

Inbetriebnahme und  
Funktionsnachweis des OPERA  
Precision Trackers insbesondere des  
Zeitmesssystems

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Department Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Benjamin Janutta  
aus Elmshorn

Hamburg  
2008

Gutachterin/Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. Caren Hagner  
Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall

Gutachterin/Gutachter der Disputation: Prof. Dr. Caren Hagner  
Prof. Dr. Yuri Zaitsev

Datum der Disputation: 2. Oktober 2008

Vorsitzender des Prüfungsausschusses: Prof. Dr. Dieter Horns

Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. Jochen Bartels

Dekan der MIN-Fakultät: Prof. Dr. Arno Frühwald

# Inbetriebnahme und Funktionsnachweis des OPERA Precision Trackers insbesondere des Zeitmesssystems

## Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Inbetriebnahme und der Funktionsnachweis des OPERA Precision Trackers durchgeführt. Der Schwerpunkt lag hierbei auf der Zeitmesselektronik. Zunächst wurde die Genauigkeit der Zeitmesselektronik überprüft sowie deren einwandfreier Betrieb gezeigt. Danach wurde deren Aufbau und die Inbetriebnahme vor Ort in Italien betreut. Der Precision Tracker im OPERA-Experiment hat die Aufgabe den Impuls durchfliegender Myonen mit einer Genauigkeit von  $\Delta p/p < 0,25$  sowie deren Ladungsvorzeichen zu bestimmen. Die Inbetriebnahme ist mittlerweile abgeschlossen und der Detektor nimmt zuverlässig Daten. Mit dem Abschluss der Inbetriebnahme zeigen lediglich 1,5% eine leicht erhöhte Rauschrate. Die nominelle Spurauflösung von  $600\ \mu\text{m}$  wird ebenfalls erreicht.

# Commissioning and proof of functionality of the OPERA Precision Tracker, especially of the Time measuring system

## Abstract

The commissioning and the proof of functionality of the Precision Tracker of the OPERA experiment is subject of this thesis. The timing system of the precision tracker is of major concern here. At first the time-resolution of the timing electronics was characterized additionally general running parameters were studied. Afterwards the installation and commissioning were carried out. The precision tracker is supposed to determine the momentum of throughgoing myons with an accuracy of  $\Delta p/p < 0,25$  as well as the sign of their charge. The commissioning is finished by now and it was shown, that the data acquisition system runs very reliable and only 1,5% show an slightly higher number of hits. The nominal spatial track resolution of  $\sigma < 600\ \mu\text{m}$  was also reached.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen der Neutrinophysik</b>	<b>7</b>
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	7
2.1.1	Die fundamentalen Wechselwirkungen . . . . .	8
2.2	Neutrinophysik . . . . .	10
2.2.1	Helizität und Chiralität . . . . .	12
2.2.2	Ladungskonjugation . . . . .	12
2.2.3	Paritätstransformation . . . . .	12
2.2.4	CP-Verletzung . . . . .	13
2.3	Neutrinooszillationen . . . . .	13
2.3.1	Neutrinooszillationen im Vakuum . . . . .	13
2.3.2	2-Flavour Oszillationen . . . . .	17
2.3.3	Oszillationen in Materie . . . . .	18
2.3.4	Neutrino Massen . . . . .	19
2.4	Neutrino-Experimente . . . . .	20
2.4.1	Das Solare Neutrino Rätsel . . . . .	20
2.4.2	Atmosphärische Neutrino Experimente . . . . .	28
2.4.3	Reaktor-neutrinos . . . . .	30
2.4.4	Beschleuniger Experimente . . . . .	33
2.5	Direkte Neutrino-Massenbestimmung . . . . .	36
2.5.1	$\beta$ -Zerfälle . . . . .	36
2.5.2	$\nu_\mu$ - und $\nu_\tau$ -Massenbestimmung . . . . .	37
2.5.3	Doppel- $\beta$ -Zerfälle . . . . .	38
2.5.4	Kosmologische Limits . . . . .	39
<b>3</b>	<b>Das OPERA Experiment</b>	<b>41</b>
3.1	Physikalische Motivation . . . . .	42
3.2	Neutrino-Beams am Beispiel CNGS . . . . .	43
3.2.1	CNGS . . . . .	43
3.3	Komponenten des OPERA-Experiments . . . . .	46

---

3.3.1	Target . . . . .	47
3.3.2	Das Myonspektrometer . . . . .	50
3.4	Physikalische Leistungsmerkmale . . . . .	53
3.4.1	Untergrund . . . . .	54
3.4.2	$\tau$ -Nachweisempfindlichkeit . . . . .	56
<b>4</b>	<b>Der OPERA-PT</b>	<b>57</b>
4.1	Driftröhren Physik . . . . .	57
4.1.1	Ionisation . . . . .	58
4.1.2	Energieverlust . . . . .	60
4.1.3	Drift und Diffusion von Ladungsträgern . . . . .	60
4.1.4	Gasverstärkung . . . . .	63
4.1.5	Die Ortsauflösung des OPERA-PT . . . . .	64
4.2	Das Design des OPERA-PT . . . . .	67
4.2.1	Die Mechanik . . . . .	67
4.2.2	Der Trigger . . . . .	68
4.2.3	Das OPERA Support Board . . . . .	72
4.3	Die Leistungsmerkmale des OPERA-PT innerhalb OPERA . . . . .	72
<b>5</b>	<b>Die Ausleseelektronik</b>	<b>75</b>
5.1	Anforderungen bei OPERA . . . . .	75
5.2	Die OPERA-Vorverstärker-Boards . . . . .	76
5.3	Der OPERA-TDC . . . . .	79
5.3.1	Aufbau und Funktion . . . . .	79
5.3.2	Das TDC-Board . . . . .	82
5.4	Das OPERA DAQ Konzept . . . . .	84
5.4.1	Mezzanine . . . . .	85
5.4.2	Das DAQ-Server Netzwerk . . . . .	88
5.5	Funktionsprüfung des OPERA TDC . . . . .	91
5.5.1	Linearität . . . . .	92
5.5.2	Totzeitmessung . . . . .	98
5.5.3	Temperaturkorrektur . . . . .	98
<b>6</b>	<b>Inbetriebnahme und Funktionsprüfung des OPERA-PT</b>	<b>101</b>
6.1	Die Inbetriebnahme . . . . .	102
6.1.1	Juli bis Oktober 2006 . . . . .	102
6.1.2	April 2007 . . . . .	104
6.1.3	Juli 2007 . . . . .	105
6.1.4	September - November 2007 . . . . .	106
6.1.5	Februar 2008 . . . . .	112
6.2	Untersuchung der Rauschraten im Magneten . . . . .	114

6.2.1	Testpulsmessung . . . . .	114
6.2.2	OTB-Messung . . . . .	118
6.3	Abschluss der Inbetriebnahme . . . . .	118
6.4	Die physikalische Leistungsfähigkeit während der Inbetriebnahme . . . . .	121
<b>7</b>	<b>Messungen am 8 m-Precision-Tracker-Test-Setup</b>	<b>123</b>
7.1	Der Aufbau des Test-Setups . . . . .	124
7.2	Durchgeführte Messungen und Ergebnisse . . . . .	125
7.2.1	Messprogramm . . . . .	125
7.2.2	Auflösung . . . . .	125
7.2.3	Effizienz . . . . .	126
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>129</b>
<b>A</b>	<b>Der TDC Test Modus</b>	<b>131</b>
A.1	TEST_PATTER_TYPE . . . . .	132
<b>B</b>	<b>Messungen am Test Setup</b>	<b>134</b>
<b>C</b>	<b>Inbetriebnahme in Zahlen</b>	<b>135</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>139</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Seit vier Jahrzehnten beschreibt das von Glashow, Weinberg und Salam formulierte Standardmodell der Teilchenphysik mit großem Erfolg die Wechselwirkung zwischen den Elementarteilchen, wie sie in den Experimenten der Teilchenphysik beobachtet werden. Die berechneten Wirkungsquerschnitte stimmen mit einer bemerkenswerten Präzision mit den gemessenen überein. Mit dem Nachweis der atmosphärischen Neutrinooszillation durch Super-Kamiokande 1998 und der Bestätigung im solaren Sektor durch das Sudbury Neutrino Observatory 2002 wurden erstmals Prozesse beobachtet, die nicht im Rahmen des Standardmodells erklärt werden können. Neutrinos haben im Standardmodell keine Masse, die Neutrinooszillationen können hingegen nur erklärt werden, wenn mindestens ein Neutrino eine nichtverschwindende Ruhemasse hat. Diese zu messen gelingt nicht in Oszillationsexperimenten, hier können lediglich die Massendifferenzen der Neutrinomasseneigenzustände bestimmt werden.

Zur Zeit werden eine Reihe von Experimenten geplant und durchgeführt, die die Eigenschaften der Neutrinos bestimmen sollen. Aus dem Defizit atmosphärischer Myonneutrinos, gesehen von Super-Kamiokande und dem Myonneutrino Defizit im NuMi-Neutrinostrahl, gesehen von MINOS, kann der Mischungswinkel  $\theta_{23}$  und die Massendifferenz  $\Delta m_{23}$  bereits gut bestimmt werden. Das gemessene Neutrinodefizit wird durch Oszillationen  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  erklärt, der Nachweis eines Tauneutrinos in einer Myonneutrinoquelle blieb bisher allerdings aus.

Das OPERA-Experiment, das in den letzten vier Jahren am Laboratori Nazionali del Gran Sasso aufgebaut wurde, ist speziell für diese Aufgabe entworfen worden. Als Neutrinoquelle dient ein hochenergetischer Myonneutrinostrahl, der 732 km entfernt am CERN erzeugt wird. In einem Blei-Emulsions-Target soll dann ein Tauneutrinoüberschuss gemessen und somit die „Appearance“ von Tauneutrinos nachgewiesen werden. Elektronische

Detektorkomponenten bestimmen Wechselwirkungspunkt und ermöglichen eine kinematische Analyse.

Ein Teil dieses elektronischen Detektors, der OPERA Precision Tracker, ist am Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg entwickelt, getestet und gebaut worden. Zusammen mit je einem Magneten und je einem Resistive Plate Chamber Detektor bilden sie die beiden Spektrometer des Experiments.

Im Rahmen dieser Arbeit ist die Inbetriebnahme des Precision Trackers durchgeführt worden, insbesondere des Zeitmesssystems. Hierzu wurden zwei Teststände in Hamburg betrieben. Einer der Teststände ist ein Prototyp mit einem Meter langen Driftröhren. An diesem wurde die Ausleseelektronik getestet sowie deren Betriebsparameter bestimmt. Außerdem wurden an diesem die Funktionstests des Zeitmesssystems durchgeführt. Der zweite Teststand wird mit Driftröhrenmodulen und Ausleseelektronik aus der Serienfertigung betrieben. An diesem wurden die Kalibrationsmessungen durchgeführt. Die Inbetriebnahme des Precision Trackers erfolgte ab Sommer 2006. Diese wurde vor Ort in Italien überwacht. Sie endete mit der Komplettierung des Precision Trackers im September 2007. Es stellte sich heraus, dass ein zuverlässiger Betrieb nur möglich ist, wenn die Betriebsparameter an den Betrieb im OPERA-Magneten angepasst werden. Die Bestimmung der neuen Parameter war ebenfalls Teil der vorliegenden Arbeit. Um eine schnelle Überprüfbarkeit der Datenqualität zu gewährleisten, wurde ein Software-Werkzeug entwickelt, dessen Ergebnisse zweimal täglich parallel zu den Rohdaten zur Verfügung stehen. Mit Beginn des regulären Strahlbetriebs im Juni 2008 arbeiten 99,9% der 9504 Kanäle des Precision Trackers entsprechend ihren Spezifikationen.

Im folgenden Kapitel wird zunächst der theoretische Rahmen der Neutrinooszillation dargestellt und ein Überblick über einige historische und aktuelle Experimente der Neutrinophysik gegeben. In Kapitel 3 wird das Konzept vorgestellt sowie auf die einzelnen Komponenten des Experiments eingegangen. Eine detaillierte Beschreibung des Precision Trackers folgt in Kapitel 4. Während der Inbetriebnahmephase wurde das Datennahmekonzept des OPERA-Experiments sowie die Ausleseelektronik des Precision Trackers einer intensiven Prüfung unterzogen. Sie werden in Kapitel 5 vorgestellt. Außerdem sind hier die Funktionstests, die an der Ausleseelektronik durchgeführt wurden, beschrieben. In Kapitel 6 werden die verschiedenen Phasen die Inbetriebnahme und die währenddessen durchgeführten Messungen erläutert. Kapitel 7 enthält die Kalibrationsmessungen die am 8 m Teststand durchgeführt wurden, um die Betriebsparameter für den Betrieb im OPERA-Magneten zu bestimmen. Abschließend folgt eine kurze Zusammenfassung inklusive eines kurzen Ausblicks.

# Kapitel 2

## Grundlagen der Neutrinophysik

Die Existenz der Neutrinos wurde 1930 von Wolfgang Pauli [63] postuliert. In dieser Zeit gab der  $\beta$ -Zerfall den Physikern große Rätsel auf, da man nicht, wie erwartet, ein monoenergetisches sondern ein kontinuierliches Energiespektrum der Elektronen erhielt. Außerdem schien die Drehimpulserhaltung verletzt. Pauli postulierte, dass ein weiteres Teilchen, er nannte es damals Neutron, beim Zerfall entsteht, welches mit damaligen Methoden nicht nachgewiesen werden konnte. Mit dem Einfügen eines weiteren Teilchens konnte das kontinuierliche Spektrum sowie der scheinbar fehlende Drehimpuls erklärt werden. Der Nachweis des Neutrinos lies noch viele Jahre auf sich warten. Erst 1956 gelang Cowan und Reines [29] der Nachweis mit Hilfe des inversen  $\beta$ -Zerfalls  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$  am Savannah River Reaktor in der Nähe von Augusta (USA). In den letzten Jahren ist das Interesse an den Eigenschaften der Neutrino rapide gestiegen, da die durchgeführten Experimente klare Signaturen von leptonischer Mischung zeigen. Die Eigenschaften der Neutrinos, beschrieben mit dem Standardmodell (SM) der Teilchenphysik, und die wichtigsten Experimente und deren Ergebnisse werden in diesem Kapitel vorgestellt.

### 2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die elementaren Teilchen und deren Wechselwirkung untereinander. Hierbei unterscheidet man die drei fundamentalen Wechselwirkungen, die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation wird im Standardmodell nicht beschrieben. Das Standardmodell enthält insgesamt 12 Teilchen sowie die dazugehörigen Antiteilchen. Die Teilchen teilt man in Leptonen und Quarks und diese in jeweils 3 Generationen, auch Familien genannt.

	$L$	$L_e$	$L_\mu$	$L_\tau$	$B$	$I_3$	$C$	$S$	$T$	$B^*$	$T_3$	$q$
$\nu_e$	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	$+\frac{1}{2}$	0
$e$	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	$-\frac{1}{2}$	-1
$\nu_\mu$	1	0	1	0	0	0	0	0	0	0	$+\frac{1}{2}$	0
$\mu$	1	0	1	0	0	0	0	0	0	0	$-\frac{1}{2}$	-1
$\nu_\tau$	1	0	0	1	0	0	0	0	0	0	$+\frac{1}{2}$	0
$\tau$	1	0	0	1	0	0	0	0	0	0	$-\frac{1}{2}$	-1
$u$	0	0	0	0	$\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	0	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$
$d$	0	0	0	0	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$
$c$	0	0	0	0	$\frac{1}{3}$	0	1	0	0	0	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$
$s$	0	0	0	0	$\frac{1}{3}$	0	0	-1	0	0	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$
$t$	0	0	0	0	$\frac{1}{3}$	0	0	0	1	0	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{2}{3}$
$b$	0	0	0	0	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	-1	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$

Tabelle 2.1: Liste der Leptonen (oben) und Quarks (unten). Weiter sind die Leptonenzahl  $L$ , die Baryonenzahl  $B$ , die dritte Komponente des Isospins  $I_3$ , die dritte Komponente des schwachen Isospins  $T_3$  und  $C$ ,  $S$ ,  $T$ , und  $B^*$ , die den Charm, die Strangeness, die Topness und die Beauty angeben. Außerdem ist die elektrische Ladung in Einheiten von  $e$  angegeben.

Das SM ist überaus erfolgreich beim Erklären der Phänomene der modernen Teilchenphysik. Lediglich die Vielzahl an freien Parametern, hierzu zählen die 12 Massen der Elementarteilchen, die starken, die schwachen und die elektrischen Elementarladungen, die relativen Stärken der schwachen W-Boson-Vertices, die die verschiedenen Quarks miteinander verbinden, außerdem noch die Mischungswinkel der Quarks und der Leptonen, sowie einige weitere Parameter, die die Ankoppelung des Higgs-Bosons betreffen, wird als unbefriedigend empfunden. In Tabelle 2.1 sind die Teilchen und die ihnen zugeordneten Quantenzahlen angegeben. Die Quarks nehmen als einzige Teilchen im Standardmodell an der starken Wechselwirkung teil.

### 2.1.1 Die fundamentalen Wechselwirkungen

Das SM ist als Eichtheorie formuliert, und in ihr werden die Kräfte von sogenannten Eichbosonen vermittelt. Für die Gravitation ist noch keine Formulierung als Eichtheorie bekannt, weshalb sie im Allgemeinen nicht zum SM gehört. Sie ist hier aber der Vollständigkeit halber erwähnt.

## Gravitation

Die Gravitation beschreibt das Phänomen der gegenseitigen Anziehung zweier Massen. Schon im 17. Jahrhundert beschrieb Isaac Newton die Gravitation in seiner “Philosophiae Naturalis Principia Mathematica”. Die von Newton aufgestellten Gesetze werden heute als klassischer Grenzfall der Allgemeinen Relativitätstheorie (ART) bezeichnet. Diese wurde von Albert Einstein 1916 formuliert [32]. Die fundamentale Gleichung der ART ist die Einsteingleichung:

$$R_{\mu\nu} - \frac{R}{2}g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} . \quad (2.1)$$

Sie beschreibt die Krümmung des Raumes, gegeben durch die Metrik  $g_{\mu\nu}$  und den Ricci Tensor  $R_{\mu\nu}$ , durch die im Raum enthaltene Energie, gegeben durch den Energie–Impuls–Tensor  $T_{\mu\nu}$ . Erst mit Einsteins ART ist es möglich, z.B. die Periheldrehung des Merkur korrekt zu beschreiben. In der Teilchenphysik kann die Gravitation im Regelfall vernachlässigt werden, da sie um einen Faktor  $10^{-40}$  schwächer als die anderen Wechselwirkungen ist.

## Elektromagnetismus

Die elektromagnetische Kraft wirkt zwischen geladenen Teilchen. Die Eichbosonen des elektromagnetischen Feldes sind die Photonen. Maxwell formulierte 1864 ein System von vier Gleichungen [60], die die gesamte Dynamik des elektromagnetischen Feldes beschreiben.

## Schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung wird von den  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$  Bosonen vermittelt. Die ersten theoretischen Arbeiten zu schwachen Zerfällen lieferte 1934 Fermi [35]. Er ging davon aus, dass in der schwachen Wechselwirkung ausschließlich geladene Ströme vorkommen, also  $W^+$  und  $W^-$ . Erst später, ab 1958, postulierten Glashow, Weinberg und Salam unabhängig voneinander das Auftreten neutraler Ströme. Die schwache Wechselwirkung koppelt an Leptonen und Quarks, außerdem wechselwirken die Eichbosonen untereinander. Im Gegensatz zu den Photonen haben sie eine von Null verschiedene Ruhemasse, weshalb die von ihnen vermittelte Wechselwirkung eine kurze Reichweite ( $< 10^{-13}$  m) hat. Neutrinos nehmen ausschließlich an der schwachen Wechselwirkung teil. Sie wird deshalb weiter unten eingehender diskutiert.

### Elektroschwache Vereinheitlichung

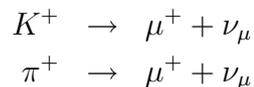
In der elektroschwachen Theorie sind die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zusammengefasst. Sie treten als Grenzfall für kleine Energien auf. Die elektroschwache Vereinheitlichung wurde 1968 von Glashow [41], Weinberg [81] und Salam [67] formuliert. Sie besagt, dass  $W^+$ ,  $W^-$ , und  $Z^0$ -Boson sowie das Photon nur eine Superposition der vier Eichbosonen  $W^1$ ,  $W^2$ ,  $W^3$  und  $B$  sind.

### Starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung wird von den Gluonen vermittelt und wirkt ausschließlich zwischen Quarks und den Gluonen selber. Die starke Wechselwirkung ist sehr viel stärker als die anderen Wechselwirkungen, hat aber nur eine sehr kurze Reichweite. Man nennt die Ladung der starken Wechselwirkung die Farbladung (rot, grün und blau). Der theoretische Rahmen, in dem die starke Wechselwirkung behandelt wird, heisst Quantenchromodynamik (QCD). Sie wurde 1964 von Gell-Mann formuliert [40]. Innerhalb der QCD sind ausschließlich Teilchen, die in der Summe weiß (farbneutral) sind, beobachtbar. D.h. in Mesonen, die aus 2 Quarks bestehen, trägt ein Quark Farbladung und das andere Antifarbladung. In Baryonen, die sich aus 3 Quarks zusammensetzen, trägt je ein Quark rote, grüne und blaue Farbladung oder die entsprechende Antifarbladung.

## 2.2 Neutrinos im Standardmodell und darüber hinaus

Im Standardmodell findet man 3 Neutrinos  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  und  $\nu_\tau$ . Nach dem ersten Nachweis des  $\nu_e$  1956 wurde 1962 am Brookhaven AGS<sup>1</sup> das  $\nu_\mu$  nachgewiesen. Bis dahin war man nicht sicher, ob sich  $\nu_e$  und  $\nu_\mu$  unterscheiden. Mit einem hochenergetischen Protonenstrahl wurde ein Strahl von Pionen und Kaonen erzeugt, die dann in den Reaktionen



zerfallen. Kollimiert man die Pionen und Kaonen geeignet, so erhält man einen Neutrino-Strahl. Es zeigte sich, dass die entstehenden Neutrinos ausschließlich mit Myonen, nicht aber mit Elektronen reagieren. Es handelte sich demnach um  $\nu_\mu$ .

---

<sup>1</sup>Alternating Gradient Synchrotron

Der Nachweis des  $\nu_\tau$  gelang erst im Jahr 2000 am DONuT<sup>2</sup> Experiment. Hierbei handelt es sich um ein weiteres  $\nu$ -Strahlexperiment, allerdings wurde hier am FNAL<sup>3</sup> ein  $\nu_\tau$ -Strahl erzeugt und dann in einer Emulsion Cloud Chamber (ECC) (siehe Abschnitt 3.3.1) der Vertex des  $\tau$ -Zerfalls gefunden [53].

Die Anzahl der leichten Neutrinos wurde am LEP<sup>4</sup> an den 4 Experimenten ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL bestimmt. Hierzu wurde die Zerfallsbreite des  $Z^0 \rightarrow f\bar{f}$  vermessen. Es konnten sowohl die absolute Zerfallsbreite als auch die partiellen Zerfallsbreiten der geladenen Leptonen sowie der Hadronen bestimmt werden. Die Differenz zwischen der Gesamtzerfallsbreite und der Summe der partiellen Zerfallsbreiten entspricht gerade der Zerfallsbreite der ungeladenen Leptonen, also der der Neutrinos. Kombiniert man die Ergebnisse, so erhält man für die Anzahl leichter Neutrinos:  $N_\nu = 2,9840 \pm 0,0082$  [2].

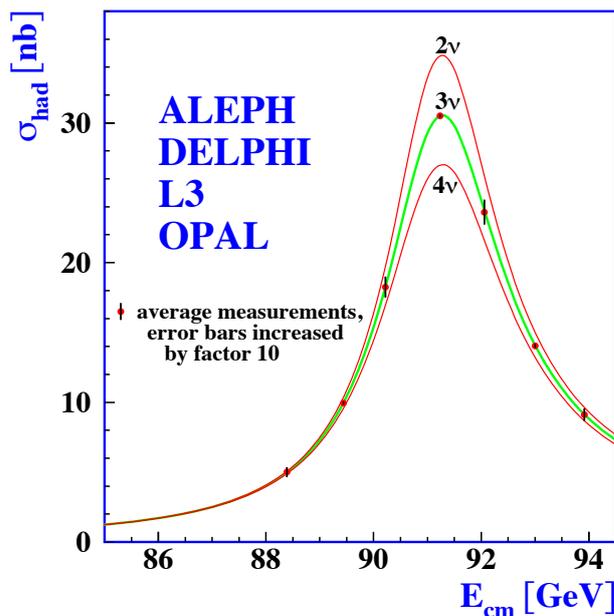


Abbildung 2.1: Die in den LEP Experiment bestimmte Zerfallsbreite des  $Z^0$ . Aus ihr wurde die Anzahl der leichten Neutrinos  $N_\nu = 3$  bestimmt [2].

Innerhalb des SMs wechselwirken die Neutrinos ausschließlich schwach, weshalb hier noch näher auf die schwache Wechselwirkung eingegangen

<sup>2</sup>DONuT: Direct Observation of the Nu Tau

<sup>3</sup>Fermi National Accelerator Laboratory

<sup>4</sup>Large Electron-Positron Collider

werden soll. Zunächst werden einige elementare Größen des SMs und deren Verhalten unter der Anwendungen bestimmter Symmetrieoperationen vorgestellt.

### 2.2.1 Helizität und Chiralität

Neutrinos sind Spin- $\frac{1}{2}$  Teilchen und die Helizität eines Spin- $\frac{1}{2}$  Teilchen ist definiert als:

$$H = \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}. \quad (2.2)$$

Dies ergibt eine Eigenwertgleichung mit den Eigenwerten  $H = +1$  und  $H = -1$ . Anschaulich gibt sie wieder, ob der Spin eines Teilchens und seine Ausbreitungsrichtung parallel oder antiparallel zueinander stehen. Für den Fall masseloser Teilchen (Neutrinos sind im Standardmodell masselos) stimmt die Helizität mit der Chiralität überein. Für massive Teilchen ist die Helizität keine Erhaltungsgröße, da man sie durch einen geeigneten Lorentzboost negieren kann.

Die Eichbosonen der schwache Wechselwirkung koppeln ausschließlich an linkshändige ( $H = +1$ ) Neutrinos und rechtshändige ( $H = -1$ ) Antineutrinos. Dies wurde im Goldhaber Experiment 1958 [42] gezeigt.

### 2.2.2 Ladungskonjugation

Unter Ladungskonjugation versteht man eine Operation, die ein Teilchen in sein Antiteilchen überführt. Hierzu wird der Operator  $\hat{C}$  eingeführt. Für die geladenen Fermionen entspricht dies gerade einer Ladungsumkehr. Sind Teilchen und Antiteilchen nicht identisch, so sind es sogenannte Dirac-Teilchen. Kann nicht zwischen Antiteilchen und Teilchen unterschieden werden, so spricht man von Majorana-Teilchen. Für letztere ist es nötig, dass alle additiven Quantenzahlen identisch Null sind. Da nur linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen, ist die Symmetrie unter Ladungskonjugation in der schwachen Wechselwirkung maximal verletzt.

### 2.2.3 Paritätstransformation

Die Paritätstransformation  $\hat{P}$  ist definiert durch:

$$\hat{P}\Psi(\vec{x}, t) = P\Psi(-\vec{x}, t). \quad (2.3)$$

Eine Paritätstransformation entspricht einer Spiegelung im Raum.  $P$  kann die Eigenwerte  $P = \pm 1$  annehmen. Eine Paritätstransformation angewandt

auf ein linkshändiges Neutrino gibt ein rechtshändiges Neutrino. Auch diese kommen im SM nicht vor oder wurden bisher nicht beobachtet. Diese maximale Verletzung der  $P$ -Symmetrie wurde erstmals 1957 von Chien-Shiung Wu beim  $\beta$ -Zerfall von  $^{60}\text{Co}$  beobachtet [83].

### 2.2.4 CP-Verletzung

Wird nacheinander eine  $C$ - und eine  $P$ -Transformation durchgeführt, so überführt man ein linkshändiges Neutrino in ein rechtshändiges Antineutrino. Bis 1964 wurde angenommen, dass die  $CP$ -Symmetrie im Standardmodell erhalten ist. Bei Untersuchungen des Zerfalls des  $K$ -Mesons [25] zeigte sich aber, dass auch diese Symmetrie verletzt ist. Untersuchungen am  $B$ -Meson zeigen ebenfalls, dass die  $CP$ -Symmetrie nicht erhalten ist. Bisher wurden lediglich im Quark-Sektor  $CP$  verletzende Prozesse gefunden. Während sowohl  $C$ -,  $P$ - als auch  $CP$ -Symmetrie nicht erhalten ist, wird heute davon ausgegangen, dass  $CPT$ -Symmetrie erhalten ist. Dies bedeutet, dass neben der Ladungskonjugation und der Paritätstransformation noch eine Zeitumkehr am beobachteten System durchgeführt werden muß, um es in den ursprünglichen Zustand zurück zu transformieren.

## 2.3 Neutrinooszillationen

In den letzten Jahren ist der Neutrino-Physik ein wichtiger Durchbruch gelungen. Es wurde gezeigt, dass die Leptonen mischen und demnach für mindestens eines der Neutrinos gilt:  $m_\nu > 0$ . Der mathematische Formalismus zur Beschreibung dieser Mischung soll hier zunächst am Fall der Neutrino-Oszillation im Vakuum gezeigt werden. Anschließend wird noch der Fall der Oszillation in Materie diskutiert. Die theoretischen Arbeiten gehen auf Pontecorvo sowie Maki, Nakagawa und Sakata zurück [43, 59].

### 2.3.1 Neutrinooszillationen im Vakuum

Neben den Flavoureigenzuständen  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  und  $\nu_\tau$  schreibt man den Neutrinos die Masseneigenzustände  $\nu_i, i = 1, 2, \dots$  mit der Masse  $m_i$  zu. Bei betrachten eines leptonischen Zerfalls  $W^+ \rightarrow \nu_i + \bar{l}_\alpha$ , mit  $l_\alpha$  einem der bekannten geladenen Leptonen aus Tabelle 2.1, liegt dann leptonische Mischung vor, wenn bei Zerfällen des  $W^+$  in ein bestimmtes  $\bar{l}_\alpha$  unterschiedliche Masseneigenzustände  $\nu_i$  vorkommen. Bei einem  $W^+$  Zerfall eine bestimmte

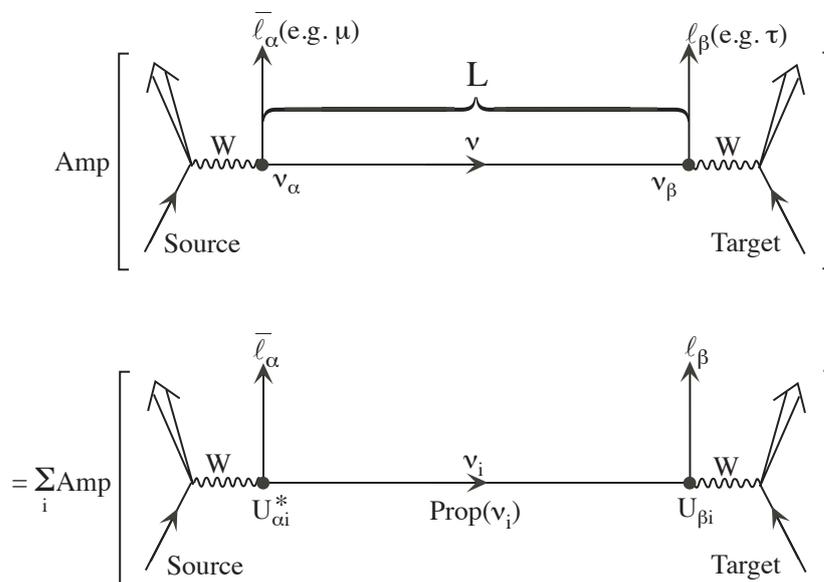


Abbildung 2.2: Neutrino Flavour Änderung im Vakuum. Amp ist hier die Amplitude

Kombination  $\bar{\ell}_\alpha + \nu_i$  zu erhalten, wird durch die Amplitude  $U_{\alpha i}^*$  ausgedrückt. Der Neutrino-Zustand, den man bei einem  $W^+$ -Zerfall demnach erhält, ist:

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

Diese Superposition von Masseneigenzuständen  $\nu_i$  ist ein Neutrino vom Flavour  $\alpha$ .

Fasst man die Größen  $U_{\alpha i}^*$  in einer Matrix zusammen, so ergibt sich die leptonische Mischungsmatrix  $U_{\text{PMNS}}$ , auch Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata Matrix genannt. Die Unitarität dieser Matrix garantiert, dass ein Neutrino  $\nu_\alpha$  in einem Detektor immer ein Lepton  $\ell_\alpha$  erzeugt. Die Gleichung 2.4 kann wie folgt geschrieben werden:

$$|\nu_i\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i} |\nu_\alpha\rangle . \quad (2.5)$$

Demnach ist der Masseneigenzustand  $\nu_i$  eine Superposition der  $\nu_\alpha$ . In einem Detektor erzeugt ein  $\nu_i$  mit der Wahrscheinlichkeit  $|U_{\alpha i}|^2$  ein Lepton  $\ell_\alpha$ . Für die  $U_{\alpha i}$  gilt:

$$U^\dagger U = 1 , \quad \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* = \delta_{\alpha\beta} , \quad \sum_i U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* = \delta_{ij} . \quad (2.6)$$

Betrachten wir nun einen Neutrinostrahl. Wie in Abb. 2.2 dargestellt, entsteht ein Neutrino  $\nu_\alpha$  zusammen mit einem Lepton  $l_\alpha$ . Das Neutrino legt die Strecke  $L$  zurück und wird dann in einem Detektor nachgewiesen, in dem es ein Lepton  $l_\beta$  erzeugt. Für den Fall, dass  $\beta \neq \alpha$  ist, hat sich das Neutrino  $\nu_\alpha$  in ein Neutrino  $\nu_\beta$  umgewandelt. Die Herleitung der Wahrscheinlichkeit  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  soll im Folgenden skizziert werden. Die Herleitung folgt hier weitestgehend [49]. Es gilt:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)|^2 . \quad (2.7)$$

Aus den Gleichungen (2.4) und (2.5) erhalten wir für  $A$ :

$$A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i U_{\alpha i}^* \text{Prop}(\nu_i) U_{\beta i} , \quad (2.8)$$

wobei der  $\text{Prop}(\nu_i)$  gerade der Propagator von der Quelle zum Detektor ist.

Betrachtet man das Ganze im Ruhesystem des Neutrinos  $\nu_i$ , so genügt sein Zustandsvektor  $|\nu_i\rangle$  der Schrödingergleichung:

$$i \frac{\partial}{\partial \tau_i} |\nu_i(\tau_i)\rangle = m_i |\nu_i(\tau_i)\rangle . \quad (2.9)$$

Deren Lösung ist

$$|\nu_i(\tau_i)\rangle = e^{-im_i \tau_i} |\nu_i(0)\rangle . \quad (2.10)$$

Dieser Ausdruck muss noch ins Laborsystem transformiert werden. Geeignete Laborvariable sind in diesem Fall die Entfernung  $L$ , die das Neutrino zurückgelegt hat, seine Energie  $E_i$ , die Zeit  $t$ , die das Neutrino von der Quelle zum Detektor braucht, sowie sein Impuls  $p_i$ . Hieraus ergibt sich dann:

$$m_i \tau_i = E_i t - p_i L . \quad (2.11)$$

Ein Neutrino mit der Energie  $E_j$  mit  $j = 1, 2$ , das von der Quelle zum Detektor geflogen ist, hat nach Gleichung (2.11) also einen Phasenfaktor von  $\exp[-iE_j t]$  aufgenommen. Bringt man Neutrinos unterschiedlicher Energie zur Interferenz, so gibt dies einen Beitrag von  $\exp[-i(E_1 - E_2)t]$ . Die Beiträge unterschiedlicher Energien heben sich im Mittel auf. Die Neutrinos gleicher Energie,  $E_1 = E_2$ , interferieren kohärent miteinander und ergeben das Oszillationssignal. Dies bedeutet, dass die unterschiedlichen Masseneigenzustände  $\nu_i$  eines Neutrinostrahls dieselbe Energie  $E$  haben müssen, wenn sie zum Oszillationssignal beitragen<sup>5</sup>.

<sup>5</sup>Eine weitere Möglichkeit ist die Annahme, der Impuls der interferierenden Neutrinos sei gleich, dies führt zum selben Ergebnis. Es kann auch gezeigt werden [48], dass auch, wenn man die Neutrinos als Wellenpaket mit einer Impulsbreite  $\Delta p \gg 1/L$  behandelt, dies zur selben Oszillationswahrscheinlichkeit  $P$  (2.15) führt.

Für ein Neutrino  $\nu_i$  der Energie  $E_i$ , mit der Masse  $m_i$  ist der Impuls gegeben durch:

$$p_i = \sqrt{E^2 - m_i^2} \approx E - \frac{m_i^2}{2E}, \quad (2.12)$$

wobei aufgrund der extrem kleinen Masse der Neutrinos davon ausgegangen wird, dass  $m_i \ll E_i$  ist. Aus den Gleichungen (2.11) und (2.12) ergibt sich für die Phase:

$$m_i \tau_i \approx E(t - L) + \frac{m_i^2}{2E} L. \quad (2.13)$$

Da  $E(t - L)$  für alle interferierenden Neutrinos gleich ist, liefert es keinen Beitrag zum Oszillationssignal. Hieraus ergibt sich:

$$\text{Prop}(\nu_i) = e^{-im_i^2 \frac{L}{2E}}. \quad (2.14)$$

Demnach ist die Oszillationswahrscheinlichkeit  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  gegeben durch:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} & - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left( \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \\ & + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left( \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (2.15)$$

mit

$$\Delta m_{ij} \equiv m_i^2 - m_j^2. \quad (2.16)$$

Dies ist die allgemeine Form für die Oszillationswahrscheinlichkeit von Neutrinos. Hieraus kann die Wahrscheinlichkeit für Antineutrinos bestimmt werden. Wird von der CPT Invarianz ausgegangen, so erhält man:

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha). \quad (2.17)$$

Aus Gleichung (2.15) folgt:

$$P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha; U) = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; U^*). \quad (2.18)$$

Unter Berücksichtigung der CPT Invarianz ergibt sich aus Gleichung (2.15):

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha^{(-)} \rightarrow \nu_\beta^{(-)}) = \delta_{\alpha\beta} & - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left( \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \\ & + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left( \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (2.19)$$

Für den Fall einer komplexen Mischungsmatrix  $U$  sind  $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$  und  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  nicht zwangsläufig gleich. Da aber  $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta$  gerade die CP

gespiegelte Reaktion von  $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$  ist, wäre  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \neq P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$  ein Verletzung der CP Symmetrie. CP-verletzende Prozesse wurden bisher ausschließlich im Quarksektor gefunden, im leptonischen Sektor verlief die Suche bisher erfolglos, viele Theorien sagen sie aber auch für den leptonischen Sektor vorher.

Aus der hergeleiteten Formel für  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$  ergeben sich einige Eigenschaften der Neutrinooszillation. Für den Fall der masselosen Neutrinos, wie er im Standardmodell vorgesehen ist, ergibt sich aus Gleichung (2.15)  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta}$ . Die Beobachtung der Oszillationen impliziert demnach eine Neutrino-Masse. Außerdem impliziert die Beobachtung des Flavourwechsels der Neutrinos die leptonische Mischung. Wäre dem nicht so, so wären in der Mischungsmatrix  $U_{\text{PMNS}}$  alle nichtdiagonalen Terme Null, was wieder in  $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta}$  resultieren würde.

Es gibt zwei verschiedene Möglichkeiten den Flavourwechsel zu beobachten. Betrachtet man eine Neutrinoquelle, die ausschließlich Neutrinos der Sorte  $\nu_\alpha$  aussendet, und weißt in einem Detektor weniger  $\nu_\alpha$  nach als von der Quelle zum Detektor ausgesandt wurden, so handelt es sich um ein Disappearance Experiment. Wird wieder dieselbe Quelle verwendet und weißt im Detektor Neutrinos  $\nu_\beta$  mit  $\alpha \neq \beta$  nach, so spricht man von einem Appearance Experiment. Beispiele werden in Kapitel 2.4 noch beschrieben. Es wird weiter deutlich, dass in Oszillationsexperimenten lediglich die Massendifferenzen  $\Delta m_{ij}$  bestimmt werden können, Rückschlüsse auf die absolute Masse sind nicht möglich. An Gleichung (2.15) wird auch klar, warum man von Neutrinooszillationen spricht. Die Wahrscheinlichkeit  $P$  oszilliert mit  $L/E$ .

### 2.3.2 2-Flavour Oszillationen

Ein interessanter Spezialfall ist die 2-Flavour-Oszillation. In ihr kommen lediglich zwei Masseneigenzustände  $\nu_1, \nu_2$  und zwei Flavour-Eigenzustände vor. In diesem Spezialfall taucht nur eine Massendifferenz  $\Delta m^2$  und ein Mischungswinkel  $\theta$  auf. Die 2-Neutrino-Näherung ist für viele Experimente innerhalb der Messgenauigkeit eine gute Näherung. Die Mischungsmatrix nimmt die folgende einfache Form an:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

Hieraus ergibt sich die Oszillationswahrscheinlichkeit für den 2-Flavour Fall zu:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \Delta m^2 \frac{L}{4E} \right) = \sin^2 2\theta \sin^2 \pi \frac{L}{L_0} \quad (2.21)$$

mit  $L_0$  der Oszillationslänge. Sie beschreibt einen vollen Oszillationszyklus und wächst mit größeren Energien und kleineren  $\Delta m^2$ . Der Mischungswinkel  $\sin^2 \theta$  bestimmt die Oszillationsamplitude und  $\Delta m^2$  die Oszillationslänge. Typischerweise werden die Größen zusammen in einem doppeltlogarithmischen Plot (siehe z.B. Abb. 2.8) aufgetragen.

### 2.3.3 Oszillationen in Materie

Da der oben diskutierte Fall der Oszillation streng genommen nur im Vakuum gilt, soll an dieser Stelle noch die Oszillation in Materie diskutiert werden.

Dem SM zufolge kann das  $\nu_e$  im Gegensatz zum  $\nu_\mu$  und  $\nu_\tau$  unter Austausch eines  $W$  Bosons mit den Elektronen wechselwirken. Der zusätzliche Potentialterm im Hamiltonoperator lautet:

$$V_W = +\sqrt{2}G_F N_e \quad (2.22)$$

mit der Elektronenzahldichte  $N_e$ . Betrachtet man Antineutrinos anstelle der Neutrinos, so kehrt sich das Vorzeichen des Potentials um.

Alle Neutrinogenerationen können unter Austausch eines  $Z$  Bosons mit den Elektronen, den Protonen und den Neutronen wechselwirken. Die Amplitude dieses  $Z$ -Austauschs ist flavourunabhängig. Weiter koppelt das  $Z$ -Boson gleich stark an Protonen und Elektronen, allerdings mit umgekehrten Vorzeichen. Da davon auszugehen ist, dass die durchquerte Materie elektrisch neutral ist, heben sich der Elektronen- und der Protonanteil gegenseitig auf. Der resultierende Potentialterm

$$V_Z = -\frac{\sqrt{2}}{2}G_F N_n \quad (2.23)$$

hängt demnach ausschließlich von der Neutronenzahldichte  $N_n$  ab. Dieser Potentialterm ist für alle Neutrinogenerationen gleich, trägt demnach nicht zur Oszillation bei und kann vernachlässigt werden.

Die zeitliche Entwicklung des Zustandes  $|\nu(t)\rangle$  beschreibt wieder die Schrödingergleichung:

$$i\frac{\partial}{\partial t}|\nu(t)\rangle = H_M|\nu(t)\rangle. \quad (2.24)$$

Der Einfachheit halber soll der 2-Flavour Fall betrachtet werden. Hier ist  $|\nu(t)\rangle$  ein zweikomponentiger Vektor und der Hamiltonoperator eine Matrix im Flavourraum. Mit Hilfe der Lösung für den 2-Flavour Fall und den Potentialen  $V_W$  und  $V_Z$  erhält man den Hamilton-Operator für den Durchgang durch Materie zu:

$$H_M = H_{\text{vac}} + V_W \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} = H_{\text{vac}} + \frac{V_W}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} + \frac{V_W}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.25)$$

Mit dem Vakuum-Hamilton-Operator:

$$H_{\text{Vac}} = \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{bmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{bmatrix}. \quad (2.26)$$

Der letzte Term in (2.25) trägt wiederum nicht zur Oszillation bei und analog zur Behandlung des Hamilton-Operators für den zwei-Flavour Fall erhält man den Hamilton-Operator  $H_M$ :

$$H_M = \frac{\Delta m^2}{4E} \begin{bmatrix} -(\cos 2\theta - x) & \sin 2\theta \\ \sin 4\theta & (\cos 2\theta - x) \end{bmatrix}, \quad (2.27)$$

mit

$$x \equiv \frac{V_W/2}{\Delta m^2/4E} = \frac{2\sqrt{2}G_F N_e E}{\Delta m^2}. \quad (2.28)$$

Durch weiteres Umformen ergibt sich:

$$H_M = \frac{\Delta m_M^2}{4E} \begin{bmatrix} -\cos 2\theta_M & \sin 2\theta_M \\ \sin 2\theta_M & \cos 2\theta_M \end{bmatrix} \quad (2.29)$$

mit

$$\Delta m_M^2 \equiv \delta m^2 \sqrt{\sin^2 \theta + (\cos 2\theta - x)^2} \quad (2.30)$$

und

$$\sin^2 2\theta_M \equiv \frac{\sin^2 2\theta}{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2}. \quad (2.31)$$

Vergleicht man  $H_M$  mit  $H_{\text{Vac}}$ , so ist festzustellen, dass hier ausschließlich die Vakuumparameter  $\Delta m^2$  und  $\theta$  gegen ihre Pendanten  $\Delta m_M^2$  und  $\theta_M$  ausgetauscht wurden. Weiter fällt auf, dass die neuen Parameter  $\Delta m_M^2$  und  $\sin^2 2\theta_M$  laut (2.28) für Neutrinos und Antineutrinos unterschiedlich sind. Untersucht man bei selber Baseline die Oszillation von Neutrinos und Antineutrinos, so kann man das Vorzeichen von  $x$  und somit auch das Vorzeichen von  $\Delta m$  bestimmen. Daraus folgt, welcher der Masseneigenzustände  $\nu_1, \nu_2$  die höhere Masse hat.

In [82] wurde gezeigt, dass die Materieeffekte bei OPERA die Oszillationswahrscheinlichkeit gegenüber der Oszillation im Vakuum um etwa  $(P_{\text{Mat}} - P_{\text{Vak}})/P_{\text{Mat}} = 3\%$  verringern.

### 2.3.4 Neutrino Massen

Weil bisherige Experimente, die im Folgenden noch beschrieben werden, gezeigt haben, dass Neutrinos nicht masselos sind, soll hier kurz auf die Massen der Neutrinos eingegangen werden. Wie bereits oben gezeigt,

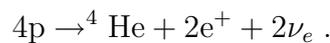
erlauben die Experimente zur Neutrinooszillation keine Rückschlüsse auf die absoluten Neutrinomassen. Diese können aber z.B. in  $\beta$ -Zerfällen gemessen werden. Im SM unterscheidet man Dirac- und Majorana-Neutrinos, die jeweils in einer unterschiedlichen Form von Massenterm im Langrange Operator resultieren. Das Neutrino ist genau dann ein Dirac Teilchen, wenn die Masseneigenzustände  $\nu_i$  sich von ihren Antiteilchen  $\bar{\nu}_i$  unterscheiden. Sind Neutrinos hingegen ihre eigenen Antiteilchen, so spricht man von Majorana-Neutrinos. In letzterem Fall müssen demnach auch rechtshändige Neutrinos und linkshändige Antineutrinos existieren. Da bisher noch nicht beobachtet wurde, dass rechtshändige Neutrinos oder linkshändige Antineutrinos an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen, spricht man auch von sterilen Neutrinos. In einigen Modellen wird den rechtshändigen Neutrinos eine Masse in Höhe der GUT Skala<sup>6</sup> zugeschrieben. In der Leptogenese wird mit Hilfe dieser schweren Neutrinos die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie erklärt. Die schweren Neutrinos zerfallen in CP-verletzenden Prozessen und erzeugen so eine Asymmetrie von Leptonen und Antileptonen. Diese wird über sogenannte Sphaleronen Prozesse auf die Baryonen übertragen [24]. Da die Leptogenese im Moment der vielversprechendste Ansatz zur Erklärung der Baryonenasymmetrie ist, wird die Suche nach CP-verletzenden Prozessen im leptonischen Sektor bereits heute viel diskutiert.

Messungen der Oszillationsparameter lassen die in Abbildung 2.3 gezeigten Massenhierarchien zu. Man spricht von normaler und invertierter Hierarchie. Eine weitere Möglichkeit wäre quasi entartete Hierarchie, bei der die Massen der Neutrinomasseneigenzustände etwa gleich sind. Außerdem ist nicht auszuschließen, dass es mehr als 3 Masseneigenzustände gibt, wie z.B. die Ergebnisse von LSND<sup>7</sup> suggerieren.

## 2.4 Neutrino-Experimente

### 2.4.1 Das Solare Neutrino Rätsel

Im Jahr 1968 begann das von Raymond Davies Jr. initiierte Homestake Experiment mit dem Messbetrieb. Es sollten dabei zunächst nicht die Eigenschaften der Neutrinos untersucht werden, sondern das Standard Sonnen Modell (SSM) bestätigt werden. Im SSM werden die Prozesse des Energieumsatzes in der Sonne beschrieben [20]. Dies sind eine Reihe von Kernfusionreaktionen von der Form:



<sup>6</sup>GUT Grand Unified Theories,  $E > 10^{18}$  GeV

<sup>7</sup>LSND: Liquid Scintillator Neutrino Detector

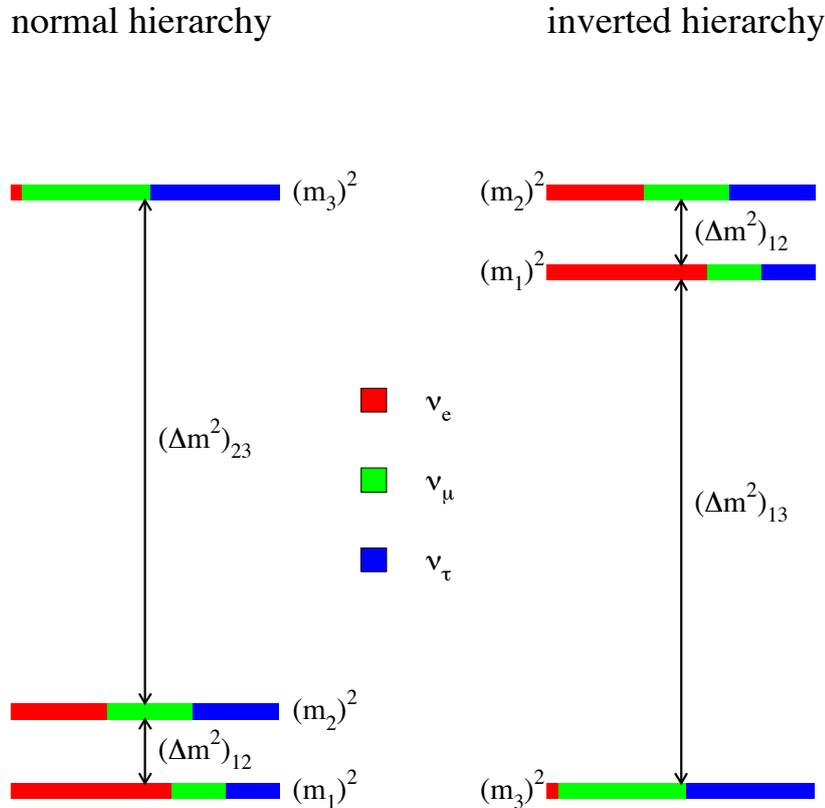


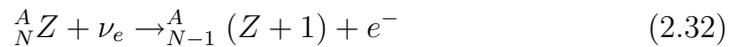
Abbildung 2.3: Die Massenhierarchien und die Neutrinomischung für  $\sin^2 \theta_{12} = 0,30$ ,  $\sin^2 \theta_{23} = 0,50$  und  $\sin^2 \theta_{13} \leq 0,047$ .  $\square$

Die hierbei entstehenden ausschließlich schwach wechselwirkenden Neutrinos können die Sonne ungehindert durchdringen. Im Gegensatz dazu brauchen die Photonen einige 1000 Jahre. Neutrinos sind neben den Untersuchungen der solaren Oszillationen (Helioseismology) die einzigen Objekte, die es uns ermöglichen, die Prozesse im Inneren der Sonne zu untersuchen. Der Fluss der solaren Neutrinos wird im Rahmen des SSM präzise vorhergesagt. Im SSM werden die verschiedenen Reaktionen in der Sonne in Zyklen eingeteilt. Der Proton-Proton (pp) Zyklus und der CNO Zyklus sind die zwei wichtigsten. Sie sind für mehr als 99% des Energieumsatzes in der Sonne verantwortlich. Das zu erwartende Neutrino-Spektrum ist in Abb. 2.4 gezeigt. Eine detaillierte Auflistung der Prozesse findet man z.B. in [87]. Ein Beispiel für die vorhergesagten absoluten Flüsse der einzelnen Reaktionen befinden sich in Tabelle 2.2.

Quelle	Reaktion	Fluss [ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]	$E_{\nu_{\max}}$ [MeV]
$pp$	$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$	$5,99 \times 10^{10}$	0,422
$pep$	$p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e$	$1,42 \times 10^8$	1,442
$hep$	${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	$8,04 \times 10^3$	18,8
${}^7\text{Be}$	${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	$4,65 \times 10^9$	0,861/0,384
${}^8\text{B}$	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$	$5,28 \times 10^6$	16,34
${}^{13}\text{N}$	${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$	$4,06 \times 10^8$	1,199
${}^{15}\text{O}$	${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	$3,54 \times 10^8$	1,732

Tabelle 2.2: Die Neutrinoflüsse und Kernreaktionen der Reaktionen, mit den größten Anteilen am solaren Neutrinospektrum. Es ist jeweils die Maximalenergie der Neutrinos angegeben. [21]

Grundsätzlich gibt es zwei verschiedene Ansätze im Nachweis solarer Neutrinos, die radiochemischen und die Echtzeit Experimente. Bei radiochemischen Experimenten wird das Neutrino über die Reaktion



nachgewiesen. Die Tochterkerne sind instabil, werden extrahiert und zerfallen nach geeigneter Zeit. Diese Zerfälle werden gezählt und dienen als Nachweis.

In Echtzeitexperimenten entsteht ein promptes Neutrinosignal im Detektor, z.B. ein Cerenkov Lichtkegel.

Im Folgenden werden der Reihe nach einige der solaren Neutrino-Experimente und deren Ergebnisse dargestellt.

### Homestake

Beim Homestake Experiment handelt es sich um ein radiochemisches Experiment. Dieses wurde in der Homestake Mine in Lead, South Dakota, in einer Tiefe von 1400 m (4400 m.w.e.<sup>8</sup>) in den späten 1960ern gebaut und liefert seit 1970 Daten. Als Target dienen 380000l (615 t) Perchlor-Ethylen. Die Nachweisreaktion lautet:



Diese Reaktion hat eine Energieschwelle von 814 keV. Das entstandene  ${}^{37}\text{Ar}$  wird in regelmässigen Abständen aus dem Tank extrahiert. Hierzu

<sup>8</sup>meter water equivalent: Gibt an, zu wieviel Metern Wasser z.B. die Menge an Gestein bezüglich dem Abschirmen von kosmischen Hintergrundstrahlung äquivalent ist.

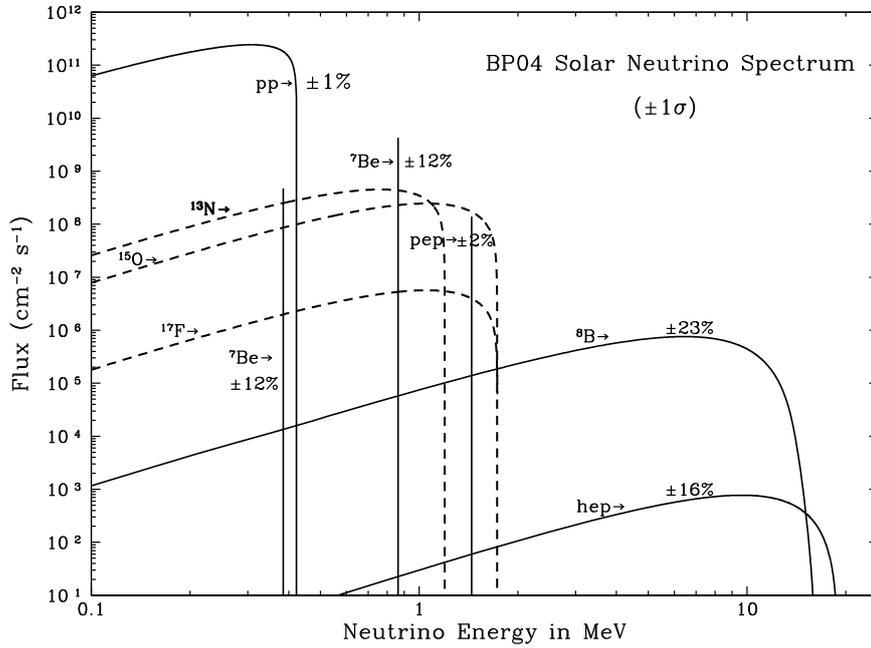


Abbildung 2.4: Das Spektrum der solaren Neutrinos, aus [21].

spühlt man den Tank mit Helium, das das leicht flüchtige Argon auswäscht. Das Argon wird dann in einer gekühlten Aktivkohle-Falle gesammelt und nach einigem Filtern und Reinigen in Miniatur-Proportionalzähler gefüllt. In diesen wird dann der Electron Capture Prozess des  $^{37}\text{Ar}$



über die entstehenden Auger Elektronen nachgewiesen. Das Argon hat eine Halbwertszeit von 35 Tagen. Wegen der Energieschwelle der Reaktion ist es nicht möglich, den  $pp$  Neutrinofluss zu messen. Der Anteil, der hierzu beitragenden unterschiedlichen, im SSM vorkommenden Reaktionen, ist in Tabelle 2.2 dargestellt. Nach den Berechnungen des SSM sollte man bei Homestake einen Neutrinofluss von etwa  $(7,5 \pm 1,0) \text{ SNU}^9$  messen, wobei die  $^8\text{B}$  Neutrinos den größten Anteil haben sollten. Die durchschnittliche Zählrate hat nach mehr als 20 Jahren Messzeit ergeben:

$$2,56 \pm 0,16(\text{stat.}) \pm 0,15(\text{sys.}) \text{ SNU}. \quad (2.35)$$

<sup>9</sup>Solar Neutrino Unit,  $1 \text{ SNU} = 10^{-36}$  captures per target atom per second

Dies ist signifikant weniger, als vom SSM vorhergesagt. Diese Diskrepanz war das sogenannte Solare Neutrino Rätsel. Die endgültige Lösung des Rätsels gelang erst etwa 30 Jahre später dem SNO<sup>10</sup>-Experiment.

### Die Gallium Experimente

Erst Jahre nach Homestake wurden weitere radiochemische Experimente durchgeführt. Anstelle des <sup>37</sup>Cl verwendete man allerdings <sup>71</sup>Ga, da die Reaktion:



eine Schwelle von nur 233 keV hat. Hiervon versprach man sich, auch die pp Neutrinos nachweisen zu können. Die Nachweisreaktion lautet:



Hierbei werden Auger Elektronen sowie K- und L-Röntgenquanten frei. Diese werden ebenfalls in Miniatur Proportionalzählern nachgewiesen. Konkurrierende Vorhaben waren SAGE<sup>11</sup>, GALLEX<sup>12</sup> und GNO<sup>13</sup>. SAGE wurde im Baksan Untergrundlabor, während GALLEX und GNO am LNGS gebaut wurden. GNO ist hierbei ein Upgrade von GALLEX. Alle drei Experimente wurden mit einer <sup>51</sup>Cr Neutrinoquelle kalibriert. Die kombinierten Daten von GALLEX und GNO ergeben eine Zählrate von:

$$69 \pm 5 \text{ SNU}. \quad (2.38)$$

Die Analysen der SAGE Daten ergaben Zählrate von:

$$67 \pm 5 \text{ SNU}. \quad (2.39)$$

Dies entspricht etwa der Hälfte der Vorhersagen [22] des SSM mit  $126_{-7}^{+9}$  SNU.

Aufgrund der niedrigen Energieschwelle für die Reaktion (2.36) gelang es sowohl GALLEX/GNO als auch SAGE erstmals, die pp-Neutrinos nachzuweisen und somit einen Teil des SSM zu bestätigen.

### Super-Kamiokande

Bei Super-Kamiokande handelt es sich um ein Echtzeit Neutrinoexperiment. Super-Kamiokande ist der Nachfolger von Kamiokande und ebenfalls in

<sup>10</sup>Sudbury Neutrino Observatory

<sup>11</sup>Soviet American Gallium Experiment

<sup>12</sup>GALLium EXperiment

<sup>13</sup>Gallium Neutrino Observatory

einer Tiefe von 2700 m.w.e. gebaut. Kamiokande war ursprünglich gebaut worden, um den Zerfall des Protons zu messen. Dies gelang nicht. Super-Kamiokande wurde 1996 fertiggestellt und ist ein sogenannter Cerenkov-Licht-Detektor. Cerenkov-Licht entsteht, wenn für die Geschwindigkeit eines geladenen Teilchen  $v$  in einem Medium mit Brechungsindex  $n$  gilt:

$$v > \frac{c}{n}. \quad (2.40)$$

Super-Kamiokande besteht aus einem zylindrischen Stahltank, der 50 kt hochreines Wasser enthält. In der ersten Phase von 1996 bis zu einem Unfall 2001 wiesen 11 146 Photomultipliertubes (PMTs) mit einem Durchmesser von 50' das entstehende Cerenkov-Licht nach. Bei diesem Unfall wurden ca. 50% der PMTs zerstört. Die verbleibenden PMTs wurden gleichmässig über die Oberfläche des Stahltanks verteilt. Diese Phase wird als zweite Phase bezeichnet, sie dauerte bis 2007. In die leergebliebenen Stellen wurden für die dritte Phase neuen PMTs eingesetzt.

Eine Neutrinointeraktion wird in solchen Cerenkov-Licht-Detektoren über den elastischen Streuprozess (ES)

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (2.41)$$

nachgewiesen. Ist der Energieübertrag auf das gestreute Lepton groß genug, so entsteht Cerenkov-Licht. Die Schwellenenergie für die Cerenkov Detektoren liegt mit 5 MeV deutlich höher als bei den radiochemischen Experimenten. Demnach lassen sich ausschließlich  ${}^8\text{B}$  Neutrinos nachweisen. Die umfangreiche Statistik, die mittlerweile mit Super-Kamiokande erreicht wurde, lässt Schlüsse auf das  ${}^8\text{B}$ -Spektrum, die Variation im Verlauf der Jahreszeiten, sowie den Tag/Nacht Effekt zu. Wie bei allen bis dato durchgeführten solaren Neutrino-Experimenten war auch bei Super-K die Rate der Neutrinos nur etwa halb so hoch wie die Vorhersagen des SSM (siehe Abbildung 2.5).

### Sudbury Neutrino Observatory

Das in Sudbury, Ontario, am Rande einer Kupfermine errichtet Sudbury Neutrino Observatory (SNO) ist ein weiteres solares Neutrinoexperiment. Dieses lief von Mai 1999 bis Oktober 2006 und ist ebenfalls ein Cerenkov-Licht Detektor, anstelle von Wasser werden hier 1000 t schweres Wasser ( $\text{D}_2\text{O}$ ) verwendet. Dieses befindet sich in einem transparenten Akrylbehälter, der wiederum von einigen kt Wasser umgeben ist. Dieses dient als Abschirmung. Die entstehenden Photonen werden von insgesamt 9700 Photomultipliern nachgewiesen. Da schweres Wasser verwendet wird, können Neutrinos hier

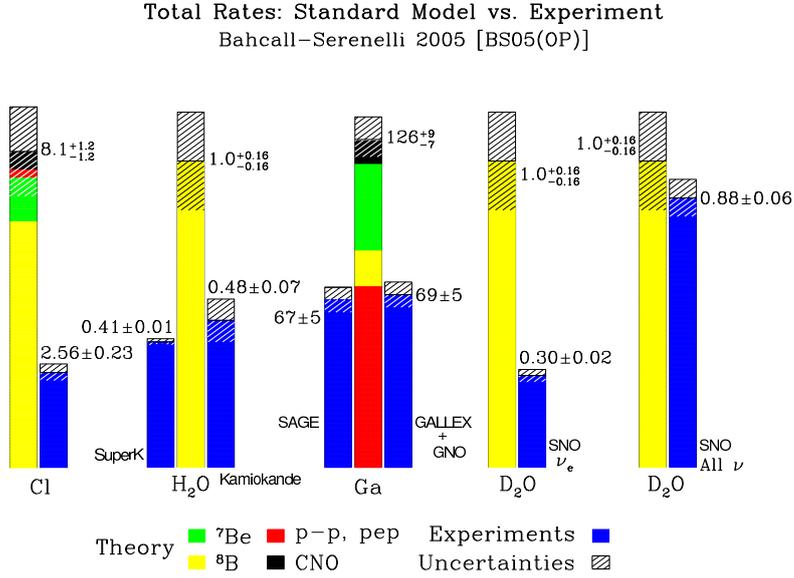
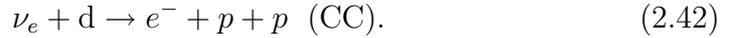
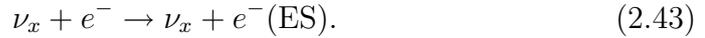


Abbildung 2.5: Resultate der solaren Neutrino–Experimente im Vergleich mit dem SSM.

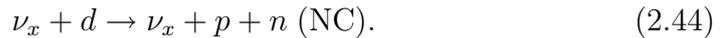
in drei konkurrierenden Reaktionen nachgewiesen werden. Eine erfolgt über geladene schwache Ströme. Hieran nehmen ausschließlich  $\nu_e$  teil:



Diese Reaktion hat eine Schwellenenergie von 1,442 MeV. Außerdem können alle Neutrinoﬂavour über die elastische Streuung am Elektron nachgewiesen werden:



Diese Reaktion wird allerdings durch  $\nu_e$  dominiert. Wie bei Super–Kamiokande hat diese Reaktion eine Schwelle von etwa 5 MeV. Die dritte Nachweismöglichkeit bieten Reaktionen mit Flavour–unabhängigen ungeladenen schwachen Strömen:



Das erzeugte Neutron wird eingefangen



und über die erzeugten 6,3 MeV Gammas nachgewiesen. Mit einer Schwellenenergie von 2,224 MeV [9] können in dieser Reaktion ausschließlich  ${}^8\text{B}$  Neutrinos nachgewiesen werden. Der Nachweis des Gesamtflusses solarer Neutrinos über die flavourunabhängigen NC-Reaktionen und somit das Lösen des solaren Neutrino Rätsels war erklärtes Ziel des Experiments.

Um die Effizienz des Neutroneneinfangs zu erhöhen, wurde bei SNO in drei Phasen gemessen. In Phase I wurde mit schwerem Wasser gemessen. In Phase II wurde dem schweren Wasser Chlor in Form von 2 t NaCl zugefügt. Dies erhöht die Energie der freiwerdenden Gammas beim Neutroneneinfang



Dadurch lassen sich die NC Events besser von den CC und ES Ereignissen separieren. In einer dritten Phase wurden mit Helium gefüllte Driftröhren installiert. Diese erhöhen die Neutroneneinfangrate weiter und erlauben eine Event-by-Event Selektion der NC Ereignisse. Diese Selektion wurde in den ersten beiden Phasen ausschließlich statistisch gemacht. Während die Analyse der CC und ES Ereignisse wie bisher eine signifikant niedrigere Rate von solaren Neutrinos zeigt, ergibt sich für den flavourunabhängigen NC Fluss gerade der im SSM vorhergesagte Wert (siehe Abbildung 2.5).

$$\begin{aligned} \phi_{CC} &= 1,68 \\ \phi_{ES} &= 2,35 \\ \phi_{NC} &= 4,94 \end{aligned}$$

Die Flüsse sind in Abbildung 2.6 gegeneinander aufgetragen. Erst mit der Veröffentlichung der SNO Ergebnisse im Jahr 2002 war die endgültige Lösung des solaren Neutrino Rätsels gefunden [10].

## Borexino

Ein weiterer Durchbruch bei der Verifikation des SSM gelang 2007 beim Borexino Experiment. Hier wurden erstmals die  ${}^7\text{Be}$  Neutrinos mit einer Energie  $E = 860\text{ keV}$  nachgewiesen. Borexino bilden etwa 300 t Flüssigszintillator das Neutrino Target. Insgesamt 2200 Photomultiplier weisen das im Szintillator entstehende Licht nach. Die extrem niedrige Energieschwelle von 250 keV stellt extrem hohe Anforderungen an alle verwendeten Materialien. Die ersten Borexino Ergebnisse zeigen ebenfalls deutlich die Oszillationen solarer Neutrinos.

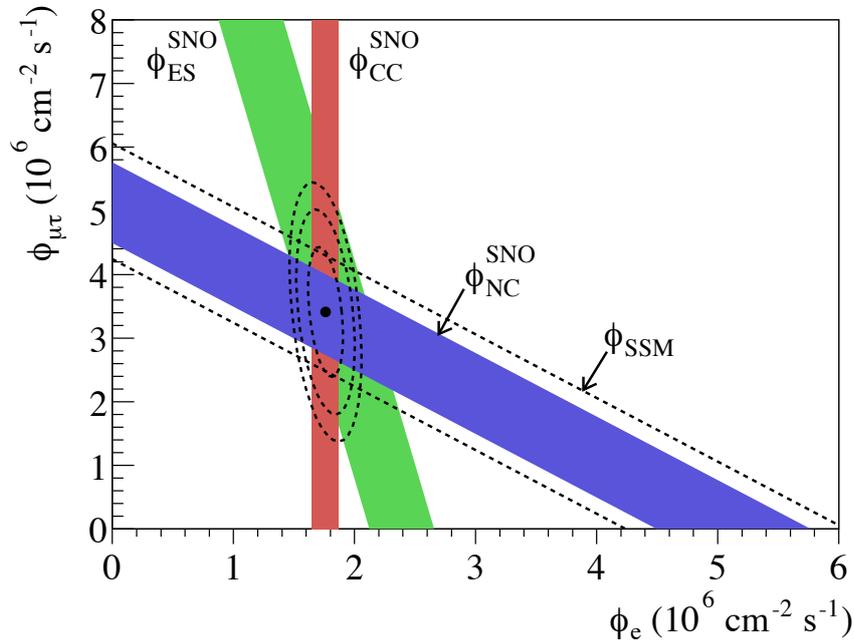
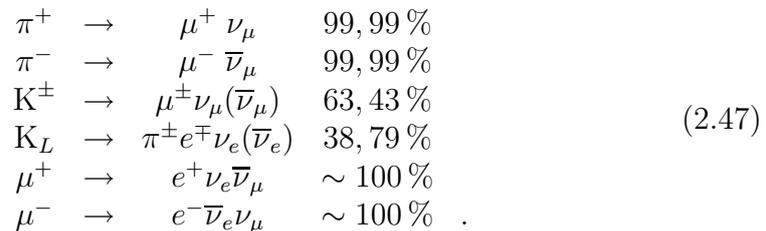


Abbildung 2.6: Der Fluss der  $^8\text{B}$  solaren  $\nu_\mu$  und  $\nu_\tau$  gegen den Fluss der  $\nu_e$  aufgetragen. Diese wurden aus den drei beobachteten Neutrinoreaktionen berechnet. Das diagonale Band zeigt hierbei den Gesamtfluss.

### 2.4.2 Atmosphärische Neutrino Experimente

Atmosphärische Neutrinos entstehen in hadronischen Schauern, die von kosmischen Strahlen ausgelöst werden. Hierbei entstehen hauptsächlich Pionen und Kaonen, diese zerfallen in folgenden Reaktionen:



Während man davon ausgehen kann, das Verhältnis von entstehenden  $\nu_\mu$  und  $\nu_e$  auf wenige Prozent genau zu kennen, ist der Gesamtfluss an atmosphärischen Neutrinos nur bis auf 20–30% genau bekannt. Dies liegt vor allem daran, dass es kaum experimentelle Daten im interessanten Energieregime gibt, weshalb die Monte Carlo Generatoren sehr ungenau sind.

Um diese Ungenauigkeiten zu eliminieren, vergleicht man das Verhältnis der gemessenen Raten  $\nu_\mu$  und  $\nu_e$  mit dem erwarteten Verhältnis:

$$R = \frac{[N(\mu - \text{like})/N(e - \text{like})]_{\text{obs}}}{[N(\mu - \text{like})/N(e - \text{like})]_{\text{exp}}} . \quad (2.48)$$

Auf diese Weise heben sich die Ungewissheiten im absoluten Fluss gegeneinander auf.

Da Neutrinos die Erde praktisch ungestört durchqueren, würde man für masselose Neutrinos erwarten, dass die gemessene Rate unabhängig vom Einfallswinkel ist. Im Rahmen der in Kapitel 2.3 diskutierten Neutrinooszillation ist aufgrund der unterschiedlichen zurückgelegten Wege je nach Mischungswinkel und Massendifferenz ein Flavour-Wechsel zu erwarten. Vergleicht man also den Fluss aufwärts- und abwärtsgehender Neutrinos, so gibt dies Aufschluss über eventuelle Neutrinooszillationen atmosphärischer Neutrinos. Hier sollen die zwei wichtigsten Experimente vorgestellt werden, in denen das Verhalten atmosphärischer Neutrinos untersucht wurde.

### Super-Kamiokande

Neben dem Nachweis solarer Neutrinos dient Super-Kamiokande auch zum Nachweis atmosphärischer Neutrinos. Da die Energie der entstehenden Neutrinos mit 100 MeV bis zu 10 TeV deutlich größer ist als bei den solaren Neutrinos, können sowohl  $\nu_e$  als auch  $\nu_\mu$  über die CC Reaktion

$$\nu_x + N \rightarrow l_x + X \quad (2.49)$$

nachgewiesen werden. Hierbei würde ein entstandenes Elektron einen elektromagnetischen Schauer auslösen, dieser erzeugt einen diffusen Cerenkov-Ring. Ein Myon durchfliegt den Detektor ungestört und hinterlässt einen scharfen Ring. Die Untersuchungen bei Super-Kamiokande zeigen eine deutliche Winkelabhängigkeit des relativen Neutrinoflusses. Während der Fluss der  $\nu_e$  weitestgehend konstant ist, zeigen die  $\nu_\mu$  Ereignisse eine deutliche Winkelabhängigkeit. Beide Winkelverteilungen sind in Abb. 2.7 gezeigt. Die Tatsache, dass man die Winkelabhängigkeit ausschließlich bei den  $\nu_\mu$  findet, deuten auf eine Oszillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  hin.

### MACRO

Der MACRO Detektor war im LNGS installiert und lieferte von 1994–2000 Daten. Er bestand aus Streamer Tubes und Szintillatoren und war in 6 Super-Modulen aufgebaut. Die Streamer Tubes erlaubten eine gute

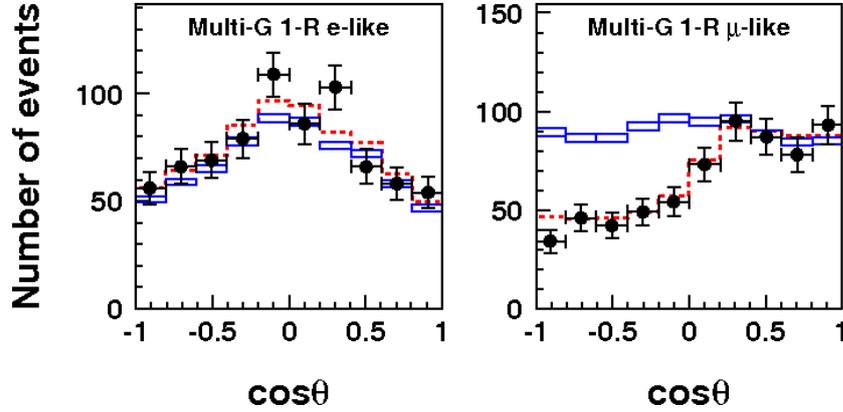


Abbildung 2.7: Die Winkelverteilung der elektronartigen und der myonartigen multi-GeV Ereignisse. Aus [72]

Winkelauflösung. MACRO bestätigte die von Super-Kamiokande gelieferten Ergebnisse [14].

Sowohl MACRO als auch Super-Kamiokande schliessen die Oszillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$ , wie sie von LSND gesehen wurde, für kleine Neutrinomassen ( $\sim eV$ ) mit 99% Confidence Level aus.

### 2.4.3 Reaktor-Neutrinos

Die stärksten auf der Erde befindlichen Quellen für Elektron-Neutrinos sind Kernreaktoren. Hier entstehen im Mittel etwa  $6 \bar{\nu}_e$  pro Kernspaltung



Die Flussdichte ist

$$\Phi_\nu = 1,5 \times 10^{12} \frac{P/\text{MW}}{L^2/\text{m}^2} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} . \quad (2.51)$$

Wobei P die thermische Leistung in MW und L die Entfernung zum Reaktorkern ist.

Reaktor-Neutrino-Experimente sind Disappearance Experimente, da die Energie der  $\bar{\nu}_e$  mit maximal 8 MeV zu gering ist, um Myon- oder Tau-Leptonen zu erzeugen. Diese Experimente messen das Positron-Spektrum beim inversen  $\beta$ -Zerfall, aus dem das Neutrino-Spektrum berechnet wird. Das erhaltene Spektrum wird entweder direkt mit den theoretischen Vorhersagen verglichen, oder es werden die Spektren in verschiedenen Entfernungen vom Reaktorkern gemessen, um so die Änderungen im

Spektrum zu bestimmen. Bei der ersten Methode ist eine sehr genaue theoretische Kenntnis der Spaltungsprozesse und der Betriebsparameter des Reaktors erforderlich, um eine möglichst gute Normierung des absoluten Flusses zu erhalten. Erschwerend kommt hinzu, dass die Beiträge der unterschiedlichen Spaltmaterialien von der Laufzeit abhängen.

Die Reaktion, die in solchen Experimenten meist nachgewiesen wird, ist:



die eine Schwellenenergie von 1,804 MeV hat. Im Detektor sieht man dann die Annihilation des  $e^+$  gefolgt vom Neutroneneinfang. Der Untergrund bei dieser Art von Experimenten setzt sich aus zufälligen Koinzidenzen von kosmischen Strahlen und natürlicher Radioaktivität sowie den von kosmischen Myonen induzierten Neutronen zusammen.

## CHOOZ

Das CHOOZ Experiment wurde zwischen April 1997 und Juli 1998 in Frankreich in der Nähe des Chooz Kernkraftwerks durchgeführt. Dieses hat zwei Reaktorkerne mit jeweils 4,3 GW thermischer Leistung. Diese waren 1115 m und 998 m vom Experiment entfernt. Der Detektor selber hatte eine Target-Masse von 4,8 t Flüssigszintillator. Die Neutroneneinfangrate des Szintillators wurde durch den Zusatz von Gd erhöht. Außerdem hatte der Detektor eine Abschirmung von 300 m.w.e., was die Rate der atmosphärischen Myonen um einen Faktor 300 reduzierte. Auch hier diente die Koinzidenz der Annihilation des  $e^+$  und das anschließend beim Neutroneneinfang freiwerdende  $\gamma$  als Signal.

Im Gegensatz zu den bisher vorgestellten Experimenten zeigte sich bei CHOOZ keine Signatur von Neutrinooszillation. Das Verhältnis zwischen erwarteter und gemessener Rate ergab:

$$R = 1,01 \pm 2,8\%(\text{stat.}) \pm 2,7\%(\text{sys.}) . \quad (2.53)$$

Für den Mischungswinkel  $\theta_{13}$  ergibt sich damit folgendes Limit [15]:

$$\sin^2 2\theta < 0,12(90\% \text{C.L.}) \text{ at } \Delta m^2 \approx 3 \times 10^{-3} \text{ eV} . \quad (2.54)$$

Es stellt das bisher beste Limit bei der Untersuchung von Reaktor-Neutrinos dar.

## Palo Verde

Palo Verde war ein weiteres Reaktor Neutrino Experiment. Es wurde an der Palo Verde Nuclear Generating Station durchgeführt. Es lieferte von

Oktober 1998 bis Juli 2000 Daten. Die thermische Leistung der insgesamt 3 Reaktorkerne betrug 11,6 GW. Diese waren 890 m respektive 750 m vom Experiment entfernt. Als Target dienten insgesamt 12 t Flüssigszintillator. Das Palo Verde Experiment war modular aufgebaut und hatte lediglich eine Abschirmung von 36 m.w.e.. Auch bei Palo Verde fand man keine Hinweise auf Neutrinooszillationen [23].

## KamLAND

Das KamLAND Experiment wurde am Standort des alten KamiokaNDE Detektors aufgebaut. KamLAND nutzt als Quelle insgesamt etwa 16 kommerzielle Kernreaktoren mit einer Gesamtleistung von 130 GW. Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Reaktorexperimenten will man hier die Messungen des solaren Mischungswinkels bestätigen. Die typischen Entfernungen betragen hier zwischen 140 km und 210 km. Es wurden sogar schon Neutrinos aus Reaktoren in Süd Korea nachgewiesen. Mit insgesamt 1000 t Flüssigszintillator ist KamLAND auch das größte bisher gebaute Reaktorexperiment.

Das Verschwinden von  $\bar{\nu}_e$  konnte bei KamLAND erfolgreich gezeigt werden. Die Ergebnisse favorisieren die LMA<sup>14</sup> Lösung für solare Neutrinos. KamLAND bestätigt auch die Resultate von SNO. Eine kombinierte Analyse der SNO, KamLAND und Super-Kamiokande Resultate ist in Abb. 2.8 dargestellt. Im Gegensatz zu Palo Verde und Chooz handelt es sich bei

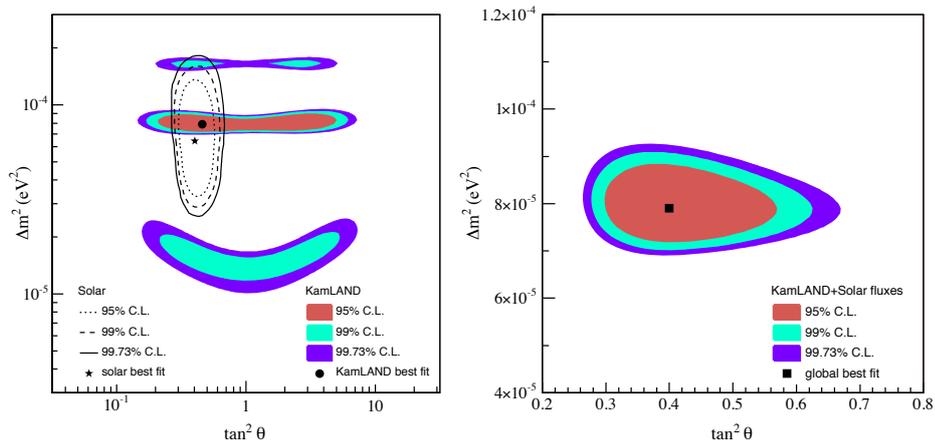


Abbildung 2.8: Der Best Fit aus KamLAND, Super-Kamiokande und SNO [16].

<sup>14</sup>Large Mixing Angle

KamLAND um ein LBL<sup>15</sup> Experiment, in dem nicht etwa der  $\theta_{13}$ -Term dominiert, sondern der  $\theta_{12}$  Term (siehe (2.21)).

### 2.4.4 Beschleuniger Experimente

In einer Reihe von Experimenten werden Beschleuniger als Neutrinoquelle benutzt. Wie ein konventioneller Neutrinostrahl funktioniert, wird in Kapitel 3.2 genauer beschrieben. Auch hier unterscheidet man LBL- und SBL-Experimente.

#### K2K

Das K2K<sup>16</sup> Experiment ist das erste LBL Experiment. Ein am KEK<sup>17</sup> erzeugter konventioneller  $\nu_{\mu}$ -Neutrinostrahl<sup>18</sup> ist auf den 250 km entfernten Super-Kamiokande Detektor gerichtet. Zum Projekt gehört außerdem ein Nah-Detektor, der sich 300 m hinter dem Target des Strahls befindet. Der Super-Kamiokande Detektor wurde bereits in Kapitel 2.4.1 beschrieben. K2K zeigt ein klares Neutrino Defizit [11] und bestätigt somit die Messungen der atmosphärischen Neutrinooszillationen bei Super-Kamiokande. Abbildung 2.10 zeigt den kombinierten Best-Fit für die KamLAND, Super-Kamiokande und SNO.

#### MINOS

Ein weiteres Neutrino Programm (NuMI<sup>19</sup>) mit Neutrino beam und LBL Experiment gibt es am Fermilab. Das erste Experiment in einer Reihe von geplanten Experimenten ist das Minos Experiment mit einer Baseline von 730 km. Beim Minos Experiment wird man die Oszillationsparameter für den atmosphärischen Mischungswinkel  $\theta_{23}$  auf 10 % genau bestimmen können. Das Experiment besteht aus einem Nah- und einem Ferndetektor. Der Nahdetektor befindet sich etwa 1 km hinter dem Target, der Ferndetektor in der Soudan Mine in Minnesota. Bei diesem Experiment handelt es sich um ein disappearance Experiment. Der Nahdetektor ist eine Miniaturausgabe des Ferndetektors. Die Masse des Nahdetektors beträgt 980 t, der Ferndetektor hat eine Masse von 5,4 kt. Außerdem besteht beim NuMI-Strahl die Möglichkeit, das Neutrinoenergiespektrum zu variieren.

---

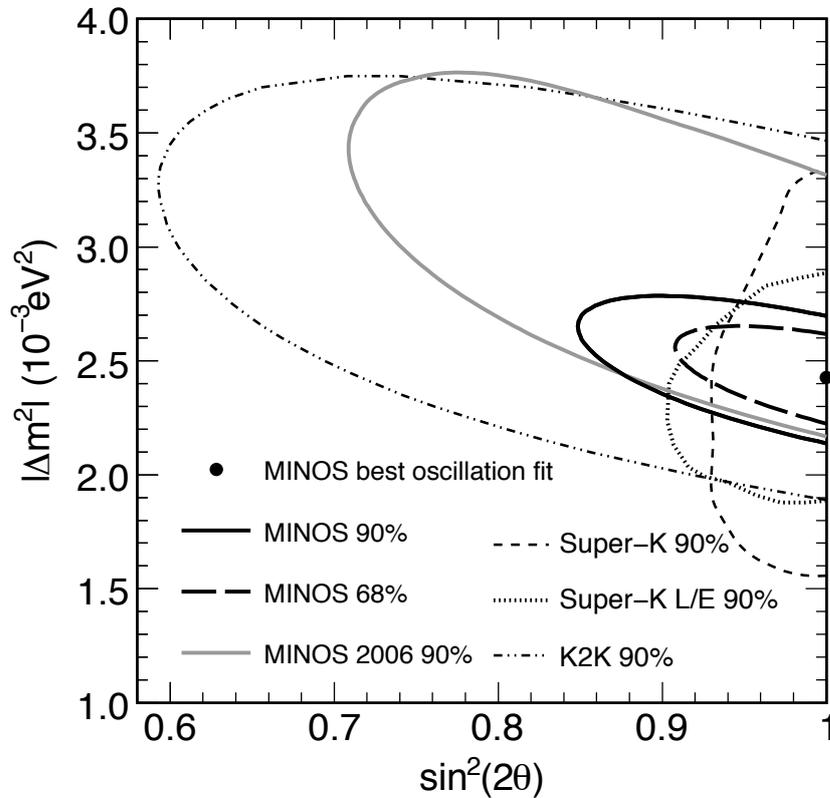
<sup>15</sup>Long Baseline: Die Baseline bezeichnet den Abstand zwischen Quelle und Detektor, bei LBL Experimenten ist diese gross ( $>100$ km).

<sup>16</sup>K2K: KEK to Super-Kamiokande long baseline neutrino oscillation experiment

<sup>17</sup>KEK: ko-enerugi-kasokuki-kenkyu-kiko

<sup>18</sup>Der verwendete Neutrinostrahl wird in Kapitel 3.2 noch näher beschrieben.

<sup>19</sup>Neutrinos at the Main Injector



Abbildungung 2.9: Hier sieht man die MINOS Ergebnisse im Vergleich zu den Super-Kamiokande und den K2K Ergebnissen. [6]

Die Detektoren bestehen aus 2486 oktagonale geformten Eisenplatten mit einer Dicke von 2,47 cm und einem Durchmesser von 8 m (für den Ferndetektor). Zwischen den Platten liegt ein 1,3 T starkes Magnetfeld. Außerdem befinden sich zwischen den Eisenplatten Plastiksintillatoren. Die Ergebnisse [6] der ersten beiden Jahre Datennahme bestätigen die Ergebnisse von Super-Kamiokande und K2K, wie in Abbildung 2.9 gezeigt wird. Der Best-Fit, basierend auf  $3,36 \cdot 10^{20}$  POT lautet:

$$|\Delta m_{23}^2| = (2,43 \pm 0,13) \cdot 10^{-3} \text{ eV} \text{ (68\% C.L.)}$$

$$\sin^2(2\theta_{23}) > 0,90 \text{ (90\% C.L.)}$$

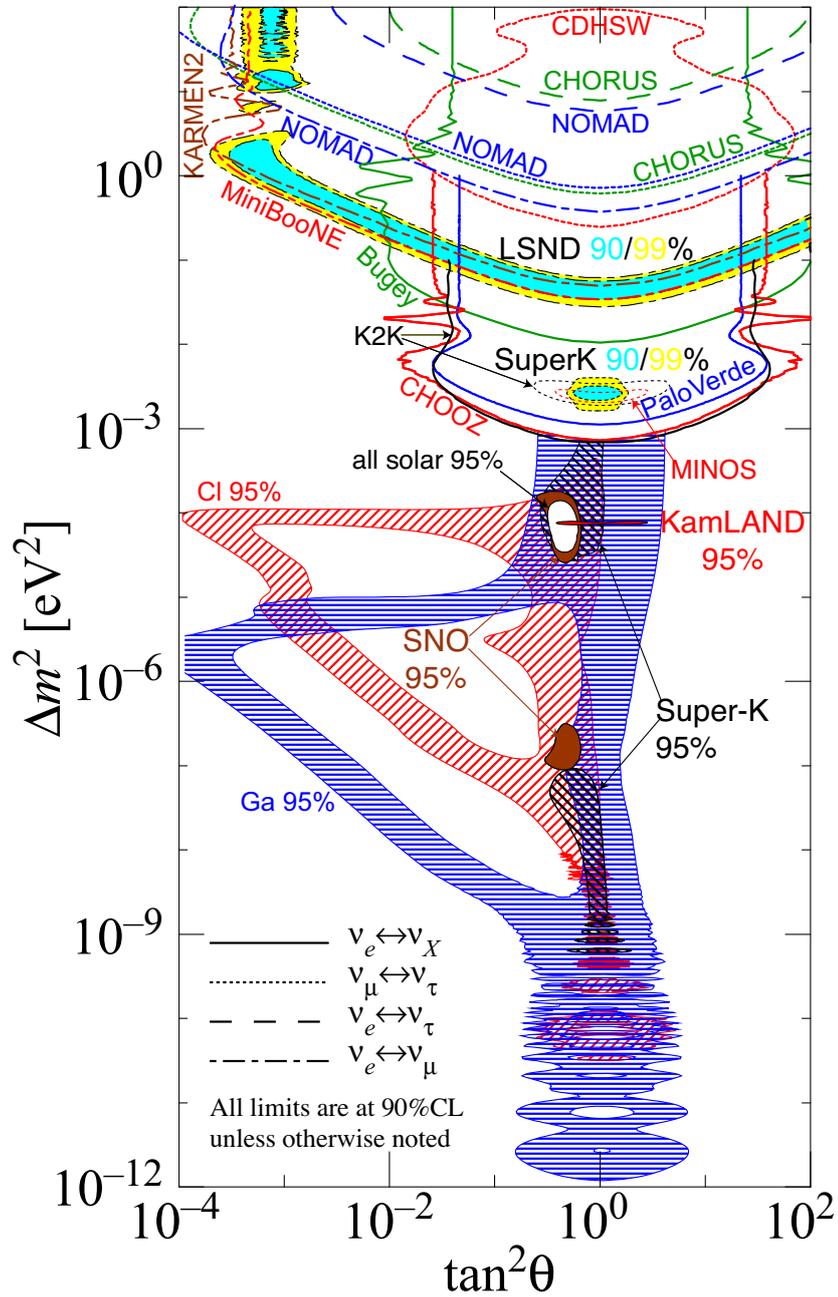


Abbildung 2.10: Ein Überblick über die Ergebnisse aus den verschiedenen Oszillationsexperimenten. [84]

### LSND, KARMEN und MiniBooNE

Das LSND<sup>20</sup> Experiment am LANL<sup>21</sup> verwendete 167t Mineralöl als Flüssigszintillator. Der Neutrinostrahl wurde aus einem Proton–Strahl mit einer Energie von 800 MeV erzeugt. Das Experiment lief über 6 Jahre und fand Anzeichen für  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  aus dem Zerfall von ruhenden Myonen:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu . \quad (2.55)$$

Hierbei soll das  $\bar{\nu}_e$  Signal deutlich oberhalb des erwarteten Untergrundes sein [7].

Das KARMEN<sup>22</sup> Experiment lief von 1990 bis 2001. Im Gegensatz zu LSND arbeitete Karmen mit einer gepulsten Neutrinoquelle. Dadurch konnte Karmen die Neutrinoereignisse besser von kosmischen Myonen unterscheiden. Das Neutrinospektrum war identisch dem bei LSND, das dort beobachtete Auftauchen von  $\bar{\nu}_e$  wurde hier nicht bestätigt [17].

Um die von LSND gefundene Signatur  $\nu_e \rightarrow \nu_s$  zu verifizieren, wurde 2002 MiniBooNE<sup>23</sup> gestartet. Bei MiniBooNE werden 800t Mineralöl als Flüssigszintillator und Target verwendet. Die Collaboration veröffentlichte erstmals Ende 2007 einige Ergebnisse. Diese Analysen zeigen bisher keine Oszillationen für ein 2–Neutrino–Oszillations–Modell [8]. In 2.10 findet man einen Überblick über die Ergebnisse der verschiedenen Oszillationsexperimenten.

## 2.5 Direkte Neutrino–Massenbestimmung

Es gibt verschiedene Methoden, die Neutrinomassen zu bestimmen. Zum einen kann man über Präzisionsmessungen an schwachen Zerfällen die effektiven Massen der  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  und  $\nu_\tau$  bestimmen. Bei Doppel– $\beta$ –Zerfällen ( $0\nu\beta\beta$ ) kann die effektive Masse des  $\nu_e$  bestimmt werden. Außerdem lassen auch kosmologische Beobachtungen Rückschlüsse auf die Neutrinomassen zu.

### 2.5.1 $\beta$ –Zerfälle

Weil eine nicht verschwindende Neutrinomasse den Phasenraum verkleinern würde, kann über den Endpunkt des  $\beta$ –Spektrums die Neutrinomasse bestimmt werden. Als  $\beta$ –Strahler wird vor allem Tritium verwendet. Die

<sup>20</sup>Liquid Scintillator Neutrino Detector

<sup>21</sup>Los Alamos National Laboratory

<sup>22</sup>Karlsruhe Rutherford Medium Energy Neutrino experiment

<sup>23</sup>Mini Booster Neutrino Experiment

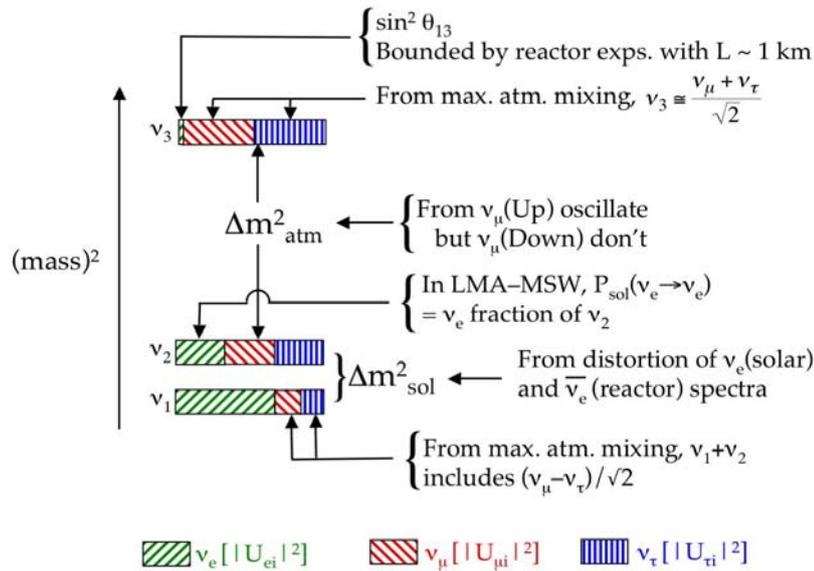


Abbildung 2.11: Dieses Drei–Neutrino–Spektrum aus [49] beinhaltet alle aktuellen Daten ausser denen von LSND.

Experimente mit den besten Limits auf die  $\nu_e$ –Masse sind derzeit das Mainz [55]

$$m_{\bar{\nu}_e} < 2,3 \text{ eV (at 95 \% C.L.)} \quad (2.56)$$

und das Troitsk Experiment [58]

$$m_{\bar{\nu}_e} < 2,3 \text{ eV (at 95 \% C.L.)} . \quad (2.57)$$

Zur Zeit im Aufbau befindet sich KATRIN<sup>24</sup>. Die Zielsetzung sieht eine Sensitivität bis  $m_{1,2,3} > 0,2 \text{ eV}$  vor. Um die gewünschte Auflösung zu erreichen, wird ein Vorspektrometer benötigt, das eine ähnlich gute Auflösung erreicht wie die Spektrometer bei Mainz und Troitsk. Das Hauptspektrometer hat einen Durchmesser von 10 m und eine Länge von 22 m. Es soll eine Energieauflösung von  $\Delta E < 600 \text{ eV}$  für 18,6 keV Elektronen erreichen.

## 2.5.2 $\nu_\mu$ – und $\nu_\tau$ –Massenbestimmung

Der einfachste Weg, um Limits für  $m_{\nu_\mu}$  zu bekommen, ist über den 2 Körper Zerfall des  $\pi^+$ . Die  $\nu_\mu$  Masse ergibt sich dann zu:

$$m_{\nu_\mu}^2 = m_{\pi^+}^2 + m_{\mu^+}^2 - 2m_{\pi^+} \sqrt{p_{\mu^+}^2 + m_{\mu^+}^2} . \quad (2.58)$$

<sup>24</sup>Karlsruhe TRItium Neutrino Experiment

Werden alle aktuellen Messungen kombiniert, so kommt man auf eine obere Schranke von:

$$m_{\nu_\mu}^2 = (-0,016 \pm 0,023) \rightarrow m_{\nu_\mu} < 190 \text{ keV} . \quad (2.59)$$

In einem neuen Experiment am BNL<sup>25</sup> soll diese Schranke auf unter 8 keV reduziert werden.

### 2.5.3 Doppel- $\beta$ -Zerfälle

Ein Zerfallsprozess nach dem intensiv gesucht wird ist der neutrinolose doppelte  $\beta$ -Zerfall ( $0\nu\beta\beta$ ). Dieser Zerfall fordert, dass Neutrinos Majorana Teilchen sind, außerdem ist beim  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall die Leptonenzahlerhaltung verletzt. Diese Zerfälle sind die bisher einzige Möglichkeit, den fundamentalen Charakter der Neutrinos (sind sie Majorana oder Dirac Teilchen) zu untersuchen. Der  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall wurde als erstes von Furry diskutiert [39].

Beim  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall ändert sich Kernladungszahl um 2, während die Massenzahl unverändert bleibt. Damit ein  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall überhaupt stattfinden kann, müssen die Bedingungen

$$\begin{aligned} m(Z, A) &> m(Z+2, A) \text{ und} \\ m(Z, A) &< m(Z+1, A) \end{aligned} \quad (2.60)$$

erfüllt sein. Wobei es auch ausreicht, wenn der Zerfall in das Isotop mit  $Z+1$  stark unterdrückt ist. Bisher sind 36 mögliche  $2\beta$ -Strahler bekannt. Die Halbwertszeit der  $0\nu\beta\beta$ -Isotope sind gegeben durch:

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} |M_{GT}^{0\nu} - M_F^{0\nu}|^2 \left( \frac{\langle m_{\nu_e} \rangle}{m_e} \right)^2 \quad (2.61)$$

mit

$$\langle m_{\nu_e} \rangle = \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right| = \left| \sum_i |U_{ei}^2| e^{2i\alpha_i} m_i \right| , \quad (2.62)$$

der effektiven Majorana-Masse des  $\nu_e$  und dem Phasenraumintegral  $G_{0\nu}(\Delta E, Z)$ .  $M_{GT}$  ist das Gamow Teller Matrix Element für zwei Körperübergänge und  $M_F$  das entsprechende Fermi Matrixelement. Beide müssen berechnet werden und können nur für einzelne Übergänge im Experiment bestimmt werden. Die theoretischen Vorhersagen variieren aber zum Teil noch stark.

Das Experiment mit den bisher besten Limits für die effektive Majorana-Neutrinomasse ist das Heidelberg-Moskau Experiment. Es verwendete

<sup>25</sup>Brookhaven National Laboratory

insgesamt 11 kg Ge, dass zu 86 % mit  $^{76}\text{Ge}$  angereichert war. Nach insgesamt 53,9 kg×y Datennahme ergibt sich laut [50] die Halbwertszeit des betrachteten Zustandes:

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1,9 \times 10^{25} \text{y} . \quad (2.63)$$

Hieraus ergibt sich mit Gleichung (2.61) und den Matrixelementen aus [74] die obere Schranke für die effektive Majorana–Neutrinomasse zu:

$$\langle m_{\nu_e} \rangle < 0,35 \text{ eV} . \quad (2.64)$$

Dies ist im Moment das beste experimentelle Limit.

Ein Teil der Heidelberg–Moskau–Kollaboration behauptet seit 2002 beim am LNGS durchgeführten Experiment ein  $0\nu\beta\beta$  Signal gesehen zu haben [51]. Diese Ergebnisse sind sehr umstritten, zumal nur von einem Teil der Kollaboration getragen.

Es gibt eine Reihe von Experimenten, die im Moment vorbereitet werden, die die Ergebnisse des Heidelberg–Moskau Experiments verifizieren sollen. Die Strategien sind dabei sehr vielfältig und es werden unterschiedliche Strahler verwendet. Eine Übersicht über die aktuellen Aktivitäten auf diesem Gebiet findet man in [3].

### 2.5.4 Kosmologische Limits

Da die Neutrinos die zweithäufigste Spezies in unserem Universum sind, müssen sie bei einer ganzen Reihe von Phänomenen der Kosmologie berücksichtigt werden. Ihre Masse kann z.B. während der Leptogenese im sehr jungen Universum einen entscheidenden Einfluss haben, weiter spielt sie während der Big Bang Nucleosynthese ebenso wie bei dem Formen der Struktur auf großen Skalen eine große Rolle.

In den letzten Jahren wurden eine ganze Reihe von Experimenten durchgeführt, deren Daten einen Rückschluss auf die Masse der Neutrinos erlauben. Im SDSS<sup>26</sup> sowie bei 2dFGRS<sup>27</sup> wird die Struktur des Universums auf großen Skalen untersucht. Man geht heute davon aus, dass die Struktur auf großen Skalen aus minimalen Dichtefluktuationen im ansonsten isotropen Universum entstanden sind. Wird angenommen, dass die Anzahl der entstanden Neutrinos bekannt ist, so lässt sich hier eine obere Grenze für die Masse der Neutrinos ableiten. Ein weiteres Experiment ist WMAP<sup>28</sup>. Es misst die Anisotropie der kosmischen Hintergrundstrahlung und auf ähnliche

---

<sup>26</sup>Sloan Digital Sky Survey

<sup>27</sup>2df Galaxy Redshift Survey

<sup>28</sup>Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

Weise wie bei SDSS kann man hier einen Rückschluss auf die Neutrinomasse erhalten.

Aus den Beobachtungen in der Kosmologie erhält man obere Schranken für die Masse der Neutrinos. Das beste Limit liefert erhält man aus einer Kombination der Daten von Moment WMAP [54], 2dFGRS [27], SDSS [76] und Typ Ia Supernovae [66]:

$$\sum m_\nu < 0,61 \text{ eV (95 \% C.L.)}$$

# Kapitel 3

## Das OPERA Experiment

Das OPERA<sup>1</sup>-Experiment wird zur Zeit im Untergrund-Labor des LNGS fertiggestellt. Es ist ein Teil des CNGS Projektes und im Rahmen dessen sucht es nach der Appearance von  $\nu_\tau$  in einem  $\nu_\mu$ -Strahl. Dieser Strahl wird am CERN erzeugt und propagiert 732 km durch die Erde, bevor er auf das OPERA-Experiment trifft. Als Nachweisinstrument für die  $\nu_\tau$  dienen wie bei DONuT [53] Emulsion Cloud Chamber Bricks (ECC-Bricks). In diesen gelang bei DONuT zum ersten Mal der Nachweis von  $\nu_\tau$  in der Reaktion:

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

Das  $\tau$ -Lepton zerfällt nach [84] nach kurzer Zeit wieder in:

$$\begin{aligned} \tau^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau & 17,36\%BR \\ \tau^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau & 17,84\%BR \\ \tau^- &\rightarrow h^- + \nu_\tau + (n\pi^0) & 48,67\%BR \end{aligned} \quad (3.2)$$

Insgesamt werden ca. 150000 dieser ECC-Bricks produziert, sie erreichen eine Target-Masse von insgesamt 1,4 kt. Eine Reihe von elektronischen Detektoren dient dazu, die ECC-Bricks zu identifizieren, in denen eine  $\nu_\tau$ -Reaktion stattgefunden hat.

In diesem Kapitel wird zunächst die physikalische Motivation für das OPERA-Experiment dargestellt. Anschließend wird die Funktionsweise von Neutrino-Strahlen, in diesem Fall der CNGS-Strahl, erläutert. Außerdem werden die verschiedenen Komponenten des OPERA-Experiments beschrieben. Der an der Universität Hamburg gebaute Precision Tracker (PT), dessen elektronische Auslese im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde, wird im folgenden Kapitel ausführlich beschrieben.

---

<sup>1</sup>Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatus

### 3.1 Physikalische Motivation

Wie in Kapitel 2 beschrieben, ist die Neutrinooszillation seit einigen Jahren wohletabliert. Im solaren Sektor wurden die Oszillationen von den Experimenten Homestake [26], Gallex–GNO [13], SAGE [4], Super Kamiokande [38], und SNO [10] beobachtet. SNO und Super Kamiokande zeigen deutliche Hinweise auf ein Appearance von  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ .

Im atmosphärischen Sektor wurden bisher mit Super Kamiokande [18,37], Soudan2 [68] und Macro [14] ausschließlich Disappearance–Experimente durchgeführt. Wobei Super–Kamiokande indirekt die Appearance von  $\nu_\tau$  zeigt, was die Hypothese einer Oszillation in  $\nu_s$  zu 99,9% C.L. ausschließt. Wird berücksichtigt, dass  $\Delta m_{21}$  klein ist und vernachlässigt man Materie–Effekte und die CP–Verletzung, so ergeben sich die Oszillationswahrscheinlichkeiten in den verschiedenen Kanälen zu:

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} = \sin^2 2\theta_{23} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \left( \Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E} \right), \quad (3.3)$$

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \left( \Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E} \right), \quad (3.4)$$

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \left( \Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E} \right), \quad (3.5)$$

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\tau} = \sin^2 2\theta_{13} \cos^2 \theta_{23} \sin^2 \left( \Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E} \right). \quad (3.6)$$

Da bei den Experimenten Palo Verde [23] und CHOOZ [15] ein kleiner Mischungswinkel  $\theta_{13}$  gemessen wurde, lässt sich daraus schließen, dass  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillationen die größte Appearance–Wahrscheinlichkeit haben. Die Messungen zeigen, dass der atmosphärische Mischungswinkel maximal ist. Dies führt dazu, dass P ausschließlich von  $\nu_2$  und  $\nu_3$  abhängig ist. Die Oszillation atmosphärischer Neutrinos wird somit gut durch ein 2–flavour Modell beschrieben. Die Oszillationswahrscheinlichkeit lautet dann:

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} = \sin \left( \frac{1.27 \Delta m_{23}^2 L}{E_\nu} \right) \quad (3.7)$$

Die Oszillationswahrscheinlichkeit für einen  $\nu_\mu$ –Beam mit einer Strahlenergie von 17 GeV ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Auch wenn OPERA nur wenige  $\nu_\tau$  nachweist, wäre die Signifanz aufgrund der Akzeptanz und dem geringen Untergrund am LNGS groß. Außer dem Nachweis von  $\nu_\tau$  können in den ECC–Bricks von OPERA auch Reaktionen mit  $\nu_e$  nachgewiesen werden. Allerdings ist dieser Kanal gegenüber dem  $\nu_\tau$  Kanal stark unterdrückt.

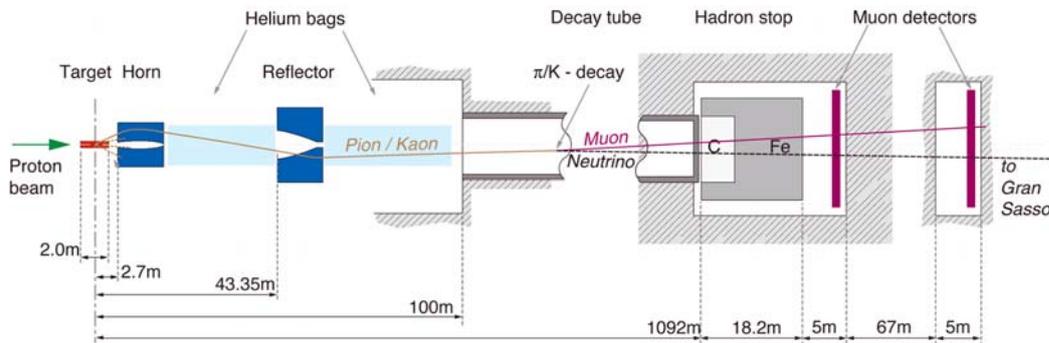


Abbildung 3.1: Schema der CNGS-Neutrino Beamline.

## 3.2 Neutrino-Beams am Beispiel CNGS

Neutrino-Beams werden durch den Zerfall von Pionen und Kaonen erzeugt. Diese erhält man, indem man hochenergetische Protonen auf ein leichtes nadelartig geformtes Target schießt. Die entstehenden Mesonen werden nach Ladung getrennt und daraufhin in einer komplexen Anordnung von magnetischen Linsen fokussiert. An dieses System schließt sich ein ca. einen Kilometer langer Zerfallstunnel an (siehe Abb. 3.1). Die Richtung des Neutrino-Beams entspricht aufgrund des Lorentzboosts in erster Näherung der der zerfallenden Teilchen. Die am Ende des Zerfallstunnels noch nicht zerfallenen Myonen werden nach ungefähr einem Kilometer im Erdinneren gebremst und zerfallen dort (siehe Abb. 3.4).

Als erster Neutrino-Beam wurde K2K [12] in Betrieb genommen. Seit 2005 läuft der NuMI Beam [44] am FNAL als Neutrinoquelle für das Minos Experiment [80]. Der CNGS-Strahl befindet sich derzeit im Test-Betrieb. Die Leistungsmerkmale der drei Beams sind in Tabelle 3.1 dargestellt.

Beam	Proton Impuls (GeV/c)	L(km)	$E_\nu$ (GeV)	pot/yr ( $10^{19}$ )
KEK PS	12	250	1,5	2
NuMI	120	735	3	20 - 34
CNGS	400	732	17,4	4,5-7,6

Tabelle 3.1: Wichtige Leistungsmerkmale der drei LBL-Neutrino-Beams.

### 3.2.1 CNGS

Vergleicht man die drei Neutrino-Strahlen, so fällt auf, dass die Neutrinos des CNGS-Strahls eine deutlich höhere Energie haben. Die Energie der

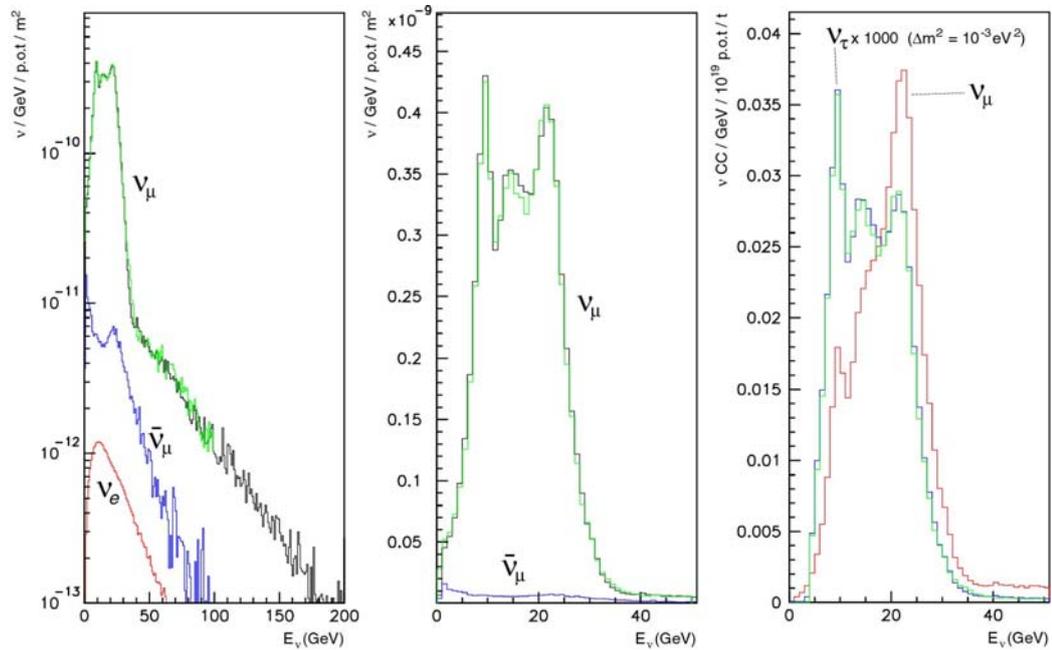


Abbildung 3.2: Neutrino-Spektrum beim CNGS Neutrinostrahl.

Neutrinos wurde so gewählt, dass sie ausreicht, um in den OPERA ECC-Bricks  $\tau$ -Leptonen zu erzeugen. Die Abbildung 3.3 zeigt, dass für diese Neutrinos die Oszillationswahrscheinlichkeit  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  beim Erreichen des OPERA Detektors nach 732 km sehr gering ist. Deshalb spricht man von einem sogenannten Off-Peak Experiment. Die geringe Wahrscheinlichkeit wird durch die erhöhte Strahlintensität bei kurzer Distanz kompensiert.

Zum Erzeugen des hochenergetischen Protonenstrahls am CNGS werden nahezu alle Protonenbeschleuniger des CERN benutzt. Im SPS<sup>2</sup> erreichen die Protonen schließlich ihre Maximalenergie 400 bis 450 GeV. Sie werden dann von einem Kicker-Magneten aus dem SPS extrahiert, durchlaufen einige fokussierende magnetische Linsen, bevor sie auf das Horn treffen. Jeder extrahierte Bunch setzt sich aus  $2,4 \times 10^{13}$  Protonen zusammen. Die Intensität von Neutrino-Strahlen wird in pot<sup>3</sup> angegeben.

In einem typischen  $\nu_\mu$ -Strahl liegt die Kontamination mit  $\bar{\nu}_\mu$  bei ein paar Prozent (sie entstehen in den Zerfällen von  $K^-$ ,  $K^0$  und  $\pi^-$ ), außerdem noch etwa ein Prozent Verunreinigung durch  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_e$  aus den Dreikörperzerfällen des  $K^\pm$ ,  $K_0$  und dem  $\mu$ . Um genau zu wissen, wie groß die Kontamination mit anderen Neutrinospezies ist, ist es nötig zu wissen, welcher Anteil aus

<sup>2</sup>Super Proton Synchrotron

<sup>3</sup>protons on target

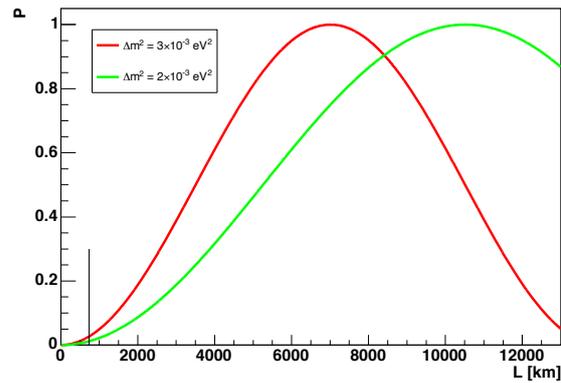


Abbildung 3.3: Oszillationswahrscheinlichkeit für CNGS-Neutrinos

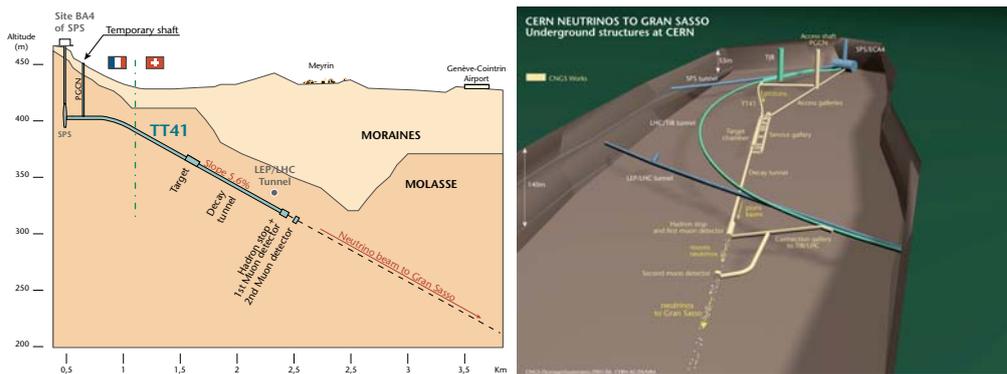


Abbildung 3.4: Links das Höhenprofil des CNGS, rechts ein Überblick über CNGS-Untergrund Strukturen.

$\pi$  und welcher Anteil aus  $K$  Zerfällen entsteht. Dies wurde am CERN am WANF<sup>4</sup> [19] untersucht. Diese Untersuchungen ergaben, dass für den CNGS–Strahl eine Kontamination von  $\nu_e \sim 0,6\%$  für  $E_\nu < 40$  GeV zu erwarten ist.

### 3.3 Komponenten des OPERA–Experiments

Das OPERA Experiment besteht aus 2 identischen Supermodulen. Diese setzen sich jeweils aus einem Target und dem Myon–Spektrometer zusammen. Das Target besteht aus den Target Walls, in denen die ECC Bricks gelagert werden. An jede Target Wall schließt sich eine Target Tracker (TT) Wall [5] an. Die Target Tracker lokalisieren die ECC–Bricks, in denen es zu Neutrino Interaktionen kam. Außerdem liefern sie kalorimetrische Informationen. Zum Target gehört auch die BMS<sup>5</sup>, sie befüllt die Target Walls und extrahiert die Bricks, in denen Neutrino Interaktionen vermutet werden. Betrachtet man

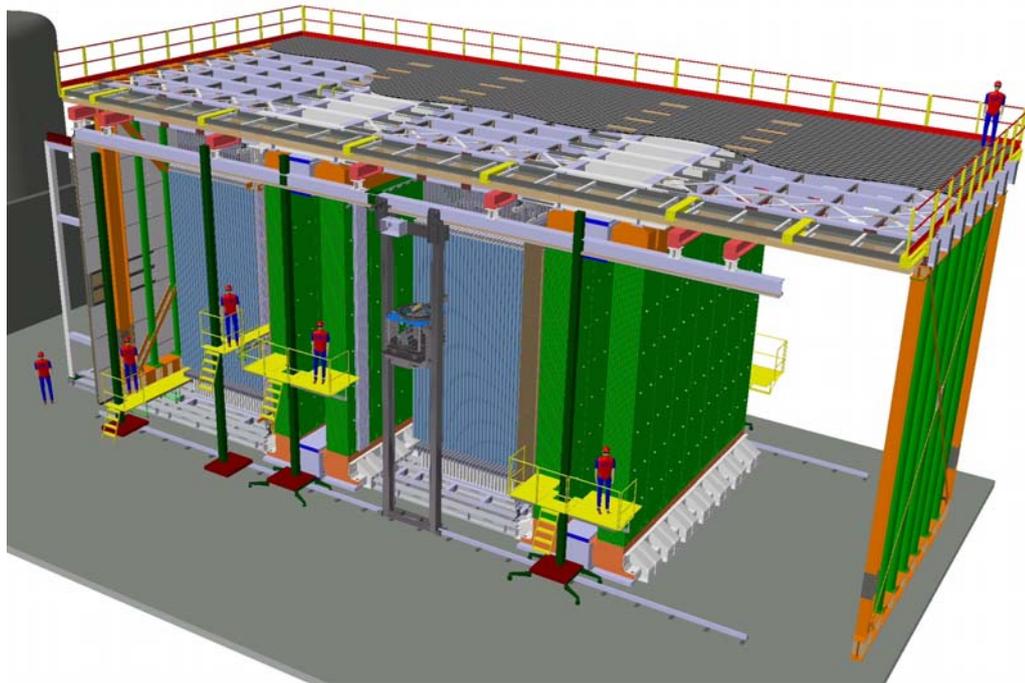


Abbildung 3.5: Aufbau des OPERA Detektors. Er ist aus zwei identischen Supermodulen zusammengesetzt. In diesem Bild kommt der Neutrinostrahl von der linken Seite und trifft auf das Target des ersten Super Moduls.

den Detektor aus Strahlrichtung, so schließt sich an das Target jeweils ein

<sup>4</sup>West Area Neutrino Facility

<sup>5</sup>Brick Manipulating System

Myon-Spektrometer an. Dieses besteht aus einem bipolaren Magneten, den RPCs<sup>6</sup> [31], den XPCs<sup>7</sup> und dem PT [85]. Auf die einzelnen Komponenten des OPERA Detektors wird im Folgenden genauer eingegangen.

### 3.3.1 Target

Ein Target besteht aus jeweils 31 Target Walls. Eine Target Wall hat die Außenmaße von  $6,7 \times 6,7 \text{ m}^2$  und setzt sich aus 52 horizontalen Reihen, in denen sich jeweils 64 ECC-Bricks befinden, zusammen. An die Target Walls schließen sich jeweils die TT Walls an. Diese identifizieren das ECC-Brick mit dem Vertex.

#### ECC

Die ECC-Bricks haben ein Gewicht von 8,3 kg und messen  $12,7 \times 10,2 \times 7,5 \text{ cm}^3$ . Ein ECC Brick besteht aus 56 Blei-Platten mit einer Dicke von 1 mm und 57 Nuclear Emulsion Filmen mit einer Dicke von  $293 \mu\text{m}$ . Wie bei herkömmlichen Fotofilmen handelt es sich bei den Nuclear emulsion Filmen um einen Plastikträger, auf den eine fotosensitive Emulsion aufgetragen ist. Bei den von OPERA verwendeten Fotoplatten befindet sich eine jeweils  $45 \mu\text{m}$  dicke, fotosensitive Schicht auf beiden Seiten des Plastikträgers. An der CERN abgewandten Seite der Bricks wird die Changeable Sheet (CS) Box installiert. In ihr befinden sich zwei weitere Fotoplatten. Eine schematische Darstellung der Bricks ist in Abb. 3.6 zu sehen. Insgesamt werden etwa 150000 Bricks produziert. Die Bricks werden in der Brick assembly machine (BAM) produziert. Die BAM befindet sich ebenfalls im Untergrundlabor des LNGS in einer Seitenhalle von Halle B. Das Beladen des Targets übernimmt das in Annecy entwickelte und gebaute BMS. Die nominelle Füll- und Produktionsgeschwindigkeit beträgt 1000 Bricks pro Tag.

Der verwendete Film wurde von Fuji Film Corp. in Zusammenarbeit mit der Nagoya University entwickelt und trägt den Namen OPERA-Film. Er wurde in Japan produziert und dann nach Italien transportiert. Der Film erlaubt anhand seiner Zusammensetzung eine Genauigkeit in der Ortsbestimmung von  $0,05 \mu\text{m}$ . Da die Filme während des Transports nach Italien viele Spuren von kosmischen Myonen aufzeichnen, wurde am LNGS ein Refreshing Lab eingerichtet. Hier wird den Filmen 5-Methylbenzotriazole zugefügt, durch welches die bereits aufgenommenen Spuren schneller wieder verblassen. Auf diese Weise wird der Untergrund in den Bricks verringert, da aber auch interessante Spuren mit der Zeit verblassen, müssen die

---

<sup>6</sup>Bakelit Resitive Plate Chambers

<sup>7</sup>Glas RPCs, die um ca. 45 Grad gegen die Bakelit RPCs verdreht sind.

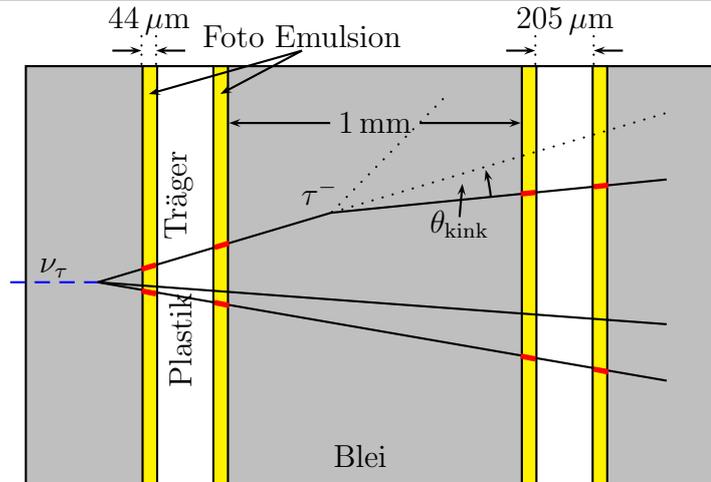


Abbildung 3.6: Schematisches Design eines ECC-Bricks mit einer typischen  $\tau$ -Zerfalls Signatur

ECC-Bricks, in denen ein Vertex vermutet wird, zeitnah aus dem Detektor extrahiert, demontiert und die Filme entwickelt werden.

Nachdem ein Brick durch den Target Tracker identifiziert und von der BMS extrahiert wurde, werden zunächst die Filme in den CSs entwickelt. Findet man hier an geeigneter Stelle eine Spur, so wird zunächst das gesamte Brick einige Stunden der kosmischen Höhenstrahlung ausgesetzt. Die hierbei entstehenden geraden Spuren dienen zum Alignment der einzelnen Fotoemulsionsschichten gegeneinander. Danach werden die ECC-Bricks demontiert und die Filme entwickelt. Durch das Extrahieren der Bricks sinkt die Target Masse im Verlauf des Experiments um etwa 20 %.

Pro Tag werden bei OPERA etwa 30 Neutrino Interaktionen erwartet. Dies bedeutet, dass etwa  $6000 \text{ cm}^2$  Film jeden Tag gescannt werden müssen, um den Vertex der Reaktion zu finden und das Ereignis zu analysieren. Da die Spuren mit der Zeit verblassen, ist es nötig, die Filme möglichst in Echtzeit und mit hoher Effizienz zu scannen. Hierzu wird das European Scanning System (ESS [30]) genannte automatisierte Kamera Mikroskop System verwendet. Es besteht aus automatisierten Mikroskopen, auf die hochauflösende CCD Hochgeschwindigkeits-Kameras aufgesetzt sind. Diese haben eine Auflösung von  $1280 \times 1024$  Pixel und eine Aufnahmerate von  $376 \text{ fps}^8$ . Daraus ergibt sich die Scangeschwindigkeit von  $20 \text{ cm}^2/\text{h}$ . Die gefundenen Teilchenspuren werden in eine Datenbank geschrieben. Mit diesen Daten werden dann die Teilchenspuren rekonstruiert. Das gesamte System erreicht eine Auflösung von  $0,3 - 0,7 \mu\text{m}$ . Es wurden mittlerweile 20 dieser

<sup>8</sup>frames per second

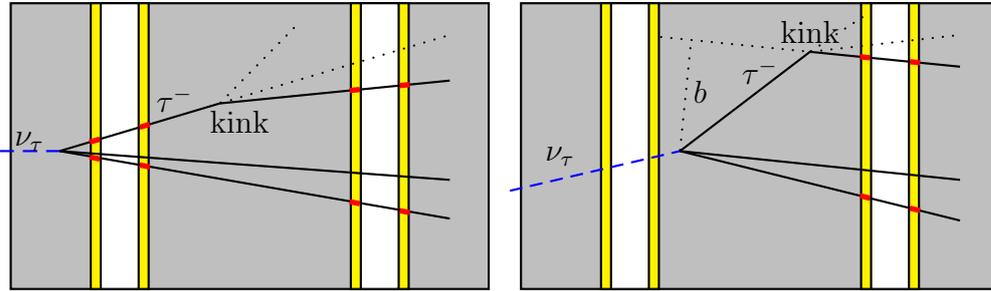


Abbildung 3.7: Schematisches Design eines ECC-Bricks mit einer typischen  $\tau$ -Zerfalls Signatur

ESS in europäischen Laboren installiert, weitere 5 sind am LNGS zum Scannen der CSs aufgebaut. Der japanische Teil der Kollaboration nutzt ein eigenständiges Scan-System.

Das Prinzip der ECC zum Nachweis der  $\nu_\tau$  wurde erstmals im Jahr 2000 beim Donut-Experiment [52] erfolgreich eingesetzt. In der Bleischicht der ECC kommt es zu folgender Reaktion:



Hier wurden insgesamt 4 Bricks mit  $\tau$ -Signatur gefunden. Deshalb findet diese Technik auch bei OPERA Verwendung.

In Abb. 3.7 sind zwei mögliche  $\tau$ -Zerfälle dargestellt, wie sie in den ECCs zu beobachten sein werden. Das  $\tau$  hat eine mittlere Lebensdauer von 290,6 fs [84] und zerfällt bei OPERA durchschnittlich nach  $\sim 600 \mu\text{m}$ . Die wichtigsten Zerfallskanäle sind in 3.2 zu finden. Diese nennt man den elektronischen, den myonischen und den hadronischen Zerfallskanal. Man charakterisiert nun zwei Fälle. Den des kurzen und den des langen  $\tau$ -Zerfalls. Beim kurzen Zerfall befinden sich der Vertex sowie der Zerfall des  $\tau$ -Leptons in derselben Bleiplatte. Beim langen Zerfall durchfliegt das  $\tau$  vor seinem Zerfall noch eine Fotoplatte. Der letztere Fall ist in Abb. 3.7 links dargestellt, während man beim kurzen Zerfall lediglich den Impact-Parameter  $b$  bestimmen kann, wie in Abb. 3.7 rechts gezeigt.

### Target Tracker

Der TT dient dazu, das ECC-Brick zu bestimmen, in dem der Neutrino Vertex gefunden werden kann. Jede TT Wall bestehen aus 2 Lagen, die um 90 Grad gegeneinander verkippt sind. Eine Lage besteht wiederum aus 4 Modulen, die sich jeweils aus 64 Plastiksintillatoren mit einer Länge

von je 6,86 m zusammensetzt. Diese haben eine Querschnittsfläche von  $10,6 \times 26,3 \text{ mm}^2$ . Die Module werden über WLS<sup>9</sup>-Glasfasern mit den Multi-Anoden Fotovervielfachern verbunden und von diesen ausgelesen. Die Plastikszintillatoren werden an beiden Enden ausgelesen. Insgesamt besteht der TT aus 62 Walls, 31 pro Supermodul, dies ergibt eine Gesamtzahl von 31744 Strips, also 63488 Kanäle. Die Ortsauflösung des TT ist durch die Breite der Szintillator Strips gegeben. Die Effizienz liegt bei 99 % [5].

### 3.3.2 Das Myonspektrometer

Das Myonspektrometer dient dazu, den Impuls und die Ladung der entstehenden Myonen zu bestimmen. Dies ist nötig, um Untergrund-Reaktionen erfolgreich zu identifizieren (siehe hierzu Kapitel 3.4.1).

Die Elektronen, die beim Zerfall des  $\tau$  entstehen, verlieren ihre Energie hauptsächlich durch Bremsstrahlung

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

Hier ist  $X_0$  die vom durchflogenen Material abhängige Strahlungslänge. Für Blei ist diese 0,56 cm. Elektronen bilden danach einen elektromagnetischen Schauer in den ECC Bricks aus und werden diese nur selten verlassen.

Die Hadronen verlieren ihre Energie vor allem über die Ionisation. Energieverluste durch Ionisation werden durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (3.10)$$

mit:

$N_0$	Avogadro-Konstante
$Z$	Ordnungszahl des Materials
$A$	Massenzahl des Materials
$z$	Ladung des bewegten Teilchens
$\beta$	$v/c$ des bewegten Teilchens
$m_e$	Elektronenmasse
$r_e$	klassischer Elektronenradius
$I$	effektives Ionisationspotential des Materials
$\gamma$	$1/\sqrt{1-\beta^2}$
$\rho$	Dichte des Materials
$W_{\max}$	maximaler Energieübertrag pro Kollision

$E$  ist hierbei die Energie des Teilchens,  $x$  die Weglänge,  $z$  die Ladung

<sup>9</sup>Wave-Length Shifter

des Teilchens in Einheiten von  $e$ ,  $n$  die Elektronendichte des Materials,  $\beta$  die Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit,  $\gamma$  der relativistische Gamma-Faktor. Danach ergibt sich also die Energie der Hadronen zu:

$$E_h(x) = E_0 \left( 1 - \frac{dE}{dx} \right). \quad (3.11)$$

Abbildung 3.8 zeigt den Energieverlust verschiedener Teilchen in verschiedenen Medien. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Energieverlust stark von der Energie des Teilchens und dem Medium abhängt. Man sieht auch, dass

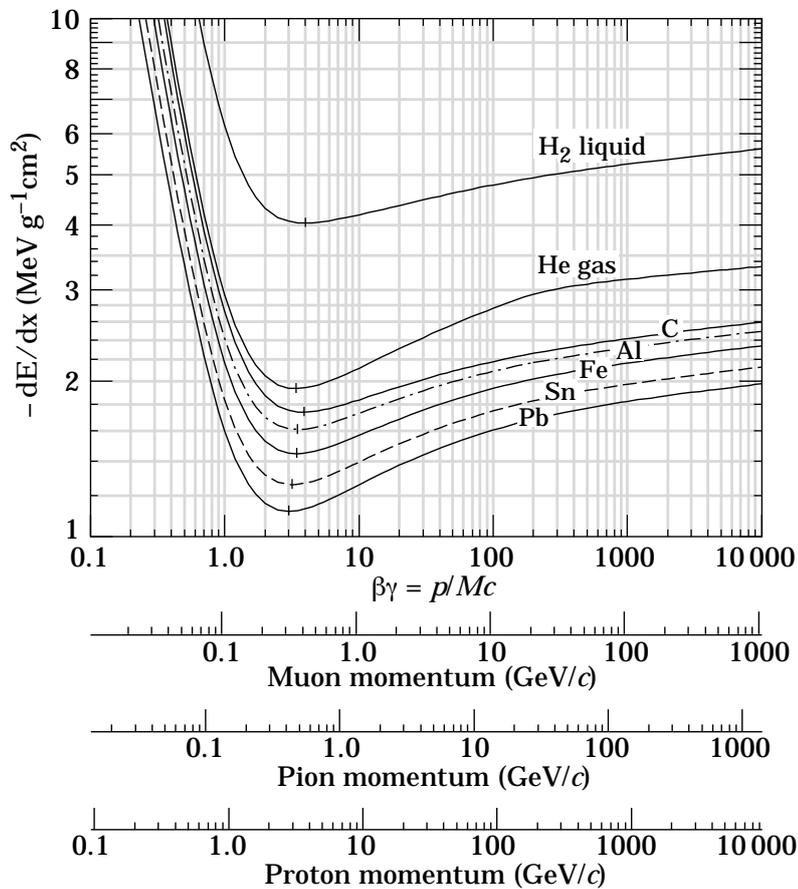


Abbildung 3.8: Der Verlauf von  $dE/dx$  nach Bethe-Bloch Formel.

bei einem gegebenen Medium sowohl das Teilchen als auch seinen Impuls bestimmt werden können, wenn man den Energieverlust misst.

Anders als Hadronen und Elektronen verlieren die Myonen kaum Energie im Detektor und durchqueren ihn weitestgehend ungestört. Die Ladung und

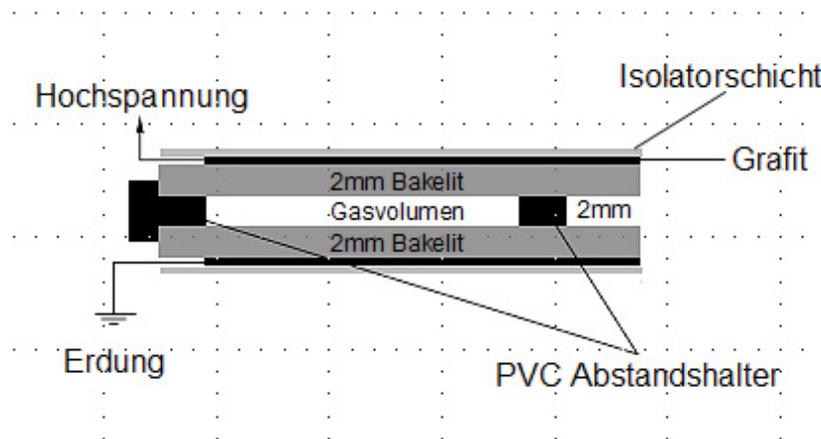


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung einer Bakelit RPC Lage.

der Impuls der Myonen werden im Precision Tracker (PT) gemessen. Hierauf wird noch im Detail eingegangen.

### Magnet

Bei OPERA wird der Impuls und das Ladungsvorzeichen der Myonen durch die Messung des Winkels bestimmt, um den sich die Bahn eines durchfliegenden Myons in einem bekannten Magnetfeld ändert. Hierzu ist in jedem Supermodul ein Dipol Eisenmagnet vorhanden. Die Magneten wiegen insgesamt 900 t, haben senkrecht zum Strahl eine Fläche von  $8,75 \times 8,2 \text{ m}^2$  und setzen sich aus 2 Armen zusammen. Jeder Arm besteht aus 12 Eisenplatten von 5 cm Stärke. Zwischen den Eisenplatten befinden sich die RPCs. Der nominelle Betriebsstrom des Magneten beträgt 1600 A, dies ergibt ein Magnetfeld von 1,52 T.

### RPCs und XPCs

Die RPCs [69] werden im Magneten zur Spurrekonstruktion genutzt. Mit ihnen ist es auch möglich, die Energie der durch Vielfachstreuung im Eisen entstehenden hadronischen Schauer zu bestimmen. Sie dienen ferner als Trigger für den HPT.

Die RPCs bestehen aus hochohmigen 2 mm dicken Bakelit-Elektroden. Sie werden von 2 mm dicken PVC Abstandshaltern voneinander getrennt. Das dadurch gegebene Gasvolumen wird von einem Gasgemisch aus Argon (75,4 %), Tetrafluorethan(20%), Isobutan(4%) und Schwefel-(VI)-Fluorid durchströmt und bildet das sensitive Volumen der RPCs. Zwischen

den Bakelit–Elektroden liegt eine Hochspannung von 8 kV. Durchtretende elektrisch geladene Teilchen lösen eine elektrische Entladung aus. Die erzeugt ein Signal mit einer Spannungsamplitude von etwa 100 mV, das über Kupferkontakte ausgelesen wird. Eine schematische Zeichnung zeigt Abbildung 3.9. Aufgrund der großen Spannungsamplitude wird bei den RPCs keine weitere Verstärker–Elektronik benötigt.

Pro Supermodul wurden 22 RPC–Ebenen verbaut, sowie weitere zwei Ebenen Glas–RPCs vor jedem Magneten. Sie sind um 42,6 Grad gedreht und werden XPCs genannt. Eine RPC–Ebene bestehen aus Modulen mit einer Fläche von  $2,9 \times 1,1 \text{ m}^2$  und jede Ebene setzt sich aus  $7 \times 3$  dieser Module zusammen. Zusätzlich sind noch zwei Lagen RPCs vor dem ersten Target als VETO installiert. Diese identifizieren Myonen, die in Borexino oder dem Fels entstanden sind, sowie kosmische Myonen, die in Strahlrichtung fliegen. Die XPCs dienen dazu, eventuelle Mehrdeutigkeiten in den Spuren aufzulösen.

### Der OPERA–PT

Der Precision Tracker wurde am Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg in Zusammenarbeit mit dem ITEP Moskau entwickelt und gebaut. Bei dem OPERA–PT handelt es sich um einen Driftkammerdetektor. Das Funktionsprinzip von Driftkammerdetektoren wird in Kapitel 4 noch eingehender beschrieben.

Pro Supermodul besteht der PT aus 6 Ebenen, wobei jede Ebene aus 4 Lagen von je 204 bzw. 180 Röhren besteht. Die Röhren haben eine Länge von etwa 8 Metern. Der PT hat insgesamt 10000 Kanäle. Auf die Funktionsweise und den genauen Aufbau des HPT wird im nächsten Kapitel noch im Detail eingegangen.

## 3.4 Physikalische Leistungsmerkmale

Die Effizienz des Detektors wurde ausgiebig in Monte Carlo Studien untersucht und ergab eine  $\tau$  Nachweis Effizienz von 10,6%. Wie sich diese zusammensetzt wird in Abschnitt 3.4.2 erklärt. Die Anzahl der nachgewiesenen  $\nu_\tau$  hängt hier massiv von der erreichten Targetmasse sowie der Intensität des CNGS–Strahls ab. Das Target erreicht eine Masse von 1,35 kt und der CNGS–Strahl soll eine Intensität von  $4,5 \times 10^{19}$  pot/Jahr liefern. Werden diese Werte erreicht, so ist in den fünf Jahren Laufzeit mit etwa 31000 Neutrinoereignisse ( $N_{CC}^{10} + N_{NC}^{11}$ ) zu rechnen. Hieraus kann die von

---

<sup>10</sup>Anzahl der Charge Current Ereignisse

<sup>11</sup>Anzahl der Neutral Current Ereignisse

$\tau^-$ -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 3.2: Anzahl der erwarteten  $\nu_\tau$  Ereignisse für verschiedene Massendifferenzen  $\Delta m_{23}^2$ , sowie die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse für die verschiedenen  $\tau^-$ -Zerfallskanäle.

$\Delta m_{23}^2$  abhängende Anzahl an  $\tau$ -Ereignissen bestimmt werden. Diese ist in Tabelle 3.2 zu finden.

### 3.4.1 Untergrund

Das OPERA-Experiment wird während seiner geplanten Laufzeit von 5 Jahren etwa 10-15  $\tau$ -Zerfälle nachweisen. Um trotz der geringen Rate eine signifikante Aussage treffen zu können, müssen die Untergrundereignisse hinreichend gut verstanden und möglichst gut unterdrückt werden. Als Untergrundereignis bezeichnet man Ereignisse, deren Zerfall in der ECC eine Signatur hinterlässt, die dem Zerfall  $\tau$ -Leptons (Abbildung 3.6) ähnelt. Diese sind in unterschiedliche Klassen einzuteilen.

Eine Möglichkeit Untergrundereignisse zu erzeugen, wäre eine Kontamination des CNGS-Strahls mit  $\nu_\tau$ s. Diese könnte man von den aus  $\nu_\mu$  entstandenen  $\nu_\tau$  Reaktionen nicht unterscheiden.  $\nu_\tau$  entstehen im CNGS-Target aus zerfallenden  $D_S$ -Mesonen, ihr Anteil ist allerdings sehr gering. Es werden etwa  $10^{-6} \times N_{CC} \nu_\tau$  Wechselwirkungen durch die  $\nu_\tau$  im Strahl erwartet, wobei  $N_{CC}$  die Gesamtzahl an nachgewiesenen  $\nu_\tau$ -CC Ereignissen ist. Die zu erwartende Hintergrundrate aus Strahl- $\nu_\tau$  ist zu vernachlässigen, wenn man die geringe Detektoreffizienz für den  $\tau$ -Nachweis berücksichtigt.

Eine weitere Klasse von Untergrundereignissen ist der Charm-Untergrund. Hier entstehen durch CC- und NC-Wechselwirkungen der  $\nu_\mu$  in den ECC-Bricks Mesonen, die (Anti-)Charm-Inhalt haben. Die Massen und Lebensdauern dieser Mesonen sind denen der  $\tau$ -Leptonen sehr ähnlich und

führen zu vergleichbaren Signalen im Detektor. Es sind folgende Reaktionen zu unterscheiden:

$$\nu_\mu + N \rightarrow xc + \mu + X, \quad (3.12)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow c\bar{c} + \mu + X, \quad (3.13)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow c\bar{c} + \nu_\mu + X. \quad (3.14)$$

Diese tragen zum Untergrund bei, sofern es nicht gelingt, das primäre Myon (in (3.12)), das Charm-Meson (in (3.14)) oder beide (in (3.13)) nachzuweisen. Demnach muss das Myon-Spektrometer eine entsprechend hohe Effizienz für den Nachweis von Myonen haben, und das Vorzeichen der Ladung der Myonen sehr genau bestimmen können, um die detektierten Myonen diesen Ereignissen zuordnen zu können. Monte Carlo Studien zeigen, dass der zu erwartende Untergrund aus Charm-Mesonen bis zu  $16,5 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$  Ereignisse beträgt.

Die Zerfälle von  $\pi^0$  und die vielfach gestreuten Spuren von  $e^-$ , die in  $\nu_e$ -CC Reaktionen entstehen, ähneln ebenfalls der charakteristischen Knick-Signatur des  $\tau$ -Zerfalls. Bei letzteren ergeben die Simulationen, dass man durch eine genaue Bestimmung der Elektron-Energie und entsprechender kinematischer Einschränkungen und aufgrund der geringen Kontamination des CNGS-Strahls mit  $\nu_e$ , einen Beitrag von  $e^-$ -artigen Ereignissen  $\leq 10^{-6} \times N_{CC}$  erwarten kann. Von  $\pi$ -artigem Untergrund spricht man, wenn in  $\nu_\mu$ -CC Reaktionen negativ geladenen Pionen entstehen. Diese zerfallen in den Reaktionen:

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n \quad \text{und:} \quad \pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + n. \quad (3.15)$$

Hier kann der Winkel zwischen der ursprünglichen  $\pi^-$  Spur und dem entstehenden Elektron als  $\tau$ -Zerfall fehlinterpretiert werden. Die Simulationen ergeben, dass mit etwa  $0,2 \cdot 10^6 \times N_{CC}$  zu rechnen ist.

Auch die Vielfachstreuung von in  $\nu_\mu$ -CC Reaktionen entstandenen Myonen an den Bleiatomen kann zu einem  $\tau$ -Zerfalls ähnlichen Ereignis führen. Betrachtet man die Transversalimpulse der Myonen und vergleicht diese mit den vorliegenden  $\tau$ -Daten, so kann ein Großteil dieser Ereignisse erkannt und ausgeschlossen werden. Man geht von etwa  $5 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$  Untergrundereignissen aus. Die Monte-Carlo-Simulationen sind hier allerdings noch mit einem Fehler von etwa 50% behaftet.

Sogenannte hadronische Reinteraktionen bilden eine weitere Quelle für Untergrundereignisse. Von diesen spricht man, wenn in  $\nu_\mu$ -CC- und NC-Reaktionen die primären Myonen nicht detektiert werden, und die entstandenen Hadronen durch Vielfachstreuung eine Spur ergeben, die mit

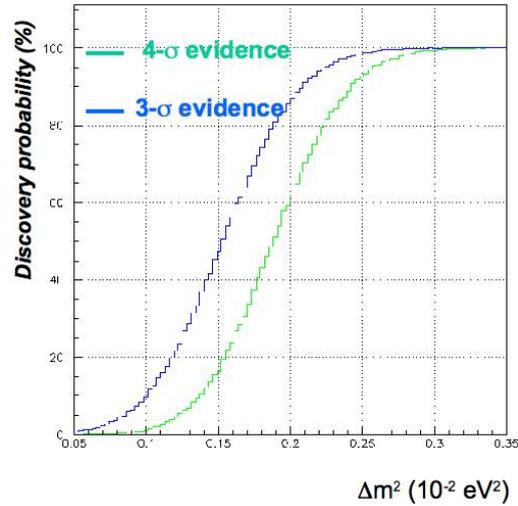


Abbildung 3.10: Das Entdeckungspotential bei OPERA in Abhängigkeit von  $\Delta m^2$

der  $\tau$ -Topologie verwechselt werden kann. Trotz der hohen Nachweiseffizienz des Detektors von über 99 % tragen diese Ereignisse zum Untergrund bei. Es werden etwa  $5 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$  Untergrundereignisse aufgrund hadronischer Reinteraktionen erwartet.

### 3.4.2 $\tau$ -Nachweisempfindlichkeit

Die Nachweiseffizienz  $\epsilon_\tau$  des Detektors für  $\tau$ -Neutrinos setzt sich aus den Effizienzen des Triggers  $\epsilon_{\text{Trigger}} = 99\%$ , der Effizienz der ECC-Bricks  $\epsilon_{\text{ECC}} = 80\%$ , der geometrischen Effizienz  $\epsilon_{\text{geom}} = 94\%$ , der Effizienz den Primärvertex zu finden  $\epsilon_{\text{Vertex}} = 90\%$  sowie der Effizienz die unterschiedlichen Zerfälle zu identifizieren  $\epsilon_{\text{decay}}$  (siehe [46]) zusammen. Diese tragen entsprechend ihres Verzweungsverhältnisses bei. Summiert man diese auf, so erhält eine Nachweiseffizienz von  $\epsilon_\tau = 10,6\%$ .

In Abbildung 3.10 ist das Entdeckungspotential, wie man es für OPERA erhält, dargestellt. Hiernach ist das Entdeckungspotential von OPERA für die von Minos favorisierte Region von  $\Delta m^2 = 2,43 \pm 0,13 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  fast 100 % für eine  $3\sigma$  Evidenz hat [28].

# Kapitel 4

## Der OPERA Precision Tracker

Drahtkammern werden in der Teilchenphysik schon seit den 1960er Jahren zur Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen verwendet. Die hier verwendeten Driftkammern sind eine Weiterentwicklung der Proportionaldrahtkammern. Generell bestehen Drahtkammern jeder Art aus einer geschickten Anordnung von Elektroden, an die eine Hochspannung von wenigen kV angelegt wird. In den Kammern befindet sich ein an die jeweiligen Anforderungen angepasstes Gasgemisch. Durchquert ein geladenes Teilchen das sensitive Volumen der Drahtkammer, so ionisiert es entlang seiner Spur das Gas und die Ionen und Elektronen bewegen sich entlang der elektrischen Feldlinien zu den entsprechenden Elektroden. Es wird ein Strom registriert.

Während in einer Proportionalkammer vor allem die Pulshöhe benachbarter Drähte verglichen und über den Ladungsschwerpunkt der Ort des Teilchens bestimmt wird, misst man bei Driftkammern die Zeit, die zwischen Teilchendurchflug und Signal auf dem Draht vergeht. Bei bekannter Hochspannung und bekanntem Gasgemisch kann aus der gemessenen Zeit der Punkt der größten Annäherung des Teilchens an den Draht bestimmt werden.

Im folgenden Abschnitt soll zunächst auf das Funktionsprinzip von Driftkammern im Allgemeinen, anschließend auf das Design des OPERA-PTs und dessen Leistungsmerkmale genauer eingegangen werden. Die Zeitausleseelektronik des OPERA-PT wurde im Rahmen dieser Arbeit genauestens untersucht.

### 4.1 Physikalische Grundlagen zum Funktionsprinzip von Driftröhren

Mit Hilfe des OPERA-PTs soll der Impuls von durchfliegenden Myonen bestimmt werden. Diese verlieren in den Driftröhren des OPERA-PTs

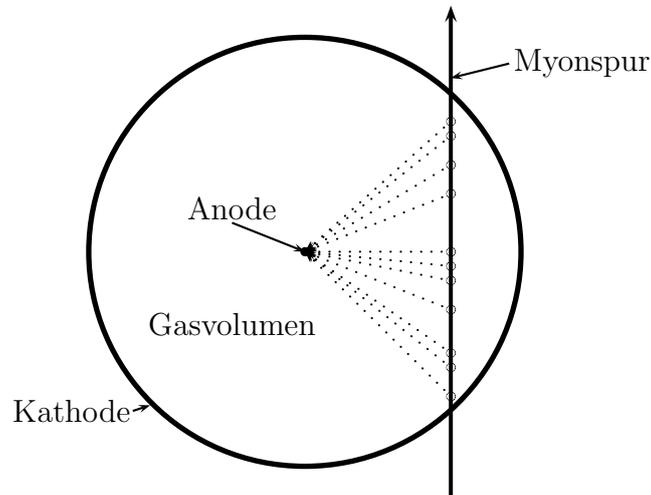


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau der Driftröhren im PT mit durchgehendem Myon sowie Clustern von Primärelektronen.

durch Ionisation Energie. Grundsätzlich können die Myonen auch über die Cerenkov-Strahlung oder die Bremsstrahlung Energie abgeben, diese Effekte können aufgrund der durchschnittlichen Energie der Myonen von  $E = 13 \text{ GeV}$  vernachlässigt werden.

#### 4.1.1 Ionisation

Bei Durchflug des Myons durch das Gasvolumen bilden sich entlang der Myonenspur sogenannte Ionisationscluster. Diese sind zufällig entlang der Spur verteilt, wie in Abbildung 4.1 zu erkennen ist. Neben der Verteilung der Cluster ist auch der Energieübertrag pro Elektron nur statistisch zu bestimmen. Die Primärionisation gehorcht dabei der Poisson Statistik, während das Energieverlustspektrum durch die Landau-Verteilung beschrieben wird. Aufgrund des unterschiedlichen Energieübertrages können sich folgende Situationen einstellen:

- Atome können gerade einfach ionisiert werden.
- Über den Auger-Effekt kann es auch zu einer mehrfachen Ionisation kommen.

- Die Energie der austretenden Elektronen kann ausreichen, weitere Elektronen–Ionen–Paare in der unmittelbaren Umgebung zu erzeugen.

Deshalb unterscheidet man die Anzahl der Primärelektronen  $n_P$  von der totalen Ionisation  $n_T$ , der Summe aller Elektronen–Ionen–Paare, die sich unmittelbar nach dem Teilchendurchflug gebildet haben. Diese ist gegeben durch:

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i} . \quad (4.1)$$

Hierin ist  $\Delta E$  der totale Energieverlust im betrachteten Volumen und  $W_i$  die effektive mittlere Energie zum Bilden eines Elektron–Ionen–Paares. Für die primäre Ionisation gilt in erster Näherung:

$$n_P = 1,34 \cdot Z \quad (4.2)$$

mit  $Z$  der Ordnungszahl. Da die Primärionisation der Poissonstatistik gehorcht, ist für einen Prozess mit durchschnittlich  $n = n_p x$  Primärionisationen die Wahrscheinlichkeit  $k$  Primärionisationen zu finden gegeben durch:

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

Die Ineffizienz eines perfekten Detektors ist demnach gegeben durch:

$$1 - \epsilon = P_0^n = e^{-n} . \quad (4.4)$$

Bestimmt man mit einer geeigneten Anordnung die Ineffizienz eines dünnen Gasdetektors mit den Gleichungen (4.3) und (4.4) so lassen sich hieraus die Werte  $n_p$  für die Anzahl der Primärionisationen der verschiedenen Gase bestimmen.

Die Energie, die pro Primärionisation frei wird, bildet das Energieverlustspektrum. Dieses wird durch die Landauverteilung beschrieben:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda+e^{-\lambda})} , \quad (4.5)$$

wobei  $\lambda$  die reduzierte Energie ist, die durch

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{\max}}{\xi} \quad (4.6)$$

gegeben ist, mit

$$\xi = \frac{W}{2} x . \quad (4.7)$$

$E_{\max}$  ist die wahrscheinlichste Energieabgabe. Energieverlustspektren findet man z.B. in [71]. Daraus ist zu erkennen, dass bei solchen Prozessen mit hohen Energieüberträgen zu rechnen ist.

### 4.1.2 Energieverlust

Das statistische Mittel des oben betrachteten Prozesses ist durch Gleichung (3.10) gegeben. Diese hängt von der Energie, nicht aber von der Masse des Myons ab. Betrachtet man den Verlauf des Energieverlustes pro Länge gegen die Geschwindigkeit des Teilchens, so lassen sich hier 3 Regionen erkennen. Für kleine  $\beta$ , also kleinen Teilchenenergien, wird der Ausdruck durch das  $\beta^{-2}$  Verhalten dominiert. Zu höheren Energien bis hin zu  $\beta\gamma = 4$  sinkt er und stabilisiert sich dann. Teilchen der Energie  $\beta\gamma = 4$  werden deshalb minimal ionisierende Teilchen genannt. Bei Energie  $\beta\gamma > 4$  ist ein weiterer Anstieg zu beobachten, diesen nennt man den relativistischen Anstieg, er wird durch den logarithmischen Term dominiert. Auf den relativistischen Anstieg folgt das sogenannte Fermi-Plateau für hochrelativistische Teilchen. Dieses ist durch die Formulierung durch Bethe und Bloch nicht beschrieben, weshalb noch Korrekturen hinzugefügt werden müssen. Durch den Parameter  $\delta$  werden Dichte-Effekte und durch den Parameter  $C$  Hüllen-Effekte berücksichtigt. Die Bethe-Bloch-Formel lautet dann:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]. \quad (4.8)$$

Da wir bei OPERA ausschließlich mit minimal ionisierenden Myonen rechnen, wird auf diese Effekte nicht weiter eingegangen. Für minimal ionisierende Teilchen liegt der Energieverlust in Gasen zwischen 2 und 4 keV cm<sup>-1</sup>, wobei der mittlere Energieverlust  $-\frac{dE}{dx}$  vom Ionisationspotential  $I$  und der Ladungsträgerdichte im Material abhängt:

$$n_e = \frac{Z}{A} N_A \rho. \quad (4.9)$$

Außerdem muss noch der Druck in den Driftröhren betrachtet werden, da die Dichte und somit die Elektronendichte der Gase empfindlich vom Druck abhängen. Die Driftröhren des OPERA-PT werden bei einem konstanten Druck von  $p = 1005 \pm 5$  mbar betrieben, dieser unterscheidet sich nur unwesentlich vom Normaldruck.

### 4.1.3 Drift und Diffusion von Ladungsträgern

Schon kurze Zeit nach dem Erzeugen der Ladungen, verlieren diese ihre Energie durch Vielfachstreuung an den Gasmolekülen, sie thermalisieren. Die thermalisierten Ladungen haben eine durchschnittliche Energie von  $\epsilon = (3/2)kT = 0,04$  eV, und es gilt die Maxwellverteilung:

$$F(\epsilon) = C \sqrt{\epsilon} e^{-\frac{\epsilon}{kT}}. \quad (4.10)$$

Die Diffusion der Ladungen mit der Zeit wird durch eine Gaussverteilung angenähert:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} dx, \quad (4.11)$$

wobei  $dN/N$  gerade der Teil der Ladungen ist, der in  $dx$  in einer Entfernung  $x$  vom Ursprung nach der Zeit  $t$  zu finden ist.  $D$  ist der sogenannte Diffusionskoeffizient. Je nachdem ob man lineare oder räumliche Diffusion betrachtet, ergibt sich die Standardabweichung zu:

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \text{ oder } \sigma_V = \sqrt{6Dt}. \quad (4.12)$$

Der Diffusionskoeffizient ist definiert als:

$$D = \frac{kT}{e} \mu. \quad (4.13)$$

Hierin ist die Mobilität  $\mu$  gegeben durch:

$$\mu = v_D \frac{p}{Ep_0}, \quad (4.14)$$

mit der mittleren Driftgeschwindigkeit  $v_D$ , der Boltzmannkonstanten  $k$ , dem Druck  $p$ , dem elektrischen Feld  $E$  und der Elementarladung  $e$ . Woraus sich der Diffusionskoeffizient zu

$$D = \frac{kTp}{eEp_0} v_D \quad (4.15)$$

ergibt. Also gilt für den Fehler, der durch Diffusionsprozesse bei Abstandsmessungen entsteht:

$$\sigma(r) = \sqrt{\frac{2kTp}{eEp_0} r}. \quad (4.16)$$

Werte für die Diffusionskoeffizienten von verschiedenen Gasen sowie deren mittlere freie Weglänge, deren mittlere Geschwindigkeit und deren Mobilität befinden sich in Tabelle 4.1. Die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen beträgt  $10^7$  cm/s. Sie sind aufgrund ihrer erheblich geringeren Masse deutlich schneller als die Ionen. Außerdem ist ihre mittlere freie Weglänge etwa vier mal größer. In Gemischen kann die Mobilität des Gemisches aus den Mobilitäten der einzelnen Fraktionen berechnet werden:

$$\frac{1}{\mu} = \sum_{j=1}^n \frac{p_j}{\mu_{ij}} \quad (4.17)$$

mit  $p_j$  der Volumenkonzentration des Gases  $G_j$  und  $\mu_{ij}$  der Mobilität des Ions  $G_i^+$  im Gas  $G_j$ .

driftendes Ion	Trägergas	Mobilität $\mu_0^+ \left[ \frac{cm^2}{Vs} \right]$	Referenz
Ar <sup>+</sup>	Ar	1,53 ± 1 %	[33]
CO <sub>2</sub> <sup>+</sup>	Ar	2,15 ± 0,17 %	[57]
O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	Ar	2,57 ± 7 %	[33]
O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	CO <sub>2</sub>	1,32 ± 4%	[70]
CO <sub>2</sub> <sup>+</sup>	CO <sub>2</sub>	1,13 ± 4%	[70]

Tabelle 4.1: Die Ionenmobilität  $\mu_0^+$  für kleine Feldstärken unter Normalbedingungen.

### Drift der Ionen

Legt man zwischen Anode und Kathode eine Spannung, so bewegen sich die Ionen entlang der Feldlinien. Die durchschnittliche Geschwindigkeit der Ionen nennt man Driftgeschwindigkeit  $w^+$ . Es wurde gezeigt, dass für Ionen die Driftgeschwindigkeit linear mit dem reduzierten Feld  $E/p$  wächst. Aus diesem Grund definiert man die Mobilität von Gasen durch:

$$\mu^+ = w^+ \left( \frac{E}{p} \right)^{-1}. \quad (4.18)$$

Die Mobilität ist charakteristisch für Ionen einer Sorte, die sich in einem bestimmten Gas fortbewegen. Die Mobilität ist bis zu sehr hohen Feldstärken konstant. Weiter erhält man für den Zusammenhang zwischen Mobilität und Diffusions-Koeffizient:

$$\frac{D^+}{\mu^+} = \frac{kT}{e} = 0,026 \text{ eV}. \quad (4.19)$$

Für eine Mischung von Gasen  $G_1, G_2, G_3, G_4, \dots$  ist die Mobilität des Gases  $G_i$  gegeben durch:

$$\frac{1}{\mu^+} = \sum_{j=1}^n \frac{p_j}{\mu_{ij}} \quad (4.20)$$

mit den Anteilen  $p_j$  und der Mobilität  $\mu_{ij}$  des Ions  $G_i^+$  im Gas  $G_j$ .

### Drift von Elektronen

Für Elektronen ist die Mobilität für sehr kleine elektrische Felder konstant, für größere Felder kann die Energie der Elektronen stark ansteigen. Nach Townsend [79] kann die Driftgeschwindigkeit der Elektronen  $w$  geschrieben werden als:

$$w = \frac{e}{2m_e} E\tau, \quad (4.21)$$

wobei  $\tau$  die gemittelte Zeit zwischen zwei Kollisionen ist. Sie hängt im Allgemeinen vom elektrischen Feld ab. Man spricht hier vom Ramsauer-Effekt [64], der dazu führt, dass für manche Gase der Wirkungsquerschnitt und damit  $\tau$  stark variieren. Dies ist auf komplexe quantenmechanische Prozesse zurückzuführen, die auftreten, wenn die Wellenlänge des Elektrons die Größe der Elektronenhülle erreicht. Die Energieverteilung weicht hier von der Maxwell-Form in Gleichung 4.10 ab. Die Energie kann einige Größenordnungen höher sein als die der thermalisierten Elektronen.

#### 4.1.4 Gasverstärkung

Die Funktionsweise der Driftröhren beruht auf dem Prinzip der Gasverstärkung. Bei diesem Vorgang vervielfachen sich die beim Durchflug eines ionisierenden Teilchens entstanden Ionen-Ionen-Paare im anliegenden Elektrischen Feld  $E$ . Dies ist notwendig, da die bei der Primärionisation entstehenden Elektronen-Ionen-Paare nicht ausreichen, um an den Elektroden ein messbares Signal zu erzeugen. Bei einer mittleren freien Weglänge von einigen  $\mu\text{m}$ , typischen Gasgemischen und Normaldruck, benötigt man ein Feld von etwa  $10^4 \text{ V/cm}$ , damit die Energie, die die Elektronen dem Feld zwischen zwei Stößen entnehmen, ausreicht, um weitere Atome zu ionisieren. Diese Feldstärke wird bei der zylindrischen Anordnung des OPERA-PT erreicht, sobald die Spannung zwischen Anode und Kathode etwa  $2 \text{ kV}$  beträgt.

Die Vervielfachung der freien Ladungsträger im elektrischen Feld wird durch den ersten Townsend-Koeffizienten  $\alpha_T(E/\rho, \rho)$  beschrieben.  $E/\rho$  nennt man die reduzierte Feldstärke und  $\rho$  ist die Dichte des betrachteten Gases. Bei festem  $E/\rho$  ergibt sich die Abhängigkeit des Townsend-Koeffizienten  $\alpha_T$  von der Dichte  $\rho$  direkt aus der Abhängigkeit dieser von der mittleren freien Weglänge. Betrachtet man einen Weg  $dx$ , so gilt für die relative Zunahme der Anzahl freier Ladungsträger:

$$\frac{dN}{N} = \alpha_T(E/\rho, \rho) dx . \quad (4.22)$$

Für den für uns interessanten Fall des zylindersymmetrischen Potentials des OPERA-PT gilt für das elektrische Feld:

$$\vec{E} = \frac{V_0}{\ln(r_b/r_a)} \frac{\vec{r}}{r^2} . \quad (4.23)$$

Mit  $r_a$  dem Radius des Anodendrahtes,  $r_b$  dem inneren Radius der Driftröhre sowie  $r$  der Abstand zum Anodenmittelpunkt.

Berücksichtigt man bei der Bestimmung von  $\alpha_T$  noch die Abnahme der freien Ladungsträger durch Rekombination der Elektronen mit positiv geladenen Ionen oder die Anlagerung der Elektronen an elektronegative Moleküle, so nennt man  $\alpha_T$  den effektiven Townsend-Koeffizienten. Dieser kann bei Überwiegen von Rekombination und Anlagerung auch negativ werden. Für diesen Fall findet keine Lawinenbildung statt. Eine analytische Berechnung der Townsend-Koeffizienten ist nicht möglich, er muss vielmehr in Abhängigkeit des elektrischen Feldes für jedes Gasgemisch bestimmt werden. Die Gesamtgasverstärkung  $M_{\text{Gas}}$  erhält man aus (4.22) durch Integration:

$$M_{\text{Gas}} = \frac{N_f}{N_0} = \exp \left( \int_{x_1}^{x_2} \alpha_T(x) dx \right) = \exp \left( \int_{E(r_{\min})}^{E(r_a)} \frac{\alpha_T(E)}{dE/dr} dE \right) \quad (4.24)$$

mit  $N_0$  der Anzahl der freien Ladungsträger zu Beginn der Lawine,  $N_f$  der Anzahl an freien Ladungsträgern am Ende,  $r_{\min}$  dem Ort an dem die Lawinenbildung einsetzte. Durch einsetzen von (4.23) erhält man schließlich:

$$M_{\text{Gas}} = \exp \left( \frac{V}{\ln(r_b/r_a)} \int_{E(r_{\min})}^{E(r_a)} \frac{\alpha_T(E)}{E^2} dE \right) \quad (4.25)$$

Für die Driftröhren des OPERA-PT ergibt sich eine Gasverstärkung von etwa  $10^4$ . Geht man also davon aus, dass bei der Primärionisation etwa 100 Elektronen ( $10^{-17}$  C) entstanden sind, so erreichen den Draht etwa  $10^{-13}$  C. Dies ist mit der verwendeten Vorverstärkerelektronik gut nachzuweisen.

### 4.1.5 Die Ortsauflösung des OPERA-PT

Um die Güte einer Driftkammer zu beschreiben, bestimmt man deren Ortsauflösung. Diese wird von vier Effekten beeinflusst:

- Statistik der Primärionisation
- Diffusion der Ladungen
- Genauigkeit der Zeitmesselektronik
- mechanische Genauigkeit

Das statistische Verhalten der Primärionisation wurde bereits weiter oben diskutiert. Verläuft die Spur des ionisierenden Teilchens in der Nähe des Drahtes, so ist der Einfluss der Primärionisationsstatistik am größten. Betrachtet man die Driftstrecke  $r_{\text{eff}}$ . Aufgrund der stochastischen Natur der

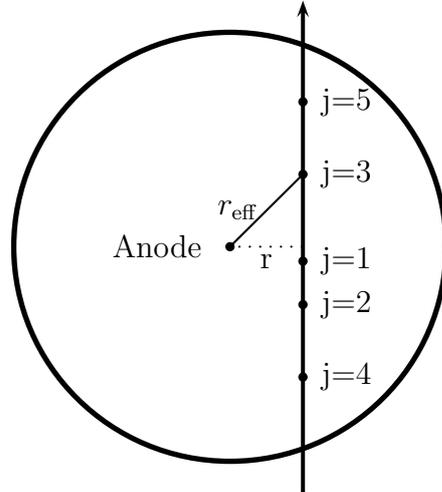


Abbildung 4.2: Die verschiedenen Ionisationscluster. Sie sind entsprechend ihrem Abstand zur Anode durchnummeriert.

Primärionisation verläuft die kürzeste Driftstrecke (siehe Abbildung 4.2) nicht immer senkrecht zur Teilchenspur, sondern sie variiert für Spuren mit gleichem Abstand zur Anode abhängig von der Position des Clusters mit  $j = 1$ . Der Beitrag dieses Effektes lässt sich aus der Poisson Statistik zur Clusterzahl herleiten und ist gegeben durch:

$$\sigma_{\text{Ion}} = \sqrt{\frac{j^3}{2n_p^2(2n_p^2 r^2 + j^2)}}, \quad (4.26)$$

wobei  $j$  für das  $j$ -te Elektroncluster steht und  $r$  der Abstand der Spur zur Anode ist. Die Anzahl der Primärionisierenden Teilchen pro cm bei Normalbedingungen  $n_p$  kann nach [71] (mit Ausnahme von Xenon) für minimalionisierende Teilchen in Abhängigkeit von der mittleren Kernladungszahl  $\bar{Z}$  empirisch mit  $n_p \approx 1,45 \cdot \bar{Z}$  angenähert werden. Abhängig von der verwendeten Schwellenspannung am Verstärker–Diskriminator–Schaltkreis wird die entsprechende Schwellenspannung erst mit dem  $j$ -ten Elektroncluster überschritten. Mit wachsender Schwellenspannung wächst demnach der Einfluss der Primärionisationsstatistik. Hierauf wird später noch näher eingegangen. Bei den üblichen Betriebsparametern ergibt sich

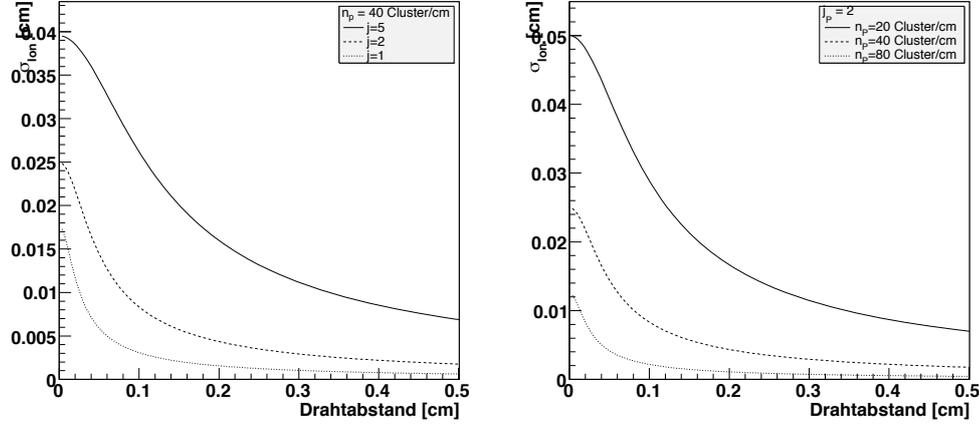


Abbildung 4.3:  $\sigma_{\text{Ion}}$  links für verschiedene Primärionisationscluster und rechts für unterschiedliche Cluster/cm.

$j = 1, 5$ . Seinen maximalen Beitrag erreicht die Primärionisationsstatistik bei  $r = 0$  mit:

$$\sigma_{\text{Ion}}(r = 0) = \frac{\sqrt{j}}{2n_P}. \quad (4.27)$$

Für das erste Elektronencluster ( $j=1$ ) ist dieser Beitrag gerade die mittlere Weglänge zwischen zwei Ionisationsclustern. Eine Berechnung für weitere Elektronencluster ( $j=1,2,5$ ) ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

Mit zunehmendem Abstand der Primärteilchenspur zur Anode wird der Einfluss der Diffusionsprozesse immer größer. Die entstanden Elektronen nehmen an einer Vielzahl von Streuprozessen teil und weichen so zunehmend von der direkten Bahn zur Anode ab. Da es sich auch hier um statistische Prozesse handelt, sind die Richtungsänderungen willkürlich, und so wachsen die Abweichungen von der direkten Bahn mit zunehmendem Driftweg. Der hier erzeugte Fehler ergibt sich aus (4.16) zu:

$$\sigma_{\text{Diff}} = \sqrt{\frac{2kT p \ln(r_b/r_a)}{eV p_0}} \cdot r = C \cdot r. \quad (4.28)$$

Der durch die Diffusion verursachte Fehler  $\sigma_{\text{Diff}}$  ist demnach proportional zum Driftweg  $r$ . Setzt man die entsprechenden Parameter des OPERA-PT ein: die Operationsspannung  $V = 2450 \text{ V}$ , den Kathodenradius  $r_b = 37,16 \text{ mm}$  und den Anodenradius  $r_a = 35 \mu\text{m}$ , so erhält man als Maximalbeitrag für  $r = 37,16 \text{ mm}$   $\sigma_{\text{Diff}} = 435 \mu\text{m}$ .

Einen weiteren Beitrag zur Ortsauflösung des Detektors liefert die Elektronik. Hierbei muss zwischen dem Anteil des Verstärkerschaltkreises

und dem des TDCs unterschieden werden. Die kleinsten Messschritte des OPERA-TDCs beträgt 0,49 ns. Die Auflösung ist laut [61]:

$$\sigma_{\text{TDC}}(t) = 1,5 \text{ ns} \quad (4.29)$$

$$\sigma_{\text{TDC}}(r) = 40 \mu\text{m/ns} \quad (4.30)$$

abschätzen. Für den Verstärker ergibt sich aus den unterschiedlichen Pulshöhen der verstärkten Signale im Mittel  $\sigma_{\text{Amp}} = 0,5 \text{ ns}$ . Desweiteren erhält man vom Diskriminator noch einen weiteren Beitrag mit  $\sigma_{\text{Digi}} = 0,3 \text{ ns}$ . Diese addieren sich zu einer zeitlichen Unschärfe von:

$$\sigma_{\text{Readout}}(t) = \sqrt{\sigma_{\text{TDC}}^2(t) + \sigma_{\text{Amp}}^2(t) + \sigma_{\text{Digi}}^2(t)} = 1,61 \text{ ns} \quad (4.31)$$

mit einer mittleren Driftgeschwindigkeit  $v_D = 26 \mu\text{m/ns}$  lässt sich der Fehler in der Ortsauflösung zu:

$$\sigma_{\text{Readout}}(r) = \sigma_{\text{Readout}}(t) \cdot v_D = 41,8 \mu\text{m} \quad (4.32)$$

bestimmen. Man sieht deutlich, dass der Beitrag des TDCs deutlich dominiert.

Den letzten Beitrag liefert die Position des Drahtes. Abhängig von der Bauweise der Driftkammer variiert die Genauigkeit zwischen  $\sigma_{\text{Draht}} = 20 - 200 \mu\text{m}$ . Die in Hamburg entwickelten Driftröhren wurden mit einer Genauigkeit von  $\sigma_{\text{Draht}} = 150 \mu\text{m}$  gefertigt. Hieraus berechnet sich die Gesamtauflösung der Driftröhren zu:

$$\sigma_{\text{Gesamt}} < 500 \mu\text{m}. \quad (4.33)$$

Der Gesamtfehler wird für kleine Driftwege  $r$  durch die Primärionisationsstatistik dominiert. Mit wachsender Entfernung zum Anodendraht wächst der Beitrag aus der Diffusion.

## 4.2 Das Design des OPERA-PT

Der OPERA-PT wurde am Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg entwickelt und gebaut. Das Design wurde dabei an die besonderen Anforderungen des OPERA Experiments angepasst.

### 4.2.1 Die Mechanik

Der OPERA-PT ist aus 8 m langen Aluminium Röhren zusammengebaut. Diese haben einen äußeren Radius von 38 mm und eine Wandstärke

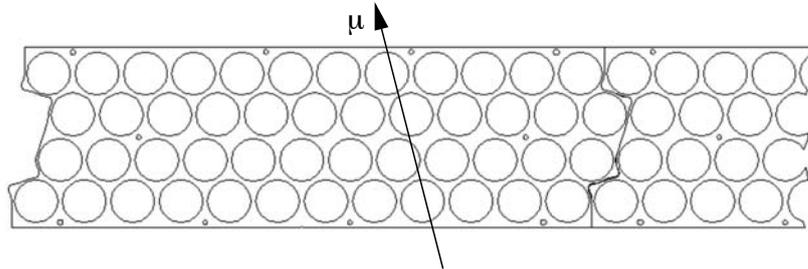


Abbildung 4.4: Draufsicht des Moduldesigns

von 0,85 mm. In deren Mitte befindet sich ein vergoldeter  $45\ \mu\text{m}$  dicker Kupferdraht. Die Röhren sind in Module zusammengefasst, diese bestehen aus vier Lagen à 12 Röhren. Der PT ist in insgesamt 12 Ebenen eingeteilt (HPT1-12), diese bestehen aus 15 bzw. 17 Modulen. Von diesen befinden sich pro Super-Module jeweils zwei Ebenen vor, zwei im und zwei hinter dem Magneten (siehe Abbildung 4.6). Um die nominelle Auflösung von  $600\ \mu\text{m}$  zu erreichen, wurde die Anordnung der Lagen eines Moduls mit Hilfe von Monte Carlo Studien optimiert. Das resultierende Design ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Die Studien zeigen, dass in 2 aufeinanderfolgenden Ebenen mindestens 4 Röhren getroffen werden müssen, um eine ausreichende Auflösung zu erzielen.

### 4.2.2 Der Trigger

Da der OPERA-TDC im Common-Stop Modus<sup>1</sup> arbeitet, benötigt der PT noch eine Trigger-Elektronik, die dieses Common-Stop-Signal generiert. Die Qualität der Driftzeiten hängt damit nicht allein von der Qualität der Signale aus den Driftröhren ab, sondern in gleichem Maße von der Qualität des Triggersignals und damit einhergehend mit seinem Verständnis. Als Triggerquelle wurden bestimmte Lagen der XPCs und RPCs gewählt (siehe Abbildung 4.6), wobei darauf geachtet wurde, dass die gewählten Lagen neben der maximalen Triggereffizienz für Strahlmyonen ( $> 99,9\%$ ) auch eine möglichst hohe Effizienz für kosmische Myonen ergeben. Diese werden zum Alignieren des OPERA-PTs genutzt, dies ist mit Strahlmyonen aufgrund der geringen Rate nicht möglich. Die ausgewählten RPC/XPC-Lagen sind zusätzlich zur regulären Ausleseelektronik mit Timing-Boards (TB) ausgestattet. Die Signale der TBs einer Lage XPCs/RPCs werden in

<sup>1</sup>Common-Stop: Die Zeitmessung wird bei allen Kanäle eines TDC gleichzeitig gestoppt.

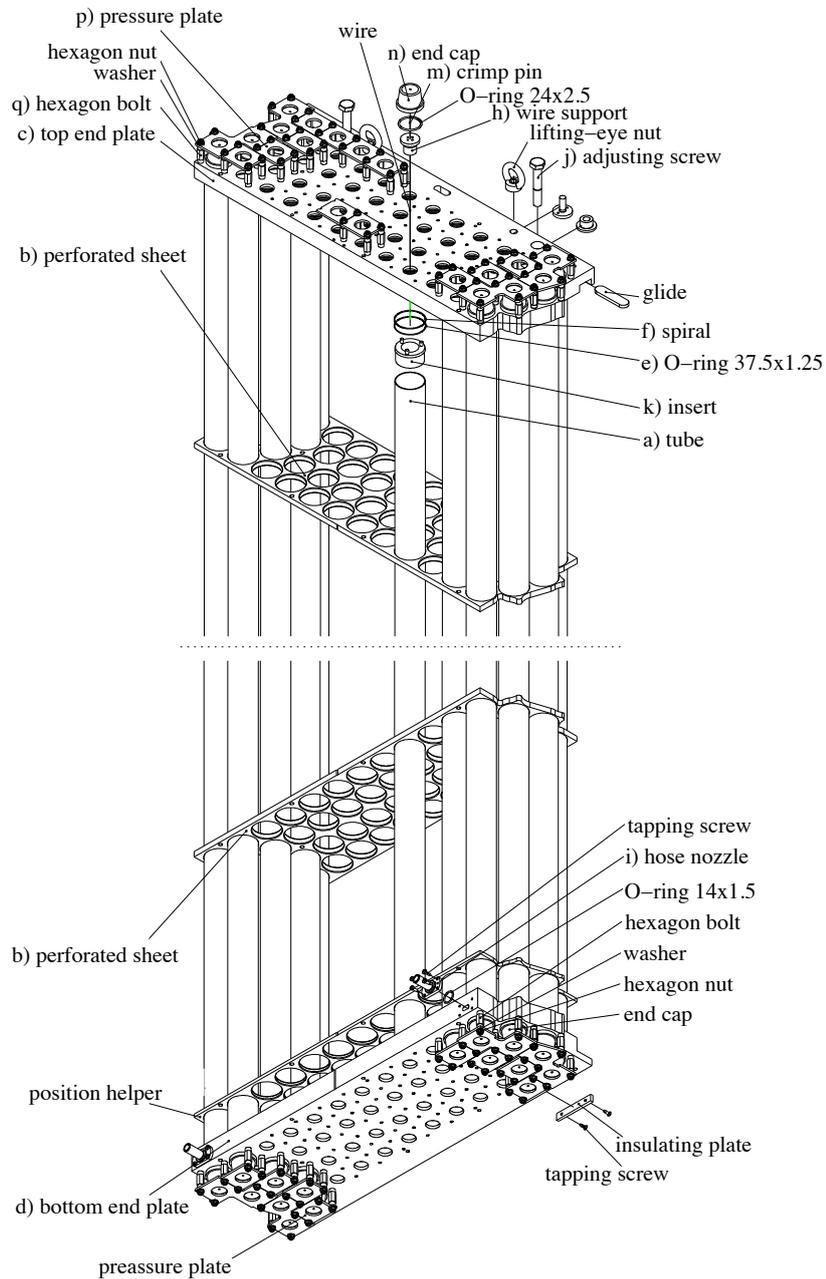


Abbildung 4.5: Draufsicht des Moduldesigns

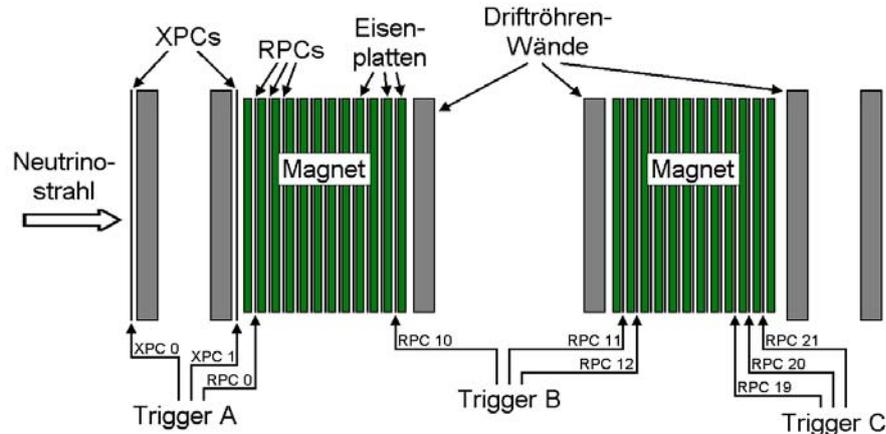


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der Triggerstationen eines Supermoduls. Die mit den Pfeilen markierten Lagen sind mit Timing-Boards ausgestattet.

den OPE<sup>2</sup>-Boards zu einem Plane-OR zusammengefasst. Diese Plane-OR Signale werden von den eigens dafür entwickelten OTBs<sup>3</sup> weiterverarbeitet. Das OTB ist in zwei voneinander unabhängig agierende Teile, OTB-Master und OTB-Slave, aufgeteilt.

Im OTB-Master (Funktionsskizze siehe Abbildung 4.7) ist die Trigger Logik realisiert. Das OTB-Master generiert das Common-Stop-Signal. Es kann bis zu 5 Plane-OR Signale verarbeiten, in der Standardkonfiguration sind entweder 3 RPC-Plane-ORs oder ein RPC-Plane-OR und 4 XPC-Plane-ORs<sup>4</sup> an das OTB-Master angeschlossen, dieses generiert mit einer 2 von 3 Majoritäts-Schaltung (bei den Boards mit XPC-Plane-OR werden zunächst die 2 XPC-Plane-OR einer Plane mittels eines OR-Gatters zu einem zusammengefasst) mit einer Gatter-Weite von 100 ns das Common-Stop-Signal. Falls die Raten in den verwendeten RPC/XPC-Lagen zu hoch sind, kann die Majoritätslogik auf ein 3 aus 3 UND-Gatter umprogrammiert werden. Auch die Gatter-Weite ist variabel. Es ist hingegen nicht ohne weiteres möglich, andere RPC/XPC-Lagen als Trigger-Quelle zu verwenden, da nur bestimmte Lagen (siehe Abbildung 4.6) mit den TBs ausgestattet sind. Des Weiteren erlaubt das OTB, verschiedene Delays einzustellen (siehe Abb. 4.7). Diese Delays haben unterschiedliche Zwecke. So können z.B. unterschiedliche Kabellauflaten kompensiert werden. Weiter soll sichergestellt

<sup>2</sup>Or Plane Electronics

<sup>3</sup>OPERA Trigger Board

<sup>4</sup>Pro XPC-Lage werden 2 Plane-OR, Rock Side und Corridor Side, erzeugt.

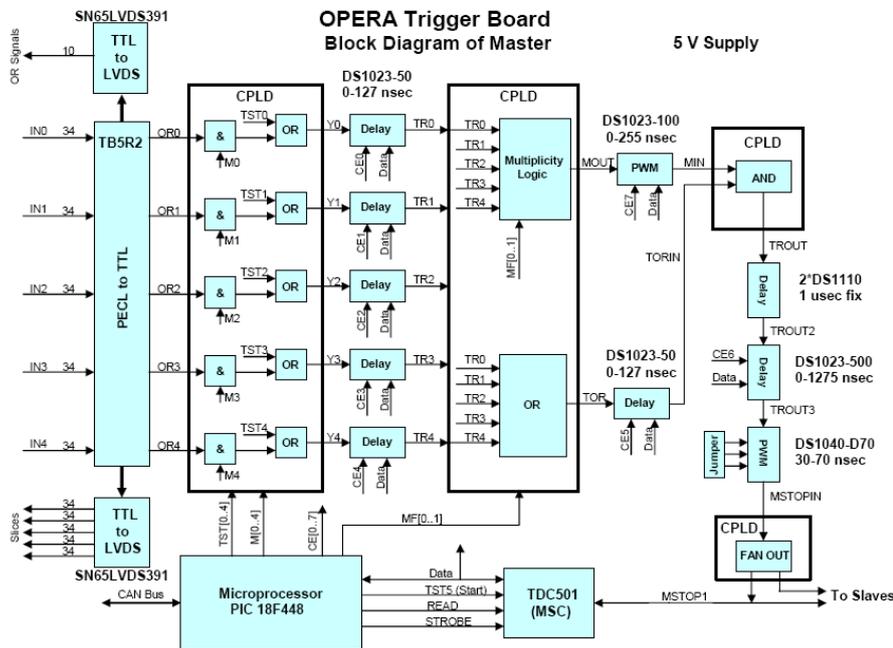


Abbildung 4.7: Funktionsskizze des OTB

sein, dass das Common-Stop nach dem letztmöglichen Signal vom Rand der Driftröhre ankommt, hier ist die Driftzeit am größten. Außerdem muss die Verzögerung zwischen dem ersten Plane-OR und dem STOP konstant sein, dies erreicht man mit einer geeigneten Wahl des TOR-Delays. Das Verhalten des Triggerboards wurde im Rahmen des Commissionings des Detektors intensiv von Burkhard Steinke [75] untersucht und die entsprechenden Parameter bestimmt.

Das Slave-Board dient lediglich als Verteiler, es hat einen Eingang (pos. TTL), in diesen wird das vom Master-Board generierte Common-Stop eingespeist und dann über die Backplane der verwendeten Crates auf die TDCs im Crate verteilt.

Pro Supermodul werden 3 Triggerstationen benötigt. Eine Triggerstation besteht aus 2 Crates, pro Crate 8 oder 9 TDCs und entsprechend viele OSUB<sup>5</sup>-Boards. In jedem Crate befindet sich ein OTB. Das ursprüngliche Design sah vor, dass eines der Master-OTB einer Triggerstation genutzt wird und dieses das Common-Stop an 2 Slave-OTB verteilt. Um die Effizienz für kosmische Myonen zu erhöhen, wurde ein Overall Trigger aus NIM Elektronik gebaut. Dieser stellt sicher, dass sobald eine der Triggerstationen

<sup>5</sup>OPERA Support Board

ein Common-Stop generiert hat, dieses an alle Crates des entsprechenden Super-Moduls verteilt wird. Diese Aufgabe wird in Zukunft vom Overall-Trigger-Board übernommen.

### 4.2.3 Das OPERA Support Board

Das OSUB hat die Aufgabe die Diskriminatorschwellenspannung der Vorverstärkerboards zu setzen, es besteht die Möglichkeit, Temperatursensoren an die Vorverstärkerboards anzuschließen, diese werden über das OSUB ausgelesen. Außerdem kann das OSUB Board Testpulse generieren.

Jedes OSUB besitzt eine eindeutige CAN<sup>6</sup>-Adresse und kann über diese angesteuert werden. Auf dem OSUB sind verschiedene Funktionen implementiert. Eine der Funktionen setzt die Schwellen der Diskriminatoren, wobei die Schwellen entweder für bestimmte Gruppen oder auch für einzelne Kanäle gesetzt werden können. Auf diese Weise hat man die Möglichkeit, Kanäle mit besonders hoher Rauschrate zu maskieren, in dem die Schwelle maximiert wird (255 mV). Eine weitere Funktion ist das Generieren eines Testpulsereignisses. Diese werden entweder für die geraden Kanäle generiert oder für die ungeraden. Das OSUB generiert sowohl das Start-Signal als auch das Stop-Signal, wobei das Start-Signal lediglich einen TDC erreicht, während die Stop-Signale über die Backplane vom OTB-Slave an alle TDCs in dem entsprechenden Crate verteilt werden. Der Abstand zwischen Start- und Stop-Signal kann variiert werden. Der Testpulsmodus wurde implementiert, um die Funktionstüchtigkeit des OPERA-PT zu überprüfen und wurde hierzu immer wieder ausgiebig genutzt. Außerdem kann das OSUB noch den eventuell an das Vorverstärkerboard angeschlossenen Temperatursensor auslesen. Die ausgelesene Temperatur wird dann an die Slow-Control Datenbank des OPERA-PT übergeben.

## 4.3 Die Leistungsmerkmale des OPERA-PT innerhalb OPERA

Als Teil des Myonspektrometers hat der PT die Aufgabe, den Impuls und die Ladung der durchfliegenden Myonen zu bestimmen. Die Impulsauflösung sollte

$$\frac{\Delta p}{p} \leq 0,25 \tag{4.34}$$

---

<sup>6</sup>Controller Area Network ist ein von BOSCH entwickelter Feldbus Standard, der ursprünglich für die Automobilindustrie gedacht war, um die Menge an Kabel in einem Auto zu reduzieren.

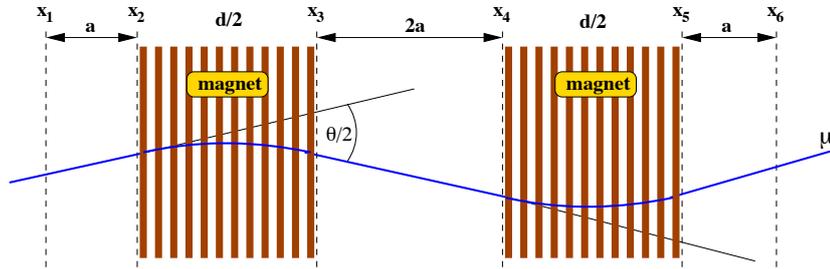


Abbildung 4.8: Draufsicht auf das Myonspektrometer.

sein, solange  $p_\mu \leq 25 \text{ GeV}/c$  ist.

Beim Durchflug der Myonen durch den Magneten ändert sich deren Richtung insgesamt um den Winkel  $\theta$ , für den gilt:

$$\theta = \frac{eBd}{p} \quad (4.35)$$

und aus Abbildung 4.8 folgt:

$$\theta = \frac{1}{a}(x_2 - x_1 + x_6 - x_5 - x_4 + x_3). \quad (4.36)$$

Geht man davon aus, dass alle Positionsmessungen mit demselben Fehler  $\epsilon$  behaftet sind, so ist der Fehler in der Winkelmessung  $\Delta\theta_x$  durch

$$\Delta\theta_x = \frac{\epsilon}{a}\sqrt{6} \quad (4.37)$$

gegeben. Weiter kann es durch Vielfachstreuung im Magneten zu einer weiteren Verschmierung der Spur kommen, diese ist gegeben durch:

$$\Delta\theta_C = \frac{14\text{MeV}}{pc} \sqrt{\frac{d}{X_0}}, \quad (4.38)$$

wobei  $d$  die Dicke des Magneten und  $X_0$  die Strahlungslänge der Myonen in Eisen ist. Die beiden Fehler addieren sich quadratisch zum Fehler in der Winkelbestimmung:

$$\Delta\theta = \sqrt{6 \left(\frac{\epsilon}{a}\right)^2 + \frac{d}{X_0} \left(\frac{14 \text{ MeV}}{pc}\right)^2}. \quad (4.39)$$

Aus Gleichung 4.39 und Gleichung 4.34 ergibt sich:

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\Delta\theta}{\theta} = \frac{1}{eBd} \sqrt{6 \left(\frac{\epsilon}{a}\right)^2 + \frac{d}{X_0} \left(\frac{14 \text{ MeV}}{pc}\right)^2}. \quad (4.40)$$

Mit den gewählten Maßen des Magneten  $d = 1,2 \text{ m}$  und einem nominellen Magnetfeld von  $B = 1,5 \text{ T}$  wird der Beitrag aus der Vielfachstreuung bereits  $\Delta p_C/p = 0,21$ . Unter diesen Voraussetzungen erhält man die verlangte Impulsauflösung, solange die der Fehler bei der Bestimmung der Koordinaten in der x-y Ebene

$$\epsilon \leq 636 \mu\text{m} \quad (4.41)$$

ist.

# Kapitel 5

## Die Ausleseelektronik des OPERA-PT

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Komponenten der Ausleseelektronik des OPERA-PT beschrieben, wozu zunächst die Anforderungen an die Elektronik formuliert werden. Daran schließt sich die Beschreibung des Vorverstärker-Boards an. Dieses verstärkt und formt die elektrischen Signale, die von den Driftröhren kommen. Anschließend wird der OPERA-TDC-Messkern erläutert, der die Driftzeiten bestimmt. Weiter wird die Funktionsweise des OPERA-TDC-Board dargestellt, welches die Informationen von mehreren TDC-Messkernen sammelt und in einem FIFO<sup>1</sup> einem Mikrocontroller Board zur Verfügung stellt, das die Daten des TDCs an den entsprechenden Datennahme-Server übergibt. Dieses Mikrocontroller Board, genannt Mezzanine, wird bei allen elektronischen Detektorkomponenten des OPERA-Experiments verwendet, um die Entwicklungskosten möglichst gering zu halten.

### 5.1 Anforderungen bei OPERA

Der TDC des OPERA-PT hat einer Reihe von Anforderungen zu genügen, um in das komplexe Datennahmekonzept integriert werden zu können. Diese sind sowohl technischer, als auch physikalischer Natur. Die grundlegenden Ansprüche ergeben sich aus den zu bestimmenden physikalischen Messgrößen, diese stehen im Proposal der OPERA Kollaboration (Ref. [46]). Um die verlangte Impulsauflösung von  $\Delta p/p \leq 0,25$  zu erreichen, muss der

---

<sup>1</sup>FIFO: Bezeichnet einen Speichertyp, bei dem diejenigen Daten, die zuerst in den Speicher geschrieben wurden, auch zuerst wieder aus dem Speicher entnommen werden (First In, First Out).

PT die Spur des durchfliegenden Myons mit einer Genauigkeit von  $630\ \mu\text{m}$  bestimmen. Unter der Annahme, dass sich die Quadrate aller Systemfehler zum Quadrat des Gesamtfehlers addieren, erhält man daraus eine geforderte Messgenauigkeit von  $1,5\ \text{ns}$  für den TDC. Unter Berücksichtigung des in Kapitel 4 beschriebenen Designs des PT ergeben sich folgende Anforderungen an den TDC:

- Die Gleichbehandlung aller Driftröhren erfordert innerhalb jedes TDC-Kanals eine adäquate Abbildung der  $r(t)$ -Beziehung.
- Ausgehend von der Geometrie ist mit einer maximalen Driftzeit von  $1,6\ \mu\text{s}$  zu rechnen, der Messbereich sollte mindestens diese Größe haben.
- Innerhalb des TDC-Messbereichs dürfen keine ineffizienten Gebiete auftreten, da diese direkt die Effizienz der Driftkammern beeinflussen.
- Es muss eine möglichst totzeitlose Auslese gewährleistet werden.
- Es soll die Möglichkeit bestehen, die Pulsweite zu messen.

Die TDC-Boards befinden sich auf dem Detektor jeweils oberhalb der entsprechenden Ebenen. Insgesamt hat der OPERA-PT 9504 Kanäle. Die Rahmenbedingungen, die von den TDC-Boards erfüllt werden müssen, lauten:

- Das vom OTB generierte Common-Stop-Signal muss auf alle Kanäle verteilt werden.
- Die zu erwartende Ereignisrate beträgt wenige Hz. Diese muss im Rahmen der DAQ sicher in die Datenbank übertragen werden.
- Es muss die Möglichkeit bestehen, die ordnungsgemäße Funktion der TDC-Boards zu überprüfen, ohne manuell eingreifen zu müssen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das neu entwickelte TDC-System sowohl im Labor, als auch im laufenden Betrieb eingehend getestet, um sicherzustellen, dass es den oben angegebenen Anforderungen genügt. Eine genauere Beschreibung der durchgeführten Tests befindet sich in Kapitel 5.5.

## 5.2 Die OPERA-Vorverstärker-Boards

Die Vorverstärker-Boards werden benötigt, um die analogen Signale, die in den Driftröhren entstehen, zu verstärken, da sie zu klein sind, um sie direkt zu

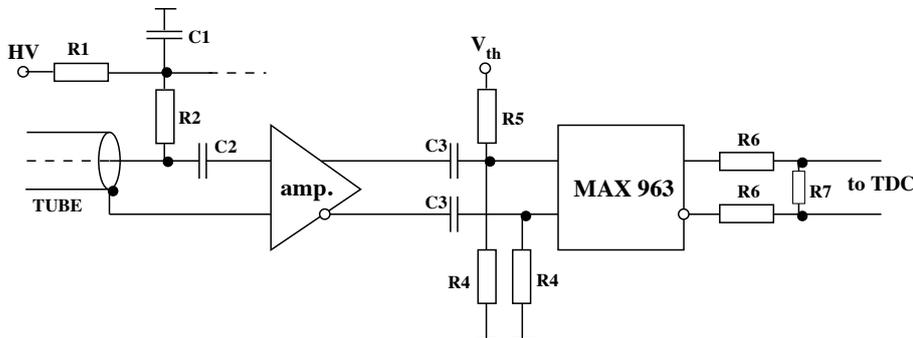


Abbildung 5.1: Schaltskizze der Ausleseelektronik für eine Driftröhre

messen können. Außerdem werden die Signale direkt auf den Vorverstärker-Boards digitalisiert.

Die OPERA-Vorverstärker-Boards wurden in Zusammenarbeit mit der TEB<sup>2</sup>-Gruppe des Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg entwickelt. Auf den Boards befinden sich der Verstärker, der Diskriminator und die Schaltkreise zum Setzen der Diskriminatorschwellen, es können weiter Temperatursensoren angeschlossen werden, die dann von den OSUBs ausgelesen werden. Außerdem befinden sich noch Schaltkreise auf den Boards, die die Testpulse, die von den OSUBs gesendet werden, auf alle gerade bzw. alle ungeraden Kanäle verteilt. Um elektronische Oszillationen zu verhindern, wurden der analoge und der digitale Schaltkreis räumlich strikt voneinander getrennt. Der analoge Teil besteht im Wesentlichen aus dem zweistufigen Verstärker. Als Verstärkerschaltkreis wurden die Verstärker-Chips aus dem Vorwärts-Myonsystem des L3-Experiments am CERN verwendet. Dieser ist in [65] beschrieben. Die Verstärkungseigenschaften dieser Chips wurden von Torben Ferber in [34] untersucht. Der L3-Verstärkerschaltkreis zeichnet sich durch eine geringe Leistungsaufnahme aus und erreicht eine Verstärkung von  $2 \times 60 \text{ mV}/\mu\text{A}$ . Das Design als bootstrap-Verstärker [78] garantiert einen hinreichend niedrigen Eingangswiderstand, eine hohe Bandbreite und eine signalgetreue Verstärkung. Zeitlich scharf führende Eingangsflanken bleiben somit erhalten. Die zweite Stufe bildet ein AC-gekoppelter Verstärker mit massefreiem, komplementärem Ausgangssignal.

Als Diskriminator kommt der Komparator MAX963 von MAXIM zum Einsatz [73]. Mit seiner Hysterese von  $3,5 \text{ mV}$  ist ein sauberes Umschalten gewährleistet. Die Laufzeit beträgt  $4,5 \text{ ns}$ . Die Widerstände R6 und R7 (siehe Abbildung 5.1) sind so gewählt, dass das diskriminierte differentielle Signal

<sup>2</sup>Technische Entwicklung und Betrieb

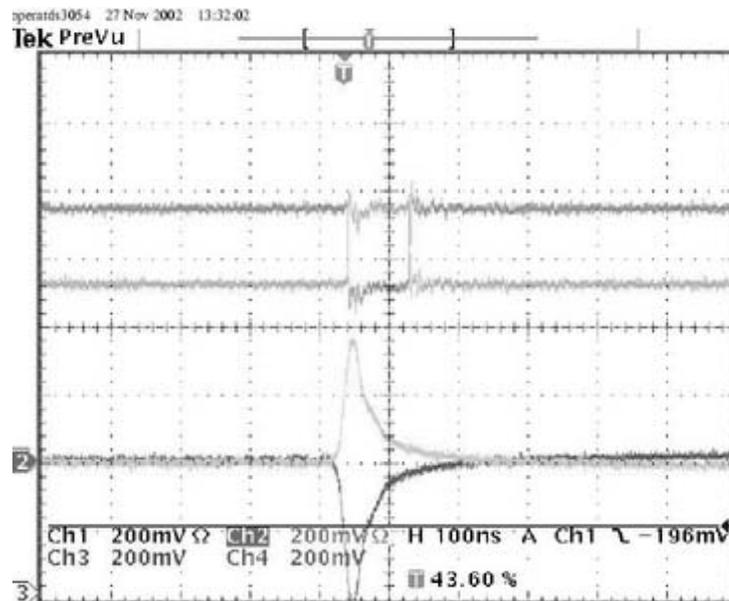


Abbildung 5.2: Vergleich des diskriminierten mit dem analogen Signal von der Driftröhre

einem LVDS<sup>3</sup>-Signal (siehe Abbildung 5.2) entspricht, welches vom TDC weiterverarbeitet werden kann. Beim Design wurde Wert darauf gelegt, die Diskriminator- und Verstärkerelektronik so zu gestalten, dass sie auf einem Board Platz finden. Dieses wird im Experiment unmittelbar oben auf die Module aufgesteckt. Ein solches Design hat den Vorteil, dass ausschließlich digitale<sup>4</sup> Signale über die lange Distanz zum TDC übertragen werden müssen und aufgrund der geringeren Empfindlichkeit digitaler Signale gegenüber pick-up-noise auf ein Abschirmen der Kabel verzichtet werden kann.

Die Schwellenspannung der Diskriminatoren wird vom OPERA-Support-Board (OSUB) für jeden Kanal einzeln eingestellt. Dies ergibt die Möglichkeit, „heiße“ Kanäle zu maskieren, indem man die Schwellenspannung entsprechend erhöht. Die Schwellenspannung wird über den Widerstand R5 eingespeist, und die Widerstände R4 definieren das Eingangspotential des Komparators. Die Schwellenspannungen werden beim Setzen der Schwellen in die Slow-Control-Datenbank des PT geschrieben. Für die Temperaturmessung steht auf jedem Vorverstärker-Board ein Kanal zur Verfügung. Die Temperatursensoren können mit maximal 10 m langen Kabeln beliebig im

<sup>3</sup>Low Voltage Differential Signaling

<sup>4</sup>Das Signal ist Wertediskret, aber nicht zeitdiskret, da die Zeitstruktur des Drahtsignals erhalten bleiben soll.

Spektrometer plaziert werden. Die Temperatursensoren werden ebenfalls mit dem OSUB ausgelesen und in die Slow-Control-Datenbank geschrieben.

## 5.3 Der OPERA-TDC

Das OPERA-TDC-Board ist die zentrale Messelektronik des OPERA-PT. Es bestimmt die Driftzeit für bis zu zwei der OPERA-PT-Module.

In diesem Abschnitt wird das OPERA-TDC-Board vorgestellt. Es misst die Zeiten zwischen den Signalen aus den Driftröhren und dem Trigger Signal. Jeder OPERA-TDC ist mit bis zu 96 Driftröhren verbunden. Aus der gemessenen Zeit wird der Abstand der Spur zum Draht berechnet. Aus den Abständen der Spur zu den Drähten aller getroffenen Röhren kann dann die Spur des Teilchens bestimmt werden [82].

Die Komponenten, aus denen sich ein TDC-Board zusammensetzt, werden im Folgenden vorgestellt, außerdem werden die Ergebnisse der Funktionstests dargestellt.

### 5.3.1 Aufbau und Funktionsweise des TDC-Chips

Der OPERA-TDC-Messkern wurde in Zusammenarbeit mit der Firma MSC unter Verwendung des bei HERA-B [1] eingesetzten TDC-Messkerns entwickelt. Der OPERA-TDC-Messkerns wurde in  $0,35\ \mu\text{m}$  CMOS<sup>5</sup> Technologie produziert. Bei dem Gehäuse handelt es sich um ein TQFP80<sup>6</sup> mit einem Pinabstand von 0,5 mm. Das Blockschaltbild ist in Abbildung 5.3 angegeben.

Die differentiellen Signale vom Vorverstärker-Board werden in der „Input Unit“ zunächst in TTL<sup>7</sup>-Signale umgewandelt. Die Eingangssignale müssen den Spezifikationen des TDCs genügen, das heißt das Low-Level (siehe Abbildung 5.2) sollte zwischen 0 V und 0,8 V und das High-Level sollte zwischen 2,0 V und 3,3 V liegen. Die negative<sup>8</sup> Flanke des TTL Signals startet die Messung der Driftzeit und die Messung der Pulsweite. Um die Pulsweite bestimmen zu können, wurde der OPERA-TDC als flankensensitiver Multihit-TDC gebaut. Die positive Flanke des Start-Signals gibt hierbei das Stop-Signal für die Pulsweitenmessung. Der TDC arbeitet ausschließlich

---

<sup>5</sup>Complementary Metal Oxyd Semiconductor mit einer minimalen Strukturgröße von  $0,35\ \mu\text{m}$ .

<sup>6</sup>Thin Quad Flat Package mit 80 Pins

<sup>7</sup>Transistor Transistor Logic

<sup>8</sup>Die Beschaltung des TDCs ist so realisiert, dass die logische 0 des LVDS-Signals auf die logische 1 in TTL abgebildet wird. Demnach entspricht die negative Flanke gerade der führenden Flanke.

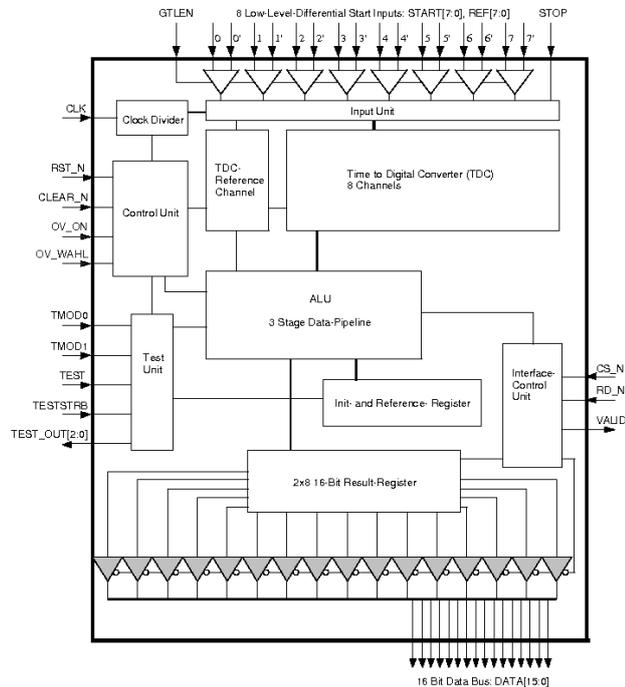


Abbildung 5.3: Blockschaltbild des TDCs.

im Common-Stop-Modus, das heißt er benutzt dasselbe Stop-Signal für alle acht Kanäle. Es wird die negative Flanke des verzögerten Trigger-Signals als Common-Stop genutzt. Die genaue Funktionsweise des TDC-Kerns wird den folgenden Abschnitten beschrieben. Das Messergebnis des TDCs wird im Anschluss an die Messung in der ALU<sup>9</sup> unter Berücksichtigung der Kalibriermessung weiterverarbeitet. Von dort werden die Ergebnisse in die 2×8 16 Bit tiefen Result-Register geschrieben. Die Result-Register sind als FIFO realisiert.

### Driftzeitmessung

Der TDC bestimmt sowohl den Abstand zwischen Start-Signal und Common-Stop, als auch die Pulsbreite. Jeder TDC-Messkern hat acht Messkanäle. Ein weiterer Kanal dient zur ständigen Kalibrierung der Messung, sie ist im nächsten Abschnitt beschrieben. Die maximal messbare Zeitdifferenz beträgt  $3,2 \mu\text{s}$ . Die Speichertiefe pro Kanal beträgt 12 Bit, hieraus ergibt sich eine Schrittweite von  $0,49 \text{ ns}$ . Die tatsächliche Auflösung des TDCs beträgt laut Hersteller  $1,5 \text{ ns}$ . Die Zeitmessung im TDC erfolgt mittels eines

<sup>9</sup>Arithmetic logical unit

Ringoszillators [78]. Der Ringoszillator wird mit einem internen Schalter ein- und ausgeschaltet. Das Signal vom Vorverstärker startet und das Common-Stop beendet die Messung. Pro Umlauf des Ringoszillators wird der Zählerstand des Ringzählers um eins erhöht, dieser besitzt eine Registertiefe von 10 Bit. Beim Stopp wird die Bitposition des Ringoszillators in ein 5 Bit tiefes Register geschrieben. Anschließend werden die gemessenen Werte in der ALU weiterverarbeitet. Diese berechnet aus den Kalibrierfaktoren und den Messwerten die Driftzeit und schreibt diese in die Result-Register. Sobald die Driftzeiten in die Result-Register geschrieben sind, wird das VALID-Signal des TDCs gesetzt und signalisiert so dem Lattice PLD (siehe Abschnitt 5.3.2), dass die Driftzeitmessung beendet ist.

### Kalibriermessung

Da die Umlaufgeschwindigkeit des Ringoszillators temperaturabhängig ist, müssen kontinuierlich Kalibriermessungen durchgeführt und mit diesen die Driftzeitmessungen korrigiert werden. Hierzu wird an den TDC ein externer Systemtakt von 10 MHz angeschlossen, der auf 625 kHz heruntergeteilt wird. Dieser Takt (die Taktlänge ist gerade  $1,6 \mu\text{s}$ ) dient allen Kanälen gemeinsam als Kalibriertakt. Da ausschließlich über den Systemtakt ein absoluter Zeitbezug hergestellt wird, wird als Taktgeber ein Quarz verwendet.

Die Kalibrierung erfolgt mit jedem Einschalten des TDCs. Zunächst wird ein Initialisierungszyklus durchfahren. In diesem werden von jedem TDC-Kanal, auch dem Referenzkanal, abwechselnd erst ein und dann zwei Kalibriertakte vermessen und hieraus die Kalibrierfaktoren der jeweiligen Kanäle berechnet und in die Reference Register geschrieben. Nach Abschluss des Initialisierungszykluses ist der TDC-Messkern messbereit. Ist er messbereit geschaltet, so werden alle 840 ms Kalibriermessungen für den Referenzkanal durchgeführt, diese vermessen dann nur jeweils einen Kalibriertakt. Die Resultate dieser Messungen dienen als Korrekturfaktoren für die Kalibrierwerte. Die neuen Kalibrierwerte werden von der ALU berechnet, hierzu werden die alten Werte aus dem Reference-Register ausgelesen, mit dem Korrekturfaktor verrechnet und die neuen Kalibrierfaktoren erneut für jeden Kanal im Reference-Register hinterlegt.

### TDC-Testmodus

Es ist möglich, die Funktion der TDC-Boards zu überprüfen, indem sie in einem Testmodus betrieben werden. Benutzt man diesen, so generiert der TDC-Messkern die Start- und Stopp-Signale selbst. Auf diese Weise kann die Funktion der TDC-Boards, das bedeutet in diesem Fall sowohl das

Funktionieren der Zeitmessung, als auch das korrekte Auslesen und Schreiben der Daten, überprüft werden, ohne dass Signale aus den Driftröhren vorliegen. Für den TDC-Testmodus können außerdem verschiedene Einstellungen vorgenommen werden. Es kann der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Testmessungen variiert werden. Ebenso kann die zu messende Zeit eingestellt werden. Es besteht auch die Möglichkeit, die Zeiten nur für die geraden Kanäle, nur für die ungeraden oder für alle Kanäle zu generieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Linearität des TDCs über den gesamten Messbereich untersucht. Dies ist sowohl unter Zuhilfenahme des Testmodus als auch mit Hilfe extern generierter Signale durchgeführt worden. Eine eingehende Beschreibung der verschiedenen möglichen Muster sowie die dazugehörigen Parameter befindet sich in Anhang A.

### 5.3.2 Das TDC-Board

Auf jedem TDC-Board befinden sich 12 TDC-Chips. Mit einem TDC-Board werden 96 Driftröhren ausgelesen. Da der PT insgesamt 9504 Kanäle hat, werden etwa 105 dieser TDC-Boards benötigt. Zusätzlich zu den TDC-Chips sind auf den TDC-Boards noch weitere Bauteile untergebracht. Diese sind:

**drei RJ45-Konnektoren:** Einer der RJ45-Konnektoren ist eine 100-MBit-Ethernet-Schnittstelle, diese wird vom Mezzanine kontrolliert. Die beiden anderen Konnektoren empfangen das GPS<sup>10</sup>-Signal und schleifen es zum nächsten TDC-Board weiter.

**Harting Backplane Konnektor:** Über den Harting-Backplane-Konnektor wird das TDC-Board mit der Betriebsspannung versorgt. Außerdem wird hier das Common-Stop-Signal vom Trigger-Slave-Board eingespeist.

**Mezzanine:** Das Mezzanine steuert die Auslese des TDC-Boards, es wird im Folgenden Abschnitt noch näher beschrieben.

**Lattice ispMACH 4256V:** Hierbei handelt es sich um ein CPLD<sup>11</sup>. Dieser steuert das Auslesen der einzelnen TDC-Messkerne und deren gegebenenfalls benötigtes RESET und CLEAR. Der CPLD initiiert auch das Schreiben der Driftzeiten in den FIFO.

---

<sup>10</sup>Global Positioning System: Ursprünglich für militärische Zwecke entwickeltes satellitenbasiertes System zur Ortsbestimmung, dass neben der genauen Ortsbestimmung auch eine präzise Zeitbestimmung ermöglicht.

<sup>11</sup>Complex programmable logic device

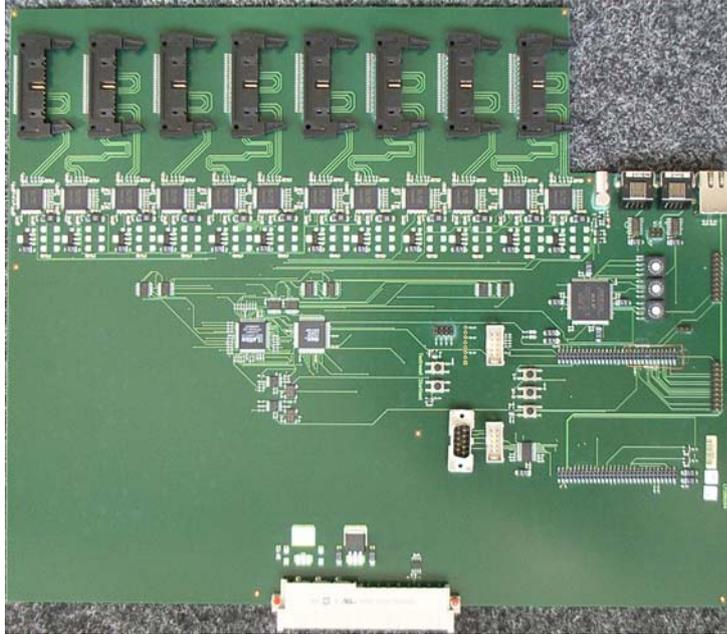


Abbildung 5.4: Foto des TDC-Boards ohne Mezzanine.

**ALTERA EPM 3256:** Steuert das RESET über die GPS-Clock und den RESET-Knopf auf dem TDC-Board.

Viele Experimente in der Teilchenphysik benötigen DAQ-Systeme, die viele MByte Daten pro Sekunde verarbeiten können. Da es sich bei OPERA um ein Niedrigratenexperiment handelt und die elektronischen Detektoren keine großen Mengen an Daten produzieren, wurde die gesamte Datennahme basierend auf dem relativ langsamen 100-MBit-Ethernet-Standard realisiert. Die gesamte Kommunikation zwischen der DAQ-Datenbank und den verschiedenen Detektorkomponenten übernimmt das Mezzanine. Die Funktionsweise des Mezzanine wird noch eingehender diskutiert. Zu diesem Zweck befindet sich auf dem TDC-Board ein RJ45-Konnektor.

Die Daten der einzelnen TDC-Chips werden aus dem Result-Register in den FIFO geschrieben. Hier werden sie vom Mezzanine ausgelesen. Das Konzept der Datennahme bei OPERA sieht vor, dass alle Detektorkomponenten ihre Daten mit einem globalen GPS-Zeitstempel versehen. Dieser GPS-Zeitstempel wird über einen der RJ45-Stecker, die sich auf dem TDC-Board befinden, eingespeist und außerdem an das nächste TDC-Board weitergegeben.

## 5.4 Das OPERA DAQ Konzept

Das OPERA Experiment ist ein Niedrigratenexperiment. Für diese Anforderungen wurde ein angepasstes DAQ-Konzept ausgearbeitet. Es wurde ganz auf die in der Hochenergiephysik sonst üblichen schnellen und teuren Bussysteme wie Kamac und VME<sup>12</sup> verzichtet. Stattdessen wurde ein DAQ-System auf Basis sogenannter „smarter Sensoren“ entwickelt, in dem die Front-End-Elektronik jeweils durch ein Mezzanine gesteuert und ausgelesen wird. Diese Boards verfügen über einen Ethernet-Controller über den die Daten an den entsprechenden DAQ-Server übergeben werden. Diese bereiten die Daten geeignet auf und stellen sie dann dem Global-Manager zur Verfügung.

Im Folgenden bezeichnet ein Sensor jeweils den Verbund aus einem Motherboard der jeweiligen Detektorkomponente, im Fall des OPERA-PT gerade dem TDC-Board, und dem Mezzanine-Board.

Das gesamte DAQ-System setzt sich aus etwa 1200 Sensoren zusammen (992 für die TT, 105 für den PT, 50 für die RPCs/XPCs und 16 für das VETO) und hat insgesamt 105000 Kanäle. Jeder der Sensoren ist unter einer eigenen IP-Adresse zu erreichen und erhält das GPS-Zeitsignal zur Synchronisation der lokalen Uhr. Das DAQ-Netzwerk ist in zwei Teile aufgeteilt, das Ethernet-Netzwerk und das Clock-Distribution Netzwerk.

Das Ethernet-Netzwerk setzt sich aus den Sensoren, den Event-Builder Servern, verschiedene Server für DHCP<sup>13</sup>, NFS<sup>14</sup>, DNS<sup>15</sup> und VNC<sup>16</sup>-services und dem Datenbank-Cluster zusammen. Weiter ist das Netzwerk in verschiedene VLANs<sup>17</sup> eingeteilt, um den Datenverkehr aufzuteilen. Alle Sensoren im Netzwerk sind an CISCO 2950/60 100/1000 MBit/s Netzwerk-Switches angeschlossen. Diese sind über ein CISCO 3750 1 GBit/s Netzwerk-Switch mit den Event-Buildern und der Datenbank verbunden. Für die 105 Sensoren des PT stehen insgesamt 3 Switches zur Verfügung.

Das Clock-Distribution-Netzwerk sorgt dafür, dass alle 1200 Sensoren mit einer genauen Zeit versorgt werden. Hierzu ist in Halle C am LNGS die Central-Clock-Unit installiert. Bei dieser handelt es sich um eine eigens entwickelte PCI<sup>18</sup> Karte, die über eine 8 km lange optische Faser mit einer

---

<sup>12</sup>Virtual Machine Environment

<sup>13</sup>Dynamic Host Client Protocol

<sup>14</sup>Network File System

<sup>15</sup>Dynamic Naming Service

<sup>16</sup>Virtual Network Computing

<sup>17</sup>Virtual Local Area Network

<sup>18</sup>Peripheral Component Interconnect ist ein Bus-Standard zur Verbindung von Peripheriegerten mit dem Chipsatz eines Prozessors.

GPS Antenne verbunden ist. Das empfangene GPS-Signal wird, wiederum über optische Fasern, an Opto/Elektronik-Wandler weitergesendet und von hier über die Master-Boards an die Sensoren verteilt. Beim Verteilen des Synchronisationssignals wird auf eine maximale Effizienz geachtet, um am Ende eine Zeitaufösung von 10 ns zu erreichen. Wie bereits weiter oben erwähnt, besteht über dieses Netzwerk auch die Möglichkeit, einzelne Sensoren zu rebooten, falls diese über das Ethernet Netzwerk nicht mehr zu erreichen sind. Des Weiteren ist die Verbindung zwischen den Opto/Elektronik-Wandler und den Sensoren bidirektional, dies ermöglicht eine Kontrolle der Signalqualität sowie das Bestimmen der Laufzeiten, um gegebenenfalls Laufzeitkorrekturen durchzuführen. Eine genaue Beschreibung des Systems ist in [45] zu finden.

Die Voraussetzungen, die an die Datennahme gestellt werden, sind: triggerlose Operation der Komponenten, genaue Synchronisation der Sensoren mit einer GPS-Uhr, dies stellt sicher, dass die Strahlereignisse gefunden werden und kontinuierliche Auslese möglichst ohne Totzeit. Um unterschiedliche Trigger Schemata realisieren und sowohl Online als auch Offline verschiedene Filter anwenden zu können, ist bei der Architektur von Hard- und Software besonderer Wert auf Flexibilität und Modularität gelegt worden.

### 5.4.1 Mezzanine

Die zentrale Komponente des DAQ-Konzepts ist das Mezzanine Board. Auf diesem befinden sich verschiedene Mikroprozessoren.

**ETRAX 100LX MCM 4+16:** Von der Firma AXIS ein MCM<sup>19</sup>, das sich aus einer 32-bit RISC<sup>20</sup> CPU mit 100 MHz Systemtakt, 4 MByte Flash Speicher für das 2.4 Linux OS<sup>21</sup>, sowie 16 Mbyte SDRAM<sup>22</sup> und einem Ethernet Transceiver zusammensetzt.

**Cyclone EP1C4F324C6:** Von der Firma ALTERA ein FPGA<sup>23</sup>. Dieser ist als Sequenzer programmiert.

**72V36110:** Von der Firma IDT ein FIFO-Zwischenspeicher mit einer Speichertiefe von 131 KWords.

---

<sup>19</sup>Multi Chip Modul: Mehrere Mikrochips sind in ein Gehäuse integriert.

<sup>20</sup>Reduced Instruction Set Computing: RISC ist eine Designphilosophie für Chips, bei der konsequent auf komplexe Befehle verzichtet wird.

<sup>21</sup>Operating System

<sup>22</sup>Synchronous Dynamic Random Access Memory

<sup>23</sup>Field Programmable Gate Array

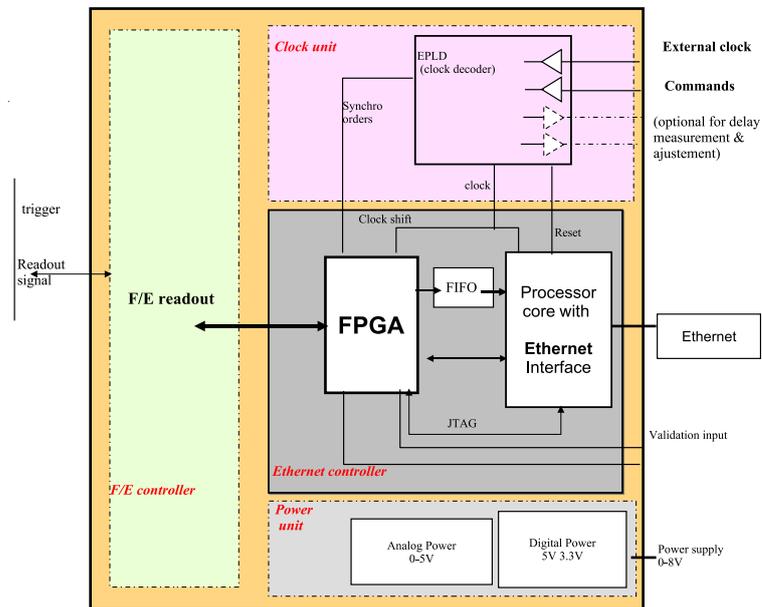


Abbildung 5.5: Signalfussplan des Mezzanine

Das Mezzanine wurde so entwickelt, dass es eine möglichst einheitliche Schnittstelle zwischen den verschiedenen Detektorkomponenten und verschiedenen Datennahme-Servern gibt. Die Außenmaße des Mezzanine von lediglich  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  sowie die Anordnung der 120 I/O Pins in 4 Reihen erlauben eine leichte Integration. Abbildung 5.6 zeigt ein Foto Abbildung 5.5 eine schematische Darstellung des Mezzanine-Boards.

Die Aufgabe der Mezzanines ist es, die für den Subdetektor spezifische Front-End-Elektronik zu steuern, auszulesen und in das DAQ-Netzwerk zu integrieren. Die genauen Aufgaben variieren je nach Subdetektor. Die in ihrer Struktur recht unterschiedlichen Daten werden vom Mezzanine geeignet verarbeitet und dann an den entsprechenden Event-Builder (siehe Abschnitt 5.4.2) weitergegeben.

Die Kette der Datenauslese beginnt zunächst mit der Auslese der Rohdaten aus der Front-End-Elektronik. Dies übernimmt der FPGA auf dem Mezzanine. Der FPGA muss mit der zum entsprechenden Subdetektor gehörenden Firmware ausgestattet sein und kann jederzeit von der CPU mit einer neuen Firmware beschrieben werden. Die ausgelesenen Rohdaten werden dann entsprechend aufbereitet. So wird für den TT z.B. wöchentlich ein sogenannter Pedestal-Run durchgeführt. Hier werden für jeden Photomultiplier-ADC Kanal Pedestal-Werte bestimmt, die dann während des regulären Messbetriebs von den ermittelten ADC-Werten



Abbildung 5.6: Foto vom Mezzanine

abgezogen werden. Im Fall des TT übernimmt das Mezzanine weiter die komplette Slow-Control-Steuerung. Bei den RPCs/XPCs/VETO findet keine weitere Aufbereitung der Rohdaten statt. Für den PT wird an dieser Stelle standardmäßig die sogenannte Null-Unterdrückung durchgeführt. Diese soll das Datenvolumen minimieren, indem lediglich Driftzeiten übermittelt werden, die nicht Null sind. Im TDC-Messkern findet eine solche Unterdrückung nicht statt. Im entsprechenden Result-Register steht in einem solchen Fall, dass er keinen Treffer, keine Weite gemessen und eine Driftzeit von Null hat. Der FPGA des Mezzanine kann z.B. auch so programmiert werden, dass ausschließlich Hits deren Pulsweitenmessung ein bestimmtes Ergebnis haben (z.B. LARGE) in den FIFO des Mezzanines übertragen werden. Dies wird Level-0-Filter genannt. Dieser Filter wurde im Verlauf der Datennahmeperiode im September/Oktober 2007 eingesetzt. Bei der Verarbeitung durch den FPGA wird den Treffern außerdem noch der GPS-Zeitstempel zugeordnet. Der Zeitstempel gibt die Unix-Zeit<sup>24</sup> in ns an, wobei hier jeweils der Zeitpunkt des Common-Stop als Referenz genommen wird.

<sup>24</sup>Unix Zeit ist die Anzahl der Sekunden die seit dem 1. Januar 1970 0:00 Uhr UTC vergangen sind.

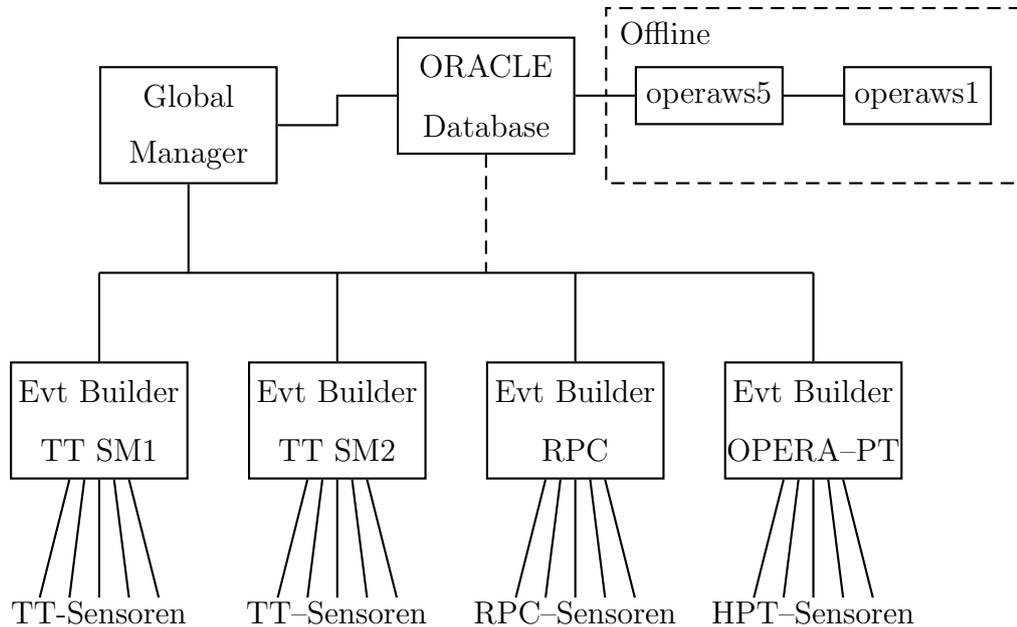


Abbildung 5.7: Aufbau des OPERA-DAQ-Server Netzwerks.

### 5.4.2 Das DAQ-Server Netzwerk

Das OPERA Datennahme-Konzept hat eine hierarchische Struktur. Als niedrigste Stufe sind die Sensoren zu verstehen. Die nächsthöhere Stufe bilden die Event-BUILDER. Die höchste Stufe bildet der Global-Manager. Dieses Konzept gilt für alle elektronischen Subdetektoren. Die verschiedenen daran beteiligten Server sowie deren Vernetzung untereinander sind in Abbildung 5.7 skizziert.

Die in der Hierarchie der OPERA-Datennahme am niedrigsten eingeordneten Sensoren haben die Aufgabe, die Daten aus der Front-End-Elektronik auszulesen, diese mit dem UNIX-Zeitstempel zu versehen und auf Anfrage an die jeweiligen DAQ-Server weiterzureichen. Beim Booten der Mezzanines stellen diese zunächst fest, welcher Detektorkomponente sie angehören. Hierzu sind auf dem TDC-Board drei HEX-Coder zu finden, diese werden vom Mezzanine ausgelesen und weisen diesem eine eindeutige Sensornummer zu, die wiederum der Detektorkomponente eindeutig zugewiesen ist. Entsprechend dieser Information wird die jeweilige Sensor-Datennahme-Applikationen (im Fall des OPERA-PT `TDCsensor_v3.2`), die auf dem globalen NFS-Server (`operanfs`) hinterlegt ist, nach dem Einbinden des NFS-Verzeichnisses gestartet. Diese Software stellt die Verbindung zum DAQ-Server her. Da alle Sensoren auf den selben NFS-

Server zugreifen, müssen nicht alle Sensoren einzeln aktualisiert werden. Beim nächsten Reboot laden sie automatisch die aktuelle Sensor–Applikation (tatsächlich ändert sich die Versionsnummer beim Aktualisieren, auf dem NFS–Server wird aber ein symbolischer Link von der aktuellen Version auf `TDCsensor_v3.2` erstellt).

Wie bereits beschrieben kann auf dem Mezzanine ein Level–0–Filter implementiert werden. Dieser unterdrückt z.B. alle Treffer, die nicht eine bestimmte Pulsweite haben, dies wird über die verwendete Sensor–Applikation gesteuert. Eine Steuerung der Datennahme direkt auf dem Mezzanine findet nicht statt, vielmehr werden die Sensoren von der DAQ–Applikation auf dem DAQ–Server, dem Event–Builder, gesteuert. Es besteht jedoch die Möglichkeit, sich auf den Sensoren per `telnet` einzuwählen, um zu überprüfen, ob das korrekte NFS–Verzeichnis eingebunden und die korrekte Sensor–Applikation gestartet wurde. Die Kommunikation zwischen dem Server und den Sensoren wurden mit CORBA<sup>25</sup> realisiert.

Die Event–Builder werden auf den insgesamt vier DAQ–Servern ausgeführt. Von diesen sind zwei für die Event–Builder des TT zuständig, einer für die RPCs, XPCs und das VETO, sowie einer für den OPERA–PT. Auch diese Applikationen sind an die jeweiligen Anforderungen angepasst. Da die Mezzanines des TT auch die Slow–Control des TT übernehmen, ist für diese auch die gesamte Slow–Control in den Event–Builder eingebunden. Für alle Komponenten werden innerhalb der Event–Builder die Level–1–Filter ausgeführt. Der Level–1–Filter ersetzt den externen Trigger, da es sowohl für den TT als auch für die XPCs, RPCs und das Veto keinen externen Trigger gibt. Das Standardvorgehen sieht vor, dass die Event–Builder auf einem bestimmten VNC–Server gestartet werden (`operavw:5` für den OPERA–PT), wobei jeweils ein Prozess für das erste und einer für das zweite Supermodul gestartet wird. Dieses Vorgehen verhindert, dass mehrere Instanzen eines Event–Builders gestartet werden. Abbildung 5.8 zeigt die GUI<sup>26</sup> des Event–Builders. Hier kann nun die Anzahl der verbundenen Sensoren überprüft werden. Es können die Sensoren einzeln konfiguriert werden und außerdem kann ein Debug–Run zur Fehlersuche durchgeführt werden. Treten bei einzelnen Sensoren Fehler auf, so können diese im Global–Control–Fenster der GUI eingesehen werden. Weiter kann in der GUI die Datennahme gestartet und überwacht werden. Eine ausführliche Beschreibung der GUI ist in [47] zu finden. Ist die Datennahme gestartet, so werden am Ende

---

<sup>25</sup>Common Object Request Broker Architecture (CORBA) ist eine Spezifikation für eine objektorientierte Middleware. Unter Middleware versteht man in der Informatik Programme, die so zwischen Anwendungen vermittelt, dass deren Komplexität verborgen bleibt.

<sup>26</sup>Graphical User Interface

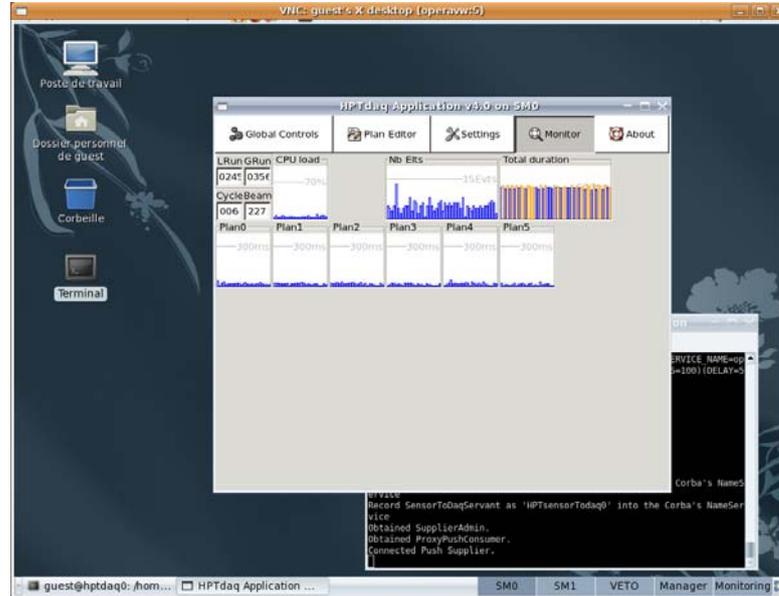


Abbildung 5.8: Eine der OPERA-PT DAQ-Applikations Ansichten, wie man sie im nominellen Betrieb vorfinden sollte.

eines Cycles<sup>27</sup> alle Sensoren angewiesen, ihre Daten an den Event-Builder zu übergeben. Dieser sortiert alle Treffer zunächst entsprechend ihrem Zeitstempel und definiert daraufhin die Ereignisse. Hierzu werden die Treffer entsprechend ihrem Zeitstempel sortiert, wobei jeweils aufeinander folgende Treffer  $H_n$  und  $H_{n+1}$  mit den Zeitstempeln  $T_n$  und  $T_{n+1}$  genau dann zum selben Ereignis  $E$  gehören, wenn der Zeitunterschied  $\Delta T = T_{n+1} - T_n$  kleiner als ein in der GUI einzustellendes Intervall  $T_{\text{Gate}}$  ist (beim OPERA-PT typischerweise 100ns). Ist diese Differenz größer, so gehört der Treffer  $H_n$  zum Ereignis  $E + 1$ . An dieser Stelle in der Datennahme werden die Level-1-Filter angewandt. Für die RPCs bedeutet das, dass ein Ereignis, das nicht eine Mindestanzahl  $H_{\text{min}}$  von Treffern aufweist, wobei  $H_{\text{min}}$  in der GUI eingestellt werden kann, verworfen wird. Ein ähnlicher Filter findet im TT Anwendung. Auch für den OPERA-PT könnte ein solcher Filter implementiert werden, ist aber in der Standardkonfiguration nicht vorgesehen. Sind alle Treffer eines Cycles in die entsprechenden Ereignisse sortiert, werden sie in der Standardkonfiguration an den Global-Manager weitergegeben. Sollte aus irgendeinem Grund keine Verbindung zum Global-Manager bestehen, so können alle Event-Builder die Daten direkt in die Datenbank schreiben.

<sup>27</sup>Ein Cycle entspricht hier 0,6s. Diese Cycles sind an die LNGS-Cycle angepasst und ermöglichen ein schnelles erkennen der Beam-Ereignisse.

Der Global-Manager bildet die höchste Instanz in der Datennahmehierarchie und läuft wiederum auf einem eigenständigen Server. Der Global-Manager hat einen Überblick über alle Detektorkomponenten, er führt den Level-2-Filter aus, definiert globale Ereignisse und schreibt diese anschließend in die Oracle Datenbank, die aus zwei weiteren Servern besteht. Der Level-2-Filter wird angewendet, um die Rauschrate zu reduzieren. Typischerweise werden hier Ereignisse aus dem VETO und dem OPERA-PT verworfen, wenn keine weiteren Subdetektoren Treffer zu verzeichnen hatten. In der nominellen Konfiguration werden alle Event-Builder im Global-Manager-Modus betrieben, das bedeutet, der Global-Manager startet und stoppt die Datennahme. Außerdem werden die oben erwähnten Filter angewandt. Der Global-Manager kann außerdem eigenständig Sensoren (zur Zeit nur für den TT implementiert) rebooten. Steht der Global-Manager-Modus nicht zu Verfügung, so können die Event-Builder eigenständig auf die Datenbank zugreifen. Der Level-2-Filter entfällt für diesen Fall.

Weitere Komponenten, die indirekt mit der Datennahme zu tun haben, sind die beiden Server `operaws5` und `operaws1`. Der `operaws5` extrahiert die Daten aus der Datenbank und erzeugt zweimal täglich eine sogenannte Extraction. Diese Extractions gibt es in zwei Versionen. Zum einen als ASCII<sup>28</sup>-Dateien und dann in einem speziellen ROOT<sup>29</sup>-Dateiformat, das zur Analyse mit dem OPERA-Softwarepaket `OpRelease`<sup>30</sup> benötigt wird. Die Extractions sind für alle Mitglieder der Kollaboration zugänglich auf der `operaws1` gespeichert. Die Extractions werden seit Beginn der Datennahme durchnummeriert, was eine eindeutige Zuordnung der Daten zulässt.

## 5.5 Funktionsprüfung des OPERA TDC

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausgiebige Funktionsprüfungen des OPERA-TDCs durchgeführt. Diese sollen in diesem Abschnitt beschrieben werden. Wie bereits erwähnt, ist es möglich, die TDCs in einem Test Modus zu betreiben. Dieser und das von MSC für HERA-B hergestellte Stimulus Board (SB) [62] wurden für die Funktionsprüfungen intensiv genutzt.

---

<sup>28</sup>American Standard Code for Information Interchange, ein weit verbreiteter Standard Zeichensatz

<sup>29</sup>ROOT ist eine am CERN entwickelte, objektorientierte Freie Software, die zur Analyse von Daten eingesetzt wird.

<sup>30</sup>OpRelease ist ein von der OPERA-Kollaboration geschriebenes Softwarepaket zur Analyse der beim Experiment gewonnen Daten sowie von Monte-Carlo Daten.

### 5.5.1 Linearität

Eine lineare Abbildung der Zeit über den gesamten Messbereich wird verlangt, dies erübrigt eine Kalibrierung jedes einzelnen Kanals. Um zu überprüfen, inwieweit der OPERA-TDC von diesem linearen Verhalten abweicht, wurde eine Linearitätsprüfung unter Verwendung des TDC Test-Moduses (TM) sowie unter Verwendung des HERA-B SB durchgeführt.

#### Messung mit dem Test-Modus

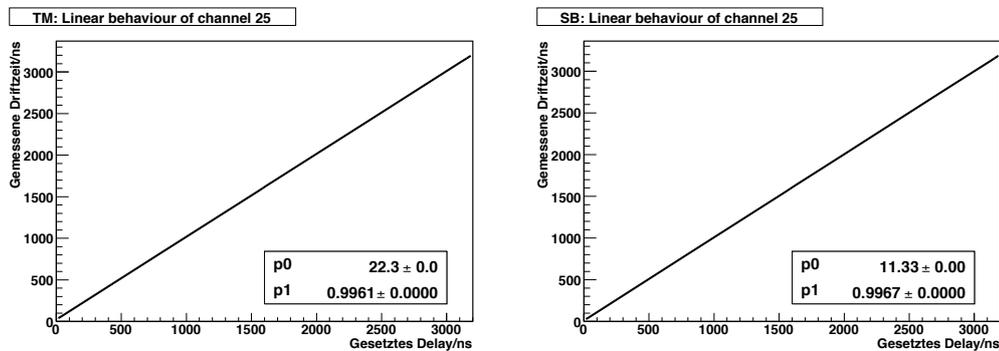


Abbildung 5.9: Das Ergebnis der Linearitätsmessung am TDC am Beispiel eines Kanals. Links für die Messung im Test-Modus und rechts für die Stimulus-Board Messung.

Um die Linearität mit Hilfe des TM zu bestimmen, wurde gemäß Anhang A der Pattern 2 verwendet. Dieser erlaubt das Einstellen der Verzögerung  $T$ , der Breite des Startsignals und der Frequenz, mit der Start- und Stop-Signal generiert werden. Bei den durchgeführten Tests wurde eine Frequenz von 10 Hz und eine Pulsbreite von 20 ns gewählt. Die Verzögerung  $T$  wurde sukzessive um 50 ns erhöht. Der Test wurde mit zwei TDC-Boards (192 Kanälen) durchgeführt. Wie in Abbildung 5.13 zu sehen ist, macht dieser Test deutlich, dass für große Verzögerungen die Auflösung  $\sigma_{\text{TDC}}$  des TDCs z.T. schlechter als 1,5 ns wird. Deshalb wurde eine weitere Linearitätsmessung durchgeführt. Hierzu wurde das HERA-B Stimulus Board [62] verwendet.

#### Messung mit dem Stimulus-Board

Der Aufbau der zweiten Messung ist in Abbildung 5.10 skizziert. Das Stimulus-Board wurde zum Test der HERA-B-TDC-Boards entwickelt und gebaut. Es generiert aus einem geeigneten Eingangssignal bis zu 128 LVDS

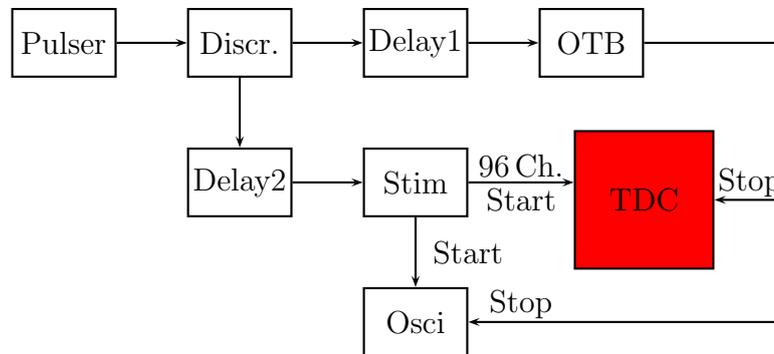


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung der Stimulus-Board-Messung.

Ausgangs-Signale. Das Eingangssignal wird bei dieser Messung von einem Puls-Generator geliefert, sein Signal wird mit Hilfe einer CAEN-Quad-coincidence-Logic<sup>31</sup> weiter an die beiden Delay-Gates<sup>32</sup> (Delay 1, Delay 2) geleitet. Das Ausgangssignal des Delay1 wird auf einen speziell vorbereiteten Eingang des OTB gelegt. Dieses ist als OR-Gatter konfiguriert und generiert so zu jedem Eingangssignal ein Common-Stop-Signal. Aus dem Signal aus Delay2 generiert das Stimulus-Board für bis zu 128 Kanäle ein LVDS-Signal. Diese dienen als Start-Signal für die Zeit-Messung am TDC. Zusätzlich wird das Signal vom zweiten OTB-Master-Ausgang und das Signal einer der offenen Kanäle am Stimulus-Board an jeweils einen der Eingänge eines Oszilloskops angeschlossen. Das Oszilloskop<sup>33</sup> dient dazu, die Referenzzeit zu messen. Das Oszilloskop kann die Zeit zwischen Start- und Stop-Signal mit einer Genauigkeit von 1 ns bestimmen [77]. Die verwendeten Delay-Gates können Verzögerungen von bis zu mehreren  $\mu\text{s}$  erzeugen. Es werden 2 Delay-Gates benötigt, um über den gesamten Messbereich des TDCs die Linearitätsprüfung durchzuführen. Dies wäre aufgrund der minimalen Verzögerung des OTB von  $1 \mu\text{s}$  und der maximalen Verzögerung von  $2,2 \mu\text{s}$  sonst nicht möglich. Wie bereits bei der TM-Messung wird auch bei der Messung mit dem Stimulus-Board eine Schrittweite von 50 ns gewählt. Diese wird, sofern möglich, über das OTB eingestellt. Darüber hinaus wurden die Verzögerungen an den Delays geeignet geändert.

<sup>31</sup>Logik Einschub der Firma CAEN für NIM-Crate, das 4 schaltbare ODER/UND-Gatter mit je 2 Eingängen und 4 Ausgängen hat.

<sup>32</sup>Eigenbau des Instituts für Experimentalphysik

<sup>33</sup>Tektronix TDS 2054

## Ergebnisse

Die TM- und die SB-Messung zeigen, dass der OPERA-TDC eine sehr gut lineare Abbildung über den gesamten Messbereich hat. Exemplarisch sind in Abbildung 5.9 zwei Graphen zu sehen. Neben den Fit-Parametern<sup>34</sup> sind auch die Fehler angegeben, die für beide Methoden äußerst gering sind. Die übrigen Messwerte sind gesammelt in Abbildung 5.11 dargestellt. Man sieht deutlich, dass die Steigungen für beide Messungen im Rahmen des Fehlers denselben Mittelwert und dieselbe Standardabweichung haben. Außerdem ist

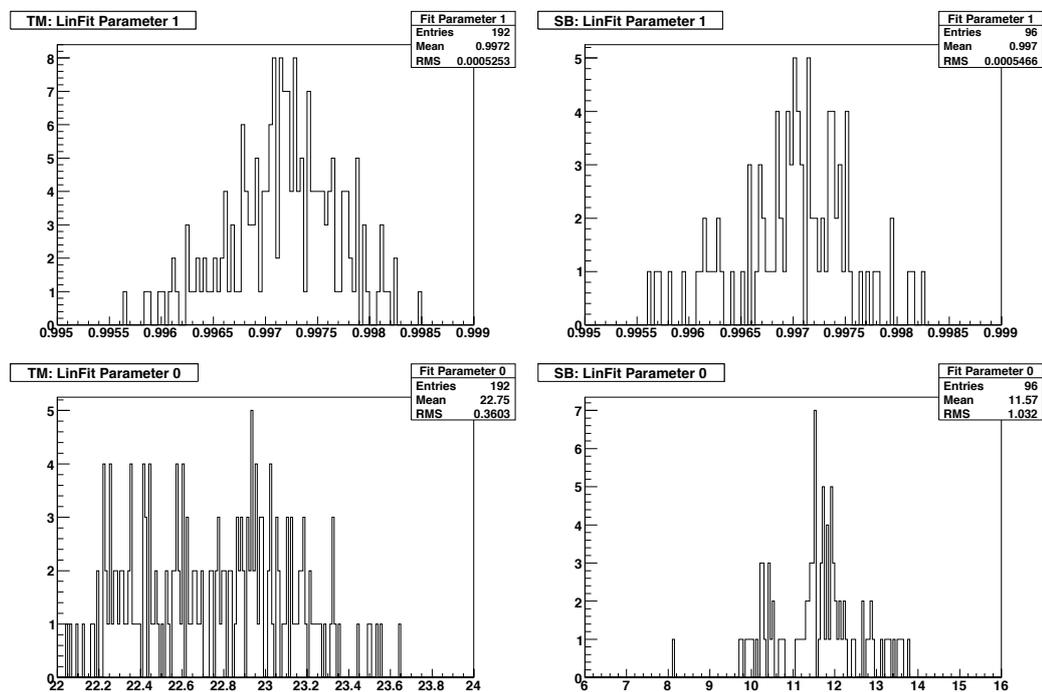


Abbildung 5.11: Die Verteilung der Steigungen. Links für die TM-Messung. Rechts für die SB-Messung.

in Abbildung 5.11 die Verteilung der Y-Achsenabschnitt gezeigt. Der deutlich unterschiedliche Y-Achsenabschnitt ist durch die verschiedenen Aufbauten zu begründen. Bei der TM-Messung wurden Start- sowie Stop-Signal auf dem TDC generiert. Bei den SB-Messungen wurde dazu noch die Laufzeit im OTB-Slave vernachlässigt. Aus der Abbildung 5.11 ergibt sich der mittlere Anstieg zu  $m = 0,9972 \pm 0,0005$  für die TM-Messung und zu  $m = 0,9970 \pm 0,0006$  für die SB-Messung.

<sup>34</sup>Parameter 1 ist die Steigung der Geraden, Parameter 0 der Y-Achsenabschnitt.

Neben der Qualität der linearen Abbildung kann mit den durchgeführten Messungen auch die Auflösung  $\sigma_{\text{TDC}}$  bestimmt werden. Die Auflösung wurde für jeden Kanal und jede Verzögerung separat bestimmt. Die gemessenen Zeiten wurden für jede gewählte Verzögerung und jeden Kanal in je ein Histogramm gefüllt, ROOT bestimmt dann automatisch den Mittelwert dieses Histogramms sowie dessen Standardabweichung (wird von ROOT als RMS bezeichnet, diese Bezeichnung ist historisch bedingt). Die

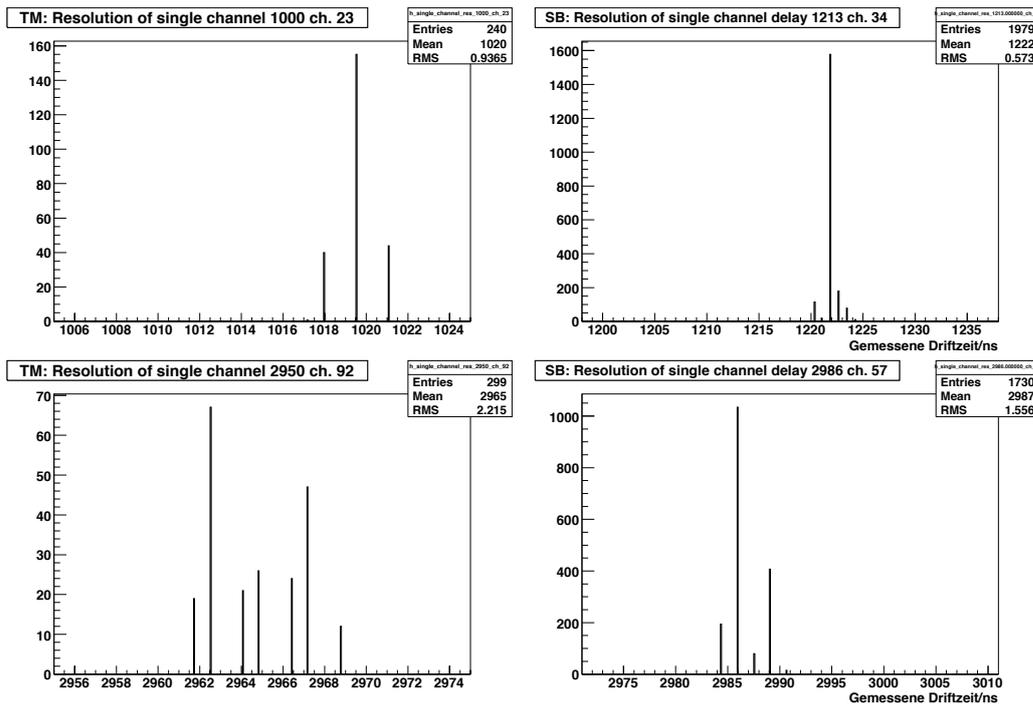


Abbildung 5.12: Einige exemplarische Histogramme zur Bestimmung der Auflösung des TDCs. Auf der linken Seite Beispiele aus der TM-Messung und auf der rechten aus der SB-Messung. Oben jeweils ein Kanal mit guter ( $< 1,5$  ns) und unten einen Kanal mit schlechter Auflösung ( $> 1,5$  ns). Für die beiden unteren Beispiele ist eine Doppelppeak-Struktur zu erkennen.

Standardabweichung gibt die Auflösung des Kanals zur entsprechenden Verzögerung wieder. In Abbildung 5.12 sind exemplarisch einige dieser Histogramme abgebildet. Hier ist als Beispiel auch eine der Messungen, deren resultierende Auflösung schlechter als die nominelle Auflösung  $\sigma_{\text{TDC}} = 1,5$  ns ist, abgebildet.

In Abbildung 5.13 sind die Auflösungen aller Kanäle jeweils gegen die gewählte Verzögerung aufgetragen. Ein Teil der Messungen hat eine Auflösung von  $\sigma_{\text{TDC}} > 1,5$  ns. Dieses Verhalten tritt erst für große

Verzögerungen  $\Delta t > 2000$  ns auf. Weiter fällt auf, in der TM-Messung zeigen deutlich mehr Kanäle eine schlechte Auflösung. Die große Anzahl an Kanälen mit schlechter Auflösung bei der TM-Messung, die zuerst durchgeführt wurde, motivierte überhaupt erst die SB-Messung.

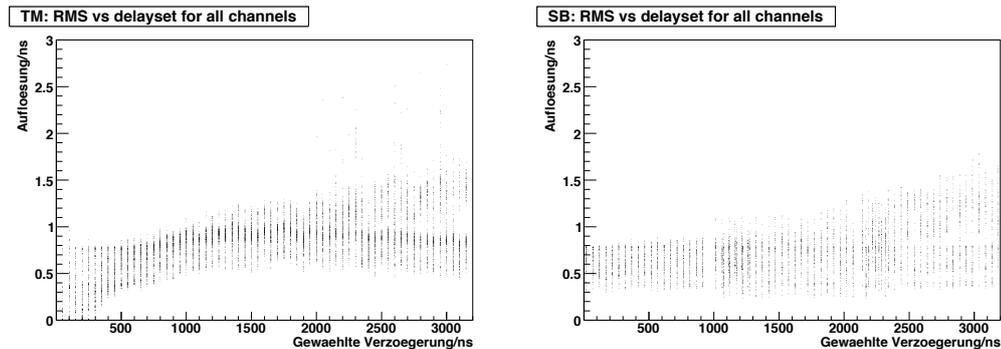


Abbildung 5.13: Der Verlauf der Auflösung für alle Kanäle gegen das gewählte Delay links für die TM- und rechts für die SB-Messung.

Betrachtet man die Messungen mit schlechter Auflösung in Abbildung 5.12 unten (jeweils eine aus der TM-Messung und eine aus der SB-Messung), so ist eine Doppelpeak-Struktur zu erkennen. Dies ist das typische Bild für Messungen mit  $\sigma_{\text{TDC}} > 1,5$  ns. Der Doppelpeak ist für die TM-Messung erheblich ausgeprägter als für die SB-Messung. Dies ist auf die Genauigkeit des Mezzanine zurückzuführen, der das Start- und das Stop-Signal generiert. Dies erklärt außerdem die Messungen mit Auflösungen  $\sigma_{\text{TDC}} > 2,0$ , die bei der SB-Messung nicht auftauchen, wohl aber bei der TM-Messung. Weiter erkennt man bei der TM-Messung insgesamt ein Ansteigen der Auflösung zu großen Zeiten. Auch dies ist auf die mangelnde Genauigkeit des Mezzanines für große Zeiten zurückzuführen.

Abbildung 5.13 zeigt für große Zeiten bei beiden Messungen eine merkwürdige Aufspaltung. Diese ist auf das unterschiedliche Verhalten der einzelnen TDC-Chips zurückzuführen. Betrachtet man nun wiederum die Auflösung gegen die gewählte Verzögerung, allerdings nur für einzelne TDC-Chips, so zeigt sich (siehe Abbildung 5.14), dass es TDC-Messkerne gibt, deren Auflösung mit steigendem  $\Delta t$  schlechter wird und solche, die eine gleichbleibende Auflösung über den gesamten Messbereich haben. In Abbildung 5.13 sind diese zusammengefasst, es ergibt sich die beobachtete Aufspaltung. Die Einträge mit schlechter Auflösung gehören bis auf wenige Ausnahmen zu den „schlechteren“ TDC-Messkernen. Das Auftreten der „schlechteren“ TDC-Messkerne ist auf die Kalibrierung zurückzuführen. In der Kalibrierung bestimmt der Kalibrierkanal den Kalibrierwert **EIC**

für eine Driftzeit von  $1,6 \mu\text{s}$  und bestimmt hieraus den Kalibrierfaktor  $KF$  für jeden Kanal. Da der Kalibrierfaktor linear in die Berechnung des Messwertes eingeht, ergibt sich für große Zeiten ein entsprechend großer Sprung, falls die äußeren Bedingungen gerade so sind, dass die Kalibriermessung einmal gerade EIC und einmal gerade EIC+1 ergibt. Dieses Verhalten ist in Abbildung 5.15 zu beobachten. Würde man diese Messungen bei einer anderen Temperatur durchführen, so würde andere TDC-Messkerne dieses Verhalten zeigen.

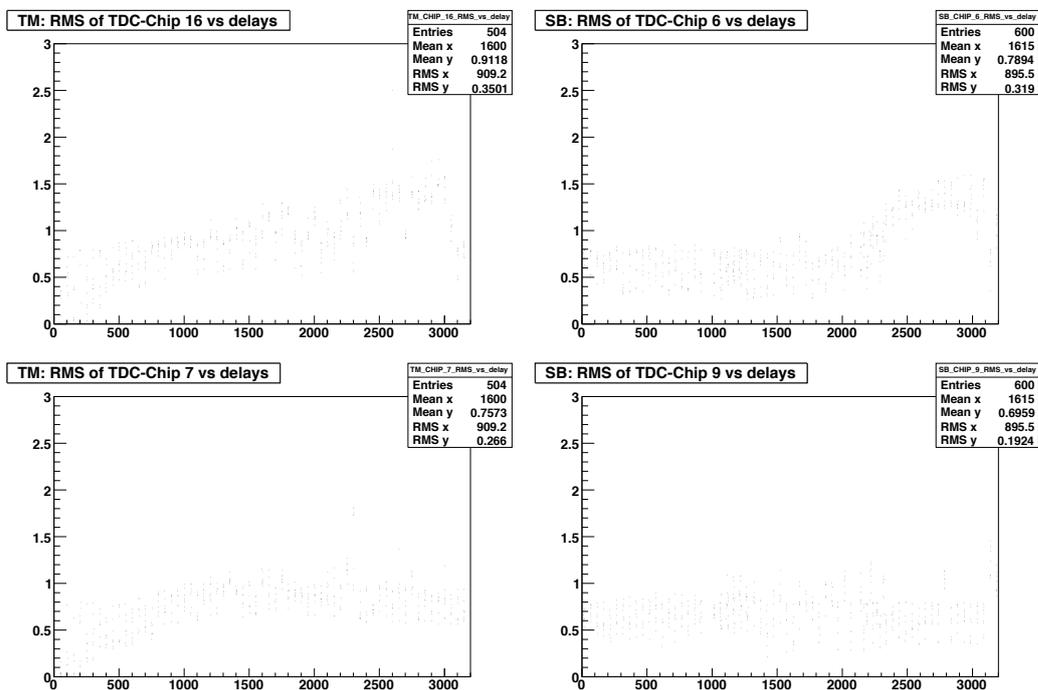


Abbildung 5.14: Verlauf der Auflösung für jeweils einen TDC-Chip auf dem TDC-Board. In der oberen Reihe befinden sich Chips, deren Auflösung sich zu großen Zeiten verschlechtert, in der unteren Reihe Chips, deren Auflösung weitestgehend konstant über den gesamten Messbereich ist. Links jeweils aus der TM-Messung und rechts aus der SB-Messung.

Wie in 4.2.2 beschrieben, wird das Triggersignal im OTB verzögert. Unter Berücksichtigung dieser Verzögerung ( $2 \mu\text{s}$ ) kann man nun die maximale Zeitdifferenz zwischen dem Start-Signal vom Draht und dem vom OTB generierten Stop-Signal zu ebenfalls  $2 \mu\text{s}$  bestimmen. Demnach sind alle Messungen mit  $\sigma_{\text{TDC}} > 1,5 \text{ ns}$  in dem Messbereich des TDCs, in keine realen Driftzeiten fallen.

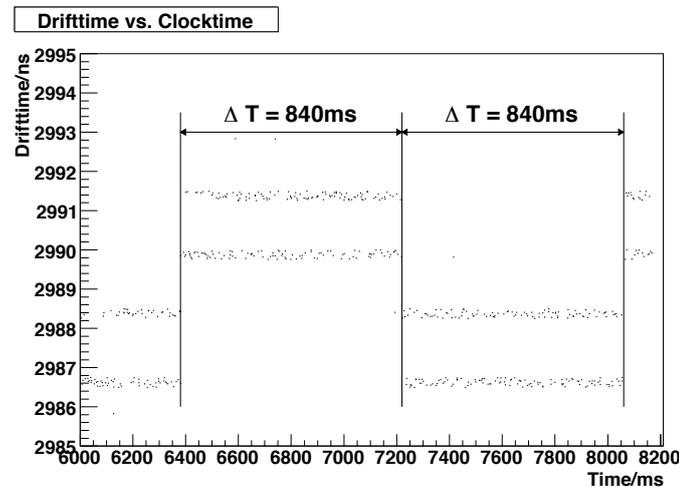


Abbildung 5.15: Korrektur der Driftzeit exakt alle 840 ms.

### 5.5.2 Totzeitmessung

Mit Hilfe des TDC-TM konnte die Totzeit der OPERA-TDCs bestimmt werden. Der Test-Pattern Typ 0 (siehe Anhang A) fand dabei Verwendung. Dieser füllt in 2 aufeinanderfolgenden Ereignissen die Result-Register der TDC-Messkerne. Sind diese gefüllt, so akzeptiert der TDC-Kern keine Start-Signale. Der Abstand zum dritten Ereignis kann variiert werden. Da bei allen drei Ereignisse unterschiedliche Driftzeiten generiert werden, kann leicht der Anteil an registrierten dritten Ereignisse ausgezählt werden. Dieser Anteil ist in Abbildung 5.16 dargestellt. Die Verzögerung für das dritte Ereignis konnte in 10 ns Schritten variiert werden. Man sieht für eine Verzögerung von  $7,94 \mu\text{s}$  werden vom TDC alle dritten Ereignisse registriert. Bei einer erwarteten Ereignisrate von etwa 10 Hz ist demnach eine totzeitfrei Auslese möglich.

### 5.5.3 Temperaturkorrektur

Da die Zeitmessung im TDC-Kern temperaturabhängig ist, besitzt wie oben beschrieben jeder TDC-Kern neben den acht Messkanälen einen Kalibrier-Kanal. Dieser führt periodisch alle 840 ms eine Kalibriermessung durch. Nach dieser berechnet die ALU die neuen Kalibrierfaktoren, mit diesen wird dann das Messergebnis in der ALU berechnet. Um diese Temperaturkorrektur zu überprüfen, wurde eine Messung durchgeführt, in der einer der TDC-Chips

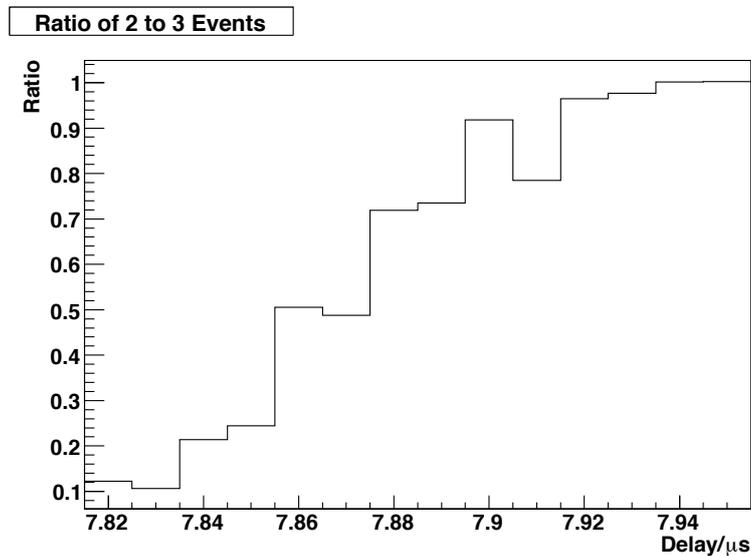


Abbildung 5.16: Anteil der vom TDC korrekt registrierten dritten Trigger. Ab einer Verzögerung von  $7,94 \mu\text{s}$  werden alle dritten Trigger registriert. Diese Zeit ist demnach die Totzeit für drei aufeinanderfolgende Ereignisse.

mit Kühlspray gekühlt wurde, während er ständig dieselbe Messung mit Hilfe des SB-Aufbaus durchführt.

In Abbildung 5.17 sind die Driftzeiten der Kanäle des gekühlten TDC-Messkerns dargestellt. Zu Beginn der Messung ist das ordnungsgemäße Auslesen der eingestellten Verzögerung gewährleistet. Ab etwa 7500 ms wird der TDC-Messkern mit dem Kühlspray gekühlt, mit einer kurzen Unterbrechung bei 8000 ms, um schließlich bei etwa 12800 ms die minimale Temperatur zu erreichen. Man sieht ein deutliches Ansteigen der Driftzeiten mit wachsender Zeit, gleichbedeutend mit sinkender Temperatur. Man sieht wie die Kalibrierung, die alle 840 ms durchgeführt wird, dies wieder korrigiert. Betrachtet man das Aufwärmen des TDC-Messkerns, so zeigt sich ein ähnliches Bild. Die Temperaturkorrektur funktioniert demnach einwandfrei.

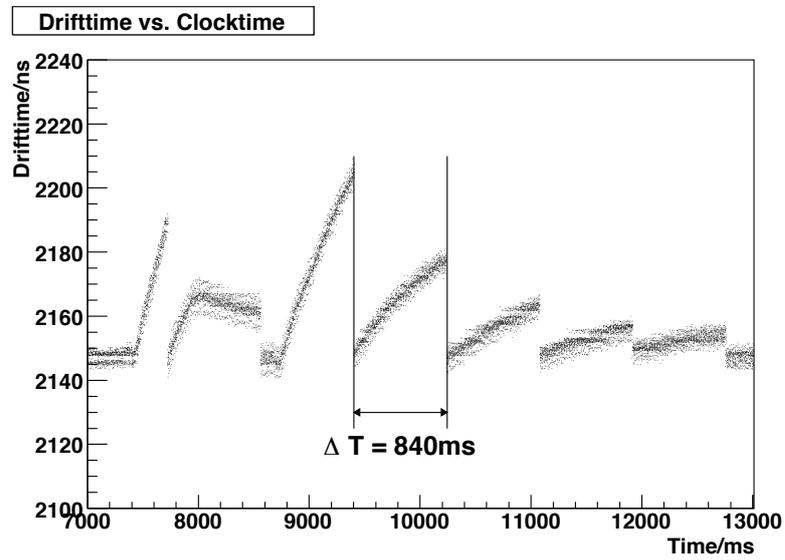


Abbildung 5.17: Verhalten des TDC-Chips beim Kühlen. Die gemessene Driftzeit steigt mit fallender Temperatur, sie wird durch die Kalibrierung alle 840 ms wieder „zurückgeholt“.

# Kapitel 6

## Inbetriebnahme und Funktionsprüfung des OPERA-PT

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der OPERA-PT in Betrieb genommen und zahlreiche Kinderkrankheiten des Systems erkannt und so gut es ging behoben. Der Datennahme-Betrieb wurde bei einer kurzen Strahlzeit im Juli 2006 aufgenommen. Zu dieser Zeit waren lediglich ein paar der Module des OPERA-PT bereits mit Vorverstärker-Boards ausgestattet. Es folgte eine Reihe von weiteren Messzeiten, in denen weitere Teile des PT in Betrieb genommen wurden. Im Februar 2008 schließlich wurde ein letzter Datennahmelauf durchgeführt. Dieser markiert das Ende der erfolgreichen Inbetriebnahme des OPERA-PT.

Auch wenn sich die einzelnen Komponenten bereits seit 2005 an den verschiedenen Testständen in Hamburg im Messbetrieb befinden und ihre generelle Funktionstüchtigkeit gezeigt haben, treten bei der Inbetriebnahme eines Detektors mit immerhin 105 TDCs und insgesamt 9504 Kanälen meist Effekte auf, die bis dahin nicht beobachtet wurden. Diese Effekte sollen auf den nächsten Seiten beschrieben werden, sowie einige der Maßnahmen und Tests, die durchgeführt wurden, um die Inbetriebnahme im Februar 2008 abzuschließen. Weiter entstand im Rahmen der Inbetriebnahme ein Programm zur Untersuchung der Datenqualität des OPERA-PT, dessen Ergebnisse hier vorgestellt werden sollen. Es wird auch ein kurzer Blick auf die Winkelverteilung, sowie die Vorzeichen der Ladung der nachgewiesenen Myonen soweit möglich, geworfen. Da der Prozess der Kalibrierung und des Alignierens noch nicht abgeschlossen ist, sind diese Ergebnisse als vorläufig zu betrachten.

## 6.1 Die Inbetriebnahme

### 6.1.1 Juli bis Oktober 2006

Die Inbetriebnahme erfolgte in mehreren Schritten. Zunächst erfolgte im Juli/August 2006 die Inbetriebnahme von einigen Modulen des OPERA-PT. Es standen zunächst nicht ausreichend viele Vorverstärkerplatinen zur Verfügung, um mehr Sensoren in Betrieb zu nehmen. Diese Messzeit war lediglich ein paar Tage lang, wobei der PT nicht durchgängig lief. In dieser Messzeit wurden das erste Mal mehr als 2 Module und somit mehr als ein TDC-Board, sowie mehr als ein OSUB betrieben. Das OTB wurde in dieser Zeit erstmals mit den Signalen von den RPC-TBs betrieben, wodurch ein erster Meilenstein erreicht wurde.

Im nächsten Schritt wurde im September 2006 das komplette erste Supermodul in Betrieb genommen und zwei Wochen lang betrieben. Hier traten Effekte auf, die an den Test-Setups in Hamburg bisher nicht beobachtet worden waren. Es stellte sich heraus, dass aufgrund einer fehlerhaften Programmierung der FPGAs auf den OSUBs die Zuordnung der CAN-Adressen zu den jeweiligen OSUBs nicht einwandfrei funktionierte und dadurch vereinzelt an den Diskriminatoren keine Schwellenspannung anlag. Dieses Problem wurde nach der Messzeit durch ein erneutes Programmieren der FPGAs der OSUBs behoben. Weiter wurde immer wieder ein plötzliches Ansteigen der Triggerrate von wenigen Hz auf einige kHz beobachtet. Dies führte minütlich zum Beenden der Datennahme des OPERA-PT, da alle Sensoren des OPERA-PT ihre Verbindung zum Event-Builder trennten. Da ein plötzliches Ansteigen der Raten in den Signalen der RPC-TBs nicht zu beobachten war, wurde zunächst davon ausgegangen, dass hier ein Fehler in der Logik des OTBs vorliegt. Es stellte sich später heraus, dass das OTB immer dann Triggerraten von einigen kHz generiert, wenn die Breite der Eingangspulse, also die Breite der Signale von den RPC-TBs, nicht der nominellen Breite entsprachen. Um dieses Verhalten zu verhindern, wurde das OTB später umprogrammiert. Außerdem wurde die Pulsbreite aller RPC-TBs überprüft und gegebenenfalls korrigiert.

Da in dieser Konfiguration keine stabile Datennahme möglich war, musste ein alternativer Trigger aufgebaut werden. Mit diesem wurden praktisch die gesamte Messzeit über Daten genommen. Ein Bild sowie eine Skizze des alternativen Triggeraufbaus ist in 6.1 zu sehen. Mit Hilfe von Alessandro Paoloni vom LNF<sup>1</sup> konnte kurzfristig einer realisiert werden. Es wurde lediglich eine Triggerstation für den gesamten Detektor aufgebaut, diese

---

<sup>1</sup>Laboratori Nazionale di Frascati



Abbildung 6.1: Aufbau des alternativen Triggers.

wurde mit den RPC-TBs von insgesamt 7 Ebenen verbunden und mit einer 4-aus-7-Majoritätslogik mit einem Koinzidenz-Gatter von 100 ns Gatterweite betrieben. In dieser Konfiguration erreichte die Datennahme eine sehr hohe Stabilität. Da mit einer 4-aus-7-Majorität gemessen wurde, waren die erreichten Raten mit etwa 0,04 Hz erheblich niedriger als in späteren Messzeiten mit einer 2-aus-3-Majorität. Die in dieser Messzeit durchgängig ohne Magneten gewonnenen Daten können sehr gut als Referenzmessungen für spätere Messungen mit Magnet-Verwendung finden. Bei Vergleichen muss dann allerdings die niedrige Rate berücksichtigt werden. Betrachtet man die Hitmap in Abbildung 6.2, so fällt auch deutlich die hohe Anzahl an Einträgen für den ersten Sensor auf (Channel 1-96). Für diesen Sensor waren die Diskriminatorschwellen gesetzt. Die Ursache hierfür liegt in der fehlerhaften Adresszuordnung der CAN-Receiver auf den OSUBs. Diese führte dazu, dass vereinzelt keine Schwellen gesetzt wurden.

Aufgrund des beginnenden Strahlbetriebs am CNGS musste dieser Trigger ohne detaillierte Untersuchung unverzüglich in Betrieb genommen werden. Da der Fehler in der Programmierung des OTB zeitig nach der Messzeit gefunden wurde, war eine eingehende Studie des vorläufigen Triggers ebenfalls nicht mehr nötig.

Insgesamt war die Messzeit im September etwa zwei Wochen lang. Von diesen sollte der CNGS-Strahl mindestens eine Woche lang Neutrinos in Richtung Gran Sasso emittieren, aufgrund eines defekten Kühlkreislaufs am

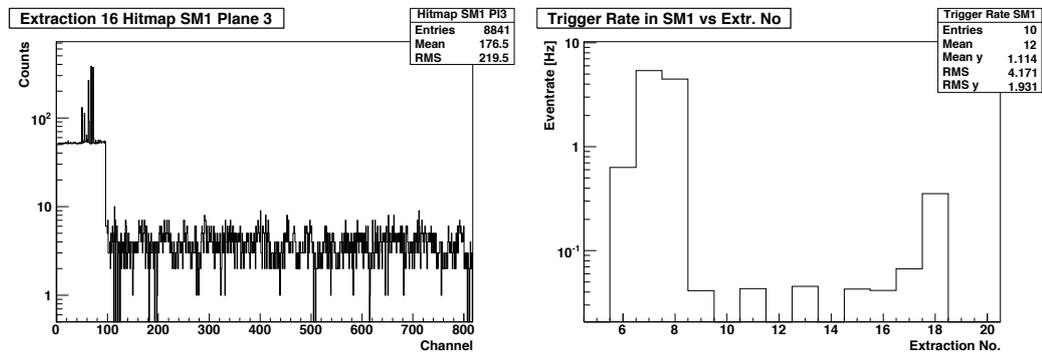


Abbildung 6.2: Links die Hitmap einer der Ebenen im Magneten für eine der Extractions der Messzeit im September 2006. Rechts ist die mittlere Triggerrate pro Extraction angegeben. Bei dieser Messzeit wurden der OPERA-PT nicht durchgängig den ganzen Tag betrieben, die Lücken bei Extraction 10, 12 und 14 entsprechen der entfallenen Zeit in der Nacht. Ab Extraction 9 wurde hier mit dem alternativen Trigger gemessen.

CERN wurde der Strahl schon nach wenigen Tagen wieder abgeschaltet. Daraufhin wurde beschlossen, den Detektor noch eine weitere Woche zu betreiben, dies allerdings ohne Magnetfeld. Die hieraus gewonnenen geraden Spuren der kosmischen Myonen dienen zum Alignieren des OPERA-PT. Die Positionen der einzelnen Module wurde zwar nach der Installation mit einem TDA auf bis zu  $300\ \mu\text{m}$  genau bestimmt, für die Position jedes einzelnen Drahtes ergibt dies eine Genauigkeit von etwa  $600\ \mu\text{m}$ . Mit kosmischen Myonen erreicht man bei ausreichender großer Statistik eine deutlich höhere Genauigkeit. Im Moment wird durch das Alignment mit kosmischen Myonen eine Positionsgenauigkeit jedes einzelnen Drahtes von etwa  $300\ \mu\text{m}$  erreicht. Diese Positionen wurden von Yuri Zaitsev, Irina Rostovtseva und Dmitri Goloubkov bestimmt und von Björn Wonsak und Martin Hierholzer in das OPERA-Software Paket OpRelease eingepflegt. Die Daten, die im November 2006 gewonnen wurden, sind für das Alignment im ersten Supermodul nach wie vor die wichtigsten, da aufgrund des fehlenden Magnetfeldes ein Alignieren auch zwischen HPT2 und HPT3 sowie HPT4 und HPT5 möglich ist.

### 6.1.2 April 2007

Die nächste Messzeit mit kosmischen Myonen folgte in den letzten Aprilwochen 2007. In dieser Messzeit wurde keine gute Stabilität in der Datennahme erreicht. Nach der Messzeit stellte sich heraus, dass bei

einigen der RPC-TBs keine Diskriminatorschwellen gesetzt worden waren, so dass die resultierenden Triggerraten bei nomineller Konfiguration der OTBs keine stabile Datennahme ermöglichten. Oft lief die Datennahme nur mit wenigen Stunden pro Tag. Weiter stellte sich heraus [75], dass die verschiedenen Verzögerungen auf den OTBs nicht ordnungsgemäß eingestellt waren, weshalb ein für die Rekonstruktion essentieller Zeitnullpunkt nicht definiert war. Die Daten aus dieser Messzeit im April wurden deshalb bisher nicht weiter untersucht.

### 6.1.3 Juli 2007

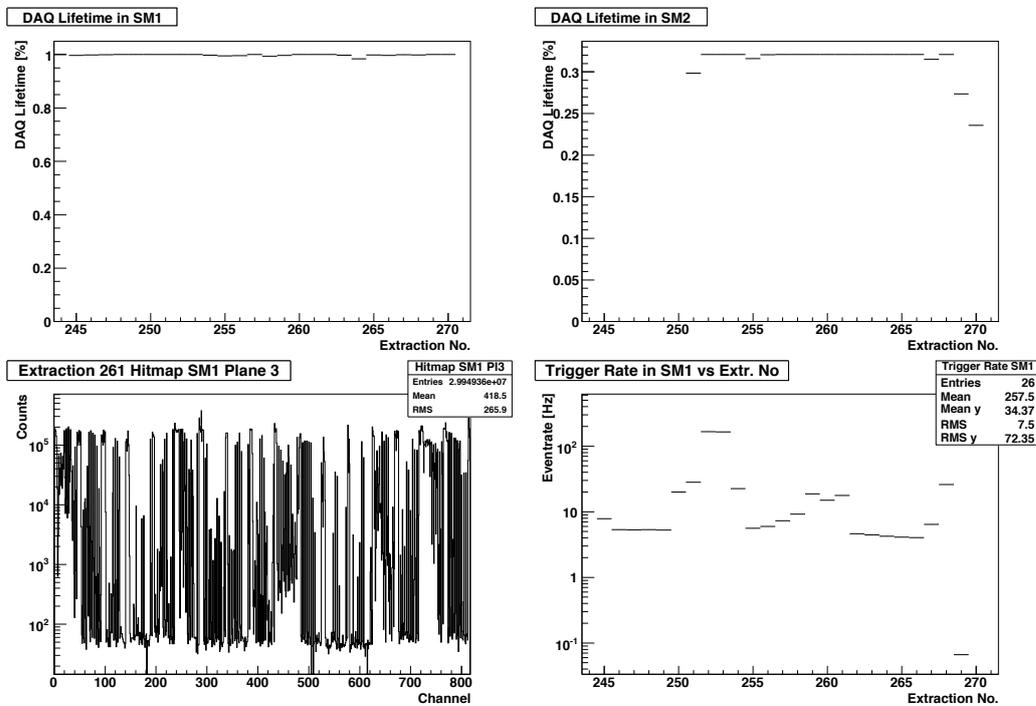


Abbildung 6.3: Die DAQ-Lifetime links für Supermodul 1 und rechts für Supermodul 2.

Nachdem die Probleme in den RPC-TBs verstanden und behoben waren und auch das Timing des Triggersystems nunmehr verstanden war, folgte im Juli eine weitere Messzeit. In dieser lief die Datennahme OPERA-PT erstmals unter Verwendung aller dafür entwickelten Komponenten über Tage praktisch fehlerfrei und ohne Unterbrechung. In Abbildung 6.3 ist die relative Laufzeit der Datennahme dargestellt. Man sieht deutlich, dass die

Datennahme über die gesamte Messzeit sehr stabil lief. Eines der Ziele dieser Messzeit war es, einen Arbeitspunkt für die Schwellen der RPC-TBs zu finden. Dieser Scan wurde in den Extractions 260-264 durchgeführt. Für diese Extractions kann man in Abbildung 6.3 z.T. eine stark erhöhte Rate beobachten. Die Effizienz des Triggers für verschiedene RPC-TB-Schwellen wurde in [36] untersucht und keine Unterschiede festgestellt. Abgesehen von den oben genannten Extractions erreichte man in dieser Messzeit über weite Strecke eine stabile Triggerrate.

Neben den Untersuchungen zur Schwelle der RPC-TBs wurde in dieser Messzeit noch das Rauschverhalten der Ebenen innerhalb des Magneten untersucht. Alle in diesem Zusammenhang durchgeführten Messungen sind in Abschnitt 6.2 beschrieben. Alle vorher beobachteten Effekte, wie die hohen Triggerraten, die durch das OTB verursacht wurden, und das nicht immer einwandfrei funktionierende Adressieren der CAN-Receiver auf den OSUBs, waren verstanden und behoben. Die Datennahme lief in dieser Messzeit sehr stabil und erreichte sehr gute relative Laufzeiten, wie in Abbildung 6.3 zu sehen ist. Insgesamt erreicht in dieser Messzeit die Datennahme eine relative Laufzeit von über 99%. Die in Abbildung 6.3 zu erkennenden Einbrüche sind auf Fehler in den Rohdaten zurückzuführen. Deren Ursache liegt in einem Fehler in der Clock-Distribution. Die Sensoren konnten deshalb keinen UNIX-Zeitstempel generieren. Dieses Problem ist bekannt und in späteren Messzeiten wird den Hits zusätzlich zu der lokalen Zeit der Sensoren noch die lokale Zeit des Event-Builders zugeordnet, so dass es im Fall einer Unterbrechung des Clock-Distribution-Netzwerks eine Backup-Lösung gibt.

Nachdem während der Messzeit im September 2006 Daten zum Alignieren des ersten Supermoduls gesammelt wurde und diese mittlerweile auch in die Rekonstruktionssoftware implementiert wurden, gelang es in dieser Laufzeit auch auf Anhieb, die nominelle Auflösung im OPERA-PT zu erreichen. Ein Beispiel für die Auflösung während dieser Messzeit ist in Abbildung 6.4 zu finden. Beim Bestimmen dieser Auflösung wurden unterschiedliche Schnitte bei der Rekonstruktion angewandt.

#### **6.1.4 September - November 2007**

Der Abschluss der Inbetriebnahme sollte in einer Messzeit, die vom 5. September 2007 bis zum 3. November 2007 andauerte, erfolgen. In dieser Phase der Inbetriebnahme wurde erstmals der gesamte OPERA-PT betrieben sowie die Magneten der Spektrometer ohne Unterbrechungen betrieben. In dieser Messzeit sollte zunächst in einem zweiwöchigen Cosmic-Run die Inbetriebnahme des OPERA-PT abgeschlossen werden, um im

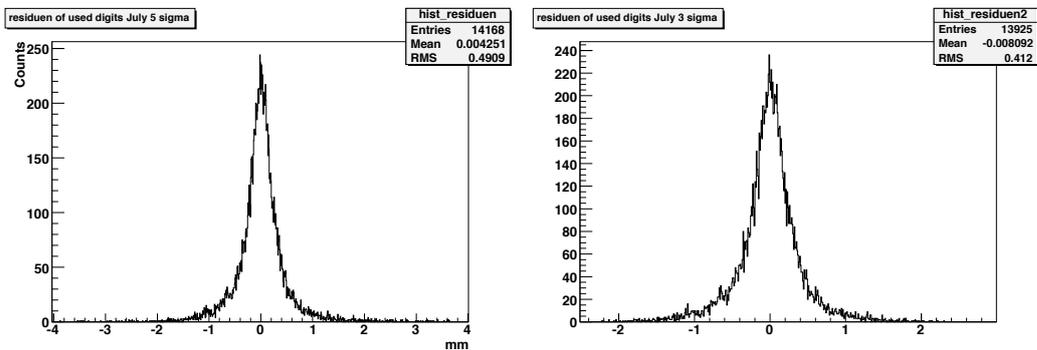


Abbildung 6.4: Die Residuen der Rekonstruktion für verschiedene Schnitte in der Rekonstruktion.

Anschluss daran bei nomineller Luminosität des CNGS Neutrinos am LNGS nachzuweisen.

Gleich zu Beginn stellte sich heraus, dass die Datennahme nicht dieselbe Stabilität erreichte wie im Juli 2007 (siehe Abbildung 6.5). Zum einen brachen verschiedene Sensoren ihre Verbindung zum Event-Builder immer wieder ab, außerdem kam es wiederholt zu Abstürzen des Event-Builders. Diese führten wiederholt zum Ausfall der gesamte Datennahme. Solch ein Verhalten war bisher nicht beobachtet worden, da der Event-Builder des OPERA-PT vorher nicht im Global-Manager-Modus betrieben wurde, demnach keinen Einfluss auf die übrigen Event-Builder hatte. Bringt nun jedoch der OPERA-PT Event-Builder den Global-Manager zum Absturz, so sind davon auch alle anderen Event-Builder betroffen. Diese Messzeit war die erste, in der alle elektronischen Subdetektoren gemeinsam vom Global-Manager gesteuert wurden. Zuvor war lediglich der TT im Global-Manager Modus ausgiebig getestet worden. Eine weitere Neuerung war die Verwendung der Oracle-Datenbank. In vorherigen Messzeiten wurde noch eine MySQL-Datenbank verwendet. Die relative DAQ-Laufzeit ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Man sieht deutlich, dass für einzelne Extractions die relative Laufzeit der Datennahme in Supermodul 1 weniger als 50% beträgt und für das Supermodul 2 sogar bis auf 20% sinkt. In den ersten 20 Tagen der Datennahme (Extraction 340-380) erreicht die Datennahme im Mittel eine relative Laufzeit von  $\sim 85\%$  in Supermodul 1 und lediglich 53% in Supermodul 2. Angestrebt sind Ausfallraten von weniger als 1%.

Die niedrige relative Laufzeit wird vor allem durch die hohe Rauschrate induziert, die immer wieder dazu führt, dass Sensoren ihre Verbindung zum Eventbuilder beendeten und dann wieder neu gebootet werden mussten. Wie bereits im Juli beobachtet, ist die Rauschrate in den Ebenen innerhalb des

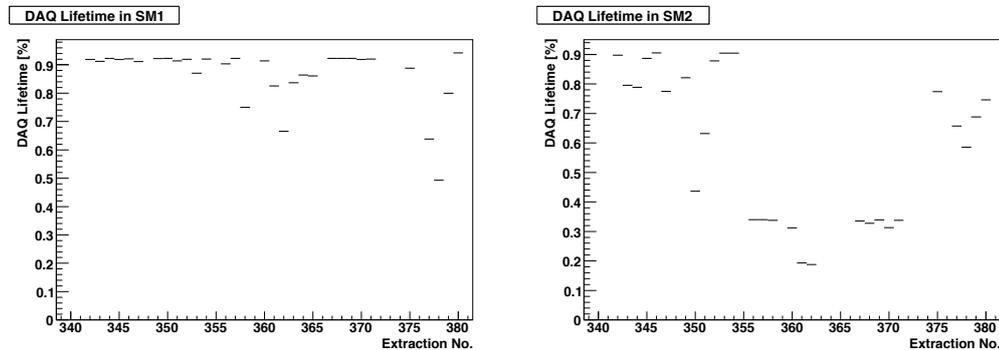


Abbildung 6.5: Die DAQ-Lifetime links für Supermodul 1 und rechts für Supermodul 2.

Magneten gegenüber den Ebenen außerhalb des Magneten deutlich erhöht. Dies ist in Abbildung 6.6 zu sehen. Hier sind die Hitmaps jeweils für das erste und das zweite Supermodul für Ebene 1 und 3 dargestellt, sowie die Treffer, die in diesen Ebenen pro Ereignis verzeichnet waren. Hier sieht man deutlich die große Anzahl an Ereignissen, bei denen 100 und mehr Kanäle der Ebene 3 im ersten Supermodul Treffer zu verzeichnen haben. Deutlich sind auch die Unterschiede in den Treffern pro Ereignis für das erste und das zweite Supermodul zu erkennen.

Um eine stabile Datennahme zu gewährleisten, wurden daraufhin verschiedene Maßnahmen zum Reduzieren der Rauschrate erprobt. Es wurde zunächst in einem Level-1-Filter versucht, ausschließlich Ereignisse zu verwenden, in denen mindestens 5, später 7 Treffer registriert wurden, die eine große Pulsweite haben. Dieser Filter wurde so gewählt, da die Treffer, die tatsächlich von einem Teilchen herrühren, zu über 90% eine große Pulsweite haben. Bei nomineller Effizienz von 99% erhält man bei einer Spur durch mindestens zwei Ebenen also mindestens 7 Treffer mit großen Pulsweiten. Es ist demnach sichergestellt, dass keine Ereignisse mit Spuren verlorengehen. Dieser Filter wurde ab Extraction 383 angewandt. Außerdem wurde eine neue Firmware für die Mezzanines des OPERA-PT verwendet. Diese sorgt dafür, dass nicht mehr jeder Sensor, der ein Common-Stop-Signal registriert hat, den dazugehörigen Zeitstempel an den Event-Builder übergibt, sondern lediglich die Sensoren, die auch Treffer zu verzeichnen haben. Mit dieser Maßnahme wird die Anzahl der Verbindungsaufbauten zwischen Sensor und Event-Builder reduziert. Da jeder Verbindungsaufbau eine gewisse Verzögerung erzeugt, wird so die Gesamtverzögerung reduziert.

Diese beiden Maßnahmen stabilisierten die Datennahme bereits erheblich, und so kann ab Extraction 383 eine deutliche Verbesserung in der Ausfallrate

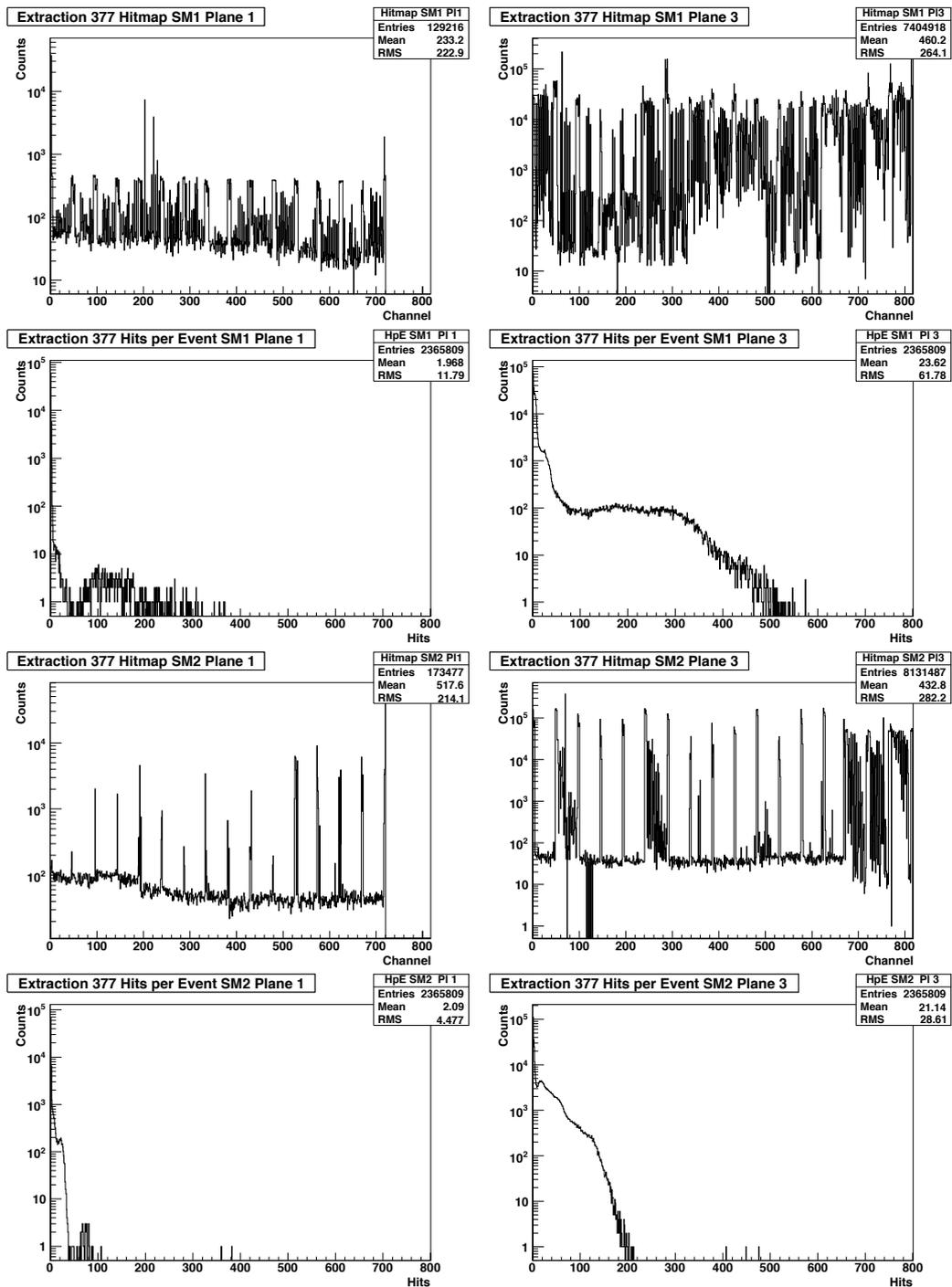


Abbildung 6.6: Die Hitmaps für Extraction 377 für die Ebenen 1 (links) und 3 (rechts) für Supermodul 1 (1.Reihe) und 2 (3.Reihe). Ebene 1 hat zwei Module weniger, weshalb hier 96 Kanäle weniger gefüllt sind. In Reihe 2 und 4 jeweils die dazugehörigen Treffer pro Ereignis.

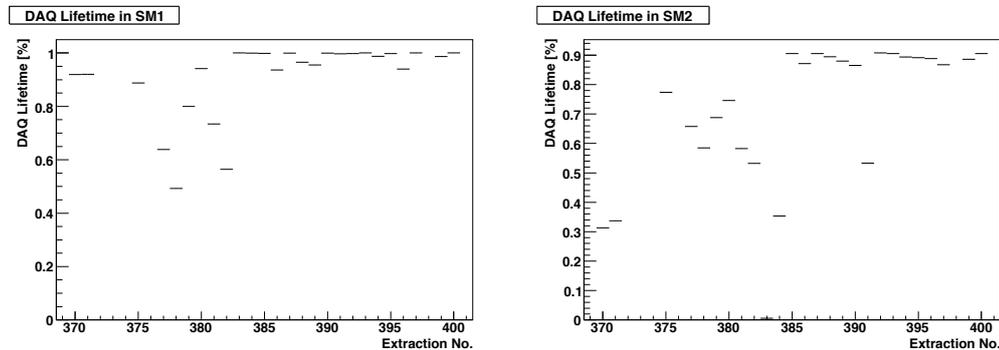


Abbildung 6.7: Die relative Laufzeit der Datennahme, links für Supermodul 1 und rechts für Supermodul 2 von Extraction 370 bis Extraction 400.

beobachtet werden (siehe Abbildung 6.7). Auch im zweiten Supermodul wurden nun relative Laufzeiten von 90% erreicht, wobei diese zu keinem Zeitpunkt besser als 90,5% wurde, da 5 Sensoren im zweiten Supermodul mit defekten Mezzanines ausgestattet waren und eine relative Laufzeit besser als 90,5% so gar nicht zu erreichen war. Auch wenn es mit den oben beschriebenen Maßnahmen gelang, die Datennahme zu stabilisieren, waren die Rauschraten innerhalb des Magneten immer noch etwa um einen Faktor 100 höher, als in den Ebenen außerhalb des Magneten. Außerdem kam es auch in der neuen Konfiguration, wenn auch nur sehr vereinzelt, zu Abstürzen der gesamten Datennahme.

Als alternative Lösung zum angewandten Level-1-Filtern wurde noch untersucht, wie sich die Erhöhung der Diskriminatorschwelle auf den Vorverstärkerboards auf die Rauschrate innerhalb des Magneten auswirkt. Bei dieser Messung stellte sich heraus, dass sich die Rauschraten bei einer Erhöhung auf 100 mV signifikant reduzieren. Über den gesamten Detektor reduzierte sich die Anzahl der Treffer pro gegebener Zeit um etwa einen Faktor 5.

In der neuen Konfiguration mit 100 mV Diskriminatorschwelle wurde der Rest der Messzeit durchgeführt. Dieser verlief sehr zufriedenstellend, und es kam zu keinen nennenswerten Unterbrechungen in der Datennahme. Zwar ist die hier beobachtete relative Laufzeit der Datennahme z.T. klein, dies ist aber auf Interventionen in einzelnen Teilen des Detektors zurückzuführen. Diese Interventionen waren möglich, da der CNGS-Strahl zu diesem Zeitpunkt aufgrund von Defekten in der Elektronik zur Steuerung des Kühlsystems abgeschaltet war. Da zu diesem Zeitpunkt noch nicht absehbar war, ob der Strahl im Laufe der folgenden Tage wieder eingeschaltet werden wird, wurde in der zur Verfügung stehenden Zeit versucht, die Rauschrate weiter

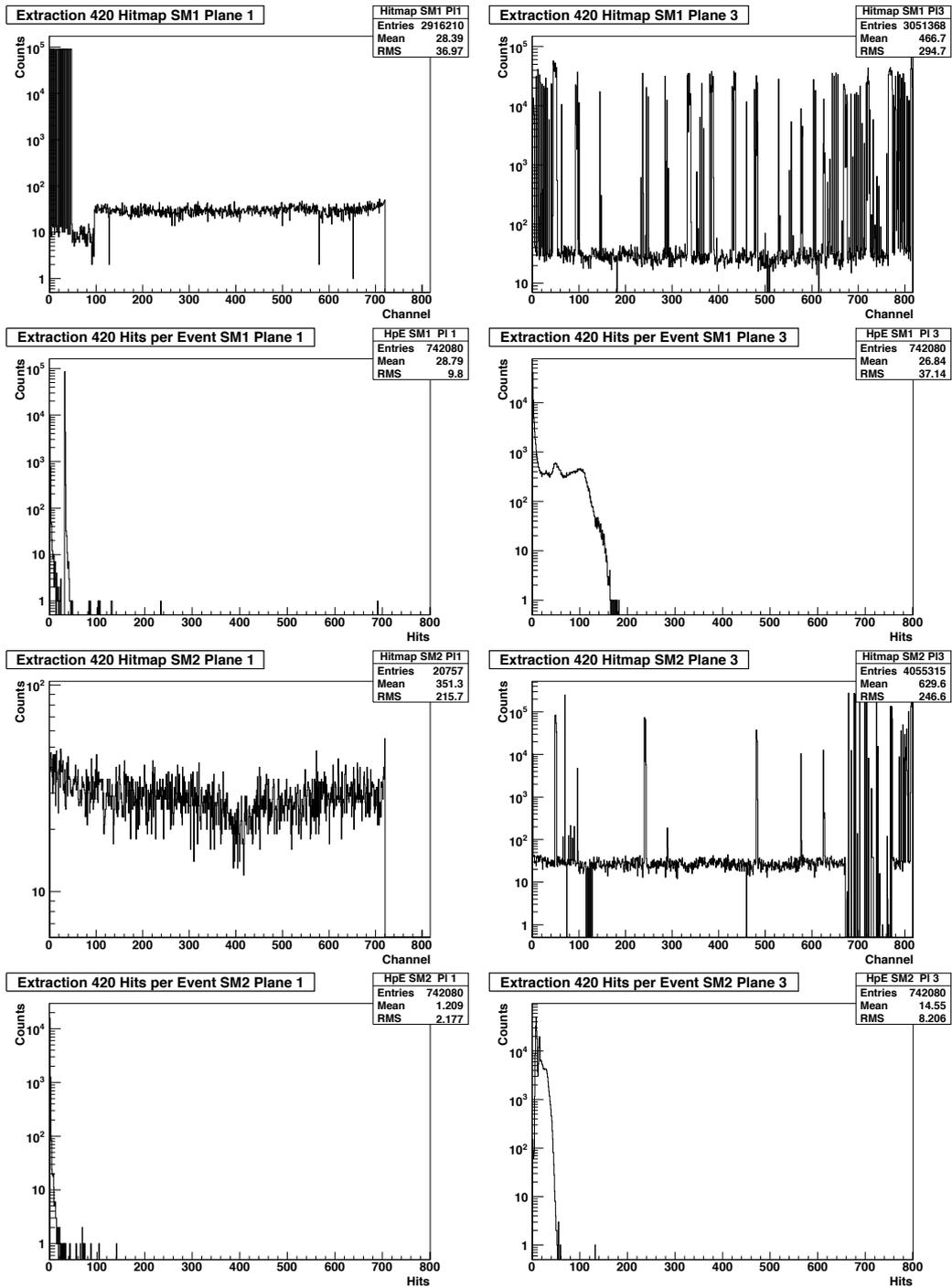


Abbildung 6.8: Hitmaps für Extraction 420 für die Ebenen 1 (links) und 3 (rechts) für Supermodul 1 (1.Reihe) und 2 (3.Reihe). Ebene 1 hat zwei Module weniger, weshalb hier 96 Kanäle weniger gefüllt sind. In Reihe 2 und 4 jeweils die dazugehörigen Treffer pro Ereignis.

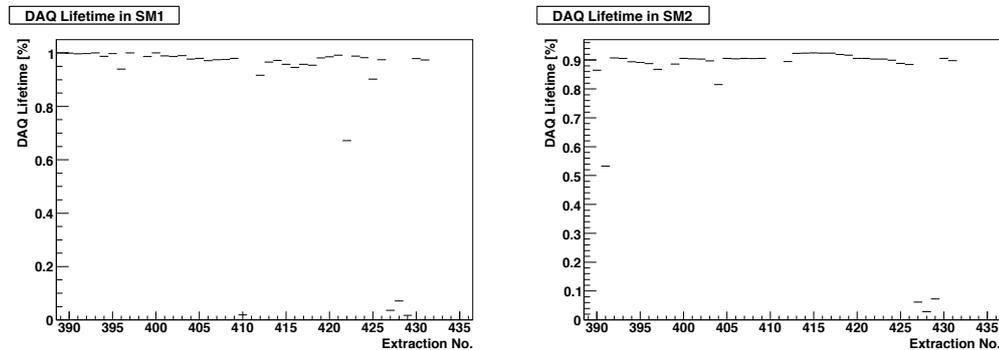


Abbildung 6.9: Die relative Laufzeit der Datennahme, links für Supermodul 1 und rechts für Supermodul 2 von Extraktion 370 bis Extraktion 400.

zu reduzieren. Zu diesem Zweck wurde die Datennahme sowohl des ersten als auch des zweiten Supermoduls wiederholt gestoppt, um verschiedene Maßnahmen zum Reduzieren des Rauschens durchzuführen. Bei diesen Interventionen stellte sich heraus, dass die Aluminiumkappen, die am oberen Ende der Module zum Schutz vor Staub und Schmutz installiert sind, nicht gut geerdet waren. Da die Untersuchungen mit improvisierter Erdung der Kappen vielversprechend aussahen, wurde Anfang November von einigen Technikern des Instituts die Erdung der Aluminiumkappen verbessert. Erste Tests ergaben direkt im Anschluss an diese Installation, dass die Erdung wiederum eine deutlich Verbesserung bewirkte.

Die neuen Diskriminatorschwellen machten eine erneute Kalibration notwendig. Zwar zeigten die bisherigen Messungen an den Testständen, dass auch mit einer Hochspannung von 2,35 kV und einer Diskriminatorschwelle von 100 mV die nominelle Auflösung erreicht werden sollte, aufgrund der geringen Anzahl an Spuren kann hier die automatische Kalibration, wie sie an den Testständen in Hamburg verwendet wird, nicht verwendet werden. Vielmehr muss die in Hamburg gewonnene Kalibration an die Bedingungen in Italien angepasst werden. Wie Abbildung 6.10 zeigt, wird auch mit den neuen Betriebsparametern zumindestens im ersten Supermodul die nominelle Auflösung erreicht. Da für das zweite Supermodul noch keine Anpassung des Alignments stattgefunden hat, wird die nominelle Auflösung hier noch nicht erreicht.

### 6.1.5 Februar 2008

Nachdem die Inbetriebnahme 2007 noch nicht abgeschlossen war, sollte in einer kurzen etwa 10-tägigen Messzeit im Februar 2008 die Inbetriebnahme

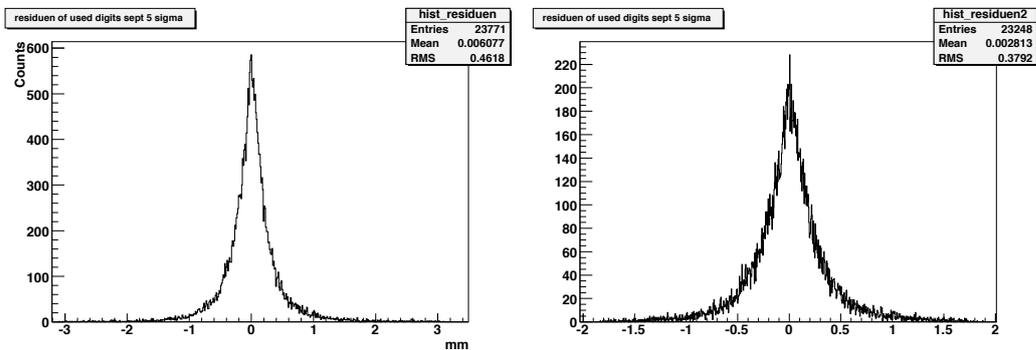


Abbildung 6.10: Die Residuen der Rekonstruktion für das erste Supermodul für verschiedene Cuts.

endgültig abgeschlossen werden. Nachdem Messungen an dem 8 m Teststand in Hamburg ergeben hatten (siehe Kapitel 7), dass eine bessere Auflösung erreicht wird, wenn man die Hochspannung um 100 V auf 2,45 kV erhöht, wurden die Betriebsparameter vor dieser Messzeit ein weiteres Mal korrigiert. Betrachtet man die relative Laufzeit in Abbildung 6.11, so fällt auf, dass die Laufzeit gerade zu Beginn der Messzeit nicht die guten Werte des letzten Jahres erreicht. In beiden Supermodulen war in der Zwischenzeit das Clock-Netzwerk neu verkabelt worden. Dies führte zu Schwierigkeiten. Diese waren ab Extraction 520 jedoch behoben und ab dann erreichte die Datennahme wieder die zuvor erreichte Stabilität. Wie schon im Vorjahr waren weiterhin ein paar defekte Sensoren im Detektor. Durch ein Vertauschen beim Auswechseln der Mezzanine waren in dieser Messzeit insgesamt acht Sensoren nicht messbereit. Einer im ersten Supermodul und 7 im zweiten. Dies gibt eine maximale relative Laufzeit von 98 % im ersten Supermodul und 87 % im zweiten. Diese Werte wurden auch erreicht. In Abbildung 6.12 ist deutlich zu erkennen, dass die Verbesserung der Erdung der Aluminiumkappen die Rauschrate weiter reduziert hat.

Nachdem die Betriebsparameter für diese Messzeit erneut geändert wurden, musste auch die Kalibration wieder angepasst werden. Abbildung 6.13 zeigt, dass auch in dieser Messzeit die nominelle Auflösung erreicht wurde. Für das zweite Supermodul sind die erreichten Auflösungen noch deutlich schlechter, dies liegt unter anderem daran, dass hier noch keine Daten zum Alignieren genommen wurden und so lediglich die Daten der TDA-Messung in die Software implementiert sind.

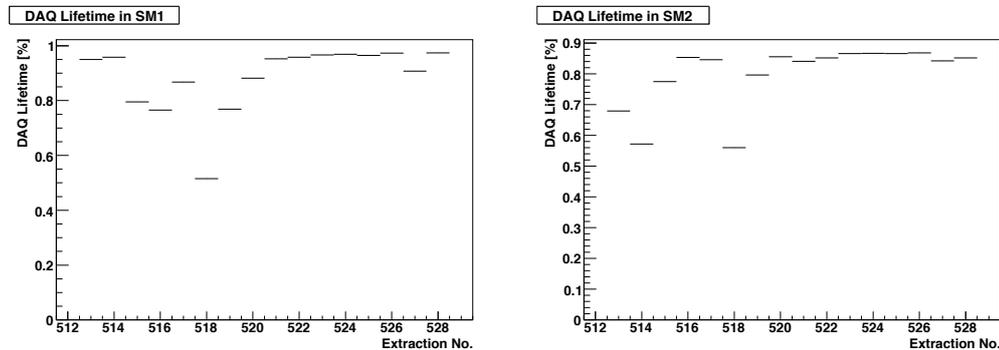


Abbildung 6.11: Die relative Laufzeit der Datennahme, links für Supermodul 1 und rechts für Supermodul 2 von Extraction 370 bis Extraction 400.

## 6.2 Untersuchung der Rauschraten im Magneten

Die hohen Rauschraten werden von den Stromversorgungen der Magneten verursacht. Diese arbeiten mit Schaltnetzteilen, die insgesamt eine Leistung von mehreren Kilowatt zur Verfügung stellen. Die hochfrequenten elektrischen Schaltvorgänge in den Schaltnetzteilen liegen im MHz-Bereich. Um den Einfluss des Magneten auf das Rauschen in den Ebenen im Magneten zu untersuchen, wurden zwei unterschiedliche Messungen durchgeführt.

Für die erste Messung wurden die Testpulse des OSUB genutzt und der Einfluss des Stromes in den Spulen des Magneten untersucht. In der zweiten Messung erzeugte das OTB zufällige Trigger, um mit diesen für verschiedene Diskriminatorschwellen die Rauschrate zu bestimmen.

### 6.2.1 Testpulsmessung

Bei der Testpulsmessung erfolgte zunächst eine Referenzmessung, bei der die Stromversorgung des Magneten komplett ausgeschaltet war. Bei eingeschalteter Stromversorgung, aber ohne Strom in den Spulen, wurde anschließend die Rauschrate bestimmt. Durch sukzessive Erhöhung des Stromflusses konnte in den weiteren Messungen die Rauschrate der Module sowohl im Magneten als auch außerhalb bestimmt werden. Bei den Messungen wurden je  $2 \times 50$  Ereignisse pro Sensor generiert. Wie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben, generiert das OSUB abwechselnd die Ereignisse für die geraden und die ungeraden Kanäle. Das Stop-Signal wird über die Backplane verteilt und erreicht alle Sensoren im jeweiligen Crate, während die Startsignale nur den zum OSUB

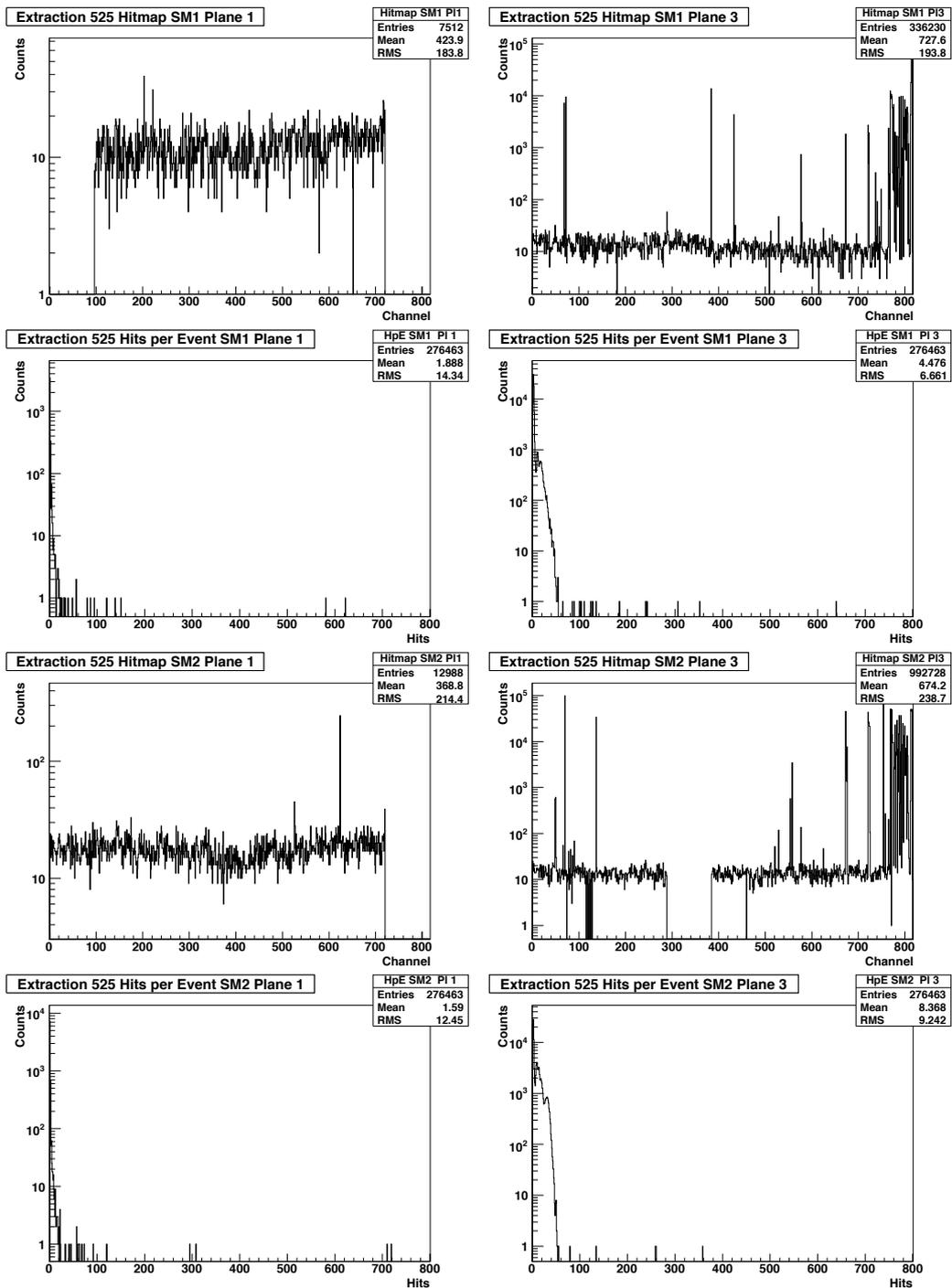


Abbildung 6.12: Hitmaps für Extraction 525 für die Ebenen 1 (links) und 3 (rechts) für Supermodul 1 (1.Reihe) und 2 (3.Reihe). Ebene 1 hat zwei Module weniger, weshalb hier 96 Kanäle weniger gefüllt sind. In Reihe 2 und 4 jeweils die dazugehörigen Treffer pro Ereignis.

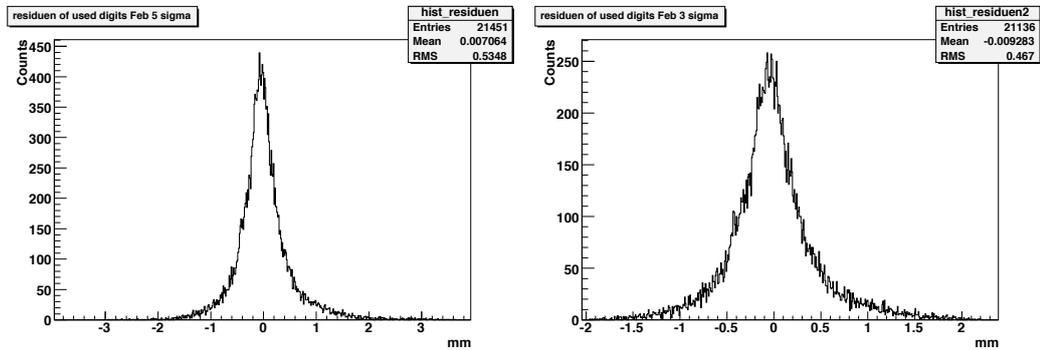


Abbildung 6.13: Die Residuen der Rekonstruktion für das erste und das zweite Supermodul für die September Messzeit mit 100 mV Diskriminatorschwelle.

gehörenden TDC erreichen. Aus diesem Grund ist die Anzahl der generierten Stop-Signale pro Sensor acht- bis neunmal höher (die Crates sind mit acht oder neun Sensoren bestückt), als die der generierten Start-Signale. Wie sich bei der Referenzmessung in Abbildung 6.14 oben links zeigt, funktionierte das Testpulssystem zum Zeitpunkt der Messung nicht einwandfrei und gerade für die Ebenen innerhalb des Magneten, deren Rauschverhalten ja untersucht werden sollte, nur zu etwa 50%. Da in der verwendeten Version des Event-Builders noch alle Sensoren, die ein Stop-Signal registriert haben, mit dem dazugehörigen Zeitstempel in der ASCII Datei zu finden sind, kann hier leicht überprüft werden, dass auch die Sensoren, die in der Referenzmessung keine Einträge haben, genau wie die “funktionierenden” Sensoren Stop-Signale mit einer Periode von 1 ms registriert haben. Demnach erreichen die entsprechenden Sensoren zwar die Stop-Signale über die Backplane, die Start-Signale wurden vom OSUB offensichtlich nicht vernünftig generiert. Dieses Verhalten ist mittlerweile behoben. Die weiteren Messungen bei lediglich eingeschaltetem Netzteil, ohne Strom in den Spulen des Magneten, zeigen eine, wenn auch geringe, Rauschrate in den Ebenen innerhalb des Magneten. Diese steigt mit wachsendem Stromfluss in den Spulen des Magneten und bereits ab 500 A ist keine Veränderung der Rauschrate mehr zu beobachten. Für die Ebenen außerhalb des Magneten ist keine Erhöhung der Rauschrate festzustellen. Nachdem die Stromversorgung des Magneten als Ursache für die hohen Rauschraten identifiziert war, sollte noch untersucht werden, ob eine Abschirmung der Spulen die Rauschrate verringert. Wie man ebenfalls in Abbildung 6.14 sieht, ist dies nicht der Fall.

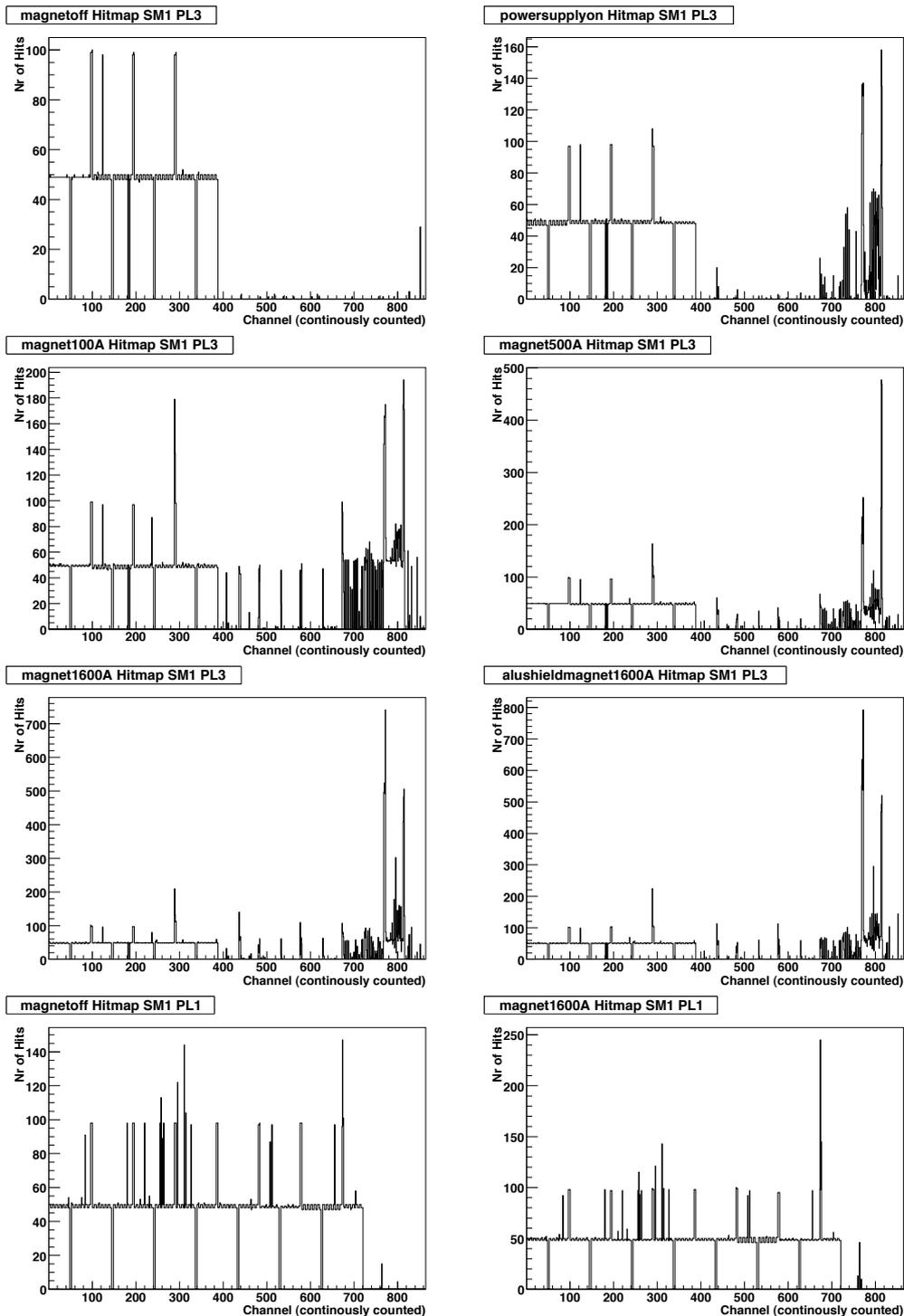


Abbildung 6.14: Hitmaps der Testpulsmessung für verschiedene Konfigurationen bei der Messung der Rausrate. Von oben links nach unten rechts: Zunächst Referenzmessung ohne Magnet für eine der Ebenen im Magneten, mit eingeschaltete Stromversorgung, 100 A, 500 A, 1600 A, 1600 A mit Aluminium Abschirmung und schließlich eine Ebene außerhalb des Magneten mit ausgeschaltetem Magneten und mit 1600 A.

### 6.2.2 OTB–Messung

Bei der OTB–Messung wurde bei nomineller Stromstärke im Magneten die Rauschrate für verschiedene Diskriminatorschwellen bestimmt. Außerdem wurde der Einfluss der Hochspannung auf die Rauschrate untersucht. Dazu war das OTB so konfiguriert, dass es jede Sekunde ein Common–Stop generiert. Es erfolgten je 3 Messungen, mit Diskriminatorschwellen von 50, 75 und 100 mV, ohne Hochspannung und mit 500 V an den Anodendrähten. Die Messungen wurde jeweils über einen Zeitraum von etwa 8 Stunden durchgeführt. Abbildung 6.15 macht deutlich, dass bereits mit einer Erhöhung der Schwelle von den ursprünglich nominellen 50 mV auf 75 mV die Rauschrate um etwa 50 % und mit einer weiteren Erhöhung der Schwellen auf 100 mV um weitere 50 % sinkt. Außerdem sind signifikante Unterschiede zwischen dem ersten und dem zweiten Supermodul zu erkennen. Im zweiten Supermodul ist die Rauschrate etwa doppelt so hoch. Bei der Inbetriebnahme dieses Magneten kam es zu deutlich größeren Schwierigkeiten als beim ersten Supermodul. Dies scheint auch die Ursache für die höhere Rauschrate zu sein. Es zeigte sich, dass die Hochspannung keinen Einfluss auf das Rauschverhalten hatte.

Die Messungen bezüglich der Rauschrate für die Ebenen innerhalb des Magneten haben gezeigt, dass diese von den Schaltnetzteilen der Stromversorgung des Magneten herrührt. Wird die Diskriminatorschwelle an diese Situation angepasst, so reduziert sich die Rauschrate deutlich.

## 6.3 Abschluss der Inbetriebnahme

Betrachtet man Abbildung 6.16, so wird deutlich, dass die Ereignisse pro Extraction sich über die gesamte Zeitspanne der Inbetriebnahme nur unwesentlich ändern, sie schwanken um einen konstanten Mittelwert. Die Triggerrate ergibt sich aus dem Verhalten der RPC–TBs, ist nur in Maßen zeitlich stabil. Dagegen ist es gelungen, die Anzahl der Treffer pro Extraction im ersten Supermodul auf ein Zwanzigstel des Maximalwertes und im zweiten auf ein Zehntel zu reduzieren. Bereinigt man diese Zahlen entsprechend der Anzahl der Ereignisse, so bleibt immer noch eine Verbesserung auf nur im ersten bzw. 2,5 Ebenen. Ebenso ist es gelungen die Anzahl an rauschende Röhren im ersten Supermodul von knapp 1100 Röhren auf nur noch 70 und im zweiten von knapp 600 auf etwa 100 rauschende Röhren zu reduzieren. Die Maßnahmen zum reduzieren der Rauschrate waren demnach sehr erfolgreich. Da ein Erhöhen der Diskriminatorschwellen immer auch eine neue Kalibration erfordert und generell eine höhere Diskriminatorschwelle den

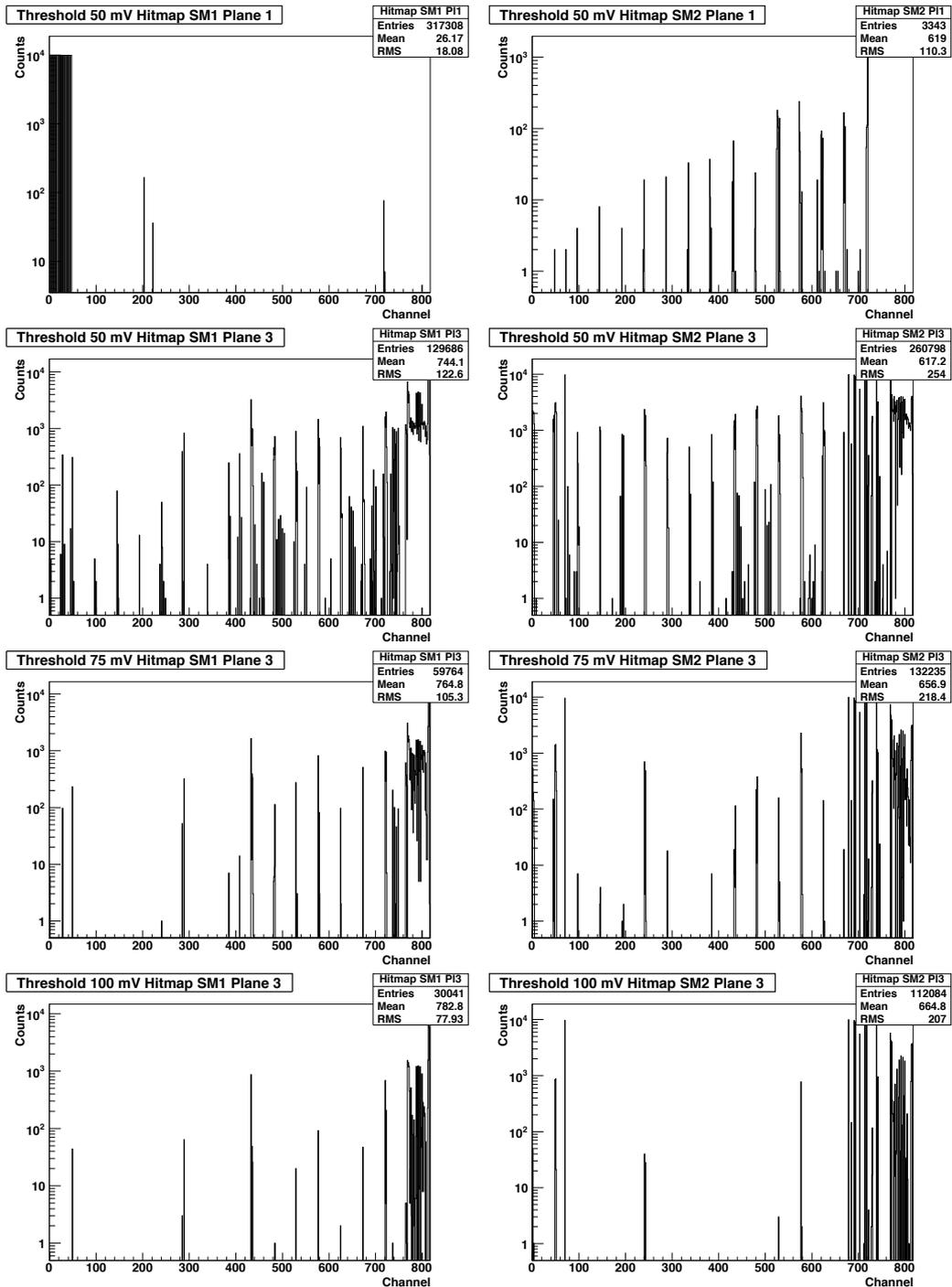


Abbildung 6.15: Hitmaps der OTB-Messung. Rechts sind jeweils Hitmaps von Ebenen aus dem ersten Supermodul zu sehen, links Hitmaps aus dem zweiten. In der obersten Reihe sieht man die Messung für eine Schwelle von 50 mV für jeweils eine Ebene außerhalb des Magneten. In den folgenden Reihe dann die Messungen für 50, 75 und 100 mV für jeweils eine Ebene im Magneten.

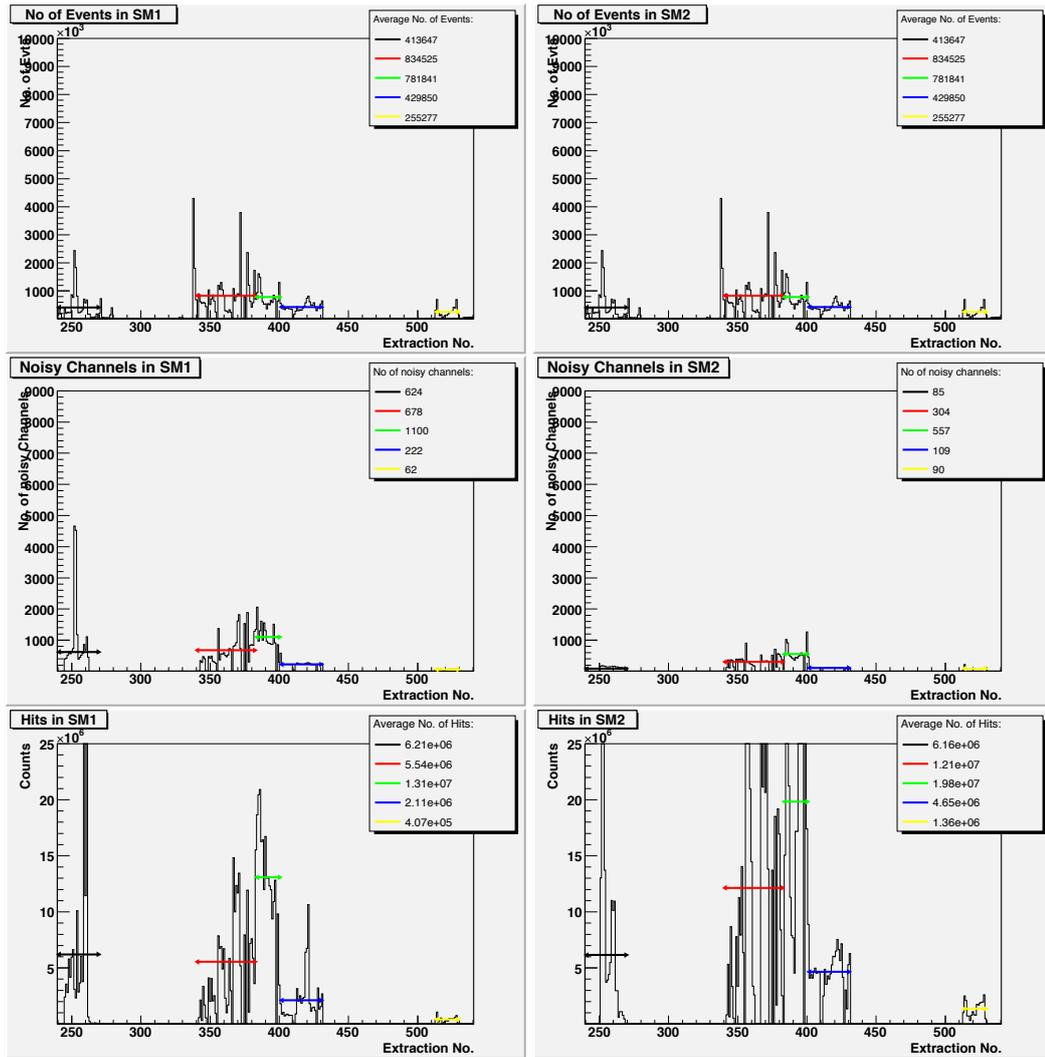


Abbildung 6.16: Übersicht über die verschiedenen Phasen der Inbetriebnahme.

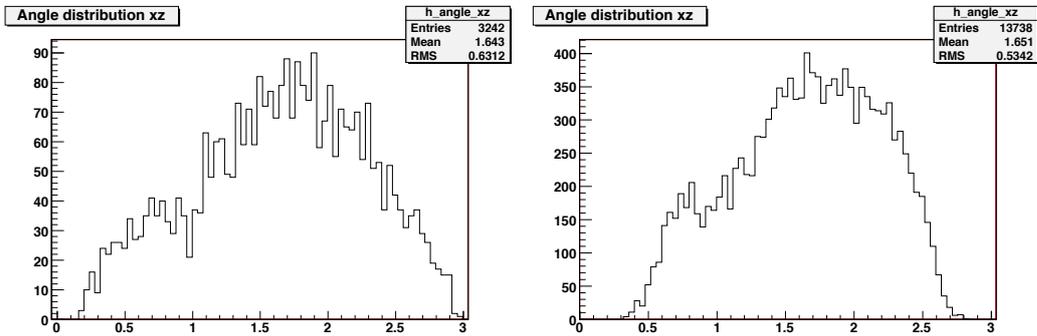


Abbildung 6.17: Vergleich der Winkelverteilung von simulierten Daten (links) mit realen Daten kosmischer Myonen (rechts).

Einfluss der Primärionisationsstatistik auf die Auflösung erhöht, ist es wichtig zu zeigen, dass der OPERA–PT auch mit den neuen Betriebsparametern noch die nominelle Auflösung erreicht. Auch dies ist gelungen. In Anhang C sind einige Tabellen mit einigen der Datenqualitäts Kenngrößen zu finden.

## 6.4 Die physikalische Leistungsfähigkeit während der Inbetriebnahme

Kurz sollen hier noch erste Untersuchungen bezüglich der Winkelverteilung der kosmischen Myonen vorgestellt werden. Da das MACRO–Experiment die Rate der kosmischen Myonen sowie deren Raumwinkelverteil über Jahre am LNGS vermessen hat, ist diese mit großer Präzision bekannt. Aus den Daten der MACRO–Kollaboration wurden die Monte–Carlo Daten für kosmische Myonen für das OPERA–Experiment gewonnen. In Abbildung 6.17 findet man den Vergleich zwischen simulierten Daten und den gemessenen Winkelverteilungen. Man sieht eine gute Übereinstimmung zwischen der gemessenen Verteilung und den simulierten Ereignissen.

In den vorherigen Abschnitten wurde bereits gezeigt, dass der OPERA–PT die verlangte Ortsauflösung erreicht. Diese Analysen wurden für kosmische Neutrinos durchgeführt. Auch für Strahlneutrinos steht mittlerweile eine Analyse zur Verfügung. Die Designspezifikationen sehen eine Impulsauflösung von  $\Delta p/p < 0,25$  vor. Diese ergibt sich aus

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{\sqrt{5}} \sigma \left( 2 \cdot \frac{p_1 - p_2}{p_1 + p_2} \right) \quad (6.1)$$

mit dem im ersten Hebelarm des Spektrometers bestimmten Impuls  $p_1$  und den im zweiten Hebelarm des Spektrometer bestimmten Impuls  $p_2$ .

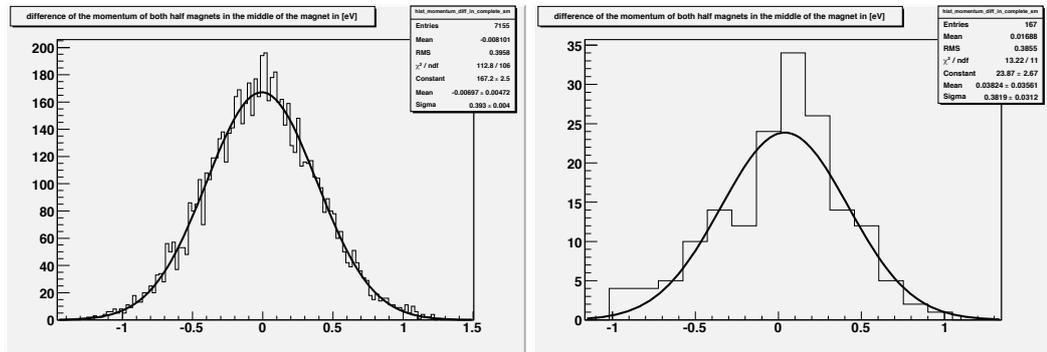


Abbildung 6.18: Vergleich der Quotienten  $2 \cdot (p_1 - p_2) / (p_1 + p_2)$  von simulierten Daten (links) mit realen Daten kosmischer Myonen (rechts). Hieraus kann gemäß (6.1) die Impulsauflösung bestimmt werden.

Die Statistik mit lediglich 167 Spuren von Strahlereignissen, für die Impulse in beiden Spektrometern bestimmt werden konnten, ist noch sehr gering, in Abbildung 6.18 ist aber zu erkennen, dass die simulierte und gemessene Impulsauflösung mit  $\sigma_{MC} = 0,393$  und  $\sigma_{Data} = 0,382$  gut übereinstimmen.

# Kapitel 7

## Messungen am 8 m–Precision–Tracker–Test–Setup

Am 8 m–Precision–Tracker–Test–Setup wurden im Rahmen dieser Arbeit Kalibriermessungen durchgeführt, um die am LNGS verwendeten Betriebsparameter zu optimieren. Neben dem 8 m–Precision–Tracker–Test–Setup gibt es noch ein weiteres Test–Setup, dieses hat lediglich eine Länge von 1 m und besteht aus insgesamt 4 Modulen. In den Datennahmeperioden in 2007 stellte sich heraus, dass die HPT–Lagen innerhalb der Magneten eine hohe Rate an Pick–Up–Noise zu verzeichnen hatten und nur bei einer Diskriminator–Schwelle von 100 mV ein vernünftiges Signal–to–Noise–Verhältnis zu erreichen ist. Am 8 m–Precision–Tracker–Test–Setup in Hamburg wurden deshalb noch für verschiedene Hochspannungen die Auflösung und die Effizienz der Driftröhren bestimmt, um einen optimalen Arbeitspunkt bei 100 mV Diskriminator–Schwellenspannung zu finden.

Im Gegensatz zum Aufbau im LNGS, der von kosmischer Strahlung weitestgehend abgeschirmt ist, handelt es sich bei den Test–Setups in Hamburg um Aufbauten ohne Abschirmung. Da die Test–Setups vor allem dazu dienen, Kalibriermessungen durchzuführen, sind möglichst hohe Raten an Teilchenspuren wünschenswert. Um die Effizienz und Auflösung eines Moduls des Precision–Trackers zu bestimmen, braucht man etwa 10000 Spuren pro Modul. Mit einer Rate von wenigen 100 Spuren pro Tag, wie sie in der Low–Noise Umgebung am LNGS zur Verfügung stehen, würde eine Kalibriermessung also einige Wochen dauern. Aus diesem Grund wurden in Hamburg mehrere Test–Setups aufgebaut, hier liegt die Rate nach [84] bei etwa 130 Myonen pro Quadratmeter pro Sekunde. Für die Test–Setups reicht demnach pro Konfiguration eine Messzeit von einigen Stunden.

## 7.1 Der Aufbau des Test–Setups

Beim Test–Setup in Hamburg wurden zwei 7,9 m lange Module aus der Serienproduktion verwendet. Es wurde die Vorverstärkerelektronik, ein TDC und ebenfalls ein OPERA–Triggerboard aus der Serienproduktion verwendet, um möglichst gut vergleichbare Kalibrier–Daten zu erhalten.

Die zwei verwendeten Module liegen in diesem Setup direkt aufeinander, wobei eine Stütze in der Mitte der Module dafür sorgt, dass die Durchbiegung der Module gerade dem Durchhängen des Drahtes von 1,2 mm, resultierend aus Eigengewicht und Spannkraft, entspricht. Die waagerechte Ausrichtung sowie das Absenken kann mit einem Nivelliergerät überprüft werden (siehe Abbildung 7.1).

Wie am Gran Sasso erfolgten die Messungen am Test–Setup mit einer 80/20 Mischung Argon/CO<sub>2</sub>. Die Gasversorgung erfolgte allerdings nicht über ein komplexes Gassystem, sondern aus Gasflaschen mit vorgemischtem Gas. Der Fluss wurde über einen Schwebekörper–Durchflussregler eingestellt. Der Druck konnte am Test–Setup nicht variiert werden, er ist durch den Außendruck plus dem Staudruck vor dem Bubbler gegeben. Der Außendruck wurde über die Messzeit protokolliert. Der mittlere Luftdruck in Hamburg beträgt zwischen 1000–1020 mbar, was den Bedingungen im LNGS entspricht. Zusammen haben die Module eine Gesamtgasvolumen von 800 l. Der Gasfluss beträgt etwa 7 l pro Stunde. Dies ist zwar etwa 50 % geringer als im LNGS, reicht aber aus, um einer Kontamination durch Sauerstoff vorzubeugen.

Die Versorgung mit Hoch– und Niederspannung erfolgt analog zu der am LNGS. Es werden dieselben Nominalwerte verwendet.

Wie in Kapitel 5.3 beschrieben, operiert der HPT–TDC mit einem Common–Stop. Dies wird am Test–Setup aus der Koinzidenz zweier Szintillatorplatten, deren Licht mit einem Lichtwellenleiter auf je einen Photomultiplier geleitet werden, generiert. Die diskriminierten Signale werden dann weiter an ein OPERA–Triggerboard geleitet, dieses generiert das Common–Stop–Signal. Die Szintillatoren haben eine sensitive Fläche von etwa 0,277 m<sup>2</sup>, auf die pro Sekunde etwa 36 Myonen treffen. Es besteht weiter die Möglichkeit, die Position der Szintillatoren entlang der Module zu variieren. Da das Signal lediglich an einem Ende der Röhren ausgelesen wird, kann so überprüft werden, ob die Auflösung der Module von der Position entlang des Drahtes abhängt.

## 7.2 Durchgeführte Messungen und Ergebnisse

Wie in Kapitel 6 gezeigt, ist die bisher verwendete Diskriminatorschwelle auf den Vorverstärker-Boards von 50 mV zu niedrig und erst ab einer Schwelle von 100 mV ist die gemessene Signal/Noise Rate ausreichend niedrig, um einen stabilen DAQ und saubere Events zu gewährleisten. Da mit erhöhter Diskriminatorschwelle der Einfluss der Primärionisationsstatistik steigt und damit gegebenenfalls die Auflösung sinkt, sollte noch eine weitere Kalibrationsmessung durchgeführt werden. Um dem Einfluss der Primärionisationsstatistik entgegenzuwirken, sollte die Hochspannung schrittweise erhöht werden, um so eine geeignete Konfiguration zu finden. Es wurde eine Messreihe durchgeführt, in der die Hochspannung in 50 V Schritten von den bisher nominellen 2,35 kV auf 2,65 kV erhöht wurde. Die Ergebnisse dieser Messreihe werden im Folgenden zusammengefasst.

### 7.2.1 Messprogramm

In der Diplomarbeit von Jan Lenkeit [56] wurde der Einfluss der Position der Szintillatoren auf die Auflösung des Test-Setups eingehend untersucht. Er kam zu dem Ergebnis, dass der Einfluss der Position zu vernachlässigen ist. Deshalb wurden ausschließlich Messungen mit einer festen Position von etwa einem Meter Abstand von der Ausleseelektronik durchgeführt. Um die Vergleichbarkeit mit vorigen Ergebnissen zu gewährleisten, wurden die Messungen außer mit 100 mV auch mit 50 und 75 mV durchgeführt. Die durchgeführten Messungen sind in Tabelle in Anhang B zu finden.

### 7.2.2 Auflösung

Einer der Indikatoren für die Qualität von Driftröhrendetektoren ist die Auflösung. Diese ist (vgl. Kapitel 4.1.5) vor allem durch die Primärionisationsstatistik, die Drift der Elektronen im elektrischen Feld, die Auflösung der verwendeten Ausleseelektronik und die genaue Position der Signaldrähte bestimmt. Hiernach ist das quadratische Mittel der Residuenverteilung gerade die mittlere Ortsauflösung der Anordnung. Diese wurde mit Hilfe des Analyseprogramms “track” bestimmt. Dazu wurden jeweils Datensätze mit mindestens 20000 Events ausgewertet. Für jeden Datensatz wurden mehr als 16000 Spuren gefunden. Nach [86] reichen 5000 Spuren, um die Driftzeit-Ort Beziehung und die Auflösungsfunktion zu bestimmen.

Nach Bestimmung der Ortsauflösung ergibt sich der in Abbildung 7.2 gezeigte Verlauf für die verschiedenen Konfigurationen. Es zeigt sich, dass sich die Auflösung leicht mit steigender Hochspannung verbessert. Das ist darauf zurückzuführen, dass der Einfluss der Primärionisationsstatistik mit größerer Gasverstärkung sinkt. Außerdem ist der Abbildung zu entnehmen, dass sich die Auflösung für kleine Diskriminatorschwellen und große Hochspannungen ( $> 2,5$  kV) wieder leicht verschlechtert. Dies ist auf ein vermehrtes Übersprechen von einem Kanal auf den im Verstärkerschaltkreis benachbarten aufgrund des größeren Signals zu erklären. Dieses Verhalten tritt bei höheren Diskriminatorschwellen nicht auf.

In den durchgeführten Messungen konnte gezeigt werden, dass durch die Erhöhung der Hochspannung der höhere Einfluss der Primärionisationsstatistik bei erhöhter Schwelle kompensiert werden kann.

### 7.2.3 Effizienz

Um die Nachweiseffizienz einer einzelnen Driftröhre zu bestimmen, wird diese bei der Rekonstruktion nicht berücksichtigt, und nachdem alle Spuren rekonstruiert sind, wird überprüft, wie viele der Spuren, die die Röhre laut Rekonstruktion passieren, auch tatsächlich ein Signal in der Röhre erzeugt haben. Die Nachweiseffizienz ist gegeben durch den Quotienten aus der Anzahl der Signale und die der Spuren durch die Driftröhre.

Für die hier durchgeführten Messungen wurde eine Röhre exemplarisch ausgewählt, um den Verlauf der Effizienz für die verschiedenen Konfigurationen zu bestimmen. Für einige Messläufe wurde für alle Röhren die Effizienzen bestimmt. Der Verlauf der Effizienzen ist in Abbildung 7.3 dargestellt.

Aufgrund der erhöhten Diskriminatorschwelle sollte sich bei naiver Betrachtung die Effizienz verringern. Die Designkriterien des OPERA–PT geben eine Nachweiseffizienz von 98% vor. Diese findet man tatsächlich auch bei den vorgenommenen Messungen. Erst bei einer Hochspannung von 2,65 kV sinkt die Effizienz unter 98% (für eine Diskriminatorschwelle von 100 mV).

Die durchgeführten Messungen zeigen, dass bereits eine Erhöhung der Anodenspannung um 100 V ausreicht, um die Erhöhung der Schwelle an den Diskriminatoren zu kompensieren und die nominelle Auflösung und Effizienz zu erreichen. Die Diskriminatorschwelle am OPERA–PT kann unter diesen Bedingungen ohne Bedenken erhöht werden.



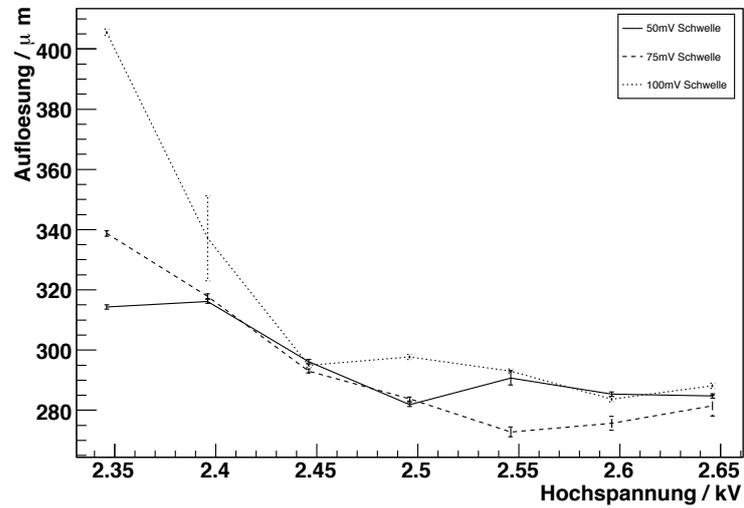


Abbildung 7.2: Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Hochspannung.

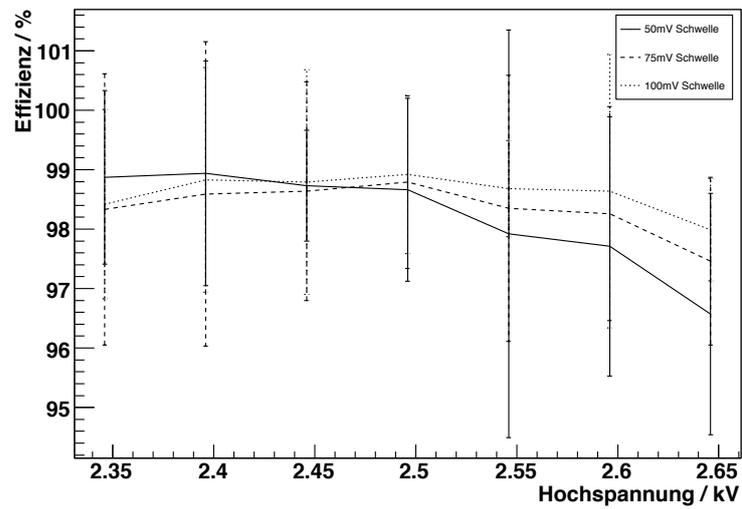


Abbildung 7.3: Effizienz in Abhängigkeit von der Hochspannung.

# Kapitel 8

## Zusammenfassung und Ausblick

In den letzten vier Jahren ist das OPERA-Experiment am LNGS aufgebaut worden. Ende 2006 begann die Inbetriebnahme, diese dauerte bis Anfang 2008 an. Sie verlief erfolgreich, alle Komponenten des Experiments haben gezeigt, dass sie ihre physikalische Leistungsfähigkeit erreichen und das Experiment ist schließlich bereit für eine erste Strahlzeit.

In der vorliegenden Arbeit wurde zunächst anhand von Testmessungen gezeigt, dass die Zeitmesselektronik den Designspezifikationen genügt. Dies stellt sicher, dass der OPERA-PT die geforderte Impulsauflösung  $\Delta p/p < 0.25$  erreicht und so entscheidend zum Identifizieren von Untergrundereignissen beiträgt.

Weiter wurden die verschiedenen Phasen der Inbetriebnahme vor Ort in Italien durchgeführt und überwacht. Es stellte sich heraus, dass mit den in [56] bestimmten Betriebsparameter aufgrund der hohen Rauschraten im Magneten, keine stabile Datennahme möglich war. Dieser Effekt wurde eingehend untersucht. Bei Messungen an einem der Teststände in Hamburg wurden die neuen Betriebsparameter bestimmt. Mit den neuen Parametern gelang es, eine stabile Datennahme zu gewährleisten, die für einen Messbetrieb unentbehrlich ist.

Im Rahmen der Inbetriebnahme entstand ein in das OPERA Software-Framework OpRelease eingebettetes Werkzeug zur Untersuchung der Datenqualität der Daten des OPERA Precision Trackers. Dieses ermöglicht einen schnellen Überblick über die Funktionalität des Detektors zu erhalten. Die Ergebnisse dieser Analyse stehen parallel zu den Rohdaten zweimal täglich zur Verfügung. Sie zeigen, dass mit dem Beginn des Strahlbetriebs im Juni 2008 nur noch lediglich 1,5% der Kanäle eine leicht erhöhte Rauschrate zeigen. Eine erste Überprüfung der erreichten Auflösung zeigt, dass der Precision Tracker die nominelle Auflösung von  $600 \mu\text{m}$  erreicht. Erste Analysen der Impulsauflösung mit Strahlneutrinos zeigen ebenfalls eine gute

Impulsauflösung, allerdings ist die Statistik hier mit lediglich 170 Spuren noch sehr limitiert.

OPERA ist das erste Appearance Experiment, es soll das Auftauchen von Tau-Neutrinos in einem Myon-Neutrinostrahl zu zeigen. Dies ist der favorisierte Kanal zum Erklären des Neutrino Defizits bei atmosphärischen Neutrinooszillationen. Die erste Strahlzeit mit regulärer Luminosität des CNGS-Strahls steht unmittelbar bevor. Die Erfahrungen während der Inbetriebnahme zeigen, dass alle Komponenten, wie in [46] verlangt, funktionieren. Mit Beenden der Inbetriebnahmephase und Fertigstellung des Targets ist das OPERA-Experiment messbereit und somit in der Lage, innerhalb der nächsten fünf Jahre ein weiteres Rätsel auf dem Gebiet der Neutrinophysik zu lösen.

# Anhang A

## Der TDC Test Modus

Es besteht die Möglichkeit, auf dem TDC einen Test Modus zu aktivieren. Ist dieser aktiviert, so werden die LVDS Eingänge auf LOW geschaltet und der TDC generiert Start- und Stop-Signal. Das Aktivieren des Test-Modus übernimmt der Mezzanine. Die Firmware des Mezzanine erlaubt es, verschiedene Parameter des Test-Modus zu variieren:

- **TDC\_TEST\_ENB**: Mit diesem Parameter wird der Test-Modus ein- (1) und aus-(0)geschaltet.
- **TDC\_TEST\_STOP\_DELAY**: Stellt bei geeigneter Wahl des **TEST\_PATTERN\_TYPE** den Abstand zwischen Start- und Stop-Signal in Einheiten von 10 ns ein.
- **TDC\_TEST\_STRB\_WIDTH**: Stellt die Pulsweite des Startsignals in Einheiten von 10 ns ein.
- **TDC\_TEST\_STRB\_PERIOD**: Die Periode, nach welcher der nächste Test-Mode Zyklus gestartet wird, in Einheiten von 163850 ns.
- **TDC\_TEST\_MODE**: Gibt an, ob der Test-Modus ausgeschaltet ist (0), alle gerade Kanäle (1), alle ungeraden (2) oder alle Kanäle (3) im Test-Modus genutzt werden.
- **TEST\_PATTERN\_TYPE**: Im TDC Test-Modus sind verschiedene Test-Muster implementiert. Diese werden weiter unten noch eingehender beschrieben.

## A.1 TEST\_PATTER\_TYPE

### Pattern 0

Ist das Muster 0 eingestellt, so werden 3 aufeinander folgende Ereignisse generiert. Für dieses Muster muss `TDC_TEST_STOP_DELAY` gesetzt sein. Die Ereignisse sehen wie folgt aus:

- 1. Ereignis: Abstand zwischen Start und Stopp beträgt 172 ns
- 2. Ereignis: wird  $7,7\ \mu\text{s}$  nach dem ersten ausgelöst, der Abstand zwischen Start und Stopp beträgt 332 ns.
- 3. Ereignis: wird `TDC_TEST_STOP_DELAY` nach dem zweiten generiert, der Abstand zwischen Start und Stopp beträgt 21 ns.

Je nach Wahl des Abstandes zwischen dem zweiten und dritten Ereignis wird das dritte Ereignis regulär in den FIFO geschrieben. Ist der Abstand jedoch zu kurz, so ist der FIFO des TDC noch gefüllt und der Eingang noch nicht wieder frei geschaltet.

Mit Hilfe dieses Musters wurden die Totzeiten des TDCs in Kapitel 5.5.2 bestimmt.

### Pattern 1

Ist das Muster 1 eingestellt, so werden 4 aufeinanderfolgende Ereignisse generiert. Hier wird ebenfalls ausschliesslich die Einstellung des `TDC_TEST_STOP_DELAY` berücksichtigt. Der Verlauf der 4 Ereignisse ist wie folgt:

- 1. Ereignis: Abstand zwischen Start und Stopp beträgt 172 ns
- 2. Ereignis: wird  $3\ \mu\text{s}$  nach dem ersten ausgelöst, der Abstand zwischen Start und Stopp beträgt 332 ns.
- 3. Ereignis: wird  $5,5\ \mu\text{s}$  nach dem zweiten generiert und der Abstand zwischen Start und Stopp beträgt 81 ns.
- 4. Ereignis: wird `TDC_TEST_STOP_DELAY` nach dem dritten generiert, der Abstand zwischen Start und Stopp beträgt 42 ns.

Das Muster 1 sorgt dafür, dass nach dem dritten Ereignis ein `SOFT_RESET` vom Mezzanine generiert wird, da alle Bänke des TDC gefüllt sind und das dritte Stop-Signal vom TDC nicht akzeptiert wird. Je nach gewähltem `TDC_TEST_STOP_DELAY` fällt das nächste Stop-Signal in die Zeit nach dem

Reset und wird regulär aufgezeichnet, oder er fällt in die Zeit des Reboot und das Stopp wird vom TDC nicht akzeptiert.

Die Totzeit für das `SOFT_RESET` wurde ebenfalls in Kapitel 5.5.2 bestimmt.

### **Pattern 2**

Ist das Muster 2 aktiviert, so wird lediglich ein Ereignis generiert, dieses allerdings alle `TDC_TEST_STRB_PERIOD` Nanosekunden. Der Abstand ist entsprechend des `TDC_TEST_STOP_DELAY` und die Pulsweite des Startpulses kann über `TDC_TEST_STRB_WIDTH` variiert werden.

Mit diesem Mustertyp wurde die Linearitätsmessung in Kapitel 5.5.1 durchgeführt.

### **Pattern 3**

Das Muster 3 erzeugt lediglich Stop-Signale und keine Start-Signale. Man erhält also ausschliesslich `NO_HIT` / `NO_WIDTH` in der Ausgabe der Daten.

# Anhang B

## Messungen am Test Setup

Dateiname	HV	Schwelle	Ortsauflösung	Fehler
RUN_015_16-15-26	2,35	50	314,286	0,724
RUN_345_20-10-44	2,40	50	316,186	0,680
RUN_012_16-08-38	2,45	50	296,138	0,705
RUN_354_10-40-51	2,45	50	294,102	0,107
RUN_002_15-24-52	2,50	50	281,928	0,702
RUN_003_18-12-13	2,55	50	290,963	1,707
RUN_008_10-36-29	2,60	50	285,384	0,723
RUN_008_21-08-20	2,65	50	284,791	0,741
RUN_352_10-13-56	2,35	75	338,72	0,942
RUN_345_10-08-56	2,40	75	317,89	0,811
RUN_354_18-20-42	2,45	75	332,921	1,337
RUN_016_19-08-04	2,50	75	363,173	1,745
RUN_004_00-18-01	2,55	75	272,810	1,628
RUN_007_19-31-51	2,60	75	275,689	2,282
RUN_009_10-30-07	2,65	75	281,539	3,464
RUN_352_19-46-55	2,35	100	526,392	1,258
RUN_344_16-18-11	2,40	100	337,144	14,087
RUN_361_13-52-50	2,45	100	294,900	0,714
RUN_017_15-12-09	2,50	100	297,731	0,856
RUN_004_10-38-24	2,55	100	293,028	0,663
RUN_007_10-34-19	2,60	100	283,644	0,749
RUN_011_10-10-14	2,65	100	301,579	0,780

Ortsauflösung bei verschiedenen Messungen. Der für die Ortsauflösung angegebene Fehler beinhaltet ausschließlich den mathematischen Fehler der Spurrekonstruktion.

# Anhang C

## Inbetriebnahme in Zahlen

Extraction	Events	Daqtime [mins]	SM1		SM2	
			Hits	Noisy Ch.	Hits	Noisy Ch.
245	378762	805	2396195	405	0	0
246	201287	625	3552639	416	0	0
247	241319	755	2801595	509	0	0
248	223584	695	5798556	638	0	0
249	229372	725	4178636	565	0	0
250	867764	725	5951340	649	0	0
251	768573	455	6646271	729	13037576	168
252	2440553	245	3090448	4666	42048963	181
253	1834273	185	2323551	4522	31655600	176
254	817195	605	10105127	1175	13710879	163
255	224471	665	2840676	397	3729059	146
256	228600	635	3660434	451	3935947	146
257	263106	600	6033066	520	4416343	146
258	333445	605	3781733	581	5488225	152
259	713755	635	28132827	859	11009925	152
260	573340	635	11451993	690	10128455	158
261	676497	635	57285830	1107	10963721	158
262	176708	635	639779	456	2972264	145
263	177751	665	234201	4	2975178	145
264	35509	140	46487	2	590549	116
265	68939	280	89285	2	1110290	123
266	69082	285	88950	2	1112168	123
267	79178	205	104018	7	772508	117
268	179364	115	58983	2	457179	114
269	40	10	43533	0	924	0
270	197319	10	15011	0	571	0

Extraction	Events	Daqtime [mins]	SM1		SM2	
			Hits	Noisy Ch.	Hits	Noisy Ch.
342	875442	665	583157	17	824333	126
343	614786	540	2131256	345	5320453	368
344	556063	735	313918	286	642489	108
345	589582	685	3348814	475	8673185	370
346	575844	710	1700304	407	3338311	360
347	443176	605	558856	13	504000	146
349	1038107	695	4103334	478	7796660	396
350	519033	820	2007989	418	3351621	359
351	712974	670	4075414	488	11273401	394
352	857702	355	2054653	318	7937969	364
353	638448	450	2516602	301	14039079	402
354	247756	180	948501	263	6369355	349
356	1199267	1045	7869362	1372	36258965	904
357	1055083	1080	6724969	365	30269508	281
358	1302185	665	6905436	563	25269881	288
359	1033257	815	4906661	555	20981734	242
360	810404	545	6720086	597	14469248	225
361	295678	250	2307357	514	3374105	182
362	282177	190	1005068	470	2580332	176
363	233476	235	1689980	526	0	0
364	327521	470	5862631	727	0	0
365	237335	245	2972058	701	0	0
366	54553	0	0	0		
367	1082615	1010	14842139	801	39157738	528
368	646249	630	10001399	823	21140512	317
369	802446	715	12349470	919	28292786	339
370	900345	660	11679494	1613	20659775	321
371	872296	695	13448654	1819	29663474	343
372	3793406	295	5185355	733	13817885	307
375	795369	300	7950179	1534	13723010	515
377	2365809	1080	11924056	1882	18523446	710
378	1203653	945	1064442	298	1689006	138
379	632447	690	7197100	841	19177478	566
380	414169	490	7600878	854	16954573	537
381	579599	530	5870852	831	8402256	478
382	1732856	1075	3600148	1288	2533599	369
383	704666	605	15532252	1341	23845	58
384	939676	705	18662044	2059	15056130	586
385	1615139	740	20451498	971	29601600	1020
386	1483147	670	20914081	1298	25247506	910
387	926726	635	16258808	1607	21245800	532
388	608948	785	16426647	999	11298310	479
389	526224	565	11994955	1556	7896737	435
390	540362	665	16729092	1310	7690187	408

---

Extraction	Events	Daqtime [mins]	SM1		SM2	
			Hits	Noisy ch.	Hits	Noisy ch.
391	360530	590	13001622	966	4529515	357
392	544366	710	13031085	908	17197201	453
393	506339	660	12318275	896	17171483	423
394	661935	620	11966748	869	35885310	487
395	591528	545	9381995	867	33730516	512
396	849097	595	10916737	1514	36937788	588
397	720682	690	12824182	913	33238265	520
399	634847	485	9827194	854	33920634	541
400	1302788	700	3486880	291	17394458	1262
401	556143	590	1819497	585	8889026	457
402	378133	640	880318	223	4082256	110
403	451097	745	1049933	230	4396808	111
404	334534	605	724909	216	4096871	109
405	388226	705	827511	220	4694552	105
406	409743	720	872119	223	4977921	104
407	362221	705	756298	215	4538720	104
408	363029	710	785411	220	4574381	101
409	342614	660	778747	225	4596112	108
410	72402	275	3601	1	28346	11
411	165197	595	81840	45	61655	10
412	281754	330	900568	223	2506491	102
413	433392	505	3150734	267	4872376	112
414	294490	615	2039229	240	3534618	108
415	328240	690	2524360	243	4290305	116
416	313486	675	1847433	229	4000624	117
417	383297	720	2301998	232	4471779	119
418	456085	755	2381391	224	5272739	118
419	583687	685	6410794	258	6049960	115
420	742080	715	6745356	273	6007630	106
421	819154	720	10660194	278	6508670	104
422	613610	775	1813267	253	7541480	110
423	501003	770	1137758	216	6620166	109
424	487404	700	1455849	214	5653548	105
425	582371	650	1508942	216	7152065	111
426	409045	690	1213222	208	4163008	100
428	392409	710	3214461	230	3028678	96
429	401826	195	1332841	223	1355920	90
430	535183	635	1541369	216	5278931	103
431	647783	810	2680008	246	6287740	107

Extraction	Events	Daqtime [mins]	SM1		SM2	
			Hits	Noisy Ch.	Hits	Noisy Ch.
513	315454	285	397361	63	1014910	31
514	694991	700	1063272	84	2499545	217
515	252634	830	184235	57	2089317	91
516	118197	690	323393	68	716123	82
517	154641	695	534424	72	720567	83
518	56003	745	69316	47	304987	81
519	82472	685	149582	54	777802	89
520	125403	585	272303	66	1112281	92
521	128516	345	306670	66	810080	87
522	163093	365	277040	65	782989	90
523	233912	715	500993	72	1743903	95
524	252554	715	467171	72	1687828	95
525	276463	715	446703	69	1873251	98
526	420897	615	488362	71	1941514	102
527	395669	625	588538	72	1952673	103
528	693405	695	766771	74	2599538	105
529	196810	120	89668	50	471189	86

# Literaturverzeichnis

- [1] HERA-B: An experiment to study CP violation in the B system using an internal target at the HERA proton ring. Proposal. DESY-PRC-94-02.
- [2] Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Phys. Rept.*, 427:257, 2006.
- [3] Craig Aalseth et al. Neutrinoless double beta decay and direct searches for neutrino mass. 2004.
- [4] J. N. Abdurashitov et al. Measurement of the solar neutrino capture rate by the russian-american gallium solar neutrino experiment during one half of the 22-year cycle of solar activity. *J. Exp. Theor. Phys.*, 95:181–193, 2002.
- [5] T. Adam et al. The opera experiment target tracker. 2007.
- [6] P. Adamson et al. Measurement of Neutrino Oscillations with the MINOS Detectors in the NuMI Beam. 2008.
- [7] A. Aguilar et al. Evidence for neutrino oscillations from the observation of anti- $\nu$ /e appearance in a anti- $\nu$ /mu beam. *Phys. Rev.*, D64:112007, 2001.
- [8] A. A. Aguilar-Arevalo et al. A Search for electron neutrino appearance at the  $\Delta m^2 \sim 1\text{eV}^2$  scale. *Phys. Rev. Lett.*, 98:231801, 2007.
- [9] B. Aharmim et al. Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of B-8 solar neutrinos from the 391-day salt phase SNO data set. *Phys. Rev.*, C72:055502, 2005.
- [10] S. N. Ahmed et al. Measurement of the total active b-8 solar neutrino flux at the sudbury neutrino observatory with enhanced neutral current sensitivity. *Phys. Rev. Lett.*, 92:181301, 2004.

- 
- [11] M. H. Ahn et al. Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment. *Phys. Rev.*, D74:072003, 2006.
- [12] E. Aliu et al. Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 94:081802, 2005.
- [13] M. Altmann et al. Gno solar neutrino observations: Results for gno i. *Phys. Lett.*, B490:16–26, 2000.
- [14] M. Ambrosio et al. Atmospheric neutrino oscillations from upward throughgoing muon multiple scattering in macro. *Phys. Lett.*, B566:35–44, 2003.
- [15] M. Apollonio et al. Search for neutrino oscillations on a long base-line at the chooz nuclear power station. *Eur. Phys. J.*, C27:331–374, 2003.
- [16] T. Araki et al. Measurement of neutrino oscillation with kamland: Evidence of spectral distortion. *Phys. Rev. Lett.*, 94:081801, 2005.
- [17] B. Armbruster et al. Upper limits for neutrino oscillations anti- $\nu/\mu \rightarrow$  anti- $\nu/e$  from muon decay at rest. *Phys. Rev.*, D65:112001, 2002.
- [18] Y. Ashie et al. Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation. *Phys. Rev. Lett.*, 93:101801, 2004.
- [19] P. Astier et al. Prediction of neutrino fluxes in the nomad experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A515:800–828, 2003.
- [20] J. N. Bahcall. Neutrinos from the sun. *Sci. Am.*, 221N1:28–37, 1969.
- [21] John N. Bahcall. Solar models and solar neutrinos: Current status. *Phys. Scripta*, T121:46–50, 2005.
- [22] John N. Bahcall, Aldo M. Serenelli, and Sarbani Basu. 10,000 standard solar models: A Monte Carlo simulation. *Astrophys. J. Suppl.*, 165:400–431, 2006.
- [23] F. Boehm et al. Final results from the palo verde neutrino oscillation experiment. *Phys. Rev.*, D64:112001, 2001.
- [24] Buchmüller, W. and Di Bari, P. and Plumacher, M. Leptogenesis for pedestrians. *Ann. Phys.*, 315:305–351, 2005.
- [25] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay. Evidence for the 2 pi decay of the k(2)0 meson. *Phys. Rev. Lett.*, 13:138–140, 1964.

- 
- [26] B. T. Cleveland et al. Measurement of the solar electron neutrino flux with the homestake chlorine detector. *Astrophys. J.*, 496:505–526, 1998.
- [27] Shaun Cole et al. The 2dF Galaxy Redshift Survey: Power-spectrum analysis of the final dataset and cosmological implications. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 362:505–534, 2005.
- [28] OPERA Collaboration. <http://emulsion.na.infn.it/wiki/>.
- [29] Clyde L. Cowan and Frederick Reines. The neutrino. *Nature*, 178:446, 1956.
- [30] M. Cozzi, L. S. Esposito, and G. Sirri. A new automatic microscope for high-speed nuclear emulsion analysis of the opera experiment. *J. Phys. Conf. Ser.*, 41:225–232, 2006.
- [31] S. Dusini. The rpc system for the opera spectrometers. Prepared for 9th ICATPP Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications, Villa Erba, Como, Italy, 17-21 Oct 2005.
- [32] Albert Einstein. Hamilton’s principle and the general theory of relativity. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys. )*, 1916:1111–1116, 1916.
- [33] H.W. Ellis. Transport properties of gaseous ions over a wide energy range. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 17:177–210, 1976.
- [34] Torben Ferber. Messung der Gaseigenschaften unter Einfluss von molekularem Sauerstoff und Aufbau eines Gassystems für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors, 2006.
- [35] E. Fermi. An attempt of a theory of beta radiation. 1. *Z. Phys.*, 88:161–177, 1934.
- [36] Eike Frank. Testpulse und Effizienzanalyse für das Driftröhren-Myonspektrometer des OPERA-Detektors während dessen Inbetriebnahmephase, 2007.
- [37] S. Fukuda et al. Tau neutrinos favored over sterile neutrinos in atmospheric muon neutrino oscillations. *Phys. Rev. Lett.*, 85:3999–4003, 2000.

- 
- [38] S. Fukuda et al. Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of super-kamiokande-i data. *Phys. Lett.*, B539:179–187, 2002.
- [39] W. H. Furry. On transition probabilities in double beta- disintegration. *Phys. Rev.*, 56:1184–1193, 1939.
- [40] Murray Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Phys. Lett.*, 8:214–215, 1964.
- [41] S. L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22:579–588, 1961.
- [42] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar. Helicity of neutrinos. *Phys. Rev.*, 109:1015–1017, 1958.
- [43] V. N. Gribov and B. Pontecorvo. Neutrino astronomy and lepton charge. *Phys. Lett.*, B28:493, 1969.
- [44] The Fermilab NuMI Group. The numi technical design handbook.
- [45] Cyril Guerin. *Opera Clock Distribution User Manual*.
- [46] M. Guler et al. OPERA: An appearance experiment to search for  $\nu/\mu \leftrightarrow \nu/\tau$  oscillations in the CNGS beam. Experimental proposal. CERN-SPSC-2000-028.
- [47] Benjamin Janutta. *HPT DAQ Howto*.
- [48] Boris Kayser. On the Quantum Mechanics of Neutrino Oscillation. *Phys. Rev.*, D24:110, 1981.
- [49] Boris Kayser. Neutrino physics. 2005.
- [50] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al. Latest results from the Heidelberg-Moscow double-beta- decay experiment. *Eur. Phys. J.*, A12:147–154, 2001.
- [51] H. V. Klapdor-Kleingrothaus and U. Sarkar. Implications of observed neutrinoless double beta decay. *Mod. Phys. Lett.*, A16:2469–2482, 2001.
- [52] K. Kodama et al. Observation of tau-neutrino interactions. *Phys. Lett.*, B504:218–224, 2001.
- [53] K. Kodama et al. Detection and analysis of tau neutrino interactions in donut emulsion target. *Nucl. Instrum. Meth.*, A493:45–66, 2002.

- 
- [54] E. Komatsu et al. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations:Cosmological Interpretation. 2008.
- [55] Ch. Kraus et al. Final results from phase ii of the mainz neutrino mass search in tritium beta decay. *Eur. Phys. J.*, C40:447–468, 2005.
- [56] Jan Lenkeit. Kalibrationsmessungen für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors, 2007.
- [57] W. Lindinger. Mobilities of various mass-identified positive ions in helium and argon. *The Journal of Chemical Physics*, 62:3517, 1975.
- [58] V. M. Lobashev et al. Direct search for neutrino mass and anomaly in the tritium beta-spectrum: Status of 'Troitsk neutrino mass' experiment. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 91:280–286, 2001.
- [59] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. *Prog. Theor. Phys.*, 28:870, 1962.
- [60] J. Clerk Maxwell. A dynamical theory of the electromagnetic field. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, 155:459–512, 1865.
- [61] MSC Vertriebs GmbH. Benutzerhandbuch DES OPERA. Version 10, 02/2004.
- [62] MSC Vertriebs GmbH. Stimulus Board für HERA-B Myon Chamber System und Outer Tracker System. Kurzanleitung 04/97 JL.
- [63] W. Pauli. Dear radioactive ladies and gentlemen. *Phys. Today*, 31N9:27, 1978.
- [64] Carl Ramsauer. über den wirkungsquerschnitt der gasmoleküle gegenüber langsamen elektronen. *Annalen der Physik*, 4 64:513–540, 1920.
- [65] P. Rewiersma. The l3 wire-amplifier nh19-6112. *Amsterdam*, 1986.
- [66] Adam G. Riess et al. Type Ia Supernova Discoveries at  $z < 1$  From the Hubble Space Telescope: Evidence for Past Deceleration and Constraints on Dark Energy Evolution. *Astrophys. J.*, 607:665–687, 2004.
- [67] Abdus Salam. Weak and Electromagnetic Interactions. Originally printed in \*Svartholm: Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden\*, Stockholm 1968, 367-377.

- [68] Mayly C. Sanchez et al. Observation of atmospheric neutrino oscillations in soudan 2. *Phys. Rev.*, D68:113004, 2003.
- [69] R. Santonico, R. Cardarelli, A. Di Biagio, and A. Lucci. Progress in resistive plate counters. *Nucl. Instrum. Meth.*, A263:20–25, 1988.
- [70] M. Saporoschenko. Drift velocities of  $\text{o}_2^+$ ,  $\text{co}_2^+$  and  $\text{co}_4^+$  ions in  $\text{co}_2$  gas. *Physical Review A*, 8:1044–1047, 1973.
- [71] F. Sauli. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. CERN-77-09.
- [72] Kate Scholberg. Atmospheric neutrinos at super-kamiokande. 1999.
- [73] Maxim Dallas Semiconductors. *MAX961-964/MAX997/MAX999 Single/Dual/Quad Ultra-High-Speed, +3V/+5 V, Beyond-the-Rails Comparators*.
- [74] A. Staudt, K. Muto, and H. V. Klapdor-Kleingrothaus. Calculation of  $2\nu$  and  $0\nu$  double-beta decay rates. *Europhys. Lett.*, 13:31–36, 1990.
- [75] Burkhard Steinke. Der Trigger für das OPERA-Driftröhrenspektrometer, 2008.
- [76] Max Tegmark et al. The 3D power spectrum of galaxies from the SDSS. *Astrophys. J.*, 606:702–740, 2004.
- [77] Tektronix. *User Manual*. TDS3000 Series Digital Phosphor Oscilloscopes.
- [78] U. Tietze and Ch. Schenk. *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Berlin, D: Springer (1999) 1421 p.
- [79] J. Townsend. *Electrons in Gases*. Hutchinson’s Scientific and Technical Publication (1948).
- [80] G. S. Tzanakos. Minos status and physics goals. *AIP Conf. Proc.*, 721:179–182, 2004.
- [81] Steven Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, 1967.
- [82] Wonsak, Björn. Die Spurrekonstruktion für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des Neutrino-Experiments OPERA, 2007.

- 
- [83] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, 105:1413–1414, 1957.
- [84] W. M. Yao et al. Review of particle physics. *J. Phys.*, G33:1–1232, 2006.
- [85] R. Zimmermann et al. The precision tracker of the opera detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A555:435–450, 2005.
- [86] Raoul Zimmermann. A general track reconstruction scheme and its application to the opera drift tubes. 2007.
- [87] K. Zuber. *Neutrino physics*. Bristol, UK: IOP (2004) 438 p.

# Danksagung

Für die interessante Aufgabenstellung und dafür, dass sie mir die Möglichkeit gegeben hat, in ihrer Arbeitsgruppe diese Dissertation anzufertigen, sowie für das entgegengebrachte Vertrauen bedanke ich mich recht herzlich bei Frau Prof. Dr. Caren Hagner. Herrn Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall möchte ich für das stets offene Ohr und die guten Ratschläge, in physikalischen Fragestellungen aber auch in Dingen des täglichen Lebens danken.

Raoul Zimmermann und Joachim Ebert danke ich dafür, dass sie mir stets mit Rat und Tat zur Seite standen und für deren Einsatz, der dafür sorgt, dass es LÄUFT!

Weiter möchte ich meinen zahlreichen Kollegen der OPERA-Gruppe in Hamburg danken. Die da wären: unserem "Theoretiker" Björn, mit dem ich einige Jahre im Büro und auf zahlreichen Reisen immer eine gute Zeit hatte, Torben Ferber, der schon als Studentische Hilfskraft immer eine große Hilfe war, Jan Sewing, soll an dieser Stelle nicht vergessen werden, ebensowenig wie unsere unzähligen Partien Castle Combat (Und ich war doch der Bessere!!), Klaus, der mir immer wieder auf's Neue gezeigt hat, wie wichtig es ist, den Screen Lock zu nutzen, Rokko für den HPT-Deathcrew Mix, Jan Lenkeit, vor allem Anderen für den Hinweis auf Kinder Delice, Jörn Boysen für Abende im Wohlerspark, dem Dschungel, dem Unico Posto, Martin Hierholzer für die vielen, vielen, vielen Antworten auf meine zahllosen Fragen in Sachen C++ und all die gründliche Korrekturleserei, ein herzlicher Dank geht auch an Daniel Bick, der bei einem schwarzen, heissen und immer sehr leckeren Tee stets ein offenes Ohr für meine Probleme gefunden hat, ausserdem muss ich mich auch für die schönen Abende mit Shisha, Gin Tonic, White Russian und Veronic(k?)a bedanken, weiter Danke ich Ole Ross, mit dessen Hilfe ich Daniel erst überreden konnte, Neutrino-Physik zu machen. Bei Eike Frank, Matthias Frohwann, Burkhard Steinke und unserem gemeinsamen Freund Toni (kleiner Scherz am Rande, aber im Prinzip ist es so), für "Hallo Deutschland", das Ausbuddeln unseres Mietwagens aus knietiefem Schnee, Mittagspause auf dem Sonnendach, Hotelzimmer mit Meerblick, String-Emil und und und und... Ernie, ja wofür denn nur??

Weiterer Dank geht an die Techniker des Instituts, vor allem Hajo, Dirk und Torsten, die bei Problem stets prompt Hilfe zur Verfügung stellten und ebenso gern "Ausflüge" nach Italien gemacht haben wie ich. (Pizza + Grappa + Tatanca: immer ein stimmige Kombination)

Generell möchte ich mich bei allen meinen Kollegen bedanken für die schöne Zeit, die wir gemeinsam hatten, sowohl in Hamburg, als auch auf all den gemeinsamen Dienstreisen durch ganz Europa (Marsala in Erice, Aqua Santa und Fleischlollies im L'Unico Posto, Himalayas Putting Green, Experimente mit Fröschen, Skatspielen mit Duschhaube, Basketballspielen beim Kaffee nach dem Mittagessen, Märchenstunde(n) mit Martin, Piazza, Rennen im gesperrten Tunnel, Fussball, Joker, Tallin-Stand (einmal im Jahr Weihnachtsmarkt ist wirklich mehr als genug!!), wenn ich jetzt noch länger nachdenke, gebe ich wohl doch nicht mehr heute ab....)

Weiter möchte ich mich noch bei einigen der Kollegen aus der OPERA Kollaboration bedanken: Antoine Cazes, der mir stets prompte Hilfe hat zukommen lassen in Sachen OpRelease und MyAna, Alessandro Paoloni, für die Hilfe an arbeitssamen Tage a la galeria, Francesco Terranova, für die Hilfe bei den Magnetmessungen und überhaupt, Jacques Marteau, dessen Tag ganz sicher mehr als 24 Stunden hat, Yves Declais, der sich so einige Abende mit dem Magnetnoise und mir auseinander gesetzt hat, Alberto Garfagnini für die Hilfe bei der Suche nach einer Bleibe und il Pirata, ausserdem den Technikern um Franco Tacca die diese Zeilen sicherlich niemals lesen werden, aber deren tägliches "Ciao Benny, come va" mir die Arbeit in Italien steht's erleichtert haben und die ebenfalls jederzeit bereit waren, uns/mir aus der Patsche zu helfen, Nathalie Chon-Sen und Magali Besnier für das Tanzen auf dem Tisch, sowie allen oben Genannten und noch vielen weiteren für die schöne Zeit bei OPERA.

Weiter möchte ich Özkan für die gute Nachbarschaft und die zahllosen Nächte auf dem Balkon, neben dem Balkon oder auch in der Nachbarschaft danken, Jörgen, Nina, Berrit und Thomas für die vielen gemeinsamen Abende mit Blick auf die hässliche Industriebrache, Anne, Anja, Philip und David für die vielen schönen Stunden am Holstenplatz 17, hoffe ich werde mich in Dresden auch mal so wohl fühlen wie in unserer gemeinsamen Wohnung, nicht zu vergessen Marcello und Anke für die besten Frühstückseier der Welt, Britta, Heiko, Jens, Birga, Christian und Andreas für Donnerstagabende, Freitagabende, Samstagabende, Sonntagabende mit gutem Essen und manchmal auch leckeren Getränken, sowie zahlreiche unvergessliche Urlaube und wenn es nötig war auch aufmunternde Worte.

Last but not least möchte ich meiner Familie und ganz besonders meinen Eltern für ALLES von Herzen danken.

# Erklärung gemäß Promotionsordnung

Hiermit versichere ich, diese Arbeit selbständig angefertigt zu haben. Die wesentlichen Quellen und Hilfsmittel sind angegeben. Ich erkläre mein Einverständnis mit der Auslage meiner Doktorarbeit in der Bibliothek des Fachbereichs Physik der Universität Hamburg.

Hamburg, den 24.07.2008

Benjamin Janutta