

Winkelauflösung und Spureffizienz am Teststand  
sowie Aufbau der Hochspannungsversorgung des  
Driftröhrenspektrometers für das  
OPERA-Experiment

Diplomarbeit

vorgelegt von  
Ole Roß

Universität Hamburg  
Institut für Experimentalphysik

August 2006



Gutachter der Diplomarbeit:

Prof. Dr. Caren Hagner

Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall

## Abstract

# Angular resolution and track efficiency at the test setup and commissioning of high voltage supply of the Precision Tracker for the OPERA experiment

Several experiments of the last decades have given strong evidence for neutrino flavour oscillations. Nevertheless the direct observation of  $\nu_\tau$ -appearance arising from  $\nu_\mu$  oscillations is still unverified. This is the aim of the OPERA experiment. A  $\nu_\mu$ -beam with a mean energy of 17 GeV is generated at CERN and propagates 732 km to the Gran Sasso underground laboratory 150 km east from Rome. OPERA searches for decaying  $\tau$ -leptons emerging from charged current  $\nu_\tau$ -reactions. Besides this primary object of  $\nu_\tau$ -appearance, OPERA will be able to narrow down the limits on the hitherto unknown small mixing angle  $\theta_{13}$  by looking for  $\nu_e$ -appearance.

OPERA is a hybrid detector with a  $\approx 1.8$  kt target of stratified lead-emulsion bricks and following electronic components for localizing neutrino interactions and the determination of charge and momentum of myons leaving the target. For the myon spectrometers the Precision Tracker has been developed and constructed by the University of Hamburg. It consists of nearly 10 000 aluminium drift tubes of 8 m length which should be able to reconstruct tracks of myons before and after their deflections by the dipole magnet of the spectrometer. This diploma thesis first describes the current state of knowledge concerning neutrino masses and oscillations with a focus on connections to the OPERA experiment.

Then the generation of the beam and the detector of OPERA are presented with a special introduction to the Precision Tracker from Hamburg. After this some aspects of the Precision Tracker's *Slow Control*, which were developed in the framework of this diploma thesis, will be mentioned. Especially the concept and tests of the high voltage supply of the drift tube wires are described.

For this thesis measurements of cosmic myons at the small test setup with short tubes in Hamburg have been performed for the first time with three modules. The data have been evaluated concerning the achieved angular resolution and track efficiency.

An angular resolution of  $(3, 35 \pm 0, 03)$  mrad and a track efficiency of at least  $92\% \pm 1\%$  has been found.

Finally the results are discussed and summarized.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen und Experimente der Neutrinophysik</b>	<b>7</b>
2.1	Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik . . . . .	7
2.2	Neutrinos . . . . .	8
2.2.1	Experimenteller Nachweis von Neutrinos . . . . .	9
2.2.2	Entdeckung weiterer Neutrino flavours . . . . .	10
2.2.3	Sterile Neutrinos . . . . .	10
2.3	Neutrinooszillationen . . . . .	11
2.3.1	Drei-Flavour-Oszillationen . . . . .	11
2.3.2	Oszillationen im Zwei-Flavour-Modell . . . . .	13
2.3.3	Neutrinooszillationen in Materie . . . . .	13
2.4	Neutrinomassen . . . . .	14
2.4.1	Bestimmung von Grenzen für Neutrinomassen . . . . .	14
2.4.2	Astrophysikalische Eingrenzung der Neutrinomassen . . . . .	14
2.4.3	Massenhierarchie . . . . .	15
2.4.4	Neutrinoloser Doppelbetazerfall . . . . .	15
2.5	Oszillationsexperimente . . . . .	18
2.5.1	Experimente mit Neutrinos von der Sonne . . . . .	18
2.5.2	Experimente mit Neutrinos aus Kernreaktoren . . . . .	20
2.5.3	Experimente mit Neutrinos aus der Atmosphäre . . . . .	22
2.5.4	Experimente mit Neutrinos von Teilchenbeschleunigern . . . . .	25
2.5.5	Stand der Bestimmung der Oszillationsparameter . . . . .	26
<b>3</b>	<b>Das OPERA Experiment</b>	<b>28</b>
3.1	Ziel des Experiments . . . . .	29
3.2	Vorläufer des Experiments . . . . .	30
3.2.1	CHORUS und NOMAD . . . . .	30
3.2.2	Nachweis des $\nu_\tau$ bei DONuT . . . . .	31
3.3	Der Neutrinostrahl . . . . .	32
3.4	Der OPERA Detektor . . . . .	33
3.4.1	Das Target . . . . .	34
3.4.2	Die Target-Tracker . . . . .	37

3.4.3	Der Magnet . . . . .	38
3.4.4	Widerstandsplattenkammern . . . . .	38
3.4.5	Precision Tracker . . . . .	40
3.5	Analyse und Erwartungen des OPERA-Experiments . . . . .	40
3.5.1	Analyse . . . . .	40
3.5.2	Untergründereignisse . . . . .	41
3.5.3	Erwartung . . . . .	42
3.5.4	Schärfere Grenze für $\sin^2 2\theta_{13}$ . . . . .	43
<b>4</b>	<b>Das Driftröhrenspektrometer</b>	<b>44</b>
4.1	Funktionsprinzip von Driftröhren . . . . .	44
4.2	Technische Spezifikationen . . . . .	46
4.3	Physikalische Anforderungen . . . . .	47
4.4	Die Verstärkerelektronik . . . . .	49
4.5	Triggerkonzept des OPERA Precision Tracker . . . . .	50
4.5.1	Triggerlose Spurrekonstruktion . . . . .	51
4.5.2	Messungen im triggerlosen Modus . . . . .	51
4.6	Herstellung der Module . . . . .	52
<b>5</b>	<b>Slow Control des Precision Trackers</b>	<b>53</b>
5.1	Hochspannungsversorgung . . . . .	54
5.1.1	Qualitätskontrolle der Hochspannungskomponenten . . . . .	54
5.1.2	Hochspannungsverteilung im Detektor . . . . .	55
5.1.3	Steuerung der Hochspannungsversorgung . . . . .	55
5.2	Niedrigspannung für die Elektronik . . . . .	56
5.3	Gassystem . . . . .	57
5.4	Temperaturüberwachung . . . . .	58
5.5	Slow Control Datenbank . . . . .	58
<b>6</b>	<b>Spurrekonstruktion und Winkelauflösung am Teststand</b>	<b>60</b>
6.1	Kosmische Myonen . . . . .	60
6.2	Der kleine Teststand . . . . .	61
6.3	Trigger- und Messelektronik . . . . .	62
6.4	Datennahme mit drei Modulen . . . . .	62
6.5	Spurrekonstruktion . . . . .	64
6.5.1	Die Driftzeit–Orts–Beziehung . . . . .	65
6.5.2	Musterselektion und Spuranpassung . . . . .	66
6.6	Winkelauflösung . . . . .	68
6.6.1	Winkelverteilung . . . . .	69
6.6.2	Bestimmung der Winkelauflösung . . . . .	70
6.7	Konsequenzen für die Impulsauflösung . . . . .	73
6.8	Spureffizienz . . . . .	74
6.9	Diskussion der Ergebnisse und Schlussfolgerungen . . . . .	76

7 Zusammenfassung und Ausblick	79
Abkürzungsverzeichnis	82
A Dokumentation der Kontrolle des Hochspannungsgerätes	85
B Lageplan der Hochspannungskabel	88
C Das Slow Control Datenspeichersystem <i>flexisave</i>	90
D Histogramme zur Winkelauflösung	91
Abbildungsverzeichnis	92
Literaturverzeichnis	94

# Kapitel 1

## Einleitung

Nachdem Wolfgang Pauli 1930 aus dem kontinuierlichen Energiespektrum der Elektronen des  $\beta$ -Zerfalls und der damit fehlenden Energie und wegen der sonst fraglichen Drehimpulserhaltung kühn auf die Existenz eines weiteren an der Reaktion beteiligten neutralen Teilchens geschlossen hatte [Pau1930], dauerte es über 25 Jahre, bis am Savannah Kernreaktor die inverse Reaktion und damit die Existenz des Neutrinos nachgewiesen wurde [Rei1956].

Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik wurden Neutrinos zunächst als masselose neutrale Partner der geladenen Leptonen (Elektronen  $e$ , Myonen  $\mu$  und Tauonen  $\tau$ ) angenommen.

Verschiedene Experimente haben fortan den Elektronenneutrinofluss von der Sonne gemessen und konnten diesen nicht mit der aus dem Sonnenmodell erwarteten Rate zur Deckung bringen – es fehlten Elektronenneutrinos. Eine mögliche Erklärung war, dass Neutrinos sich in solche anderer Leptonfamilien verwandeln können, für die die Solarneutrinoexperimente bis dahin nicht sensitiv waren – Voraussetzung hierfür ist allerdings, dass Neutrinos eine Ruhemasse besitzen.

Nach der mit diesem Modell konsistenten Aufklärung des solaren Neutrino­defizits im Jahre 2001 durch das Sudbury Neutrino Observatorium in Kanada und dem Nachweis des flugstreckenabhängigen Verschwindens von atmosphärischen Myonneutrinos ( $\nu_\mu$ ) durch Superkamiokande in Japan gilt das Szenario der Neutrino-Oszillationen als gut etabliert. Dennoch steht die direkte Bestätigung der Oszillation durch den Nachweis des Auftauchens eines Tauneutrinos ( $\nu_\tau$ ), das aus einem Myonneutrino hervorgegangen ist, noch aus.

Dies ist das Ziel des OPERA<sup>1</sup> Experiments: Ein hochenergetischer  $\nu_\mu$ -Strahl wird am CERN in Genf erzeugt und durch die Erde auf das 732 km entfernte Gran Sasso Untergrundlabor in den Abruzzen gerichtet.

Im OPERA Detektor sollen nun  $\nu_\tau$ -Reaktionen durch das Auffinden der Spuren der

---

<sup>1</sup>OPERA: **O**scillation **P**roject with **E**mulsion **t**Racking **A**pparatus

dabei entstandenen geladenen  $\tau$ -Leptonen in einem Blei-Emulsionstarget nachgewiesen werden.

Hinter den Wänden aus Blei-Emulsionsziegeln befinden sich elektronische Detektoren – zum einen um den Ort einer potentiellen Neutrinowechselwirkung zu finden, zum anderen um Ladung und Impuls der resultierenden geladenen Teilchen zu bestimmen. Für das OPERA Myon-Spektrometer wurde an der Universität Hamburg ein Driftröhrenspektrometer, der *Precision Tracker* (PT) entwickelt, dessen Funktionsweise, Aufbau und Test Gegenstand dieser Diplomarbeit ist.

Nach einer Einführung in den aktuellen Stand der Neutrinophysik und der Beschreibung des Experiments wird insbesondere die Slow Control, also die Grundversorgung des Precision Trackers mit Gas, Hoch- und Niedrigspannung sowie die Steuerung der Elektronik, beschrieben. Ein Schwerpunkt liegt hier auf der Hochspannungsversorgung und der Anbindung der Systeme an die Slow Control-Datenbank.

Anschließend wird aus Messungen von kosmischen Myonen am Hamburger Testaufbau mit kurzen Röhren die Winkelauflösung des PT bestimmt, um daraus weitere Rückschlüsse auf die letztlich erreichbare Impulsauflösung des Spektrometers zu ziehen.

Sollten Abkürzungen bei ihrem ersten Auftreten nicht erklärt werden, so sind sie wie Eigennamen zu verstehen und im Abkürzungsverzeichnis aufgeführt.

# Kapitel 2

## Grundlagen und Experimente der Neutrino-physik

Zur Einordnung der Bedeutung des OPERA Experiments im Rahmen der physikalischen Forschung insgesamt wird in diesem Kapitel kurz das Standardmodell der Elementarteilchenphysik umrissen. Anschließend wird im besonderen auf die Stellung der Neutrinos eingegangen. Es folgt dann ein Überblick vergangener und bestehender Experimente mit Neutrinos – besonderes Augenmerk wird dabei auf Neutrinooszillationen und Verbindungen zum OPERA-Experiment gelegt. Am Schluss des Kapitels wird noch einmal der aktuelle Stand der Bestimmung der Oszillationsparameter zusammengefasst.

### 2.1 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik ist außerordentlich erfolgreich in der Beschreibung der fundamentalen Bausteine der Materie und ihrer Wechselwirkungen. Es basiert auf 12 Fermionen, 6 Quarks und 6 Leptonen (Tabelle 2.1), aus denen die Materie zusammengesetzt ist und den jeweiligen Antiteilchen sowie Vektorbosonen, die die fundamentalen Kräfte vermitteln (Tabelle 2.2). Einige nicht innerhalb des Standardmodells erklärte Herausforderungen bestehen in der Vereinheitlichung der Theorien der Wechselwirkungen und dem Verständnis der Entstehung der Teilchenmassen sowie der Einbeziehung der Gravitation.

Möchte man einen experimentellen Zugang zu den Grenzen und Erweiterungsmöglichkeiten des Standardmodells finden, muss man entweder zu sehr hohen Energien und/oder großer Statistik gelangen – die Vorgehensweise an den zukünftigen Beschleunigern LHC und ILC – oder aber sehr seltene und winzige Effekte studieren, wie es in der Neutrino-physik oft geschieht, die in den folgenden Abschnitten vorgestellt wird.

Quarks	$q = +\frac{2}{3}$ $-\frac{1}{3}$	<b>u</b> <b>d</b>	<b>c</b> <b>s</b>	<b>t</b> <b>b</b>
Leptonen	0 -1	$\nu_e$ $e^-$	$\nu_\mu$ $\mu^-$	$\nu_\tau$ $\tau^-$

Tabelle 2.1: Die 12 Fermionen (Spin  $\frac{1}{2}$ ) des Standardmodells und ihre Ladung in Einheiten der Elementarladung. Zu jedem Teilchen gibt es ein Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung.

Wechselwirkung	koppelt an	Eichboson	Ruhemasse
Starke	Quarks	8 Gluonen	0
Schwache	Quarks+Leptonen	$W^+, W^-, Z^0$	83/91 GeV
Elektromagnetische	elektrische Ladung	Photon $\gamma$	0

Tabelle 2.2: Die intermediären Vektorbosonen (Spin 0) der Wechselwirkungen (Gravitation nicht berücksichtigt)

## 2.2 Neutrinos

Neutrinos sind neutrale Leptonen, die nur an der Schwachen Wechselwirkung teilnehmen.

Während der Elektromagnetismus bereits Maxwells erfolgreiche Zusammenführung von elektrischer und magnetischer Wechselwirkung darstellt, ist es Glashow, Salam und Weinberg gelungen, Elektromagnetische und Schwache Wechselwirkung in der Theorie der Elektroschwachen Wechselwirkung zu vereinheitlichen.

Die linkshändigen<sup>1</sup> Leptonen werden in Dubletts des schwachen Isospin zusammengefasst.

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

Die negative Helizität der Neutrinos in der Schwachen Wechselwirkung wurde im Goldhaber-Experiment [Gol1958] nachgewiesen. Die neutralen Austauscheteilchen Photon und  $Z^0$  werden als zueinander orthogonale, über den Weinberg Winkel  $\theta_w$  gebildete Mischzustände fundamentaler Eichfelder  $B^0$  und  $W^0$  betrachtet.

Im Standardmodell wird die Ruhemasse der Neutrinos zu null angenommen, allerdings gibt es keine zwingenden theoretischen Gründe für die Masselosigkeit. Eine Erweiterung zu massiven Neutrinos ist möglich, ohne die Eckpfeiler der Eichtheorien in Frage zu stellen.

<sup>1</sup>Linkshändigkeit bedeutet negative Helizität; Spin und Bewegungsrichtung sind einander entgegengesetzt.

Die Zahl  $N_\nu$  der leichten<sup>2</sup> aktiven Neutrino-Generationen ist aus Messungen von  $Z^0$ -Zerfallsbreiten respektive im Falle von  $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$  aus Analysen der im Detektor fehlenden Zerfallsbreiten an den Experimenten des LEP(OPAL, DELPHI, ALEPH, L3) sehr sicher zu drei bestimmt worden [LEP1993]

$$N_\nu = 3,00 \pm 0,08.$$

Auch kosmologische Analysen der Big Bang Nukleosynthese (BBN) über die Baryonendichte im Universum und der kosmischen Hintergrundstrahlung (CBR) lassen Rückschlüsse auf die Zahl der Neutrino-Generationen zu. Unter der Voraussetzung eines Gleichgewichts zwischen  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_e$  ergibt sich nach [Ste2003] die mit  $N_\nu = 3$  verträgliche Auswertung

$$1,9 \leq N_\nu \leq 3,1 \quad (95\% \text{ Confidence Level(C.L.)}).$$

Lässt man eine Neutrino-Antineutrino Asymmetrie von  $-0,1 \leq \xi_e \leq 0,3$  zu, ergeben sich mit

$$1 \leq N_\nu \leq 8 \quad (95\% \text{ C.L.})$$

weniger strikte Grenzen.

## 2.2.1 Experimenteller Nachweis von Neutrinos

Der Nachweis von Neutrinowechselwirkungen gestaltet sich aufgrund der extrem kleinen Wirkungsquerschnitte (je nach Energie in Größenordnungen kleiner  $10^{-40}\text{cm}^2$ ) außerordentlich schwierig. Selbst bei hohen Neutrinoflüssen handelt es sich um Experimente mit sehr niedrigen Raten. So muss der Untergrund von Ereignissen aus kosmischer Strahlung und Umgebungsradioaktivität besonders effizient unterdrückt werden.

### Der erste Nachweis

Reines und Cowan [Rei1956] gelang erstmals der experimentelle Nachweis von Neutrino-Wechselwirkungen am Savannah River Kernreaktor. In den Spalt- und Zerfallsprozessen im Reaktor entstehen Neutrinos, die die Reaktorabschirmung ungehindert durchdringen. Diese wurden in (insgesamt zwei) Cadmiumchlorid Tanks über den inversen  $\beta$ -Zerfall

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

detektiert. Szintillationsdetektoren unter- und oberhalb der Tanks stellten die charakteristischen gleichzeitig in entgegengesetzter Richtung auftretenden Photonen der Paarvernichtung des Positrons mit einem Elektron fest. Dagegen zeitlich spezifisch verzögert wurde das Signal von  $\gamma$ -Quanten, die nach dem Neutroneneinfang durch einen Cadmiumkern ausgesandt wurden, gemessen.

---

<sup>2</sup>leicht heisst leichter als die halbe Masse des  $Z^0$ ,  $m_{Z^0} = 91,19 \text{ GeV}$

## 2.2.2 Entdeckung weiterer Neutrino flavours

Im Jahre 1962 erzeugten Danby, Ledermann, Schwartz und Steinberger am Proton Synchrotron in Brookhaven erstmals einen Neutrinostrahl, indem sie Protonen mit einer Energie von 15 GeV in ein Beryllium Target schossen. Die erzeugten  $\pi$ - und K-Mesonen zerfielen unter Aussendung von Neutrinos. Hinter dem Target folgten 13,5 m Eisenabschirmung, um die Mesonen sowie den Großteil der Myonen zu stoppen. Der Detektor war eine geschichtete 10 Tonnen schwere Aluminium-Funkenkammer. Da im Detektor keine Elektronen, sondern nur Myonen aus Reaktionen wie  $\bar{\nu}_{(\mu)} + p \rightarrow n + \mu^+$  oder  $\nu_{(\mu)} + n \rightarrow p + \mu^-$  entdeckt wurden, war klar, dass mindestens zwei verschiedene Arten von Neutrinos existieren [Dan1962].

Nach der Entdeckung des  $\tau$ -Leptons 1975 am SLAC [Per1975] gab es kaum mehr Zweifel an der Existenz der dritten Neutrinoart. Indirekt konnte in den 1980er Jahren an den großen Beschleunigerexperimenten, zum Beispiel bei ARGUS am DORIS-Ring bei DESY in Hamburg, in  $\tau$ -Zerfallsstudien der Spin  $\frac{1}{2}$  und die negative Helizität des  $\nu_\tau$  bestimmt werden [Alb1990]. Im Jahr 2000 wurde das  $\nu_\tau$  beim DONuT-Experiment erstmals direkt beobachtet [Kod2001]. Hier wurde ein 800 GeV Protonenstrahl auf einen Wolframblock geschossen. Vornehmlich aus  $D_s$ -Zerfällen wurde ein  $\nu_\tau$ -Strahl generiert, der 36 m Abschirmung passierte, ehe in einem Emulsionstarget geladene  $\tau$ -Leptonen und deren nachfolgende Zerfälle detektiert wurden, ähnlich wie es auch beim OPERA-Experiment (siehe 3.1) geplant ist. Auf die Nachweisteknik in den Emulsionen wird in Abschnitt 3.2.2 näher eingegangen.

## 2.2.3 Sterile Neutrinos

Es gibt auch die hypothetische Möglichkeit der Existenz einer weiteren Art von Neutrinos, die nicht aktiv an der Schwachen Wechselwirkung teilnimmt, da sie die falsche Helizität besitzt, so genannte „Sterile Neutrinos“ [Pon1967]. Da Neutrinos, wie durch Oszillationsexperimente (in Abschnitt 2.3) gezeigt, eine Ruhemasse besitzen, müssten auch rechtshändige Komponenten existieren, die aber nicht an der Schwachen Wechselwirkung teilnehmen können – so ist die Existenz zumindest dieser Art steriler Neutrinos fast zwangsläufig. Das LSND-Experiment in Los Alamos hat ein entsprechendes Indiz entdeckt, da es auf der Suche nach  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen eine vergleichsweise hohe Differenz der quadratischen Massen von  $\Delta_m^2 \approx 1 \text{ eV}^2$  gefunden hat [Agu2001] – das wäre möglicherweise über die Beteiligung steriler Neutrinos zu erklären [Pal2005]. Dieses Ergebnis ist jedoch umstritten und soll nun beim MiniBooNE am Fermilab überprüft werden [Sha2004]. OPERA würde in dieser Frage insbesondere bedeutsam werden, wenn die erwarteten  $\tau$ -Ereignisse nicht gefunden werden sollten und im Rahmen der Nachweiseffizienz ausgeschlossen würden. Auch aus der Astrophysik sind Phänomene bekannt, bei denen Sterile Neutrinos eine Erklärung liefern könnten, z.B. Beiträge bei der Zusammensetzung des Universums, bdem Verständnis des Materie-Antimaterie-Ungleichgewichts [Bur2001] und der Dunklen Materie, oder

auch spezielle Erscheinungen wie die unerklärlich hohen Rotationsgeschwindigkeiten von Pulsaren [Kus2004, Ful2003].

## 2.3 Neutrinooszillationen

Die ersten Experimente mit solaren Neutrinos (siehe Abschnitt 2.5.1) stellten einen  $\nu_e$ -Fluss fest, der deutlich geringer ausfiel als nach dem Standard-Sonnenmodell zu erwarten war. Lediglich ein Drittel bis die Hälfte der vorhergesagten Neutrinorate konnte nachgewiesen werden. Einen Ausweg aus der Erklärungsnot bezüglich des festgestellten Neutrino-defizites formulierte erstmal Pontecorvo mit einer Oszillationshypothese [Pon1957] – zunächst noch zwischen Neutrinos und Antineutrinos. Der Formalismus wurde anschließend von Maki, Nakagawa und Sakata ausgearbeitet [Mak1962]. Eine Analogie besteht in der Flavour-Mischung bei den Quarks, die nicht in ihren Masseneigenzuständen an die Austauscheteilchen der Schwachen Wechselwirkung koppeln und damit ihren Flavour in Reaktionen des geladenen Stroms ändern können. Genauso sind die Flavour-Eigenzustände der Neutrinos, in denen sie an der Schwachen Wechselwirkung teilnehmen, nicht identisch mit den Masseneigenzuständen der Propagation im Vakuum.

### 2.3.1 Drei-Flavour-Oszillationen

Im Modell der Drei-Flavour-Oszillationen von Neutrinos läßt sich die Verknüpfung der beiden Basen anhand einer Mischungsmatrix darstellen, die die Zustandsbasis, in der die Massenmatrix diagonal ist, über eine Drehung in die Basis der Flavour-Eigenzustände überführt.

$$|\nu_{f=e,\mu,\tau}\rangle = \sum_{k=1,2,3} U_{fk} |\nu_k\rangle$$

Zur Eindeutigkeit der Parametrisierung ist es notwendig, die Reihenfolge der Drehungen um die Eulerwinkel  $\theta$  festzulegen.

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta_{13} e^{i\delta_{CP}} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Für Majorana-Neutrinos (siehe Abschnitt 2.4.4) muss hier noch eine weitere Matrix mit zwei komplexen Majorana-Phasen hinzugefügt werden. Da die Oszillationsparameter aber nicht von diesen abhängen und somit aus Oszillationsexperimenten keine Rückschlüsse auf sie gezogen werden können, werden sie hier nicht berücksichtigt. In der folgenden Darstellung der Mischungsmatrix für drei Neutrinogenerationen werden die abkürzenden Schreibweisen

$$s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij} \text{ und } c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$$

verwendet. Die Matrix ist nach Pontecorvo, Maki, Nakagawa und Sakata (PMNS) benannt und lässt sich über die drei Mischungswinkel  $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$  und eine CP-verletzende Phase  $\delta_{CP}$  festlegen. Falls  $\delta_{CP} \neq 0$  oder  $\pi$  führte dies zu einer CP-Verletzung im leptonischen Sektor.

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

Möchte man hieraus nun allgemein die Wahrscheinlichkeit eines Flavourübergangs bestimmen, hilft eine quantenmechanische Betrachtung. So lassen sich die Massenzustände  $|\nu_i\rangle$  der Neutrinos als die Eigenzustände des Hamilton-Operators

$$\hat{H} |\nu_i\rangle = E_i |\nu_i\rangle$$

mit der zeitlichen Entwicklung

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i\hat{H}t} |\nu_i\rangle$$

schreiben, wobei

$$E_i = \pm \sqrt{p_i^2 + m_i^2}$$

ist. Um nun die Übergangswahrscheinlichkeit im Vakuum vom Flavour  $\alpha$  in den Flavour  $\beta$  zu bestimmen, ist der folgende Ausdruck zu berechnen:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \left| \langle \nu_\beta | e^{-i\hat{H}t} | \nu_\alpha \rangle \right|^2.$$

Wenn man nun hier die Flavoureigenzustände unter Verwendung der PMNS-Matrix durch die Masseneigenzustände ersetzt erhält man nach einigem Umformen mit der für Neutrinos schnell gültigen ultrarelativistischen Näherung  $m_i \ll p_i$  den allgemeinen Ausdruck für die Oszillationswahrscheinlichkeit:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re J_{ij}^{\alpha\beta} \sin^2 \Delta_{ij} - 2 \sum_{i>j} \Im J_{ij}^{\alpha\beta} \sin^2 \Delta_{ij}$$

Hier sind

$$\Delta_{ij} \equiv \frac{(m_i^2 - m_j^2)L}{4E_\nu} \equiv \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu}$$

und

$$J_{ij}^{\alpha\beta} \equiv U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j}$$

Dabei ist  $L$  die Entfernung von der Neutrinoquelle und  $E_\nu$  die Energie der Neutrinos. So lassen sich also die Oszillationen von Neutrinos in drei Familien durch sechs Größen vollständig beschreiben: Drei Mischungswinkel, eine CP-Phase und zwei unabhängige Massenquadratdifferenzen, beispielsweise  $\Delta m_{31}^2$  und  $\Delta m_{21}^2$ .

### 2.3.2 Oszillationen im Zwei-Flavour-Modell

Da nach den bisherigen Erkenntnissen  $\sin^2 2\theta_{13}$  klein ist und sich die Differenzen  $\Delta m_{23}^2$  und  $\Delta m_{12}^2$  der quadratischen Massen um etwa zwei Größenordnungen unterscheiden, spielen in den Oszillationen zwischen zwei Neutrino-Flavours Drei-Flavour-Effekte eine sehr kleine Rolle und können innerhalb der Empfindlichkeit derzeitiger Oszillations-experimente nicht untersucht werden. So lässt sich das System der Oszillationen zwischen drei Flavours praktisch zu einfacher zu handhabenden zwei-Flavour-Modellen entkoppeln. Im Hinblick auf das OPERA-Experiment werden im Folgenden  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillationen betrachtet:

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

Für die Oszillationswahrscheinlichkeit  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}$  gilt dann

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} = \sin^2(2\theta_{23}) \sin^2 \left( \frac{1,267 \Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right)$$

So hängt die Oszillationswahrscheinlichkeit bei festen Mischungsparametern letztlich nur vom Verhältnis der Flugstrecke  $L$  zur Energie der Neutrinos  $E$  ab.

Bezüglich der Werten der Strahlneutrinos mit einer mittleren Energie von 17 GeV für das OPERA-Experiment, das in Kapitel 3 ausführlich beschrieben wird, ergibt sich bei einer Annahme von  $\Delta m_{23}^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  und voller Mischung  $\sin^2 2\theta = 1$  das Maximum der Oszillation bei  $L = 8430 \text{ km}$ . Die Oszillationswahrscheinlichkeit auf dem 732 km langen Weg zum OPERA Detektor beträgt lediglich 1,8%.

### 2.3.3 Neutrinooszillationen in Materie

Die Ausbreitung der Neutrinozustände in Materie – z.B. der Erde – unterscheidet sich von der im Vakuum, da es zu Prozessen der schwachen Wechselwirkung mit der Erdmaterie kommt. Zum einen können alle Neutrino-Flavours über den Austausch von  $Z^0$ -Bosonen kohärent vorwärts streuen, zum anderen können nur  $\nu_e$  über einen geladenen Strom an den Elektronen der Materie streuen, was zu einem zusätzlichen Potential für die Elektroneneutrinos führt. Durch Dichteschwankungen in der durchquerten Materie kann es zu einer resonanten Verstärkung der Oszillation durch den nach Mikheyev, Smirnov und Wolfenstein benannten MSW-Effekt kommen [Wol1978]. Die Dichte der Erdmaterie auf dem Laufweg des CNGS-Strahls zum OPERA-Detektor ist annähernd konstant. Für die isolierte Betrachtung von  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen spielen die Materieeffekte keine Rolle. Vollständige Beschreibungen der Oszillationen mit analytischen Ausdrücken für die Übergangswahrscheinlichkeiten in Anwesenheit von Materie finden sich in [Lin2000] und [Fre2001]. Auch für den im Hinblick auf den Mischungswinkel  $\theta_{13}$  interessanten Aspekt der möglichen  $\nu_e$ -Appearance bei OPERA liegt der Einfluss von Materieeffekten unterhalb der Nachweisgenauigkeit und ist damit vernachlässigbar.

## 2.4 Neutrinomassen

Aus der Evidenz von Neutrinooszillationen folgt, dass Neutrinos eine von null verschiedene Ruhemasse besitzen. Bevor näher auf die Oszillationsexperimente eingegangen wird, die Aussagen über die Differenzen der quadratischen Massen treffen, soll im Folgenden dargestellt werden, welche experimentellen Zugänge zu den absoluten Neutrinomassen möglich sind.

### 2.4.1 Bestimmung von Grenzen für Neutrinomassen

Aus kinematischen Betrachtungen von Zerfallsprozessen lassen sich direkt obere Grenzen für die Massen von Neutrinos gewinnen. Die Experimente in Troitsk und Mainz lieferten über Spektroskopie des  $\beta$ -Zerfalls von Tritium folgende Obergrenzen für das Elektroneneutrino (auf 95% *Confidence Level*):

$$\text{Troitsk :} \quad m(\nu_e) \leq 2,5 \text{ eV} \quad [\text{Lob2001}]$$

$$\text{Mainz :} \quad m(\nu_e) \leq 2,2 \text{ eV} \quad [\text{Kra2004}].$$

Die Vermessung des Zerfalls  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  am Paul Scherrer Institut in Zürich [Ass1996] beschränkt die Masse des  $\nu_\mu$  auf

$$m(\nu_\mu) \leq 170 \text{ keV} \quad (90\% \text{ C.L.}).$$

Komplizierter gestaltet sich die Vermessung der hadronischen Endzustände von  $\tau$ -Zerfällen wie  $\tau^- \rightarrow 2\pi^- + \pi^+ + \nu_\tau$  oder  $\tau^- \rightarrow 3\pi^- + 2\pi^+ + \pi^0 + \nu_\tau$ . Aus einer Analyse solcher Zerfälle in den Detektoren des LEP wurde auf

$$m(\nu_\tau) \leq 15,5 \text{ MeV}$$

geschlossen [Ron2001].

Vereinfachend wird bei den eben präsentierten Massengrenzen davon ausgegangen, dass es sich um reine Neutrino flavours gehandelt hat, denen man eine jeweilige Masse zuordnen könnte – strenggenommen müsste man jedoch auch hier die in Abschnitt 2.3 beschriebene Mischung der Masseneigenzustände berücksichtigen.

### 2.4.2 Astrophysikalische Eingrenzung der Neutrinomassen

Sehr scharfe Grenzen auf die absoluten Neutrinomassen stammen aus der Astronomie. Die Analyse des kosmischen Mikrowellenhintergrundes anhand der Daten der Weltraumsonde WMAP („Wilkinson Microwave Anisotropy Probe“) findet unter diversen kosmologischen Annahmen eine Grenze von

$$\sum m(\nu) \leq 2 \text{ eV} \quad [\text{Fuk2006}].$$

Aus der Verbindung mit anderen Beobachtungen können sogar noch stärkere Beschränkungen der Summe der Neutrinomassen folgen. Eine neue Studie [Goo2006], welche die Daten von WMAP, SDSS, dem „baryon acoustic peak“ und Supernova Beobachtungen von SNLS kombiniert findet auf 95 % *C.L.*

$$\sum m(\nu) \leq 0,68 \text{ eV}$$

Bezieht man noch die Daten der Lyman- $\alpha$ -Beobachtungen mit ein, folgt nach [Goo2006] sogar

$$\sum m(\nu) \leq 0,2 - 0,4 \text{ eV},$$

abhängig von der verwendeten Lyman- $\alpha$ -Analyse.

Um mit den irdischen Methoden der direkten Massenbestimmung in diese Größenordnung vorzustoßen, befindet sich das „Karlsruhe Tritium Neutrino-Experiment“ (KATRIN) im Aufbau. Mit einem sehr großen und leistungsfähigen Elektronenspektrometer ist es bis zu einer Neutrinomasse von ca. 0,2 eV sensitiv [Dre2005] – falls die eben vorgestellten kosmologischen Analysen zutreffen, wird es also nicht empfindlich genug sein, einen Wert für  $m(\nu_e)$  zu finden.

Grundsätzlich folgt aus den in den Oszillationsexperimenten (2.5.3) festgestellten Massendifferenzen von  $\Delta m_{31}^2 \approx 2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  eine Massenuntergrenze – es muss mindestens ein Neutrino mit

$$m_\nu \gtrsim 0,05 \text{ eV}$$

geben. Damit ist das Intervall, in dem die tatsächlichen Neutrinomassen liegen müssen, bereits sehr gut eingegrenzt.

### 2.4.3 Massenhierarchie

Da Oszillationsparameter, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, nur von den Differenzen der quadratischen Massen abhängen, lässt sich über sie nicht auf die absoluten Neutrinomassen schließen. Auch das Vorzeichen der  $\Delta m_{31}$  ist unbestimmt, so dass keine Aussage über die Rangfolge der Neutrinomassen getroffen werden kann. Das positive Vorzeichen von  $\Delta m_{21}$  ist hingegen aus Materieeffekten bei Experimenten mit solaren Neutrinos bekannt. Eine Massenreihenfolge analog zu den geladenen Leptonen und Quarks liegt nahe und wird „hierarchische“ oder „normale“ Struktur genannt, aber auch eine invertierte Reihenfolge ist vorstellbar (Siehe Abb. 2.1). Sind die Massen selbst viel größer als die Massendifferenzen, spricht man von einer „entarteten“ Massenstruktur.

### 2.4.4 Neutrinoloser Doppelbetazerfall

Die Existenz von Antiteilchen wurde von Dirac wegen der Lösungen negativer Energie in der relativistischen Wellenmechanik postuliert. Deshalb werden Teilchen, die

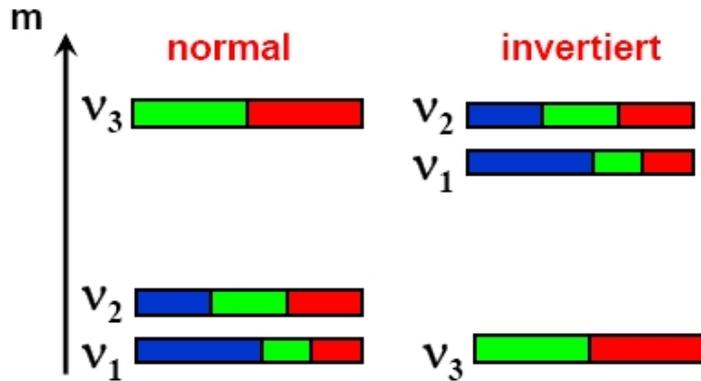


Abbildung 2.1: Normale und invertierte Massenhierarchie der Masseneigenzustände. Die Farben symbolisieren die Flavormischung aus  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  und  $\nu_\tau$

ein unterscheidbares Antiteilchen besitzen, auch *Dirac-Teilchen* genannt. Neutrinos nehmen als einzige elektrisch ungeladene elementare Fermionen eine Sonderstellung ein. In Ermangelung ladungsartiger Eigenschaften könnten Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sein und sowohl links- als auch rechtshändige Komponenten besitzen. Diese Erscheinungsform heißt *Majorana-Teilchen*. Sollten Neutrinos Majorana-Charakter haben, wäre die Existenz eines neutrinoslosen Doppel- $\beta$ -Zerfalls eine Möglichkeit dies nachzuweisen.

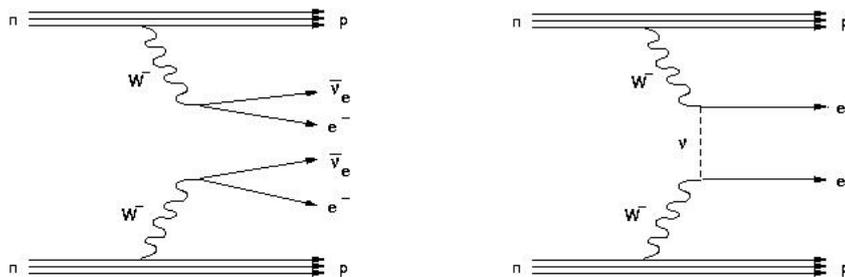


Abbildung 2.2: Der doppelte Betazerfall – links unter Aussendung von 2  $\nu_e$ , rechts neutrinoslos

Es gibt Elemente, bei denen der einfache  $\beta$ -Zerfall energetisch verboten ist. Diese können in einem unter Umständen möglichen Doppelbetazerfall ihre Ordnungszahl um zwei erhöhen. Dabei werden zwei  $\bar{\nu}_e$  emittiert (Abbildung 2.2 links). Alternativ könnte dieser Prozess im Majorana Fall, also  $\nu = \bar{\nu}$ , über einen internen Neutrino-austausch ohne Emission stattfinden, da ein aus einem Vertex auslaufendes Teilchen einem einlaufenden Antiteilchen entspricht.

Die Leptonenzahlerhaltung wäre damit verletzt. Die Majorana-Teilchen müssten am

einen Kern linkshändig und an den anderen mit einem rechtshändigen Anteil koppeln.

Dies würde sich im Energiesummenspektrum der beiden Elektronen des Doppel- $\beta$ -Zerfalls in einem Signal beim Q-Wert der Reaktion manifestieren, da kein Neutrino Energie weggetragen hat. So bedient man sich bei der experimentellen Suche nach dem neutrinolosen Doppel- $\beta$ -Zerfall genau der umgekehrten Schlussmethode zu der Paulis, die ihn beim einfachen Betazerfall auf die Idee der Existenz des Neutrinos brachte. Selbst doppelte  $\beta$ -Zerfälle mit zwei Neutrinos sind sehr selten und haben Halbwerts-

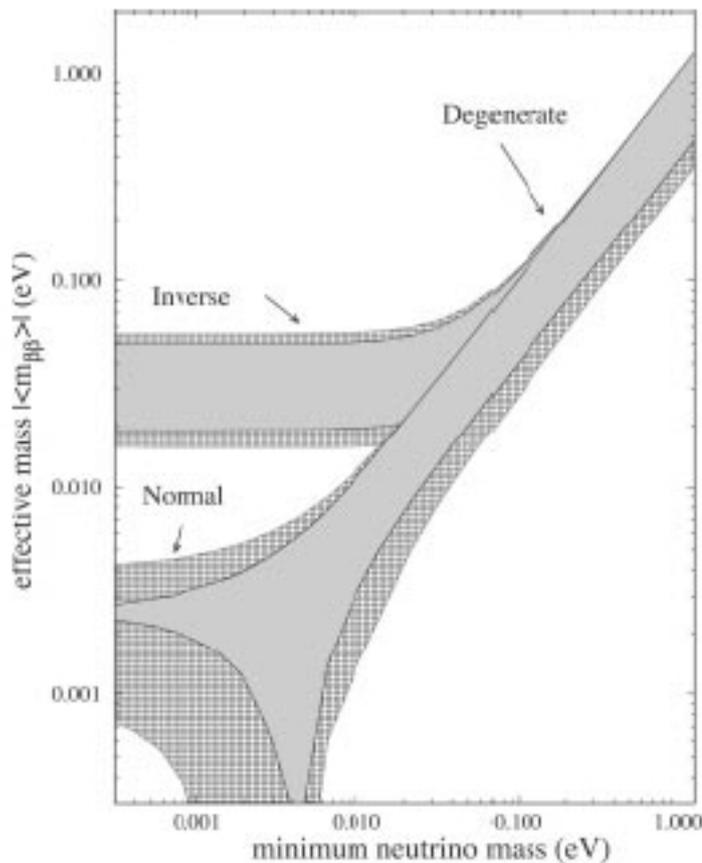


Abbildung 2.3: Zusammenhang zwischen der aus einem neutrinolosen Doppelbetazerfall bestimmten Neutrinomasse  $m(\nu_{0\nu\beta\beta})$  und dem leichtesten Neutrinomasseneigenwert  $m(\nu_1)$  bei verschiedenen Annahmen bezüglich der Massenhierarchie.

zeiten um  $10^{21}$  Jahre. Überaus schwierig gestaltet sich bei der experimentellen Suche nach dem neutrinolosen Doppelbetazerfall die Unterdrückung von Untergrundeignissen und Rauschen und das Erlangen ausreichender Mengen eines geeigneten Isotops. Erwartet werden Halbwertszeiten in der Größenordnung von  $10^{26}$  Jahren. Das Ziel der Experimente ist die Bestimmung einer solchen Halbwertszeit über Ereignisrate, Stoffmenge und Messzeit. Die Halbwertszeit des neutrinolosen Doppelbetazerfalls er-

gibt sich gemäß

$$\left(T_{\frac{1}{2}}^{0\nu}\right)^{-1} = G^{0\nu} \cdot |M^{0\nu}|^2 \cdot \langle m_\nu \rangle^2$$

aus dem Phasenraumfaktor  $G$ , der aus Energiebetrachtungen bekannt ist, dem Übergangsmatrixelement des Kernes  $M$ , das aus theoretische Modellen zu berechnen ist und der effektiven Majoranamasse  $\langle m_\nu \rangle$  der Neutrinos. Diese würde sich entsprechend der ersten Zeile der Mischungsmatrix aus allen Masseneigenzuständen zusammensetzen:

$$\langle m_{\nu\beta\beta} \rangle = \sum_i U_{ei}^2 m_i e^{i\alpha_i}$$

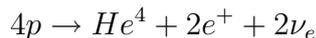
Im CP verletzenden Fall können einzelne Summanden sogar negativ werden, so dass sich die Einzelmassen teilweise kompensieren könnten. Deshalb ist, falls der neutrinolose Doppelbetazerfall existiert, für das Verständnis der Majoranamasse eine exakte Kenntnis der Elemente der Mischungsmatrix hilfreich. Folglich können auch hier Oszillationsexperimente wie OPERA einen indirekten Beitrag leisten. Aus der Größe der gefundenen Majoranamasse lassen sich Rückschlüsse auf die Masseneigenwerte und die Massenhierarchie ziehen, wie in Abbildung 2.3 gezeigt wird.

Im Rahmen des Heidelberg-Moskau-Experiment mit  $^{76}\text{Ge}$  wurde von einer Gruppe um H.V. Klapdor-Kleingrothaus bereits eine Evidenz für den neutrinolosen Doppelbetazerfall veröffentlicht [Kla2001, Kla2004], aus der eine effektive Majoranamasse von etwa  $m(\nu_{0\nu\beta\beta}) = 0,4 \text{ eV}$  folgen würde. Die Art der Analyse ist jedoch umstritten. Die derzeit präzisesten Grenzen liefern die Experimente NEMO mit  $^{100}\text{Mo}$  und  $^{82}\text{Se}$  [Arno05] sowie CUORICINO mit  $^{130}\text{Te}$  [Arna05]. Diese Experimente fanden bisher kein Signal für einen neutrinolosen Doppelbetazerfall. Weitere Experimente hierzu sind im Aufbau.

## 2.5 Oszillationsexperimente

### 2.5.1 Experimente mit Neutrinos von der Sonne

Es bestehen ausgereifte Modelle über die Fusionsprozesse im Inneren der Sonne im so genannten Proton-Proton-Zyklus und CNO-Zyklus und die Zahl und die Energiespektren der dabei emittierten  $\nu_e$ , wie in Abbildung 2.4 dargestellt. In der Summe fasst die Reaktion



den pp-Zyklus zusammen und liefert damit zwei Neutrinos.

#### Homestake – das solare Neutrino-Rätsel

Die erste Vermessung des Neutrinoflusses von der Sonne gelang Raymond Davis mit dem Homestake-Experiment. In einem Tank befanden sich 600 Tonnen einer chlor-

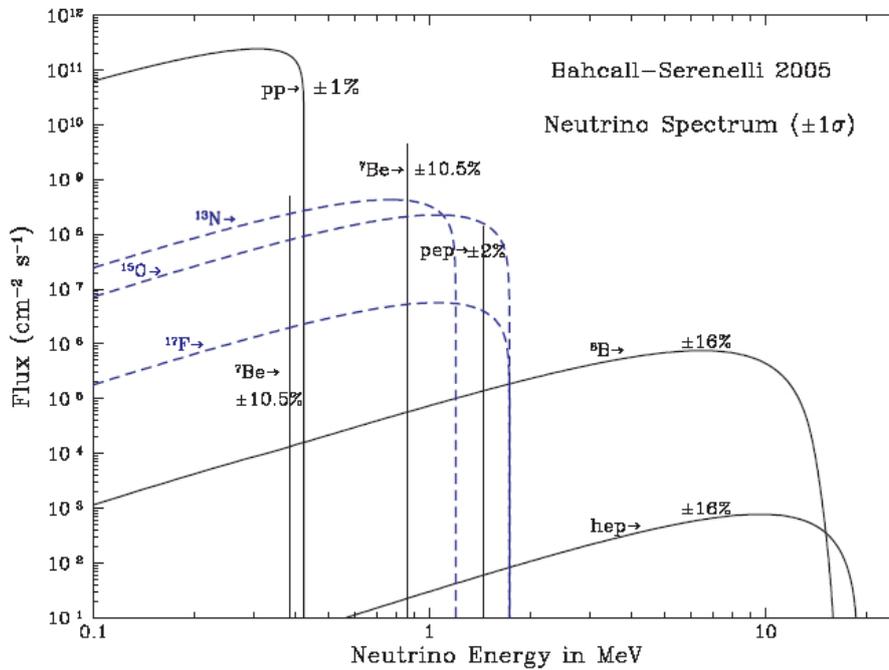
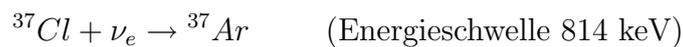


Abbildung 2.4: Spektrum der solaren Neutrinos nach Bahcall und Serenelli [Bah2005]

haltigen Reinigungsflüssigkeit, nach einiger Zeit wurde jeweils gemessen, welche Stoffmenge an Argon ausgewaschen werden konnte, das sich über die Reaktion

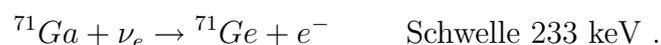


gebildet hatte. Die Argonmenge wurde wiederum über den  $\beta^+$  Zerfall von  ${}^{37}\text{Ar}$  mit einer Halbwertszeit von 35 Tagen nachgewiesen.

Das Experiment lief von 1967 bis 1994 und ergab einen Neutrinofluss von ca 33% der erwarteten Rate [Dav1968, Cle1998].

## Gallium-Experimente

Die analog funktionierenden Experimente GALLEX/GNO im LNGS und SAGE am Baksan-Neutrino-Observatorium im Nordkaukasus arbeiten mit Gallium und der Reaktion



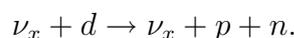
Sie haben einen etwas größeren Elektroneneutrinofluss gemessen.

## SNO – Lösung des Rätsels

Der Durchbruch bei der Aufklärung des solaren Neutrino-„Puzzles“ gelang am Sudbury Neutrino Observatorium (SNO) 2001. In einem Tank mit einer Kilotonne schwerem Wasser ( $D_2O$ ), der rundherum mit fast 10000 Photomultipliern instrumentiert ist, wurde sowohl das Čerenkov Licht<sup>3</sup> von Elektronen aus CC- $\nu_e$  Reaktionen



gemessen als auch die von NC-Dissoziations-Reaktionen aller Neutrino flavours



Das in der NC-Reaktion entstandene Neutron wurde in verschiedenen Phasen des Experiments auf folgende Weisen nachgewiesen:

- von 1999 bis 2001 über das beim Neutroneneinfang am Deuterium ausgesandte  $\gamma$ -Quant  
( $n + d \rightarrow t + \gamma$ )
- von 2001 bis 2003 unter Zugabe von 2 t Salz (NaCl) durch Neutroneneinfang am Chloridion  
( $^{35}Cl + n \rightarrow ^{36}Cl + \gamma$ )
- seit 2004 in 40 Helium-Proportionalzählrohren  
( $^3He + n \rightarrow ^3H + p$ )

Außerdem ist das Experiment sensitiv für die elastische Streuung beliebiger Neutrinos an Elektronen. Das Ergebnis war neben der Bestätigung der auch von den anderen Experimenten festgestellten  $\nu_e$ -Disappearance, dass die Summe der nicht flavour-abhängigen Reaktionen die Erwartungen des Standard-Sonnen-Modells sehr gut erfüllen. Dies bestätigt die Oszillationstheorie hervorragend. [Ahm2002]

### 2.5.2 Experimente mit Neutrinos aus Kernreaktoren

Nicht nur bei der ersten Entdeckung, auch weiterhin macht man sich Kernreaktoren als Neutrinoquellen zu Nutze. So gibt es zahlreiche Kernreaktoren mit anliegenden Neutrinoforschungsstandorten: Bugey und Chooz im Frankreich, Palo Verde in den USA, Rovno in der Ukraine und Krasnojarsk in Sibirien [Dec1999].

---

<sup>3</sup>Zur Erklärung von Čerenkov Licht siehe 2.5.3

## KamLAND – die Bestätigung

Der KamLAND-Detektor in Japan steht in einem mittleren Abstand von 180 km zu einigen Kernkraftwerken. Es handelt sich um einen mehrschaligen Detektor mit einer Kilotonne Flüssigszintillator im Zentrum, der von insgesamt 1879 Photomultiplier-Röhren umgeben ist. Bei KamLAND konnte – ausgehend von den bekannten Reaktorleistungen – mit 99,998 % Signifikanz „ $\bar{\nu}_e$ -Disappearance“ nachgewiesen werden [Suz2005]. Unter der Annahme von Oszillationen im 2-Flavour Modell passen die Daten zu  $\Delta m^2 = 7,9 \times 10^{-5} \text{eV}^2$  und  $\sin^2 2\theta = 0,86$ . Die Ergebnisse bestätigen das Oszillations-Szenario auf über 99% *confidence level* und sind voll mit den Experimenten mit solaren Neutrinos verträglich. Die Verbindung der Ergebnisse von KamLAND

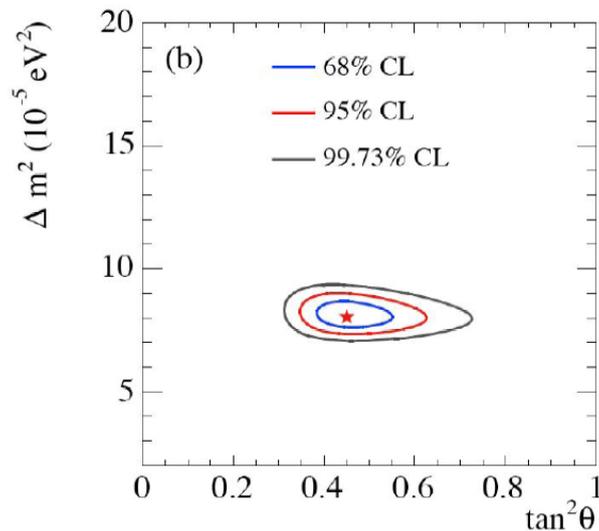


Abbildung 2.5: Darstellung der von KAMLAND und Experimenten mit solaren Neutrinos ermittelten Oszillationsparameter [Aha2005]

mit anderen Experimenten mit Solarneutrinos ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Es ergeben sich nach [Aha2005] als wahrscheinlichste Parameter:

$$\Delta m_{12}^2 = 8,0_{-0,4}^{+0,6} \times 10^{-5} \text{eV}^2 \text{ und } \tan^2 \theta_{12} = 0,45_{-0,07}^{+0,09}.$$

## Chooz und Doppel-Chooz

Am französischen Kernkraftwerk Chooz in den Ardennen lief das Chooz-Experiment, ein Flüssigszintillator-Detektor in 1 km Entfernung vom Reaktor. Es hat eine obere Grenze für  $\sin^2 \theta_{13}$  von

$$\sin^2 \theta_{13} < 0,2(90\% \text{C.L.})$$

gefunden (Bei  $\Delta m_{13}^2 = 2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ ) [Apo2003]. Eine präzisere Vermessung des noch unbekanntem Mischungswinkel  $\theta_{13}$  verspricht das Doppel-Chooz-Experiment. Hierzu sollen ein neuer Flüssigszintillatordetektor in der bestehenden Halle des CHOOZ-Experiments und ein naher Detektor nur 280 m vom Reaktorkern entfernt gebaut werden. So kann man – eine geeignete Kalibrierung der Detektoren vorausgesetzt – direkt die  $\bar{\nu}_e$ -Flüsse vergleichen und auf  $\sin^2 \theta_{13}$  schließen. Das Doppelchooz-Experiment soll das Limit bis zu  $\sin^2 \theta_{13} \leq 0,03$  senken können.

Zur Eingrenzung von  $\theta_{13}$  kann schon vorher auch OPERA einen Beitrag leisten, entscheidend ist hier die Sensitivität auf  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Appearance. Diese wird leider durch die prompte  $\nu_e$ -Kontamination des  $\nu_\mu$ -Strahls beeinträchtigt (siehe Kapitel 3.3).

### 2.5.3 Experimente mit Neutrinos aus der Atmosphäre

Bei den Reaktionen der kosmischen Teilchenstrahlung (vor allem Protonen und andere Ionen) in den oberen Schichten der Erdatmosphäre entstehen  $\pi$ - und K-Mesonen, die weiter zerfallen und dabei Myon- und Elektroneneutrinos bilden. Das Produktionsverhältnis von  $\nu_\mu$  zu  $\nu_e$  beträgt dabei etwa 2:1, auf der Erde hingegen wird ein geringerer Anteil an  $\nu_\mu$  festgestellt. Dies ist ein Hinweis auf Oszillationen.

#### Super-Kamiokande

In der Kamioka Mine in Japan befindet sich der Nachfolger Super-Kamiokande genannte Nachfolger des KAMIOKANDE-Experiments. Super-Kamiokande ist ein mit über 11000 Photomultipliern ausgekleideter 50 Kilotonnen Wasser-Čerenkov-Detektor. Čerenkov-Licht nennt man die kegelförmige elektromagnetische Schockwelle, die entsteht, wenn sich elektrische Ladungen schneller durch ein Medium bewegen als die Lichtgeschwindigkeit für dieses Medium. Über den Öffnungswinkel des Kegels kann über  $\cos \theta = \frac{1}{n\beta}$  ( $n$  = Brechungsindex,  $\beta = \frac{v}{c}$ ) auf die Geschwindigkeit des Teilchens geschlossen werden. Die Form des Kegels läßt, wie in Abb. 2.6 gezeigt, auf die Art des Teilchens schließen, da Elektronen wegen Bremsstrahlung und Paarbildung im Wasser Schauer bilden. Die zentrale Analyse der Neutrinooszillationen erfolgt bei Superkamiokande die Betrachtung der Ereignisraten in Abhängigkeit vom Zenitwinkel, da über die Ankunftsrichtung der atmosphärischen Neutrinos ihre Flugstrecke vom Entstehungsort von etwa 20 km bis über den Erddurchmesser variiert. Es wird mit zunehmendem Zenitwinkel klar das Verschwinden von  $\nu_\mu$  festgestellt, wie in Abbildung 2.7 dargestellt ist. Die Beobachtungen liefern damit den Parameterraum für das OPERA-Experiment, in dem  $\tau$ -Appearance zu erwarten ist.

Aus der Analyse von SuperKamiokande I + II folgt mit 90% *C.L.*

$$1,9 \times 10^{-3} \text{eV}^2 < \Delta m_{23}^2 < 3,1 \times 10^{-3} \text{eV}^2.$$

und

$$\sin^2 2\theta_{23} > 0,9$$

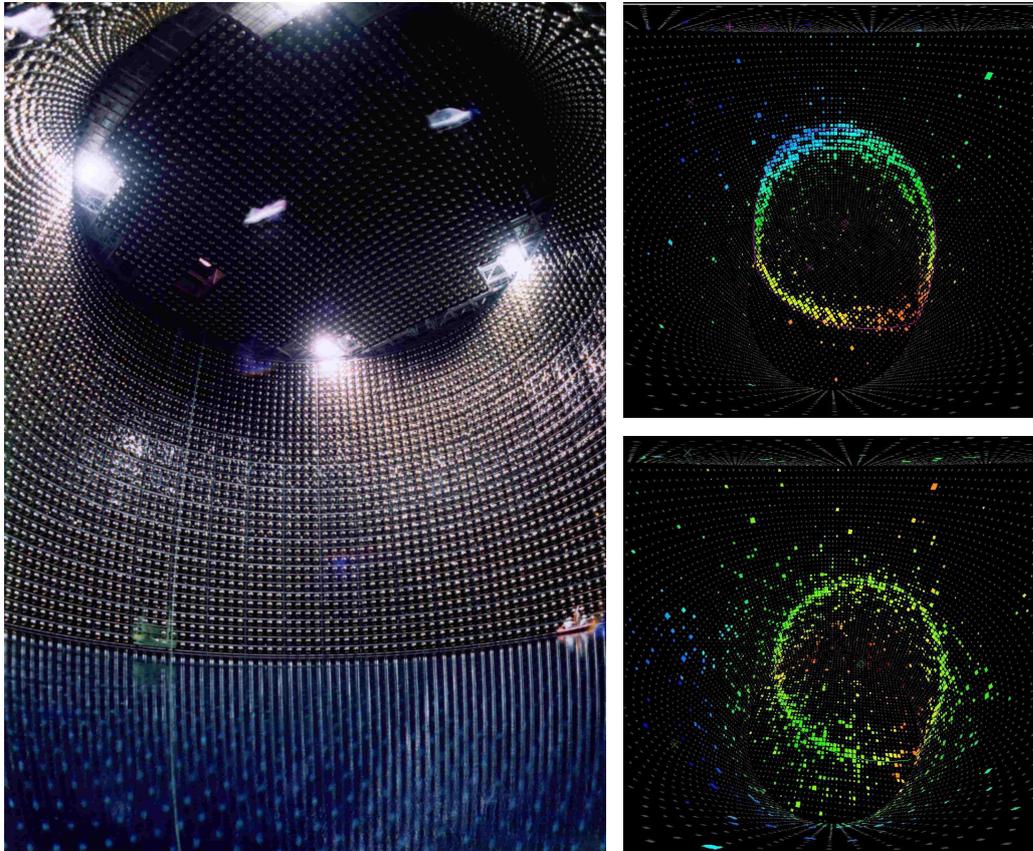


Abbildung 2.6: links: Blick in den teilbefüllten Super-Kamiokande Detektor, rechts: Event-Display des Čerenkov-Lichts eines Myons (oben, scharfer Ring) und eines Elektrons (unten, aufschauender Ring)

mit einem besten Anpassungswert bei

$$\Delta m_{23}^2 = 2,5 \text{ eV}^2$$

bei maximaler Mischung. Außerdem werden  $\nu_\mu$ -Oszillationen über eine  $\frac{L}{E}$ -Analyse gesucht. Dafür wird eine Auswahl von Ereignissen höherer Auflösung herangezogen. Auch diese Auswertung ergeben eine klare Evidenz für Oszillationen. Die über die  $\frac{L}{E}$ -Analyse gefunden Parametereinschränkungen sind auf 90% C.L.

$$1,9 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m_{23}^2 < 3,0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \text{ und } \sin^2 2\theta_{23} > 0,90 \quad [\text{Ash2004}].$$

Darüberhinaus misst auch Super-Kamiokande die elastische Streuung von  $\nu_e$  von der Sonne, die Ergebnisse passen zu denen anderer Solarneutrino-Experimente.

Besonders für OPERA von Interesse ist, dass auch die Daten von Super-Kamiokande auf eine mögliche  $\nu_\tau$ -Appearance untersucht werden. Da innerhalb des Wassertanks nicht wie in einem Emulsionstarget die  $\tau$ -Spur direkt nachgewiesen werden kann, muss

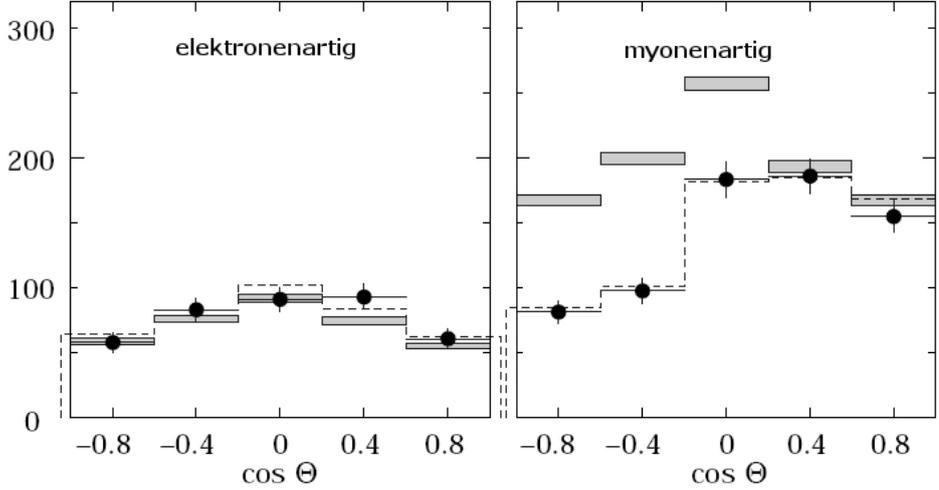


Abbildung 2.7: Zahl der elektronenartigen und Myonenartigen Ereignisse mit einer Energie von mehreren GeV in Abhängigkeit vom  $\cos$  des Zenitwinkels; Die schattierten Kästchen zeigen die Erwartung ohne Oszillation [Hag2002].

man aus den Daten mögliche Charged Current  $\nu_\tau$ -Reaktionen über die Produkte eines geeigneten Zerfallskanal, z.B.

$$\tau^- \rightarrow \rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \text{ (Verzweigungsverhältnis 25\%)}$$

bestimmen, wie in [Hal1999] vorgeschlagen. Diese direkte Suche gestaltet sich aber schwierig, u.a. die Abschätzung des Untergrunds durch analoge Signaturen durch Neutral Current Reaktionen hoher Multiplizität stellt ein Problem dar. Außerdem haben nur wenige der atmosphärischen Neutrinos eine ausreichend hohe Energie, um ein  $\tau$  zu erzeugen, und die resultierenden Mesonen können mit ihrer Energie unterhalb der Čerenkov-Schwelle liegen und damit für den Detektor unsichtbar bleiben.

Inzwischen wurden die ersten Ergebnisse einer umfassenden weitergehenden Analyse der Super-Kamiokande Daten auf  $\tau$ -Appearance unter Verwendung von Likelihood Methoden und neuronalen Netzen veröffentlicht [Abe2006]. Dabei wurden neben Energiebetrachtungen und der Zenitwinkelverteilung Merkmale eines  $\tau$ -Zerfalls, wie zum Beispiel der mehr sphärische Charakter des Ereignisses und der Abstand der Vertices nachfolgender Zerfälle, kombiniert. Diese Auswertung der Daten von 1489 Tagen Beobachtung atmosphärischer Neutrinos mit der Likelihood-Methode ergibt eine Zahl von  $138 \pm 48(\text{stat.})^{+15}_{-32}(\text{syst.})$   $\nu_\tau$ -CC-Ereignissen bei Super-Kamiokande. Aus der Analyse mit neuronalen Netzen folgten  $134 \pm 48(\text{stat.})^{+16}_{-27}(\text{syst.})$   $\tau$ -Ereignisse. Nach einer Simulation wären bei  $\Delta m_{23}^2 = 2,4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  und maximaler Mischung  $78 \pm 27(\text{syst.})$   $\nu_\tau$ -CC-Reaktionen in den Daten zu erwarten gewesen - die Unsicherheit liegt hier vor allem in den  $\nu_\tau$ -Wirkungsquerschnitten. Damit sind diese Ergebnisse konsistent mit der  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillationshypothese und stellen  $\nu_\tau$ -Appearance mit einer Signifikanz von  $2,4\sigma$  fest.

## 2.5.4 Experimente mit Neutrinos von Teilchenbeschleunigern

Eine weitere Möglichkeit der Untersuchung von Neutrinooszillationen stellen an Teilchenbeschleunigern erzeugte Neutrinostrahlen dar. Bei den so genannten „long baseline-Experimenten“ steht der Detektor in großem Abstand von der Quelle, um die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Oszillationsphänomenen zu erhöhen. Auf den CNGS-Strahl und das OPERA-Experiment wird im folgenden Kapitel 3.1 detailliert eingegangen, daher zunächst eine Kurzbeschreibung der anderen Standorte.

### K2K – KEK to Kamioka

Am KEK in Japan wird ein auf den 180 km entfernten Super-Kamiokande Detektor gerichteter  $\nu_\mu$ -Strahl generiert. Protonen mit einer Energie von 12 GeV werden auf ein Aluminium-Target geschossen, die entstehenden  $\pi^+$ -Mesonen werden fokussiert und zerfallen in einem 200 m langen Tunnel in  $\mu^+ + \nu_\mu$ . Die durchschnittliche Energie der Neutrinos beträgt 1,3 GeV. Ein naher Detektor in 100 m Abstand besteht aus einem Wasser-Čerenkov-Detektor von einer Kilotonne und einem in Strahlrichtung nachfolgenden Myon-Detektor.

Nach  $8,9 \times 10^{19}$  *protons on target* (pot) wurden bei SuperKamiokande 107 K2K zuzuordnende Ereignisse beobachtet. Ohne Oszillationen wären  $151^{+12}_{-10}$  Ereignisse zu erwarten gewesen [Kan2005]. Das und insbesondere die spezifische Verzerrung des Energiespektrums ist konsistent mit der  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillationshypothese.

### NuMi-Beam (MINOS)

Am Fermilab werden 120 GeV Protonen in ein Graphit Target geschossen und ein auf die 735 km entfernte Soudan Mine gerichteter  $\nu_\mu$ -Strahl erzeugt. Das Experiment MINOS besteht aus einem nahen Detektor (1 Kilotonne) und einem fernen in der Soudan Mine (5,4 Kilotonnen). Die Detektoren bestehen aus 2,54 cm dicken magnetisierten Stahlplatten mit Szintillator-Streifen dazwischen. Gesucht wird nach einem  $\nu_\mu$ -Defizit beim fernen Detektor, außerdem wird über die Messung des Zahlenverhältnisses von Reaktionen des neutralen Stromes (*Neutral Current*) zu denen des geladenen Stromes (*Charged Current*) der Schwachen Wechselwirkung auf  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Reaktionen analysiert. Das *NC/CC*-Verhältnis kann auch bei OPERA ein wichtiges Mittel zur Bestimmung der  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillationsparameter sein [Kat2000]. Im April 2006 hat MINOS die ersten Ergebnisse veröffentlicht [Tag2006]. Hiernach ergab sich zunächst ein hohe quadratische Massendifferenz von

$$\Delta m_{23}^2 = 3,05^{+0,60}_{-0,55}(\text{stat.}) \pm 0,12(\text{syst.}) \times 10^{-3} \text{eV}^2,$$

woraus gemessen an den bisherigen Annahmen eine etwa anderthalbfache Zahl an  $\nu_\tau$ -Ereignissen bei OPERA folgen würde. Inzwischen zeigen die neuesten Auswertungen

[Nel2006] der MINOS Ergebnisse nach  $1,27 \times 10^{20}$  pot doch einen kleineren Wert von

$$\Delta m_{23}^2 = 2,72_{-0,25}^{+0,38}(\text{stat.}) \pm 0,13(\text{syst.}) \times 10^{-3} \text{eV}^2$$

und

$$\sin^2 2\theta_{23} = 1,00_{-0,13}(\text{stat}) \pm 0,04(\text{syst}).$$

Die Werte sind zusammen mit den Ausschlussbereichen von Super-Kamiokande und K2K in Abbildung 2.8 dargestellt.

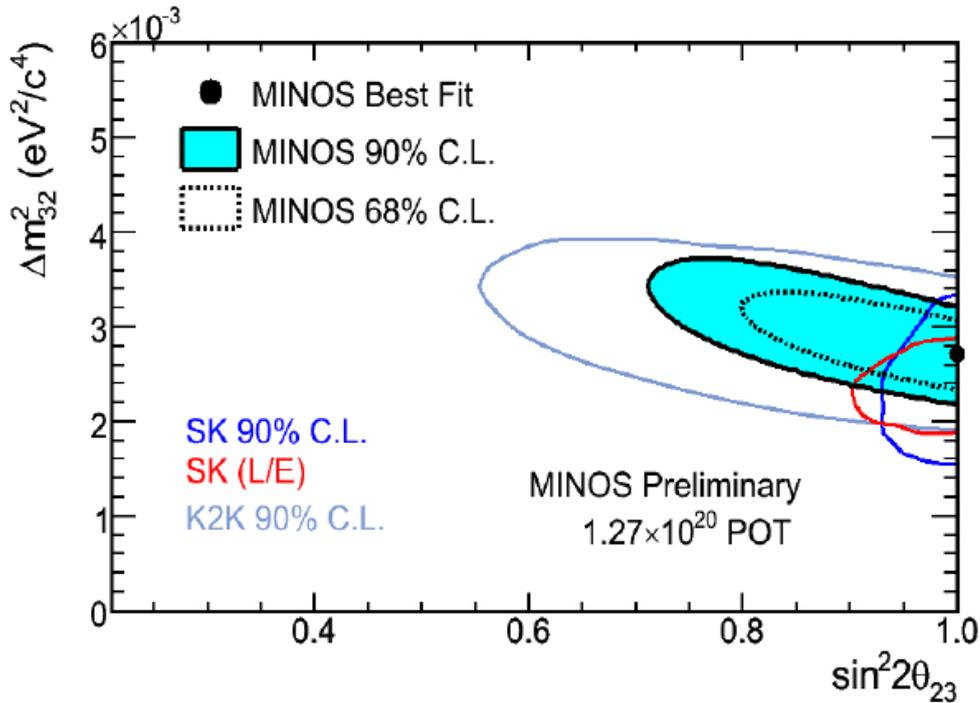


Abbildung 2.8: Neueste Ergebnisse des MINOS Experiments [Nel2006] als  $\Delta m_{32}^2$  gegen  $\sin^2 \theta$  Ausschluss-Diagramm, mit eingetragen sind die bereits von Super Kamiokande und K2K ausgeschlossenen Bereiche.

## 2.5.5 Stand der Bestimmung der Oszillationsparameter

Abschließend werden noch einmal kompakt die Werte für die Oszillationsparameter aus einer globalen 3-Flavour-Analyse dargestellt. Nach [Fog2006] ergeben sich unter Berücksichtigung der Ergebnisse etlicher einschlägiger Experimente<sup>4</sup> zur Neutrinooszillation auf 95% C.L. folgende wahrscheinlichste Werte für die Mischungswinkel und Differenzen der Massenquadrate:

<sup>4</sup>solar: Homestake, Kamiokande, SAGE, GALLEX/GNO, Super-Kamiokande, SNO; atmosphärisch: Kamiokande, Super-Kamiokande, MACRO, Soudan-2; Beschleuniger: K2K; Reaktor: Limits von Chooz, Palo Verde

- $\sin^2 \theta_{13} = 0,09_{-0,09}^{+0,023}$
- $\sin^2 \theta_{12} = 0,314(1_{-0,15}^{+0,18})$
- $\Delta m_{21}^2 = 7,92(1 \pm 0,09) \times 10^{-5} \text{eV}^2$
- $\sin^2 \theta_{23} = 0,44(1_{-0,22}^{+0,41})$
- $\Delta m_{32}^2 = 2,4(1_{-0,26}^{+0,21}) \times 10^{-3} \text{eV}^2$

Dabei ist die Angabe für  $\sin^2 \theta_{13}$  unsicher, die Fehlerangaben für  $\sin^2 \theta_{13}$  kommen rein formal durch die Bedingung  $\sin^2 \theta_{13} \geq 0$  zustande. In dieser Analyse sind die ersten Ergebnisse von MINOS noch nicht berücksichtigt, sie werden den für OPERA relevanten Wert  $\Delta m_{23}^2$  voraussichtlich leicht nach oben korrigieren.

# Kapitel 3

## Das OPERA Experiment

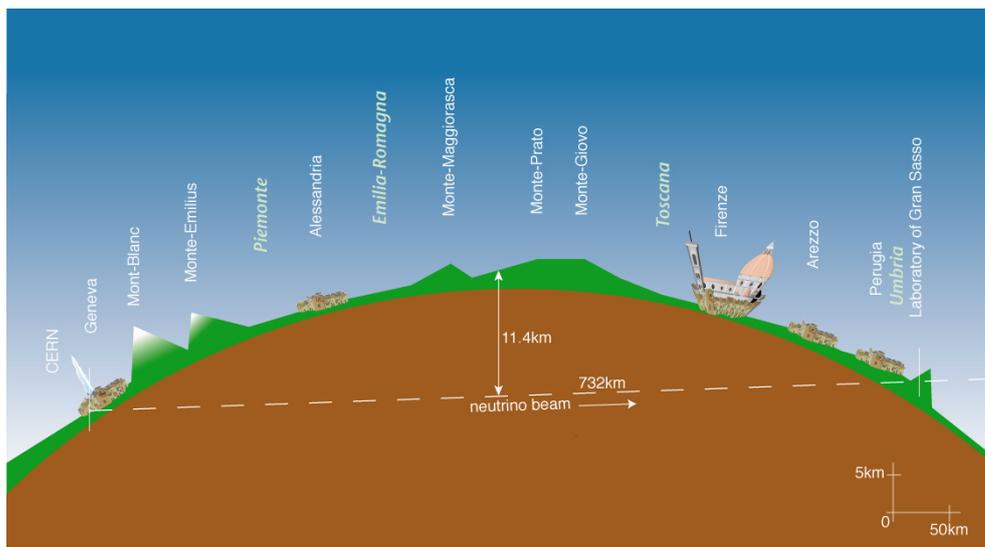


Abbildung 3.1: Laufweg des CNGS-Strahls zum OPERA Detektor – Erdkrümmung stark überhöht

Dieses Kapitel dient der Beschreibung des OPERA-Experimentes. Zunächst wird das Ziel des Experiments vorgestellt und das Prinzip des Blei-Emulsionstargets erläutert. Anschließend wird kurz auf die Vorgänger des Experiments hingewiesen – zum einen CHORUS und NOMAD, die bereits nach  $\nu_\tau$ -Appearance durch Oszillationen suchten, zum anderen DONuT, wo der direkte Nachweis von  $\tau$ -Neutrinos überhaupt gelang. Dann wird die Technik der Erzeugung des  $\nu_\mu$ -Strahls für das OPERA Experiment umrissen und anschließend wird auf den Detektor und seine Komponenten eingegangen. Am Ende des Kapitels wird noch kurz die Art der Analyse dargestellt und das erwartete Entdeckungspotential des OPERA Experimentes präsentiert.

### 3.1 Ziel des Experiments

Das Hauptziel des OPERA-Experiments ist der Nachweis von  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Appearance, also des Auftauchens von  $\nu_\tau$ , die durch Oszillationen aus  $\nu_\mu$  hervorgegangen sind. Die Schwierigkeit besteht darin, dass die eindeutige Identifikation des  $\tau$ -Flavours nur über die eines geladenen  $\tau$ -Leptons laufen kann, das in einer Reaktion des geladenen Stromes über

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$$

entstanden ist. Mit seiner Ruhemasse von  $m(\tau) = 1777 \text{ MeV}$  hat es eine mittlere Lebensdauer von nur  $2,9 \times 10^{-13} \text{ sec}$  und ist damit eine sehr flüchtige Erscheinung – in Tabelle 3.1 sind die Zerfälle mit ihrer Häufigkeit verzeichnet.

Zerfallskanal	Reaktion(en) $\tau^- \rightarrow$	Verzweigungsverhältnis
elektronisch	$e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$	17,84 %
myonisch	$\mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$	17,36 %
hadronisch	diverse	$\approx 64\%$
z.B.	$\pi^- \nu_\tau$	10,90 %
	$K^- \nu_\tau$	0,69%
	$\pi^- \pi^0 \nu_\tau$	25,50 %
	$\pi^- 2\pi^0 \nu_\tau$	9,25 %
	$\pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	9,33 %
	$\pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	4,59 %

Tabelle 3.1: Übersicht über Zerfallsmodi des  $\tau^-$ , für  $\tau^+$  gelten sie entsprechend ladungskonjugiert [Yao2006]

Wegen der besseren Erkennbarkeit wurden für die Sensitivitätsberechnungen des OPERA-Experiments zunächst getrennt Kanäle mit einem geladenen Teilchen im Ausgangskanal („single prong“) berücksichtigt [Ope2000], sie stellen insgesamt 85,35% der  $\tau$ -Zerfälle dar. Etwa 50% tragen die hadronischen single prong Zerfälle bei.

Das Kernstück des Detektors stellt das knapp 1800 Tonnen schwere Blei-Emulsionstarget aus so genannten *Emulsion Cloud Chamber*-Blöcken (ECC) dar. Diese bestehen aus einer Schichtstruktur, in der sich 1 mm starke Bleiplatten mit beidseitig auf 200  $\mu\text{m}$  dicker Kunststoffolie aufgetragenen 50  $\mu\text{m}$  hohen Schichten Photoemulsion abwechseln. In diesen soll die Spur des geladenen  $\tau$  nachgewiesen werden und insbesondere der spezifische Knick am Zerfallsvertex gefunden werden. Wie in den Abbildungen 3.2 zu sehen, wird unterschieden zwischen langen Zerfällen, in denen das  $\tau$  eine Spur in einer Emulsionsschicht hinterlässt und kurzen Zerfällen, bei denen das  $\tau$  innerhalb einer Bleiplatte entsteht und zerfällt. An die Wände aus Blei-Emulsions-Ziegeln schließen sich elektronische Detektoren an, die in Abschnitt 3.4 genauer beschrieben werden. Auf die Art der Analyse und die Erwartungen des Experiments wird am Ende des Kapitels eingegangen.

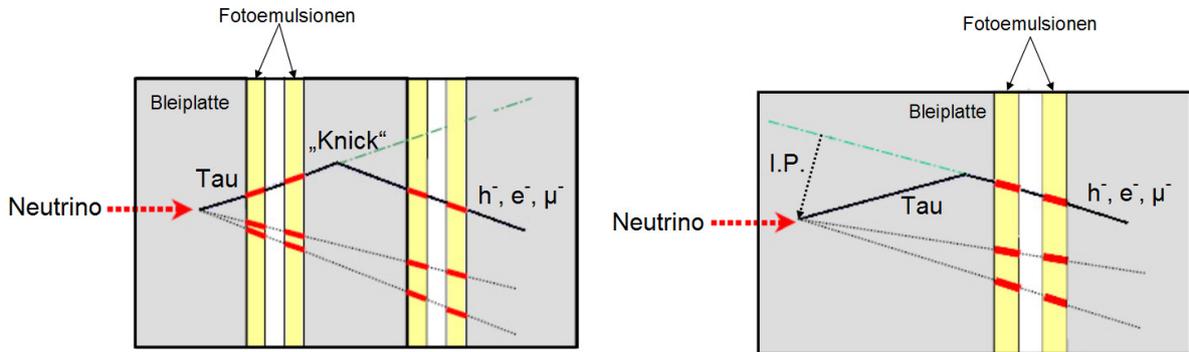


Abbildung 3.2: Langer Zerfall (links) und kurzer Zerfall (rechts) eines  $\tau$ -Leptons. Beim langen Zerfall ist der charakteristische Knick direkt zu erkennen, beim kurzen schließt man auf den Stoßparameter (I.P.).

## 3.2 Vorläufer des Experiments

Es gab bereits zwei Experimente, die in einem am CERN erzeugten  $\nu_\mu$ -Strahl  $\nu_\tau$ -Ereignisse nachzuweisen versuchten – allerdings lagen sie sehr nah am Entstehungsort. Zum einen sollte das CHORUS-Experiment analog zu OPERA in einem Emulsionstarget einen  $\tau$ -Zerfall nachweisen, zum anderen sollte mit dem NOMAD-Detektor durch kinematische Analysen auf ein durch Neutrinowechselwirkung entstandenes  $\tau$  geschlossen werden. Dass der Nachweis von  $\nu_\tau$  in Photoemulsionen gelingen kann, wurde am DONuT-Experiment am Fermilab gezeigt.

### 3.2.1 CHORUS und NOMAD

Der Vorgänger des Neutrinostrahls für OPERA am CERN war ein  $\nu_\mu$ -Strahl mit einem breiten Energiespektrum und einer mittleren Energie von 27 GeV. Das Emulsionstarget bei CHORUS bestand aus  $4 \times 36$  Platten, die sich aus einer  $90 \mu\text{m}$  dicken Plastikfolie von  $1,44 \times 1,44 \text{ m}^2$  mit  $350 \mu\text{m}$  Emulsion auf beiden Seiten zusammensetzten. Hinter den Paketen nahe zu den Szintillatorfasern befanden sich noch spezielle Emulsionsplatten mit anderen Proportionen. Die Emulsionsplatten standen senkrecht zur Strahlrichtung. Die Gesamttargetmasse betrug 770 kg, die Emulsionsfläche ca.  $500 \text{ m}^2$ . Direkt zwischen den Paketen aus Emulsionsplatten befanden sich Szintillatorfaser-Detektoren zur Ortsbestimmung geladener Teilchen. Im Anschluss folgte ein magnetisches Spektrometer mit einer Winkelauflösung von 2 mrad und einer Impulsauflösung von  $\frac{\Delta p}{p} \approx 0,3$  bei 5 GeV. Dahinter befand sich ein Eisenkalorimeter.

In den 4 Jahren Laufzeit mit  $5,06 \times 10^{-6}$  pot wurde unter knapp 600000 CC-Ereignissen, die zur Analyse der Emulsionen selektiert wurden, kein  $\tau$ -Neutrino Ereignis gefunden. Damit lassen sich  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen bei maximaler Mischung

( $\sin^2 2\theta_{\mu\tau} = 1$ ) auf 90% C.L. für  $\Delta m^2 > 0,6 \text{ eV}^2$  ausschließen. [Esk2000]

Der NOMAD-Detektor war dem gleichen Neutrinostrahl ausgesetzt und bestand aus Driftkammern mit einer Masse von 2,7 Tonnen in einem Magnetfeld von 0,4 Tesla. Noch innerhalb des Magneten folgte ein Übergangsstrahlungsdetektor zur Untersuchung von Elektronen und ein elektromagnetischen Kalorimeter aus Bleiglas. Außerhalb folgten ein hadronisches Kalorimeter und Myonkammern.

Das Nachweisprinzip für  $\nu_\tau$ -Ereignisse basierte auf einer Analyse des festgestellten Transversalimpulses, insbesondere im Verhältnis zum vorwärts gerichteten Impuls des hadronischen Restsystems der Reaktion.

Die Auswertung der Daten ergab kein Signal für ein  $\tau$ -Ereignis, damit konnten auf 90% C. L.  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen bei maximaler Mischung für Differenzen der quadratischen Massen von  $\Delta m^2 > 0,7 \text{ eV}^2$  ausgeschlossen werden [Ast2001].

### 3.2.2 Nachweis des $\nu_\tau$ bei DONuT

Beim DONuT-Experiment am Fermilab wurde im Jahr 2000 der direkte  $\nu_\tau$ -Nachweis erbracht. Der Neutrinostrahl wurde erzeugt, indem Protonen mit einer Energie von 800 GeV in einen 1 m starken Wolframblock geschossen wurden. Die Zusammensetzung des Strahls war etwa 60%  $\nu_\mu$ , 35%  $\nu_e$  und 5%  $\nu_\tau$  (Neutrinos und Antineutrinos zu gleichen Teilen). Die durchschnittliche Energie lag bei 53 GeV. Hinter 34 m Abschirmung stand der Hybriddetektor aus Emulsionen und elektronischen Komponenten. Es wurden drei verschiedene Anordnungen von  $50 \times 50 \text{ cm}^2$  großen Emulsionsschichten verwendet:

- 200  $\mu\text{m}$  starke Kunststoffträger mit 100  $\mu\text{m}$  Emulsion auf beiden Seiten, die abwechselnd mit 1 mm starken Eisenplatten geschichtet waren (ECC200)
- wie ECC200, jedoch mit 800  $\mu\text{m}$  Kunststoffträger (ECC800)
- reine Emulsionsplatten (ohne Eisen) wie bei CHORUS mit 350  $\mu\text{m}$  Emulsion auf beiden Seiten von nur 90  $\mu\text{m}$  dickem Plastik (*BULK*)

Die Schichten wurden in Aluminiumrahmen gepackt, die bis auf 0,2 atm evakuiert wurden. Auch hier befanden sich Szintillatorfasern hinter den Emulsionpaketen, um mögliche Wechselwirkungsorte ausfindig zu machen. Außen an den Paketen befanden sich noch spezielle leicht austauschbare Emulsionslagen, um bereits ohne Öffnung ermitteln zu können, ob möglicherweise ein  $\nu_\tau$ -Ereignis darin stattgefunden hat. Auch bei DONuT schloss sich hinter dem Target ein Spektrometer mit einem Magneten, Driftkammern, einem Kalorimeter und einem äußeren Myondetektor an.

Im Ergebnis wurden bei DONuT sechs Ereignisse eindeutig als  $\tau$ -Leptonen identifiziert [Kod2002]. Die Bestimmung der  $\nu_\tau$ -Wirkungsquerschnitte auch mit Hilfe von

DONuT ist sehr wichtig, um bei OPERA auf die Oszillationsparameter schließen zu können.

### 3.3 Der Neutrinostrahl

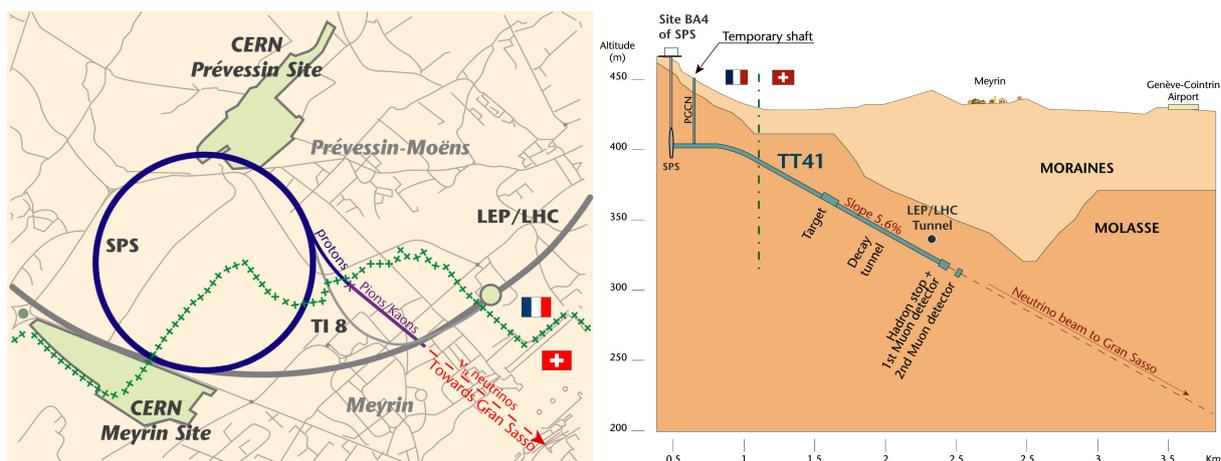


Abbildung 3.3: Lage auf dem CERN-Gelände und Querschnitt der CNGS-Anlage, die Zielrichtung ist etwa  $3,5^\circ$  zur horizontalen geneigt

Die Anforderungen an den Neutrinostrahl für das OPERA Experiment umfassen einen hohen Grad an  $\nu_\mu$  Reinheit und eine hohe Energie, da diese ausreichen muss, um im Detektor die schweren  $\tau$ -Leptonen mit einer Ruhemasse von 1777 MeV zu erzeugen. Die *Cern Neutrinos to Gran Sasso* (CNGS) werden am *Super Proton Synchrotron* (SPS) am CERN generiert (Abbildung 3.3). Aus dem Speicherring werden Protonen ausgeleitet und auf ein Graphit-Block geschossen. Dabei werden die Protonen durch magnetische Linsen schon in Richtung des Gran Sasso Untergrundlabors fokussiert. Beim Aufprall der Protonen entstehen Mesonen, vornehmlich Pionen und Kaonen. Der strukturelle Aufbau der Neutrino-Quelle ist in Abbildung 3.3 argestellt. Durch

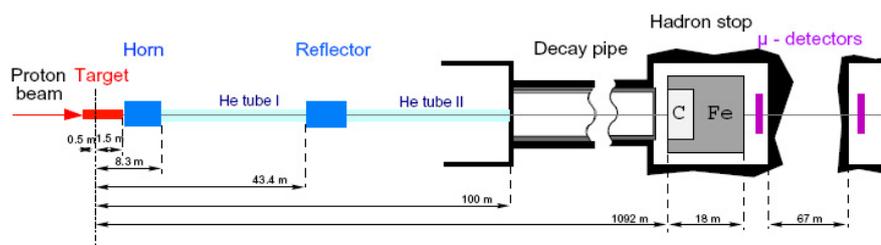


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der CNGS-Quelle

eine Horn genannte magnetische Struktur werden die positiven Mesonen gebündelt und die negativen Teilchen ausgeleitet. Ein zweites Horn fokussiert noch besonders die hochenergetischen Mesonen. Die Pionen und Kaonen treten dann in einen knapp 1000

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis/%
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	99,9877
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	63,44
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 / \pi^+ \pi^0 \pi^0 / \pi^+ \pi^+ \pi^-$	20,92/1,757/5,59
$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$	4,98
$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	3,32

Tabelle 3.2: Häufigste Zerfallskanäle von  $\pi^+$  und  $K^+$  [Yao2006]

m langen evakuierten Tunnel ein, in dem sie wie in Tabelle 3.2 dargestellt zerfallen. Den Abschluss des Zerfallstunnels bildet ein 3 mm dickes Titan-Fenster. Es folgt ein Eisenblock, in dem die Hadronen gestoppt werden. Dahinter schließen sich zwei Myon-Detektoren an, die indirekt Informationen über die Strahleigenschaften geben. Der Neutrinostrahl durchquert dann das Erdreich in Richtung Gran Sasso Massiv und benötigt dorthin weniger als 2,5 msec. Die Zusammensetzung bei der Erzeugung aus den verschiedenen Flavours ist in Tabelle 3.3 dargestellt.

	$\nu_e$	$\bar{\nu}_\mu$	$\bar{\nu}_e$
$\frac{\nu_i}{\nu_\mu}$	0,89 %	2,4 %	0,06 %

Tabelle 3.3: Anteil der anderen Neutrino-Flavour im CNGS-Strahl bezogen auf den  $\nu_\mu$ -Fluss. Die prompte Erzeugung von  $\nu_\tau$  und  $\bar{\nu}_\tau$  ist vernachlässigbar (Größenordnung  $< 10^{-6}$ ).

## 3.4 Der OPERA Detektor

Der OPERA Detektor befindet sich in einem Untergrundlaboratorium im Gran Sasso Gebirgsmassiv in den Abruzzen, ca. 120 km östlich von Rom, im Aufbau. Das „Laboratori Nazionale del Gran Sasso“ (LNGS) gehört zum italienischen Verbund „Istituto Nazionale di Fisica Nucleare“ (INFN) und wurde 1987 in Betrieb genommen. Dafür wurden von 1982 an beim Bau des 10 km langen Autobahntunnels der A24 L’Aquila–Teramo Seitenhöhlen gesprengt, die drei Hallen und diverse Versorgungstunnel umfassen – eine Übersicht ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Hallen sind bis zu 100 m lang, 20 m breit und 18 m hoch. Die Anlage hat ein Gesamtvolumen von 180000 m<sup>3</sup>. Das Laboratorium ist Standort vieler Neutrino- und anderer Niedrigratenexperimente, die auf einen möglichst geringen Strahlungsuntergrund angewiesen sind. Mit einer

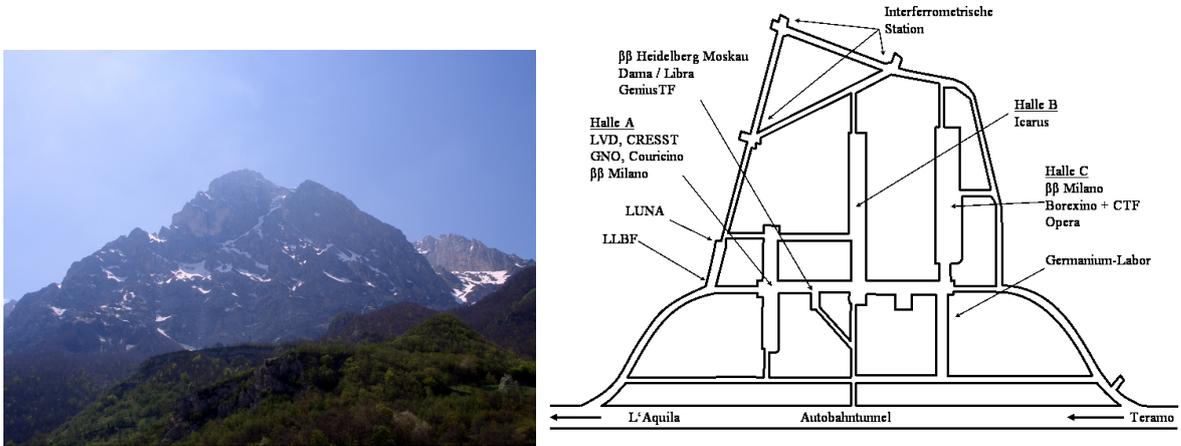


Abbildung 3.5: Links der abschirmende Berg Corno Grande (2912 m ü.d.M.), rechts ein Plan des Grundrisses des LNGS

durchschnittlichen Überdeckung von 1400 m Fels (3300 m Wasseräquivalent) beträgt die Rate an kosmischen Myonen im Gran Sasso Labor nur etwa ein Millionstel der Rate oberhalb des Berges.

Der OPERA Detektor ist aus zwei identischen „Supermodulen“ aufgebaut, wie in Abbildung 3.6 gezeigt wird. In jedem Supermodul befindet sich zunächst die Targetregion mit Blei-Emulsions-Blöcken und den *Target-Trackern*. Darauf folgt das Spektrometer mit einem Dipolmagneten aus Eisenplatten. Zwischen den Eisenplatten des Magneten befinden sich Widerstandsplattenkammern. Vor und hinter den Jochen des Magneten befinden sich jeweils Wände aus Driftröhren. Im Folgenden wird auf die einzelnen Subdetektoren eingegangen. Das in den Betrachtungen der Detektorgeometrie verwendete Koordinatensystem ist so definiert, dass der Neutrinostrahl in  $z$ -Richtung verläuft, horizontal senkrecht dazu die  $x$ -Achse liegt und die vertikale Position durch die  $y$ -Koordinate beschrieben wird.

### 3.4.1 Das Target

Die bei OPERA verwendeten ECC-Quader sind ähnlich aufgebaut wie die bei DONuT erfolgreich eingesetzte Emulsionsschichtstruktur (ECC200), haben jedoch zur flexibleren Handhabung lediglich Außenmaße von  $10,2 \times 12,7 \times 7,54 \text{ cm}^3$  und eine Masse von etwa 8,3 kg. Sie sind wie in Abbildung 3.7 ausschnittsweise gezeigt aus 56 Bleiplatten mit einer Dicke von 1 mm aufgebaut, zwischen denen sich jeweils eine beidseitig mit  $50 \mu\text{m}$  Photoemulsion beschichtete,  $200 \mu\text{m}$  starke Kunststoffolie befindet. Hinter dieser Sandwichstruktur befindet sich als in Strahlrichtung letzte Schicht, also auf der vom CERN abgewandten Seite, getrennt durch eine Plasticscheibe, ein spezieller aus-

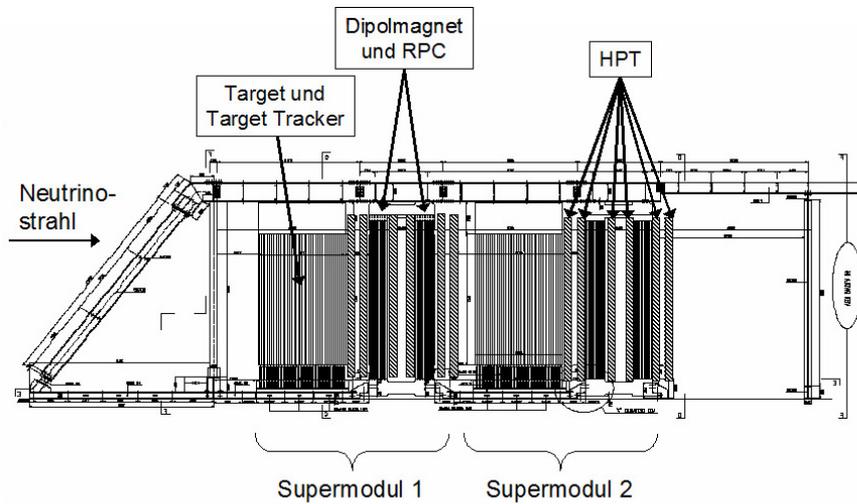


Abbildung 3.6: schematische Übersicht des OPERA Detektors aus zwei identischen Supermodulen

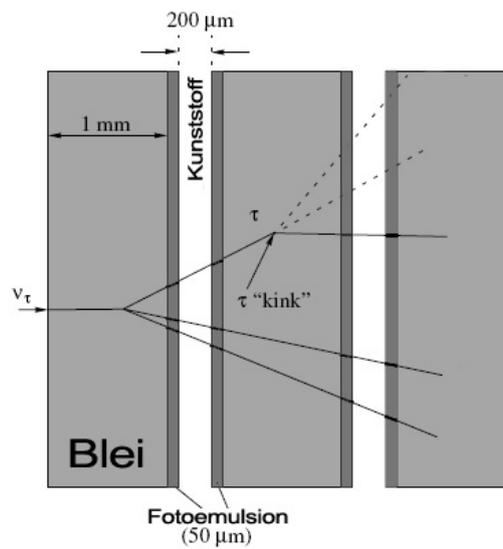


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Blei/Photoemulsions-Schichtstruktur der OPERA ECC-Würfel.

tauschbarer Emulsionsfilm („*Changeable Sheet*“ genannt), der wie im Abschnitt 3.5.1 beschrieben wird, zur Kontrolle der Auswahl von Blöcken zur Entwicklung dienen soll.

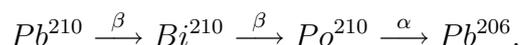
Pro Supermodul sollen über 100 000 solcher Blei-Emulsions-Packen verwendet werden, was zu einer Targetmasse von fast 900 Tonnen pro Supermodul führt. Die Blei-Emulsions-Blöcke werden in den beiden Supermodulen in je 31 Wänden senkrecht zur CNGS-Strahlrichtung in Aluminium-Gestellen platziert. Jede dieser insgesamt 62 Wände kann in 64 Reihen à 52 Stück 3328 Blei-Emulsions-Ziegel aufnehmen, das Target hat eine Querschnittsfläche von knapp  $7 \times 7 \text{ m}^2$ .

## Die Photoemulsion

Als photographisch aktive Substanz enthält das Emulsionsgel Silberbromid-Kristalle. Durchquert ein elektrisch geladenes Teilchen die Emulsionsschicht, kann es Silberatome ionisieren. Zur Auswertung müssen die Filme entwickelt werden. Wenn in einem *AgBr*-Kristall vier oder mehr Atome ionisiert wurden, kann die Entwicklersubstanz daran ansetzen und färbt den ganzen Kristall dunkel, so dass die Spur des geladenen Teilchens sichtbar wird. Die Emulsionsfilme (ca. 13 Millionen) werden bereits seit April 2003 in Japan von der Firma Fuji Film produziert. Vor der Auslieferung werden die Filme in einer Mine in Japan aufgefrischt: Indem die Filme 3 Tage hoher Feuchtigkeit ( $> 95\%$ ) bei  $30^\circ$  Celsius ausgesetzt werden, verschwinden Spuren kosmischer Strahlung, die sich bis dahin angesammelt haben. Die Photoemulsion ist lichtempfindlich und wird erst im LNGS in Dunkelkammern von eigens dafür entwickelten Robotern in der so genannten *Brick Assembly Machine* abwechselnd mit den Bleiplatten zu den ECC-Blöcken gestapelt, die mit beschichteter Aluminiumfolie vakuumverpackt werden. Diese Produktionsanlage kann zwei ECC-Blöcke pro Minute zusammensetzen.

## Anforderungen an das Blei

Das OPERA-Experiment ist auf eine Laufzeit von fünf Jahren angelegt. Die Emulsionen müssen daher auch am Ende dieser Zeit noch ausreichend rein sein, eine  $\tau$ -Zerfallstopologie erkennen zu lassen. Blei allein ist zu weich, um sich zu formstabilen Platten mit 1 mm Dicke verarbeiten zu lassen. Bei den ersten Bleitestproduktionen für OPERA wurde Antimon (*Sb*) beigemischt. Messungen mit diesem Blei ergaben eine zu hohe Rate (50 pro  $\text{cm}^2$  und Tag) an  $\alpha$ -Teilchen aus der Zerfallskette



Die  $\alpha$ -Teilchen mit einer Energie von 5,3 MeV haben eine sehr geringe Reichweite in Blei und müssen nahe der Oberfläche emittiert worden sein. Deshalb wurde angenommen, dass das Polonium an die Oberfläche gewandert sein muss. Tatsächlich ließ sich die  $\alpha$ -Aktivität durch eine ätzende Oberflächenbehandlung zunächst verringern, es kam jedoch zu einem erneuten Anwachsen der Aktivität. Im Folgenden

wurden Versuche mit Super-Kamiokande-Beimischungen im Blei unternommen (zu dessen Herstellung muss das Super-Kamiokande mit Hilfe von Aluminiumionen in die Bleischmelze gebracht werden, da es alleine nicht in Lösung geht. Das Aluminium wird anschließend wieder entfernt). Teile dieser Untersuchungen wurden von Naotaka Naganawa von der Universität Nagoya von Januar bis April 2006 in den Räumlichkeiten des Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg durchgeführt. Messungen von mit Calcium versetztem Blei in Bologna und Hamburg ergaben eine deutlich niedrigere  $\alpha$ -Aktivität ( $< 10$  pro  $\text{cm}^2$  und Tag). Messungen in Japan und Europa bezüglich der chemischen Verträglichkeit des  $PbCa$  mit den Emulsionen kamen zu unterschiedlichen Ergebnissen.

Für die erste Produktionsserie für das Target wird nun „Calciumblei“ verwendet, das mit einer dünnen Lage Blei besonders niedriger Radioaktivität beschichtet ist.



Abbildung 3.8: Übersicht OPERA-Detektor im April 2006

### 3.4.2 Die Target-Tracker

Die Target-Tracker sollen feststellen, wenn in einem der Blei-Emulsions-Ziegel eine Reaktion stattgefunden hat. Sie sind direkt hinter jeder der 62 Target-Wände platziert und bestehen aus gekreuzten Plastikszintillatorstreifen von 2,6 cm Breite, die über die gesamte Breite und Höhe der Targetwand reichen. Die Ortsauflösung muss lediglich genügen, den Ursprung geladener Teilchenspuren einem Blei-Emulsions-Ziegel zuzuordnen. Wenn die Target-Tracker ein potentielles Ereignis lokalisiert haben, wird

der entsprechende ECC-Quader zur weiteren Analyse vom vollautomatischen *Brick Manipulator System* (BMS) aus dem Detektor herausgenommen.

### 3.4.3 Der Magnet

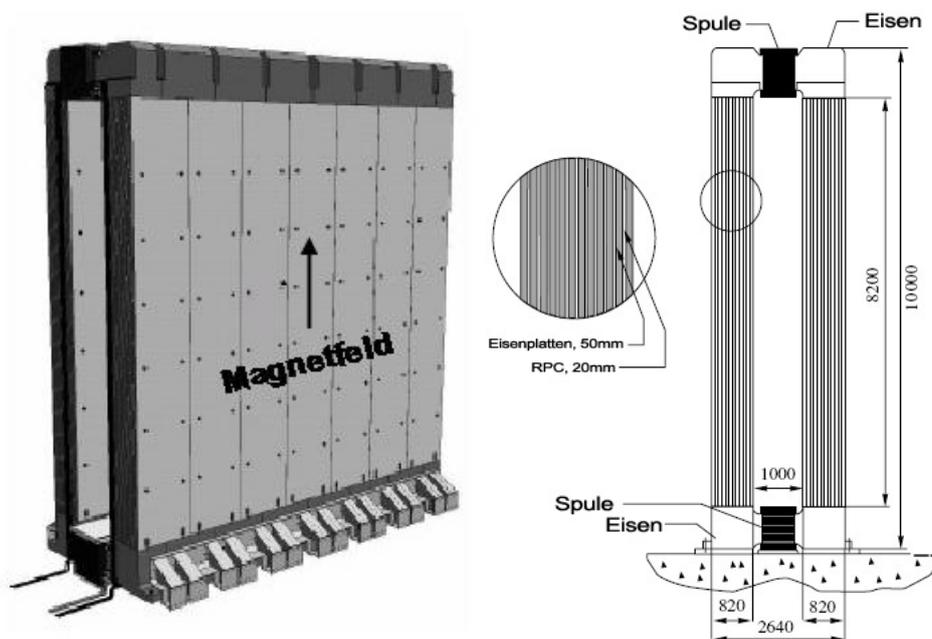


Abbildung 3.9: Magnet in 3-D Darstellung und als Querschnitt (rechts). Der vergrößerte Ausschnitt zeigt die Schichtstruktur aus Eisenplatten und Widerstandsplattenkammern

Den Kern der beiden Spektromter bildet jeweils ein Dipolmagnet. Der senkrechte Teil der Magneten besteht aus 2 mal 12 Eisenplatten von 5 cm Dicke, die von den vertikalen Feldlinien durchflutet sind (magnetische Flussdichte 1,55 Tesla), mit Zwischenräumen von 2 cm für die im nächsten Abschnitt beschriebenen Widerstandsplattenkammern. Abbildung 3.9 zeigt Darstellungen eines der beiden Dipolmagnete. Erzeugt wird das Magnetfeld durch massive Kupferleiter, die um die horizontalen Teile des Jochs gelegt sind. Durch sie fließt ein maximaler Strom von 1700 A (Spannung 20 V). Sie sind mit einem Wasserkühlungssystem versehen.

### 3.4.4 Widerstandsplattenkammern

Zwischen den senkrechten Eisenplatten des Magneten befinden sich jeweils Widerstandsplattenkammern, im Folgenden RPC für *Resistive Plate Chamber* genannt. Sie

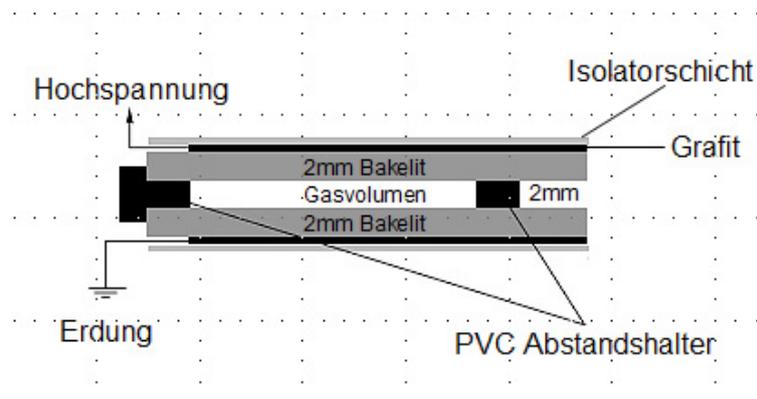


Abbildung 3.10: Schematischer Aufbau der bei OPERA verwendeten Widerstandsplattenkammern

bestehen aus zwei Platten mit hohem elektrischen Volumenwiderstand, zwischen denen eine Hochspannung anliegt. Durchquert ein geladenes Teilchen das Gas im Zwischenraum, kann es darin Moleküle ionisieren und es kommt aufgrund der Hochspannung zur Gasverstärkung und einer Entladung der entsprechenden Zone, die einen deutlichen Spannungspuls erzeugt (*Streamer Mode*). Die andere Betriebsart ist der Lawinenmodus (*Avalanche Mode*), bei dem die Gasverstärkung so ausgelegt ist, dass die Ladungswolke nur auf eine gewisse Größe anwächst und zu einer Platte driftet. Die RPCs bei OPERA werden im *Streamer Mode* betrieben und sind ohne spezielle Verstärkerelektronik auszulesen, dies hat zwar den Nachteil einer großen Totzeit der betreffenden Detektorregion nach einer Entladung, kann aber hingenommen werden, da es sich um ein Niedrigratenexperiment handelt. Im Lawinenmodus können RPCs höhere Raten messen und erreichen sehr gute Zeitauflösungen von bis zu 50 psec. [Lip2003], so werden z.B. die mehrere 1000  $m^2$  abdeckenden RPCs der Myonsysteme der Detektoren ATLAS und CMS im LHC im Lawinenmodus betrieben werden, müssen dabei aber auf Ladungsmengen im Picocoulomb-Bereich sensitiv sein.

Bei OPERA werden für die RPCs 2 mm dicke Bakelitplatten in 2 mm Abstand verwendet. Der Zwischenraum ist mit einer Mischung aus 48% Argon, 48% Tetrafluorethan ( $C_2H_2F_4$ ) und 4 % Isobuthan ( $i - C_4H_{10}$ ) unter Normaldruck gefüllt. Die Hochspannung beträgt 8 kV. Der Aufbau ist in Abbildung 3.10 gezeigt. Zur Signalauslese befinden sich auf den Bakelitplatten auf beiden Seiten alle 3,5 cm in der Horizontalen und alle 2,6 cm in der Vertikalen Kupferelektroden.

Die Bakelit RPCs befinden sich bei OPERA in den 22 Lücken zwischen den Eisenplatten jedes Magneten. Jede dieser 22 Wände ist aus 21 RPC Modulen ( $2,91 \times 1,14 m^2$ ) zusammengesetzt, so dass die Bakelit RPCs bei OPERA eine Gesamtfläche von über 3000  $m^2$  haben.

Außerdem werden bei OPERA noch Widerstandsplattenkammern aus Glas verwendet. Als erstes, in Strahlrichtung noch vor dem Target, werden zwei solcher Ebenen

mit Glas RPCs als Veto angeordnet, um festzustellen, wann geladene Myonen von Neutrinoereaktionen im Fels oder aus kosmischer Strahlung von vorne in den Detektor dringen.

Direkt Hinter dem Targetbereich und vor dem Magneten folgen um  $43^\circ$  geneigte RPCs aus Glas, sie werden XPC genannt („X“ für gekreuzt, *crossed*). Sie sollen genauere Zeitinformationen und zusätzliche Information über die  $y$ -Position von Spuren liefern.

Die RPCs und XPCs sollen das Triggersignal für den Precision Tracker generieren (siehe Abschnitt 4.5) und die Spur geladener Teilchen im Magneten verfolgen. Damit dienen sie auch der Energiebestimmung hadronischer Schauer, die im Magneten auslaufen und unterstützen die Ladungs- und Impulsbestimmung von Myonen.

### 3.4.5 Precision Tracker

Der Precision Tracker des Myonspektrometers wurde am Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg entwickelt und in Zusammenarbeit mit dem ITEP Moskau am DESY gebaut. Er setzt sich aus beinahe 10000 je acht Meter langen Aluminium Driftrohren mit 38 mm Durchmesser zusammen. In dieser Länge gibt es bisher keine vergleichbaren Driftkammern. Jeweils 48 Röhren sind in vierlagigen 50 cm breiten Modulen zusammengefasst. Auf den Aufbau und die Funktionsweise wird im folgenden Kapitel näher eingegangen.

## 3.5 Analyse und Erwartungen des OPERA-Experiments

Wenn die Target-Tracker die Folgeprodukte eines möglichen Neutrinoereignisses festgestellt und einem Blei-Emulsions-Block zugeordnet haben, muss dieser zur Analyse aus dem Detektor genommen werden. Dazu dienen die *Brick Manipulator Systems* (BMS), die auf beiden Seiten des Detektors installiert sind. Mit einem Saugnapf ziehen sie nacheinander alle ECC-Blöcke einer Reihe heraus und lagern diese in einem Rondell zwischen, bis der Saugnapf an den Stein herankommt, in dem das potentielle Ereignis erwartet wird. Nachdem dieser herausgegeben worden ist, werden die zwischengelagerten Klötze wieder in den Detektor verbracht und die Lücke durch den Nachbarstein besetzt, so dass letztlich in der Außenposition der Reihe ein Block fehlt.

### 3.5.1 Analyse

Zunächst wird der austauschbare Film (CS) entwickelt, um sicherzugehen, dass in dem entsprechenden Block tatsächlich ein Ereignis stattgefunden hat. Findet sich darin keine Spur, so wird nur das CS ausgetauscht und der ECC-Quader wieder in

den Detektor verbracht. Entweder wird dann ein benachbarter Stein probiert oder das Ereignis verworfen. Die Anlagen sind so ausgelegt, dass bis zu 30 Steine pro Tag aus dem Detektor entnommen werden können.

Um die Emulsionsschichten später relativ zueinander genau ausrichten zu können, wird der ECC-Block vor der Entwicklung zwei Stunden den geraden Spuren der kosmischen Strahlung ausgesetzt.

Außerdem werden noch diverse Markierungs- und Kennzeichnungsverfahren verwendet, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll, um die Emulsionen auch weiterhin eindeutig einem von den elektronischen Detektorteilen aufgezeichneten Ereignis zuordnen zu können.

Die Auswertung der entwickelten Emulsionsfilme erfolgt in vollautomatischen Scan-Stationen durch Mikroskope mit CCD-Kameras und Bildverarbeitungssoftware. Durch diese kommt es direkt zu einer dreidimensionalen Spurrekonstruktion in den Emulsionen. Potentiell für das Ziel von OPERA relevante Ereignisse werden anschließend noch einmal exakter analysiert. In den ECC-Blöcken ist eine Ortsauflösung bis etwa  $1\ \mu\text{m}$  und eine Winkelauflösung  $< 2\ \text{mrad}$  erreichbar. Um Erfahrungen mit der Rekonstruktion von  $\nu_\mu$ -Ereignissen in den Emulsionen zu sammeln werden seit August 2005 eine kleine Zahl von OPERA Blei-Emulsions-Blöcken im „PEANUT“-Projekt (**P**etit **E**xposure **A**t **N**e**U**Trino *beamline*) in der Halle des nahen Detektors des MINOS-Experiments am Fermilab dem NuMi-Beam ausgesetzt. Abschließend wird dann das Ereignis mit den Spuren aus den elektronischen Detektoren zur Deckung gebracht. Elektronen aus dem entsprechenden  $\tau$ -Zerfallskanal schauen durch Bremsstrahlung und Paarbildung bereits in den Bleiziegeln auf, hadronische Schauer dringen oft auch noch in den Magneten ein während Myonen eine saubere Spur im Spektrometer hinterlassen.

### 3.5.2 Untergrundereignisse

Die prompte  $\nu_\tau$ -Verunreinigung des CNGS-Strahls ist vernachlässigbar klein und stellt keinen relevanten Untergrund dar. Auch hochenergetische  $\nu_\tau$  aus anderen Quellen – der Atmosphäre, dem Kosmos oder später den Kollisionen beim LHC, sind nicht zahlreich genug, um einen signifikanten Beitrag zu liefern. Bestimmte Ereignisarten ähneln jedoch in ihrer Signatur  $\tau$ -Leptonen so sehr, dass sie fälschlicherweise für solche gehalten werden können:

- Produktion von Charm-Quarks in  $\nu_\mu$ -Reaktionen und Zerfall der entsprechenden Hadronen
- Folgereaktionen von in  $\nu_\mu$ -Reaktionen entstandenen Hadronen mit dem Blei
- Streuung von Myonen im Blei unter großem Winkel

- Elektronen aus  $\nu_e$ -CC-Wechselwirkungen, die durch Streuung am Blei wie ein elektronischer  $\tau$ -Zerfall aussehen können.

Das wichtigste Mittel gegen die Untergrundereignisse, die auf eine *Charged Current*  $\nu_\mu$ -Reaktion zurückgehen ist die Identifikation des primären Myons aus dieser. Für den Ausschluss von Myonen aus Charm-Untergrund hilft die Bestimmung des Vorzeichens der Ladung. Zusätzlich muss das gesamte kinematische Analysepotential ausgeschöpft werden – letztendlich liegen dann die Untergrundraten nur noch in Größenordnungen von etwa  $10^{-6}$  pro *Charged Current*-Reaktion.

### 3.5.3 Erwartung

Bei  $4,5 \times 10^{19}$  Protonen aufs CNGS-Target pro Jahr (an 200 Betriebstagen) werden im Target jährlich etwa 6200  $\nu_\mu$  Reaktionen (NC und CC) stattfinden, und ist in fünf Jahren Laufzeit bei voller Flavour-Mischung ( $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ ) je nach  $\Delta m_{23}^2$  mit ca. 150  $\nu_\tau$  CC-Wechselwirkungen im Target zu rechnen. Die Detektoreffizienz für den Nachweis von  $\nu_\tau$ -Reaktionen beträgt 9,1 %, so sind die in Tabelle 3.4 angegebenen Zahlen an entdeckten  $\nu_\tau$ -Ereignissen zu erwarten. Durch eine vorgesehene Steigerung der Strahlintensität des CNGS ist noch eine Erhöhung der Erwartungswerte um den Faktor 1,5 möglich.

$\tau$ -Zerfallskanal	$\Delta m_{23}^2 = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	$\Delta m_{23}^2 = 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	Untergrund
$\tau \rightarrow \mu$	3,6	5,6	0,23
$\tau \rightarrow e$	4,3	6,7	0,23
hadronisch	3,8	5,9	0,32
3 Hadronen	1,1	1,7	0,22
Gesamt	12,8	19,9	1,0

Tabelle 3.4: Zahl der erwarteten  $\nu_\tau$ -Signale in 5 Jahren Laufzeit bei  $4,5 \times 10^{19}$  pot pro Jahr für 2 Werte von  $\Delta m_{23}^2$  und Zahl der Untergrundereignisse

Damit ergibt sich abhängig von  $\Delta m_{23}^2$  die in Abbildung 3.11 gezeigte Entdeckungswahrscheinlichkeit für  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  - Appearance auf dem Niveau von vier Standarabweichungen.

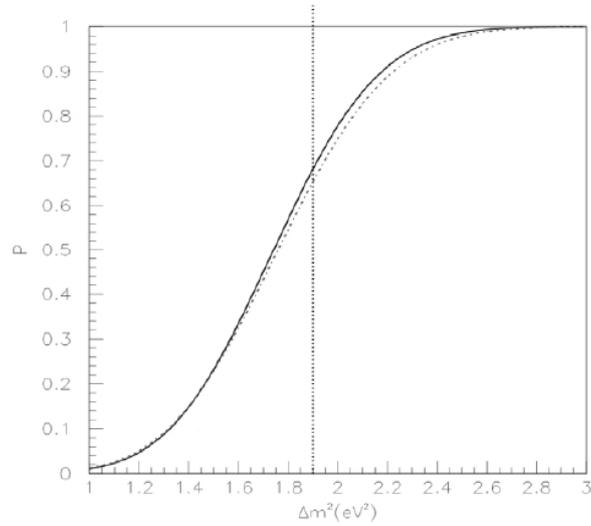


Abbildung 3.11: 4- $\sigma$ -Entdeckungswahrscheinlichkeit  $p$  für  $\nu_\tau$ -Appearance in Abhängigkeit von  $\Delta m_{23}^2$  (gestrichelte/durchgezogene Linie für unterschiedliche CNGS-Konfigurationen) [Sir2006]

### 3.5.4 Schärfere Grenze für $\sin^2 2\theta_{13}$

Einen Nebennutzen des OPERA-Experimentes stellt die Suche nach  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillationen dar. Sie wird zwar von der  $\nu_e$ -Verunreinigung des Strahls (vgl. Tabelle 3.3 in Abschnitt 3.3) erschwert, dennoch ist zu erwarten, dass bezogen auf  $\Delta m_{23}^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  und  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$  nach 5 Jahren Laufzeit eine Verschärfung der Grenze auf 90 % C.L. möglich ist zu

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0,08 \quad [\text{Sir2006}].$$

# Kapitel 4

## Das Driftröhrenspektrometer

Schon lange werden in den Detektoren der Elementarteilchenphysik Drahtkammern zur Rekonstruktion der Spuren von geladenen Teilchen verwendet, insbesondere um über die Krümmung der Flugbahn im Magnetfeld Impuls des Teilchens und Vorzeichen der Ladung zu bestimmen. Für die Entwicklung der Proportionaldrahtkammer in den 1960er Jahren erhielt Georges Charpak 1992 den Nobelpreis. Driftkammern sind eine Weiterentwicklung, bei denen über eine Zeitmessung auf eine Driftstrecke einer Ladungslawine und damit auf den Ort der Primärionisation geschlossen wird – dadurch benötigen sie weniger Drähte. Die Herausforderung beim Myonspektrometer im OPERA Detektor besteht darin, eine möglichst große Fläche abzudecken, da der genaue Ort der Neutrinowechselwirkung im Target mit einem Querschnitt von  $7 \times 7 \text{ m}^2$ , anders als der Wechselwirkungspunkt in Kollisions-Beschleunigerexperimenten, nicht bekannt ist. Dieses Kapitel beschreibt die Funktionsweise der Driftröhren und den Aufbau des am Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg entwickelten Driftröhrenspektrometer, dem *Precision Tracker*, der aus nahezu 10000 fast 8 m langen Einzelröhren besteht.

### 4.1 Funktionsprinzip von Driftröhren

Beim Durchqueren von Materie wechselwirken geladene Teilchen mit dieser und verlieren Energie. Während die leichten Elektronen und Positronen auch durch Bremsstrahlung Energie abgeben, dominiert bei Myonen der Energieverlust durch Anregung und Ionisation der Atome bzw. Moleküle des umgebenden Stoffes. Der differentielle Energieverlust  $dE$  eines Teilchens pro Wegstrecke  $dx$  ( $x$  ist die Weglänge in Materie,  $[x] = \frac{\text{kg}}{\text{m}^2}$ ), ist durch die Bethe-Bloch Gleichung gegeben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 z^2 \alpha^2 Z}{mv^2} \frac{Z}{A} \left\{ \ln \left[ \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} \right] - \beta^2 \right\} \quad (\text{aus [Per2000]}).$$

Darin ist  $m$  die Ruhemasse des Elektrons,  $z$  ist die Ladung des bewegten Teilchens in Einheiten der Elementarladung und  $v$  die Geschwindigkeit des Teilchens  $-\beta = \frac{v}{c}$ .  $N_0$  ist die Avogadro-Zahl ( $6,022 \times 10^{23}$ ) und  $Z$  und  $A$  sind Kernladungs- und Massenzahl des Mediums. Die Größe  $I$  steht für das effektive Ionisationspotential des Stoffes. Der Betrag des differentiellen Energieverlustes  $\frac{dE}{dx}$  nimmt für Teilchen geringer Energie mit  $\frac{1}{v^2}$  ab, erreicht bei  $E \approx 3Mc^2$  ( $M$  ist die Ruhemasse des Teilchens) ein Minimum und steigt dann wieder logarithmisch an.

Driftröhren sind mit einem Gasgemisch gefüllt, dessen Atome bzw. Moleküle von den durchfliegenden geladenen Teilchen ionisiert werden. Wie in Abbildung 4.1 dargestellt entstehen nach den Primäri-ionisationen kleine Gruppen von Paaren aus Elektronen und positiven Ionen, so genannte *Ionisationscluster*.

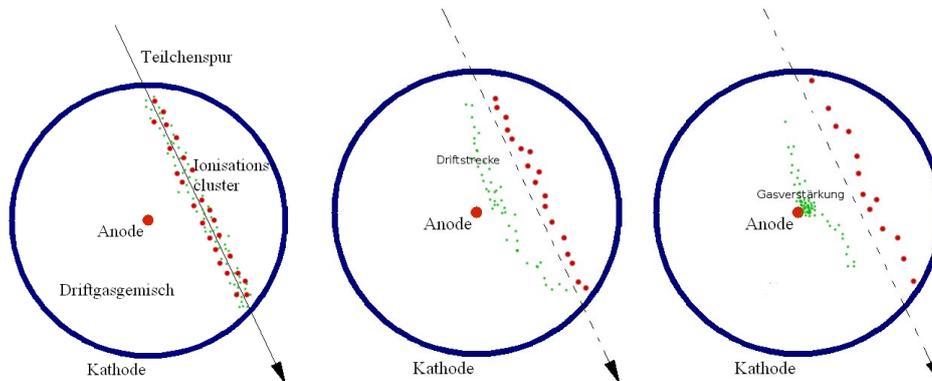


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips einer Driftröhre. Nach der Primäri-ionisation driften die Ladungsträger zu den Polen, nahe der Anode wird die Zahl der Elektronen vervielfacht. (Größen- und Zahlenverhältnisse nicht maßstabsgetreu)

Am Draht liegt eine positive Hochspannung  $U$  an. Durch das radialsymmetrische elektrische Feld

$$E(r) = \frac{U}{\ln \frac{r_a}{r_i} \cdot r},$$

das in der Röhre mit Außenradius  $r_a$  und Drahradius  $r_i$  vorherrscht, werden die Ladungsträger verschiedener Polarität getrennt und treiben entlang der Feldlinien zum Anodendraht und der als Kathode fungierenden Röhrenwand. Die Elektronen besitzen eine höhere Beweglichkeit als die positiven Rumpfe und kommen somit schneller voran. In der Nähe des Drahtes wächst die Feldstärke stark und die Elektronen ionisieren durch Stöße weitere Gasatome, so dass es zur Gasverstärkung kommt und sich die Ladungswolke vervielfacht. Sobald die die Elektronen den Draht erreichen, wird dies als elektrisches Signal messbar. Entscheidend ist, den Ankunftszeitpunkt der Elektronenwolke am Draht zu messen. Mit Hilfe eines externen Triggers, der den Zeitpunkt des Teilchendurchgangs feststellt, kann so die Driftzeit bestimmt werden

und damit über die Driftzeit–Orts–Beziehung (genauer in Abschnitt 6.5.1) auf den Abstand der Teilchenbahn vom Draht geschlossen werden. Um eine eindeutige Spurbestimmung vorzunehmen, werden mehrere Driftröhren versetzt hintereinander angeordnet. Als Driftgas wird meist ein Edelgas verwendet, dem ein Anteil eines Puffer- bzw. Löschgases beigemischt ist.

## 4.2 Technische Spezifikationen

Die Driftröhren des Precision Trackers für den OPERA Detektor sind aus Aluminium (hergestellt von *Alu-Unna*) und 7,9 m lang. Diejenigen Röhren, die für den Einbau innerhalb des Magneten bestimmt sind, haben eine kürzere Länge von 7,75 m. Der Außendurchmesser der Rohre beträgt 3,8 cm bei einer Wanddicke von 0,85 mm. Als Anodendraht wird für den PT goldbeschichteter Wolframdraht der Firma *California Wire* mit einem Durchmesser von  $45\ \mu\text{m}$  verwendet. Die mechanische Drahtspannung liegt bei 186 Gramm, sein elastischer Bereich geht bis 288 Gramm. Der Draht hängt über seine gesamte Länge in der Röhre frei ohne weitere Unterstützungsstruktur. Jeweils 48 Röhren sind wie in Abbildung 4.2 gezeigt in vierlagigen 50 cm breiten Modulen zusammengefasst. Ein solches Modul bildet die Produktionseinheit für den Precision Tracker. Es besteht aus Endplatten mit Einlassungen für die Röhren, Aufnahmen für die Drähte und Anschlussstrukturen für die Gasversorgung und dazwischen formstabilisierenden Lochblechen, in denen die Röhren fixiert sind – siehe Abbildung 4.3. Die Anordnung der Lagen zueinander ist so optimiert, dass unabhängig von der Ankunftsrichtung des Teilchens möglichst viele Röhren getroffen werden. Als Driftgas wird ein Gemisch aus 80 % Argon und 20%  $\text{CO}_2$  verwendet, das Gesamtvolumen der Röhren beträgt  $80\ \text{m}^3$ . Unter dem Sicherheitsaspekt des Betriebes in einem Untergrundlabor ist ein großer Vorteil dieses Gemisches, dass es nicht brennbar ist. Der Betriebsdruck beträgt 1005 mbar (absolut).

An den Drähten liegt eine Hochspannung von 2350 Volt. Die Signale von den Drähten laufen durch eine Vorverstärkerelektronik und werden direkt am Modul digitalisiert um dann zu einem *Time Digital Converter* (TDC) die Ankunftszeiten der Driftlawinen an den einzelnen Drähten festzuhalten.

Die Triggerzeit wird durch eine Koinzidenzschaltung von zwei aus drei XPC/RPC–Lagen geliefert. Auf das Triggerkonzept wird in Abschnitt 4.5 näher eingegangen.

Die Driftröhrenmodule werden in sechs Wänden je Supermodul installiert. Zwei Module befinden sich vor dem Magneten, zwei innerhalb des Magneten und zwei dahinter. Die Wände sind in Strahlrichtung aufsteigend nummeriert, heißen HPT1 bis HPT6 im ersten Supermodul und HPT7 bis HPT12 im zweiten.

Die Wände bestehen aus 17 Modulen, die zu einem der beiden Blei–Emulsions–Targets benachbarten Wände (HPT 1, 6 und 7) sind aus Platzgründen (Rangiererraum für das BMS) nur 15 Module breit.

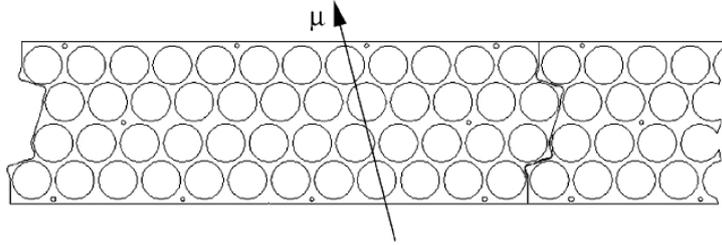


Abbildung 4.2: Schema der gestaffelten Anordnung der Röhren und der Passform am Übergang zwischen zwei Modulen

Da das Magnetfeld auf der einen Seite des Magneten aufwärts und auf der anderen abwärts gerichtet ist, wird ein Myon im Spektrometer zweifach entgegengesetzt abgelenkt und durchläuft in der Projektion auf die  $x$ - $z$ -Ebene eine S-förmige Spur, wie in Abbildung 4.4 dargestellt.

### 4.3 Physikalische Anforderungen

Die Aufgabe des Precision Trackers ist zum einen die Bestimmung des Vorzeichens der Ladung der Myonen mit einer Signifikanz von  $4\sigma$ , vor allem aber die Bestimmung des Myonimpulses mit einer relativen Auflösung von  $\frac{\Delta p}{p} \leq 0,25$  für Energien von bis zu 25 GeV. Zur Impulsbestimmung benutzt man die Ablenkung von geladenen Teilchen in Magnetfeldern durch die Lorentzkraft. In einem Magnetfeld mit der Flussdichte  $B$  gilt für ein Teilchen der Ladung  $q$  und des Impulses  $p$  für kleine Ablenkwinkel auf der Strecke  $d$

$$\theta = \frac{qBd}{p}.$$

Die Bestimmung des Ablenkwinkels  $\theta$  erfolgt aus den gemessenen  $x$ -Koordinaten, gemäß Skizze 4.4 zusammengesetzt aus den beiden entgegengerichteten Ablenkungen um  $\frac{\theta}{2}$  nach

$$\theta = \frac{x_2 - x_1}{a} - \frac{x_4 - x_3}{2a} + \frac{x_6 - x_5}{a} - \frac{x_4 - x_3}{2a} = \frac{x_2 - x_1 - x_4 + x_3 + x_6 - x_5}{a}.$$

Demzufolge geht bei gleicher Gewichtung der Einzelmessungen der Fehler der Ortsmessungen  $\varepsilon$  mit  $\Delta\theta_x = \frac{\varepsilon}{a}\sqrt{6}$  in den Fehler der Bestimmung des Ablenkwinkels ein. Hinzu kommt eine verfälschende Ablenkung durch Vielfachstreuung der Myonen mit der Streulänge  $X_0$  im Eisen der Dicke  $d$ , die mit  $\Delta\theta_{\text{streu}} = \frac{14\text{MeV}}{pc}\sqrt{\frac{d}{X_0}}$  angegeben werden kann.

Der Gesamtfehler ergibt sich damit entsprechend quadratischer Fehlerfortpflanzung

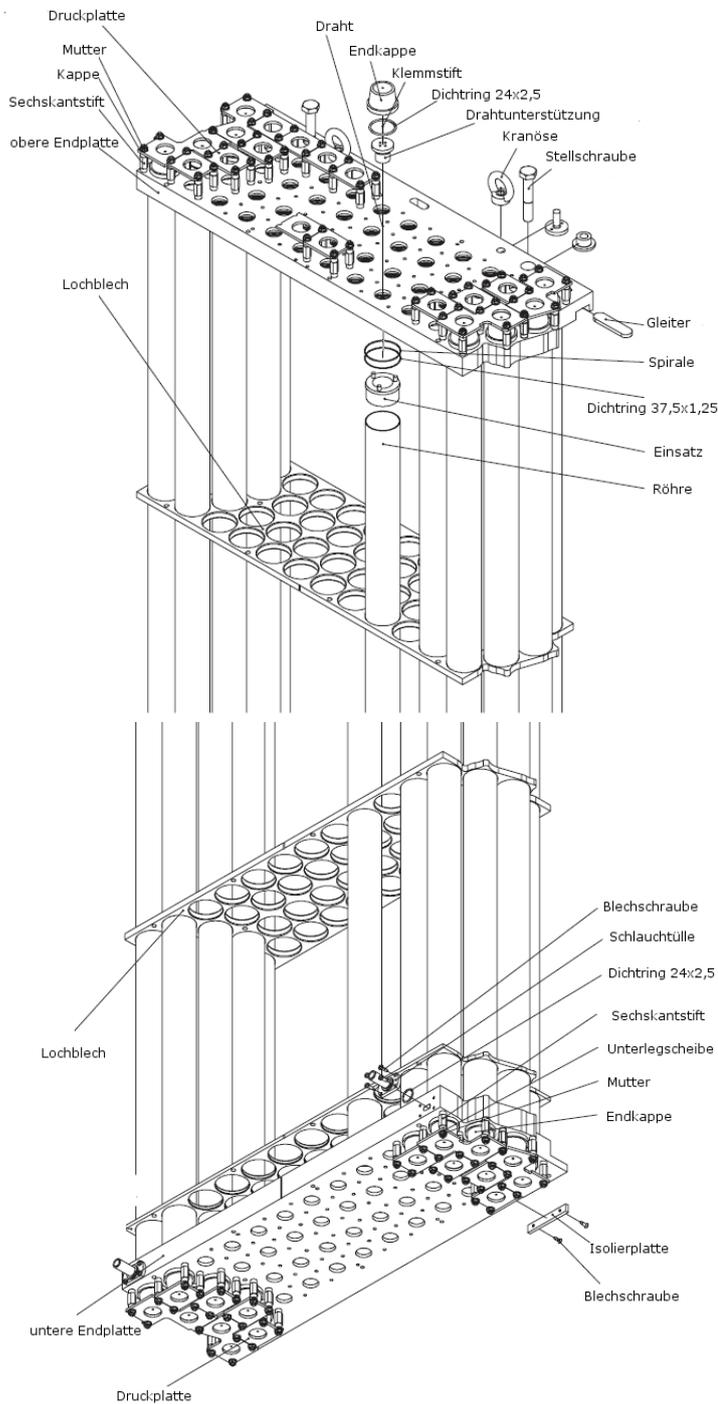


Abbildung 4.3: Aufbau der PT-Module oben und unten. Für Details siehe [Zim2005]

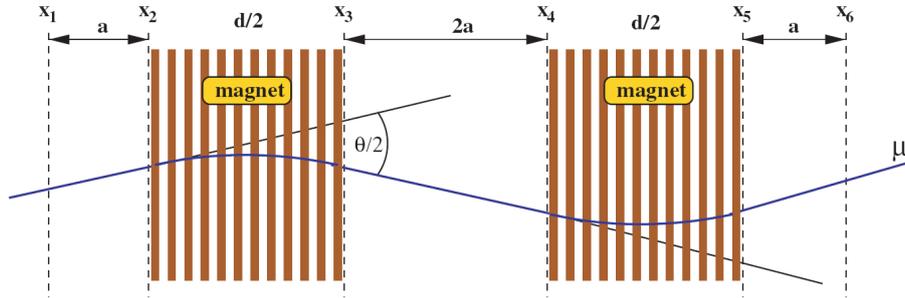


Abbildung 4.4: Aufsicht auf das Myonspektrometer eines Supermoduls; die PT-Modulwände befinden sich an den gestrichelten Linien und messen  $x_1 - x_6$

zu

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

Es ergibt sich somit für die Impulsaufösung

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

Entsprechend muss für die gewünschte Impulsaufösung von  $\frac{\Delta p}{p} \leq 0,25$  bis zu Myonenergien von 25 GeV für den Fehler der Ortsbestimmung  $\varepsilon < 636 \mu\text{m}$  gelten. Der Ortsbestimmungsfehler  $\varepsilon$  setzt sich zusammen aus der Positionsgenauigkeit der Module, der Genauigkeit der Drahtposition und der Ortsauflösung der Spurrekonstruktion aus den Driftzeiten.

## 4.4 Die Verstärkerelektronik

Die Vorverstärkerplatinen werden direkt auf die senkrecht zu den Röhren flach fixierten Hochspannungsplatinen über drei 24-polige Stecker aufgesteckt, wie in Abbildung 4.5 dargestellt ist. Über diese Stecker laufen die Signale der 12 Drähte und die Niederspannungsversorgung. Auf einer Platine sind drei vierkanalige Verstärkerbausteine aufgesteckt, wie sie bereits beim L3-Experiment verwendet wurden [Rew1986]. Die Platine ist mit 12 schnellen Komparatoren zur Diskrimination der Signale ausgestattet. An jedem der Komparatoren kann über einen Digital-Analog-Wandler individuell die Schwelle gesetzt werden. So können einzelne rauschende Kanäle durch Hochsetzen der Schwelle desensibilisiert oder gar stillgelegt werden.

Außerdem sitzt auf der Platine der Anschluss für einen Halbleiter-Temperatursensor und Testpulse für entweder die geraden oder die ungeraden Verstärkereingänge können

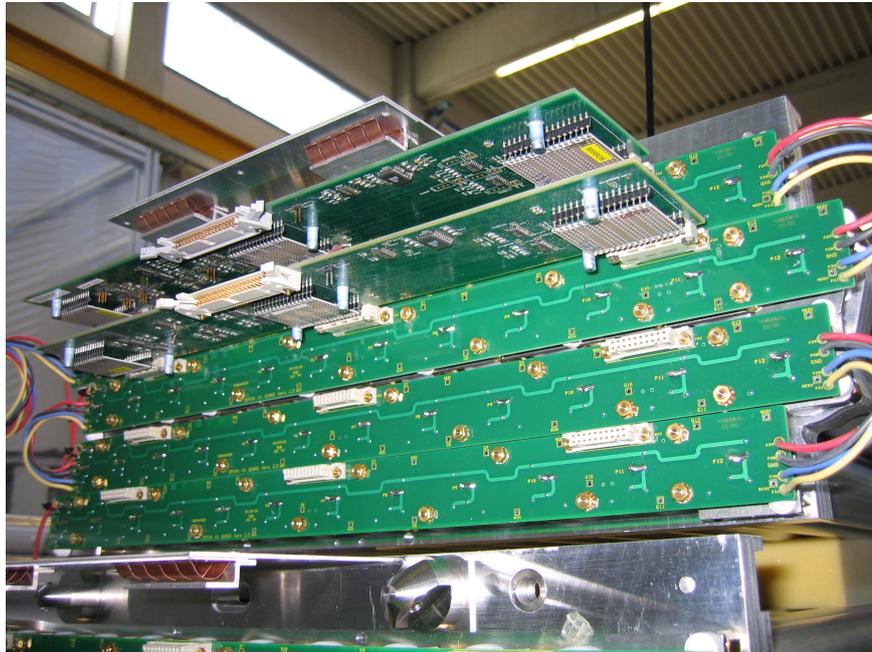


Abbildung 4.5: Oberes Frontende eines Modul mit den flach fixierten Hochspannungsplatinen und zwei der vier aufsteckbaren Vorverstärkerplatinen

weitergeleitet werden. Von den 40 Adern der angeschlossenen Flachbandkabel sind 26 mit den differentiellen digitalen Signalen der Kanäle belegt ( $12 \times 2 + 2$  unbesetzte), und 14 führen zum *Opera Support Board* (OSUB) genannten Kontrollmodul, über das die Schwellenwerte gesetzt werden können. Durch die differentiellen Signale und die getrennte Stromzuführung ist die modulseitige Elektronik völlig von den Potentialen der weiterverarbeitenden Komponenten der Datenauslese getrennt.

## 4.5 Triggerkonzept des OPERA Precision Tracker

Als Trigger für das Driftröhrenspektrometer sollen im Detektor die Widerstandsplattenkammern aus Glas und Bakelit (RPC/XPC, siehe Abschnitt 3.4.4) dienen. Da die RPCs mit einer Rate von 1000 Hz rauschen, ist es nicht zweckdienlich, nur eine Lage als Trigger für den HPT heranzuziehen. Die Triggerplatine ist sehr flexibel gestaltet und hat 5 Eingänge, die über eine programmierbare Logikeinheit verschaltet werden können. Es ist vorgesehen, eine 2-aus-3 Mehrheits-Koinzidenz aus RPC/XPC-Lagen als Trigger zu verwenden, wie es schematisch in Abbildung 4.6 dargestellt ist. Die Triggerplatine ist desweiteren mit einem *Time to Digital Converter* (TDC)-Chip mit einer Auflösung bis zu 0,2 nsek ausgestattet, um die Signallaufzeiten der Triggerelektronik zu bestimmen, so dass auf diese korrigiert werden kann. Das Layout und Einzelheiten der Platine einer solchen Triggerstation sind in [Fel2005] beschrieben.

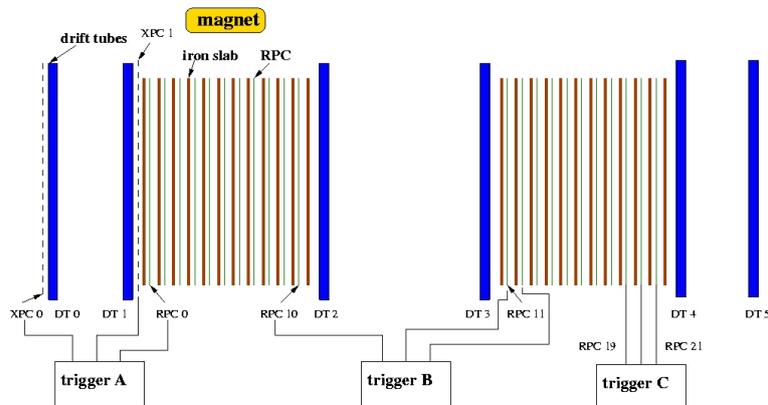


Abbildung 4.6: Schematische Übersicht der Lage der Triggerstationen des OPERA-Driftröhrenspektrometers

#### 4.5.1 Triggerlose Spurrekonstruktion

Ein Problem bei der Kalibration der Trigger sind die Signallaufzeiten in den RPCs und XPCs bis zum Trigger. Hier wäre die Möglichkeit einer triggerlosen Spurrekonstruktion eine Hilfe, da man über einen aus ihr bestimmten Zeitnullpunkt dann die Trigger korrigieren könnte. Eine analytisch geschlossene Methode zur triggerlosen Spurrekonstruktion zu finden gestaltet sich aufgrund der Nichtlinearität der Driftzeit-Orts-Beziehung (siehe 6.5.1) sehr schwierig. Eine numerisch iterative Methode sollte jedoch unter gewissen Bedingungen funktionieren. So könnte man zum Beispiel vorgehen, indem man davon ausgeht, der erste Treffer sei direkt an einem Draht gewesen und/oder der letzte je nach Differenz zum ersten nahe einer Röhrenwand und dann durch schrittweise Veränderung des geratenen Zeitnullpunktes nach Konvergenz zu einer Tangente sucht.

#### 4.5.2 Messungen im triggerlosen Modus

Der für die Testaufbauten verwendete TDC der Firma *CAEN* bietet die Möglichkeit einer kontinuierlichen Betriebsart, in der permanent sämtliche Treffer ausgelesen werden (Die Erläuterung der Funktionsweise von TDC und Spurrekonstruktion findet sich in Kapitel 6). Anfang März, als im Gran Sasso Laboratorium bereits zwei PT-Module in den ersten beiden Wänden instrumentiert waren, aber noch kein Triggersignal zur Verfügung stand, wurden mit so einem *CAEN* TDC im kontinuierlichen Modus Daten genommen. Die Gasbefüllung wurde mit dem vorläufigen Testaufbau des Gassystems gewährleistet, das Argon und  $CO_2$  aus Flaschen gemischt hat. Aufgrund der erheblichen Rauschrate und der kurzen Zeitspanne der Datennahme war es nicht möglich, Anzeichen von Spuren kosmischer Myonen zu entdecken. Die Myonrate im LNGS wird mit etwa einem Teilchen pro Quadratmeter und Stunde angegeben. Die Daten wurden

mit einem Zeitfenster von  $2\ \mu\text{sek}$  Breite abgerastert und die Treffercluster, die innerhalb einer solchen Zeitspanne lagen, daraufhin betrachtet, ob sie gemäß ihrer Lage von einer realen Teilchenspur stammen könnten. Die wenigen zeitlich so eng liegenden Ansammlungen von Signalen zeigten aber allesamt klare Signaturen elektrischen Rauschens (Z.B. viele nahezu gleichzeitige Signale in ganzen Röhrengruppen, solche traten typischerweise auf, wenn Fahrstuhl oder Kran im LNGS bedient wurden). Diese Verrauschtheit der Daten scheint zunächst im Widerspruch zu der Erscheinung zu stehen, dass sich die Module im LNGS in einem zufällig getriggerten Modus ruhig verhalten. Eine kurze Betrachtung der Zeitskalen verdeutlicht aber, dass das Rauschen im kontinuierlichen Modus damit vereinbar ist: Wenn man eine Triggerrate von  $5\ \text{Hz}$  annimmt bei einem Triggerfenster von  $2\ \mu\text{sek}$ , so ist der TDC gerade einmal  $10\ \mu\text{sek}$  pro Sekunde sensitiv, das heißt, um im Mittel einen Treffer pro Ereignis zu erzeugen müssten die Module insgesamt mit  $100\ \text{kHz}$  rauschen. Die im kontinuierlichen Modus festgestellten Rauschraten lagen jedoch um Größenordnungen darunter.

## 4.6 Herstellung der Module

Die Massenproduktion der Driftröhrenmodule wird in Hamburg am Institut für Experimentalphysik in Halle 5 des DESY von drei russischen Technikern unter Leitung von Dr. Yuri Zaitzev vom ITEP Moskau bewerkstelligt. Auf einem speziellen Montagetisch, der mit Hilfe eines Laser-Trackers auf  $10\ \mu\text{m}$  genau ausgerichtet ist, werden die Röhren einzeln durch die Lochbleche geschoben, in die Endplatte gedrückt und mit einem Epoxidharz-Kleber fixiert. Danach werden die Drähte gespannt und mit der vorgegebenen mechanischen Spannung befestigt. Am Ende stehen ein erster Hochspannungstest (siehe 5.1.1) und ein Gasdichtigkeitstest. Die mittlere Produktionsgeschwindigkeit beträgt zwei Module pro Woche. Inzwischen sind 122 Driftröhrenmodule fertiggestellt. Für weitere die Driftröhrenmodule betreffende technische Einzelheiten wird auf [Zim2005] verwiesen.

# Kapitel 5

## Slow Control des Precision Trackers

Unter der Bezeichnung „Slow Control“ sind die Komponenten eines Detektors zusammengefasst, die nicht unmittelbar mit der schnellen Datenauslese zusammenhängen, für den sicheren Betrieb des Detektors aber unbedingt notwendig sind. Dazu zählen insbesondere die Stromversorgung, das Gassystem, das Setzen der Diskriminator-schwellen der Vorverstärkerelektronik sowie die permanente Überwachung und Dokumentation des Betriebszustandes über eine Datenbank. Im Rahmen dieser Diplomarbeit ist die Konzeption und Steuerungssoftware für die Hochspannungsversorgung des Precision Trackers entwickelt und die Niedrigspannungsversorgung in Betrieb genommen worden. Außerdem wurde die Hochspannungsfestigkeit der Module vor dem Transport nach Italien und nach der Installation im Gran Sasso getestet. Überdies wurde das Programm „flexisave“ zur Datenauslese aus dem Gassystem erstellt, das in Anhang C beschrieben wird. Für das Gassystem betreffende Einzelheiten wird auf [Fer2006] verwiesen, zu den Diskriminatorschwellen und der Temperaturüberwachung gibt es in [Göl2006] eine ausführliche Darstellung. In Zusammenarbeit mit Martin Hierholzer von der Universität Münster wurde die Anbindung der Komponenten der Slow Control an eine Datenbank gewährleistet.

Die computertechnische Umsetzung der Slow Control stützt sich wesentlich auf drei Rechner:

- Ein Industrie-PC (Betriebssystem *Windows XP*) der Firma *Beckhoff* als Rack-Einschub mit Touchscreen dient als zentraler Steuerungsrechner des Gassystems.
- Ein PC (*Windows XP*), auf dem die Software zur Steuerung der Diskriminatorschwellen der Vorverstärkerplatinen und die Kommunikation mit dem Hochspannungsgerät läuft.
- Auf einem Datenbankserver (Linux) läuft vor Ort eine Version der Slow Control Datenbank und werden alle Parameter der Subsysteme gespeichert. Diese Funk-

tion erfüllt zur Zeit ein Messrechner aus der Aufbauphase, bis der entsprechende Server angeschafft worden sein wird.

Im Kontrollraum wird auf einer Übersicht der Betriebszustand der Komponenten der Slow Control angezeigt und im Fall von Normabweichungen oder besonderer Ereignisse wird eine Meldung abgegeben.

Mit Hilfe der Datenbank sind die Parameter auch über das *World Wide Web* einsehbar. Steuernde Eingriffe können jedoch nur vor Ort oder über einen speziell autorisierten Netzzugang im Rahmen eines *Virtual-Private-Networks* vorgenommen werden.

## 5.1 Hochspannungsversorgung

Von zentraler Bedeutung für die Funktionalität des Driftröhrenspektrometers ist die Versorgung der Drähte mit Hochspannung. Die Betriebsspannung beim OPERA-PT beträgt 2350 V. Dafür wird das Vielkanal-Gerät SY 2527 von CAEN verwendet, welches sich über eine TCP/IP Verbindung via Ethernet steuern lässt.

### Konfektionierung und Test der Hochspannungskabel

Für den OPERA Precision Tracker werden Hochspannungskabel der äußeren Myon-Spurkammer des stillgelegten HERA-B-Detektors wiederverwendet. Nach dem Längenzuschnitt der Kabel (16 m für Module innerhalb der Magneten und 12,50 m für die übrigen) wurden sie detektorseitig abisoliert und die Anode durch Eintunken in einen Schmelztiegel verzinkt. Anschließend wurde das Kabel auf ein Potential von 4 kV gelegt. Hierbei durften keine signifikanten ( $> 10$  nA) Dunkelströme auftreten. Bei hoher Luftfeuchtigkeit waren diese Tests nicht durchzuführen, da dann zu große Ladungsabflüsse entstanden.

#### 5.1.1 Qualitätskontrolle der Hochspannungskomponenten

Bereits bei der Fertigung der Module in der Massenproduktion werden die Drähte über flexibel ansteckbare Hochspannungsplatinen auf ein Potential von 2,8 kV gelegt und der Stromfluss gemessen, der unter  $0,02\mu A$  liegen soll. Nachdem die Platinen mit jeweils zwölf Muttern angeschraubt und die Kontakte zu den Drähten gelötet sind, wird jede Röhrenlage schrittweise auf bis zu 2,8 kV Hochspannung gelegt. Zunächst fließen Aufladeströme – je nach Geschwindigkeit der Spannungserhöhung bis zu  $70\mu A$ , die dann rasch abfallen, wenn die Spannung konstant gehalten wird. Als Kriterium für einwandfreie Module gilt für jede einzelne Lage mit je 12 Röhren das schnelle ( $< 1$  min) Absinken des Dunkelstroms auf

$$I_{\text{dunkel}} < 100nA.$$

Bei hoher Luftfeuchtigkeit wurden auf einzelnen Platinen auch Dunkelströme bis zu  $1\ \mu\text{A}$  festgestellt. Bei überstehenden spitzen Lötösen kam es auch zu Funkenüberschlägen. Auch Staubablagerungen oder andere Verunreinigungen können Leitungsbrücken bilden. Sind diese einer konventionellen Reinigung nicht zugänglich, kann es nötig sein, die Röhren zu „trainieren“, indem man durch wiederkehrendes Anlegen der Hochspannung (unter Umständen mit wechselnder Polarität) dafür sorgt, dass sich die Störungsverursacher lösen oder verschmoren. Diese Technik musste beim OPERA-PT bis jetzt günstigerweise nicht angewendet werden.

## Hochspannungstest der installierten Module

Nach der endgültigen Montage der Module im Gran Sasso wird erneut probeweise Hochspannung an die Module gelegt. Solange keine Komplikationen auftreten, kann hierbei Gruppenweise vorgegangen werden. Im Regelfall lagen bis  $2,5\ \text{kV}$  die auftretenden Ströme nach einer Wartezeit von wenigen Minuten unter  $0,2\ \mu\text{A}$  pro kompletter Driftröhrenlage aus  $17 \times 12 = 204$  Röhren. Nur einzelne wenige Hochspannungsplatinen weisen höhere Dunkelströme von mehreren hundert Nanoampere bis zu  $1\ \mu\text{A}$  auf. Nach kompletter Installation und Tests der Module für Supermodul 1 musste bisher nur in einem Fall ein neues Kabel an eine Platine gelötet werden, eine weitere Platine mit kurzschlussartigem Verhalten muss noch eingehender untersucht werden.

### 5.1.2 Hochspannungsverteilung im Detektor

In der vorhandenen Ausstattung des *CAEN Multichannel High Voltage Power Supply* mit vier Hochspannungsmodulen mit je 12 Ausgängen stehen 48 Kanäle zur Verfügung. Bei insgesamt 12 Modulwänden kann also jeder Driftröhrenlage ein Kanal zugeordnet werden. Die tatsächlichen Kabelwege und Standorte der Unterverteilungen auf dem Detektor machen es bei einigen Wänden jedoch notwendig, jeweils zwei Halblagen zu einem Kanal zusammenzufassen. Diese werden so gewählt, dass sie nicht aus der gleichen Doppelwand sind, um bei einem Ausfall eines Kanals die Spurrekonstruktion so geringfügig wie möglich zu beeinträchtigen.

Die Unterverteilungen befinden sich in den entsprechenden Racks auf dem Detektor und haben je acht Eingänge. Jeder dieser acht Eingänge führt auf 17 Ausgänge, die waagrecht angeordnet sind.

Die Zuordnung der Module zu den Hochspannungskanälen ist in Anhang B verzeichnet.

### 5.1.3 Steuerung der Hochspannungsversorgung

Die Steuerung und Kontrolle des Hochspannungsgerätes erfolgt über eine Ethernet TCP/IP Verbindung mit in der Programmierumgebung *Visual Basic* entwickelter

	Ader Nr.	Anschluss am Modul
analog +	1	rot
analog Masse	2	schwarz
digital Masse	3	blau
digital +	4	gelb

Tabelle 5.1: Zuordnung der Niederspannungsadern zu den Anschlüssen am Modul

Software. Da die Hochspannung im Normalbetrieb grundsätzlich konstant zu halten ist und die Spannungsregelung intern vom Hochspannungsgerät geleistet wird, begrenzt sich die Aufgabe im Regelfall auf die Status-Überwachung und die Weitergabe der Parameter an die Slow-Control Datenbank. Außerdem muss das System in der Lage sein, nach einem Ausfall oder einer Abschaltung, die gültigen Sollwerte erneut zu setzen.

Sollte die Strombegrenzung überschritten werden, schaltet sich der entsprechende Kanal automatisch ab.

Im Falle einer Abschaltung müssen für das erneute Hochfahren der Spannung wegen der Ladeströme die Strombegrenzungen heraufgesetzt werden. Ein Erfahrungswert für eine Driftröhrenlage bei einer Steigerungsrate von 20 Volt/sek ist ein Grenzstrom von  $15 \mu\text{A}$ . Sobald die Betriebsspannung erreicht ist, wird wieder ein restriktivere Strombegrenzung eingestellt.

Die einzelnen Methoden und Prozeduren der Hochspannungskontrollsoftware sind in Anhang A zusammengefasst.

## 5.2 Niederspannung für die Elektronik

Die Vorverstärker-Platinen der Driftröhrenmodule besitzen zwei unabhängige Versorgungsstromkreise für die analogen und die digitalen Komponenten. Auch die Masseleitungen sind getrennt geführt, momentan jedoch zu einer gemeinsamen Erdung zusammengelegt. Je zwei Driftröhrenmodule hängen an einem fünfpoligen 16 m langen Versorgungskabel (grün-gelb nicht belegt), die Zuordnung ist in Tabelle 5.1 aufgeführt. Die große Länge aller Kabel ergibt sich nicht gleichermaßen aus räumlichen Begebenheiten, sondern orientiert sich an der längsten benötigten Strecke und soll für alle Leitungen einen identischen Spannungsabfall auf dem Kabelweg gewährleisten.

Derzeit ist die Niederspannung so eingestellt, dass an den Vorverstärkerplatinen sowohl die Analog- als auch die Digitalspannung 3,7 Volt beträgt. Dabei fließen Betriebsströme von etwa 0,35 A für die Analogversorgung und 1,4 A für die Digitalversorgung von zwei Modulen. Abgesichert sind die einzelnen Anschlüsse im Niederspannungsverteiler daher mit Schmelzsicherungen auf 0,5 A analog und 2 A digital. Es

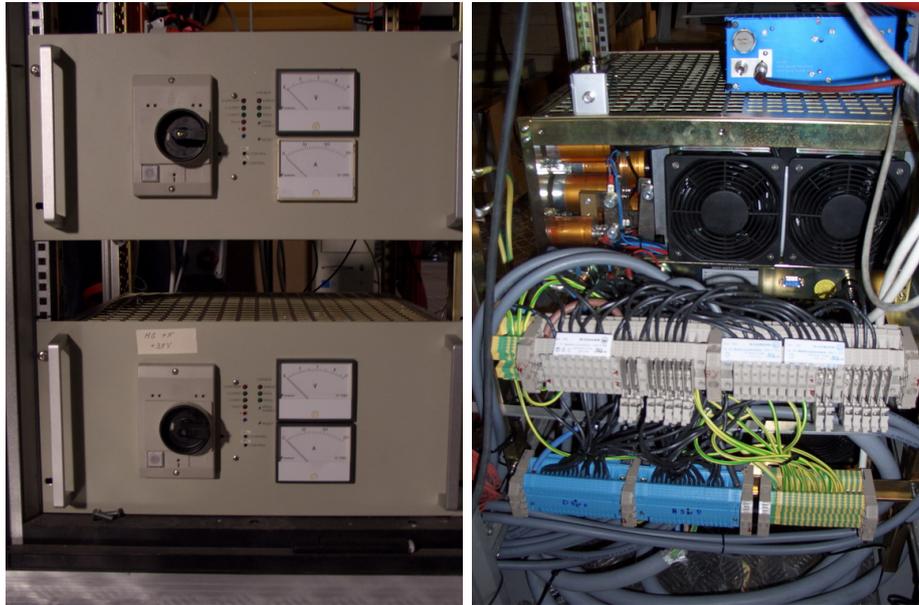


Abbildung 5.1: Links Niedrigspannungsgerät, rechts Niedrigspannungsverteilung von HPT1 und HPT2

ergibt sich ein Gesamtstrom für die Niedrigspannungsversorgung eines Supermoduls von etwa 70 A digital und 17 A analog. Die Spitzenlast der verwendeten Spannungsversorgungen liegt bei 100 A und ist somit ausreichend dimensioniert. Die Niedrigspannungsgeräte können über einen CAN-Bus ihren Betriebszustand melden (Spannung, Strom, Status), sind über diesen aber nicht steuerbar.

### 5.3 Gassystem

Bei den Testaufbauten in Hamburg wurde zunächst vorgemischtes Gas mit Argon/ $\text{CO}_2$  im Verhältnis 80/20 in Flaschen bezogen. Am Detektor im LNGS ist dies aus finanziellen Gründen nicht vorgesehen. Deshalb wird das Gas vor Ort aus flüssigem Argon und in Flaschen geliefertem  $\text{CO}_2$  gemischt. Dies leistet eine zentrale Mischstation im Zwischenbereich außerhalb der Halle C. Für die Entwicklung der Steuerung des Gassystems wurde ein industrielles BUS-System der Firma Beckhoff verwendet. Vor der Mischung wird das flüssige Argon in einem Wärmetauscher geheizt, anschließend wird es durch die Massenflussregler mit dem  $\text{CO}_2$  gemischt. Die Regelungselektronik hält dabei den Druck konstant auf absolut 1005 mbar.

In vier Unterstationen wird die weitere Verteilung des Gases für je drei Modulwände geregelt. Die kleinste Untereinheit stellen Gruppen aus drei bzw. zwei Driftröhrenmodulen dar. In den Zuleitungen zu jeder Kleinsteinheit befindet sich ein manueller Gasflussregler mit einer Stokeschen-Schwebekugelanzeige des Flusses. Durch die Röhren,

die innerhalb der kleinsten Einheit vom Gas seriell durchlaufen werden, herrscht ein kontinuierlicher Gasstrom, angepeilt ist ein Austauschrate von ungefähr einem Gesamtvolumen (für beide Supermodule  $80\text{ m}^3$ ) alle drei Tage.

Jede der vier Unterstationen ist mit einem Messgerät für den Sauerstoffgehalt ausgestattet, dessen Genauigkeit im ppm-Bereich liegt. Die Abgasleitungen aus den Modulgruppen werden über eine Batterie von Magnetventilen geleitet, die das Gas aus den Modulen entweder direkt in den Gasausgang leitet oder durch das Sauerstoffmessgerät führt. So kann über die alternierende Überwachung des Sauerstoffgehaltes im Gasstrom aus den Modulen festgestellt werden, wenn Sauerstoff aus der Luft durch ein Leck in die Module strömt. Falls die Erhöhung in allen Modulgruppen auftauchen würde, deutete dies auf ein Leck vor der Unterstation oder auf mangelnde Gasqualität hin. Aufgrund seiner Elektronegativität beeinträchtigt Sauerstoff die Funktionsweise von Driftröhren stark. An den Unterstationen können Module mit Pumpen teilweise evakuiert werden, was den Vorgang der anschließenden Befüllung erheblich beschleunigt und die benötigte Gasmenge reduziert. Das Gassystem ist in [Fer2006] ausführlich beschrieben. Die Aufzeichnung der Druckdaten der Testaufbauten des Gassystems gewährleistete das Programm *flexisave*, das in Anhang C beschrieben ist.

## 5.4 Temperaturüberwachung

Gerade im Bereich des Magneten ist es wichtig, die Temperaturen in der Umgebung der Driftröhrenmodule zu überwachen. Temperaturgradienten können zu einer Verformung der Röhren und damit eine Verschlechterung der Leistungsfähigkeit des Precision Trackers führen.

In die Vorverstärkerplatinen ist je ein Anschluss für einen Halbleiter-Temperatursensor aus Silizium integriert. Die Auslese erfolgt über das OSUB. Außerdem wurde ein unabhängiges Überwachungssystem mit PT-100 Widerstandssensoren an einem *Beckhoff* BUS-System aufgebaut, das in [Göl2006] beschrieben ist.

## 5.5 Slow Control Datenbank

In regelmäßigen Zeitabständen oder bei signifikanten Änderungen sollen die Betriebsparameter des Driftröhrenspektrometers in einer Datenbank gespeichert werden. Außerdem müssen die Sollwerte für bestimmte zu setzende Parameter aus dieser Datenbank bezogen werden.

Eine Übersicht der wesentlichen von der Datenbank zu speichernden Parameter ist in Tabelle 5.2 dargestellt.

Der Zugriff auf die Datenbank geschieht über so genannte TCP/IP *Socket*-

	Anzahl	Parameter
Hochspannung	48	$U_{\text{monitor}}$ $U_{\text{soll}}$ , $I_{\text{monitor}}$ , Status
Niedrigspannung	4	$U, I, \text{Status}$
Gassystem		Drücke, Flüsse, Sauerstoffgehalt, Statusmeldungen
OSUB	10000 bis zu 800	Diskriminatorschwellen Temperaturen
Temperaturüberwachung	15	Temperaturen

Tabelle 5.2: Zusammenstellung der von der Slow Control Datenbank zu speichernden Parameter

Verbindungen, die von den eigenständigen Subsystemen zu einem zentralen Datenbankserver aufgebaut werden.

Die Datenbank basiert auf dem offenen Datenbankverwaltungssystem *MySQL*. In der Datei „hptDB.xml“ sind alle in der Datenbank speicherbaren Variablen in Tabellen deklariert. Die aktuellen Paramertabellen mit den Variablendeklarationen der *Slow Control* Datenbank finden sich im Internet unter [xml2006]

Um aus den *Visual Basic*-Systemen heraus auf die Datenbank zuzugreifen, wird die *Dynamic Link Library* „ipc.dll“ eingebunden, die in der Programmiersprache C erstellt wurde. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Anbindung der *Visual Basic*-Programme an die Datenbank erfolgreich getestet.

Die zentralen Send- und Anfrageroutinen sind in Anhang A aufgeführt.

Für die Anbindung nach außen zur offiziellen OPERA-Datenbankstruktur befindet sich eine CORBA-Schnittstelle in der Entwicklung.

# Kapitel 6

## Spurrekonstruktion und Winkelauflösung am Teststand

Zu Testzwecken sind in einem Labor am Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg vier Kurzversionen der PT-Module mit Röhren von einem Meter Länge aufgebaut, um mit diesen die Spuren von Myonen der kosmischen Strahlung zu messen. Zwei in Koinzidenz geschaltete Szintillatorplatten dienen als Trigger. Dieses Kapitel beschreibt den Teststand, die Methodik der Datenauswertung und präsentiert ausgewählte Ergebnisse. Schwerpunkte bilden dabei die Analyse der rekonstruierten Winkel aus Messungen mit drei kurzen Modulen sowie die Bestimmung der Spureffizienz.

Am Ende des Kapitels werden die Schlussfolgerungen aus den Ergebnissen für das OPERA Driftröhrenspektrometer diskutiert.

### 6.1 Kosmische Myonen

Wie bereits in Abschnitt 2.5.3 erläutert, sieht sich die Erde einem ständigen, weitgehend isotropen Hagel aus Atomkernen, zu 80% einfache Protonen, ausgesetzt. Beim Auftreffen auf die Erdatmosphäre entstehen mesonische Teilchenschauer, die weiter zerfallen.

Kosmische Strahlung, die die Erdoberfläche erreicht, besteht zu 90% aus Myonen. Ihre mittlere Energie beträgt 4 GeV, nachdem sie im Mittel bereits 2 GeV durch Ionisation auf dem Weg durch die Atmosphäre verloren haben [Eid2004]. Die Winkelverteilung der kosmischen Myonen bei einer Energie von 3 GeV ist proportional zu  $\cos^2 \theta$ . Hierbei ist  $\theta$  der Winkel zum senkrechten Einfall. Bei flachem Einfall erreichen die Myonen trotz ihrer relativistischen Energien nur noch selten den Erdboden.

Da die Primärteilchen aus dem Weltall positiv geladen sind, herrscht in der kosmischen Strahlung ein leichter Überschuss von  $\mu^+$  gegenüber  $\mu^-$ . Durch das Erdmagnetfeld ist die Winkelverteilung damit leicht nach Westen verschoben.

Der Energiebereich der kosmische Myonen eignet sich gut, um die Module des Precision Trackers außerhalb des LNGS zu testen. Die kurzen Testmodule wurden liegend betrieben. So entspricht die Ankunftsrichtung der meisten Myonen senkrecht zu den Röhren der Aufstellung im LNGS und die Ereignisraten sind höher.

## 6.2 Der kleine Teststand

Der Teststand besteht aus einem Gestell aus Aluminium-Profilstangen. Auf Querstreben liegen jeweils die kurzen Driftröhrenmodule auf. Ihre Position ist durch Flanscheinsätze in der Profilleiste fixiert. Auf der obersten und der untersten Querstrebe



Abbildung 6.1: Der Testaufbau von vier Modulen mit nur 1 m langen Röhren im Labor am Institut für Experimentalphysik in Hamburg

liegt je ein auf eine Pressspanplatte fixierter Szintillator. Zwischen dem untersten Modul und dem unteren Szintillator befinden sich zwei Lagen abschirmende Bleiblöcke, die wegen ihres hohen Gewichts unabhängig vom restlichen Gestänge mit einem Tisch auf Doppel-T-Trägern aufgeständert sind. Abbildung 6.1 zeigt ein Photo des Gesamtaufbaus.

In einem Rack sind die Stromversorgung und die Elektronikkomponenten untergebracht.

Die Gasflasche mit vorgemischtem Ar/CO<sub>2</sub> im Verhältnis 80/20 befindet sich in einem entsprechenden Sicherheitsschrank. Der Gaszufluss läuft über Kupferleitungen, das Abgas geht in Plastikschläuchen durch ein Loch in der Wand nach draußen. In der Abgasleitung ist aufrecht ein als *Bubbler* bezeichneter Glaskörper mit Rizinus-Öl eingebunden, das über den Blasenwurf das Vorhandensein eines Gasflusses anzeigt.

### 6.3 Trigger- und Messelektronik

Als Trigger werden beim Teststand Szintillatorplatten verwendet. Die eine von ihnen befindet sich über den Modulen, die andere unterhalb mit einer Doppelschicht Bleiziegel dazwischen. Die Bleiabschirmung über dem unteren Szintillator soll gewährleisten, dass keine niederenergetischen Schauer oder stoppende Teilchen, sondern nur die komplette Anordnung durchquerende geladene Teilchen – fast ausschließlich Myonen – den Trigger auslösen. An die lichtdicht verpackten Szintillatorplatten sind Photomultiplier angekoppelt, die mit einer negativen Hochspannung von knapp 1500 Volt betrieben werden. Die Signale der beiden Fotomultiplier durchlaufen in NIM-Elektronik-Modulen je einen Diskriminator und werden über ein logisches UND in Koinzidenz geschaltet. Dieses Signal wird zum einen über ein NIM zu LVDS-Konverter zur genauen Messung des Auslösezeitpunkts auf einen Kanal des *Time to Digital Converters* (TDC) geleitet, zum anderen wird es über ein Delay um etwa 2  $\mu$ sek verzögert, um im TDC als so genanntes Stoppsignal die Ereignisauslese zu veranlassen. Die Funktionsweise der präzisen Zeitmessung eines TDCs basiert auf einer internen zyklisch laufenden Uhr, die permanent in Nanosekundenschritten von 0 auf etwas über 52  $\mu$ sek hochzählt. Wenn an einem Kanal ein Signal eingeht, wird dies mit der zugehörigen Zeit in ein Register geschrieben. Erhält der TDC ein Stoppsignal, liest er alle Treffer aus, die in einem zurückliegenden Zeitfenster programmierbarer Größe zwischen 25 ns und 100  $\mu$ s lagen und gibt sie mit Kanalnummer und Eingangszeitpunkt über die VME-Ausleseelektronik an den Messrechner weiter. Da die maximalen Driftzeiten etwa bei 1600 ns lagen, wurden am kleinen Teststand 2000 ns als Triggerfenster gewählt. Die Fensterbreite darf hierbei nicht kleiner sein als die oben erwähnte Verzögerung des Stoppsignals, da sonst die frühen Signale verloren gehen.

### 6.4 Datennahme mit drei Modulen

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden am kurzen Testaufbau erstmals Messungen mit drei Modulen durchgeführt, wobei der Abstand zwischen dem zweiten Modul von oben und dem untersten mit 69 cm (Von Oberkante zu Oberkante) bereits in der Größenordnung des Abstandes der Modulwände im LNGS liegt. Diese sind außerhalb des Magneten 50 cm und innerhalb des Magneten einen Meter voneinander entfernt. Aufgrund der auf 128 begrenzten Kanalzahl des CAEN TDCs konnten vom oberen

Modul nur 31 Röhren berücksichtigt werden. Dazu wurden Kabeladapter gebaut, die die entsprechenden Datenkanäle auf die Eingangsstecker des TDCs zusammenführten und auf dem letzten Kanal noch das LVDS Triggerzeitsignal einfügten. Für die Messungen mit drei Modulen wurde vorgemischtes Gas Ar/CO<sub>2</sub> im Verhältnis 80/20 aus der Flasche verwendet. Gemessen wurde bei einer Hochspannung von 2350 V, die Diskriminatorschwellen der Vorverstärkerplatinen wurden auf 50 mV gesetzt. Diese Betriebsparameter haben sich in vergangenen Messungen als beste Werte erwiesen [Sew2006, Zim2005] und sollen auch im LNGS verwendet werden. Die Diskriminatorschwellen können je nach Präsenz von elektrischen Störeinflüssen im LNGS evtl. auch niedriger gewählt werden. Eine Meßreihe umfasst jeweils 100 000 Triggerereignisse. Die Triggerrate lag bei etwa 4 Hz, so dass die Aufnahme einer Messreihe rund sieben Stunden dauerte.

## Rohdaten

In den Rohdaten beginnt jedes Ereignis mit einem vom TDC generierten *Header*, es folgen die Treffer der Kanäle mit den zugehörigen TDC-Zeiten. In Abbildung 6.2 ist

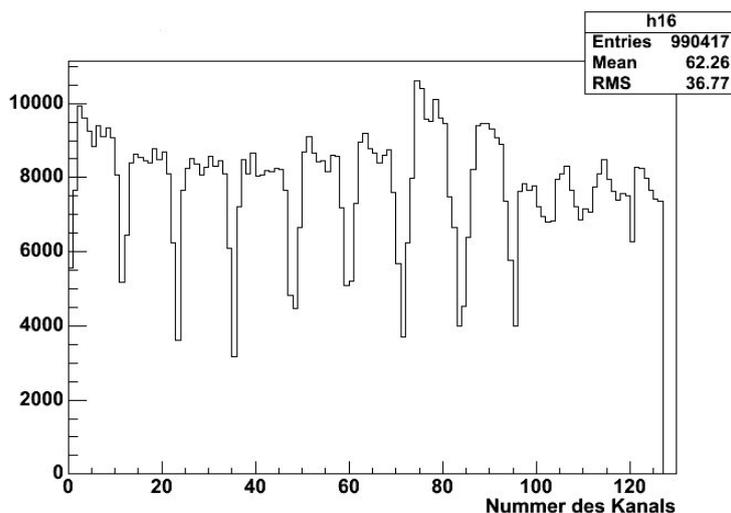


Abbildung 6.2: Trefferhäufigkeit der einzelnen Kanäle

die Trefferhäufigkeit der einzelnen Kanäle dargestellt. Röhren in Randpositionen werden seltener von triggernden Myonen getroffen. Die Kanäle 0 bis 95 sind den beiden unteren Modulen zugeordnet. Hier ist das wiederkehrende Zwölferraster der einzelnen Röhrenebenen zu erkennen. An den Kanälen 96 bis 126 sind die ausgewählten Röhren des oberen Moduls angeschlossen. Wegen der weggelassenen Röhren gibt es hier nur acht und ein mal sieben Röhren pro Ebene. Aufgrund der Nähe zur oberen Szintillatorplatte fällt der Randeffekt hier nicht deutlich ins Gewicht. Das Signal der Triggerzeit auf Kanal 127 ist zwingend in jedem Ereignis vorhanden und wurde daher

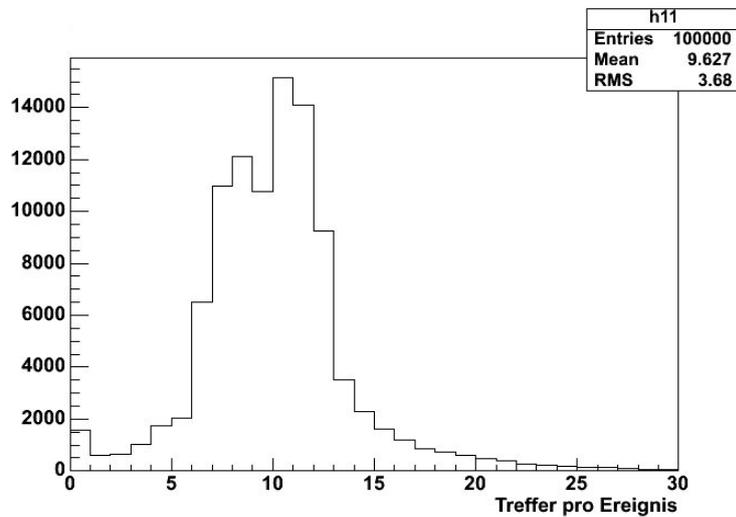


Abbildung 6.3: Trefferzahl pro Ereignis

in der Abbildung nicht mit dargestellt. Eine weitere aus den Rohdaten zu gewinnende Kenngröße ist die Multiplizität. Sie gibt die Trefferzahl pro Ereignis an und ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Liegt die Multiplizität höher als die Zahl der Röhrenlagen, ist dies ein Indiz für auf Rauschen oder *Cross Talk* zurückzuführende Signale. *Cross Talk* nennt man das Auftreten von gleichzeitigen Signalen auf benachbarten Kanälen durch einen Übersprung innerhalb der Verstärkerelektronik. Die Doppelspitze in den Daten aus einer Messung mit drei Modulen ist durch das Auslassen des linken Drittels des oberen Moduls zu erklären. So treffen zwei Drittel der Myonen potentiell auf zwölf Röhrenlagen, der Rest jedoch nur auf acht. Der Mittelwert von 9,6 liegt erwartungsgemäß unter dem gemäß der Konfiguration gewichteten Wert von im Mittel maximal 10,6 Treffern pro Ereignis. Ein aus den Rohdaten gebildetes Driftzeitspektrum durch Subtraktion der TDC-Zeit des Triggerkanals von den TDC-Zeiten der anderen Kanäle ist in Abbildung 6.4 dargestellt.

Da die Elektronenvervielfachung in den Photomultipliern der Trigger und die Signalverarbeitung in der Schalt und NIM→LVDS Konverterelektronik länger dauert als die schnellsten Driftröhrensignale durch die Vorverstärker zum TDC brauchen, ist ein negativer Offset des Driftzeitspektrums zu erkennen.

## 6.5 Spurrekonstruktion

Die Spurrekonstruktion basiert auf dem C-Programm *track* [Zim1999]. Die Kalibrierungs- und Auswertungsroutinen wurden teilweise in der *PAW*-Umgebung erstellt, die Datenauswertung größtenteils mit *ROOT* geleistet. Im Folgenden wird das Prinzip der Spurrekonstruktion kurz erläutert.

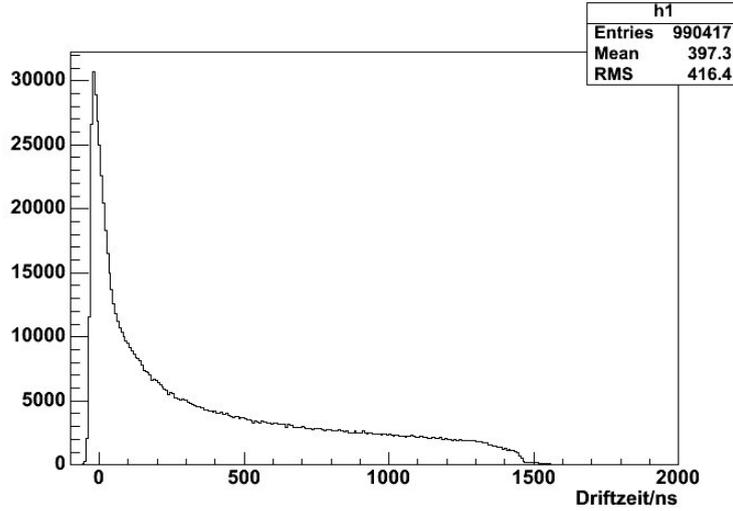


Abbildung 6.4: Driftzeitspektrum aus Rohdaten – die negativen Zeitdifferenzen sind durch längere Signallaufzeit durch Photomultiplier und Triggerelektronik verursacht

### 6.5.1 Die Driftzeit–Orts–Beziehung

Zuerst werden aus den TDC-Zeiten über die Differenz zwischen den Zeiten der einzelnen Kanäle und der Triggerzeit, die der des Teilchendurchfluges entspricht, Driftzeiten in den jeweiligen Röhren berechnet. Der nächste Schritt ist die Umsetzung der gemessenen Driftzeiten in Abstände vom Signaldraht. Bei einem ausreichend großen Datensatz kann die Driftzeit–Orts–Beziehung unter der Annahme gewonnen werden, dass die Treffer homogen über die einzelnen Röhren verteilt waren. Dazu müssen die aufgetreten Driftzeiten der  $N$  Einzelereignisse (aus Abbildung 6.4 nach Kalibrierung des Zeitnullpunktes) in der Art infinitesimalen Abstandsintervallen  $dr$  des Röhrenradius zugeordnet werden, dass die Voraussetzung der Gleichverteilung über den ganzen Radius erfüllt ist. Für die konstante Spurdichte  $n_S$  gilt dann

$$n_s = \frac{dN}{dr} = \frac{\text{Trefferzahl}}{\text{Rohrradius}}$$

Für die Driftgeschwindigkeit  $v$  ergibt sich mit  $dr = \frac{dN}{n_S}$  zu jedem Zeitpunkt

$$v(t) = \frac{dr}{dt} = \frac{1}{n_S} \cdot \frac{dN}{dt},$$

so dass die Driftstrecke und damit der minimale Abstand der Spur zum Draht  $d_{\text{Spur}}$  nach der Driftzeit  $t_{\text{Drift}}$

$$d_{\text{Spur}}(t_{\text{Drift}}) = \int_0^{t_{\text{Drift}}} v(t) dt = \frac{1}{n_S} \int_0^{t_{\text{Drift}}} \frac{dN}{dt} dt$$

beträgt. Mit diesem Driftabstand ist nun ein „Driftkreis“ um den Draht definiert, den die Teilchenspur tangiert haben muss. Eine Driftzeit–Orts–Beziehung für die Messung mit drei Modulen bei einer Hochspannung von 2350 V und einer Diskriminatorschwelle von 50 mV ist in Abbildung 6.5 dargestellt.

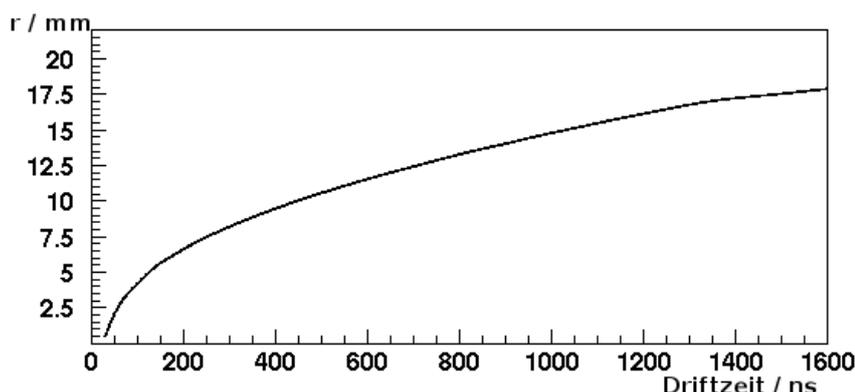


Abbildung 6.5: Driftzeit–Orts–Beziehung

## 6.5.2 Musterselektion und Spuranpassung

Die Spurbeschreibung durch das Driftröhrenspektrometer erfolgt nur in der Projektion auf die Ebene senkrecht zu den Röhren. Die Geradengleichung der Teilchenspur wird in der Hesseschen Normalenform mit dem Abstand  $d_0$  der Gerade zum Koordinatenursprung, dem Ortsvektor  $\vec{r}$  und dem normierten Normalenvektor  $\vec{n}$  als

$$d_0 = \vec{r} \cdot \vec{n} = x \sin \phi - z \cos \phi$$

angegeben. Der Winkel  $\phi$  liegt zwischen Gerade und x–Achse. Die dazu orthogonale Koordinate in der Rekonstruktionsebene wird hier im Hinblick auf die Bezeichnungen im OPERA–Detektor bereits mit  $z$  benannt. Die  $y$ -Koordinate verläuft gemäß dieser Konvention entlang der Drähte.

Bei den hier betrachteten Auswertungen lag der Koordinatenursprung in der untersten Lage des obersten Moduls an der Position des sechsten Drahtes von links.

Bei der Spurrekonstruktion der einzelnen Ereignisse muss zunächst erkannt werden, welche der Treffer innerhalb eines Ereignisses potentiell zu einer realen Teilchenspur gehören können. Insbesondere müssen die Vorzeichen der Abstände  $d_i$  zu den Drähten festgelegt werden, da nicht klar ist, auf welcher Seite das Myon die Drähte passiert hat. Zur Klärung dieser Links–Rechts–Mehrdeutigkeit in der Mustererkennung werden die Driftkreise der obersten und der untersten angesprochenen Röhre herangezogen und probenhalber jede der vier möglichen Tangenten (dargestellt in der Mitte von Abbildung 6.6) angelegt. Diejenige, bei der die Summe der quadratischen Differenzen aus

Geradenabständen  $d_i$  und zugehörigen Driftstrecken  $r_i$  minimal ist, wird für die weitere iterative Spuranpassung verwendet. Dazu wird mit einer angenommenen mittleren Ortsauflösung  $\sigma$  ein  $\chi^2$  gemäß

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{Treffer}}} \frac{(r_i - d_i)^2}{\sigma^2}$$

gebildet. Hier ist  $N$  die Zahl der in einem Ereignis angesprochenen Driftröhren. Nachdem die beste Tangente selektiert ist, werden die Vorzeichen der Abstände entsprechend bestimmt. Signale von Röhren, die von der besten Tangente zu weit entfernt sind, werden nicht weiter berücksichtigt.

Die Parameter der besten Tangente stellen die Startwerte für die iterative Spuranpassung dar. Bei der weiteren iterativen Anpassung wird das folgende  $\chi^2$  durch Variation

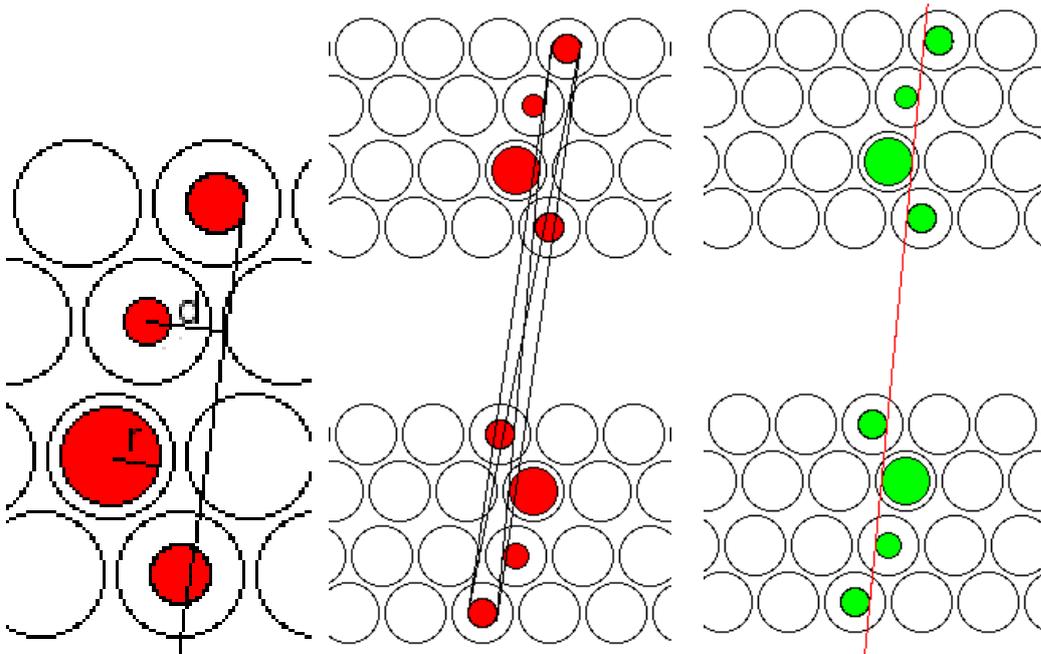


Abbildung 6.6: Mustererkennung, es gibt vier mögliche Tangenten an die äußersten Driftkreise – die passendste wird gewählt und iterativ weiter angepasst.

der Spurparameter  $d_0$  und  $\phi$  minimiert:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} (d_{mi} - d_{si}(d_0, \phi))^2.$$

Dabei ist  $\sigma_i$  die Ortsauflösung, die vom Drahtabstand abhängt,  $d_{mi}$  der aus den gemessenen Driftzeiten ermittelte Abstand der Spur zum Draht und  $d_{si}(d_0, \phi)$  der Abstand der mit den Parametern  $d_0$  und  $\phi$  rekonstruierten Spur zum Draht. Das algebraische

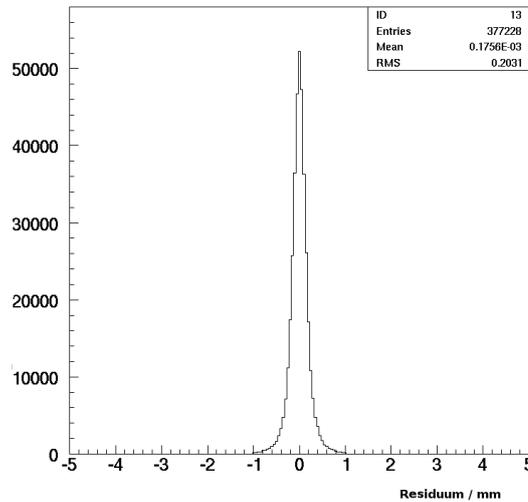


Abbildung 6.7: Verteilung der Residuen für die Rekonstruktion der beiden oberen Module aus einer der Messungen mit drei Modulen

Verfahren der Iteration wird ausführlich in [Zim1999] beschrieben. In Abbildung 6.8 sind zwei Beispiele von *Event Displays* der Spurrekonstruktion dargestellt.

Für die Kalibration der Spurrekonstruktion wird das Verfahren der Spuranpassung so erweitert, dass gegebenenfalls die Driftzeit-Ortsbeziehung und die Auflösungsfunktion  $\sigma$  verändert werden und die Spurrekonstruktion anschließend erneut durchlaufen wird. Die mittlere Ortsauflösung der Rekonstruktion wird bestimmt, indem die Verteilung der Differenzen aus gemessenen und rekonstruierten Spurabständen betrachtet werden. Diese Differenzen werden Residuen genannt und werden noch in spezieller Weise skaliert [Zim1999]. Schließlich ist die Breite der Verteilung der Residuen ein Maß für die mittlere Ortsauflösung. Abbildung 6.7 zeigt eine solche Verteilung.

## 6.6 Winkelauflösung

Wie in Abschnitt 4.3 beschrieben wird der Impuls im OPERA-Myonspektrometer über den Ablenkwinkel im Magnetfeld bestimmt. Deshalb hängt die erreichbare Impulsauflösung des Precision Trackers von der Güte der Winkelrekonstruktion ab.

In den Berechnungen der notwendigen Nachweiseigenschaften des Precision Tracker wurde dies in die benötigte Ortsauflösung in der x-Koordinate der Röhrenlagen umgesetzt, wie in Abschnitt 4.3 vorgestellt wurde. Im Rahmen dieser Diplomarbeit werden an Daten der Messungen mit drei Modulen direkt die in der Spurrekonstruktion errechneten Winkel  $\phi$  betrachtet. Es wurde überprüft, inwiefern ihre Genauigkeit den Anforderungen an die Impulsauflösung des Driftröhrenspektrometers entspricht.

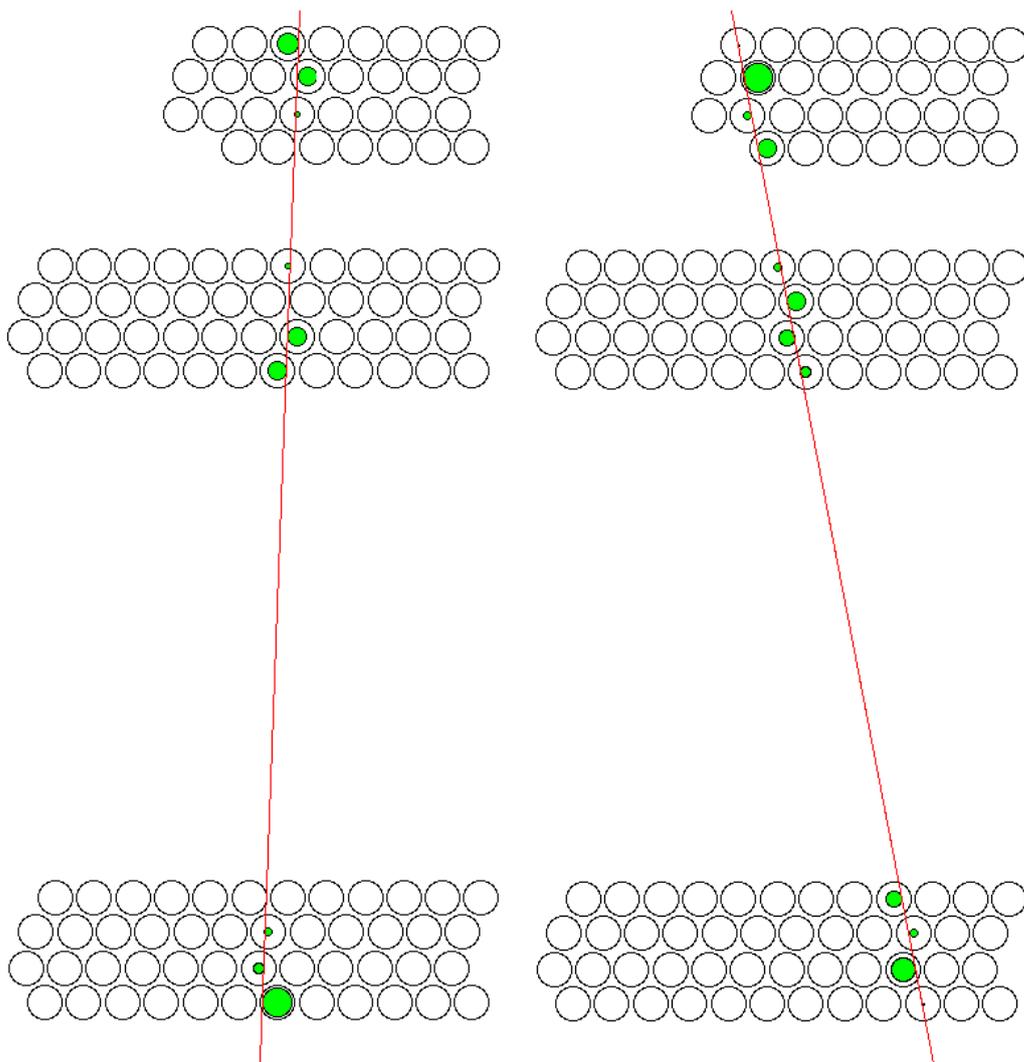


Abbildung 6.8: Zwei Beispiele für *Eventdisplays* der Spurrekonstruktion je eines kosmischen Myons am kleinen Teststand – links mit 10, rechts mit 12 getroffenen Röhren

### 6.6.1 Winkelverteilung

Die Verteilung sämtlicher rekonstruierter Winkel in einem Datensatz von 100 000 Triggerereignissen ist in Abbildung 6.9 links dargestellt. Sie fällt zu größeren Winkel deutlich schneller ab als  $\cos^2 \theta$ . Dies liegt an der geometrischen Anordnung der triggernden Szintillatoren des Teststandes. So ist die effektive Fläche, wie in Abbildung 6.9 rechts dargestellt, für senkrechte Spuren größer als für schräge. Die beiden Szintillatoren der Breite  $b$  haben den Abstand  $d$ . Die effektive Breite  $g(\theta)$  ergibt

$$g(\theta) = b - d \cdot \tan |\theta|.$$

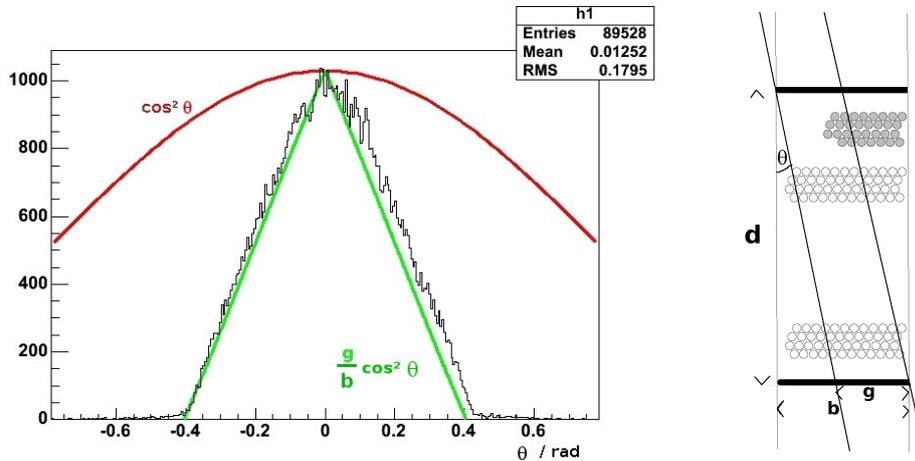


Abbildung 6.9: Zenitwinkelverteilung der von den beiden unteren Modulen aus einem Datensatz rekonstruierten Winkeln (links). Diese wird im kleinen Winkebereich weniger von der normierten  $\cos^2$ -Verteilung der kosmischen Myonen bestimmt als von der geometrischen Anordnung der Trigger des Teststandes (rechts).

In 6.9 ist  $\frac{g}{b} \cdot \cos^2 \theta$  auf das Maximum der Winkelverteilung normiert dargestellt. Diese Funktion gibt den Verlauf der Winkelverteilung gut wieder, die Asymmetrie in der Verteilung ist mit einem seitlich um 1,5 cm von der Mittelposition verschobenen unteren Szintillator zu erklären. So wurden mehr Myonen unter einem positiven Zenitwinkel gemessen.

## 6.6.2 Bestimmung der Winkelauflösung

Um eine Abschätzung des Fehlers der Winkelbestimmung zu bekommen, werden identische Spuren einmal mit dem oberen und dem mittleren Modul, dann mit dem mittleren und dem unteren Modul rekonstruiert und die Winkel verglichen. Die Differenz dieser Winkel der Spur ein und des selben Ereignisses ist ein Maß für die Genauigkeit der Rekonstruktion. Es kann angenommen werden, dass die Myonen die komplette Anordnung geradlinig durchqueren. In Abbildung 6.10 ist die Differenz der Winkel für die Spuren einer Messung dargestellt, die sowohl in der oberen als auch in der unteren Anordnung rekonstruiert wurden. Man sieht ein deutliches Maximum bei Null. Der ausgegebene Mittelwert der quadratischen Abweichung (RMS) liegt bei 5,25 mrad. Das RMS gewichtet die weit außen liegenden Werte jedoch recht stark.

Die Verteilung der Winkeldifferenzen stellt sich als zu spitz heraus, um eine Gauß-Funktion sinnvoll anpassen zu können. Der Verlauf läßt sich jedoch gut mit einer Breit-Wigner-Verteilung

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma^2}{(x - \bar{x})^2 + \Gamma^2/4}$$

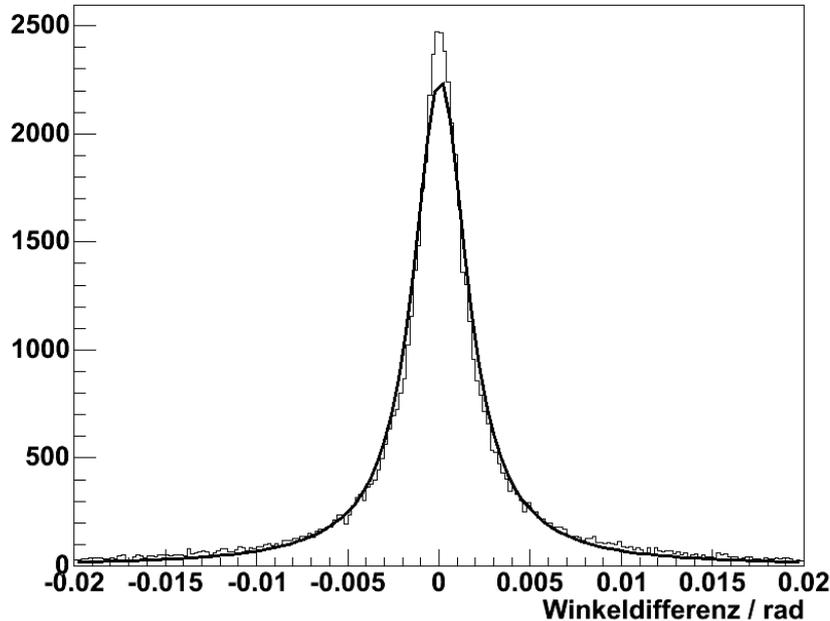


Abbildung 6.10: Differenz der rekonstruierten Winkel; An die Verteilung ist eine Breit-Wigner-Funktion angepasst

beschreiben, wie in Abbildung 6.10 dargestellt ist. Die Halbwertsbreite des Breit-Wigner-Fits beträgt

$$\Gamma = (3,60 \pm 0,03) \text{ mrad}$$

und stellt ein Maß für die Winkelauflösung dar.

### Abhängigkeit der Winkelauflösung von der Zahl der Treffer

Die Güte der Spurrekonstruktion und damit der Winkelauflösung hängt ganz wesentlich von der Zahl der Röhren ab, die angesprochen haben. Bezieht man die Trefferzahl in die Analyse der Winkeldaten mit ein und fordert, dass sowohl bei der Rekonstruktion in der oberen als auch in der unteren Analyse mindestens 7 Röhren berücksichtigt wurden, so ergibt sich die in Abbildung 6.11 gezeigte Verteilung der Winkeldifferenzen. Der für die Abschätzung der Winkelauflösung herangezogene Fitparameter beträgt hier  $\Gamma = (2,75 \pm 0,035) \text{ mrad}$ .

Im optimalen Fall mit 8 registrierten Driftzeiten in zwei Modulen sinkt die Breite des Breit-Wigner-Fits weiter auf  $\Gamma = (2,52 \pm 0,07) \text{ mrad}$ . Tabelle 6.1 zeigt die Breite in Abhängigkeit von der Zahl der in beiden Anordnungen berücksichtigten Röhren. Die zugehörigen Histogramme sind im Anhang D aufgeführt.

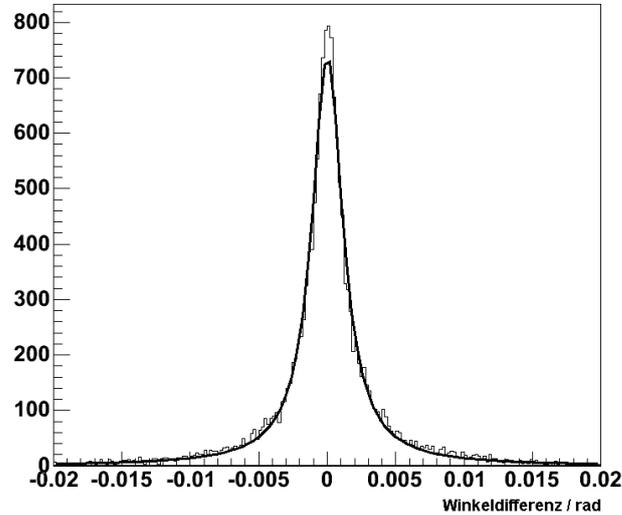


Abbildung 6.11: Differenz der rekonstruierten Winkel der Einzelspur mit mindestens 7 Treffern in beiden Rekonstruktionen mit Breit-Wigner-Fit

Zahl der Röhren	Einträge	$\Gamma/\text{mrad}$
beliebig	71586	$3,60 \pm 0,03$
$2 \times 8$	3432	$2,52 \pm 0,07$
$2 \times 7$ oder $7/8$	28095	$3,13 \pm 0,04$
$2 \times 6$ oder $6/7$	29370	$3,41 \pm 0,04$
$2 \times 5$ oder $5/6$	14105	$4,22 \pm 0,08$

Tabelle 6.1: Abhängigkeit der Winkelauflösung von der Zahl der in die Rekonstruktion einbezogenen Driftröhren

### Abhängigkeit der Winkelauflösung vom absoluten Winkel

Eine weitere zu untersuchende Frage war die einer möglichen Abhängigkeit der Genauigkeit der Winkelrekonstruktion vom absoluten Winkel der Spur. Eine der Durchführung der Analyse in 50 mrad breiten Winkelintervallen ist in Abbildung 6.12 dargestellt und ließ keinen deutlichen Effekt des absoluten Werts des Spurwinkels auf die erreichbare Winkelauflösung erkennen. Die leichte Verschlechterung der Auflösung hin zu positiven Zenitwinkeln ( $\phi > \frac{\pi}{2}$ ) ist durch die unberücksichtigten Röhren links oben zu erklären. So werden Spuren, die in der Frontansicht von links oben nach rechts unten laufen eher in der oberen Analyse nur vom mittleren Modul rekonstruiert. Damit ist dieser Effekt letztlich auch auf die Abhängigkeit von der Trefferzahl zurückzuführen.

Da der Anteil von Randzonen im LNGS geringer ist und in aller Regel 8 Röhrenlagen

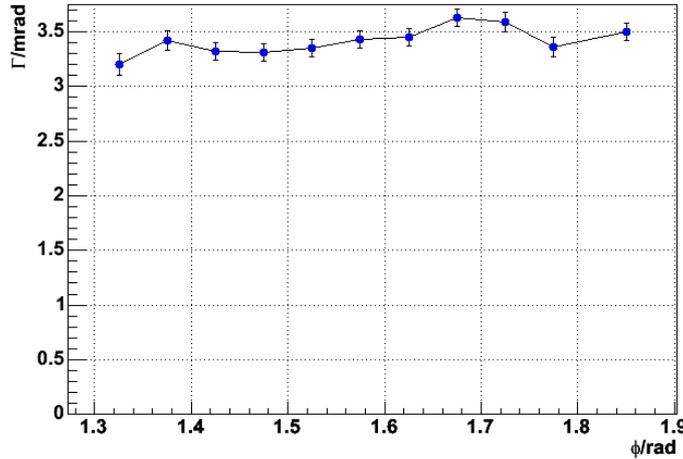


Abbildung 6.12: Winkelauflösung in Abhängigkeit vom absoluten Winkel der Spur

durchflogen werden, wird in einer letzten Betrachtung gefordert, dass in der oberen Analyse mehr als 5 Treffer berücksichtigt wurden, so dass, sofern keine Störsignale vorliegen, das oberste Modul beteiligt gewesen sein muss. Unter dieser Bedingung ergibt sich eine Winkelauflösung von

$$\Gamma = (3,35 \pm 0,03)\text{mrad}.$$

## 6.7 Konsequenzen für die Impulsauflösung

Ziel dieser Arbeit war es, in einer unabhängigen Methode die Winkelauflösung zu bestimmen, ohne dabei zwingend immer wieder die Driftzeit-Orts-Beziehung neu an den Messdaten zu kalibrieren. Wie in Abschnitt 4.3 beschrieben, sollte das Myonspektrometer eine relative Impulsauflösung von  $\frac{\Delta p}{p} = 0,25$  für Myonen mit Energien bis zu 25 GeV erreichen. Für kleine Ablenkwinkel entspricht die relative Winkelauflösung der relativen Impulsauflösung  $\frac{\Delta\theta}{\theta}$ . Die absolute Ablenkung im OPERA Magneten ergibt sich aus

$$\theta = \frac{qBd}{p}.$$

Der Impuls  $p$  ergibt sich aus

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4 \Leftrightarrow pc = \sqrt{E^2 - m^2c^4}.$$

Die Ablenkung ist für die folgenden Werte in Abbildung 6.13 dargestellt:

$$B = 1,55 \text{ Tesla}$$

$$\frac{d}{2} = 0,6 \text{ m}$$

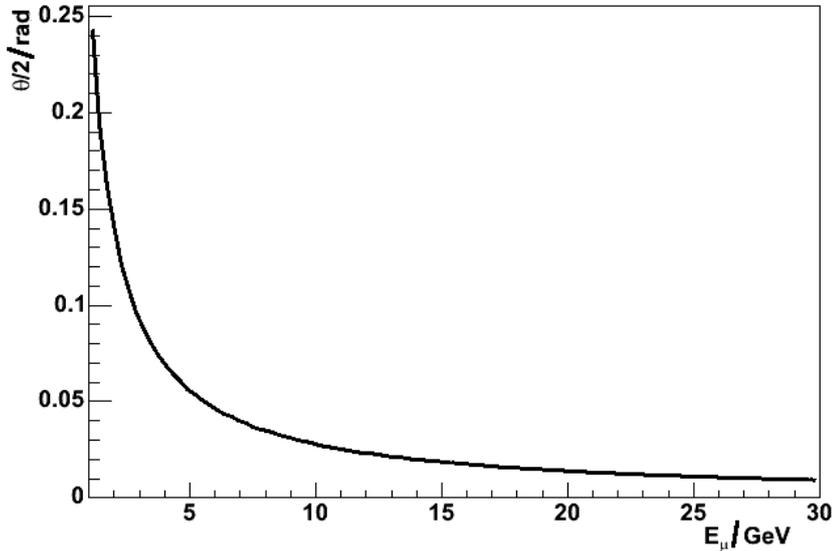


Abbildung 6.13: Absoluter Ablenkwinkel  $\frac{\theta}{2}$  eines Myon in einer Hälfte eines OPERA Dipolmagneten in Abhängigkeit von der Energie  $E_\mu$  des Myons.

Bei einer Energie von  $E_\mu=25$  GeV ergibt sich eine Ablenkung um  $\theta = 11,2$  mrad. Damit wäre mit den oben ermittelten Winkelauflösungen das Kriterium von einer Genauigkeit von 25 % nur dann knapp erfüllt, gäbe es nicht noch den verfälschenden Einfluss der Vielfachstreuung der Myonen im Eisen. Dieser ist in [Zim2005] mit einer relativen Winkelverfälschung von 0,21 angegeben. Gemäß der quadratischen Fehleraddition ist vom Precision Tracker damit eine relative Winkelgenauigkeit von 0,13 zu liefern. Dies entspräche bei 25 GeV einer Winkelauflösung von 1,5 mrad. In den Untersuchungen am kleinen Teststand wurde diese nicht einmal unter der idealisierten Konfiguration mit mindestens 7 in die Rekonstruktion einbezogenen Röhren erreicht. Diese würde für Myonen bis zu etwa 15 GeV die geforderte relative Winkelauflösung gewähren. Wie in Abschnitt 6.9 diskutiert wird, sind die Mängel des Ergebnisses vermutlich auf Alinierungsprobleme des kleinen Teststandes zurückzuführen.

## 6.8 Spureffizienz

Für die Funktionalität des Spektrometers ist eine hohe Nachweiseffizienz der Einzelröhren notwendige Voraussetzung. Diese Nachweiseffizienz ist definiert als Quotient aus der Zahl der registrierten Treffer in einer Röhre und der Zahl der Spuren durch diese Röhre. Sie liegt bei diversen Messungen am Teststand bei 98% bis über 99 %. Letztendlich hinreichendes Kriterium ist aber erst die Spureffizienz. Sie gibt an, welcher Anteil der geladenen Teilchenspuren durch das Driftröhrenspektrometer

tatsächlich rekonstruiert werden konnte.

In [Sew2006] ist für Messungen mit zwei Modulen am kurzen Teststand bei einer Effizienz der Einzelröhre von 99% eine Spureffizienz von 88% angegeben. Diese Spureffizienz war auch aus der Betrachtung einer einzelnen Röhre gewonnen und prüfte, ob die registrierte Driftstrecke innerhalb von drei Standardabweichungen um die Spur lag. Eine in [Zim2005] dargestellte Simulation errechnet eine höhere Spureffizienz, die nur wenige Prozent unter der Einzelröhreneffizienz liegt.

Für eine experimentelle Bestimmung der Spureffizienz  $\eta_{\text{Spur}}$  wurden für diese Diplomarbeit Daten der Messungen mit drei Modulen herangezogen.

Eine erste Betrachtung läuft analog zu der Bestimmung der Winkelauflösung. Für einen Datensatz mit 100 000 Triggerereignissen wird untersucht, welcher Anteil der Spuren aus dem oberen Modulpaar in den selben Ereignissen auch im unteren rekonstruiert wurde. Nach dieser Methode ergibt sich die Spureffizienz zu

$$\eta_{\text{Spur}} = \frac{N_{12}}{N_{23}} = \frac{71586}{74655} = 95,9\% \pm 0,4\%.$$

Der Fehler wurde über  $\frac{1}{\sqrt{N}}$  abgeschätzt.

Dieser Wert für die Spureffizienz liegt somit im erwarteten Bereich aus [Zim2005].

Ein mögliches systematisches Problem bei dieser Vorgehensweise liegt in der doppelten Verwendung des mittleren Moduls. Da die Spurrekonstruktionen jedoch separat vorgenommen wurden, sollte der Wert dennoch eine realistische Abschätzung der Spureffizienz bieten. Um eine Spureffizienz ohne dieses mögliche Problem zu erhalten, wurden desweiteren Spuren eines Datensatzes nur mit dem obersten Modul rekonstruiert. Anschließend wurden die selektierten Ereignisse mit den zugehörigen Daten der beiden unteren Module rekonstruiert. In diesem Verfahren ergab sich für einen Datensatz von 100 000 Triggerereignissen eine Spureffizienz von

$$\eta_{\text{Spur}} = \frac{N_{\text{SpurenModul2+4}}}{N_{\text{SpurenModul1}}} = \frac{25307}{27764} = 92,1\% \pm 1\%.$$

Die geringe absolute Ausbeute liegt hier daran, dass die Spuren nur mit dem obersten Modul definiert wurden und damit maximal 4 Röhren getroffen werden konnten. In diesem Fall ist die errechnete Spureffizienz eher eine Unterschätzung, da ein gewisser Teil der Spuren durch das oberste Modul aufgrund des seitlichen Überlapps der unteren Szintillatorplatte die beiden unteren Module gar nicht trifft.

## 6.9 Diskussion der Ergebnisse und Schlussfolgerungen

Dass die Eigenschaften des *Precision Trackers* gemäß der über die Methode der Residuen bestimmten Ortsauflösung die Anforderungen an die Impulsauflösung des OPERA-Myon-Spektrometers erfüllen können, wurde in zahlreichen Messungen an den Testständen sowohl mit kurzen Modulen [Sew2006, Fer2006] als auch mit langen gezeigt [Göl2006]. Auch in den hier analysierten Messdaten lagen die so bestimmten Ortsauflösungen zwischen 200 und 320  $\mu\text{m}$ , wobei die größeren Werte über 300  $\mu\text{m}$  immer dann auftraten, wenn das unterste Modul mit einbezogen wurde, was auf ein Alinierungsproblem hindeutet. Eine der Schwierigkeiten am Teststand sind mögliche Fehler bei der Ausrichtung der Module. Sie wurde per Augenmaß an einem frei hängenden Lot vorgenommen. Dabei gestaltete sich insbesondere die Anpassung der Position des untersten Moduls schwierig. Trotzdem liegen die Abweichungen der errechneten mittleren Drahtpositionen aus der Kalibration von den vorgegeben Positionen (Abbildung 6.14) sämtlich unter 65  $\mu\text{m}$ . Da es sich jedoch um mittlere Positionen handelt,

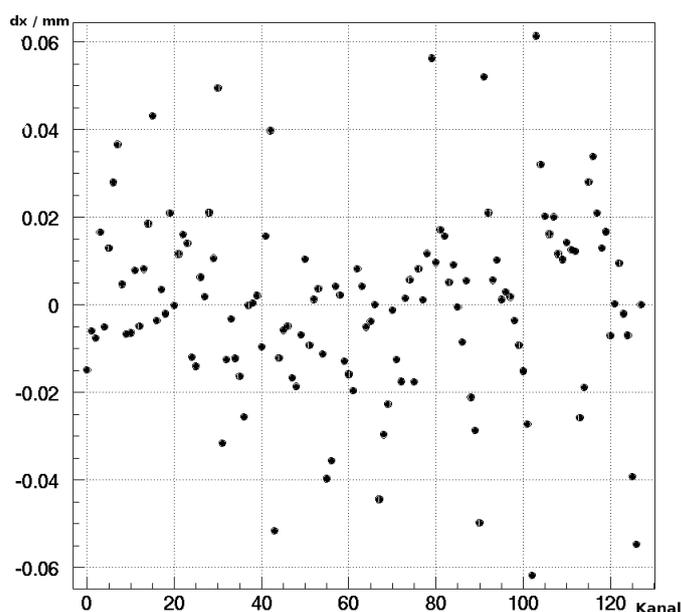


Abbildung 6.14: Mittlere Abweichung der in der Kalibration berechneten Drahtposition von der vorgegebenen für die einzelnen Röhren.

ist nicht auszuschließen, dass die Module gegeneinander leicht verdreht waren. Dies hätte nachteilige Auswirkungen auf die Winkelrekonstruktion.

So kamen die Messungen zu dem Ergebnis, dass die am kleinen Teststand erreichte Winkelauflösung zumindest bei hohen Energien, nicht direkt den Anforderungen für die Impulsauflösung im Precision Tracker genügt. Bezüglich der Spureffizienz bleibt

die systematischen Einschränkung, dass auch bei der zweiten Art der Effizienzmessung nicht die Zahl der Teilchen ermittelt werden kann, deren Spur weder im oberen noch in den unteren beiden Module rekonstruiert wurde. Eine Hilfe könnte hier die Angabe der rekonstruierten Spuren gemessen an der Zahl der Triggerereignisse darstellen. Allerdings sind weder Reinheit noch Effizienz der Triggerschaltung bekannt. Bei den durchgeführten Messungen lag die auf den Trigger bezogene Spureffizienz bei gut 80%. Die größten Verluste dürften auch hier in der Geometrie begründet sein, da die Szintillatorplatten die Module in der Breite um insgesamt 5 Zentimeter und auch am Frontende leicht überragen. Eine genaue Vermessung dieser effektiven Überstände gestaltet sich, auch aufgrund der Umwicklung des Szintillators, schwierig. Eine grobe Abschätzung dieser Flächen scheint aber auch mit der höheren der beiden Spureffizienzen von  $\eta_{\text{Spur}} = 95,9\%$  verträglich.

Für die Übertragung und vor Steigerung der Leistungsfähigkeit der Driftröhrenmodule auf den finalen Aufbau im OPERA-Experiment werden mehrere Faktoren wichtig:

- Auch hier ist die exakte Ausrichtung der Module ein zentraler Punkt. Fehler der Positionsgenauigkeit der Module in x-Richtung, insbesondere ungleiche Lagebeziehung der Röhren zueinander und Verzerrungen können die Impulsauflösung des *Precision Trackers* empfindlich beeinträchtigen. Dagegen spielt die in den ersten installierten Wänden festgestellte Durchbiegung der Röhren in Strahlrichtung um bis zu 1,5 mm keine allzu problematische Rolle. Zum einen, da die Drahtposition alleine durch die Endplatten bestimmt ist und als ortsfest angenommen werden kann, zum anderen, da die zu bestimmende x-Koordinate senkrecht zur Durchbiegung in z-Richtung steht, in die auch die Verformungseffekte auf das elektrische Feld stärker ausfallen. In [Göl2006] wurden bis zu 4 mm Durchbiegung in Teilchenflugrichtung am langen Teststand keine Verschlechterung von Ortsauflösung und Einzelröhreneffizienz festgestellt.
- Ein grundsätzliches Erfordernis für den Betrieb des Driftröhrenspektrometers ist, dass die elektrischen Störeinflüsse sich in den Grenzen halten, die von den Diskriminatorschwellen ohne Effizienzverluste unterdrückt werden können.
- Die Rate an Myonen im LNGS wird nicht ausreichen, um sofort die selbstkalibrierenden Verfahren auf Messdaten anzuwenden. Ein wichtiger Aspekt wird daher sein, wie genau die Kalibrationsdaten, die zunächst am großen Teststand gewonnen werden müssen, den Bedingungen im Untergrundlabor entsprechen. Dazu muss ein möglichst vielseitiges Repertoire an Kalibrationsmessungen zur Verfügung stehen, um für alle möglichen Betriebsbedingungen des OPERA Precision Trackers passende Driftzeit-Orts-Beziehungen zur Verfügung zu haben.
- Wenn genug Ereignisse aufgenommen worden sein werden, um auch auf Driftröhrendaten aus dem OPERA-Detektor die Selbstkalibrierungsverfahren anwenden zu können, müssten über die gesamte Messzeit der entsprechenden Daten und alle beteiligten Module gleichbleibende Bedingungen geherrscht ha-

ben. Hier zeigt sich, wie sehr auch das physikalische Leistungsvermögen des Detektors direkt von der Zuverlässigkeit der *Slow Control* abhängig ist.

Die Messungen mit drei Modulen am kurzen Teststand haben zwar gezeigt, dass das Driftröhrenspektrometer grundsätzlich den Anforderungen gewachsen sein kann, die gestellt werden, konnten die gewünschte Präzision in der Rekonstruktion einzelner Winkel jedoch noch nicht ganz erreichen. Um die Unsicherheiten der durchgeführten Messungen, die aus der Asymmetrie der Röhren und der geringen Modulzahl herrührten, zu beseitigen, wäre es wünschenswert, so schnell wie möglich am Teststand Messungen mit allen vier vollständigen Modulen durchzuführen. Dazu ist entweder notwendig, die VME-Programmierung auf mehrere *CAEN* TDCs zu erweitern oder alternativ auch am Teststand Daten mit finalen *OPERA*-TDCs zu nehmen.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

Die Neutrinophysik hat in den vergangenen Jahren bahnbrechende Fortschritte beim Nachweis von Flavouroszillationen gemacht und ist damit dem Gefüge der Neutrinomassen zueinander auf der Spur.

Gleichzeitig liefern Erkenntnisse aus anderen Experimenten und der Kosmologie immer genauere Hinweise auf die absolute Größe der Neutrinomassen.

Das OPERA-Experiment dient dem direkten Nachweis von  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen im vom CERN kommenden  $\nu_\mu$ -Strahl CNGS. Im 732 km entfernten Untergrundlabor LNGS im Gran Sasso Massiv sollen in einem Hybrid-Detektor aus Blei-Emulsions-Blöcken und einem Spektrometer über geladene  $\tau$ -Leptonen und deren Zerfall CC- $\nu_\tau$ -Wechselwirkungen nachgewiesen werden. Überdies kann das OPERA-Experiment den bisher unbekanntem Mischungswinkel  $\theta_{13}$  weiter eingrenzen, indem es nach auftauchenden  $\nu_e$  im  $\nu_\mu$ -Strahl sucht.

Für den OPERA Detektor wird am Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg der *Precision Tracker* gebaut, ein Driftröhrenspektrometer aus fast 10 000 Aluminium-Driftröhren mit fast acht Metern Länge. Diese sollen die Spur der Myonen rekonstruieren, die im Dipolmagneten des OPERA-Myon-Spektrometers zweifach abgelenkt werden, um ihren Impuls zu bestimmen.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Komponenten der *Slow Control* des *Precision Trackers* entwickelt und aufgebaut. Insbesondere wurde die Versorgung des Detektors mit Hoch- und Niedrigspannung installiert und getestet. Zusätzlich wurde die Anbindung der Hochspannungsüberwachung an die Slow-Control Datenbank getestet. Außerdem wurde das Datenauslesesystem *flexisave* programmiert, mit dem Parameter des industriellen Steuerungssystems *Beckhoff* gespeichert werden können. Diese Software war zur Dokumentation des Betriebes der Testaufbauten des Gassystems in Hamburg und Italien notwendig.

Am Hamburger Teststand mit kurzen Röhren wurden Spuren von kosmischen Myonen erstmals mit drei Modulen aufgenommen und rekonstruiert. Dabei wurde insbesondere die Rekonstruktion der Spurwinkel genauer betrachtet. Durch einen Vergleich der Rekonstruktion derselben Spuren in unterschiedlichen Modulanordnungen wurde

auf die Winkelauflösung geschlossen. Es ergab sich insgesamt eine Winkelauflösung von  $(3,6 \pm 0,03)$  mrad. Weitere Analysen zeigten, dass bei mindestens sieben Treffern in acht Röhrenlagen  $(2,75 \pm 0,035)$  mrad zu erreichen ist. Bei einer direkten Übertragung der Ergebnisse auf die geforderte Impulsauflösung des OPERA–Precision Trackers würde bei Myonen mit einer Energie von 25 GeV die geforderte relative Impulsauflösung von einem Viertel verfehlt. Unter der einschränkenden Bedingung von mindestens sieben Treffern würden die Anforderungen lediglich bis gut 15 GeV erfüllt. Aufgrund der genaueren Ausrichtung der Module im LNGS und anteilig geringeren Randzonen ist trotz der nicht voll zufriedenstellenden Ergebnisse davon auszugehen, dass der Precision Tracker einen gewichtigen Beitrag zur Analyse der myonischen Endzustände im OPERA–Detektor leisten können wird.

Überdies wurde mit der Messanordnung der drei Module auf verschiedene Weisen die Spureffizienz bestimmt. Es kann angenommen werden, dass die tatsächliche Spureffizienz zwischen den beiden ermittelten Werten von  $92,13\% \pm 1\%$  und  $95,9\% \pm 0,4\%$  liegt. Dieser Wert erfüllt die an das Driftröhrenspektrometer gestellten Erwartungen.

Die Neutrinophysik befindet sich weiter in einer rasanten Wachstums- und Entdeckungsphase. Ein Teil auf den hier nicht weiter eingegangen werden konnte, ist die Astroteilchenphysik. Aus dem Kosmos werden Neutrinos verschiedenster Energien erwartet. Aus dem Urknall zurückgebliebene Neutrinos mit extrem niedrigen Energien (Größenordnung  $10^{-4}$  eV) werden mit dem derzeitigen Stand und der absehbaren Entwicklung der Experimentiertechnik nicht direkt nachzuweisen sein.

Masatoshi Koshiba hat mit dem von ihm entwickelten KAMIOKANDE Detektor zwölf Neutrinos aus der Supernova–Explosion 1987A nachgewiesen. Wegen der extremen Verbesserung der Nachweisteknik wird bei der nächsten entsprechenden Supernova in den bestehenden Detektoren Super–Kamiokande und SNO ein blitzartiges Signal über hundertfachen Ausmaßes erwartet. Außerordentlich hochenergetische Neutrinos werden von so genannten Neutrinoteleskopen, Čerenkov Detektoren, deren Photomultiplier in einem großen Wasser– oder Eisvolumen aufgereiht sind, nachgewiesen. Beispiele sind „Baikal“ im gleichnamigen See, Antares im Mittelmeer und ICE CUBE am Südpol. Auch eine akustische Nachweismethode über die kleine Druckwelle bei der Erzeugung von hadronischen Schauern durch hochenergetische Neutrinos in Wasser oder Eis befindet sich in der Entwicklung.

Für die exakte Vermessung der Flüsse niedrigenergetischer Neutrinos von der Sonne soll der Flüssigszintillatordetektor Borexino bald mit der Datennahme beginnen. Er befindet sich in direkter Nachbarschaft zum OPERA Detektor ebenfalls in Halle C des LNGS.

Beim OPERA–Detektor hat indes am 19. August 2006 die Testphase mit CNGS–Strahlbetrieb begonnen. Die Targetwände sind noch nicht mit Blei–Emulsions–Blöcken befüllt. In Abbildung 7.1 ist das Event–Display eines der ersten registrierten CC– $\nu$ –Events aus dem Strahl im Eisen des ersten Magneten dargestellt. Vom Precision Tracker standen zu diesem Zeitpunkt leider noch keine auswertbaren Daten zur Verfügung.

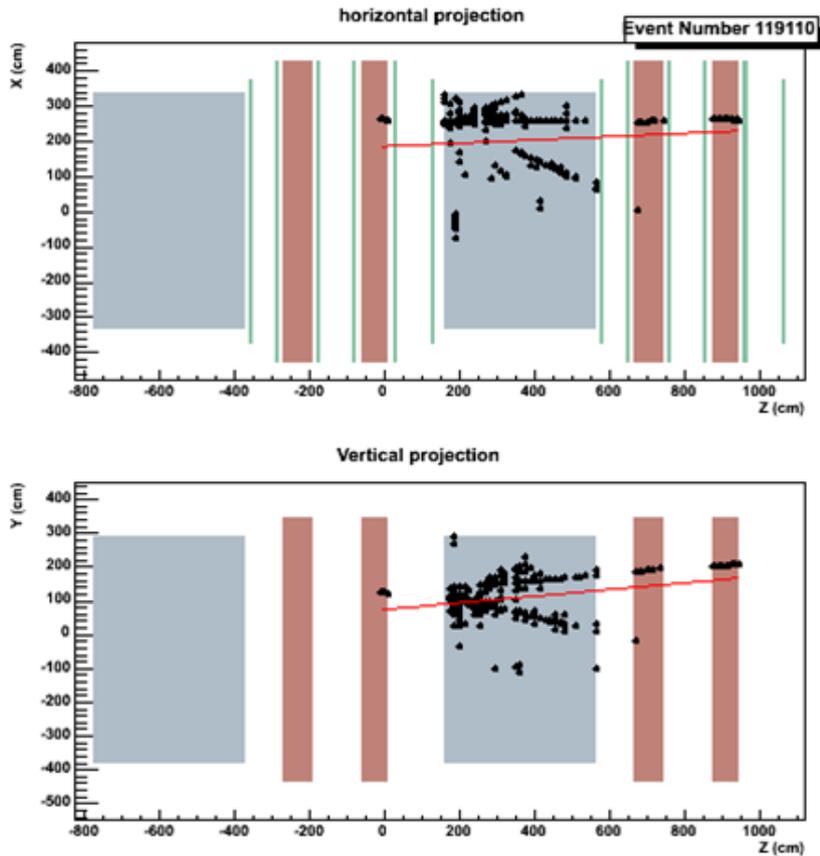


Abbildung 7.1: Eines der ersten (vermutlich  $\nu_\mu$ ) CC-Events aus dem Strahl; Die Neutrino-Wechselwirkung findet im hinteren Teil des zweiten Jochs des ersten Magneten statt, die Teilchen des Endzustandes durchfliegen die Target-Region von Supermodul 2 (noch ohne Blei) und werden in den Target Trackern nachgewiesen. Nur das Myon durchdringt den zweiten Magneten und wird dort in den RPCs nachgewiesen. Eines der restlichen Teilchen wird erst hinter der ersten RPC-Lage des zweiten Magneten gestoppt.

# Abkürzungsverzeichnis

ADS	OCX Automation Device Specification OLE Control eXtension
ALEPH	Apparatus for LEP Physics
ANTARES	Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch
ASCII	American Standard Code for Information Interchange
ATLAS	A Toroidal LHC AparatuS
BAM	Brick Assembly Machine
BBN	Big Bang Nukleosynthese
BMS	Brick Assembly Machine
BUS	Binary Utility System
C.L.	Confidence Level
CAEN	Costruzioni Apparecchiature Elettroniche Nucleari
CAN	Controller Area Network
CBR	Cosmic Background Radiation
CC	Charged Current
CCD	Charge-coupled Device
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CHORUS	CernHybridOscillation appaRatUS
CMS	Compact Muon Solenoid
CNGS	Cern Neutrinos to Gran Sasso
CNO	Bethe-Weizsäcker-Zyklus (carbon-nitrogen-oxygen)
CORBA	Common Object Request Broker Architecture
CP	charge and parity (...conjugation/invariance)
CS	Changeable Sheet
CUORICINO	Cryogenic Underground Observatory for Rare Events
DELPHI	DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification
DESY	Deutsche Elektronen-Synchrotron
DONuT	Direct Observation of NuTau
DORIS	Doppelspeicher-Ring System
ECC	Emulsion Cloud Chamber
GALLEX	
GNO	Gallium Neutrino Observatory
HERA	Hadron-Electron Ring Accelerator

HPT	Hamburg/HighPrecision Tracker
I.P.	Impact Parameter
ILC	International Linear Collider
INFN	Instituto Nazionale di Fisica Nucleare
ITEP	Institute for Theoretical and Experimental Physics
K2K	KEK to Kamioka
KAMIOKANDE	Kamioka Nucleon Decay Experiment
KamLAND	Kamioka Liquid scintillator AntiNeutrinoDetector
KATRIN	Karlsruhe Tritium Neutrino-Experiment
KEK	(?)National Laboratory for High Energy Physics
L3	LEP Experiment
LEP	Large Electron Positron Collider
LHC	Large Hadron Collider
LNGS	Laboratori Nazionale del Gran Sasso
LSND	Liquid Scintillator Neutrino Detector
LVDS	Low Voltage Differential Signaling
MACRO	Monopole Astrophysics and Cosmic Ray Observatory
MiniBooNE	(Mini) Booster Neutrino Experiment
MINOS	Main Injector Neutrino Oscillation Search
MSW	Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (effect)
(My)SQL	Structured Query Language
NC	Neutral Current
NEMO	Neutrino Ettore Majorana Observatory
NIM	Nuclear Instrumentation Modules
NOMAD	Neutrino OscillationMAGnetic Detector
NuMi	Neutrinos at the Main Injector
OPAL	Omni-Purpose-Aparatus for LEP
OPERA	Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatus
OSUB	Opera Support Board
PAW	Physics Analysis Work Station
PEANUT	Petit Exposure At NeUTrino beamline
PMNS	Pontecorvo, Maki, Nakagawa und Sakata
pot	protons on target
ppm	parts per million
PT	Precision Tracker
RMS	root mean square
RPC	Resistive Plate Chamber
SAGE	Soviet-American Gallium Experiment
SDSS	Sloan Digital Sky Survey
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center
SNLS	Supernovae Legacy Survey Home Page
SNO	Sudbury Neutrino Observatorium
SPS	Super Proton Synchrotron

SPS	Speicherprogrammierbare Steuerung
TCP/IP	Transmission Control Protocol/Internet Protocol
TDC	Time to Digital Converter
VME	VERSAcard Modified for Eurocard
WMAP	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe
XPC	crossed (Resistive) Plate Chamber

# Anhang A

## Dokumentation der Kontrolle des Hochspannungsgerätes

Die *Visual Basic 6.0 Library*<sup>1</sup> ActiveHV wird von CAEN zur Verfügung gestellt und ermöglicht die Kommunikation mit dem "Mutichannel Power Supply SY2527". Die zentralen Funktionen des Steuerungsprogramms werden im Folgenden kurz erläutert. Die Variablendklaration

```
Public hvps As New HVPowerSupply
```

definiert das Objekt hvps als Hochspannungsgerät. Die Methode

```
hvps.Connect "<benutzer>", "<passwort>", hvTCPIP, "192.168.0.8"
```

stellt die Verbindung zum Hochspannungsgerät her.  
Die wichtigste Variable ist

```
hvps.ParameterValue(<slot>, "<parameter>", <channel>)
```

Der "slot" bezeichnet den Einschub der Hochspannungskarten in das Gerät (0,1,2,3)  
Der "channel" die Kanalnummer innerhalb der Karte (0..11)  
Die wichtigsten Parameter:

---

<sup>1</sup>Library: Zusammenstellung an Methoden und Prozeduren

Bezeichnung	Einheit	Bedeutung
V0Set	Volt	Sollspannung
VMon	Volt	Anzeige der Spannung
IMon	$\mu A$	Anzeige des Stromes
I0Set	$\mu A$	Strombegrenzung
RmpUp	$\frac{\text{Volt}}{\text{sek}}$	Rate beim Hochfahren
RmpDown	$\frac{\text{Volt}}{\text{sek}}$	Rate beim Herunterfahren
Pw	1=an 0=aus	<i>Power</i>
Status		Siehe nächste Tabelle

Die Bedeutungen des Parameters „Status“ im Einzelnen jeweils für einen Kanal:

Wert	Bezeichnung	Bedeutung
0	OK	alles in Ordnung
3 oder 11	is rising up	Spannung wird hochgefahren
5	ramps down	Spannung wird heruntergefahren
9	Over Current	Strombegrenzung überschritten
517/525	I-Tripped, going down	Überstromschutz ausgelöst, fährt runter
512	I-Tripped, off	Abgeschaltet nach Überstrom

Abschließend werden noch die Zugriffe auf die Datenbankprozeduren dargestellt:  
Um Sollwerte aus der Datenbank zu beziehen oder Werte an die Datenbank zu senden benötigt man im wesentlichen die folgenden beiden Routinen. Zur Anfrage muss diese Prozedur deklariert werden:

```
Private Declare Sub ipcRequestData Lib "ipcdll.dll"
Alias "_ipcRequestData@40" (ByVal target As String,
ByVal iSource As Long, ByVal mchn As Long, ByVal nF
As Long, ByVal nI As Long, ByRef mF As Long, ByRef mI
As Long, ByRef fval As Single, ByRef ival As Long,
ByRef icode As Long)
```

Aufgerufen wird diese so:

```
Call ipcRequestData("<hostname>", 2, 48, 2, 0,
nchfloat(0), nchint(0), HVnomi(0, 0), Intdummie(0), icode)
```

Um Werte an die Datenbank zu senden, bedient man sich dieser Prozedur:

```
Private Declare Sub ipcSendData Lib "ipcdll.dll"
Alias "_ipcSendData@44" (ByVal target As String,
ByVal iSource As Long, ByVal iRun As Long,
```

```
ByVal mchn As Long, ByVal nF As Long, ByVal nI As  
Long, ByVal mF As Long, ByVal mI As Long,  
ByRef fval As Single, ByRef ival As Long, ByRef icode As Long)
```

mit jenem Aufruf:

```
Call ipcSendData("<hostname>", 2, 42, 48, 2, 0,  
nchfloat(0), nchint(0), HVnomi(0, 0), Intdummie(0), icode)
```

Die Variablenstruktur ist über die Datei htpDB.xml festgelegt. [xml2006]

# Anhang B

## Lageplan der Hochspannungskabel

### Positionen der Module und Bezeichnung der Hochspannungskabel Supermodul 1

Position 0 liegt in Strahlrichtung rechts auf der Seite des Hallenzugangs. In jedem Feld der folgenden Tabelle sind die Produktionsnummer des Moduls und die Nummern der Hochspannungszuleitungen zu den vier Röhrenlagen angegeben.

Pos	HPT 1	HPT 2	HPT 3	HPT 4	HPT 5	HPT 6
0	PN07 40 41 42 43	PN10 18 19 20 21	PN59 T80 T81 T82 T83	PN34 T12 T13 T14 T15	PN34 T12 T13 T14 T15	PN76 A44 A45 A46 A47
1	PN18 B40 B41 B42 B43	PN25 14 15 16 17	PN46 T40 T41 T42 T43	PN58 T88 T89 T90 T91	PN66 A8 A9 A10 A11	PN75 A40 A41 A42 A43
2	PN02 47 48 58 59	PN21 J18 J19 J20 J21	PN49 T28 T29 T30 T31	PN57 T84 T85 T86 T87	PN65 A4 A5 A6 A7	PN73 A32 A33 A34 A35
3	PN03 S44 S45 S46 S47	PN29 J22 J23 J24 J25	PN53 T68 T69 T70 T71	PN56 T92 T93 T94 T95	PN30 T8 T9 T10 T11	PN83 A72 A73 A74 A75
4	PN27 J26 J27 J28 J29	PN28 S40 S41 S42 S43	PN51 T52 T53 T54 T55	PN86 C16 C17 C18 C19	PN33 S52 S53 S54 S55	PN82 68 69 70 71
5	PN15 J10 J11 J12 J13	PN05 R48 R49 R50 R51	PN94 U12 U13 U14 U15	PN87 U20 U21 U22 U23	PN38 getauscht	PN74 A28 A29 A30 A31
6	PN24 10 11 12 13	PN22 26 27 28 29	PN95 U16 U17 U18 U19	PN84 U8 U9 U10 U11	PN44 T16 T17 T18 T19	PN72 A24 A25 A26 A27
7	PN08 50 51 52 53	PN19 S18 S19 S20 S21	PN99 L36 L37 L38 L39	PN85 C12 C13 C14 C15	PN45 T20 T21 T22 T23	PN78 A52 A53 A54 A55
8	PN09 S56 R57 R58 R59 R60	PN20 J44 J45 J46 J47	PN98 L32 L33 L34 L35	PN48 T36 T37 T38 T39	PN42 T4 T5 T6 T7	PN77 A48 A49 A50 A51
9	PN68 R40 R41 R42 R43	PN13 44 45 46 47	PN93 L56 L57 L58 L59	PN47 T44 T45 T46 T47	PN69 A20 A21 A22 A23	PN80 A56 A57 A58 A59
10	PN41 J48 J49 J50 J51	PN06 B52 B53 B54 B55	PN97 L28 L29 L30 L31	PN55 T60 T61 T62 T63	PN64 A0 A1 A2 A3	PN81 A64 A65 A66 A67
11	PN32 J40 J41 J42 J43	PN23 J14 J15 J16 J17	PN63 U4 U5 U6 U7	PN52 T64 T65 T66 T67	PN68 A16 A17 A18 A19	PN102 B4 B5 B6 B7
12	PN00 R46 R45 R44 R47	PN26 54 55 56 57	PN62 U0 U1 U2 U3	PN50 T48 T49 T50 T51	PN79 A12 A13 A14 A15	PN79 A60 A61 A62 A63
13	PN12 R52 R53 R55 R44	PN04 B56 B57 B58 B59	PN91 L16 L17 L18 L19	PN54 T56 T57 T58 T59	PN43 T96 T97 T98 T99	PN103 B44 B45 B46 B47
14	PN11 S14 S15 S16 S17	PN14 R56 R57 R58 R59	PN90 L12 L13 L14 L15	PN96 L24 L25 L26 L27	PN41 T24 T25 T26 T27	PN71 A20 A21 A22 A23
15		PN16 22 23 24 25	PN61 T76 T77 T78 T79	PN92 L8 L9 L10 L11	PN37 BJ1 BJ2 BJ3 BJ4	
16		PN17 B44 B45 B46 B47	PN60 T72 T73 T74 T75	PN88 U24 U25 U26 U27	PN35 AJ1 AJ2 AJ3 AJ4	

## Kanalbelegung am Hochspannungsgerät – Supermodul 1

Kanal	Unterverteilung	Module
0	zentral über HPT1/2	HPT 1 – A
1		HPT 1 – B
2		HPT 1 – C
3		HPT 1 – D
4		HPT 2 – A
5		HPT 2 – B
6		HPT 2 – C
7		HPT 2 – D
8	rechts über HPT5/6	HPT 5–A Pos 0–7, HPT 3–A Pos. 0–8
9		HPT 5–B Pos 0–7, HPT 3–B Pos. 0–8
10		HPT 5–C Pos 0–7, HPT 3–C Pos. 0–8
11		HPT 5–D Pos 0–7, HPT 3–D Pos. 0–8
12		HPT 6–A Pos 0–6, HPT 4–A Pos. 0–8
13		HPT 6–B Pos 0–6, HPT 4–B Pos. 0–8
14		HPT 6–C Pos 0–6, HPT 4–C Pos. 0–8
15		HPT 6–D Pos 0–6, HPT 4–D Pos. 0–8
16	links über HPT5/6	HPT 5–A Pos 8–16, HPT 3–A Pos. 9–16
17		HPT 5–B Pos 8–16, HPT 3–B Pos. 9–16
18		HPT 5–C Pos 8–16, HPT 3–C Pos. 9–16
19		HPT 5–D Pos 8–16, HPT 3–D Pos. 9–16
20		HPT 6–A Pos 8–14, HPT 4–A Pos. 9–16
21		HPT 6–B Pos 8–14, HPT 4–B Pos. 9–16
22		HPT 6–C Pos 8–14, HPT 4–C Pos. 9–16
23		HPT 6–D Pos 8–14, HPT 4–D Pos. 9–16

# Anhang C

## Das Slow Control Datenspeichersystem *flexisave*

Erhebliche Teile der Slow Control des Precision Trackers werden mit einem industriellen BUS-System der Firma Beckhoff bewerkstelligt. Zum Test der Steuerung des Gassystems und der Temperaturüberwachung besteht die Aufgabe, flexibel wählbare Parameter der SPS<sup>1</sup> in regelmässigem Turnus in eine Datei zu schreiben. Dies leistet das im Rahmen dieser Diplomarbeit in Visual Basic 6.0 geschriebene Programm *flexisave*, indem es über ADS OCX zunächst eine Liste aller Variablen des aktiven Steuerungsprogramms erstellt. Von dieser Liste können dann die in eine Datei zu schreibenden Werte ausgewählt werden, wobei als Ausgangsvorschlag die letztgewählte Selektion aktiv ist. Desweiteren ist der Dateiname der Logdatei zu wählen, dessen Zähler sich, wenn nichts anderes bestimmt wird, bei jedem Start des Programms um eins erhöht. Die Werte werden dann über einen Textstream in eine ASCII-Tabelle geschrieben. Diese enthält zunächst eine Kopfzeile mit den Namen der Variablen. Jede Datenzeile wird in den ersten beiden Spalten mit Datum und Systemzeit versehen.

---

<sup>1</sup>in diesem Fall Speicher programmierte Steuerung

# Anhang D

## Histogramme zur Winkelauflösung

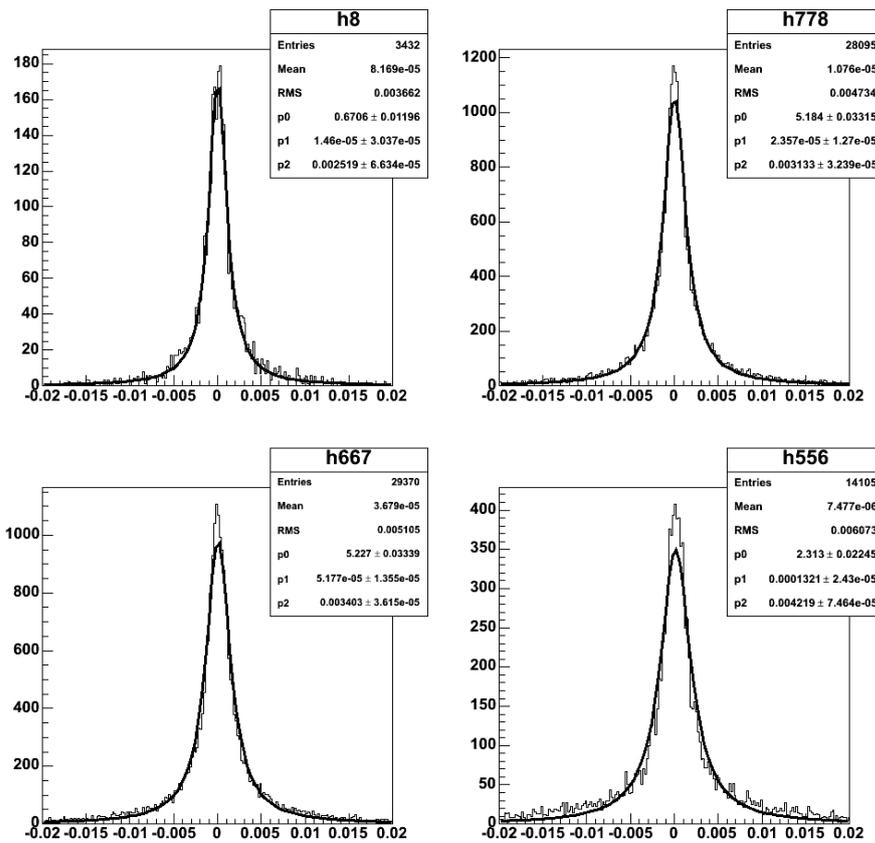


Abbildung D.1: Histogramme zu Tabelle 6.1, Winkelauflösung in Abhängigkeit von der Zahl der in die Rekonstruktion einbezogenen Treffer

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Massenhierarchien der Neutrinos . . . . .	16
2.2	Doppelbetazerfall mit und ohne Neutrinos . . . . .	16
2.3	Massenhierarchie und leichteste Neutrinomasse in Abhängigkeit von $m_{0\nu\beta\beta}$ . . . . .	17
2.4	Spektrum der solaren Neutrinos nach Bahcall und Serenelli [Bah2005] .	19
2.5	Übersicht solare Oszillationsparameter . . . . .	21
2.6	Bild und Event-Displays Super-Kamiokande . . . . .	23
2.7	Zahl der elektronenartigen und Myonartigen Ereignisse mit einer Energie von mehreren GeV in Abhängigkeit vom $\cos$ des Zenitwinkels; Die schattierten Kästchen zeigen die Erwartung ohne Oszillation [Hag2002].	24
2.8	Ergebnisse des MINOS Experiments . . . . .	26
3.1	Laufweg des CNGS-Strahls zum OPERA Detektor . . . . .	28
3.2	$\tau$ -Zerfallstopologien im Targetblock . . . . .	30
3.3	CNGS Lage und Querschnitt (Quelle: CERN CNGS Website) . . . . .	32
3.4	Schematische Darstellung der CNGS-Quelle . . . . .	32
3.5	Das LNGS . . . . .	34
3.6	schematische Übersicht des OPERA Detektors aus zwei identischen Supermodulen . . . . .	35
3.7	ECC-Schichtstruktur des OPERA-Targets . . . . .	35
3.8	Übersicht OPERA-Detektor im April 2006 . . . . .	37
3.9	Der OPERA-Magnet . . . . .	38
3.10	Schematischer Aufbau Widerstandsplattenkammer . . . . .	39
3.11	$\nu_\tau$ -Appearance Entdeckungswahrscheinlichkeit von OPERA . . . . .	43
4.1	Funktionsprinzip Driftröhren . . . . .	45

4.2	Anordnung der Röhren im Modul . . . . .	47
4.3	Konstruktionsskizze PT-Modulen . . . . .	48
4.4	Prinzip der Impulsbestimmung . . . . .	49
4.5	Hochspannungs- und Vorverstärkerplatinen . . . . .	50
4.6	Schematische Übersicht der Lage der Triggerstationen des OPERA- Driftröhrenspektrometers . . . . .	51
5.1	Niedrigspannungsversorgung . . . . .	57
6.1	Teststand mit kurzen Module . . . . .	61
6.2	Trefferhäufigkeit der einzelnen Kanäle . . . . .	63
6.3	Trefferzahl pro Ereignis . . . . .	64
6.4	Driftzeitspektrum aus den Rohdaten . . . . .	65
6.5	Driftzeit-Orts-Beziehung . . . . .	66
6.6	Mustererkennung in der Spurrekonstruktion . . . . .	67
6.7	Verteilung der Residuen . . . . .	68
6.8	Beispiele für Event-Displays mit drei Modulen . . . . .	69
6.9	Zenitwinkelverteilung von Myonen am Teststand und Triggergeometrie	70
6.10	Differenz der rekonstruierten Winkel mit Breit-Wigner-Fit . . . . .	71
6.11	Differenz der rekonstruierten Winkel der Einzelspur mit mindestens 7 Treffern in beiden Rekonstruktionen mit Breit-Wigner-Fit . . . . .	72
6.12	Winkelauflösung in Abhängigkeit vom Winkel . . . . .	73
6.13	Absolute Ablenkung von Myonen im Magneten . . . . .	74
6.14	Abweichung von berechneten zu vorgegebenen Drahtpositionen . . . . .	76
7.1	Ein erstes CC-Event . . . . .	81
D.1	Histogramme zur Winkelauflösung . . . . .	91

# Literaturverzeichnis

- [Abe2006] K. Abe *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), „A measurement of atmospheric neutrino flux consistent with tau neutrino appearance“, 25. Juli 2006, arXiv:hep-ex/0607059
- [Agu2001] A. Aguilar *et al.* [LSND Collaboration], „Evidence for neutrino oscillations from the observation of anti- $\nu$ /e appearance in a anti- $\nu$ /mu beam“, Phys. Rev. D **64** (2001) 112007
- [Aha2005] B. Aharmim *et al.* (SNO Collaboration), „Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of B-8 solar neutrinos from the 391-day salt phase SNO data set“, Phys. Rev. C **72** (2005) 055502
- [Ahm2002] Q. R. Ahmad *et al.* (SNO Collaboration), „Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory“, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 011301
- [Alb1990] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration), „Determination Of The Tau-Neutrino Helicity“, Phys. Lett. B **250** (1990) 164.
- [Apo2003] M. Apollonio *et altera* „Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station“, Eur. Phys. J. C27 (2003) 331
- [Arna05] C. Arnaboldi *et al.* „A new limit on the neutrinoless beta beta decay of  $^{130}\text{Te}$ “, Phys. Rev. Lett 95, 142501, 2005
- [Arno05] R. Arnold *et al.* (NEMO Collaboration), „First results of the search of neutrinoless double beta decay with the NEMO 3 detector“, Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 182302

- [Ash2004] Y. Ashie *et al.* (SuperKamiokande)  
 “Evidence for an Oscillatory Signature in Atmospheric Neutrino Oscillations“  
 Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 101801
- [Ass1996] K. Assamagan *et al.*, „Upper limit of the muon-neutrino mass and charged pion mass from momentum analysis of a surface muon beam“, Phys. Rev. D **53** (1996) 6065
- [Ast2001] P. Astier *et al.* (NOMAD Collaboration), „Final NOMAD results on  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  and  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$  oscillations including a new search for  $\nu_\tau$  appearance using hadronic tau decays“, Nucl. Phys. B **611** (2001) 3
- [Bah2005] J.N. Bahcall, A.M. Serenelli and S. Basu  
 „New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes“  
 Astrophysical Journal **621**, L85 (2005)
- [Bur2001] R. Buras and D. V. Semikoz, „Maximum lepton asymmetry from active – sterile neutrino oscillations in the early universe“, Phys. Rev. D **64** (2001) 017302
- [Cle1998] B. T. Cleveland *et al.*, „Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector“, Astrophys. J. **496** (1998) 505.
- [Dan1962] G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz and J. Steinberger  
 „Observation Of High-Energy Neutrino Reactions And The Existence Of Two Kinds Of Neutrinos“, Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 36.
- [Dav1968] R. J. Davis, D. S. Harmer and K. C. Hoffman, „Search For Neutrinos From The Sun“, Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 1205.
- [Dec1999] Yves Déclais, „Neutrino Oscillation search at Reactors“  
 Nuclear Physics B **70**(1999) 148-154
- [Dre2005] G. Drexlin (KATRIN Collaboration),  
 „KATRIN: Direct measurement of a sub-eV neutrino mass“,  
 Nucl. Phys. Proc. Suppl. **145** (2005) 263.
- [Eid2004] S. Eidelman *et al.*, Review of Particle Physics, Phys. Lett. B **592**, 1 (2004)
- [Esk2000] E. Eskut *et al.* [CHORUS Collaboration], „New results from a search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  and  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$  oscillation“, Phys. Lett. B **497** (2001) 8.

- [Fel2005] G. Felici, R. Zimmermann, „Concept of the trigger system for the Precision Tracker,, , Internal OPERA note, (2005).
- [Fer2006] Torben Ferber, „Messung der Gaseigenschaften unter Einfluss von molekularem Sauerstoff und Aufbau eines Gassystems für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors“  
Diplomarbeit am Inst. f. Experimentalphysik, Juli 2006
- [Fog2006] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone and A. Palazzo, „Global analysis of three-flavor neutrino masses and mixings“, Prog. Part. Nucl. Phys. **57** (2006) 742
- [Fre2001] M. Freund, „Analytic approximations for three neutrino oscillation parameters and probabilities in matter“, Phys. Rev. D **64** (2001) 053003
- [Ful2003] George M. Fuller, Alexander Kusenko, Irina Mocioiu, Silvia Pascoli, „Pulsar kicks from a dark-matter sterile Neutrino“, Phys. Rev. D **68**, 103002 (2003)
- [Fuk2006] M. Fukugita, K. Ichikawa, M. Kawasaki and O. Lahav, „Limit on the neutrino mass from the WMAP three year data“  
ASTRO-PH 0605362;
- [Gol1958] M. Goldhaber, L. Grodzins and A. W. Sunyar, „Helicity Of Neutrinos,“ Phys. Rev. **109** (1958) 1015.
- [Göl2006] Christoph Göllnitz (Klaus), „Entwicklung und Test von Überwachungs- und Steuerungseinheiten sowie Bestimmung von Betriebsparametern des OPERA Precision Trackers“, Diplomarbeit am Inst. f. Experimentalphysik, Hamburg, Juni 2006
- [Goo2006] Ariel Goobar, Huitzu Tu et. al. „The neutrino mass bound from WMAP-3, the baryon acoustic peak, the SNLS supernovae and the Lyman- $\alpha$ -forest“, arXiv:astro-ph/0602155 v2, 29. Mai 2006
- [Hag2002] K. Hagiwara *et altera* (PDG), Physical Review D66, 010001-1 (2002)
- [Hal1999] L. J. Hall and H. Murayama, „Tau appearance in atmospheric neutrino interactions“, Phys. Lett. B **463** (1999) 241
- [Kan2005] K. Kaneyuki [K2K Collaboration], „Recent results from K2K“, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **145** (2005) 124
- [Kat2000] S. Katsanevas, I. Laktineh, „NC/CC ratio measurements in OPERA“  
OPERA Internal Note, 29. April 2000

- [Kla2001] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Dietz, H.L. Harney,  
„Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay“ ,  
Mod. Phys. Lett. A **16**, 2409 (2001)
- [Kla2004] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, I.V. Krivosheina, A. Dietz und O. Chkvor-  
ets,  
„Search for Neutrinoless Double Beta Decay with Enriche  $^{76}\text{Ge}$  in Gran  
Sasso 1990-2003“,  
Phys. Let. B **586** 198 (2004)
- [Kod2001] Kodama, K. et al. (DONUT-Collaboration),  
„Observation of Tau Neutrino Interactions“ ,  
Phys.Lett. B504 (2001) 218-224
- [Kod2002] K. Kodama *et al.*, „Detection and analysis of tau neutrino interactions in  
DONUT emulsion Nucl. Instrum. Meth. A **493**, 45 (2002)
- [Kra2004] C. Kraus *et al.*, „Final results from phase II of the Mainz neutrino mass  
search in tritium beta decay“,  
Eur. Phys. J. C **40** (2005) 447
- [Kus2004] A. Kusenko, „Pulsar kicks and dark matter from a sterile neutrino“, Int.  
J. Mod. Phys. A **20**, 1148 (2005)
- [LEP1993] diverse LEP-Veröffentlichungen  
L3: M. Acciarri et al., Phys. Lett. B431, 199 (1998)  
DELPHI: P. Abreu et al., Z. Phys. C74, 577 (1997)  
OPAL: R. Akers et al., Z. Phys. C65, 47 (1995)  
ALEPH: D. Buskulic et al., Phys. Lett. B313, 520 (1993)
- [Lin2000] M. Lindner, M. Freund, S. T. Petcov and A. Romanino, „Very long baseline  
neutrino oscillation experiments and the MSW effect“,  
Nucl. Instrum. Meth. A **451** (2000) 18
- [Lip2003] Christian Lippmann, „Detector Physics of Resistive Plate Chambers“, Dis-  
sertation an der Universität Frankfurt am Main, 2003
- [Lob2001] V.M. Lobashev et al. „Direct Search for neutrino mass [...] Troitsk neutrino  
mass experiment“  
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 91 (2001) 280-286
- [Mak1962] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, „Remarks on the unified model of  
elementary particles,“  
Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962)

- [Ope2000] The OPERA Collaboration, „An appearance experiment to search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillations in the CNGS beam“, Experimental Proposal, (2000).
- [Nel2006] Jeff Nelson, „MINOS Results from the First Year of NuMi Beam Operation“, Vortrag, Neutrino 2006, Santa Fe, 17. Juni 2006
- [Pal2005] S. Palomares-Ruiz, S. Pascoli and T. Schwetz, „Explaining LSND by a decaying sterile neutrino“, JHEP **0509** (2005) 048
- [Pon1957] B. Pontecorvo, „Mesonium and antimesonium“, Journal of Experimental and Theoretical Physics **33**, 549 (1957) Sov. Phys. JETP **6** (1957) 429
- [Pon1967] B. Pontecorvo „Neutrino experiments and the question of leptonic-charge conservation“, J. Exp. Theor. Phys. **53**, 1717 (1967) Sov. Phys. JETP **26**, 984 (1968)
- [Ron2001] J. M. Roney, „Review of the tau neutrino mass“, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **91** (2001) 287.
- [Per1975] M. L. Perl *et al.*, „Evidence For Anomalous Lepton Production In  $e^+e^-$ -Annihilation“, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489
- [Per2000] Donald H. Perkins, „Introduction to High Energy Physics“, 4th edition, Cambridge Univ. Press 2000
- [Pau1930] W. Pauli, Brief an die physikalische Gesellschaft in Tübingen, 4. Dez. 1930 – nicht veröffentlicht, div. Nachdrucke, z.B. L. Brown, Physics Today **31**, No. 9 (1978) 23
- [Rei1953] F. Reines + C. Cowan, Phys. Rev. **90**(1953)492
- [Rei1956] F. Reines, C. Cowan *et altera*, „Detection of the Free Neutrino: A Confirmation“ Science **124** (1956), 103
- [Rew1986] P. Rewiersma, „The L3 Wire Amplifier NH19-6112“, NIKHEF-H, Amsterdam, 1986
- [Ros2002] Ole Roß, Sebastian Pingel, „Analyse von  $Z^0$ -Zerfällen“, Protokoll Fortgeschrittenenpraktikum am DESY, 2002, nicht veröffentlicht
- [Sew2006] Jan Sewing, „Entwicklung und Bestimmung der Nachweiseigenschaften des Myon-Detektors für das OPERA-Experiment“, Dissertation am FB Physik der Universität Hamburg, 2006
- [Sir2006] Chiara Sirignano (Univ. Salerno) (OPERA Kollaboration) Vortrag auf Neutrino 2006, Santa Fe am 17. Juni 2006

- [Sha2004] M. H. Shaevitz (MiniBooNE Collaboration), „MiniBooNE and sterile neutrinos“, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **137** (2004) 46
- [Ste2003] G. Steigman, „Forensic cosmology: Probing baryons and neutrinos with BBN and the CBR“, arXiv:hep-ph/0309347
- [Suz2005] A. Suzuki (KamLAND Collaboration), „Results from KamLAND reactor neutrino detection“, Phys. Scripta **T121** (2005) 33.
- [Tag2006] Nathaniel Tagg (MINOS Collaboration), „First MINOS results from the NuMI beam“, 23. Mai 2006, arXiv:hep-ex/0605058.
- [Wol1978] L. Wolfenstein, „Neutrino Oscillations In Matter“, Phys. Rev. D **17** (1978) 2369
- [xml2006] Datei der Tabellendeklaration der Variablen der Slow Control Datenbank des Precision Trackers, Martin Hierholzer, 2005/2006, URL: <http://opera.neutrino.selfip.org/hptDB.xml>
- [Yao2006] W.-M. Yao *et. al.*, (Particle Data Group) J. Phys. G **33**, 1 (2006) (<http://pdg.lbl.gov>)
- [Zim1999] R. Zimmermann, „Zeitmeßelektronik für den HERA-B-Detektor“, Dissertation Universität Rostock, (1999).
- [Zim2005] R. Zimmermann, et.al., „The precision tracker of the OPERA detector“, NIM A555, (2005), 435-450.

## Dank

Hautnah beim Aufbau eines gewaltigen Detektors für ein spannendes Experiment in internationaler Zusammenarbeit mitwirken zu dürfen, habe ich als großes Glück empfunden.

Frau Prof. Dr. Caren Hagner danke ich ganz besonders, dass sie mir diese Gelegenheit gegeben hat. Ihre Begeisterung für Neutrinophysik und ihre Offenheit, auch für anregende Gespräche, die nicht unmittelbar die eigene Arbeit betreffen, haben mich oft erfreut.

Großen Dank richte ich an Herrn Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall, dass er auch im „Ruhestand“ mit seiner ganzen Erfahrung und Weisheit, aber auch mit seiner Neugier und Freude für das Experiment und die Gruppe wertvollste Dienste leistet. Für die Koordination der alltäglichen Arbeit, seine unbekümmerte Zuversicht sowie die pfiffigen Tipps danke ich Dr. Raoul Zimmermann.

Dr. Joachim Ebert sei gedankt für seine Gelassenheit und manche Geschichte.

Dem wilden Männer(?)haufen aus Doktoranden (Jan, Björn, Benny), Diplomanden (Torben, Rokko und noch'n Jan) und studentischen Hilfskräften (Jörn, Jan -der dritte) danke ich für ihre unbeschwerte Lebensart und die Essensreste bei Hoheisel. Dessen Belegschaft verdient auch einen Dank, mich über ein Jahr bekocht zu haben – Obgleich es nie an die Arrosticini von *Il' unico posto*“ in L'Aquila herankam, denen genau wie dem Fiaccole und Lucullo Riesendank gebührt.

Christoph, dem treuen Bürokollegen, danke ich für viele Gespräche, seine Hilfsbereitschaft und die Gelegenheit, ihn besser kennen zu lernen.

Meinem Schreibtischnachbarn und Alltagsbegleiter Daniel danke ich herzlichst fürs ausschweifende Abschweifen über Züge, Flugzeuge und den ganzen Rest.

Martin Hierholzer danke ich für die Kommunikationshilfe bei Verständigungsversuchen mit seiner Datenbank

Unseren Technikern Lutz Olaf Berger, Hajo Ohnmacht (Hajo besonders für die Hilfe beim Adventskalendermodul) und Uwe Kühnel kann man dafür danken, wie sie sind (verschieden nämlich).

Yuri Zaitzev und seinen Technikern für die zuverlässige Massenproduktion der Module und seinen Humor.

Der gesamten OPERA-Kollaboration für die angenehme Stimmung auf Meetings und am Detektor.

Den Personal am LNGS (z.B. Shuttle-Fahrer, Wärter, Feuerwehrmänner, Techniker) und allen Aquilani, die mit uns zu tun hatten

Erik sei Dank sicher für die vielen Teebesuche, manch scharfsinnige Bemerkung, Tauwitze und das Anzetteln oder Kontern zahlreicher Tempoverschärfungen – speziell aber auch für die kritischen und genau richtig pedantischen Anmerkungen zu dieser Arbeit.

Außerdem danke ich:

- Basti für alles, was wir gemacht haben, für unzählige gemeinsame Wege durch die Universität, die Stadt und Europa sowie die vielfältige Unterstützung während der gemeinsamen Studienjahre – und natürlich für den Fahrradanhänger
- Benni für Kennenlernprogramme aller Art sowie Ausflüge zu Achterbahnen, Feuerwehrtagen und in die Politik
- Christian für geteilte Interessen und vor allem das gute Wetter
- Lena für die gemeinsame Zeit
- meinen Freundinnen:  
Miriam, Claudia, Svenja, Swantje, Heike und ganz besonders Katja
- Den Partnerinnen meiner Freunde – speziell Svenja, Wibke, Jonna und Susi

Na, und natürlich bin ich meinen Eltern dankbar, weil das ja klar ist . . .



# Versicherung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Hamburg, den 23. August 2006

# Einverständniserklärung zur Veröffentlichung

Ich erkläre mich mit der Bereitstellung der vorliegenden Diplomarbeit in den Bibliotheken des Instituts für Experimentalphysik und des Fachbereichs Physik der Universität Hamburg einverstanden.

Hamburg, den 23. August 2006