zur Folge haben, dass zwar die Driftröhren durchquert werden, aber nicht mehr die dahinter liegenden Triggerebenen. Aufgrund des verspäteten Beginn des Strahlbetriebs in 2009 standen bisher keine echten Daten zum Vergleich der simulierten Ergebnisse zur Verfügung.

Tabelle 5.5: Ergebnisse der Triggersimulation für Strahlereignisse. Es wurden insgesamt 194074 MonteCarlo-Ereignisse analysiert.

Station	6 DT-Lagen getroffen	getriggert		Effizienz		Differenz
		ohne OVT	mit OVT	ohne OVT	mit OVT	
A	87128	85664	86887	98,32 %	99,72 %	+1,40 %
B	79975	76218	79889	95,30 %	99,89 %	+4,59 %
C	73122	68763	72392	94,04 %	99,00 %	+4,96 %
D	141080	138528	140650	98,19 %	99,69 %	+1,50 %
E	129732	123518	129578	95,21 %	99,88 %	+4,67 %
F	118896	112826	118759	94,89 %	99,88 %	+4,99 %
Gesamt				95,99 %	99,68 %	+3,69 %

Kapitel 6

Der X-Trigger

In diesem Kapitel werden die zur Kreuzverbindung der OVTBs beider Supermodule entwickelten Zusatzfunktionen geschildert. Zunächst wird kurz die Notwendigkeit einer solchen Erweiterung erörtert. Der zweite Abschnitt widmet sich der Funktionsbeschreibung der als X-Trigger (XT) bezeichneten Neuerung. Desweiteren wird insbesondere auf die *Inhibit*-Funktion des reservierten Spezialeinganges eingegangen. Anschließend werden die Wirksamkeit des X-Triggers anhand simulierter und der während des Cosmic-Runs im November 2008 gewonnenen Daten analysiert.

6.1 Vorüberlegungen

Während der technischen Konstruktion des Overall-Triggers stellte sich die Frage, ob dieser supermodulweise oder detektorübergreifend implementiert werden soll. Der verwirklichte Kompromiss, bestehend aus zwei getrennten, je drei Stationen umfassenden OVTBs mit einer zusätzlichen, in diesem Kapitel erklärten Verknüpfungsmöglichkeit beider Systeme, basiert auf den folgenden Überlegungen. Zum einen kann durch den (technisch machbaren) gleichwertigen Anschluss aller sechs Triggerstationen an ein OVTB die Effizienz weiter erhöht werden. Insbesondere für kosmische Ereignisse erhofft man sich bessere Ergebnisse von einer solchen Lösung. Die Effizienzkalkulation ist dabei analog zu der in Abschnitt 5.1 vorgeführten Rechnung.

Andererseits hat eine Zusammenführung der Trigger-Signalwege immer eine Verschmierung der Zeitauflösung zur Folge, da lediglich *eine* – die erste auslösende – Station ihr Triggersignal von den ihr zugeordneten und räumlich am nächsten stehenden RPC-Planes erhält, wie es das Triggerkonzept laut [FPvSZ05] ursprünglich vorsah (siehe dazu Abb. 4.6). Alle anderen angeschlossenen Stationen erhalten dasselbe Signal, bei dem allerdings mögliche Flugzeiteffekte wegen der größeren Distanz zur triggernden Station unter Umständen nicht mehr vernachlässigt werden können und bei der Event-Rekonstruktion miteinbezogen werden müssen.

Bereits bei dem in Kapitel 5 beschriebenen, supermodulweise arbeitenden Overall-Trigger sind je nach triggernder Station und Einfallswinkel der Teilchen Flugzeitdifferenzen zwischen zwei Stationen eines Supermoduls von 2 ns bis 20 ns möglich, hinzukommt eine von der horizontalen Position abhängige Signallaufzeit von bis zu 32 ns laut [Ste08]. Die Unsicherheit der zeitlichen Auflösung erhöht sich entsprechend

und hat letztlich eine Steigerung der Ortsungenauigkeit zur Folge. Dieser Nachteil wird bei der bisher verwirklichten Variante des Overall-Trigger noch durch die in Kap. 5.1 aufgeführten Vorteile aufgewogen und in Kauf genommen. Eine Ausdehnung des Konzepts auf den gesamten PT würde den Effekt weiter vergrößern und zudem die Gefahr birgen, dass bei einem Ausfall des OVTBs der komplette Driftröhrendetektor außer Funktion gerät.

6.2 Funktionsweise

Um dennoch beide Supermodule, also anstatt nur drei wie beim bisherigen Overall-Trigger alle sechs Stationen durch eine einzelne erfüllte Majorität triggern zu können und den beschriebenen Effizienzgewinn zu erzielen, sind einige Anpassungen und spezielle Vorkehrungen notwendig, die im Folgenden beschrieben werden. Das grundlegende Prinzip ist, jeweils das Ausgangssignal des einen OVTBs an einen Eingang des anderen zu legen. Wegen dieser Kreuzverbindung wird das Konzept als X-Trigger bezeichnet. Beide supermodulbasierten Overall-Trigger bleiben in ihrer Funktion erhalten, zusätzlich wird die Möglichkeit geschaffen, ein Supermodul durch das andere 'fremd' zu triggern.

Der maximal mögliche, zwischen den jeweils eigenständig erzeugten OVTB-Signalen liegende Zeitunterschied, zu dessen Abschätzung einerseits der ungünstigste Einfallswinkel bezüglich der am weitesten voneinander entfernten Triggerstationen und RPC-Kombinationen ($\Delta t_{max_Flugzeit} = 55$ ns, berechnet aus der Detektorgeometrie *OpGeom*) und andererseits die maximalen Kabellaufzeitdifferenzen ($\Delta t_{max_Laufzeit} = 32$ ns laut [Ste08]) betrachtet werden müssen, beträgt $\Delta t_{max_gesamt} = 87$ ns. Wird ein OVTB getriggert, leitet es das erzeugte Signal synchron an die angeschlossenen OTB-Slave-Boards weiter, sodass alle drei gleichzeitig die Zeitmessung der TDCs stoppen. Zusätzlich wird das Signal als Master-Signal für das zweite OVTB verwendet. Durch die feste Laufzeit von 102 ± 1 ns des verwendeten 20 m langen Lemokabels wird den Triggersystemen beider Supermodule jedoch zuvor die Möglichkeit einer eigenen Stoppsignal-Erzeugung gegeben, bevor das X-Trigger-Signal in Erscheinung tritt.

Im favorisierten Fall eines selbständigen Triggerns beider Supermodule geschieht die Signalerzeugung durch die erste eintreffende ansteigende Signalflanke in der ODER-Logik eines OVTBs also immer *bevor* das X-Trigger-Signal des anderen eintrifft, welches dann im logischen ODER keine Wirkung mehr hat. Triggert in einem Supermodul *keine* der drei Stationen, erhält der entsprechende OVTB das X-Trigger-Signal vom anderen Supermodul und gibt es an die drei angeschlossenen Triggerstationen weiter. Die fremdgetriggerten Stationen erhalten ihr Stoppsignal so zwar mit 152 ns Verzögerung, die sich aus der intrinsischen elektronischen Laufzeit des X-triggernden OVTBs und der zusätzlichen Kabellaufzeit zusammensetzt, sind aber zumindest in der Datennahme enthalten. Die Verzögerung kann und muss bei der nachträglichen Datenrekonstruktion herausgerechnet werden. Wegen ihres festen Wertes sind derartige Ereignisse gut als X-Trigger-Events zu identifizieren. In Störungsfällen, bei Betrieb von nur einem Supermodul oder zur Datenreduktion ist der X-Trigger wie alle anderen Eingangskanäle der OVTB-Platinen über die Slow-

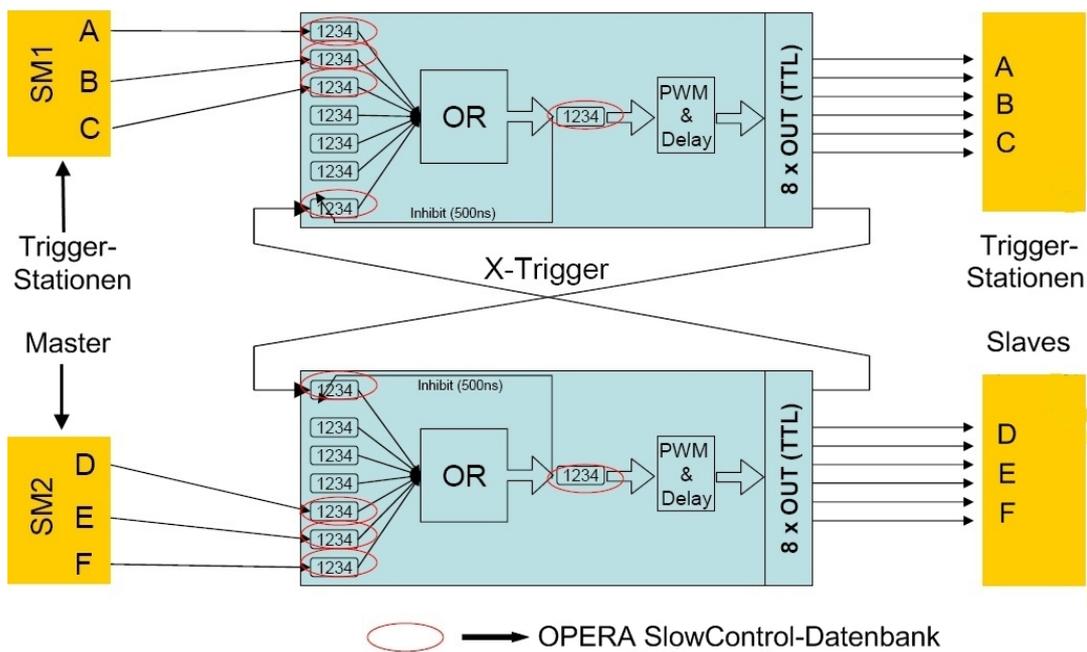


Abbildung 6.1: Schema des X-Triggers. Eine Rückkopplung wird durch eine auf die ODER-Bildung folgende 500 ns lange Sperrung des reservierten Spezialeingangs vermieden.

Control deaktivierbar.

Figur 6.1 zeigt ein Schema des Overall- bzw. X-Trigger-Signalweges. Insbesondere wird hier auch die technische Schwierigkeit des X-Triggers deutlich: Ohne weitere Vorkehrungen würde es zu einer Rückkopplung kommen, da das X-getriggerte OVTB wiederum ein Ausgangssignal auf den X-Trigger-Eingang des anderen senden würde. Um dies zu vermeiden, wurden die für den X-Trigger vorbehaltenen OVTB-Eingänge mit einer automatischen, zeitlichen Maskierung versehen. Ihre Funktion wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

6.3 Inhibit-Delay

Das auf den OVTBs erzeugte ODER-Signal wird auf der Platine abgezweigt und erzeugt ein $INHIBIT^1$ -Signal, dessen Länge durch gleichzeitiges Abzählen einer eingestellten Anzahl von Clock²-Pulsen (vgl. Kap. 5.2) des 32 kHz Oszillators kontrolliert wird. Der für den X-Trigger reservierte Spezialeingang ist in der ODER-Logik der CPLDs mit einer (UND-NICHT)-Verknüpfung an den Pegel des INHIBIT-Signals gekoppelt. Ein am siebten OVTB-Eingang ankommendes Signal trägt also nur dann zur ODER-Bildung bei, wenn gleichzeitig kein erhöhter INHIBIT-Signalepegel von der Logik registriert wird. Diese Zusatzfunktion ist nachträglich in die Firmware der OVTBs programmiert worden und bezieht sich ausschließlich auf den X-Trigger-Eingang, beeinflusst jedoch nicht dessen reguläre Schaltbarkeit über die SlowControl.

¹ engl.: sperren, blockieren

² engl.: Uhr

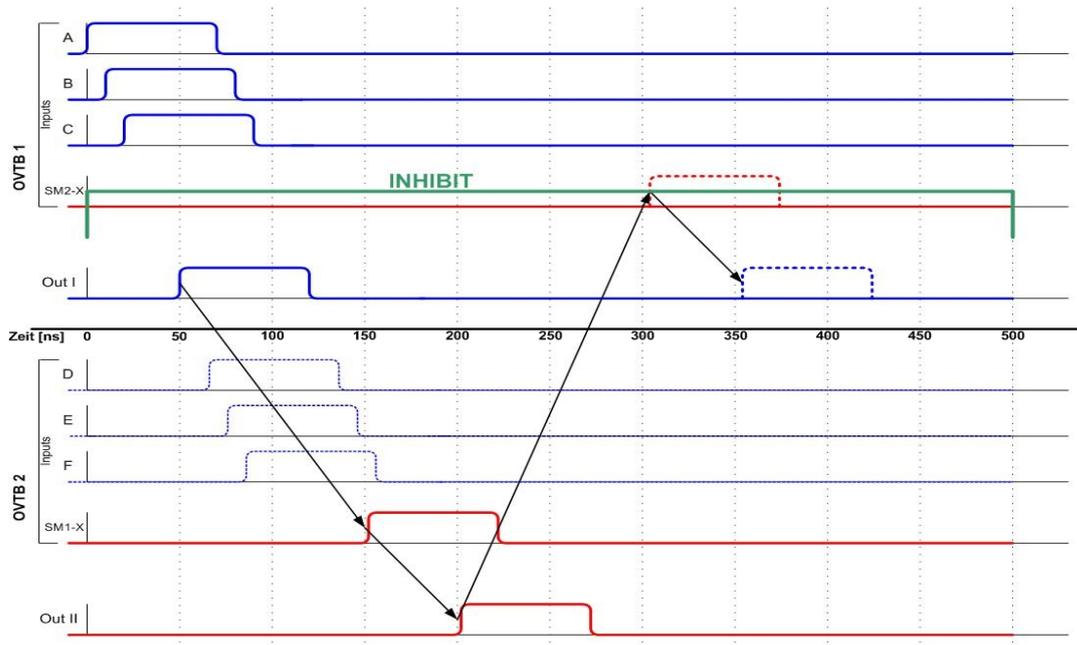


Abbildung 6.2: Kalkulation der INHIBIT-Länge. Die Signalfolge des X-Triggers ist in rot gezeichnet. Angenommen ist der ungünstigste Fall, d.h. die maximal möglichen Flug- und Laufzeitdifferenzen und gleichzeitig komplettes Versagen aller Triggerstationen in SM2.

Für den Fall, dass beide OVTBs erfolgreich eigenständig triggern, sperren auch beide ihren X-Eingangskanal und das X-Trigger-Signal des jeweils anderen hat keine Wirkung.

Um eine Rückkopplung erfolgreich zu unterbinden, muss die Länge der X-Eingangssperrung mindestens der Signallaufzeit des 'zurückkehrenden' ODER-Signals entsprechen. Bei vollständig deaktivierten Ausgangsdelays beträgt diese ca. 300 ns, die sich aus den intrinsischen elektronischen Laufzeiten beider OVTBs und den Kabelllaufzeiten von insgesamt 204 ns zusammensetzen. Das Prinzip ist in Abb. 6.2 skizziert. Je nach Ausgangsdelay vergrößert sich das einzustellende INHIBIT-Delay. Das kleinste bestimmbare Zeitintervall eines 32 kHz Oszillators von 250 ns ist gleichzeitig die einstellbare Schrittgröße. Das bedeutet, dass man unter der Voraussetzung kleiner OVTB-Ausgangsdelays immer mit 1 – 3 INHIBIT-Intervallen auskommt, die einer Maskierungszeit des X-Eingangs von 250 – 750 ns gleichkommen.

Bei der Kalkulation der Sperrdauer ist zusätzlich zu beachten, dass der Oszillator zwar kontinuierlich Clock-Pulse sendet, ein aus einem Triggersignal resultierendes ODER jedoch nie synchron zum Oszillatortakt sein wird. Somit ist wegen der Abzählung der eingestellte Zahl an Clock-Pulsen die Einstellung des INHIBIT-Wertes nicht als absolute Zeit zu verstehen, sondern als ein Zeitbereich von 250 ns Länge, in dem der INHIBIT-Pegel wieder gesenkt wird. Lediglich die Grenzen des Intervalls – also insbesondere auch die hier relevante minimale Sperrdauer – können bestimmt werden. Innerhalb des Intervalls ist je nach zeitlichem Abstand des ODER-Signals vom nächstfolgenden Oszillatortakt jeder Wert als Endzeitpunkt der X-Eingangsdeaktivierung möglich. Figur 6.3 zeigt eine Oszilloskopaufnahme, die das

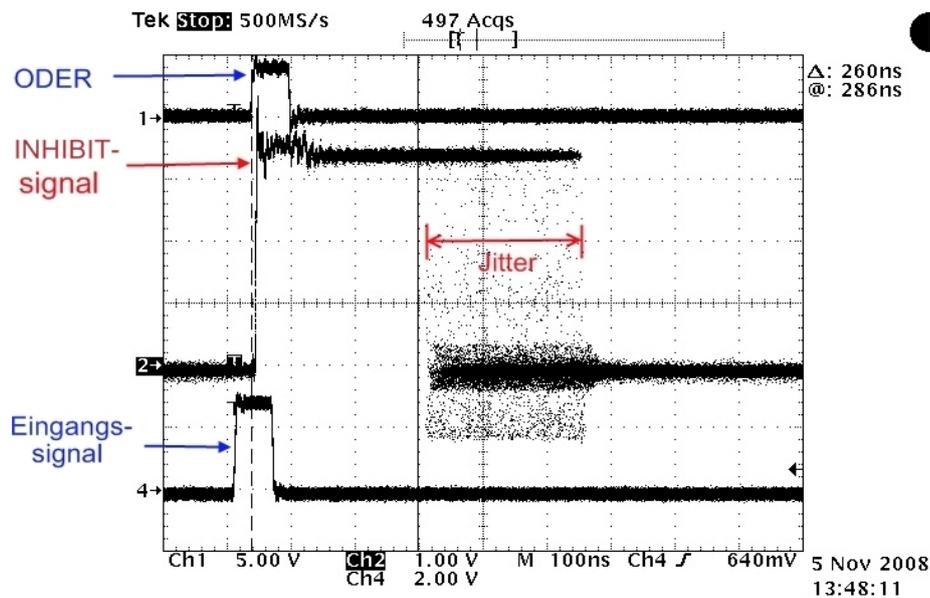


Abbildung 6.3: Oszilloskopaufnahme des INHIBIT-Signals. Abweichend von der Standard-einstellung (500 ns) ist das INHIBIT-Delay hier für bessere Sichtbarkeit auf den Minimalwert von 250 ns verkürzt. Dies entspricht der Abzählung von zwei Clock-Pulsen, was sich im rot markierten Jitter der absteigenden Flanke des Signallevels ausdrückt.

OVTB-Eingangssignal, das erzeugte ODER und das INHIBIT-Signal zur Maskierung des X-Eingangs enthält. Der gerade erklärte Zeit-Jitter der Maskierung ist gut zu erkennen. Die aus der automatischen Eingangsblockierung resultierende Totzeit des X-Triggers wird – selbst bei der längsten möglichen INHIBIT-Einstellung – vollständig von der vielfach größeren TDC-Totzeit (knapp 8 μ s, siehe Kap. 4.4 und [Jan08]) überdeckt und hat keinen negativen Effekt auf die Datennahme.

Ein weitere Anpassung des speziellen siebten OVTB-Eingangs bezieht sich auf die Signalregistrierung im CPLD-Zähler: Würde der entsprechende Counter wie die sechs normalen Eingänge *alle* eingehenden Signale zählen, würde die Summe exakt dem Ausgangszählerstand des anderen OVTBs entsprechen. Um stattdessen Kenntnis über die tatsächliche Rate an X-getriggerten Ereignissen zu erlangen, dürfen ausschließlich diejenigen Signale gezählt werden, welche die zur ODER-Signalbildung entscheidende erste ansteigende Flanke liefern. Letztendlich kommt dies einer Zählung aller Signale am X-Eingang gleich, die das OVTB während der Zeit erreichen, in der der X-Eingang aktiv und nicht durch das INHIBIT-Delay gesperrt ist.

6.4 Effizienzsteigerung durch den X-Trigger

Für Strahlereignisse können statistisch 99,88% an Effizienz erreicht werden, was einem Gewinn von 0,20% zum supermodulbasierten Overall-Trigger entspricht und die Ineffizienz mehr als halbiert. Für kosmische Myonen steigt die statistische Gesamt-Effizienz bei Gebrauch des X-Triggers um 0,33%. Der Gewinn beschränkt sich zumindest in der Theorie wegen des steileren mittleren Einfallswinkels aber fast aus-

schließlich auf die Triggerstationen C und D. Der Effekt ist dabei derselbe wie der in Kap. 5.6.1 beschriebene: Der größere Abstand der beiden Stationen resultiert in einer Winkeleinschränkung für die Teilchen, die in beiden Stationen ein eigenes Triggersignal erzeugen. Durch den X-Trigger kann dieser räumliche Effekt verringert werden. In Anbetracht der im Vergleich zu Strahlereignissen wesentlich niedrigeren Gesamteffizienz ist der Effizienzgewinn bei kosmischen Myonen jedoch nur klein. Die einzelnen Effizienzen für jede Station sind in Tabelle 6.1 und 6.2 aufgelistet. Es handelt sich jeweils um simulierte Daten, bei denen Ineffizienzen wie bereits in Kap. 5.6 nur als statistisch gleichverteilt betrachtet werden.

Tabelle 6.1: Ergebnisse der X-Trigger-Simulation für Strahlereignisse. Es wurden insgesamt 194074 MonteCarlo-Ereignisse analysiert.

Station	Effizienz		Differenz
	ohne XT	mit XT	
A	99,72 %	99,80 %	+0,08 %
B	99,89 %	99,98 %	+0,09 %
C	99,00 %	99,82 %	+0,82 %
D	99,69 %	99,82 %	+0,13 %
E	99,88 %	99,93 %	+0,05 %
F	99,88 %	99,93 %	+0,05 %
Gesamt	99,68 %	99,88 %	+0,20 %

Tabelle 6.2: Ergebnisse der X-Trigger-Simulation für kosmische Myonen. Es wurden insgesamt 38345 MonteCarlo-Ereignisse analysiert.

Station	Effizienz		Differenz
	ohne XT	mit XT	
A	93,83 %	93,83 %	±0,00 %
B	95,72 %	95,72 %	±0,00 %
C	86,18 %	87,46 %	+1,28 %
D	92,44 %	93,13 %	+0,69 %
E	95,46 %	95,46 %	±0,00 %
F	90,33 %	90,33 %	±0,00 %
Gesamt	92,33 %	92,65 %	+0,33 %

Tabelle 6.3 zeigt den Effizienzgewinn durch den X-Trigger für echte Daten während des Cosmicruns (Extraktionen 976 – 985) im November 2008. Aufgrund der geringen Statistik sind diese Zahlen wenig aussagekräftig. Die durch die Simulationen vorhergesagte Steigerung zeichnet sich sowohl in der Größenordnung als auch geometrisch, das heißt insbesondere in den mittleren Stationen C und D, ab. Die im Vergleich zu SM1 geringen Anzahlen im zweiten Supermodul, insbesondere in Triggerstation D, sind auf temporäre Ausfälle der hier auslesenden DAQ-Infrastruktur (*Sensoren*) während des Laufs zurückzuführen.

Wie bereits in Kapitel 5.6 erläutert, können für reale Ereignisse keine Absolut-

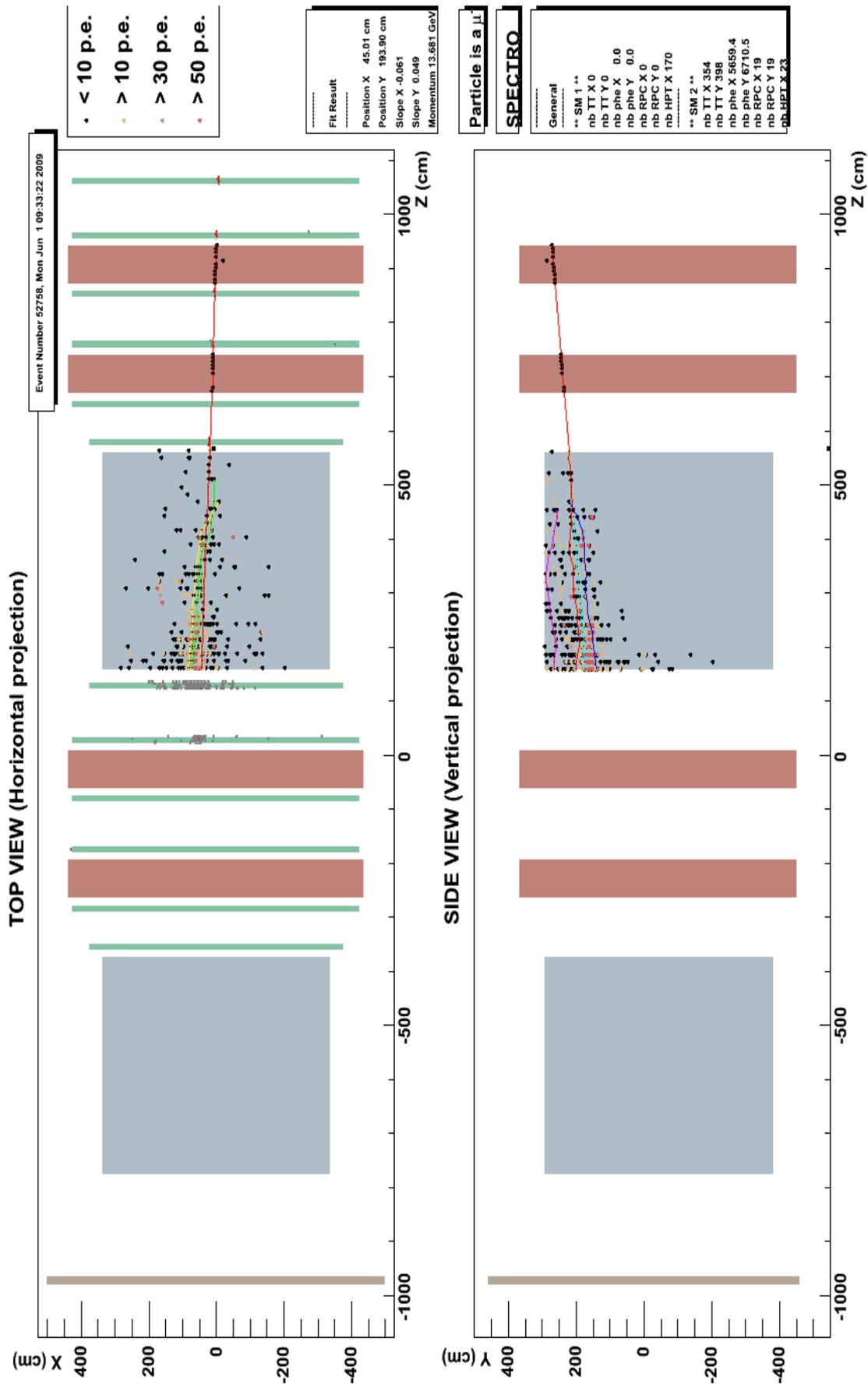


Abbildung 6.4: Beispielergebnis zur Funktion des X-Triggers, aufgenommen am 1. Juni 2009. Das Eventdisplay zeigt eine Neutrinowechselwirkung so nah am Ende des ersten Spektrometers, dass die davor liegenden Trigger-RPCs der Station C nicht vom Schauer getroffen wurden. Getriggert wurde hier von Station D. Die im SM1 vorhandenen Driftrohreinformationen konnten über den X-Trigger ausgelesen und zur Ereignisanalyse herangezogen werden.

werte angegeben werden, da der ineffiziente Ereignisanteil wegen der unmittelbaren Verknüpfung von Driftröhrentreffern und Triggersignalen nicht sichtbar ist. Abbildung 6.4 zeigt ein am 1. Juni 2009 kurz nach Beginn des 2009er Laufs aufgenommenes Strahl-Ereignis, bei dem die Driftröhrensignale des ersten Supermoduls ihr Stoppsignal vom X-Trigger des zweiten erhalten. Die hierdurch gewonnenen Informationen erlauben eine Lokalisierung des Wechselwirkungsortes im hinteren Bereich des zweiten Magnetarms im ersten Supermodul, deren Präzision ohne den Beitrag des X-Triggers geringer gewesen wäre.

Tabelle 6.3: Effizienz des X-Triggers während des Cosmicruns. Es wurden insgesamt 23565 kosmisch erzeugte Ereignisse analysiert.

Station	getriggert		Differenz
	ohne XT	mit XT	
A	2200	2201	+0,05 %
B	2289	2290	+0,04 %
C	1915	1930	+0,77 %
D	668	677	+1,32 %
E	1391	1395	+0,29 %
F	1132	1136	+0,35 %
Gesamt			+0,47 %

Kapitel 7

Triggerraten

In diesem Kapitel wird die mit Einbau der OVTBs neu geschaffene Möglichkeit zur Echtzeitüberwachung der Triggerraten beschrieben. Der erste Abschnitt widmet sich der Verbindung und dem Datenaustausch zwischen der SlowControl und der PT-Datenbank, in welche die von den OVTBs gemessenen Raten geschrieben werden. Wegen des verspäteten Startzeitpunktes für den Strahlbetrieb in 2009 konnten bisher keine Daten für eine Langzeitanalyse unter Betriebsbedingungen genommen werden. Es wird daher kurz auf die Rauschraten der RPCs und die auf deren Basis erwarteten Triggerfrequenzen eingegangen. Der letzte Teil des Kapitels stellt eine Analyse der Triggerraten vor, die seit November 2008 nach Installation des Overall-Triggers aufgenommen wurden.

7.1 Datenbankanschluss der SlowControl

Wie in Kapitel 5.3.2 bereits angedeutet, bietet die OVTB-Steuerungseinheit der SlowControl-Software im Frequenzmodus die Möglichkeit, die aus den CPLD-Zählern der Platine ausgelesenen Daten direkt an die OPERA-SlowControl-Datenbank zu übertragen. Diese Datenbank dient zur Speicherung der äußeren, langsam veränderlichen Umgebungsparameter, Fehlermeldungen und Sollwerte des Precision Trackers während der gesamten Messzeit. Sie ist als MySQL¹-Datenbank aufgebaut und beinhaltet zum einen Tabellen für konkret gemessene Kontrollwerte verschiedener PT-Subsysteme (Gassystem, Hoch- und Niederspannung, OSUB²-Temperaturen etc.) sowie die festgelegten Standardwerte für deren Einstellungen, die zum automatischen Neustart der Subsysteme nach Störungen herangezogen werden. Detaillierte Informationen zur SlowControl-Datenbank finden sich in [Hie07].

Bei aktivierter Datenbankverbindung werden derzeit mit jedem Timerintervall der SlowControl die von der Hardware abgerufenen Triggerraten übertragen. Die in Kap. 5.3.2 beschriebene millisekundengenaue Intervallkontrolle garantiert auch für diese SlowControl-Funktion die lückenlose, sekundliche Speicherung der Frequenzwerte in der Datenbank. In eine dafür neu eingerichtete Tabelle wird jeweils ein

¹ Relationales Datenbankverwaltungssystem auf Open-Source-Basis

² OPERA Support Board zur Steuerung der Diskriminatorschwellen, des Testpulssystems und der Temperatúrauslese.

vollständiger Datensatz, bestehend aus den Frequenzwerten der Triggerstationen A bis F (Feldbezeichnungen $A(0)$ bis $F(0)$, siehe Screenshot der Datenbank im Anhang), den ODER-erzeugenden X-Trigger-Eingangsraten ($SM2_X(0)$ für den an OVTB1 anliegenden, $SM1_X(0)$ für den an OVTB2 anliegenden X-Triggerkanal), den Ausgangsraten beider OVTBs ($ovtb1_OUT(0)$ und $ovtb2_OUT(0)$) sowie sekundengenauem Zeitstempel und Datensatz-Identifikationsnummer, geschrieben.

Befindet sich die SlowControl im *Counter*-Modus oder ist der Timer ganz ausgeschaltet, ist die Datenübertragung an die Datenbank nicht aktivierbar, um die Analysierbarkeit der Daten zu gewährleisten und Einträge, die die Statistik verunreinigen, zu vermeiden. Wegen der gemeinsamen Nutzung der von der OVTB-Software verwendeten CAN-Linien durch andere Module der SlowControl und deren automatisierte Prozesse, insbesondere die minütliche Temperatúrauslese der OSUB-Boards, kommt es zu wiederkehrenden Überbelegungen des CAN-Netzes. In der Folge werden die gesendeten Befehle in einer Warteschleife gespeichert und nacheinander abgearbeitet. Dies führt zu einer Unterbrechung des Ausleserhythmus der SlowControl-Frequenzanzeigen und resultiert durch die in dieselbe Programmschleife eingearbeitete Sendeprozedur in fehlenden Datensätzen in der Datenbank. Der Datenverlust beträgt je nach Auslastung des CAN-Netzes durch andere Prozesse etwa 3-5%, was für mittel- bis langfristige Analysen der Triggerraten vernachlässigbar ist. Um im weiteren Verlauf des Experiments jedoch über eine lückenlose Aufzeichnung der Triggerraten verfügen zu können, ist eine eigene, ausschließlich für den Overall-Trigger reservierte und damit durchgehend verfügbare CAN-Linie angedacht.

7.2 Erwartete Triggerraten

Im LNGS-Untergrundlabor geht man für kosmische Teilchen von einem Richtwert von lediglich einer Teilchenspur pro Stunde und Quadratmeter Grundfläche aus. Dies entspricht einer Triggerrate von weniger als 0,05 Hz pro Triggerstation. Ein großzügig geschätzter Wert für die Strahl-Ereignisrate liegt sogar noch deutlich darunter: Größenordnungsmäßig enthält eine halbtägige OPERA-Extraktion Spuren von 100 Neutrinointeraktionen. Selbst unter der Annahme, dass jede von ihnen in allen Triggerstationen ein Signal erzeugt, beträgt die daraus resultierende Triggerrate nur etwa 0,002 Hz.

Bei Verwendung von einzelnen RPC-Wänden mit einer von A. Garfagnini in [G⁺07a] angenommenen durchschnittlichen Noise-Rate von 1,2 kHz als Trigger ohne die in Kap. 4.5 beschriebene Majoritätsprüfung würde die eigentliche Signalarate um fünf Größenordnungen durch Rauschen dominiert. Die Verwendung der Koinzidenzschaltung der Trigger-RPCs ist daher nötig, um Rausch-Ereignisse zu unterdrücken. Bei Betrachtung der 2-aus-3-Koinzidenz und unter Hinzunahme der OPE-Signalweite für die aus Noise generierte Trigger-Rate einer Station ergibt sich ein Wert von

$$R_{RPC-noise}^{trigger} = 1,2kHz \cdot 1,2kHz \cdot (113ns + 113ns) \cdot 3 = 0,98Hz [FPvSZ05]. \quad (7.1)$$

Die in [Ste08] beschriebene Optimierung des Triggerboard-Konzeptes mittels zusätzlicher Pulsweitenmanipulatoren, die die OPE-Signalweiten auf 75 ns reduzieren, soll

diese erwartete, mittlere rauschinduzierte Triggerrate weiter auf 0,65 Hz pro Triggerstation verringern. Im Juni 2009 wurden während einer Strahlpause durch Deaktivierung der Triggermajoritäten und Ausmaskierung der einzelnen Triggerplanes die Raten aller OPE-Boards über die Frequenzzähler der OVTBs gemessen. Die Raten wurden in die Datenbank geschrieben, woraus sich die in Tabelle 7.2 eingetragenen zeitlichen Mittelwerte ergaben. Dabei ist allerdings zu betonen, dass die mittleren Raten unter anderem auch wegen wiederkehrenden Anpassungen der RPC-Betriebsparameter starken zeitlichen Schwankungen unterliegen. Es handelt sich bei den angegebenen OPE-Raten deswegen nur um Orientierungswerte. Für die Angabe der anschließend daraus analog zu Glg. 7.1 kalkulierten Triggerraten wurde eine Schwankung von ± 200 Hz berücksichtigt.

Bei der Berechnung der zu erwartenden Triggerraten wurde das Rauschen als zeitlich statistisch verteilt vorausgesetzt. Bei der Behandlung der XPCs führte dies dazu, dass jeweils die Summe der Rauschfrequenzen der beiden XPC-Seiten³ als eine der majoritätsbildenden Triggerraten herangezogen wurden, da die Signale beider Seiten zeitlich unkorreliert sein sollten und bei einer Pulsweite von 75 ns die Wahrscheinlichkeit eines gleichzeitigen Eintreffens am Triggerboard für eine Frequenz von 500 Hz lediglich etwa $1/13000$ beträgt. Eine Prüfung der jeweils kombinierten Signalarate beider Seiten eines XPCs ergab, dass lediglich XPC2 (erster XPC im zweiten Supermodul) das erwartete Verhalten zeigt, während die verknüpften Raten der drei anderen signifikant unter den Erwartungen liegen. Für den Test wurden beide Ausleseseiten bei weiterhin gleichzeitig deaktivierter Triggermajorität in der Triggerlogik durch ein logisches ODER zusammengeführt und anhand der OVTB-Zähler in die SlowControl-Datenbank geschrieben. Diese in Tabelle 7.1 gezeigten Ergebnisse lassen auf örtlich korreliertes Rauschen (*Crosstalk*) innerhalb der betroffenen XPC-Wände schließen.

Tabelle 7.1: Überprüfung der Signalkorrelation der XPCs. Die Bezeichnungen entsprechen der offiziellen OPERA-Nomenklatur, XPC0 und XPC1 befinden sich vor SM1, XPC2 und XPC3 vor SM2.

	Raten einzeln [Hz]		kombinierte Rate [Hz]	
	rock	hall	erwartet	gemessen
XPC0	950	400	1350	1250
XPC1	540	580	1120	790
XPC2	880	350	1230	1220
XPC3	560	560	1120	840

³ *rock* bezeichnet den auf der Felsseite ausgelesenen Teil der XPC-Streifen, während sich *hall* auf die Korridorseite bezieht.

7.3 Analyse realer Triggerraten

Tabelle 7.3 zeigt die statistische Auswertung der im November 2008 nach dem Einbau der OVTBs in die Datenbank geschriebenen Triggerraten. Mit ihrer Aufzeichnung wurde unmittelbar im Anschluss an die Installation der neuen Software auf dem SlowControl-Rechner begonnen. Bis zum Ende des knapp einwöchigen Cosmicruns am 20. November 2008 wurden ca. 460.000 Datensätze in die Datenbank übertragen und statistisch ausgewertet.

Der Tabelle sind zum Vergleich in den letzten beiden Spalten die absoluten Zahlen der während des Cosmicruns gespeicherten, jeweils von einer Station getriggerten Events sowie deren prozentualer Anteil an den Summen der OVTB-Zählung angehängt. Für die Ermittlung wurde jedes in den ungefilterten Extraktionen 976 – 985 vorhandene Ereignis auf die eigenständig getriggerten Stationen untersucht. Der Unterschied zu den in Tabelle 5.4 präsentierten Daten liegt in der Filterung der Zahlen: Hier wurde weder die Rekonstruierbarkeit eines Ereignisses (RAW⁴- statt RECO-Extraktion), noch die Erfüllung eines '6-aus-8-Lagen'-Kriteriums gefordert. Dass die Werte sich dennoch um eine Größenordnung von der Zählung der OVTBs (drittletzte Spalte in Tabelle 7.3) unterscheiden, ist durch die Eingangsfiler des DAQ-Systems zu erklären. Deren Kriterien zur Eliminierung von Rauschen fordern, dass

- ein Ereignis insgesamt **mindestens 10 Hits** enthält,
- diese sich auf **mindestens zwei Subdetektoren** aufteilen, wobei
- ein Subdetektor **keine Einzeltreffer** enthalten darf, und sich zudem
- alle Hits in einem **600 μ s-Zeitfenster** befinden müssen.

Eine zusätzlich mögliche Filterung auf die Pulsweite der Signale war bei den Extraktionen 976 – 985 deaktiviert. Die Größenordnungen dieser Zahlen bestätigen das im vorherigen Abschnitt 7.2 kalkulierte Signal-Rausch-Verhältnis von ca. 1/20.

Abbildung 7.1 zeigt die Triggerfrequenz-Verteilungen der sechs Triggerstationen, deren Mittelwerte aus der eben genannten Tabelle zu entnehmen sind. Dabei fällt speziell Triggerstation D mit einer dem auffallend schlechten Signal-Rausch-Verhältnis von 1/50 entsprechenden, deutlich zu hohen mittleren Rate von ca. 6 Hz auf. Bei statistisch verteiltem Rauschen entspräche dies einer RPC-Signalrate von 3,7 kHz in allen drei Triggerplanes der Station. Stattdessen ist davon auszugehen, dass die Majorität der Triggerlogik in der Mehrzahl durch eine zeitliche Korrelation des XPC-/RPC-Rauschens der drei beteiligten Wände erfüllt wird, wobei das majoritätserfüllende Zeitintervall den Rahmen für die Korrelation vorgibt. Diese beschränkt sich also nicht nur auf die unterschiedlich orientierten Widerstandsplattenkammer-Streifen einer einzelnen XPC-Wand, sondern ist offenbar zumindest in Station D auch zwischen den einzelnen XPC-/RPC-Planes ausgeprägt. Insbesondere in Hinsicht auf die Totzeit der DAQ, die noch einmal um Größenordnungen höher als die der TDC liegt, sind zu hohe Triggerraten in einer Station zu vermeiden, da diese über Overall- und X-Trigger auf den gesamten Precision Tracker übertragen werden.

⁴ engl.: roh, hier: unbearbeitet und ungefiltert

Tabelle 7.2: Gemessene Signalkraten der OPE-Boards und die daraus statistisch zu erwartenden Triggerraten für SM1 und SM2. Für die Angabe des Frequenzbereiches wurde eine Schwankung der OPE-Raten um ± 200 veranschlagt.

SM1 Station	A				B				C		
Triggerplane	XPC0 rock	XPC0 hall	XPC1 rock	XPC1 hall	RPC0	RPC10	RPC11	RPC12	RPC19	RPC20	RPC21
OPE-Rate [Hz]	950	400	540	580	1330	1130	1540	4190	2070	600	1480
Triggerrate [Hz]	0,47 – 0,92				1,55 – 2,37				0,55 – 1,05		

SM2 Station	D				E				F		
Triggerplane	XPC2 rock	XPC2 hall	XPC3 rock	XPC3 hall	RPC22	RPC32	RPC33	RPC34	RPC41	RPC42	RPC43
OPE-Rate [Hz]	880	350	560	560	1400	1560	1170	2640	1470	910	1010
Triggerrate [Hz]	0,48 – 0,94				1,05 – 1,70				0,38 – 0,78		

Tabelle 7.3: Statistische Auswertung der während des Cosmicruns im November 2008 gemessenen Triggerraten. In die Analyse gingen knapp 460.000 Datensätze ein. In der vorletzten Spalte sind die aus den Extraktionen desselben Zeitraums gewonnenen Anzahlen der in den jeweiligen Stationen getriggerten Ereignisse eingetragen. Diese Zahlen sind gegenüber der *Summen*-Spalte durch die Event-Filter der DAQ grob rauschbereinigt, die letzte Spalte gibt daher den rauschfreien Signalanteil der jeweiligen Station an. Für die beiden SM-Gesamtanteile (Zeilen *OVTB1_OUT* und *OVTB2_OUT*) ist dies jeweils der gewichtete Mittelwert ohne den X-Trigger-Beitrag.

	Mittelwert	Standard- abweichung	Standard- fehler	Min	Max	Summe	Ereignisse Extr. 976–985	Anteil [%]
A	1,50346	1,22545	0,00181	0	16	689.351	46.475	6,74
B	3,34547	1,83300	0,00271	0	25	1.533.930	78.957	5,15
C	1,82943	1,35379	0,00200	0	15	838.808	55.120	6,57
SM2_X	4,72200	2,63170	0,00389	0	49	2.165.080	–	–
OVTB1_OUT	11,39193	3,12059	0,00461	1	86	5.223.300	177.255	5,79
D	6,07685	2,47154	0,00365	0	20	2.786.290	54.773	1,97
E	1,44395	1,20003	0,00177	0	10	662.062	61.011	9,22
F	0,93627	0,96529	0,00143	0	9	429.290	56.348	13,13
SM1_X	6,67175	2,58686	0,00382	0	22	3.059.060	–	–
OVTB2_OUT	15,11937	3,89557	0,00575	1	38	6.932.370	171.620	4,43

Die Werte der Ausgangsraten $ovtb1_OUT(0)$ und $ovtb2_OUT(0)$ der beiden OVTBs sind als Histogramm in Abbildung 7.2 aufgetragen. Beide Verteilungen nehmen zwar gemäß der Erwartung die Form einer Poisson-Verteilung⁵ an. Jedoch sollte der X-Trigger die Ausgangsraten beider Supermodule angleichen: Diese Aufgabe kann die in Kapitel 6.2 erläuterte X-Trigger-Elektronik lediglich dann *nicht* erfüllen, wenn mehrere Signale ein OVTB innerhalb des INHIBIT-Intervalls erreichen. In diesem Fall werden zwar alle Signale an das OVTB des anderen Supermoduls weitergeleitet, von diesem aber nur das erste registriert, da die folgenden in die mindestens 500 ns lange Totzeit des Eingangs fallen. Die unterschiedlichen Mittelwerte liefern also einen Hinweis darauf, dass zumindest in SM2 Triggersignale in zeitlich korrelierter Abfolge auftreten. Weil die Summe aus den Triggerraten-Mittelwerten der Stationen D (6,08 Hz), E (1,44 Hz) und F (0,94 Hz) sowie der von SM1 über den X-Trigger auf OVTB2 übertragenen Rate SM1_X (6,67 Hz) präzise mit dem Ausgangswert von OVTB2 (15,12 Hz) übereinstimmt, ist davon auszugehen, dass nicht die Signale der Stationen korreliert sind, sondern eine der Stationen Folgen von Triggersignalen innerhalb eines Intervalls $\Delta t < t_{INHIBIT}$ an das OVTB2 sendet.

Die hier noch händisch durchgeführte Analyse der Datensätze ist seit Juni 2009 durch ein von Martin Hierholzer entwickeltes PHP⁶-Skript automatisiert, das jeweils die letzten in der Datenbank gespeicherten Datensätze untersucht und mit vorgegebenen Parametern vergleicht. In Verbindung mit einem je nach Übereinstimmung zwischen Datensätzen und Erwartungswerten grün, gelb oder rot gefärbten Smiley-Symbol wurde diese automatische Analyse als ein weiterer Gliederungspunkt in das für jedermann zugängliche, web-basierte *SlowControl-Display* eingefügt. Eine beispielhafte Ansicht ist in Abb. 7.3 zu sehen. Neben den aktuellen Zuständen des Computer-Netzwerks, des Gassystems, der Hoch- und Niederspannungsversorgung sowie der Qualität der Datennahme ist so der Status des Triggersystems für das gesamte OPERA-Personal annähernd in Echtzeit kontrollierbar. Das PHP-Skript stellt über einen Link zusätzlich Histogramme nach Art der Abbildungen 7.1 und 7.2 zur Verfügung und bietet die Möglichkeit, die gespeicherten Mittelwerte der Verteilungen über die Zeit aufzutragen, um Änderungen am System nachvollziehen zu können. Dieses durch die Ratenzählung des Overall-Triggers ermöglichte Kontrollsystem wurde erstmals Mitte Juni 2009 zur Lokalisierung von Störungen im Triggersystem angewandt.

⁵ Diskrete Wahrscheinlichkeitsverteilung, die Voraussagen über die Anzahl seltener, zufälliger und voneinander unabhängiger Ereignisse innerhalb eines bestimmten Intervalls liefert.

⁶ Akronym aus **P**ersonal **H**ome **P**age **T**ools: Skriptsprache mit an C angelehnter Syntax; hauptsächlich zur Erstellung dynamischer Webseiten mit breiter Datenbankunterstützung und Internet-Protokolleinbindung.

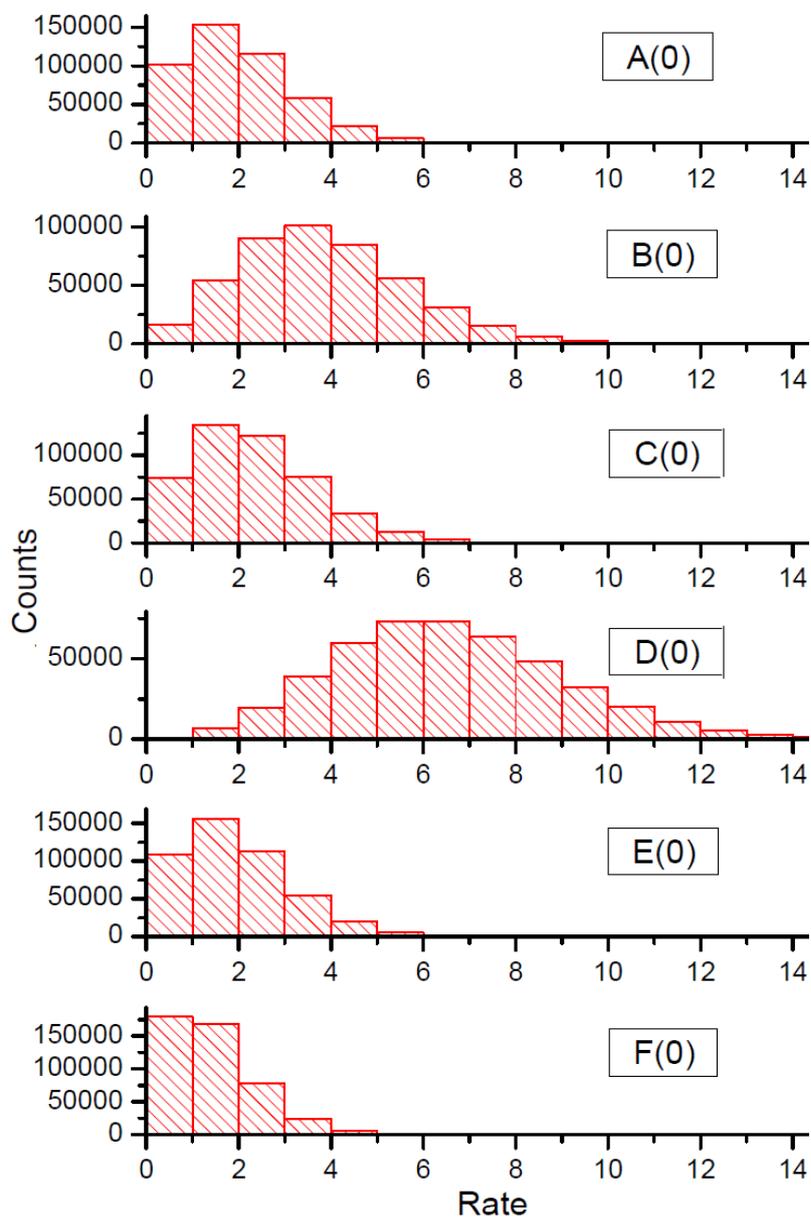


Abbildung 7.1: Triggerraten der sechs einzelnen Triggerstationen während des Cosmicrunch 2008. Die Mittelwerte sind Tabelle 7.3 zu entnehmen. Insbesondere Station D weist eine auffällig hohe Rate auf, alle Verteilungen entsprechen aber der erwarteten Poisson-Form.

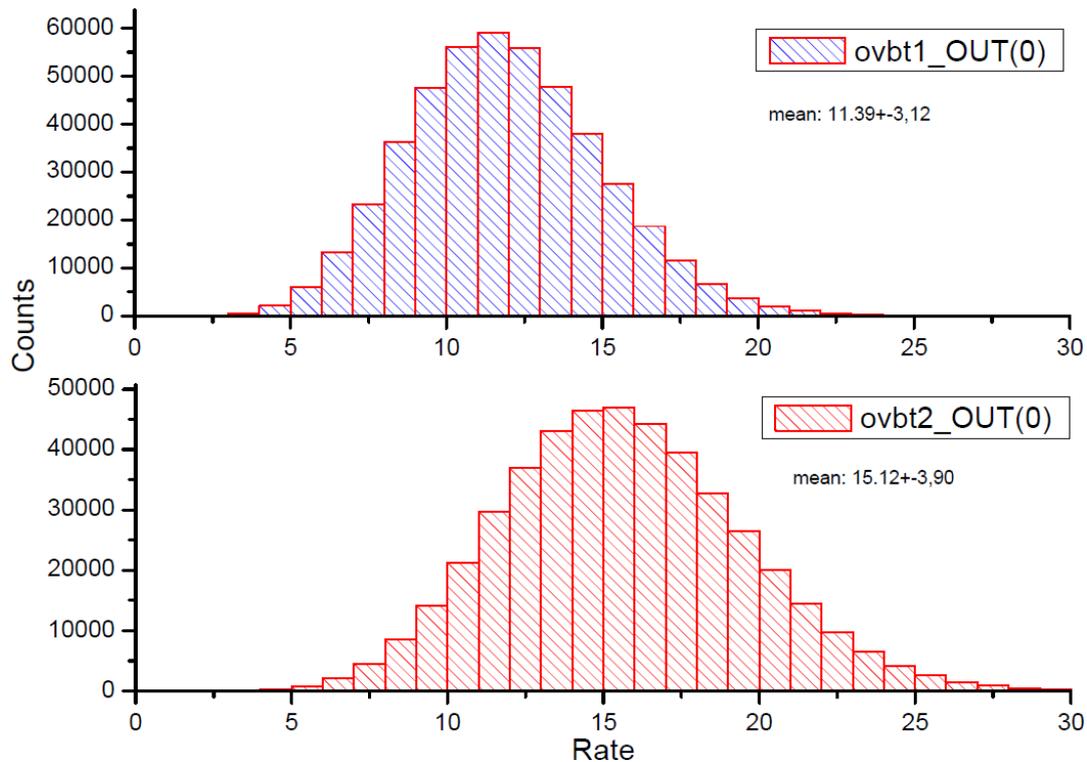


Abbildung 7.2: Die Triggerraten am Ausgang beider OVTBs während des Cosmicruns im November 2008, die Mittelwerte sind erneut Tabelle 7.3 zu entnehmen. Beide Mittelwerte sollten aufgrund des X-Triggers gleich sein. Die Verschiebung der Poisson-Verteilungen kommt entweder durch korrelierte Triggersignale im zweiten Supermodul oder durch eine falsch gesetzte INHIBIT-Zeit zustande.

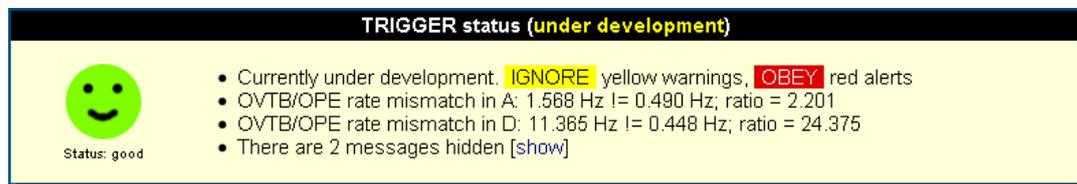


Abbildung 7.3: Einbindung der Triggerraten-Analyse in das OPERA-SlowControl-Display. Der hier gezeigte Smiley (willkürlich ausgewählter Screenshot) färbt sich je nach Analyseergebnis rot, gelb oder grün, dazu werden die entsprechenden Warnungen angezeigt. Bei der Analyse wird momentan über die letzten 600 Datensätze (entspricht bei sekundlicher Auslese den Werten der jeweils letzten Stunde) gemittelt.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Neben dem Versuch, das Higgs-Teilchen und die weitere Gültigkeit des Standardmodells nachzuweisen, ist die Neutrinoforschung schon deshalb eines der aktuellsten Themen der Teilchenphysik, weil sie sich auf neues Terrain hinaus wagt. Aus der im Standardmodell implizierten Vorhersage der Masselosigkeit und die im Widerspruch dazu stehenden empirischen Beobachtungen motivieren sich die Anstrengungen der OPERA-Kollaboration: Ein direkter Tau-Nachweis aus einer strahlinduzierten schwachen Neutrino-Wechselwirkung im Target des Detektors würde den Nachweis des $(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ -Übergangs und der Richtigkeit der entwickelten Oszillationstheorie erbringen.

Der an der Universität Hamburg entworfene Driftröhren-Detektor liefert einen Beitrag zur kinematischen Analyse der aufgezeichneten Ereignisse, die zur Rauschunterdrückung essenziell ist. Seine Leistungsfähigkeit unterliegt stetigen Verbesserungen sowohl auf Hard- als auch auf Softwareseite. Der Erfolg der Spurrekonstruktion für sekundäre Myonen ist direkt abhängig von der Performance des aus Widerstandsplattenkammern konstruierten Triggers, der das Stoppsignal der Driftzeitmessungen liefert. Zur Erhöhung der Effizienz und Schaffung einer ausfallsicheren Redundanz wurde der Overall-Trigger konzipiert, der die sechs ursprünglich unabhängigen und jeweils für zwei Driftröhrenwände zuständigen Triggerstationen miteinander verknüpft.

Im Zusammenhang mit dieser Diplomarbeit wurde zur Motivierung des Themas zunächst die RPC-Effizienz eingehender betrachtet und im Zuge dessen eine konstruktionsbedingte geometrische Ineffizienz von 5,25% sowie ein entsprechender elektronisch verursachter Wert von über 11% festgestellt. Zusammen resultieren beide Faktoren in einer für eine einzelne Station geltenden theoretischen Triggereffizienz von ca. 96,6%. Diese Größenordnung wurde in einer Simulation des Triggersystems für Strahlereignisse bestätigt. Die aus den erarbeiteten Anforderungen hervorgehenden technischen Eigenschaften der OVTB-Platine wurden während des Fertigungsprozesses verwirklicht und das Board wiederholt am Kleinen Teststand in Hamburg überprüft und verbessert. Die zum Betrieb des neuen Systems notwendige Steuerungssoftware wurde auf Basis von VisualBasic 6.0 entwickelt und in die bestehende Slow-Control eingebettet. Nach Ende des Strahlbetriebes im November 2008 wurden die beschriebenen Platinen unter Beachtung aller notwendigen Systemanpassungen supermodulweise in die Detektorhardware integriert. Insbesondere wurde darauf geach-

tet, das Timing der Driftzeitmessung zusätzlich zur neuen intrinsischen Platinenlaufzeit von 50 ns nicht unnötig zu verändern. Während der Testphase in einem sich anschließenden einwöchigen Testlauf mit ausschließlicher Detektion kosmischer Teilchen erwies sich das eingebaute System als stabil. Die ermittelte Effizienzsteigerung um ca. 3,5% durch die Verwendung des Overall-Triggers stimmt in der theoretischen Vorhersage sowohl mit der Auswertung der echten kosmischen Daten als auch mit den simulierten Strahldaten überein. Die festgestellten räumlichen Differenzen entsprechen den auf der Detektorgeometrie basierenden Erwartungen.

Zur weiteren Reduzierung der Trigger-Ineffizienz und redundanten Ausfallabsicherung wurde darüber hinaus das Triggerkonzept um eine zuschaltbare Kreuzverbindung beider Supermodule erweitert. Die Konzeption des X-Triggers erfolgte ebenfalls während der Testphase des OVTB-Boards. Dabei zeigte sich besonders das Timing der Signalverarbeitung als sensibel: Um eine Rückkopplung zu vermeiden, musste der X-Trigger-Signaleingang mit einer selbständigen, temporären Sperre ausgestattet werden. Auch diese Firmware-Programmierung wurde am Teststand durch Nachstellung der am LNGS vorhandenen Umstände auf korrekte Funktion geprüft. Vom X-Trigger ist allerdings nur eine Effizienzsteigerung um bis zu 1% zu erwarten.

Wichtigste Fähigkeit des neuen SlowControl-Moduls zur Steuerung der OVTBs ist neben der zuverlässigen Steuerung und Maskierung der Signalverarbeitung die Überwachungsmöglichkeit der Triggerraten in Echtzeit. Die ausgelesenen Triggerraten können in die SlowControl-Datenbank geschrieben werden, die Leistung dieser Verbindung und damit letztendlich die Analysequalität lässt sich durch eine ausschließlich für die Triggerraten-Auslese reservierte CAN-Linie noch erhöhen. In jedem Fall können mit Hilfe dieser neu geschaffenen Kontrollmöglichkeit durch Vergleich mit den aus den OPE-Raten statistisch zu erwartenden Triggerraten bereits Störungsquellen und insbesondere Signalkorrelationen im Triggersystem nachgewiesen werden. Die gewonnenen Daten werden zur Zeit in ein PHP-Skript integriert, das auf dem SlowControl-Display den aktuellen Zustand der Triggerdaten anzeigt. Der Mittelungsprozess muss dabei im Laufe der Beobachtung den Erfahrungswerten angepasst werden. Das Signal-Rausch-Verhältnis der Triggersignale liegt bis auf Ausnahmen wie erwartet bei etwa 1/20.

Für die Zukunft ist die Rauschanalyse und -reduzierung als wichtigster Faktor für eine weitere Verbesserung des Triggersystems zu nennen. Insbesondere gilt es, die relativen Unterschiede in der Signalqualität der Triggerstationen zu erklären und Quellen für Signal-Korrelationen ausfindig zu machen. Weitere wichtige Informationen über das Timing des gesamten Triggersystems kann eventuell die bereits installierte, aber noch nicht in Betrieb genommene TDC-Speicherung der in den OVTBs eintreffenden Triggersignale liefern. Zusätzlich zur in dieser Arbeit vorgestellten statistischen Auswertmöglichkeit kommt damit zukünftig auch eine ereignisgebundene Betrachtung der Triggersignale in Frage.

Anhang

A.1 OVTB-Tabelle der SlowControl-Datenbank

SQL query:

```
SELECT *  
FROM 'triggerrates'  
ORDER BY 'id' DESC  
LIMIT 0, 30
```

Database: opera (43)

Sort by key: PRIMARY (Descending)

	id	run	time	A(0)	B(0)	C(0)	SM2_X(0)	ovbt1_OUT(0)	D(0)	E(0)	F(0)	SM1_X(0)	ovbt2_OUT(0)
<input type="checkbox"/>	375519	1	2008-10-21 10:51:10	79	66	43	0	137	78	66	42	0	163
<input type="checkbox"/>	375518	1	2008-10-21 10:51:09	79	66	43	0	165	80	60	28	0	143
<input type="checkbox"/>	375517	1	2008-10-21 10:51:08	77	63	30	0	144	81	60	33	0	143
<input type="checkbox"/>	375516	1	2008-10-21 10:51:07	72	60	32	0	135	63	55	33	0	127
<input type="checkbox"/>	375515	1	2008-10-21 10:51:06	72	58	31	0	137	81	55	33	0	127
<input type="checkbox"/>	375514	1	2008-10-21 10:51:05	66	47	34	1	127	81	50	28	1	138
<input type="checkbox"/>	375513	1	2008-10-21 10:51:04	87	66	31	0	155	65	59	31	0	131
<input type="checkbox"/>	375512	1	2008-10-21 10:51:03	71	62	34	0	140	86	66	41	0	164
<input type="checkbox"/>	375511	1	2008-10-21 10:51:02	61	57	30	0	133	58	60	30	0	130
<input type="checkbox"/>	375510	1	2008-10-21 10:51:01	62	54	29	1	122	58	51	23	0	112
<input type="checkbox"/>	375509	1	2008-10-21 10:51:00	56	53	27	0	113	75	60	38	2	145
<input type="checkbox"/>	375508	1	2008-10-21 10:50:59	82	64	28	0	113	61	48	23	0	109
<input type="checkbox"/>	375507	1	2008-10-21 10:50:58	58	53	38	0	137	55	61	42	0	143
<input type="checkbox"/>	375506	1	2008-10-21 10:50:57	68	71	33	0	146	67	54	37	2	136
<input type="checkbox"/>	375505	1	2008-10-21 10:50:56	62	55	34	1	129	72	71	27	0	137
<input type="checkbox"/>	375504	1	2008-10-21 10:50:55	70	61	27	0	130	72	71	27	0	137
<input type="checkbox"/>	375503	1	2008-10-21 10:50:54	71	56	35	1	143	72	54	33	0	136
<input type="checkbox"/>	375502	1	2008-10-21 10:50:53	69	53	29	0	131	68	58	28	1	134
<input type="checkbox"/>	375501	1	2008-10-21 10:50:52	52	60	31	0	122	64	60	35	0	136
<input type="checkbox"/>	375500	1	2008-10-21 10:50:51	61	62	28	0	130	46	55	30	0	116
<input type="checkbox"/>	375499	1	2008-10-21 10:50:50	65	46	30	1	120	66	54	31	1	128
<input type="checkbox"/>	375498	1	2008-10-21 10:50:49	86	69	35	0	158	79	65	24	0	143
<input type="checkbox"/>	375497	1	2008-10-21 10:50:48	67	65	35	0	158	77	63	33	0	140
<input type="checkbox"/>	375496	1	2008-10-21 10:50:47	60	49	35	0	124	69	49	36	0	127
<input type="checkbox"/>	375495	1	2008-10-21 10:50:46	79	63	33	0	143	80	59	36	0	148
<input type="checkbox"/>	375494	1	2008-10-21 10:50:45	78	57	37	0	147	72	71	41	0	148

Screenshot der OVTB-Tabelle der SlowControl-Datenbank

A.2 Schnittstellen-Standards für Signalpegel

Charakteristika und logische Pegel der verwendeten Signaltypen. Die Pegel sind in positiver Logik angegeben. *Single-ended* bezeichnet die Signaltypen, die nur einen Signalzweig aufweisen, wobei dessen Pegel gegenüber Masse maßgebend ist und die Signalqualität somit von einer guten Erdung abhängig ist. Bei *differentiellen* Signalen hingegen bezieht sich der Pegel auf die Differenz zweier vorhandener Signalzweige, in diesem Fall ist nur der positiv logische Signalzweig aufgeführt.

Signaltyp	differentiell / single-ended	digitale 0 [V]	digitale 1 [V]	Versorgungs- spannung [V]
LVDS Low Voltage Differential Signaling	differentiell	1,0 – 1,2	1,3 – 1,5	3,3
TTL Transistor Transistor Logic	single-ended	0 – 0,8	1,5 – 5,0	5,0
LVTTL Low Voltage TTL	single-ended	0 – 0,8	1,5 – 3,3	3,3
NIM Nuclear Instrumentation Module	single-ended	0	-0,8 – -1,0	–
PECL Positive Emitter Coupled Logic	differentiell	0 – 3,2	4,1 – 5,0	5,0
LVPECL Low Voltage PECL	differentiell	0 – 1,6	2,4 – 3,3	3,3

A.3 Quelltext des OVTB–SlowControl Moduls

Listing 1: CAN–Funktionen

```
1 Private Declare Function LoadLibrary Lib "kernel32" Alias
   "LoadLibraryA" (ByVal lpLibFileName As String) As Long
2 Private Declare Function FreeLibrary Lib "kernel32" (ByVal
   hLibModule As Long) As Long
3 Private Declare Function GetTime Lib "winmm.dll" Alias
   "timeGetTime" () As Long
4 Public mStartTime As Long
5 txtNetz.Text = "CAN03"
6 CAD = 2
7
8 Private Sub cmdConnect_Click()
9 Dim SendTime As TCANTimestamp
10 Dim Netzname As String
11 Netzname = txtNetz.Text
12 Ret = CAN_RegisterClient("Ovtb", hWnd, g_hClient)
13 Ret = CAN_ConnectToNet(g_hClient, Netzname, g_hNet)
14 myMsg1.ID = &H0
15 myMsg2.ID = &H7FF
16 Ret = CAN_RegisterMsg(g_hClient, g_hNet, myMsg1, myMsg2)
17 Sleep 20
18 End Sub
19
20 Private Sub cmdDisconnect_Click()
21     Sleep 10
22     Ret = CAN_DisconnectFromNet(g_hClient, g_hNet)
23     Ret = CAN_RemoveClient(g_hClient)
24 End Sub
25
26 Private Sub WaitonResponse(Func As Integer)
27 i = 0
28 Do
29 Ret = CAN_Read(g_hClient, ReadFrame, g_hNet, SendTime)
30 i = i + 1
31 If i > 1000 Then Exit Do
32     Loop Until Ret = 0
33         If Res <> 0 Then
34             MsgBox ("No_Response")
35         End
36 End If
37 End Sub
```

Listing 2: Auslesen des Status

```

38 Private Sub cmdOvtbReadstatus1_Click()
39 Call cmdConnect_Click
40 Ident = CAD * &H100 + &HB0
41 TFrame.ID = Ident + 7
42 TFrame.LEN = 1
43 TFrame.DATA(0) = &H1
44 Ret = CAN_Write(g_hClient, g_hNet, TFrame, SendTime)
45 Sleep 4
46 txtOvtbStatuscan(2).Text = Hex(ReadFrame.DATA(1)) & "." &
    Hex(ReadFrame.DATA(2)) & "." & Hex(ReadFrame.DATA(3))
47 TFrame.DATA(0) = &H2
48 Ret = CAN_Write(g_hClient, g_hNet, TFrame, SendTime)
49 Sleep 4
50 Call WaitonResponse(43)
51 txtOvtbStatusfirmware(2).Text = ((ReadFrame.DATA(1) And
    &HF0) / 16) & "." & (ReadFrame.DATA(1) -
    ((ReadFrame.DATA(1) And &HF0) / 16) * 16) & "." &
    (ReadFrame.DATA(2))
52 TFrame.DATA(0) = &H8
53 Ret = CAN_Write(g_hClient, g_hNet, TFrame, SendTime)
54 Sleep 4
55 txtOvtbStatusregister(0).Text = Hex(ReadFrame.DATA(1))
56 If Hex(ReadFrame.DATA(2)) = 1 Then
57     txtOvtbPulsewidth(0).Text = 30
58 ElseIf Hex(ReadFrame.DATA(2)) = 2 Then
59     txtOvtbPulsewidth(0).Text = 40
60 ElseIf Hex(ReadFrame.DATA(2)) = 3 Then
61     txtOvtbPulsewidth(0).Text = 50
62 ElseIf Hex(ReadFrame.DATA(2)) = 4 Then
63     txtOvtbPulsewidth(0).Text = 60
64 ElseIf Hex(ReadFrame.DATA(2)) = 0 Or Hex(ReadFrame.DATA(2))
    = 5 Or Hex(ReadFrame.DATA(2)) = 6 Or
    Hex(ReadFrame.DATA(2)) = 7 Then
65     txtOvtbPulsewidth(0).Text = 70
66 End If
67 NN = ReadFrame.DATA(3)
68 DV = (ReadFrame.DATA(4))
69 Steps = NN + DV
70 txtOvtbTriggerdelay(0).Text = (Steps * 5) + 50
71 Inib = (ReadFrame.DATA(5)) + 1
72 txtOvtbInhibit(0).Text = (Inib * 250)
73 Call cmdDisconnect_Click
74 End Sub

```

Listing 3: Lesen und Setzen der Maskierung

```
75 Private Sub cmdOvtbReadMask1_Click()  
76 Call cmdConnect_Click  
77 Ident = CAD * &H100 + &HB0  
78 TFrame.ID = Ident + 1  
79 TFrame.LEN = 2  
80 TFrame.DATA(0) = &H1  
81 TFrame.DATA(1) = 0  
82 Ret = CAN_Write(g_hClient , g_hNet , TFrame, SendTime)  
83 Sleep 4  
84 txtOvtbMask(0).Text = (ReadFrame.DATA(1))  
85 Call Hexerueck1(txtOvtbMask(0).Text)  
86 Call cmdDisconnect_Click  
87 End Sub  
88  
89 Private Sub cmdOvtbWriteMask1_Click()  
90 Call cmdConnect_Click  
91 Ident = CAD * &H100 + &HB0  
92 TFrame.ID = Ident + 1  
93 TFrame.LEN = 2  
94 TFrame.DATA(0) = &H2  
95 TFrame.DATA(1) = cmbOvtbMask(0).Text  
96 Ret = CAN_Write(g_hClient , g_hNet , TFrame, SendTime)  
97 Sleep 4  
98 txtOvtbMask(0).Text = (ReadFrame.DATA(1)) 'hex  
99 Call cmdDisconnect_Click  
100 End Sub  
101  
102 Private Sub HexeRechner1(V As Integer)  
103 V = 0 'Berechnung des Hexadezimalwertes  
104 If chkOvtbMask(0) = 1 Then  
105     V = V + 1  
106 End If  
107 If chkOvtbMask(1) = 1 Then  
108     V = V + 2  
109 End If  
110 If chkOvtbMask(2) = 1 Then  
111     V = V + 4  
112 End If  
113 If chkOvtbMask(3) = 1 Then  
114     V = V + 8  
115 End If  
116 If chkOvtbMask(4) = 1 Then  
117     V = V + 16
```

```
118 End If
119 If chkOvtbMask(5) = 1 Then
120     V = V + 32
121 End If
122 If chkOvtbMask(6) = 1 Then
123     V = V + 64
124 End If
125 cmbOvtbMask(0).Text = V 'Hex(V)
126 End Sub
127
128 Private Sub Hexerueck1(V As Integer)
129 V = txtOvtbMask(0).Text
130 If V >= 128 Then 'Berechnung der Häkchen
131     chkOvtbMask(7) = 1 'aus Hexadezimalwert
132     V = V - 128
133 End If
134 If V >= 64 Then
135     chkOvtbMask(6) = 1
136     V = V - 64
137 End If
138 If V >= 32 Then
139     chkOvtbMask(5) = 1
140     V = V - 32
141 End If
142 If V >= 16 Then
143     chkOvtbMask(4) = 1
144     V = V - 16
145 End If
146 If V >= 8 Then
147     chkOvtbMask(3) = 1
148     V = V - 8
149 End If
150 If V >= 4 Then
151     chkOvtbMask(2) = 1
152     V = V - 4
153 End If
154 If V >= 2 Then
155     chkOvtbMask(1) = 1
156     V = V - 2
157 End If
158 If V >= 1 Then
159     chkOvtbMask(0) = 1
160 End If
161 End Sub
```

Listing 4: Lesen und Setzen der Pulsweite

```
162 Private Sub cmdOvtbReadpulsewidth1_Click ()
163 Call cmdConnect_Click
164 Ident = CAD * &H100 + &HB0
165 TFrame.ID = Ident + 7
166 TFrame.LEN = 1
167 TFrame.DATA(0) = &H8
168 Ret = CAN_Write(g_hClient , g_hNet , TFrame, SendTime)
169 Sleep 4
170 If Hex(ReadFrame.DATA(2)) = 1 Then
171     txtOvtbPulsewidth(0).Text = 30
172 ElseIf Hex(ReadFrame.DATA(2)) = 2 Then
173     txtOvtbPulsewidth(0).Text = 40
174 ElseIf Hex(ReadFrame.DATA(2)) = 3 Then
175     txtOvtbPulsewidth(0).Text = 50
176 ElseIf Hex(ReadFrame.DATA(2)) = 4 Then
177     txtOvtbPulsewidth(0).Text = 60
178 ElseIf Hex(ReadFrame.DATA(2)) = 5
179     txtOvtbPulsewidth(0).Text = 70
180 End If
181 Call cmdDisconnect_Click
182 End Sub
183
184 Private Sub cmdOvtbSetpulsewidth1_Click ()
185 Call cmdConnect_Click
186 Ident = CAD * &H100 + &HB0
187 TFrame.ID = Ident + 3
188 TFrame.LEN = 1
189 If cmbOvtbPulsewidth(0).Text = 30 Then
190     TFrame.DATA(0) = 1
191 ElseIf cmbOvtbPulsewidth(0).Text = 40 Then
192     TFrame.DATA(0) = 2
193 ElseIf cmbOvtbPulsewidth(0).Text = 50 Then
194     TFrame.DATA(0) = 3
195 ElseIf cmbOvtbPulsewidth(0).Text = 60 Then
196     TFrame.DATA(0) = 4
197 ElseIf cmbOvtbPulsewidth(0).Text = 70 Then
198     TFrame.DATA(0) = 5
199 End If
200 Ret = CAN_Write(g_hClient , g_hNet , TFrame, SendTime)
201 Sleep 4
202 Call cmdDisconnect_Click
203 End Sub
```

Listing 5: Lesen und Setzen des Delays

```
204 Private Sub cmdOvtbReadDelay1_Click()  
205 Dim Steps, NN, DV As Long  
206 Call cmdConnect_Click  
207 Ident = CAD * &H100 + &HB0  
208 TFrame.ID = Ident + 7  
209 TFrame.LEN = 1  
210 TFrame.DATA(0) = &H8  
211 Ret = CAN_Write(g_hClient, g_hNet, TFrame, SendTime)  
212 Sleep 4  
213 Call WaitonResponse(43)  
214 NN = ReadFrame.DATA(3)  
215 DV = (ReadFrame.DATA(4))  
216 Steps = NN + DV  
217 txtOvtbTriggerdelay(0).Text = (Steps * 5) + 50  
218 Call cmdDisconnect_Click  
219 End Sub  
220  
221 Private Sub cmdOvtbSettriggerdelay1_Click()  
222 Dim NN, DV As Integer  
223 Call cmdConnect_Click  
224 Ident = CAD * &H100 + &HB0  
225 TFrame.ID = Ident + 2  
226 TFrame.LEN = 2  
227 NN = cmbOvtbTriggervalue1.Text  
228 DV = (NN - 50) / 5  
229 If DV < 256 Then  
230     TFrame.DATA(0) = DV  
231     TFrame.DATA(1) = 0  
232 ElseIf DV > 255 Then  
233     TFrame.DATA(0) = 255  
234     DV = DV - 255  
235     TFrame.DATA(1) = DV  
236 End If  
237 Ret = CAN_Write(g_hClient, g_hNet, TFrame, SendTime)  
238 Sleep 4  
239 Call WaitonResponse(43)  
240 Refresh  
241 Call cmdDisconnect_Click  
242 End Sub
```

Listing 6: Lesen und Setzen der INHIBIT-Zeit

```
243 Private Sub cmdOvtbReadInhibit1_Click()  
244 Call cmdConnect_Click  
245 Ident = CAD * &H100 + &HB0  
246 TFrame.ID = Ident + 7  
247 TFrame.LEN = 1  
248 TFrame.DATA(0) = &H8  
249 Ret = CAN_Write(g_hClient, g_hNet, TFrame, SendTime)  
250 Sleep 4  
251 Call WaitonResponse(43)  
252 txtOvtbInhibit(0).Text = ((ReadFrame.DATA(5)) + 1) * 250  
253 Call cmdDisconnect_Click  
254 End Sub  
255  
256 Private Sub cmdOvtbSetInhibit1_Click()  
257 Dim Value As Integer  
258 Call cmdConnect_Click  
259 Ident = CAD * &H100 + &HB0  
260 TFrame.ID = Ident + 6  
261 TFrame.LEN = 2  
262 TFrame.DATA(0) = &H2  
263 Value = cmbOvtbInhibit(0).Text  
264 TFrame.DATA(1) = (Value / 250) - 1  
265 Ret = CAN_Write(g_hClient, g_hNet, TFrame, SendTime)  
266 Sleep 4  
267 Call WaitonResponse(30)  
268 Call cmdDisconnect_Click  
269 End Sub
```

Listing 7: Auslesen der Zähler und Anzeigemodus

```
270 Public Sub cmdOvtbReadcounter1_Click()  
271 Dim Klaus, Ernie, Boris, Sandy As Long  
272 Call cmdConnect_Click  
273 Ident = CAD * &H100 + &HB0  
274 TFrame.ID = Ident + 4  
275 TFrame.LEN = 1  
276 For i = 0 To 7  
277     TFrame.DATA(0) = i 'Dec2Hex(i)  
278     Ret = CAN_Write(g_hClient, g_hNet, TFrame, SendTime)  
279     Sleep 4  
280     Call WaitonResponse(43)  
281     Klaus = ReadFrame.DATA(2)  
282     Boris = Klaus * 256
```

```
283         Ernie = ReadFrame.DATA(1)
284         Sandy = Boris + Ernie
285         txtOvtbCounter1(i).Text = Sandy
286         Refresh
287     Next i
288     Call cmdDisconnect_Click
289 End Sub
290
291 Private Sub cmdOvtbSetDisplayMode1_Click()
292     Call cmdConnect_Click
293     Ident = CAD * &H100 + &HB0
294     TFrame.ID = Ident + 5
295     TFrame.LEN = 1
296     If Timer = 1 And db = 1 And cmbOvtbDisplaymode1.Text =
        "counter" Then
297         MsgBox ("Please_disable_DBconnection_first!")
298         cmbOvtbDisplaymode1.Text = "frequency"
299         TFrame.DATA(0) = 0 'only frequency
300         Ret = CAN_Write(g_hClient, g_hNet, TFrame, SendTime)
301     ElseIf (Timer = 1 And db = 0) Or Timer = 0 Then
302         If cmbOvtbDisplaymode1.Text = "frequency" Then
303             TFrame.DATA(0) = 0
304             Ret = CAN_Write(g_hClient, g_hNet, TFrame,
                SendTime)
305             If Timer = 1 Then
306                 DBconnect.Enabled = True
307                 DBLabel.Enabled = True
308             ElseIf Timer = 0 Then
309                 DBconnect.Enabled = False
310                 DBLabel.Enabled = False
311             End If
312         ElseIf cmbOvtbDisplaymode1.Text = "counter" Then
313             TFrame.DATA(0) = 1
314             Ret = CAN_Write(g_hClient, g_hNet, TFrame,
                SendTime)
315             DBconnect = 0
316             DBconnect.Enabled = False
317             DBLabel.Enabled = False
318         End If
319     End If
320     Call cmdDisconnect_Click
321 End Sub
```

Listing 8: Timer-Automatisierungen

```
322 Private Sub autosetTimer_Timer ()
323 autosetovtbTimerZaehler = autosetovtbTimerZaehler + 1
324 If autosetovtbTimerZaehler = 5 Then
325     Call cmdOvtbReadInhibit1_Click
326     Call cmdOvtbReadpulsewidth1_Click
327     Call cmdOvtbReadMask1_Click
328 End If
329 If autosetovtbTimerZaehler = 10 Then
330     Call cmdOvtbWriteMask1_Click
331     Call cmdOvtbSetInhibit1_Click
332     Call cmdOvtbSetpulsewidth1_Click
333     autosetovtbTimerZaehler = 0
334 End If
335 End Sub
336
337 Private Sub Timer_Click ()
338 If Timer = 1 Then
339     timerinterval.Enabled = False
340     If C1 = 0 And C2 = 0 Then
341         DBconnect.Enabled = True
342         DBLabel.Enabled = True
343     Else
344         DBconnect.Enabled = False
345         DBLabel.Enabled = False
346     End If
347 ElseIf Timer = 0 Then
348     timerinterval.Enabled = True
349     DBconnect.Enabled = False
350     DBLabel.Enabled = False
351 End If
352 End Sub
353
354 Private Sub Timer1_Timer ()
355 Interval = timerinterval.Text
356 TimeStamp = GetTime
357 nSeconds = TimeStamp / Interval
358 If Time1 <> nSeconds Then
359     Call Time_Click
360     Time1 = nSeconds
361 End If
362 End Sub
363
364 Private Sub Time_Click ()
```

```
365 If Timer = 1 Then
366     Dim Rates(0 To 9, 0 To 0) As Long
367     Dim Blah(0 To 9) As Long
368     Dim Klaus As Long
369     Dim Ernie As Long
370     Dim Boris As Long
371     Dim Sandy As Long
372     Call cmdConnect_Click
373     Ident = CAD * &H100 + &HB0
374     TFrame.ID = Ident + 4
375     TFrame.LEN = 1
376     Sleep 4
377     For i = 0 To 7
378         TFrame.DATA(0) = i 'Dec2Hex(i)
379         Ret = CAN_Write(g_hClient, g_hNet, TFrame,
380             SendTime)
381         Sleep 4
382         Call WaitonResponse(43)
383         Klaus = ReadFrame.DATA(2)
384         Boris = Klaus * 256
385         Ernie = ReadFrame.DATA(1)
386         Sandy = Boris + Ernie
387         txtOvtbCounter1(i).Text = Sandy
388         Refresh
389     Next i
390     Call cmdDisconnect_Click
391     For i = 0 To 9
392         Blah(i) = 1
393     Next i
394     Rates(0, 0) = txtOvtbCounter1(0)
395     Rates(1, 0) = txtOvtbCounter1(1)
396     Rates(2, 0) = txtOvtbCounter1(2)
397     Rates(3, 0) = txtOvtbCounter1(6)
398     Rates(4, 0) = txtOvtbCounter1(7)
399     Tim = GetTime
400     Text1.Text = Tim - Time2
401     Time2 = Tim
402     If db = 1 Then
403         Call ipcSendData("192.168.0.1:3000", 42, 1,
404             1, 0, 10, 0, Blah(0), 0, Rates(0, 0),
405             icode)
406     End If
407 End If
408 End Sub
```

Literaturverzeichnis

- [A⁺95] AMBROSIO, M. et al.: *Vertical muon intensity measured with MACRO at the Gran Sasso Laboratory*. Phys. Rev., D52:3793–3802, 1995.
- [A⁺97] ABDURASHITOV, J. N. et al.: *Solar Neutrino Results from SAGE*. 1997. Presented at Fourth International Solar Neutrino Conference, Heidelberg, Germany, 8-11 Apr 1997, pp. 109–125.
- [A⁺03] APOLLONIO, M. et al.: *Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station*. Eur. Phys. J., C27:331–374, 2003.
- [A⁺06] ARDELLIER, F. et al.: *Double Chooz: A search for the neutrino mixing angle θ_{13}* . 2006.
- [A⁺07] ADAM, T. et al.: *The OPERA experiment target tracker*. Nucl. Instrum. Meth., A577:523–539, 2007.
- [A⁺08a] AHARMIM, B. et al.: *An Independent Measurement of the Total Active 8B Solar Neutrino Flux Using an Array of 3He Proportional Counters at the Sudbury Neutrino Observatory*. Phys. Rev. Lett., 101:111301, 2008.
- [A⁺08b] AMSLER, C. et al.: *Review of particle physics*. Phys. Lett., B667:1, 2008.
- [A⁺08c] ANOKHINA, A. et al.: *Emulsion sheet doublets as interface trackers for the OPERA experiment*. JINST, 3:P07005, 2008.
- [A⁺09] ACQUAFREDDA, R. et al.: *The OPERA experiment in the CERN to Gran Sasso neutrino beam*. JINST 4 P04018, 2009. Edited by Giovanni De Lellis and Francesco Terranova.
- [BHL⁺82] BAHCALL, JOHN N., WALTER F. HUEBNER, STEPHEN H. LUBOW, PETER D. PARKER und ROGER K. ULRICH: *Standard Solar Models and the Uncertainties in Predicted Capture Rates of Solar Neutrinos*. Rev. Mod. Phys., 54:767, 1982.
- [C⁺07] CANDELA, A. et al.: *Glass resistive plate chambers in the OPERA experiment*. Nucl. Instrum. Meth., A581:206–208, 2007.
- [Che08] CHEN, SHAOMIN: *Recent results from the Super-Kamiokande experiment*. Int. J. Mod. Phys., A23:3358–3365, 2008.

- [D⁺62] DANBY, G. et al.: *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos*. Phys. Rev. Lett., 9:36, 1962.
- [Dav93] DAVIS, R.: *Report on the Homestake solar neutrino experiment*. Front. Phys., 5:47–60, 1993.
- [Dec08] DECOWSKI, M. PATRICK: *KamLAND's precision measurement of neutrino oscillation parameters*. J. Phys. Conf. Ser., 136:022005, 2008.
- [DF08] DI FERDINANDO, DONATO, FOR THE OPERA-COLLABORATION: *Nuclear emulsions in the OPERA experiment*. 2008.
- [Dus05] DUSINI, S.: *The RPC system for the OPERA spectrometers*. 2005. Prepared for 9th ICATPP Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications, Villa Erba, Como, Italy, 17–21 Oct 2005.
- [F⁺98] FUKUDA, Y. et al.: *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*. Phys. Rev. Lett., 81:1562–1567, 1998.
- [Fer06] FERBER, TORBEN: *Messung der Gaseigenschaften unter Einfluss von molekularem Sauerstoff und Aufbau eines Gassystems für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Juli 2006.
- [FGS07] FERRARI, A., A. GUGLIELMI und P.R. SALA: *CNGS neutrino beam: from CERN to Gran Sasso*. nuclear Physics B(Proc. Suppl.), 168:169–172, 2007.
- [FPvSZ05] FELICI, G., A. PAOLONI, R. VAN STAA und R. ZIMMERMANN: *Concept of the Trigger System for the Precision Tracker*. 2005. Internal note.
- [Fra02] FRAME, KATHERINE C.: *Solar neutrino results from Sudbury Neutrino Observatory*. 2002.
- [G⁺00] GULER, M. et al.: *OPERA: An appearance experiment to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the CNGS beam. Experimental proposal*. 2000. CERN-SPSC-2000-028.
- [G⁺07a] GARFAGNINI, A. et al.: *The OPERA muon spectrometers*. Nucl. Instrum. Meth., A572:177–180, 2007.
- [G⁺07b] GUO, XINHENG et al.: *A precision measurement of the neutrino mixing angle $\theta(13)$ using reactor antineutrinos at Daya Bay*. 2007.
- [Gia08] GIACOMELLI, G.: *The CNGS neutrino beam*. J. Phys. Conf. Ser., 116:012004, 2008.
- [GL03] GIUNTI, CARLO und MARCO LAVEDER: *Neutrino mixing*. 2003.

- [Göl06] GÖLLNITZ, CHRISTOPH: *Entwicklung und Test von Überwachungs- und Steuerungseinheiten sowie Bestimmung von Betriebsparametern des OPERA Precision Trackers*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Juni 2006.
- [GM05] GIACOMELLI, G. und A. MARGIOTTA: *MACRO results on atmospheric neutrinos*. Nucl. Phys. Proc. Suppl., 145:116–119, 2005.
- [Hie07] HIERHOLZER, MARTIN: *Simulation kosmischer Myonen und die Slow-Control-Datenbank für den High-Precision-Tracker des OPERA-Experiments*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Januar 2007.
- [Jan08] JANUTTA, BENJAMIN: *Inbetriebnahme und Funktionsnachweis des OPERA Precision Trackers insbesondere des Zeitmesssystems*. Doktorarbeit, Universität Hamburg, Oktober 2008.
- [K⁺02] KODAMA, K. et al.: *Detection and analysis of tau-neutrino interactions in DONUT emulsion target*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 493:45–66, November 2002.
- [Kay08a] KAYSER, BORIS: *Neutrino Mass, Mixing, and Flavor Change*. 2008.
- [Kay08b] KAYSER, BORIS: *Neutrino Oscillation Phenomenology*. 2008.
- [Kir08] KIRSTEN, TILL: *Retrospect of GALLEX/GNO*. J. Phys. Conf. Ser., 120:052013, 2008.
- [Len07] LENKEIT, JAN: *Kalibrationsmessungen für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, September 2007.
- [Lip06] LIPKIN, HARRY J.: *Quantum theory of neutrino oscillations for pedestrians: Simple answers to confusing questions*. Phys. Lett., B642:366–371, 2006.
- [Mer09] MEREGAGLIA, A.: *2008 Preliminary MC/Data comparison*. OPERA Collaboration Meeting, 21st January 2009.
- [MNS62] MAKI, ZIRO, MASAMI NAKAGAWA und SHOICHI SAKATA: *Remarks on the unified model of elementary particles*. Prog. Theor. Phys., 28:870–880, 1962.
- [MPSV07] MENGUCCI, A., A. PAOLONI, M. SPINETTI und L. VOTANO: *Gas mixture studies for streamer operation of Resistive Plate Chambers at low rate*. Nucl. Instrum. Meth., A583:264–269, 2007.
- [Old09] OLDORF, CHRISTIAN: *Studien zu den Nachweiseigenschaften des OPERA-Driftröhrenspektrometers*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Januar 2009.

- [Osp08] OSPANOV, RUSTEM: *A measurement of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors and NuMI beam*. 2008. FERMILAB-THESIS-2008-04.
- [Pau78] PAULI, W.: *Dear radioactive ladies and gentlemen*. Phys. Today, 31N9:27, 1978.
- [Pon57] PONTECORVO, B.: *Mesonium and antimesonium*. Sov. Phys. JETP, 6:429, 1957.
- [RC56] REINES, FREDERICK und CLYDE L. COWAN: *The neutrino*. Nature, 178:446–449, 1956.
- [Sch97] SCHMITZ, NORBERT: *Neutrino-physik*. Teubner Verlag, 1997.
- [Sch08] SCHUETT, J.: *Manual for the OPERA Overall Trigger Board*, 2008.
- [Sir07] SIRRI, G.: *Fast automated scanning of OPERA emulsion films*. Nucl. Phys. Proc. Suppl., 172:324–326, 2007.
- [SSP⁺06] SERRANO, J., ALVAREZ SANCHEZ, P., J. LEWIS und D. AUTIERO: *Inter-laboratory synchronization for the CNGS project*. 2006. Prepared for 10th European Particle Accelerator Conference (EPAC 06), Edinburgh, Scotland, 26-30 Jun 2006.
- [Ste08] STEINKE, BURKHARD: *Der Trigger für das OPERA-Driftröhrenspektrometer*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, März 2008.
- [Won07] WONSAK, BJÖRN SÖNKE: *Die Spurrekonstruktion für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des Neutrino-Experiments OPERA*. Doktorarbeit, Universität Hamburg, November 2007.
- [Z⁺05] ZIMMERMANN, R. et al.: *The precision tracker of the OPERA detector*. Nucl. Instrum. Meth., A555:435–450, 2005.
- [Zim06] ZIMMERMANN, R.: *Status of the OPERA Experiment*. ACTA-PHYS.POLON.B, 37:1947–1954, 2006. arXiv.org:physics/0604101.
- [Zub01] ZUBER, K.: *COBRA: Double beta decay searches using CdTe detectors*. Phys. Lett., B519:1–7, 2001.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Teilchen des Standardmodells	4
2.2	Illustration der Neutrino-Oszillation	8
2.3	Oszillationswahrscheinlichkeit für Myon-Neutrinos	10
2.4	Parameterraum für atmosphärische Oszillationsparameter	13
3.1	Weg des CNGS Neutrinostrahls	15
3.2	Funktionsschema der CNGS-Neutrinoquelle	16
3.3	CNGS-Untergrundanlagen in der CERN-Infrastruktur	17
3.4	OPERA-Detektor in 3D-Ansicht	19
3.5	OPERA-Brick	20
3.6	OPERA-Myonspektrometer	22
3.7	Querschnitt einer Bakelit-RPC Lage	23
3.8	Tau-Zerfall im OPERA-Brick	25
3.9	Brick-Scanning	28
3.10	Prinzip der Impulsmessung in einem Myonspektrometer	29
3.11	OPERA Entdeckungspotential	31
4.1	Driftröhrenanordnung im PT	35
4.2	Teilchendurchgang durch eine Driftröhre	35
4.3	Driftzeit-Ort-Beziehung	37
4.4	Schema der Driftzeitmessung am Precision Tracker	38
4.5	Signalweg des Triggersystems	40
4.6	Triggeranordnung des Precision Trackers	41
5.1	RPC Hitmap	45
5.2	Blockschaltbild des Overall-Trigger-Boards	49
5.3	Zeitdiagramm der OVTB-Signalverarbeitung	50
5.4	OVTB SlowControl	52
5.5	Foto des Overall-Trigger-Boards	55
5.6	Beispielereignis zum Overall-Trigger	59
6.1	Schema des X-Triggers	63
6.2	Kalkulation der INHIBIT-Länge	64
6.3	Signalanalyse des INHIBIT-Delays	65
6.4	Beispielevent zur Funktion des X-Triggers	67
7.1	Triggerraten der Einzelstationen während des Cosmicruns 2008	75
7.2	Ausgangs-Triggerraten beider OVTBs während des Cosmicruns 2008	76
7.3	Triggerraten-Analyse im SlowControl-Webdisplay	76

Tabellenverzeichnis

3.1	π^+ - und K^+ -Zerfälle des CNGS-Sekundärstrahls	17
3.2	Verunreinigung des Neutrinostrahls	18
3.3	Nachweiseffizienz des OPERA-Detektors	30
3.4	Anzahl der erwarteten Neutrino-Ereignisse	30
3.5	Anzahl der erwarteten ν_τ -Ereignisse	31
5.1	Statistische RPC-Akzeptanz	45
5.2	CAN-Funktionen des OVTBs	51
5.3	Ergebnisse der Triggersimulation für Cosmics	59
5.4	Ergebnisse der Triggeranalyse für echte Daten	60
5.5	Ergebnisse der Triggersimulation für Beam	60
6.1	Ergebnisse der X-Triggersimulation für Beam	66
6.2	Ergebnisse der X-Triggersimulation für Cosmics	66
6.3	Effizienz des X-Triggers während des Cosmicruns	68
7.1	Signalkorrelation der XPCs	71
7.2	Gemessene Signalraten der OPE-Boards	73
7.3	Triggerraten während des Cosmicruns im November 2008	73

Danksagung

'E per ciò che la gratitudine, secondo che io credo, trall'altre virtù è sommamente da commendare e il contrario da biasimare, per non parere ingrato ho meco stesso proposto di volere, in quel poco che per me si può, in cambio di ciò che io ricevetti, ora che libero dir mi posso.'

– Giovanni Boccaccio (italienischer Schriftsteller, 1313–1375)

Um frei nach Boccaccio zu sprechen, möchte ich nun, da ich mich als frei betrachten kann, meinen Dank in jenem geringen Maße zum Ausdruck bringen, als es eine solche Danksagung vermag, wenn auch die tatsächlichen Dimensionen meiner Dankbarkeit wohl verborgen bleiben:

Entgegen der Konvention bedanke ich mich zuvorderst bei meinen Eltern und Tobias & Britta – einfach dafür, dass sie eine so wundervolle Familie sind.

Bezüglich dieser Arbeit gilt mein Dank vor allem Dr. Raoul Zimmermann, Prof. Dr. Caren Hagner und Prof. Dr. Schmidt-Parzefall für die freundliche Ermöglichung und konstruktive Betreuung. Die gesamte Arbeitsgruppe sei an dieser Stelle erwähnt, wobei der Dank im Einzelnen meist spezieller und persönlicher ausfällt, als dass er sich hier formulieren ließe. Hervorheben möchte ich dennoch Christoph Göllnitz für seine ehrlichen Bemühungen vor allem um den guten Mut der Diplomandenschar, Christian Oldorf & Belina von Krosigk für unterhaltsame und konstruktive Gesellschaft und außerdem Martin Hierholzer für seine kleinen und großen Programmierwunder.

Zu guter Letzt haben sich auch Christian Schürmann und Heidi Helm um dieses Werk verdient gemacht, indem sie mit tapferer Gutmütigkeit und gesunder Ausgewogenheit gleichermaßen für Motivation und Ablenkung gesorgt haben.

Danke!

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben. Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht. Mit der Veröffentlichung dieser Arbeit und Auslage in der Bibliothek erkläre ich mich einverstanden.

Hamburg, den 29. Juni 2009

Henning Jeschke