

Analyse von CC-Ereignissen beim OPERA-Experiment

Diplomarbeit
Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Mikko Meyer

Juni 2011



Universität Hamburg
DER FORSCHUNG | DER LEHRE | DER BILDUNG

Analysis of CC-Events at the OPERA Experiment

Abstract

In this diploma thesis momentum analyses as well as consistency checks regarding the alignment of the OPERA detector are conducted. Each of the two dipolar OPERA muon spectrometers consists of six drift tube planes for track reconstruction. Based on geometric considerations two new methods, called angular and offset method, are introduced which allow to identify inconsistencies in the track reconstruction. In addition to that, both methods can be used for analysing the alignment with magnet-on-data for the first time. Both methods are sensitive to 0.2 mrad parallel rotation and to less than 100 μm shifts concerning the middle drift tube planes. The analysis of real data showed indications of an incorrect alignment. A first correction could be made.

In addition, a software was developed which allows a comparison of the electronic data with the passive elements called emulsions. Special attention was paid to the momentum analysis.

Using the angular method to weight the charge determination, a misidentification as low as 0.07% was reached for simulated data.

Analyse von CC-Ereignissen beim OPERA-Experiment

Kurzfassung

Gegenstand dieser Diplomarbeit ist die Impulsanalyse sowie Konsistenzuntersuchungen unter besonderer Berücksichtigung des Alignments bei OPERA. In jedem der beiden dipolaren Myonspektrometer des OPERA-Detektors sind sechs Driftröhrenwände zur Spurrekonstruktion verbaut. Durch die Anwendung zweier neuartiger Methoden, basierend auf geometrischen Überlegungen, lassen sich Rückschlüsse auf eventuelle Inkonsistenzen in der Spurrekonstruktion ziehen. Die als Winkel- und Versatzmethode bezeichneten Prozeduren erlauben darüber hinaus erstmalig eine Untersuchung des Alignments bei eingeschalteten Magneten vorzunehmen. Im Rahmen von Simulationen konnte eine Sensitivität von 0,2 mrad bzw. von weniger als 100 μm beim Vorliegen einer parallelen Rotation bzw. einer Verschiebung der mittleren Driftröhrenwände konstatiert werden. Die Analyse von realen Daten ergab Hinweise auf ein fehlerhaftes Alignment, wobei eine erste Korrektur vorgenommen werden konnte.

Zusätzlich wurde eine neue Software entwickelt, die es ermöglicht, einen ersten Vergleich der Daten aus dem elektronischen Teil des Detektors mit den passiven Elementen, den Emulsionen, vorzunehmen. Hauptaugenmerk wurde hierbei auf die Impulsanalyse gelegt.

Die Anwendung der Winkelmethode als Gewichtungsinstrument bei der Ladungsanalyse ergab für simulierte Daten eine fehlerhafte Ladungsbestimmung von 0,07%.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Neutrinoophysik	9
2.1	Neutrinooszillationen	9
2.1.1	Zwei-Flavour-Formalismus	12
2.1.2	Neutrinooszillationen in Materie	13
2.1.3	Neutrinomassen	14
2.1.4	Kurzer Einblick in den derzeitigen Stand	15
3	Das OPERA-Experiment	17
3.1	Der CNGS-Neutrinostrahl	17
3.2	Der OPERA-Detektor	19
3.2.1	Das Target	20
3.2.2	Das Myon-Spektrometer	22
3.2.2.1	Der Magnet	22
3.2.2.2	RPC und XPC	23
3.2.3	Der Precision-Tracker	24
3.3	Datenanalyse	26
3.3.1	Der Tau-Nachweis	26
3.3.2	Untergrundereignisse	27
3.3.2.1	Charm-Quark-Produktion	27
3.3.2.2	Myonstreuung	28
3.3.2.3	Hadronische Reinteraktion	28
3.3.2.4	Kontamination des CNGS-Strahls	29
3.3.2.5	Neutrale Pionen	29
3.3.3	Nachweisempfindlichkeit für $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillationen	29
3.3.4	Die Beobachtung des ersten Tau-Neutrino-Kandidaten	30
4	Analysemethoden	33
4.1	Trigonometrische Überlegungen	33
4.2	Versatzmethode	39
4.3	Konsistenzüberprüfungen in der Spurrekonstruktion	45

5	Impulsanalyse bei OPERA	49
5.1	Impulsbestimmung mit Hilfe des Spektrometers	49
5.1.1	Berücksichtigung des Energieverlustes	51
5.1.2	Impulsspezifikationen bei OPERA	54
5.2	Vergleich der Spektrometerdaten mit denen aus den Emulsionen	55
5.2.1	Software	55
5.2.2	Impulsvergleich	57
6	Alignmentuntersuchungen	61
6.1	Grundlagen des Alignments	61
6.2	Alignmentuntersuchungen mit simulierten Daten	64
6.2.1	Alignmentuntersuchungen mit geringer Statistik und $p = 20$ GeV	64
6.2.2	Alignmentuntersuchungen in Abhängigkeit des Impulses mit großer Statistik	67
6.2.2.1	Winkelmethode	67
6.2.2.2	Versatzmethode	71
6.2.3	Unterscheidung verschiedener Effekte	76
6.3	Vor- und Nachteile der Winkel- und Versatzmethode	78
6.4	Das Alignment von OPERA	80
7	Ausblick: Ladungsbestimmung	87
8	Zusammenfassung und Ausblick	91
9	Anhang	93

Kapitel 1

Einleitung

Das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik beschreibt mit hoher Genauigkeit die Wechselwirkungen von Leptonen und Quarks. Das Neutrino, zunächst ein gedankliches Konstrukt von Wolfgang Pauli zur Rettung der Energieerhaltung beim β -Zerfall, wird in diesem Modell als masselos angenommen. Aufgrund der Daten vom Homestake-Experiment¹ und insbesondere des Super-Kamiokande-Detektors² sowie des SNO-Experimentes³ gelangte man zur Bestätigung der These von Neutrinooszillationen. Die Annahme löste das sogenannte »solare Neutrinoproblem«, welches aus der Diskrepanz in der Anzahl der beobachteten und der Anzahl der nach dem Standard-Sonnenmodell vorhergesagten Elektron-Neutrinos bestand. Die Einführung von massebehafteten Neutrinos führt zur Theorie der Neutrinooszillationen, in der sich die beobachtbaren Neutrino-Flavoureigenzustände aus Linearkombinationen der Neutrino-Masseneigenzustände ergeben (Kapitel 2). Während bisherige Experimente ausschließlich das Verschwinden einer Neutrinoart beobachten konnten, hat sich das OPERA-Experiment (Kapitel 3) zum Ziel gesetzt, das Auftauchen einer Neutrinosorte zu beobachten, wodurch dieses Experiment auch als Appearance-Experiment⁴ klassifiziert wird. Dazu wird am CERN⁵ (in der Schweiz) ein nahezu reiner Myon-Neutrino-Strahl erzeugt und auf das 732 km entfernte Gran-Sasso-Untergrundlabor in Italien gerichtet. Der Nachweis des auftretenden Tau-Neutrinos (ν_τ) erfolgt im Blei-Emulsionstarget des Detektors über die spezielle Zerfallstopologie des auftretenden Tau-Leptons (τ). Von besonderer Bedeutung ist das Verständnis des Untergrundes. Zur kinematischen Analyse des Zerfallsproduktes befinden sich zwei Myonspektrometer unmittelbar hinter den Target-Bereichen. Diese bestehen aus jeweils sechs Driftröhrenwänden zur Spurrekonstruktion.

Aufgrund neuer Analysemethoden lassen sich Konsistenzuntersuchungen in der Spurrekonstruktion vornehmen. Diese werden in Kapitel 4 eingeführt. Im darauf folgenden

¹Das Homestake-Experiment befindet sich in der Homestake Goldmine nahe Rapid City in South Dakota, Vereinigten Staaten von Amerika.

²Super-Kamiokande: Super-Kamioka Nucleon Decay Experiments

³SNO: Sudbury Neutrino Observatory

⁴Appearance (engl.): Erscheinen, auftauchen

⁵CERN: European Organization for Nuclear Research

Kapitel 5 wird erläutert, inwieweit diese Methoden im Rahmen einer Impulsanalyse verwendet werden könnten. Gleichzeitig wird auf die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Software eingegangen, die es ermöglicht Daten aus den Emulsionen mit denen aus dem elektronischen Teil des Detektors zu vergleichen.

Für die präzise Bestimmung von Impuls und Ladung ist die genaue Ausrichtung der Driftröhrenwände, die für die kinematische Analyse maßgebend sind, entscheidend. In Kapitel 6 werden die eingeführten Analysewerkzeuge eingesetzt und im Hinblick auf ihre Sensitivität zum Nachweis einer fehlerhaften Ausrichtung der Driftröhrenwände untersucht. Abschließend wird ein Ausblick und eine kurze Zusammenfassung gegeben, wobei auf weitere Anwendungsmöglichkeiten der eingeführten Methoden eingegangen wird, die insbesondere Potential für die Ladungsanalyse und eine verbesserte Spurrekonstruktion bieten.

Kapitel 2

Neutrinoophysik

2.1 Neutrinooszillationen

Am 4. Dezember 1930 richtete sich Wolfgang Pauli in einem Brief an die »Liebe[n] Radioaktive[n] Damen und Herren« und postulierte ein elektrisch neutrales Spin-1/2-Teilchen, für das er die Bezeichnung »Neutron« wählte. Der Terminus »Neutrino« wurde erst ca. zwei Jahre später, nach Entdeckung des Neutrons durch Chadwick, von Fermi eingeführt. Die Postulierung des Neutrinos war der Versuch, die fundamentalen Erhaltungssätze für Energie und Drehimpuls sowie die quantenmechanische Spinstatistik beizubehalten, die im scheinbaren Widerspruch zu Messungen mit β -Strahlern standen. Für den β^- -Zerfall

$$B(A, Z) \rightarrow C(A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.1)$$

wurde demzufolge ein drittes Teilchen mit halbzahligen Spin angenommen, welches zusätzlich beim Zerfall eines Mutterkerns $B(A, Z)$ neben dem Tochterkern C und dem Elektron e^- auftreten sollte. Heute wird dieses Teilchen als Anti-Elektron-Neutrino ($\bar{\nu}_e$) bezeichnet. Der Nachweis konnte allerdings erst 1956, also nach über 25 Jahren, von Reines und Cowan am Savannah River Reaktor über den inversen β -Zerfall experimentell erbracht werden:

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

Im Jahre 1957 wies B. Pontecorvo auf die Möglichkeit von Neutrinooszillationen hin. Während damals von einer Umwandlung in der Form $\nu \rightarrow \bar{\nu}$ ausgegangen wurde, kam es nach der Entdeckung des Myon-Neutrinos am Brookhaven National Laboratory, New York, zu einem Umdenken im Formalismus in die heutige Form.

Die Grundvoraussetzung für die Oszillation, die von Pontecorvo vorgeschlagen und später von Maki, Nakagawa und Sakata erweitert wurde, bildet der Umstand, dass die Flavour-Eigenzustände $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) in Folge der schwachen Wechselwirkung keine reinen Masseneigenzustände sind, sondern Linearkombinationen der Masseneigen-

zustände $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) darstellen. Die schwache Kopplung des W -Bosons an einem geladenen Lepton und einem Neutrino kann am Beispiel des leptonicen W^+ -Zerfalls $W^+ \rightarrow l_\alpha^+ + \nu_\alpha$ betrachtet werden. Die Hamiltondichte der schwachen Wechselwirkung ist durch die schwachen Eigenzustände gegeben:

$$H_{CC} = gW^+ \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} il_\alpha^+ \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu_\alpha + h.c. \quad (2.3)$$

Hierbei bezeichnet g eine Kopplungskonstante, die über den Weinbergwinkel Θ_W in der Form $g = e/\sin\Theta_W$ korreliert ist (e : Elementarladung). Die Flavoureigenzustände hängen mit den Masseneigenzuständen über eine unitäre Transformation U (PMNS-Mischungsmatrix) miteinander zusammen:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (2.4)$$

Dieses impliziert, dass die schwache Wechselwirkung mit jedem der Masseneigenzustände $|\nu_i\rangle$ koppeln kann, was zur Modifikation von 2.3 in die Form

$$H_{CC} = gW^+ \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} il_\alpha^+ \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i}^* \nu_i + h.c. \quad (2.5)$$

führt. Die nach den Physikern Pontecorvo, Maki, Nakagawa und Sakata benannte Mischungsmatrix wird als komplexe, unitäre $n \times n$ Matrix durch $(n-1)^2$ unabhängige Parameter beschrieben:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

mit $s_{ij} = \sin\Theta_{ij}$ und $c_{ij} = \cos\Theta_{ij}$. In Analogie zur Rotationsmatrix wählt man die drei Eulerschen Drehwinkel Θ_{12} , Θ_{13} und Θ_{23} ($0 \leq \Theta_{ij} \leq \pi/2$) sowie die CP-verletzende Phase δ ($-\pi \leq \delta \leq \pi$)¹. Als Folge des imaginären Anteils unterscheiden sich die Mischungsmatrizen für Teilchen und Antiteilchen:

$$|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\bar{\nu}_i\rangle \quad (2.7)$$

Die Einführung einer Matrix U stellt die minimalste mögliche Erweiterung des Standardmodells dar und wird als eine unitäre 3×3 Matrix angenommen. Beachtenswert erscheint, dass nur drei Masseneigenzustände angenommen werden, wenngleich es keinen theoretischen Grund für diese Annahme gibt. Die Erläuterung dieses Umstandes

¹Für den Fall, dass Neutrinos Majoranateilchen sind, d.h. ihre eigenen Antiteilchen, muss U um zwei Majorana-Phasen α_1 und α_2 erweitert werden. Für die beim OPERA-Experiment untersuchte Oszillation sind diese jedoch ohne Einfluss.

wird später erfolgen.

Um die zeitliche Propagation des Grundzustandes zu beschreiben, wird dieser als Funktion seiner Eigenzeit τ entwickelt:

$$|\nu_\alpha(\tau)\rangle = \sum_i^3 U_{\alpha i}^* e^{-im_i \tau} |\nu_i(0)\rangle \quad (2.8)$$

In Laborparametern lässt sich dieses als

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i^3 U_{\alpha i}^* e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i(0)\rangle \quad (2.9)$$

darstellen, wobei E_i die Energie und p_i den Impuls bezeichnen. Die Übergangswahrscheinlichkeit $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$, dass ein Neutrino mit Flavour α nach der zeitlichen Propagation über die Distanz L in ein Neutrino mit Flavour β oszilliert, ergibt sich durch Bildung des Betragsquadrates der Amplitude:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \left| \sum_i^3 U_{\alpha i}^* e^{-i(E_i t - p_i L)} U_{\beta i} \right|^2 \quad (2.10)$$

Für hochrelativistische Teilchen kann $L \approx c \cdot t$ und $E_i \gg m_i$ angenommen werden:

$$E_i t - p_i L \approx (E_i - p_i) L = \frac{E_i^2 - p_i^2}{E_i + p_i} L = \frac{m_i^2}{E_i + p_i} L \approx \frac{m_i^2}{2E} L, \quad (2.11)$$

wobei E die Energie des Neutrinos ist. Der Ausdruck 2.10 modifiziert sich damit zu:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| \sum_i^3 U_{\alpha i}^* e^{-i(E_i t - p_i L)} U_{\beta i} \right|^2 = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left\{ U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j}^* \right\} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \right) \\ &+ \sum_{i>j} \text{Im} \left\{ U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j}^* \right\} \sin \left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E} \right). \end{aligned} \quad (2.13)$$

Hierbei wurde im letzten Schritt die Unitarität der Mischungsmatrix ausgenutzt. Die Grundvoraussetzungen für Neutrinooszillationen bilden also zum einen die nicht verschwindende Masse mit der Bedingung $\Delta m_{ij}^2 \neq 0$ und zum anderen die leptonische Mischung ($U \neq I$, mit I als Identitätsmatrix).

Eine ganze Reihe von Experimenten konnte bisher eine eindeutige Evidenz für Neutrinooszillationen erbringen. In Abb. 2.1 ist eine Zusammenfassung der Daten aus Experimenten mit solaren und atmosphärischen Neutrinos (Super-K²), Reaktor-Neutrinos

²Super-K: Super-Kamioka Nucleon Decay Experiments

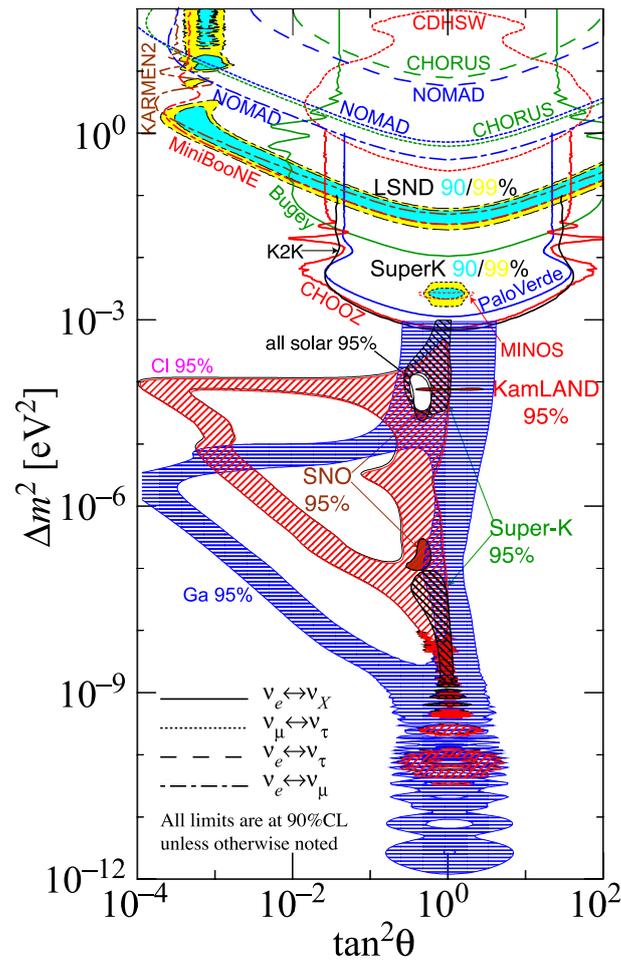


Abbildung 2.1: Erlaubte Regionen für die Differenz der Massenquadrate Δm^2 in Abhängigkeit vom Mischungswinkel [24].

(KamLAND³ und CHOOZ⁴) sowie aus Beschleuniger-Experimenten (K2K⁵ und MINOS⁶) dargestellt.

2.1.1 Zwei-Flavour-Formalismus

Beim OPERA-Experiment werden in erster Linie $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillationen untersucht. Beschränkt man die Betrachtung der Oszillation auf zwei Neutrinoarten, erhält man ein instruktives Beispiel, das darüber hinausgehend, aufgrund der Größenordnung der Differenzen der Massenquadrate, eine adäquate Beschreibung für Experimente mit großer Baseline⁷ bietet.

In einem Zwei-Neutrino-Oszillationsformalismus wird die Mischung durch eine 2×2

³KamLAND: Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector

⁴Das Kernkraftwerk Chooz liegt in der gleichnamigen Gemeinde in Frankreich.

⁵K2K: KEK to Kamioka, KEK ist die Abkürzung für das nationale Forschungszentrum für Hochenergiephysik in Tsukuba (Japan).

⁶MINOS: Main Injector Neutrino Oscillation Search

⁷Baseline (engl.): Wegstrecke zwischen Quelle und Detektor.

Rotationsmatrix ohne komplexe Dirac-Phase und mit nur einem Winkel Θ beschrieben:

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\Theta & \sin\Theta \\ -\sin\Theta & \cos\Theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

Die Wahrscheinlichkeit ergibt sich nach 2.13:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4|U_{\alpha 2}^* U_{\beta 2} U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^*| \sin^2 \left(1, 267 \frac{\Delta m^2 L}{E} \right) \quad (2.15)$$

Durch Verwendung der Matrixelemente aus 2.14 erhält man schließlich:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - \sin^2 2\Theta \cdot \sin^2 \left(1, 267 \frac{\Delta m^2 L}{E} \right), \quad (2.16)$$

wobei die Faktoren \hbar und c , die in Gleichung 2.13 vernachlässigt wurden, verwendet wurden. Für die Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ folgt:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\Theta \cdot \sin^2 \left(1, 267 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right) \quad (2.17)$$

Entscheidend für den Nachweis ist das Verhältnis $\frac{L}{E}$, so dass $\frac{\Delta m^2 L}{E} \sim \mathcal{O}(1)$ ist. Für die Approximation wurde U per Definition als reell angenommen. Bei einer einzigen Differenz der Massenquadrate Δm^2 wird die Wahrscheinlichkeit durch diesen Faktor dominiert. Sofern CP -Verletzung auftritt, ist dieses ein Effekt zweiter Ordnung, d.h. der Unterschied in der Oszillationswahrscheinlichkeit für Neutrinos und Anti-Neutrinos ist vernachlässigbar.

2.1.2 Neutrinooszillationen in Materie

Die im vorangehenden Abschnitt dargestellten Betrachtungen sind allein vom Oszillationsverhalten im Vakuum ausgegangen. Um den Formalismus auf das Durchdringen von Materie zu erweitern, ist es, in Analogie zu den Vakuumoszillationen, notwendig die Schrödingergleichung zu lösen. Die im Vakuum verwendete Hamilton-Matrix (auch als Massenmatrix bezeichnet) wird derart modifiziert⁸, dass die Wechselwirkungen mit den Elektronen der Materie berücksichtigt werden. Hierbei nimmt man eine Unterscheidung der neutralen Ströme (NC), bei denen alle Neutrinoarten wegen der $e\mu\tau$ -Universalität in gleichem Maße mit der Materie wechselwirken⁹, und der geladenen Strömen (CC), bei denen die Neutrinos nur mit ihrem korrespondierenden Leptonpartner wechselwirken, vor.¹⁰ Aufgrund von Schwankungen der Elektronendichte in der Materie kann es

⁸In Materie ergibt sich durch die schwache Wechselwirkung ein zusätzliches Potential

⁹Dieses wird auch als kohärente Streuung bezeichnet, weil sich die relativen Oszillationsphasen der verschiedenen Neutrinosorten nicht unterscheiden.

¹⁰Da in normaler Materie keine anderen Leptonen außer den Elektronen vorkommen, kommt es nur bei diesem Potential zu einem von Null verschiedenen Beitrag.

darüber hinausgehend zu einem Resonanzeffekt kommen. Dieser wurde 1985 von Mikheyev und Smirnov entdeckt und kann eine eklatante Verstärkung der Wahrscheinlichkeitsamplitude bewirken (*MSW-Effekt*). Er ist insbesondere für solare Neutrinos von großer Bedeutung, da diese im Zentrum der Sonne, einem Gebiet mit hoher Elektronendichte, erzeugt werden. Für das OPERA-Experiment kommt es nach [7] zu keiner signifikanten Verringerung der Übergangswahrscheinlichkeit (3%) im Vergleich zu den Vakuumoszillationen, da man von einer vergleichsweise konstanten Elektronendichte ausgehen kann.

2.1.3 Neutrinomassen

Die Untersuchung von Oszillationen erlaubt keine direkte Bestimmung der Massen, da für die Amplitude lediglich die Differenz der Massenquadrate entscheidend sind. Allerdings bieten sie die Möglichkeit eine untere Grenze für den Masseneigenzustand festzulegen, die nicht geringer als $\sqrt{\Delta m_{atm}^2}$ sein kann. Direkte Rückschlüsse auf die absoluten Massen lassen sich durch kinematische Untersuchungen verschiedener schwacher Zerfälle unter Laborbedingungen ziehen.

Experimente wie z.B. KATRIN¹¹, MARE¹² und MAINZ¹³ haben sich zum Ziel gesetzt, die effektive Masse des Elektron-Neutrinos zu bestimmen, indem der Endpunkt des Energiespektrums von Elektronen genau untersucht wird. Diese Untersuchungen basieren auf dem β -Zerfall von Tritium:

$$(3, 1) \rightarrow (3, 2) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.18)$$

Die Genauigkeit der Massenbestimmung ist an die Energieauflösung der Experimente gekoppelt. Bei KATRIN wird eine Sensitivität von 0,2 eV erwartet (unter dem derzeitigen Ausgangspunkt einer Energieauflösung, die deutlich größer als m_i ist.). Die effektive Masse des Elektron-Neutrinos wird als (vgl. [25])

$$m_{\nu_e}^2 = \sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2 \quad (2.19)$$

definiert. Die derzeit beste Grenze für die effektiven Massen des Myon-Neutrinos stammt vom MAINZ-Experiment, bei dem der Zerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ untersucht wird, und werden als $m_{\nu_\mu} \leq 0,19 \text{ MeV}$ angegeben (90% CL). Für die Masse des Tau-Neutrinos liegt die derzeitige Grenze bei

$$m_{\nu_\tau}^2 = \sum_i |U_{\tau i}|^2 m_i^2 < 18,2 \text{ MeV} \quad (2.20)$$

¹¹KATRIN: Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment

¹²MARE: The Microcalorimeter Array for a Rhenium Experiment

¹³Das Mainz-Experiment ist in der gleichnamigen Hauptstadt des deutschen Bundeslandes Rheinland-Pfalz lokalisiert.

(95% CL) und basiert auf kinematischen Untersuchungen von $\tau^- \rightarrow 2\pi^-\pi^+\nu_\tau$ oder $\tau^- \rightarrow 3\pi^-2\pi^+$ (π^0) ν_τ Zerfällen (vgl. [26]).

2.1.4 Kurzer Einblick in den derzeitigen Stand

Mit der Veröffentlichung der LSND-Resultate¹⁴ wurde zunehmend die Existenz von sterilen Neutrinos diskutiert. Die Annahme von sterilen Neutrinos führt zu einer Modifikation der Übergangswahrscheinlichkeit [22]:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} \left\{ U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right\} \sin^2 x_{ij} + 2 \sum_{i>j} \text{Im} \left\{ U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right\} \sin 2x_{ij}, \quad (2.21)$$

mit $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$ oder s und $i, j = 1, \dots, N$ sowie $x_{ij} = 1, 27 \Delta m_{ij}^2 L/E$. Im Rahmen der LSND-Untersuchungen wurde nach Flavour-Oszillationen der Art

$$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (2.22)$$

gesucht. Erste Ergebnisse zeigten ein vermehrtes Auftreten von $\bar{\nu}_e$, welches als signifikant klassifiziert wurde und nicht im Rahmen des gängigen Oszillationsformalismus mit drei Neutrinosorten erklärbar ist. Die Daten führten zur Postulierung eines vierten, sterilen Neutrinos ohne schwache Ladung und ohne leptonischen Partner. Die Sterilität des Neutrinos ist eine Folge aus den Beobachtungen des Z^0 -Zerfalls, welcher über die Zerfallsbreite $\Gamma_{Z^0} = \Gamma_{ee} + \Gamma_{\mu\mu} + \Gamma_{\tau\tau} + \Gamma_{had} + N_\nu \cdot \Gamma_{\nu\nu}$ Rückschlüsse auf die Anzahl N_ν der leichten Neutrinosorten zulässt. Die Zahl der Neutrinosorten wurde mit $N_\nu = 2,984 \pm 0,008$ bestimmt [41]. Neuere Untersuchungen (MiniBooNE¹⁵) scheinen die Hypothese von weiteren sterilen Neutrinos zu untermauern, wenngleich die Resultate nicht im Rahmen eines $(3+1)$ und $(3+2)$ Modells erklärbar scheinen. Vor Kurzem evaluierte Ergebnisse zum Anti-Neutrino-Spektrum für ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu und ^{238}U geben weitere Hinweise auf mögliche sterile Neutrinos (vgl. [39]). Die Anzahl von möglichen sterilen Neutrinos ist beim derzeitigen Theorie-Stand nicht ableitbar, wenngleich es Ansätze gibt, die die Existenz dieser Teilchen aus einer Verletzung der R -Parität folgern [40].

In [23] wurde die Sensitivität für alle aktiven sterilen Mischungswinkeln θ_{14}, θ_{24} und θ_{34} für den CNGS-Strahl¹⁶ für den OPERA-Detektor unter Berücksichtigung der Appearance-Kanäle $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ und $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ untersucht. Unter der Annahme einer nominellen Strahlintensität werden keine neuen Erkenntnisse zu den Werten θ_{i4} ($i = 1, 2, 3$) erwartet, wenngleich die Grenze für θ_{13} verbessert werden kann. Eine Steigerung der Strahlintensität um den Faktor 2 oder mehr würde allerdings eine signifikante Sensi-

¹⁴LSND: Liquid Scintillator Neutrino Detector

¹⁵BooNE: Booster Neutrino Experiment

¹⁶CNGS: CERN Neutrinos to Gran Sasso

vität für die Winkel θ_{24} und θ_{34} zur Folge haben (vgl. [23]).

Kapitel 3

Das OPERA-Experiment

Das Ziel des OPERA-Experimentes sieht den direkten Nachweis von Tau-Neutrinos im atmosphärischen Sektor vor, die durch Oszillation des am CERN¹ generierten nahezu reinen Myon-Neutrino-Strahls entstanden sind. Der sich in den italienischen Abruzzen befindliche OPERA-Detektor verfügt hierzu über ein Blei-Fotoemulsions-Target mit einer Masse von ca. 1,7 kt. Die im Target induzierte CC-Wechselwirkung erlaubt die Tau-Neutrinos durch die charakteristische Zerfallstopologie des Tau-Leptons nachzuweisen. Es folgt ein kurzer Überblick der verschiedenen Detektorkomponenten, um anschließend die Datenanalyse darzustellen.

3.1 Der CNGS-Neutrinostrahl

Um die Oszillation von Myon-Neutrinos in Tau-Neutrinos nachzuweisen, ist es notwendig einen möglichst reinen Myon-Neutrino-Strahl mit hoher Luminosität zu generieren. Dieser wird am CERN realisiert, wo man Protonen mit einer Energie von 400 GeV aus dem SPS-Beschleuniger² auf das Graphittarget der CNGS-Anlage schießt. Bereits die Ausrichtung des Protonenstrahls erfolgt mit hoher Präzision, so dass eine Inklination des Strahls von $3,2^\circ$ auf das 732 km entfernte LNGS³ erreicht wird. Die Protonen treten in Wechselwirkung mit den leichten Kohlenstoffkernen, so dass es zur Bildung eines sekundären Teilchenstrahls mit Pionen (π) und Kaonen (K) kommt (vgl. Abb. 3.2). Diese werden im weiteren Verlauf mit Hilfe eines Systems zweier magnetischer, koaxialer Linsen zu einem parallelen Strahl fokussiert. Bereits bei der ersten Linse, dem sogenannten Horn, erfolgt das Aussortieren der negativ geladenen Teilchen, indem diese aus dem Strahl gelenkt werden. Hinter dem Reflektor schließt sich ein ca. 1 km langer, evakuierter Tunnel an (die Streuung an Luftmolekülen würde zu einem 30-prozentigen Verlust führen), in denen die Pionen und Kaonen, die über eine mittlere Energie von

¹CERN (französisch): Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, bezeichnet die europäische Organisation für Kernforschung im Kanton Genf (Schweiz)

²SPS: Super-Proton-Beschleuniger

³LNGS: Laboratori Nazionali del Gran Sasso

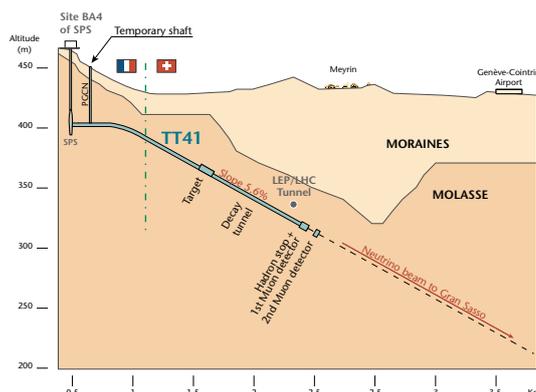


Abbildung 3.1: Vertikaler Schnitt des CNGS-Tunnelsystems, dessen Gefälle ca. 5,6% bzw. ca. 3,2° beträgt (Quelle: CERN)

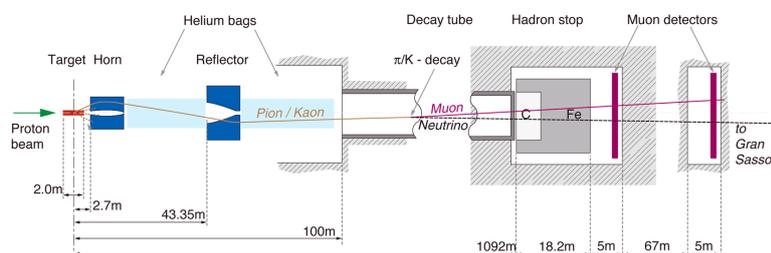


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des CNGS-Projektes (Quelle: CERN)

35 GeV verfügen, zerfallen. Am Ende des Zerfallstunnels ist ein Hadron-Stop lokalisiert, der für das Aussortieren der Protonen, die nicht mit dem Graphittarget interagiert haben, sorgt. Dieser ca. 2 kt schwere und 18 m lange Block aus Eisen und Graphit kann nur von den aus den Sekundärteilchen gebildeten Myon-Neutrinos (ν_μ) und den Myonen (μ) ungehindert durchdrungen werden. Die Analyse der Myonen mit Hilfe zweier sich anschließender Myon-Detektoren erlaubt Rückschlüsse auf die Intensität, Ausdehnung und Richtung des Neutrinostrahls. Da die Myonen aufgrund der langen Flugstrecke durch das Gestein gestoppt werden, kann man von einem nahezu reinen Myon-Neutrino-Strahl ausgehen, dessen Kontamination insbesondere durch Tau-Neutrinos, deren Verhältnis zu den Myon-Neutrinos bei unter $10^{-4}\%$ liegt, zu vernachlässigen ist (vgl. Tabelle 3.1). Eine besondere Charakteristik des Strahls ist seine zeitliche Struktur. Als vom Beschleuniger generierter Strahl besteht dieser nicht aus einem Kontinuum, sondern aus

Tabelle 3.1: Kontamination des CNGS- Neutrinostrahls [27]

Kontamination	Wahrscheinlichkeit [%]
ν_e/ν_μ	0,89
$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$	2,4
$\bar{\nu}_e/\nu_\mu$	0.06
ν_τ/ν_μ	$< 10^{-4}$

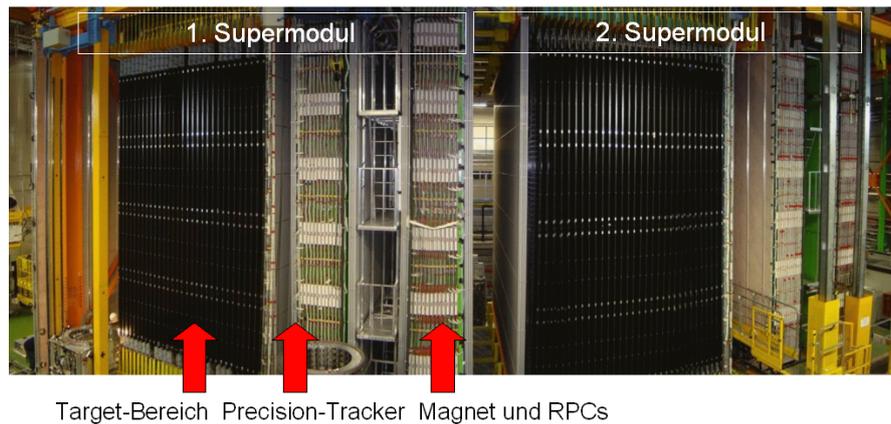


Abbildung 3.3: Der OPERA-Detektor

einzelnen Paketen von Neutrinos, die über eine zeitliche Länge von 2 – 3 ns verfügen und alle 5 ns aufeinander folgen. Ein sogenanntes Bündel besteht aus einer 10,5 m langen Kette von diesen Paketen. Die Bündel sind wiederum in Zyklen von zwei Bündeln zusammengefasst, die in einem Abstand von 50 ms aufeinander folgen. Die Zyklen wiederholen sich alle 12 s. Mit Hilfe des GPS⁴ können alle am OPERA-Detektor stattfindenden Ereignisse den entsprechenden Bündeln zugeordnet werden, wobei die Flugzeit der Neutrinos von 2,44 ns berücksichtigt wird. Diese Ereignisse werden als sogenannte *On Time Events*⁵ klassifiziert, wodurch das Verfahren erlaubt, die Rate durch andere Kontaminationen wie z.B. durch die kosmische Strahlung zu verringern.

3.2 Der OPERA-Detektor

Aufgrund der Verwendung von Fotoemulsionen und elektronischen Elementen wird der Detektor als Hybrid-Detektor klassifiziert. Das Blei-Target mit den Fotoemulsionen liefert zum einen eine hohe Masse und zum anderen bieten die Emulsionen eine hohe Ortsauflösung, was unabdingbar für die Identifikation des Tau-Zerfalls ist. Die aktiven (elektronischen) Komponenten dienen der Impulsbestimmung und der Lokalisierung des Vertex. Der Detektor besteht aus zwei identischen Supermodulen. Jedes dieser Supermodule besteht aus dem sogenannten Target-Bereich und dem sich anschließenden Dipolmagneten (vgl. Abb. 3.3). Die Spurrekonstruktion erfolgt hierbei über die insgesamt zwölf Driftröhrenwände, die sich vor und hinter den beiden Magnetarmen befinden.

Die geringe Ereignisrate an Tau-Neutrino-Kandidaten macht es erforderlich, dass sich der Detektor im Untergrundlabor des LNGS befindet (Wasseräquivalent 3300 m). Dadurch wird die Rate kosmischer Myonen um den Faktor 10^{-6} reduziert.

⁴GPS: Global Positioning System

⁵On Time Events (engl.): Pünktliche Ereignisse

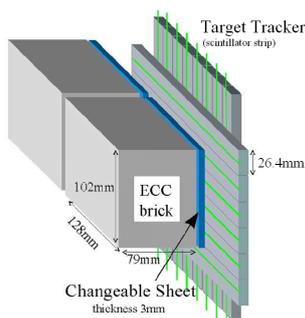


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung zweier Bricks mit ihren Changeable Sheets und den Target-Tracker-Ebenen [13].

Die Konstruktion des Detektors begann im Jahre 2003 und wurde 2008 beendet.

3.2.1 Das Target

Der Nachweis der Tau-Neutrinos bei OPERA erfolgt über den Zerfall des Tau-Leptons. Aufgrund des geringen Wechselwirkungsquerschnittes der Neutrinos ist eine hohe Masse des Targets unabdingbar. Zum anderen erfordert die kurze Lebensdauer des Tau-Leptons und die damit einhergehende Weglänge von ca. $600 \mu\text{m}$ eine hohe Ortsauflösung der detektierenden Komponente. In Folge dessen entschied man sich für die Grundeinheit des Targets Emulsion Cloud Chambers⁶ (ECC) zu verwenden. Diese als Bricks⁷ bezeichneten Komponenten sind im Wechsel aus 56 Bleiplatten⁸ und 57 Fotoemulsionslagen zusammengesetzt und haben die Ausmaße von $12,8 \text{ m} \times 10,2 \text{ m} \times 7,9 \text{ m}$ bei einer Masse von ca. $8,3 \text{ kg}$ [13]. Die Fotoemulsionen bestehen aus einer ca. $205 \mu\text{m}$ dicken Kunststoffschicht und einer sich auf beiden Seiten befindlichen Fotoemulsion von $44 \mu\text{m}$ Dicke. An der Außenseite des Quaders befindet sich zudem ein sogenanntes Changeable-Sheet⁹ (CS), ein Dublett aus dicht gepackten Emulsionsfilmen (vgl. Abb. 3.4). Hierbei handelt es sich um eine beim CHORUS-Experiment¹⁰ erfolgreich eingesetzte Prozedur, die ein unnötiges Öffnen der Bricks vermeiden soll. Diese können leicht entfernt, entwickelt und analysiert werden. Die dadurch gewonnenen Informationen erlauben anschließend Rückschlüsse auf die Position und Richtung der Spuren, so dass das Scannen der Bricks, welches lagenweise erfolgt, ökonomisch vonstatten geht.

Beim Durchgang geladener Teilchen durch die Fotoemulsionen kommt es infolge der Ionisation mikroskopisch kleiner Bereiche mit Silberbromid zu Anhäufungen von metallischem Silber (sogenannten Entwicklungszentren). Innerhalb der ECC-Bricks wird mit der Scantechnik eine Ortsauflösung von $1 \mu\text{m}$ und eine Winkelauflösung von weniger

⁶emulsion cloud chamber (engl.): Emulsionsnebelkammer

⁷Bricks (engl.): Ziegel

⁸Genau genommen handelt es sich um eine Bleilegierung mit einem geringen Anteil Calcium, der die mechanischen Eigenschaften verbessern soll [13].

⁹changeable sheet (engl.): austauschbare Folie, Lage

¹⁰CHORUS: CERN Hybrid Oscillation Research apparatus

als 2 mrad erreicht. Durch den Vergleich der Winkel innerhalb der verschiedenen Lagen kann der Impuls durch Ausnutzung von Vielfachstreuung bestimmt werden (genauer ist im Kapitel 5 dargestellt).

Zu Beginn des Experimentes wurden jeweils 103.168 Bricks in beiden Supermodulen in 31 Wänden senkrecht zur CNGS-Strahlrichtung mit 64 Reihen pro Wand und 52 Bricks je Reihe angeordnet [12]. Das Target verfügt somit unter Berücksichtigung der Zwischenräume über eine Querschnittsfläche von $6,7 \times 6,7 \text{ m}^2$ und über eine Gesamtmasse von über 1,7 kt. Die Extraktion der Bricks erfolgt von beiden Seiten der tragenden Konstruktion mit Hilfe eines Robotersystems (BMS¹¹). Ungeöffnete Bricks können so leicht wieder eingesetzt werden; wird ein Brick für die weitere Analyse geöffnet, verbleibt die Stelle im Target leer. Eine detaillierte Beschreibung der Aufbereitung einer ECC ist [28] zu entnehmen. Der maximale Füllstand des OPERA-Detektors wurde im Juni 2008 mit insgesamt 148.828 Bricks erreicht. Dies entspricht einer Target-Masse von ca. 1,24 kt. Während des laufenden Betriebs kann es zu 30 Extraktionen pro Tag kommen.

Zur Identifikation der Bricks, deren Extraktion sinnvoll erscheint, befindet sich zwischen den Wänden ein Target-Tracker¹². Dieser besteht aus zwei orthogonalen Schichten aus Plastik-Szintillatoren ($680 \text{ cm} \times 2,6 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$). Die Szintillationsstreifen bestehen aus extrudierten Polystyrol mit 2% p-Terphenyl und 0.02% POPOP¹³, die mit einer dünnen, weißen Schicht aus diffundierten TiO_2 [14] versehen sind. An beiden Enden wird das blaue Licht, welches durch die durchdringenden, geladenen Teilchen induziert wird, über Wellenlängenschieber und 64-Kanal Photomultiplier der Firma Hamamatsu ausgelesen. Für minimal ionisierende Teilchen werden mindestens fünf Photoelektronen von den Photomultipliern detektiert [14]. Die Triggereffizienz des Target-Trackers beträgt dabei 99%. Aufgrund der Ortsauflösung von ca. 1,5 cm wird in ca. 80% der Fälle der richtige Brick ausgewählt. Neben der Identifikation der zu extrahierenden Bricks dient der Target-Tracker der zeitlichen Zuordnung von Ereignissen in den Emulsionen zu den Messsignalen in den Myon-Spektrometern und als Kalorimeter für hadronische Schauer [16]. Eine ausführliche Beschreibung des Target-Trackers ist in [15] zu finden. Direkt vor dem ersten Supermodul befinden sich zwei Lagen von Resistive-Plate-Chambers (RPC) mit einer Fläche von $9,6 \times 9,2 \text{ m}^2$, deren Elektrodenfläche aus Glas besteht. Diese Detektorkomponente dient als Veto für geladene Teilchen, die nicht im Target-Bereich des OPERA-Detektors entstanden sind, also z.B. im Fels vor der LNGS-Halle. Dieses erlaubt die Zahl der unnötig extrahierten Ziegel weiter zu verringern.

¹¹BMS: Brick-Manipulator-System

¹²Target-Tracker (engl.): Spurverfolger

¹³POPOP: 1,4-Bis-(5-phenyloxazol-2-yl)-benzol. Es handelt sich hierbei um einen sogenannten Wellenlängenschieber (auch als sekundärer Szintillator bezeichnet).

3.2.2 Das Myon-Spektrometer

Das Myon-Spektrometer eines jeden Supermoduls befindet sich unmittelbar hinter dem Target-Bereich und bildet neben dem Target-Tracker einen wesentlichen Teil der elektronischen Komponenten. Die Aufgabe des Myon-Spektrometers ist zum einen die Identifikation des Myons und zum anderen die kinematische Analyse dieser langreichweitigen Teilchen. Die Bestimmung von Impuls und Ladung ist von integraler Bedeutung für die Verwerfung des Untergrundes, welcher insbesondere aus Zerfällen von Teilchen mit Charm-Inhalt konstituiert ist.¹⁴ Zusätzlich unterstützt die Detektorkomponente die Vertexfindung und liefert wichtige Informationen zum Neutrinostrahl, z.B. zum Gesamtneutrinofluss, dem Energiespektrum und zur Verunreinigung durch Anti-Myon-Neutrinos.

3.2.2.1 Der Magnet

Jedes Spektrometer besteht aus einem Dipolmagnet mit Eisenkern, dessen Kupferspulen mit einem Nennstrom von 1600 A sich ober- und unterhalb der aktiven Detektorfläche befinden. Dadurch wird ein nahezu homogenes Magnetfeld mit einer mittleren Flussdichte von 1,55 T erzeugt, welches in beiden Teilen über eine entgegengesetzte Polarität verfügt. Die Gesamtmasse des Magneten liegt bei 990 t und der Aufbau besteht aus je zwölf Eisenplatten mit einer Dicke von 5 cm, zwischen denen sich die RPCs in einem Abstand von 2 cm befinden, die die gesamte Fläche des Magneten von 8,75 m Breite \times 8,20 m Höhe abdecken (vgl. Abb. 3.5). Vor, zwischen und hinter den beiden Magnetarmen befinden sich jeweils zwei Driftröhrenwände (Precision-Tracker), die der Rekonstruktion von Spuren dienen und durch Messung der Winkeldifferenzen die Bestimmung von Ladung und Impuls erlauben.

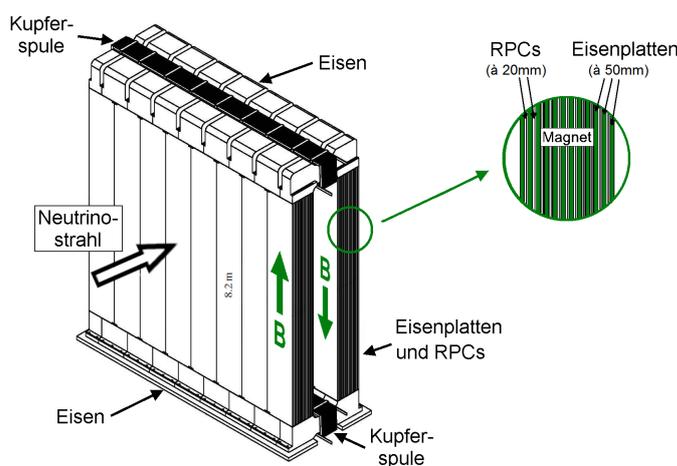


Abbildung 3.5: Magnet eines Myon-Spektrometers [1].

¹⁴Näheres zum Untergrund ist in Abschnitt 3.3.2 dargestellt

3.2.2.2 RPC und XPC

Die Aufgabe der in den Magneten integrierten Widerstandsplattenkammern (RPCs¹⁵) besteht in der Spurrekonstruktion innerhalb des Spektrometers und der Energiemessung hadronischer Schauer. Des Weiteren liefert diese Komponente Triggersignale für den in Hamburg konstruierten Precision-Tracker (vgl. nächsten Abschnitt).

Eine Widerstandsplattenkammer hat eine Größe von $2,91\text{ m} \times 1,14\text{ m}$ und in jeder Schicht des Eisenkerns befinden sich elf Schichten, die teilweise zueinander gekreuzt sind, um eine dreidimensionale Rekonstruktion zu ermöglichen. Der Aufbau besteht aus einer Anode und Kathode, die beide aus Bakelit-Platten bestehen und durch einen 2 mm dicken Kunststoffabstandshalter voneinander getrennt sind (vgl. Abb. 3.6).

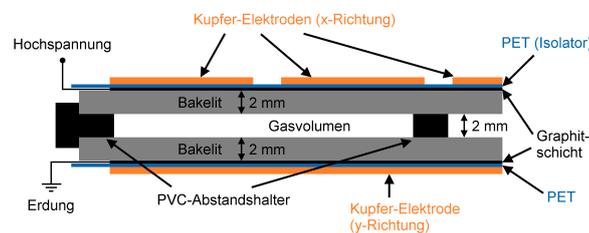


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau der OPERA-RPCs im Querschnitt [12]

Zwischen den Elektroden befindet sich ein vierkomponentiges Gasgemisch aus 75,4% Argon (Ar), 20% Tetrafluorethan ($C_2H_2F_4$), 4% Isobuthan (C_4H_{10}) und 0,6% Schwefelhexafluorid (SF_6) bei Atmosphärendruck. Die Elektroden sind mit Graphit beschichtet und mit einer Hochspannung von 5,8 kV versehen. Kommt es zum Durchgang geladener Teilchen (vornehmlich Myonen), dominiert der Energieverlust durch Ionisation innerhalb des Driftgases. Die dabei entstehenden Ionen und Elektronen führen zu einer Gasverstärkung, so dass es zu einer kurzen Dauerentladung von 100 mV zwischen den beiden Platten kommt (im Streamermodus). Die Kupferelektroden sind orthogonal zueinander angeordnet, so dass eine zweidimensionale Rekonstruktion ermöglicht wird. Aufgrund der geringen Dichte des Gasvolumens haben die RPCs eine sehr gute Zeitaufösung (je nach Schwellenspannung 2 – 4 ns), weshalb sie sich als Trigger für den Precision-Tracker eignen.

Unmittelbar vor der ersten Driftröhrenwand des ersten Magnetarms befinden sich zusätzliche RPCs, deren Auslestreifen um $42,6^\circ$ gegenüber der Horizontalen geneigt sind, um Zweideutigkeiten, die bei Zusammenführen der XZ - und YZ -Projektion auftreten können, zu lösen. Aufgrund dieser geometrischen Anordnung werden diese Komponenten auch als XPCs¹⁶ bezeichnet.

¹⁵resistive plate chambers (engl.)

¹⁶XPC: crossed (x) resistive plate chamber

3.2.3 Der Precision-Tracker

Der Precision-Tracker wurde in Zusammenarbeit der Universitäten von Hamburg, Rostock und Münster entwickelt und beinhaltet ein System aus 9.504 Driftröhren, aufgeteilt auf sechs Wände pro Supermodul. Je zwei Wände bilden ein Dublett und dienen der Spurrekonstruktion vor, im und hinter dem Magneten. Die 8 m langen Driftröhren sind vertikal aufgehängt und bestehen aus einem elektrisch leitfähigen Aluminiumrohr mit einem Außendurchmesser von $38_{-0,15}^{+0}$ mm bei einer Wandstärke von 850_{-150}^{+0} μm . Ein goldbeschichteter Wolframdraht mit einem Durchmesser von $45 \mu\text{m}$ fungiert als Anode und ist mit einer Hochspannung von 2,45 kV versehen. Jedes der beiden Supermodule verfügt über zwei Gasverteilungsstationen, die bei einem Absolutdruck von 1005 ± 5 mbar operieren. Als Driftgas fungiert Argon (Ar), welches mit Kohlenstoffdioxid (CO_2) als Löschgas versehen wurde. Das Verhältnis beider Gase liegt bei 80:20. Auf den Zusatz anderer Komponenten musste aufgrund der strengen Sicherheitsbestimmungen im Untergrundlabor verzichtet werden.

Innerhalb der Precision-Tracker-Wände sind die Driftröhren in Modulen aus vier Lagen mit jeweils zwölf Röhren konstituiert. Je zwei Lagen sind hexagonal dicht gepackt und um 11 mm gegenüber den anderen beiden Lagen verschoben (vgl. Abb. 3.7). Dadurch wird eine möglichst hohe geometrische Akzeptanz für die Teilchen aus Strahlrichtung erreicht. Damit das BMS am Target-Bereich ungehindert operieren kann, sind die targetnahen Wände etwas schmaler (sie bestehen nur aus 15 Modulen anstelle von 17).

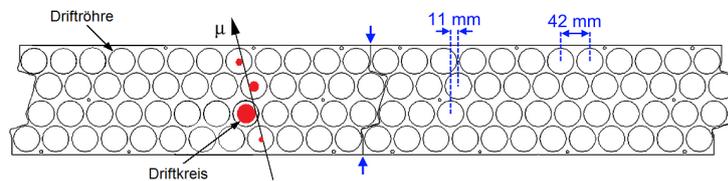


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung zweier Modul-Endplatten im Querschnitt [16]

In Analogie zu den RPCs basiert die Spurrekonstruktion auf der Ionisation einzelner Moleküle und Atome entlang des Weges beim Durchgang eines schweren geladenen Teilchens (Primärionisation). Die dabei entstehenden Ionen und Elektronen driften entlang des radialen Feldes in Richtung Kathode bzw. Anode. Da die Elektronen über eine höhere Beweglichkeit als die Ionen verfügen, gewinnen insbesondere sie in Nähe des Anodendrahtes, des Bereiches mit der höchsten elektrischen Feldstärke ($E(V) \sim 1/r$, r = Abstand zur Drahtmitte), zusätzliche Geschwindigkeit, welches in einer weiteren Ionisation resultiert. Aufgrund der Bildung einer ganzen Vielzahl von Elektron/Ionen-Paaren kommt es zu einem Spannungspuls. Mit Hilfe der Trigger (RPCs), die den Zeitpunkt des Eintreffens des ionisierenden Teilchens festlegen, und durch die steile Flanke des erzeugten Spannungspulses lässt sich somit die Driftzeit bestimmen. Durch die genaue Kenntnis der Driftzeit-Orts-Beziehung, den Kabellaufzeiten und unter Be-

rücksichtigung der Triggerlaufzeiten lässt sich der Abstand der Teilchenspur zum Draht ermitteln und damit ein Kreis, den das Teilchen tangiert haben muss.

Ausgehend von diesen Tangenten wird mit Hilfe einer χ^2 -Minimierung und einem Maximum-Liklyhood-Verfahren versucht, die bestmögliche Gerade zu eruieren. Als beschreibende Parameter der so rekonstruierten Gerade dienen der Winkel φ , der zwischen der Gerade und der x -Achse liegt, und der Abstand d_0 der Geraden zum Koordinatenursprung (Hessesche Normalform):

$$\left(\begin{pmatrix} x \\ z \end{pmatrix} - d_0 \cdot \begin{pmatrix} \sin\varphi \\ -\cos\varphi \end{pmatrix} \right) \cdot \begin{pmatrix} \sin\varphi \\ -\cos\varphi \end{pmatrix} = 0 \quad (3.1)$$

Zu jedem Driftkreispaar können prinzipiell vier Tangenten gefunden werden. D.h., dass beim Vorliegen von n Treffern (Digits) auf der einen Seite und m Treffern auf der anderen Seite $4 \cdot (n \times m)$ Tangenten möglich sind. Die Bildung des Ausdruckes

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^N \left(\frac{(d_{Draht} - d_{Drift}(t_{Drift}))_i}{\sigma_{Drift}^2(t_{Drift})} \right)^2 \quad (3.2)$$

erlaubt es iterativ den bestmöglichen Fit (das Minimum) zu finden (vgl. für diesen Abschnitt [7]). Hierbei bezeichnet die Größe d_{Draht} den Abstand der Tangente zum Draht, d_{Drift} die Driftdistanz, σ_{Drift} die Auflösung in Abhängigkeit vom Drahtabstand und N die Anzahl der Treffer. Die Gleichung kann verwendet werden, da alle Driftzeiten unabhängige Messgrößen sind.

Für jede Tangente wird zudem ein Wahrscheinlichkeitswert, Liklyhood, gebildet, um mögliche Tangenten, die zwar über ein kleines χ^2 verfügen, aber anderweitig unwahrscheinlich sind, auszuschließen:

$$L = \prod_{i=1}^N f(\vec{x}_i, \vec{\Theta}), \quad (3.3)$$

wobei N die Anzahl der Röhren mit den Koordinaten \vec{x}_i ist, durch die die Spur mit dem Parameter $\vec{\Theta}$ verläuft. $f(\vec{x}_i, \vec{\Theta})$ stellt die Dichtefunktion dar, die die Wahrscheinlichkeit, dass ein Rohr tatsächlich zur Spur gehört, wiedergibt. Die bisherige Behandlung des Parameters erfolgt diskret (vgl. [7]). Die Bildung des Quotienten

$$\frac{\chi^2/L}{(N-2)} \quad (3.4)$$

erlaubt es einen Qualitätsfaktor anzugeben. Der Faktor $(N-2)$ soll hierbei Spuren begünstigen, die auf einer Vielzahl von Driftkreisen basieren. Die iterative Minimierung des χ^2 erfolgt auf Basis der Newton-Näherung (vgl. [11]).

Die zentrale Aufgabe des Precision-Trackers besteht in der Ladungs- und Impulsbe-

stimmung. Für die Ladungsbestimmung wurde eine Evidenz von 4σ bei Impulsen von bis zu 25 GeV im Proposal gefordert [1]. Der Algorithmus zur Ladungsbestimmung basiert auf der Bildung der Winkeldifferenzen unter Berücksichtigung der magnetischen Feldpolarität

$$\delta\varphi = \varphi_{i+1} - \varphi_i, \quad (3.5)$$

wobei φ_i den rekonstruierten Winkel vor und φ_{i+1} den Winkel nach dem Magnetarm bezeichnet. Insgesamt verfügt der OPERA-Detektor somit über vier Stationen für die Ladungsbestimmung. Eine jede Messung geht dabei über eine Pseudo-Gewichtung ein [8]:

$$w = \frac{\varphi_{i+1} - \varphi_i}{\sqrt{V_{11\varphi_1} + V_{11\varphi_2}}} \quad (3.6)$$

Hierbei bezeichnet V_{11} die korrespondierenden, quadratischen Winkelabweichungen der kovarianten Matrix.

Die Impulsbestimmung basiert, ähnlich wie die Ladungsbestimmung, auf der Bildung der Winkeldifferenz $p \sim \frac{1}{\delta\varphi}$ und ist Gegenstand von Kapitel 5. Durch Einbeziehung des Energieverlustes durch Ionisation (repräsentiert durch den Faktor (dE/dz)) innerhalb des Magnetarmes mit der Breite l lässt sich dieser nach [7] und [29] als

$$p_i = \frac{l (dE/dz)}{1 - \exp[\delta\varphi_i (dE/dz) / e\bar{B}]} \sqrt{1 + \frac{s_{yz}^2}{1 + s_{xz}^2}} \quad (3.7)$$

darstellen, wobei \bar{B} das effektive magnetische Feld beschreibt. Der Wurzelausdruck berücksichtigt die verschiedenen Projektionsebenen durch Einbeziehung der Spursteigungen s_{yz} und s_{xz} .

3.3 Datenanalyse

3.3.1 Der Tau-Nachweis

Mit einer Lebensdauer von $290,6 \cdot 10^{-15}$ s zerfällt das Tau-Lepton typischerweise innerhalb von $600 \mu\text{m}$, wobei man zwischen elektronischen, myonischen und hadronischen Zerfallskanälen unterscheiden muss:

$$\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e \quad (3.8)$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu \quad (3.9)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau (n\pi^0) \quad (3.10)$$

$$\tau^- \rightarrow h^+ h^- h^- \nu_\tau N \quad (3.11)$$

Die Verzweungsverhältnisse dieser Prozesse liegen bei 17,8%, 17,4%, 48,6% und 15,2%. Erwähnenswert ist, dass bei 83,8% aller Zerfälle ausschließlich ein negativ geladenes

Teilchen auftritt. Bedingt durch die kurze Zerfallslänge des Taus sind zwei unterschiedliche Signalstrukturen in den Emulsionen denkbar. Zerfälle, in denen beide Vertizes in zwei unterschiedlichen, meist aufeinander folgenden, Bleiplatten stattfinden, werden als lange Zerfälle bezeichnet. Der Nachweis erfolgt über den typischen Knick in der Zerfallspur des Taus. Bei kurzen Zerfällen ist zwar ebenfalls die Rekonstruktion des Knick-Winkels möglich, wenngleich die Winkelauflösung schlechter ist, weshalb die Bestimmung des Stoßparameters erfolgt.

Der Zerfall des Taus in ein Elektron ermöglicht einen einfachen Nachweis, bedingt durch die spezielle Brick-Struktur, über die Schauerstruktur dieser Prozesse. Für den myonischen Zerfallskanal ergibt sich eine vereinfachte Vertexrekonstruktion durch die oftmals vereinzelt auftretenden Myonen. Der potentielle Untergrund, induziert durch large angle scattering¹⁷ bei ν_μ -CC-Wechselwirkungen, kann durch Schnitte auf den Knick-Winkel und den transversalen Impuls reduziert werden.

3.3.2 Untergrundereignisse

Bei einer angestrebten Laufzeit von fünf Jahren und einer Erwartung von etwa zehn Tau-Zerfällen wird das OPERA-Experiment als sogenanntes Niedrigratenexperiment klassifiziert. Besondere Bedeutung kommt daher dem Verständnis des Untergrundes zu, dessen wesentliche Bestandteile im Folgenden erläutert werden sollen.

3.3.2.1 Charm-Quark-Produktion

Die Charm-Quark-Produktion bildet mit einer Erwartung von $16,5 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$ die am häufigsten auftretende Untergrundquelle.¹⁸ CC- und NC-Reaktionen von Myon-Neutrinos mit den Bleikernen des Targets können zu Ereignissen führen, die, aufgrund der partizipierenden Charm-Mesonen, über eine ähnliche Zerfallstopologie, wie sie beim Tau-Zerfall auftritt, verfügen (Masse und Lebensdauer sind vergleichbar):

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

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

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

Essentielle Bedeutung kommt infolgedessen der Identifikation des primären Myons (Reaktion 3.12 und 3.13) bzw. des Charm-Mesons (Reaktion 3.14) zu. Insbesondere bei Ereignissen in der Form von 3.12 oder 3.13 ist eine hohe Nachweiseffizienz des Myons und eine sichere Bestimmung des Ladungsvorzeichens von entscheidender Bedeutung. Zur genauen Berechnung des Charmhintergrundes ist eine präzise Kenntnis des Wirkungsquerschnittes nötig. Durch Daten aus dem CHORUS-Experiment und unter

¹⁷large angle scattering (engl.): Fachterminus für die Streuung bei großen Winkeln

¹⁸ N_{CC} bezeichnet die Gesamtzahl der nachgewiesenen ν_μ -CC-Ereignisse.

Berücksichtigung des CNGS-Neutrino-Energiespektrums erhält man nach [1]:

$$\frac{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow c\mu X)}{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu X)} = \frac{\sigma_c}{\sigma_{CC}} = (3,3 \pm 0,5)\%, \quad (3.15)$$

welches den Hauptteil des Charmhintergrundes ausmacht. Beim myonischen Zerfall des Mesons ist die Identifikation des Untergrundes sowohl durch den Nachweis von zwei langen Spuren (des Myons und Anti-Myons), als auch über die Bestimmung der beiden unterschiedlichen Ladungsvorzeichen möglich (beim Tau-Zerfall tritt nur ein negativ geladenes Myon auf).

Die Abschätzung der Wirkungsquerschnitte für die assoziierte Charmproduktion (3.14) liefert (vgl. [1]):

$$\frac{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow c\bar{c}\nu_\mu X)}{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu X)} = \frac{\sigma_{c\bar{c}}}{\sigma_{NC}} \leq 0,12\% \quad (3.16)$$

Der Beitrag der assoziierten Charmproduktion für den Untergrund wird allerdings um eine Größenordnung geringer angenommen, da sich dieser nur manifestiert, wenn eines der beiden Charmpartner nicht gefunden werden kann.

3.3.2.2 Myonstreuung

Die in Myon-Neutrino-Reaktionen entstandenen Myonen können durch Vielfachstreuung in den Bleiplatten zu einem Signal führen, das dem des Tau-Leptons ähnelt. Durch Betrachtung des Transversalimpulses des Myons und durch das Setzen entsprechender Schnitte sind derartige Ereignisse erkennbar. Die Rate dieser Ereignisklasse wird aufgrund von Monte-Carlo-Simulationen mit $5 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$ beziffert, wobei ein Fehler von 50% angenommen wird [30]. Derartige Simulationen basieren auf der Molière-Theorie und gehen für kleine Ablenkwinkel von einer Normalverteilung um den mittleren Streuwinkel Θ_{rms} aus (vgl. auch Kapitel 5). Bei der Simulation großer Winkel wird auf die Rutherford-Formel zurückgegriffen

$$\frac{d\sigma}{\Theta d\Theta} = 2\pi \left(\frac{2Ze^2}{pv} \right)^2 \frac{1}{(\Theta^2 + \chi_\alpha^2)^2}, \quad (3.17)$$

wobei der Faktor χ_α das Screening¹⁹ der Nukleonen durch die Elektronen bei großen Stoß-Parametern berücksichtigt. Bei Formel 3.17 handelt es sich um die Beschreibung von Vielfachstreuung eines spinlosen und punktförmigen Myons mit der Ladung Z .

3.3.2.3 Hadronische Reinteraktion

In Analogie zur Myonstreuung können auch Hadronen aus den CC- und NC-Reaktionen der Myonneutrinos durch Vielfachstreuung zu einem Signal führen, welches als hadronischer Zerfall des Taus fehlinterpretiert werden könnte. Es ist daher wichtig das primäre

¹⁹Screening (engl.): Durchleuchten

Myon zu identifizieren. Gleichzeitig können derartige Ereignisse zum geringen Teil den myonischen Zerfallskanal verschmutzen, wenn das Hadron als Myon fehlinterpretiert wird. Trotz der hohen Myon-Nachweiseffizienz von über 99% wird von einer Kontamination von $5 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$ Ereignissen ausgegangen²⁰.

3.3.2.4 Kontamination des CNGS-Strahls

Eine mögliche Kontamination des CNGS-Strahls mit Myon-Neutrinos führt zu Signalen im Detektor, die prinzipiell nicht von denen der oszillierten Myon-Neutrinos unterschieden werden können. Tau-Neutrinos entstehen im CNGS-Target durch den Zerfall von D_s -Mesonen. Dieser Anteil wird auf etwa $10^{-6} \times N_{CC}$ beziffert. Eine weitere Quelle für den Untergrund bildet die Verunreinigung durch Elektron-Neutrinos. Ein in einer CC -Reaktion entstehendes Elektron kann durch Vielfachstreuung an den Bleiatomen zu einer Signatur ähnlich dem Tau-Zerfall führen. Der erwartete Beitrag zum Untergrund wird in der Größenordnung der Tau-Neutrinos eingeschätzt und ist daher als vernachlässigbar anzunehmen.

3.3.2.5 Neutrale Pionen

In $\nu_\mu - NC$ -Reaktionen können negative Pionen entstehen, die einen Ladungsaustausch durchführen:

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n. \quad (3.18)$$

Das hierbei entstehende, neutrale Pion zerfällt mit ca. 10^{-16} s äußerst schnell in zwei energiereiche Photonen, die wiederum einen elektromagnetischen Schauer auslösen können. Der Winkel zwischen der Spur des π^- und dem Elektron kann hierbei als Tau-Topologie fehlinterpretiert werden. Monte-Carlo-Simulationen beziffern diesen Untergrund auf unter $10^{-6} \times N_{CC}$.

3.3.3 Nachweisempfindlichkeit für $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillationen

Die Anzahl detektierbarer Zerfälle von Tau-Leptonen und der damit einhergehende Nachweis von $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillationen hängt im Wesentlichen von zwei Faktoren ab: Der Targetmasse des OPERA-Detektors und der Strahlintensität des CNGS-Strahls. Die im Folgenden dargestellten Überlegungen gehen von einer Laufzeit des OPERA-Detektors von fünf Jahren bei einer nominellen Strahlenintensität von $4,5 \cdot 10^{19}$ pot/Jahr und einer Targetmasse von 1,28 kt aus. Unter diesen Annahmen erwartet man etwa 26.000 Neutrinoereignisse (CC und NC), die in Tabelle 3.2 dargestellt sind. Die Anzahl der Tau-Neutrino-Ereignisse ist von den Oszillationsparametern abhängig ($\sin^2 2\Theta_{23}$ und Δm_{23}^2). Unter der Annahme maximaler Mischung ($\sin^2 2\Theta = 1$) erwartet man bei einer Differenz der Massenquadrate von $\Delta m_{23}^2 = 1 \cdot 10^{-3}$ eV etwa 20 $\nu_\tau - CC$ -Ereignisse, für den doppelten Wert 80 und für den dreifachen Wert bereits 180 derartige Ereignisse.

²⁰Sofern nicht anders angegeben, wurden die Raten aus dem Proposal [1] entnommen.

Tabelle 3.2: Anzahl der erwarteten Neutrinoereignisse nach fünf Jahren Laufzeit. Als Grundlage dient eine nominelle Strahlintensität von $4,5 \cdot 10^{19} \text{pot/Jahr}$ und eine Targetmasse von 1,28 kt [31].

Ereignis	Anzahl
$\nu_\mu CC$	19572
$\nu_\mu NC$	5880
$\bar{\nu}_\mu CC$	411
$\nu_e CC$	156
$\bar{\nu}_e CC$	13

Tabelle 3.3: Erwartete Anzahl an nachgewiesenen Tau-Zerfällen und Untergrundereignisse für zwei unterschiedliche Δm_{32}^2 [31].

τ^- -Zerfall	$\Delta m_{32}^2 [10^{-3} \text{ eV}^2]$		Untergrund
	2,5	3,0	
$\tau^- \rightarrow \mu^-$	2,9	4,2	0,17
$\tau^- \rightarrow e^-$	3,5	5,0	0,17
$\tau^- \rightarrow h^-$	3,1	4,4	0,24
$\tau^- \rightarrow 3h^-$	0,9	1,3	0,17
Summe:	10,4	15,0	0,76

Die im OPERA-Detektor tatsächlich nachweisbare Ereigniszahl hängt von der Effizienz für den Nachweis des Tau-Leptons ab. Monte-Carlo-Analysen beziffern die Gesamteffizienz auf 9,1%.

Die so getroffenen Abschätzungen müssen in Analogie für den Untergrund getroffen werden. Die geforderte Signifikanz liegt bei 4σ , d.h. die Wahrscheinlichkeit, dass die detektierten Tau-Neutrinos ausschließlich vom Untergrund stammen, beträgt ca. 1/16000. Bei im Mittel einem Untergrundsignal während der gesamten Laufzeit reichen also schon fünf Tau-Signale aus, um von einer signifikanten Entdeckung zu sprechen (vgl. Tabelle 3.3).

3.3.4 Die Beobachtung des ersten Tau-Neutrino-Kandidaten

Die Identifikation einer $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillation erfolgt über die charakteristische Zerfallstopologie des τ^- . Im Juni 2010 gab die OPERA-Kollaboration die Beobachtung eines ersten Tau-Neutrino-Kandidaten bekannt (vgl. [35]). Basierend auf einer Gruppe von 1088 Ereignissen der Jahre 2008-2009 konnten 901 CC -Ereignisse beobachtet werden. Nach der vollständigen kinematischen Analyse und der Anwendung verschiedener, a priori festgelegter Kriterien (vgl. [1]) kann mit einer Signifikanz von $2,3\sigma$ davon ausgegangen werden, dass am 22. August 2009 eine Oszillation in ein Tau-Neutrino stattgefunden hat und es sich nicht um ein Untergrundereignis gehandelt hat. Bei dem in der OPERA-Zählung mit der Nummer 9234119599 versehenen Ereignis handelt es

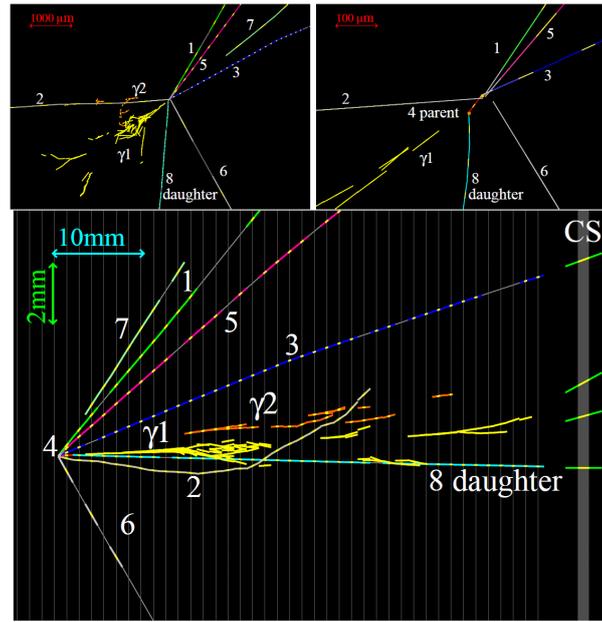
Abbildung 3.8: Darstellung des τ^- -Kandidaten [35].

Tabelle 3.4: Zuordnung der verschiedenen Spuren [35].

Spurnummer	Teilchentyp	Impuls [GeV]
1	Hadron	$0,78^{+0,13}_{-0,10}$
2	p	$0,6 \pm 0,05$
3	Hadron	$1,97^{+0,33}_{-0,25}$
5	Hadron	$1,30^{+0,22}_{-0,16}$
6	Pion	$0,36^{+0,18}_{-0,09}$
7	prompt neutral	$0,49^{+0,29}_{-0,13}$

sich um einen Tau-Zerfall in den hadronischen Kanal ($\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau (n\pi^0)$) ohne Myon. Die primäre Neutrino-Interaktion beinhaltet sieben Spuren am primären Vertex, wobei ein deutlicher Knick in einer der Spuren ersichtlich ist ($\Theta_{Kink} = (41 \pm 2)$ mrad, bei der Forderung $\Theta_{Kink} > 20$ mrad). Die Zuordnung der sieben Spuren (vgl. Abb. 3.8) sowie die kinematische Analyse ist in Tabelle 3.4 aufgeschlüsselt. Das kinematische Selektionskriterium für das sogenannte Tochterteilchen (Spur 8) liegt bei $p_{Tochter} > 2 \text{ GeV}c^{-1}$, welches ebenfalls deutlich überschritten wird. Durch Betrachtung des transversalen Impulses lässt sich ein zur hadronischen Reinteraktion gehörendes Untergrundereignis ausschließen; die Berechnung des fehlenden Transversalimpulses erlaubt das Ausschließen einer NC-Wechselwirkung. Diese und weitere Bedingungen, sowie deren Vergleich mit den analysierten Daten, sind Tabelle 3.5 zu entnehmen. Hierbei wird deutlich, dass das Ereignis alle zuvor festgelegten Kriterien standgehalten hat. Der sekundäre Vertex ist

Tabelle 3.5: Selektionskriterien [35].

Selektionskriterium	ν_τ -Kandidat-Ereignis
$\Theta_{Kink} > 20$ mrad	$\Theta_{Kink} = (41 \pm 2)$ mrad
Zerfall innerhalb von zwei Bleiplatten	$l = (1335 \pm 35)$ μm
$p_{Tochter} > 2$ $\text{GeV}c^{-1}$	$p_{Tochter} > 12_{-3}^{+6}$ $\text{GeV}c^{-1}$
$p_{t, Tochter} > 0,3$ $\text{GeV}c^{-1}$ (bei min. einer γ -Anbindung)	$p_{t, Tochter} = 0,47_{-0,12}^{+0,23}$ $\text{GeV}c^{-1}$
$p_{t, miss} < 1$ $\text{GeV}c^{-1}$	$p_{t, miss} < 0,57_{-0,17}^{+0,32}$ $\text{GeV}c^{-1}$
$\phi > \pi/2$	$\phi = (3,01 \pm 0,03)$ rad

kompatibel mit einem Prozess der Form

$$\tau^- \rightarrow h^- \left(n\pi^0 \right) \nu_\tau \quad (3.19)$$

Als Untergrundprozesse, die in einem ähnlichen Zerfallsprodukt resultieren würden, ist der Zerfall eines einzelnen, geladenen Hadrons mit Charm-Inhalt (durch ν_μ -CC-Interaktionen, wobei das primäre Myon nicht detektiert wurde) und die $c\bar{c}$ -Paarproduktion in NC-Wechselwirkungen (wobei ein Charm-Teilchen nicht identifiziert wurde und das andere hadronisch zerfällt) denkbar. Die Anzahl der erwarteten, hadronischen Reinteraktionen liegt bei 0,011 und die Anzahl der Charm-Ereignisse bei 0,007. Das heißt, dass mit einer Wahrscheinlichkeit von 1,8% das beobachtete Ereignis lediglich vom Untergrund herrührt bzw. dass eine Oszillation beobachtet wurde, die über eine Signifikanz von $2,3\sigma$ verfügt. Berücksichtigt man alle möglichen Untergrundprozesse, gelangt man zu einer Signifikanz von $2,01\sigma$ (4,5% Wahrscheinlichkeit für ein Untergrundereignis), dass OPERA das Auftauchen eines ν_τ detektiert hat. Um allerdings von einer eindeutigen Entdeckung zu sprechen, müssen weitere - im Rahmen der Sensitivität - Kandidaten folgen.

Kapitel 4

Analysemethoden

In den folgenden Abschnitten werden zwei Methoden dargestellt, die es erlauben Konsistenzuntersuchungen bezüglich der Spurrekonstruktion vorzunehmen. Im ersten Teil wird eine als Winkelmethode bezeichnete Prozedur eingeführt. Dafür ist es zunächst notwendig, trigonometrische Überlegungen anzustellen. Im Anschluss erfolgt die Einführung einer Versatzmethode, die es erlaubt, die Driftröhrenparameter φ_2 und $d_{0,2}$ im mittleren Teil eines Spektrometers zu berechnen, ohne auf die Information des Precision-Trackers in diesem Segment zurückzugreifen. Die neuen Parameter werden als φ_{reco} und $d_{0,reco}$ bezeichnet. Abschließend wird ein erster Einblick in die Möglichkeiten beider Methoden als Konsistenzorgan zur Identifikation von problematischen Spuren gegeben. Die konkrete Anwendung, insbesondere im Alignment aber auch die Möglichkeiten für eine Erweiterung innerhalb der Impulsanalyse, ist Gegenstand der nächsten Kapitel.

4.1 Trigonometrische Überlegungen

Zur Bestimmung des Impulses und zur Durchführung von Konsistenzuntersuchungen in der Spurrekonstruktion (z.B. des Alignments) ist es zunächst notwendig, einige einfache, trigonometrische Überlegungen anzustellen. Im vorangehenden Kapitel wurde bereits gezeigt, dass die Teilchenspur, welche von den Driftröhren rekonstruiert wurde, außerhalb des magnetischen Feldes vollständig durch den Winkel φ , der zwischen der Koordinatenachse x und der Teilchenspur liegt, und den Abstand d_0 zum Koordinatenursprung durch die Hessesche Normalform beschrieben werden kann (vgl. Abb. 4.1):

$$\left(\begin{pmatrix} x \\ z \end{pmatrix} - d_0 \begin{pmatrix} \sin\varphi \\ -\cos\varphi \end{pmatrix} \right) \cdot \begin{pmatrix} \sin\varphi \\ -\cos\varphi \end{pmatrix} = 0 \quad (4.1)$$

Beim Eintritt von geladenen Teilchen in das magnetische Feld des Spektrometers vollführen die Teilchen, unter Vernachlässigung des Energieverlustes und von Streuprozessen (*Vielfachstreuung*), eine Kreisbewegung, die mit Hilfe der beiden Tangenten an den

Punkten A und B vollständig charakterisiert werden kann.

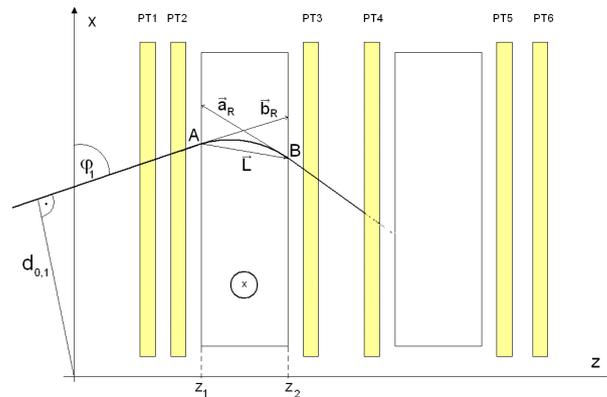


Abbildung 4.1: Spurverlauf für negativ geladene Teilchen. z_1 bezeichnet den Anfangspunkt, z_2 den Endpunkt des Magnetarms. PT: Precision-Tracker. Jeweils zwei PT bilden ein Dublett.

Die in Abb. 4.2 auftretenden Vektoren \mathbf{a} und \mathbf{b} stellen die Verlängerung der Teilchengeraden, die von den Driftröhren nach bzw. vor dem Magnetarm rekonstruiert wurden, dar und bilden beide, als Tangenten des Kreises, den selben Winkel $\alpha = \alpha_1 = \alpha_2$ mit dem Vektor \mathbf{L} , der die Punkte A und B verbindet, aus.

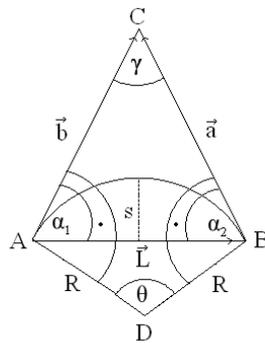


Abbildung 4.2: Detailansicht zur Winkelbestimmung.

Die Berechnung beider Winkel ergibt sich aus der Vektoralgebra (wobei anstelle des Vektors \mathbf{a} bzw. \mathbf{b} ihre Richtungsvektoren \mathbf{a}_R bzw. \mathbf{b}_R , wie sie in Abb. 4.1 definiert wurden, verwendet werden) :

$$\cos(\alpha_1) = \frac{\mathbf{b}_R \cdot \mathbf{L}}{b_R \cdot L}, \quad \cos(\alpha_2) = -\frac{\mathbf{a}_R \cdot \mathbf{L}}{a_R \cdot L} \quad (4.2)$$

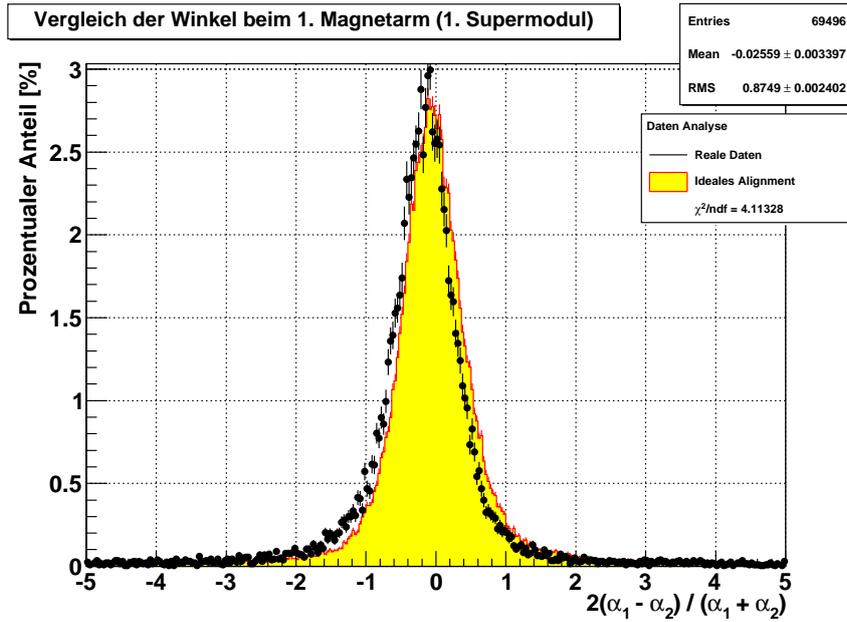


Abbildung 4.3: Relative Abweichung der Winkel α_1 und α_2 für den ersten Magnetarm des ersten Supermoduls. Der gelb unterlegte Datensatz basiert auf Monte-Carlo-Simulationen (*reccnumudisc*), während die realen Daten auf den *On Time Events* der Jahre 2008 bis 2010 basieren. Die Abweichung zwischen den simulierten und realen Daten lässt sich auf ein fehlerhaftes Alignment zurückführen und ist Gegenstand von Kapitel 6.

Die in diesen Gleichungen auftretenden Vektoren sind durch

$$\mathbf{b}_R = \begin{pmatrix} z_2 - z_1 \\ {}^1x(z_2) - {}^1x(z_1) \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

$$\mathbf{a}_R = \begin{pmatrix} z_1 - z_2 \\ {}^2x(z_1) - {}^2x(z_2) \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} z_2 - z_1 \\ {}^2x(z_2) - {}^1x(z_1) \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

gegeben. Hierbei klassifiziert ${}^1x(z)$ die x -Koordinate vor und ${}^2x(z)$ die x -Koordinate hinter dem Magnetarm. z_1 und z_2 sind die Koordinaten des Anfangs- bzw. Endpunktes des Magnetarms.

Unter der Annahme einer Kreisbewegung sollten die beiden Winkel α_1 und α_2 äquivalent sein. Durch Bildung der relativen Abweichung

$$\Delta(\alpha)_{rel} = \frac{\Delta\alpha}{(\alpha_1 + \alpha_2)/2} = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{(\alpha_1 + \alpha_2)/2} \quad (4.6)$$

erlaubt das Verfahren eine Konsistenzüberprüfung beider Spuren vorzunehmen, so dass falsch rekonstruierte Spuren identifiziert werden können. Dieses ist insbesondere für

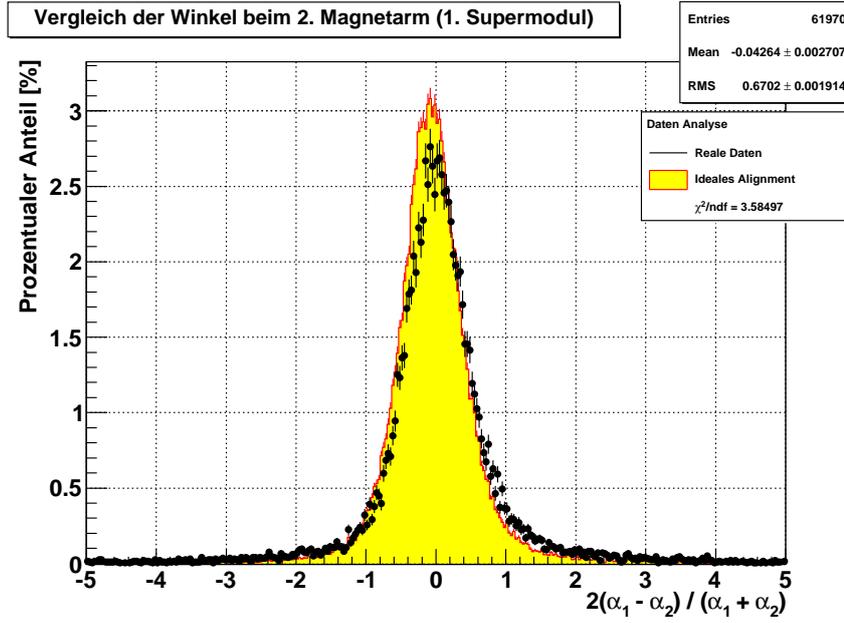


Abbildung 4.4: Relative Abweichung der Winkel α_1 und α_2 für den zweiten Magnetarm des ersten Supermoduls. Der gelb unterlegte Datensatz basiert auf Monte-Carlo-Simulationen (*reconumudisc*), während die realen Daten auf den *On Time Events* der Jahre 2008 bis 2010 basieren. Die Abweichung zwischen den simulierten und realen Daten lässt sich auf ein fehlerhaftes Alignment zurückführen und ist Gegenstand von Kapitel 6.

die Ladungs- und Impulsbestimmung von großer Bedeutung, da so einzelne Ereignisse identifiziert werden können, deren Ladung und Impuls falsch bestimmt wurden. In den Abb. 4.3 und 4.4 sind exemplarisch die Verteilungen der relativen Abweichung beider Winkel für die beiden Magnetarme des ersten Supermoduls dargestellt. Die Verteilung kann durch eine Gaußfunktion beschrieben werden (p_0 : Normierungskonstante, p_1 : Erwartungswert und p_2 : Standardabweichung):

$$f(x) = p_0 \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - p_1}{p_2} \right)^2 \right] \quad (4.7)$$

Als Qualitätsmerkmal des Fits dient das von ROOT¹ ermittelte Verhältnis von χ^2 zur Anzahl der Freiheitsgrade. Für die simulierten Daten liegt dieser Wert bei 39,47/27 für den 1. Magnetarm bzw. bei 46,48/27 für den 2. Magnetarm des 1. Supermoduls.² Da die geladenen Teilchen aufgrund des Energieverlustes keine exakte Kreisbahn beschreiben, kommt es zu einer systematischen Verschiebung der relativen Abweichung zu größeren Werten von α_2 . Diese Verschiebung ist durch den Energieverlust der Teilchen und damit über den Impuls korreliert. Eine qualitative Veranschaulichung dieses Effek-

¹ROOT ist eine am CERN entwickelte, objektorientierte, freie Software, die für die Analysen benutzt wurde.

²Der Wertebereich für den Fit wurde zwischen -0,5 und 0,5 eingeschränkt.

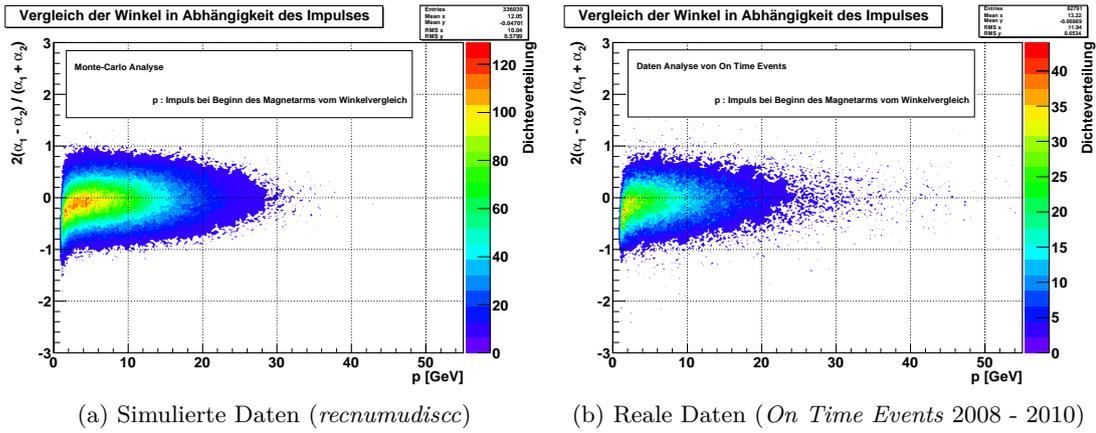


Abbildung 4.5: Winkelvergleich in Abhängigkeit des Impulses. Die Farbkodierung gibt die Anzahl der Ereignissen im gewählten Intervallquadrat wieder, so dass eine Dichteverteilung repräsentiert wird. Die Ausläufer der Verteilung bei kleinen Impulsen zu negativen Werten ist auf den Energieverlust des Teilches zurückzuführen.

tes liefert Abb. 4.5. Für kleine Impulswerte kommt es aufgrund des eher parabolischen Verlaufes der Teilchenbahn, bedingt durch Ionisationsprozesse innerhalb des Eisenmagneten, zu einer systematischen Verschiebung der Verteilung zu negativen Werten. Mit zunehmendem Impuls konvergiert der Mittelwert gegen Null, so dass von einer Äquivalenz beider Winkel α_1 und α_2 ausgegangen werden kann. Dieses ist für Impulswerte ab knapp 10 GeV gewährleistet. Für simulierte Daten mit einem Impuls von 10 bis 15 GeV liegt der Mittelwert der Verteilung bei $-0,019 \pm 0,044$, während er für reale Daten (*On Time Events*) bei $-0,117 \pm 0,008$ liegt.³ Die Abweichung um eine Größenordnung lässt sich auf $0,098 \pm 0,045$ beziffern und könnte somit als Hinweis auf ein fehlerhaftes Alignment gedeutet werden. Im nächsten Kapitel werden, nach Einführung der Versatzmethode, auf Basis von Monte-Carlo-Simulationen die Möglichkeiten beider Methoden genauer untersucht und die beiden Supermodule des OPERA-Detektors in Hinblick auf das Alignment einer Untersuchung unterzogen.

Die Bestimmung von Ladung und Impuls basiert auf der Bildung der Winkeldifferenz $\delta\varphi$ von φ_i und φ_{i+1} , also der genauen Kenntnis beider Spurparameter vor (φ_i) und hinter dem Magnetarm (φ_{i+1}). In einzelnen Fällen kann es sinnvoll sein den Winkel $\Theta \equiv \delta\varphi$ durch die Winkel α_1 oder α_2 zu ersetzen. Augenscheinlich gelten für das Dreieck, das durch die Punkte A, B und C, und das Viereck, das durch die Punkte A,B,C und D gebildet wird, die folgenden Winkelbeziehungen (vgl. Abb. 4.2):

$$2\alpha + \gamma = \pi \quad (4.8)$$

$$\Leftrightarrow \gamma = \pi - 2\alpha \quad (4.9)$$

³Der relativ große Fehler des Mittelwertes für simulierte Daten lässt sich auf die geringe Anzahl von Ereignissen in den gewählten Impulsintervall zurückführen.

$$\Theta + \pi + \gamma = 2\pi \quad (4.10)$$

$$\Leftrightarrow \Theta = \pi - \gamma \quad (4.11)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 4.9 in Gleichung 4.11 folgt:

$$\Theta = \pi - \pi + 2\alpha = 2\alpha, \quad (4.12)$$

welches es erlaubt, den Impuls ($p \sim 1/\delta\varphi$) in Abhängigkeit des Winkels α_1 bzw. α_2 anzugeben ($p \sim 1/(2\alpha)$). Weitere Einzelheiten werden im nächsten Kapitel »Impulsanalyse« dargestellt. Gleichzeitig erlaubt der Übergang zum Impuls eine einfache Art den Energieverlust durch Ionisation zu berücksichtigen sowie den relativen Fehler $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ anzugeben.

Die grundsätzliche Idee des Vergleiches beider Winkel (α_1 und α_2) besteht demzufolge in der Einbeziehung der zweiten Spurvariablen d_0 . Diese geht über die Größe \mathbf{L} in die Rechnung ein, wodurch man zu einer neuen Variablen ($\alpha_1 - \alpha_2$), die orthogonal zu $\delta\varphi$ ist, gelangt.

4.2 Versatzmethode

Rekonstruktion von Teilchenspuren ohne Information des mittleren Driftröhrendoublets innerhalb eines Spektrometers

Die Analyse von Ereignissen hat gezeigt, dass in einigen Fällen zwar eine rekonstruierte Spur vor und hinter dem Supermodul (vor dem ersten bzw. hinter dem zweiten Magnetarm) vorhanden ist, allerdings keine Driftröhreninformation innerhalb des Spektrometers zur Verfügung steht⁴. Mit Hilfe von geometrischen Überlegungen ist eine Rekonstruktion in diesem Segment dennoch möglich. Die als Versatzmethode bezeichnete Prozedur erlaubt eine Konsistenzprüfung bei voller Driftröhreninformation⁵ und liefert somit wichtige Hinweise, um eventuelle Probleme im *Alignment* und damit zusammenhängende Fehler in der Ladungs- und Impulsanalyse aufzuspüren.

Zur (vom zweiten Driftröhrendoublett unabhängigen) Rekonstruktion wird der Umstand ausgenutzt, dass die beiden Magnetarme über eine entgegengesetzte magnetische Polarität verfügen, so dass die Teilchenspur vor dem ersten Magnetarm, dessen Spur durch $^1x(z)$ definiert wird, und nach dem zweiten Magnetarm ($^3x(z)$), bis auf einen Versatz, identisch sind, d.h. über eine äquivalente Steigung verfügen (vgl. Abb. 4.6 und 4.7).⁶ Die Rekonstruktion der fehlenden Geradengleichung

$$^2x_{reco}(z) = m_{2,reco} \cdot z + b_{2,reco} \quad (4.13)$$

$$= \tan\left(\frac{\pi}{2} - \varphi_{reco}\right) \cdot z + \frac{d_{0,reco}}{\cos\left(\frac{\pi}{2} - \varphi_{reco}\right)} \quad (4.14)$$

ergibt sich durch Analyse des geometrischen Verlaufes der Teilchenspur (vgl. Abb. 4.6).

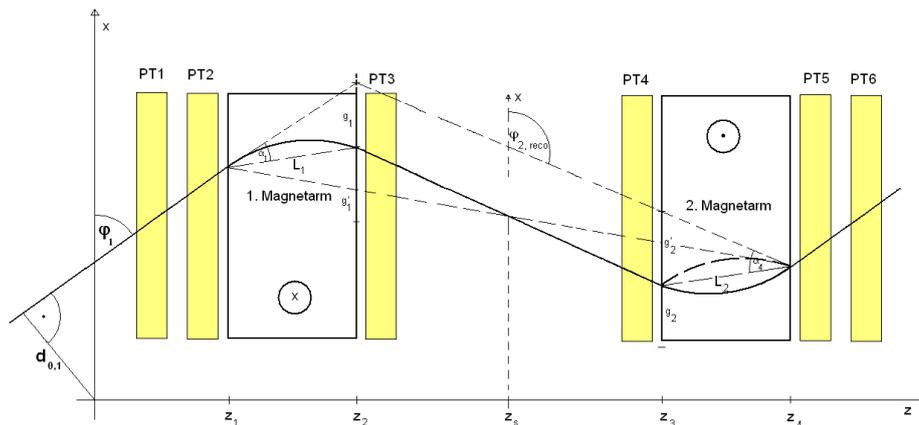


Abbildung 4.6: Versatzmethode. Teilchenverlauf für negativ geladene Teilchen.

⁴Das Verhältnis Information aller Doublets: Information des 1. und 3. Doublets liegt bei ca. 100 : 1,5

⁵D.h. beim Vorliegen aller Spurparameter φ_i und $d_{0,i}$ ($i = 1, 2, 3$) vor, im und nach dem Magneten.

⁶Eine leichte Differenz ergibt sich durch den Energieverlust des Teilchens

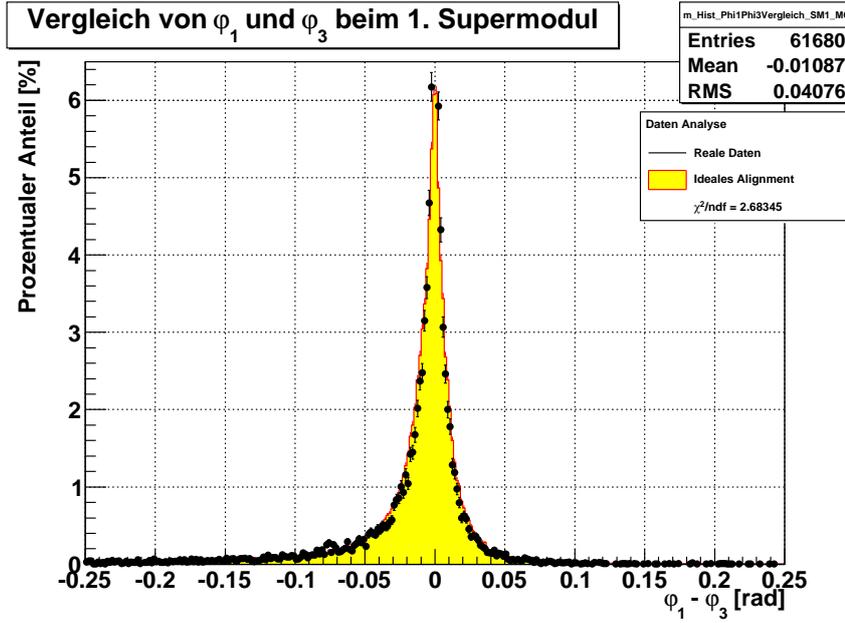


Abbildung 4.7: Vergleich der Steigungen für simulierte Daten (*reco*) und reale Daten (*On Time Events*). Die Winkel φ_1 und φ_3 repräsentieren die Steigung in der Hesseschen Normalform für die Teilchengraden vor dem ersten Magnetarm bzw. hinter dem zweiten Magnetarm. Eine leichte Differenz ergibt sich durch den Energieverlust des Teilchens.

Hierbei wurden die Größen, die sich mit Hilfe der Versatzmethode ergeben, mit *reco* indiziert. Durch lineare Verlängerung der ersten Teilchenspur ($^1x(z)$) zum Punkt $(z_2, ^1x(z_2))$ und anschließender Verbindung zum Punkt $(z_4, ^3x(z_4))$ ergibt sich eine Gerade, die, bei idealisierter Betrachtung für große Krümmungsradien, annähernd parallel zur tatsächlichen Teilchenspur, charakterisiert durch $^2x(z)$, liegt.⁷ Dies ist evident, wenn man bedenkt, dass der Richtungsvektor \mathbf{L}_1 bei beiden Magnetarmen identisch ist. Durch Spiegelung des zweiten Kreissegmentes an \mathbf{L}_2 bildet sich zwischen \mathbf{L}_2 und der Tangente an dem gespiegelten Kreissegment an der Stelle z_4 ein Winkel α_4 aus, der identisch zum Winkel α_1 beim ersten Magnetarm ist und somit einen äquivalenten Höhenunterschied an der Stelle z_2 und der Stelle z_3 zwischen der so konstruierten Geraden und der tatsächlichen Geraden zur Folge hat. Die Rekonstruktion des Winkels φ_{reco} ergibt sich mit Hilfe von Formel 4.14. Zunächst wird die Steigung $^2m_{||}$ der zur tatsächlichen Teilchenspur parallel liegenden Geraden gebildet (vgl. obere gestrichelte Linie in Abb. 4.6):

$$^2m_{||}(z) = \frac{^3x(z_4) - ^1x(z_2)}{z_4 - z_2} \quad (4.15)$$

⁷Es wird vorausgesetzt, dass die Spur orthogonal zur x -Achse verläuft. Die sich daraus ergebene, leichte Ungenauigkeit, kann - wie später gezeigt wird - auf einfache Weise kompensiert werden.

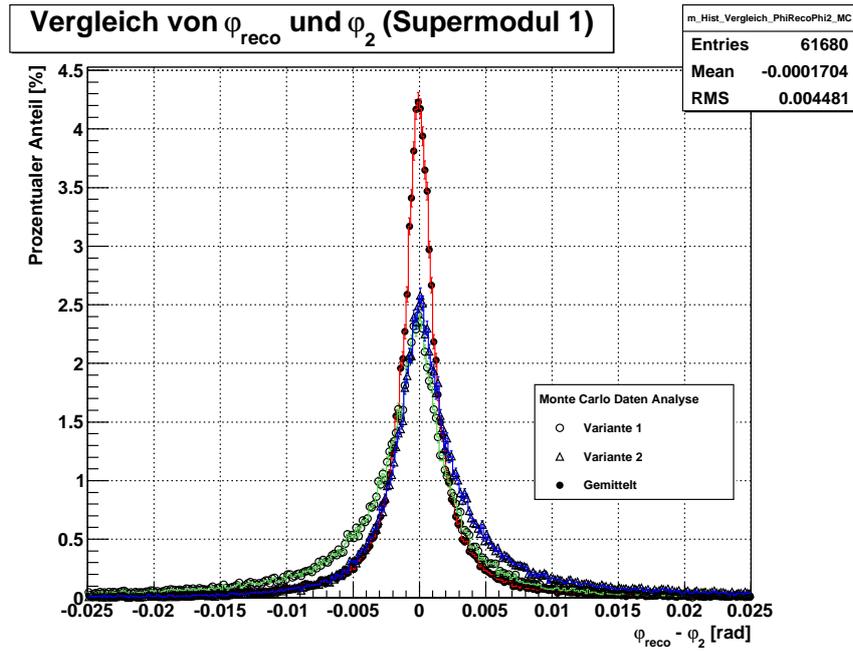


Abbildung 4.8: Rekonstruktion des Winkels $\varphi_{2,reco}$ nach der Versatzmethode und Vergleich der verschiedenen Varianten.

Durch Umstellung der Gleichung

$${}^2m_{||} = \tan\left(\frac{\pi}{2} - \varphi_{reco}\right) \approx m_{2,reco} \quad (4.16)$$

ergibt sich der rekonstruierte Winkel:

$$\varphi_{reco} = -\arctan(m_{2,reco}) + \frac{\pi}{2} \quad (4.17)$$

$$= -\arctan\left(\frac{{}^3x(z_4) - {}^1x(z_2)}{z_4 - z_2}\right) + \frac{\pi}{2}. \quad (4.18)$$

Durch Verbindung der Punkte $(z_1, {}^1x(z_1))$ und $(z_4, {}^3x(z_4))$ kommt es an der Stelle $z_s = \frac{z_2+z_3}{2}$ zum Schneiden mit der tatsächlichen Teilchenspur, so dass hierüber der Schnittpunkt mit der x -Achse berechnet werden kann:

$$b_{2,reco} = x(z_s) - m_{2,reco} \cdot z_s, \quad (4.19)$$

wobei

$$x(z_s) = \frac{{}^1x(z_1) + {}^3x(z_4)}{2} \quad (4.20)$$

ist. Die Kalkulation von $d_{0,reco}$ ergibt sich nach Gleichung 4.14:

$$d_{0,reco} = b_{reco} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{2} - \varphi_{reco}\right) \quad (4.21)$$

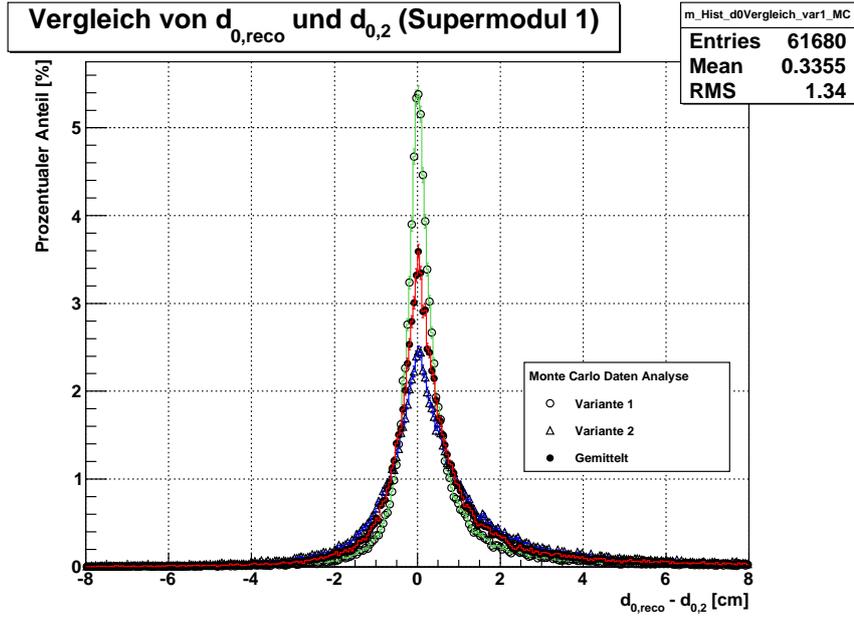


Abbildung 4.9: Rekonstruktion von $d_{0, reco}$ nach der Versatzmethode und Vergleich der verschiedenen Varianten.

Prinzipiell ist es möglich, die Versatzmethode auf zwei Arten anzuwenden. Während die eine Variante von einer Verlängerung der Teilchenspur zum Punkt $(z_2, {}^1x(z_2))$ und einer anschließenden Verbindung zum Punkt $(z_4, {}^3x(z_4))$ ausgeht (vgl. Abb. 4.6), ergibt sich eine zweite Variante durch Verbindung der Punkte $(z_3, {}^3x(z_3))$ und $(z_1, {}^1x(z_1))$. Eine präzisierete Steigung ergibt sich durch Bildung des arithmetischen Mittels beider Varianten:

$$\bar{\varphi}_{reco} = \frac{\varphi_{reco}^{Variante 1} + \varphi_{reco}^{Variante 2}}{2} \quad (4.22)$$

Hierdurch kann die systematische Verschiebung beider Varianten kompensiert werden (vgl. Abb. 4.8), da die Richtungen beider Verschiebungen konträr sind, welches sich aus der Betrachtung des geometrischen Verlaufes ergibt. Das assoziierte $\bar{d}_{0, reco}$ ergibt sich nach Formel 4.21:

$$\bar{d}_{0, reco} = \bar{b}_{2, reco} \cdot \cos\left(\frac{\pi}{2} - \bar{\varphi}_{reco}\right), \quad (4.23)$$

wobei $\bar{b}_{2, reco}$ mit Hilfe der Formeln 4.19 und 4.16 berechnet werden kann.

Durch Anwendung dieser geometrischen Überlegungen gelangt man also zu zwei neuen Parametern, die unabhängig von der Information des mittleren Driftröhrendubletts sind: $\varphi_{reco} = \varphi_{reco}(\varphi_1, d_{0,1}, \varphi_3, d_{0,3})$ und $d_{0, reco} = d_{0, reco}(\varphi_1, d_{0,1}, \varphi_3, d_{0,3})$. Um die Qualität dieser Methoden zu untersuchen, wurden beide Parameter mit denen vom mittleren Driftröhrendublett tatsächlich rekonstruierten Parametern (φ_2 und $d_{0,2}$) verglichen. In den Abb. 4.8 und 4.9 ist dieser Vergleich für simulierte Daten (*recnumudisc*) dargestellt. Hierbei wird deutlich, dass alle Verteilungen um Null ihr Maximum haben. Wird das RMS als Maß für die Auflösung herangezogen, erhält man für die gemittelte Vari-

ante mit $\bar{\varphi}_{reco}$ einen Wert von $(4,481 \pm 0,013)$ mrad. Die systematischen, verstärkten Ausläufer beider Varianten lassen sich auf den Energieverlust des Teilchens zurückführen, der bereits beim Vergleich der Winkel φ_1 und φ_3 zu systematischen Ausläufern der Verteilung geführt hat (vgl. Abb. 4.7). Durch Bildung des arithmetischen Mittels kompensiert sich teilweise die systematische Verschiebung beider Varianten (vgl. 4.8). Diese bleibt jedoch insbesondere beim Vergleich der Parameter $\bar{d}_{0,reco}$ und $d_{0,2}$ erhalten. Der RMS-Wert liegt hier bei $(1,671 \pm 0,004)$ cm. Die Beschreibung beider Verteilungen mit Hilfe einer Gaußfunktion (vgl. Formel 4.7) liefert zunächst keine augenscheinlich gute Beschreibung, da beide Verteilungen über eine breite Streuung verfügen. Im Grunde genommen handelt es sich um eine Überlagerung mehrerer Verteilungen (wie z.B. auch durch *Vielfachstreuung*). Diese Ausläufer sind im Wesentlichen bei niedrigen Impulswerten dominant (vgl. Abb. 4.10a bis 4.10d). Das Anlegen einer Gaußfunktion, die diese Ausläufer weniger stark berücksichtigt als der RMS, ergibt für die Breite der Kurve (σ) Werte für die gemittelten Parameter von $\sigma_{\bar{\varphi}_{reco}} = (1,3 \pm 0,1)$ mrad und $\sigma_{\bar{d}_{0,reco}} = (0,636 \pm 0,003)$ cm. Der Wertebereich für den Fit wurde hierbei zwischen $-0,0025$ bis $0,0025$ rad bzw. $-1,5$ bis $1,5$ cm eingeschränkt.

Abschließend wird eine Betrachtung der Fehler für die beiden Parameter φ_{reco} und $d_{0,reco}$ vorgenommen. Es sei $\mathbf{B} = (b_1, b_2) \in \mathbb{R}^2$, $\mathbf{T} = (t_{ij})_{(ij) \in 2 \times 4}$ mit $t_{ij} \in \mathbb{R}$, $\mathbf{A} = (a_1, a_2, a_3, a_4) \in \mathbb{R}^4$ und $\mathbf{C} = (c_1, c_2, c_3, c_4) \in \mathbb{R}^4$. Für die Fehlerberechnung beider Varianten mit den Parametern φ_{reco} und $d_{0,reco}$ wird von der Form

$$\mathbf{B} = \mathbf{TA} + \mathbf{C} \quad (4.24)$$

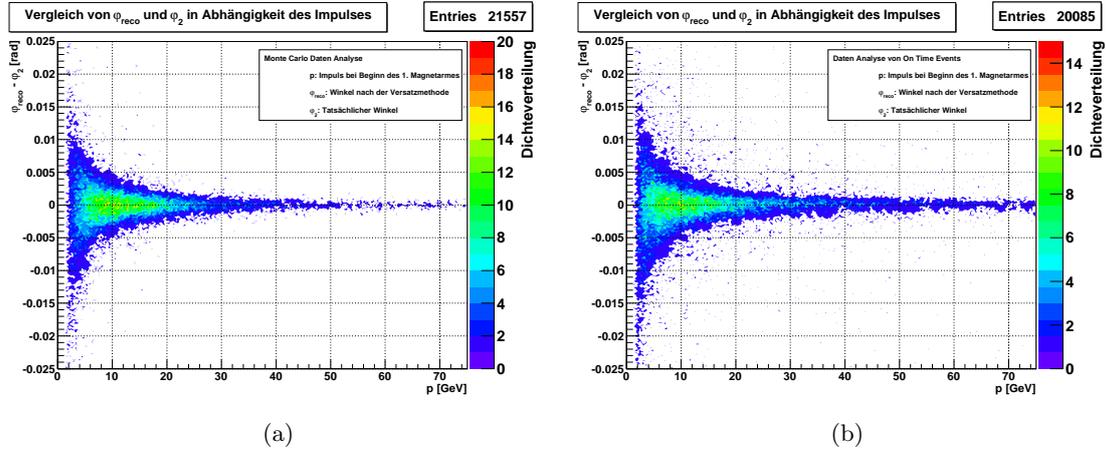
$$\begin{pmatrix} \varphi_{reco} \\ d_{0,reco} \end{pmatrix} = \mathbf{T} \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ d_{0,1} \\ \varphi_3 \\ d_{0,3} \end{pmatrix} + \mathbf{C} \quad (4.25)$$

ausgegangen. \mathbf{B} beschreibt zwei lineare Funktionen, die von r Variablen a_j mit den Koeffizienten t_{ij} , die die Transformation des Parameters \mathbf{A} nach dem Parameter \mathbf{B} verbindet, abhängen. Die Approximation als lineare Funktion ist gerechtfertigt, da die Teilchen in der Regel orthogonal auf die XY -Ebene treffen und der Krümmungsradius groß ist ($i = 1, 3$):

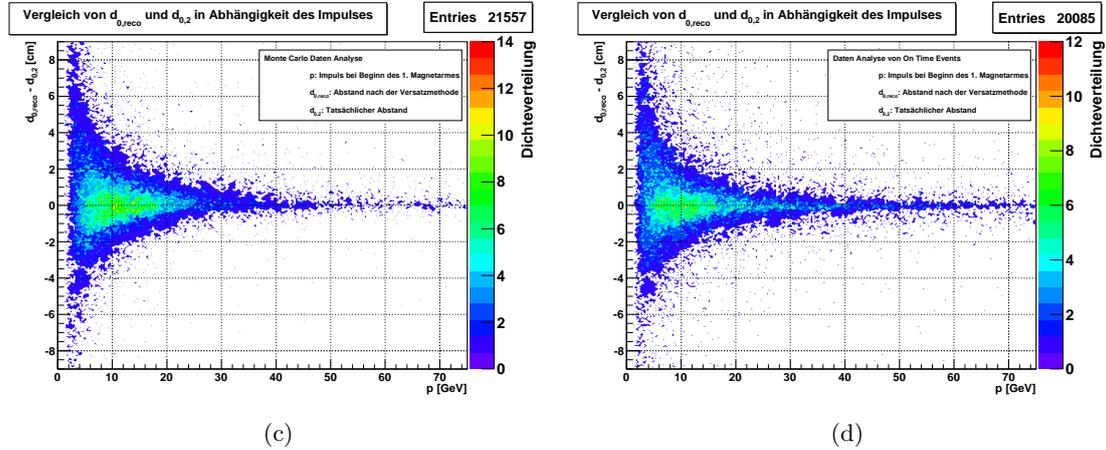
$${}^i x(z) \approx \left(\frac{\pi}{2} - \varphi_i \right) \cdot z + d_{0,i} \quad (4.26)$$

Die Variablen a_j sind die entscheidenden Größen für die Berechnung des Winkels φ_{reco} und des Abstandes $d_{0,reco}$. Für die Transformationsmatrix folgt:

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} \partial b_1 / \partial a_1 & \dots & \partial b_1 / \partial a_4 \\ \partial b_2 / \partial a_1 & \dots & \partial b_2 / \partial a_4 \end{pmatrix} \quad (4.27)$$



Vergleich von φ_{reco} und φ_2 in Abhängigkeit des Impulses für simulierte (*recnumdisc*, 4.10a) und reale Daten (*On Time Events* 2008-2010, 4.10b). Das Binning der Darstellung wurde mit 260×260 äußerst fein gewählt, so dass auch kleinste Anhäufungen von ausreißenden Ereignissen identifizierbar sind, während die zu Grunde liegende Systematik erhalten bleibt. Diese besteht in einer breiten Streuung des Winkelvergleiches für kleine Impulswerte, welches sich direkt auf den Energieverlust der geladenen Teilchen zurückführen lässt. Bei den einzelnen, ausreißenden Ereignissen handelt es sich um falsch rekonstruierte Spuren. Einige so identifizierte Beispiele sind später dargestellt.



Vergleich von $d_{0,reco}$ und d_0 in Abhängigkeit des Impulses für simulierte (*recnumdisc*, 4.10c) und reale Daten (*On Time Events* 2008-2010, 4.10d). In Analogie des Winkelvergleiches von φ_{reco} und φ_2 handelt es sich bei den ausreißenden Ereignissen um fehlerhaft rekonstruierte Spuren. Die breite Streuung bei niederen Impulsen ist auf den Energieverlust zurückzuführen. Dieser führt zu einen systematischen Versatz zu höheren Werten von $d_{0,reco}$.

Abbildung 4.10: Bei allen Abbildungen flossen sowohl die Daten des ersten als auch des zweiten Supermoduls ein.

$$= \begin{pmatrix} -\frac{z_2}{z_4-z_2} & \frac{1}{z_4-z_2} & \frac{z_4}{z_4-z_2} & -\frac{1}{z_4-z_2} \\ -\frac{z_1}{2} - \frac{z_2(z_2+z_3)}{2(z_4-z_2)} & \frac{1}{2} + \frac{z_2+z_3}{2(z_4-z_2)} & -\frac{z_4}{2} + \frac{z_4(z_2+z_3)}{2(z_4-z_2)} & \frac{1}{2} - \frac{z_2+z_3}{2(z_4-z_2)} \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

Für die Fehlerfortpflanzung, d.h. die für die Transformation der Kovarianzmatrix $\mathbf{C}_A = (c_A)_{ij \in 4 \times 4}$ mit $(c_A)_{ij} \in \mathbb{R}$ der Parameter a_j in die Kovarianzmatrix $\mathbf{C}_B = (c_B)_{ij \in 2 \times 2}$ mit $(c_B)_{ij} \in \mathbb{R}$ der Parameter b_i , folgt somit:

$$\mathbf{C}_B = \mathbf{T}\mathbf{C}_A\mathbf{T}^T, \quad (4.29)$$

Geht man davon aus, dass alle Parameter unabhängig sind, gilt:

$$(c_A)_{ij} = \sigma_{ij}^2 \delta_{ij} \quad (4.30)$$

mit $\delta_{ii} = 1$ und $\delta_{ij} = 0$ für $i \neq j$. Hierbei ist $\sigma_{ii}^2 = (\sigma_{\varphi_1}^2, \sigma_{d_{0,1}}^2, \sigma_{\varphi_3}^2, \sigma_{d_{0,3}}^2)$ für $i = 1, 2, 3, 4$. Für eine präzisierete Rechnung, die die Abhängigkeit von φ_i und $d_{0,i}$ berücksichtigt, sind entsprechend die kovarianten Matrizen des Tangentenfits der Driftröhren zu nehmen, so dass

$$C_A = \begin{pmatrix} \text{cov}(\varphi_1, d_{0,1}) & \vdots & 0 \\ \dots & \dots & \dots \\ 0 & \vdots & \text{cov}(\varphi_3, d_{0,3}) \end{pmatrix} \quad (4.31)$$

gilt. Für die Elemente der Kovarianzmatrix von \mathbf{B} ergibt sich somit:

$$(c_B)_{ij} = \sum_{k=1}^4 t_{ik} \left[(c_A)_{kl} \cdot t_{jl} + (c_A)_{k,l+1} \cdot t_{j,l+1} \right] \quad (4.32)$$

mit $l = 1$ für $k \leq 2$ und $l = 3$ für $k > 2$. Hierbei ist:

$$\text{cov}(\varphi_l, d_{0,l}) = \begin{pmatrix} (c_A)_{ll} & (c_A)_{l,l+1} \\ (c_A)_{l+1,l} & (c_A)_{l+1,l+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{\varphi_l}^2 & \sigma_{\varphi_l d_{0,l}}^2 \\ \sigma_{d_{0,l} \varphi_l}^2 & \sigma_{d_{0,l} d_{0,l}}^2 \end{pmatrix}. \quad (4.33)$$

4.3 Konsistenzüberprüfungen in der Spurrekonstruktion

Sowohl die Winkelmethode als auch die Versatzmethode bieten die Möglichkeit, Konsistenzüberprüfungen in der Spurrekonstruktion vorzunehmen. Die Versatzmethode erlaubt durch Vergleich der Winkel φ_2 und φ_{reco} eine Überprüfung der Spurrekonstruktion bei voller Information der Driftröhrendubletts eines Supermoduls, wodurch die Identifikation von problematischen Spuren ermöglicht wird. Die Winkelmethode bietet dieselben Möglichkeiten, ist jedoch nur auf die Information zweier, benachbarter Driftröhrendubletts angewiesen.

Eine visuelle Veranschaulichung kann mit Hilfe des von der OPERA-Kollaboration

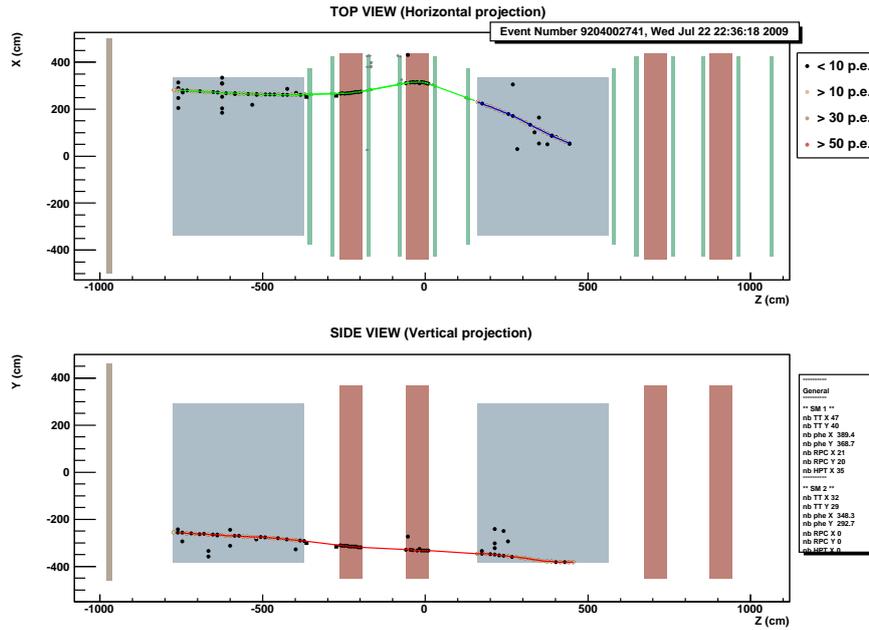


Abbildung 4.11: Beispiel für das Event Display. Grau: Veto. Blau: Target-Bereich. Grün: Precision-Tracker. Rot: Magnetarm

entwickelten *Event Displays*⁸ vorgenommen werden (vgl. Abb. 4.11). Zwei typische Beispiele sind in den Abb. 4.12a und 4.12b dargestellt. Im Folgenden werden die drei Bereiche, in denen sich die Driftröhrendubletts befinden, als Segmente bezeichnet. Im ersten Fall liegt eine deutliche Verkippung der rekonstruierten Teilchenspurschere im mittleren und auch im dritten Segment vor. Da in diesem Dublett eine Vielzahl von Driftröhrenkreise vorliegen, sind also potentiell viele Tangenten denkbar. Man kann also nicht unbedingt von einer falschen Spurrekonstruktion sprechen. Der in diesem Fall beste Fit, der durch Minimierung des χ^2 errechnet wurde, ist lediglich unrealistisch. Vielmehr spielen Streuprozesse eine dominante Rolle, aber auch ein Rauschverhalten der beteiligten Driftröhren erscheint in einigen Fällen nicht unwahrscheinlich. Die wesentliche Diskrepanz dieser Ereignisse liegt nichtsdestoweniger in einer falschen Bestimmung von Ladung und Impuls. Während die tatsächliche Spur bei diesem Beispiel im mittleren Segment über einen Winkel φ_2 von weniger als $\pi/2$ verfügt, wurde ein Winkel von 1,585 rad determiniert. Dies bedeutet, dass sowohl Ladung als auch Impuls in diesem Segment falsch bestimmt wurden, da beide auf der Bildung der Winkeldifferenz $\varphi_2 - \varphi_1 = (1,585 - 1,561) \text{ rad} = +0,024 \text{ rad}$ beruhen. Durch Verwerfen des Winkels φ_2 und Ersetzen durch den nach der Versatzmethode rekonstruierten Winkel $\varphi_{reco} = 1,555 \text{ rad}$ gelangt man zu einer signifikanten Korrektur beider Werte. Während das Myon in diesem Segment zuvor als positiv geladen identifiziert wurde, wird es durch Verwendung von φ_{reco} als negativ geladenes Teilchen identifiziert, welches in Übereinstimmung mit den übrigen Ladungsbestimmungsstationen ist [8].

⁸engl. für Ereignisbildschirm

Tabelle 4.1: μ : Mittelwert, σ : Standardabweichung (Gaußfit). Prozentualer Anteil von Ereignissen bei denen eine Abweichung vom Mittelwert von mehr als 3σ bestimmt wurde. In Klammern wurde die Anzahl der Ereignisse gesetzt. Schnitte: Kalman Impuls größer als 10 GeV. Verwendete Daten: *On Time Events* 2009 (Fassung: r861) und *reccnumudisc* (Monte-Carlo).

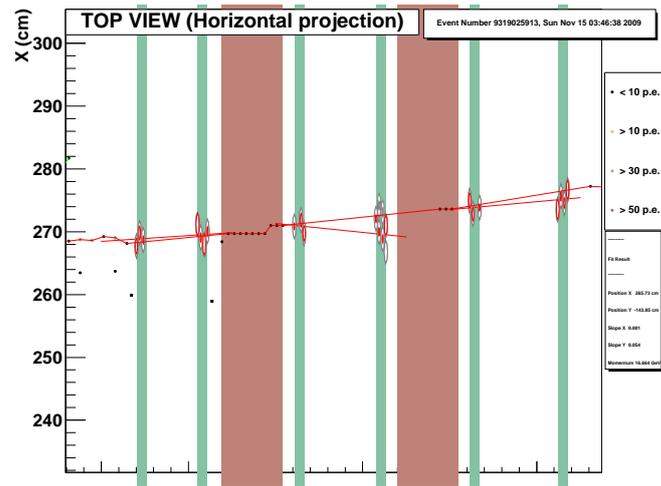
	1. Supermodul		2. Supermodul	
	1. Magnetarm	2. Magnetarm	1. Magnetarm	2. Magnetarm
$\mu \pm 3\sigma$	$-0,153 \pm 3 \cdot 0,513$	$0,116 \pm 3 \cdot 0,521$	$0,076 \pm 3 \cdot 0,554$	$-0,12 \pm 3 \cdot 0,587$
Echte Daten	10,95% (544)	10,63% (540)	15,6% (965)	17,21% (1.152)
$\mu \pm 3\sigma$	$-0,021 \pm 3 \cdot 0,478$	$-0,038 \pm 3 \cdot 0,461$	$-0,035 \pm 3 \cdot 0,484$	$-0,045 \pm 3 \cdot 0,476$
Monte-Carlo	8,7% (4.057)	5,24% (2.419)	9,5% (7.356)	10,79% (7.356)
Differenz	2,48%	5,39%	6,1%	6,42%

Abb. 4.12b zeigt ein weiteres Beispiel, wobei eine deutliche Verkipfung der Teilchengerade im dritten Segment zu erkennen ist.

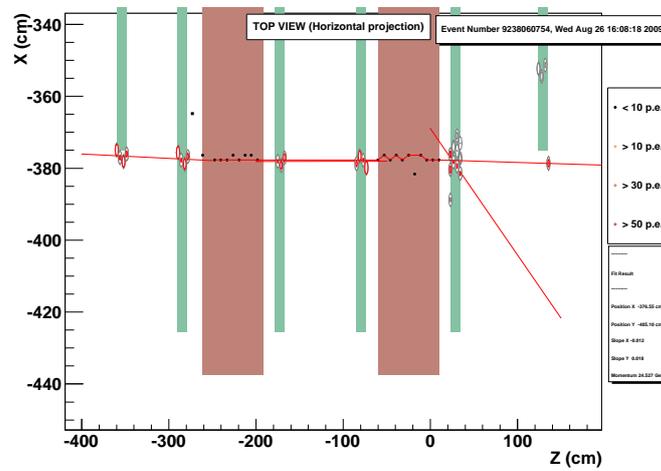
Die Identifikation derartiger Ereignisse ist durch das einfache Setzen von Schnitten leicht möglich und liefert immer genauer zu debattierende Inkonsistenzen in der Spurrekonstruktion. Eine gute Veranschaulichung liefert auch Abb. 4.10b. Die ausreißenden Ereignisse, die durch eine gewählte Unterteilung in viele Intervalle leicht erkennbar sind, können durch das Setzen von Schnitten auf den Impuls und der Winkeldifferenz von φ_{reco} und φ_2 identifiziert werden. Für Impulswerte von mehr als 10 GeV und einer Abweichung von kleiner als $-0,005$ rad konnten 166 Ereignisse beider Supermodule in den *On Time Events* des Jahres 2009 identifiziert werden. Durch Anwendung der Winkelmethode konnte gezeigt werden, dass bei einer Abweichung von mehr als 3σ der Verteilung (vgl. Formel 4.6), ca. 10-17% der Ereignisse an einem Magnetarm problematisch sind (für Impulswerte von mehr als 10 GeV, vgl. Tabelle 4.1).

In den Fällen, in denen eine problematisch rekonstruierte Spur im mittleren Segment und vor (bzw. hinter) dem ersten (zweiten) Magnetarm vorliegt, ist es unter Umständen sinnvoll, nicht das gemittelte φ_{reco} zu benutzen, sondern auf eine der beiden Varianten ($\varphi_{reco}^{Varinate 1}$ oder $\varphi_{reco}^{Varinate 2}$) zurückzugreifen. Dieses ist sinnvoll, wenn die Spur vor oder hinter dem entsprechenden Magnetarm nur verkippt ist. Es wird folgerichtig die Variante gewählt, bei der nur die Position am Magnetarmende bzw. -anfang wichtig ist.⁹

⁹Dies lässt sich leicht an Abb. 4.6 verdeutlichen. Bei der eingezeichneten Variante ist nur der Punkt an der Stelle z_4 entscheidend, während an der Stelle z_1 auch die Steigung der Gerade von Bedeutung ist. Beim Vorliegen einer Verkipfung an der Stelle z_4 würde die Versatzmethode also immer noch richtige Parameter liefern.



(a)



(b)

Abbildung 4.12: Beispiele für problematisch rekonstruierte Ereignisse

Kapitel 5

Impulsanalyse bei OPERA

Gegenstand dieses Kapitels ist die Untersuchung des Impulses, welche einen wichtigen Teil in der kinematischen Analyse von Myonspuren und der damit korrespondierenden Identifikation des Untergrundes bildet. Die Bestimmung des Impulses bei OPERA geschieht zum einen mit Hilfe des Myonspektrometers und zum anderen durch Ausnutzung von Vielfachstreuung in den Emulsionen. Im ersten Abschnitt werden zunächst allgemeine Überlegungen zur Impulsbestimmung getroffen und erläutert, wie die im vorangehenden Abschnitt eingeführten Methoden innerhalb einer Impulsauswertung integriert werden können. Anschließend werden die bisherigen Impulsanalysen qualitativ untersucht und Methoden vorgestellt, die einen Vergleich mit den analysierten Impulsdaten aus den Emulsionen ermöglichen, wobei im Rahmen der geringen Statistik erste Ergebnisse vorgestellt werden.

5.1 Impulsbestimmung mit Hilfe des Spektrometers

Die Impulsdetermination im elektronischen Teil des Detektors erfolgt mit Hilfe zweier Magnetspektrometer, die sich unmittelbar hinter den Target-Bereichen befinden (vgl. Abb. 3.3).

Das Magnetfeld des Spektrometers ist entlang der y -Achse orientiert ($\vec{B} = (0, B_y, 0)$), während die Einfallsrichtung des primären Teilchens etwa entlang der z -Achse liegt, so dass die geladenen Teilchen in der XZ -Ebene abgelenkt werden.

Hierbei stehen die Zentrifugal- und die Lorentzkraft im Gleichgewicht:

$$\frac{mv^2}{R} = qvB_y \quad (5.1)$$

$$\Leftrightarrow R = \frac{p_z}{qB_y}, \quad (5.2)$$

wobei m die Masse, v die Geschwindigkeit, R den Krümmungsradius und q die Ladung des Teilchens darstellen.

Da in der Regel der Krümmungsradius im Vergleich zur Basis L des Krümmungsbogens

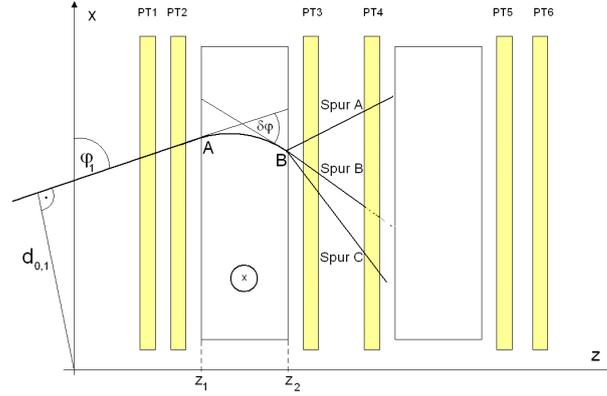


Abbildung 5.1: Beispiele für fehlerhaft rekonstruierte Teilchenspuren: Spur A und Spur C sind beide verkippt und würden somit eine falsche Winkeldifferenz $\delta\varphi$ und damit einen falschen Impuls liefern. Lediglich Spur B würde ein richtiges Ergebnis liefern. Durch Einbeziehung des Winkels α_1 in die Rechnung ist lediglich der richtige Ort am Punkt B entscheidend. In allen drei Fällen würde der Impuls richtig determiniert werden.

sehr groß ist, gilt:

$$\Theta \approx \frac{L}{R}. \quad (5.3)$$

Durch Einsetzen von 5.3 in 5.2 ergibt sich für den Impuls:

$$\begin{aligned} p_{zx} &= qB_y R \\ &= qB_y \frac{L}{\Theta}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Die bisher in der OPERA-Software implementierte Methode zur Bestimmung des Impulses basiert auf der Bildung der Winkeldifferenz $\delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$. Um den Ablenkwinkel $\Theta \equiv \delta\varphi$ zu bestimmen, benötigt man demzufolge die exakten Winkel vor (φ_1) und hinter (φ_2) dem Magnetarm (vgl. Abb. 5.1). Der Nachteil dieser Methode besteht darin, dass bei einer Verkippung einer der beiden Teilchenspuren die Impulsbestimmung fehlerhaft ist. Durch Ausnutzung der in Abschnitt 4.1 eingeführten Beziehung $\Theta = 2\alpha$ erfolgt eine Modifikation von Gleichung 5.4, die in einigen Fällen unabhängig von einer Verkippung der Teilchenspur ist (vgl. Abb. 5.1).¹

Eine zweite Modifikation von Gleichung 5.4 ergibt sich durch Einbeziehung der Versatzmethode, die vollkommen unabhängig von einer Verkippung im mittleren Segment des Detektors ist. Dies ermöglicht die korrekte Bestimmung des Impulses an beiden Magnetarmen, die zuvor fehlerhaft gewesen wäre.

¹Als Veranschaulichung kann auch Abb. 4.12a dienen. Hier fand am Ende des zweiten Magnetarmes ein Streuprozess statt, so dass zwar ein korrekter Ort vorliegt, die Teilchenspur jedoch deutlich verkippt ist. Voraussetzung wäre allerdings auch ein korrektes Vorliegen des Winkels φ_2 .

5.1.1 Berücksichtigung des Energieverlustes

Beim Durchgang von schweren geladenen Teilchen in Materie kommt es zur Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen der Atome. Nach *Bethe* und *Bloch* ist der mittlere Energieverlust durch Ionisation dE pro Weglänge dx durch den Ausdruck

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (5.5)$$

gegeben (vgl. [34]). Die Bedeutung der Variablen in der Gleichung ist im Folgenden aufgelistet:

- z : Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung
- Z, A : Kernladungs- und Massenzahl des Absorbers
- m_e : Elektronenmasse
- r_e : klassischer Elektronenradius
- N_A : Avogadrokonstante ($6,022 \cdot 10^{23} \text{ Mol}^{-1}$)
- I : Ionisationskonstante (Approximation: $I = 16Z^{0,9} \text{ eV}$)
- δ : Dichteeffektparameter

Um eine adäquate Bestimmung des Impulses zu erhalten, gilt es den Energieverlust des Teilchens im Magnetarm zu berücksichtigen. Die im Folgenden dargestellte Berechnung des Impulses (vgl. [7]) geht von relativistischen Myonen aus, d.h. sie erfolgt unter der Annahme, dass $\lim_{v \rightarrow c} v/c \approx 1$ gilt.

Der in Gleichung 5.5 enthaltene Dichteeffektparameter δ berücksichtigt die Abschirmung des ausgedehnten, transversalen elektrischen Feldes einfallender relativistischer Teilchen durch die Ladungsdichte der Atomelektronen, welches den Energieverlust reduziert. Es kommt daher (und aufgrund des logarithmischen Anteils) zu einem annähernd konstanten Verlauf in der dE/dx Kurve des Energieverlustes (auch als *Fermi-Plateau* des Energieverlustes bezeichnet). Für energiereiche Teilchen kann dieser Parameter nach [6]

$$\delta = 2 \cdot \ln \gamma + \zeta \quad (5.6)$$

approximiert werden, wobei ζ eine materialspezifische Konstante ist. Durch Einsetzen von 5.6 in 5.5 und der Ausnutzung logarithmischer Rechenregeln simplifiziert sich der Ausdruck in die folgende Form:

$$-\frac{dE}{dx} = C_1 \left[\ln(\gamma) + \ln \left(\frac{2m_e c^2}{I} \right) - 1 - \frac{\zeta}{2} \right] \quad (5.7)$$

$$= C_1 [\ln(\gamma) + C_2]. \quad (5.8)$$

Mit Hilfe der relativistischen Impulsbeziehung

$$\mathbf{p} = \frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \Leftrightarrow \gamma \approx \frac{p}{m} \quad (5.9)$$

erhält man

$$-\frac{dE}{dx}(p) \approx C_1 [\ln(p) - \ln(m) + C_2], \quad (5.10)$$

wobei in natürliche Einheiten übergegangen wurde ($c = 1$).

Für die Berechnung des Impulses am Anfang des Magnetarmes wird eine infinitesimal kleine Flugstrecke dz betrachtet. Für kleine Ablenkwinkel $d\Theta$ gilt:

$$d\Theta = \frac{dz}{R} \quad (5.11)$$

Unter der Verwendung der Gleichungen

$$p = e\bar{B}R \quad (5.12)$$

und

$$p = p(z) = p_0 - z \frac{dE}{dz} \left[\frac{MeV}{cm} \right], \quad (5.13)$$

wobei das magnetische Feld durch $\bar{B} = B \frac{d}{l}$ (d : magnetisierte Eisendicke), also dem durchschnittlichen Magnetfeld, approximiert wurde, erhält man den folgenden Zusammenhang:

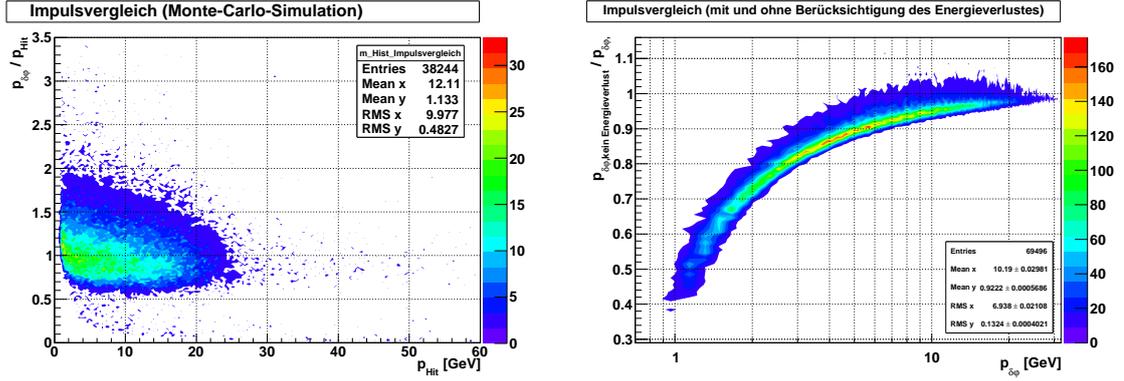
$$d\Theta = \frac{e\bar{B}}{p - z \left(\frac{dE}{dz} \right)} dz \quad (5.14)$$

Hierbei wurde der Energieverlust beim Durchgang durch den Magnetarm als konstant angenommen. Durch Integration über die Gesamtbreite des Magnetarms erhält man schließlich den mit Hilfe der Driftröhren experimentell bestimmten Ablenkwinkel:

$$\delta\varphi = \Theta = \int_0^L \frac{e\bar{B}}{p - z \left(\frac{dE}{dz} \right)} dz \quad (5.15)$$

Ziel der Berechnung des Impulses mit Hilfe des Winkels α_1 oder α_2 war es, unabhängig von der Winkeldifferenz $\delta\varphi$ zu sein. Durch Ausnutzung der Beziehung $\Theta = 2\alpha$ wird die Gleichung derart modifiziert, dass die Energieverlustberechnung zwar prinzipiell identisch zur Berechnung nach der bisher implementierten Energieverlustrechnung ist, jedoch unabhängig vom Winkel eines zweiten Dubletts ist:

$$2\alpha = \int_0^L \frac{e\bar{B}}{p - z \left(\frac{dE}{dz} \right)} dz \quad (5.16)$$



(a) Vergleich des rekonstruierten Impulses ($p_{\delta\varphi}$) mit dem tatsächlichen Impuls (p_{Hit}) in Abhängigkeit von p_{Hit} .
 (b) Vergleich des rekonstruierten Impulses mit und ohne Berücksichtigung des Energieverlustes.
 $p_{\delta\varphi,ohne\ Energieverlust} = (p_{\alpha_1} + p_{\alpha_2}) / 2$

Abbildung 5.2: Berücksichtigung des Energieverlustes für simulierte Daten (*recnumu-disc*).

$$= -\frac{e\bar{B}}{\left(\frac{dE}{dz}\right)} \ln\left(1 - \frac{L(dE/dz)}{p_0}\right) \quad (5.17)$$

Je nach Wahl des Winkels α_i ist die Determination des Impulses z.B. nur vom Winkel φ_1 am Beginn des Magnetarms und der Position am Ende des Magnetarms abhängig. Durch Auflösen von Gleichung 5.17 wird der Impuls determiniert, wobei $\left(\frac{dE}{dz}\right)$ den mittleren Energieverlust nach Formel 5.5 darstellt:

$$p_0 = L \frac{(dE/dz)}{1 - \exp\left[\frac{2\alpha(dE/dz)}{e\bar{B}}\right]} \quad (5.18)$$

Der relative Fehler von p_0 ergibt sich nach Fehlerfortpflanzung [7]:

$$\frac{\Delta p_0}{p_0} = \frac{(dE/dz)}{e\bar{B}} \cdot \frac{\exp\left[\delta\varphi(dE/dz)/e\bar{B}\right]}{1 - \exp\left[\delta\varphi(dE/dz)/e\bar{B}\right]} = \frac{p_0 - L(dE/dz)}{e\bar{B}d} \Delta(2\alpha) \quad (5.19)$$

Der Fehler des Ablenkwinkels $\delta\varphi = 2\alpha$ für einen Magnetarm setzt sich aus den Fehlern der beiden Winkel φ_1 und φ_2 und dem Fehler durch Vielfachstreuung zusammen:

$$\sigma_{\Delta\varphi} = \sqrt{\sigma_{\varphi_1}^2 + \sigma_{\varphi_2}^2 + \left(\frac{0,0136}{p}\right)^2 \frac{d}{X_0}}, \quad (5.20)$$

wobei $d = 0,6$ m die magnetisierte Eisendicke und $X_0 = 0,0176$ m die Strahlungslänge darstellen (der Beitrag der Vielfachstreuung geht von einem geraden Verlauf durch den Magnetarm aus).

In Abb. 5.2 ist exemplarisch für das erste Supermodul ein Vergleich des rekonstruierten Impulses $p_{\delta\varphi}$ mit dem tatsächlichen Impuls (p_{Hit}) am Beginn des Magnetarms darge-

Tabelle 5.1: Beispiele für Impulskodierungen nach Beteiligung der Driftröhren

Kodierung	Supermodul	Beteiligte Driftröhren		
		1.Dublett	2.Dublett	3.Dublett
111000	1	ja	ja	ja
110000	1	ja	ja	nein
11000	1	nein	ja	ja
111	2	ja	ja	ja
110	2	ja	ja	nein
11	2	nein	ja	ja

stellt.

Die Abweichung des tatsächlichen und rekonstruierten Impulses bei kleinen Impulswerten (vgl. Abb. 5.2) lässt sich auf Streuprozesse am Ende des Magnetarmes bzw. am Beginn der folgenden Driftröhre zurückführen. Der Winkeldifferenz $\delta\varphi_{\text{tatsächlich}}$ erhält hierdurch einen zusätzlichen, dominanten Beitrag $\Delta\theta$, so dass $\delta\varphi_{\text{rekonstruiert}} = \delta\varphi_{\text{tatsächlich}} \pm \Delta\theta$ ist. Die relative Änderung des Winkels ist hier ausgeprägter, da $\delta\varphi_{\text{tatsächlich}}$ sehr klein ist. Da für die Impulsbestimmung nur der Betrag des Winkels eingeht, wird der rekonstruierte Impuls als zu groß bestimmt (vgl. Abb. 5.2).

5.1.2 Impulsspezifikationen bei OPERA

Da das OPERA-Experiment aus zwei identischen dipolaren Spektrometern besteht, stehen insgesamt vier Magnetarme zur Impulsdetermination zur Verfügung. Je nach Beteiligung der verschiedenen Driftröhrendubletts, die sich vor und hinter den Magnetarmen befinden, erfolgt eine binäre Kodierung der Impulse. Hierbei steht eine 1 für die Beteiligung eines Driftröhrendubletts und eine 0 für die Nicht-Beteiligung eines Driftröhrendubletts. Unter der Prämisse, dass keine Kodierung mit einer Null anfängt, ergibt sich eine zwei- bis sechsstellige Kodierung, die von hinten zu lesen ist. Tabelle 5.1 schlüsselt die Kodierungen auf.

Durch Implementierung der Versatzmethode ergeben sich die zusätzlichen Kodierungen von 101000 für das erste Supermodul und 101 für das zweite Supermodul, so dass zusätzliche Impulsbestimmungen möglich sind, die zuvor verworfen wurden.

Bei jeder Kodierung erfolgt eine Unterscheidung in Front- und Rückwärtigen-Impuls. Der Front-Impuls gibt den Impuls am Beginn des in Strahlrichtung nächstliegenden Magnetarms an, bei dem die Determination möglich war. D.h. zum Beispiel, dass bei einer Kodierung von 11000 der Front-Impuls den Impuls am Beginn des zweiten Magnetarms vom ersten Supermodul bezeichnet. Der Rückwärtige-Impuls bezeichnet in Analogie den Impuls an der letzten Stelle des Magnetarms, wo eine Determination möglich war. Bei einer Kodierung von 110 repräsentiert der Rückwärtige-Impuls also den Impuls am Ende des ersten Magnetarms vom zweiten Supermodul. Liegt eine vollständige Driftröhreninformation für ein Supermodul vor, wird der Impuls bei Beginn

des zweiten Magnetarmes nicht verworfen, sondern zum Beginn des ersten Magnetarms extrapoliert. Prinzipiell sollten also z.B. die Kodierungen 111000 und 110000 den gleichen Front-Impuls liefern, während sie sich im Rückwärtigen-Impuls unterscheiden. Abb. 5.3 zeigt exemplarisch einen Vergleich des Front-Impulses beider Kodierungen. Der Mittelwert $M = \frac{p_{110000}}{p_{111000}}$ der Verteilung liegt bei 0,992, welches der Erwartung von 1 etwa entspricht.

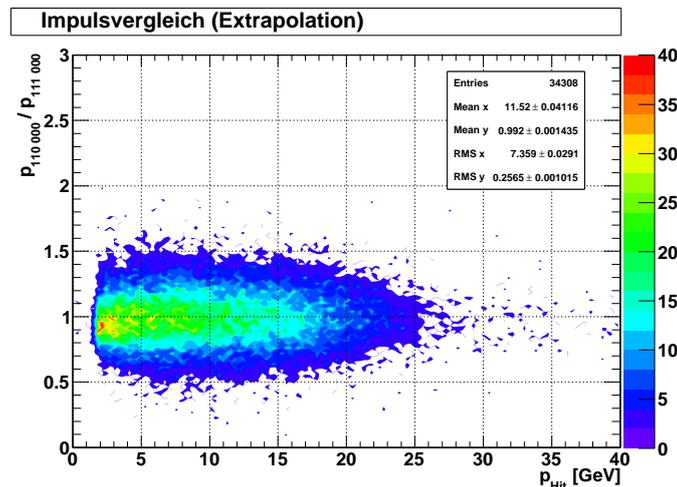


Abbildung 5.3: p_{111000} : Front-Impuls basierend auf der Information von drei Driftröhrendoublets, p_{110000} : Front-Impuls basierend auf der Information von zwei Driftröhrendoublets. Beide Impulse geben den Impuls bei Beginn des 1. Magnetarmes des 1. Supermoduls an.

5.2 Vergleich der Spektrometerdaten mit denen aus den Emulsionen

Beim OPERA-Detektor handelt es sich um einen sogenannten hybriden Detektor, da sowohl passive (Emulsionen) als auch aktive Elemente verwendet werden. Die Auswertung der Daten erfolgt auf Basis zweier unterschiedlicher Softwaresysteme. Zur Verbindung beider Datensätze wurde eine neue Software sowie Analysewerkzeuge entwickelt, dessen Prinzipien im Folgenden dargestellt werden. Der Vergleich beider Impulsanalysen ist Gegenstand des zweiten Abschnitts. Aufgrund der bisherigen kleinen Datenmenge, die im Softwaresystem der Emulsionen zur Verfügung stehen, ist dieser Abschnitt als rudimentäre Darstellung der Analysemethoden anzusehen.

5.2.1 Software

Um die Daten, die durch das Scannen der Emulsionen gewonnen wurden, mit denen aus dem Spektrometer zu vergleichen, war es notwendig eine Reihe von neuen Programmen zu schreiben, da beide Datensätze mit unterschiedlichen Softwaresystemen betrieben werden. Die Auswertung der elektronischen Daten erfolgt über ein Softwarepaket, das

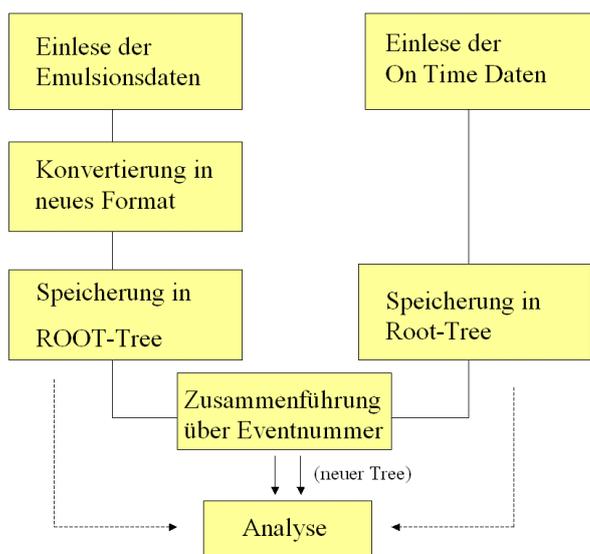


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des Programms zum Zusammenführen der Daten aus den Emulsionen und dem Myon-Spektrometer

als Analysewerkzeug die »DumpDataROOT.cpp« beinhaltet. In dieser Datei können die Daten der verschiedenen, elektronischen Detektorkomponenten Pointer-basierend abgerufen werden (also z.B. Impuls, Impulskodierung, Ladung etc.). Daten, die durch das Scannen der Emulsionen gewonnen wurden, werden mit Hilfe der FEDRA-Software² über eine internetbasierte Datenbank (oracle) analysiert. Zusätzlich stehen die Daten aus den Emulsionen auf der von der OPERA-Kollaboration entwickelten Internetseite zur Verfügung.

Zur Verschmelzung beider Datensätze (vgl. Abb. 5.4) wurde die von ROOT dargebotene Tree-Struktur³ ausgenutzt. Zunächst mussten die Daten aus der Internetdatenbank in ein Format konvertiert werden, so dass ein Einlesen in einen ROOT-Tree erfolgen konnte. Das Einlesen dieser Daten und das kreieren des Trees erfolgte mit Hilfe des Programmes *EMVER*. Nach Starten des Programmes stehen alle relevanten Parameter bereit und können analysiert werden. In Analogie dessen wurden die elektronischen Dateien mit Hilfe der "DumpDataROOT.cpp" in einem zweiten Tree gespeichert.

Das Zusammenführen beider Datensätze erfolgt mit einem dritten Programm, in dem auch die Analyse der Daten geschieht. Die Zuordnung der Ereignisse geschah auf Basis der Ereignisnummer. Zu jedem Ereignis aus den Emulsionen mit einer einzigartigen Ereignisnummer musste also der Partner mit derselben Nummer aus dem elektronischen Datensatz gefunden werden. Um den Rechenaufwand zu reduzieren, wurde auf eine Map zurückgegriffen.

Anschaulich bedeutet dieses, dass jeder Ereignisnummer aus dem elektronischen Datensatz ein Index zugeordnet wird. Anschließend wird der Datensatz aus den Emulsionen

²FEDRA: Framework for Emulsion Data Reconstruction and Analysis

³Tree (engl.): Baum

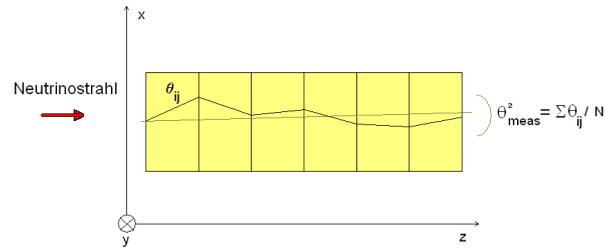


Abbildung 5.5: Schema für Bleizellen eines OPERA-Bricks.

durch iteriert und jede darin enthaltene Ereignisnummer der oben definierten Map als Schlüssel übergeben. Diese liefert als Rückgabewert den Index, wodurch der elektronische Tree gezielt nach dem korrespondierenden Ereignis abgefragt werden kann.

Alle zur Verfügung stehenden Parameter werden anschließend in einem weiteren Tree abgespeichert, welches eine schnelle Analyse der Daten ermöglicht.

Für die weiteren Analysen wurden eine Reihe von Methoden erarbeitet und geschrieben. Hauptaugenmerk wurde hierbei auf die Impulsauswertung, insbesondere den Vergleich zwischen beiden Impulswerten, gelegt. Eine erste Auswertung basiert auf dem Vergleich des Impulses, der vom Kalman-Filter für den Interaktionspunkt im Target errechnet wurde mit dem Impuls, der mit Hilfe von Vielfachstreuung bestimmt wurde. Das Setzen von Schnitten (z.B. auf die Anzahl der genutzten Zellen zur Bestimmung des Impulses) führte zu einer starken Reduktion der für eine adäquate Analyse notwendigen Statistik, weshalb sich auf diesen Vergleich beschränkt wurde, um einen ersten Einblick zu gewinnen. Auf einen direkten Vergleich zwischen den Impulsdaten des Spektrometers und den Emulsionen musste demzufolge verzichtet werden (die dazu angestellten Überlegungen sind jedoch im Anhang zu finden).

5.2.2 Impulsvergleich

In Abschnitt 5.1 wurde bereits dargestellt, wie der Impuls mit Hilfe des Myon-Spektrometers berechnet wird. Die mit diesem Verfahren gewonnen Impulsdaten werden dem Kalman-Filter zur Initialisierung übergeben. Durch Anwendung einer rekursiven Rechenoperation wird der Impuls zum Interaktionspunkt extrapoliert (vgl. Anhang).

Die Bestimmung des Impulses in den Emulsion Cloud Chambers geschieht durch Ausnutzung der im Brick stattfindenden Vielfachstreuung. Durch Messung des Spurlwinkels (vgl. [3]) erlaubt dieses Verfahren die Impulsbestimmung geladener Teilchen von einigen MeV bis wenigen GeV [4]. Entscheidend für die Impulsmessung ist, dass mehrere, relative Winkelmessungen vorliegen, d.h. es wurden die gemessene Winkeldifferenzen von zwei Emulsionsfilmen, die durch Blei separiert sind, in Relation gesetzt. Mit dem Winkel Θ_i^{PE} der Basisspur (für jeweils jede Projektionsebene $PE = XZ$ und YZ , vgl. Abb. 5.5) des i -ten Emulsionsfilms mit $i \in \{1, 2, \dots, 57\}$ folgt für den Streuwinkel, nach Durchquerung von k Zellen, $\Theta_{ik} = \Theta_{i+k} - \Theta_i$.

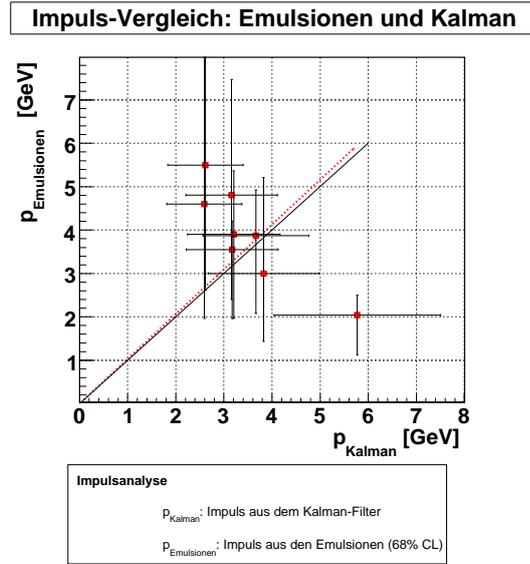


Abbildung 5.6: Vergleich der Impulsdaten aus dem Myon-Spektrometer, die mit Hilfe des Kalman-Filters berechnet wurden, und den Emulsionen. Idealerweise sollten die Punkte auf einer Geraden mit der Steigung 1 liegen (schwarze Linie). Der Geradenfit (rot gestrichelt) durch den Ursprung ergab eine Steigung von $m = 1,032 \pm 0,302$. Aufgrund der bis dato nicht funktionierenden Kovarianzmatrix des Kalman-Filters wurde dieser Fehler konservativ mit 30% angenommen.

Die beschreibende Funktion ist nach [6] durch

$$\Theta_0 = \frac{13,6}{pc\beta} \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0} \cdot \left(1 + 0,038 \ln \left(\frac{x}{X_0}\right)\right)} \quad (5.21)$$

gegeben und ist in Näherung um Null gaußverteilt. Die Streuung wird von Blei dominiert, dessen Strahlungslänge um eine Größenordnung kleiner ist als die der restlichen Komponenten. Für die Analyse ist das durchdringende Material vor und nach der Messung entscheidend, so dass $X_0 \approx 5,6$ mm angenommen wird [4]. Durch Einführung der Anzahl von durchquerten Zellen N_{cell} und durch Modifikation von 5.21 ergibt sich nach [4]:

$$\Theta_0 = \frac{14,64}{pc\beta} \cdot \sqrt{\frac{N_{\text{cell}}}{5,6} \cdot \left(1 + 0,038 \ln \left(\frac{N_{\text{cell}}}{5,6}\right)\right)}. \quad (5.22)$$

Der gemessene RMS-Wert⁴ kann als

$$\Theta_{\text{meas}}^2 = \Theta_0^2 + \delta\Theta^2 \quad (5.23)$$

dargestellt werden, wobei Θ_0 das Quadrat des erwarteten RMS-Wertes der Winkel-funktion ist und $\delta\Theta^2$ ein zusätzlicher Term ist, der sich aus der Winkelauflösung der Basisspur ergibt. Der durchschnittlich gemessene RMS-Wert für eine Zelle mit der Tiefe

⁴engl. Root Mean Squared

N_{cell} ist durch

$$\langle \Theta_{meas}^2 \rangle_k = \sum_i \Theta_{ik}^2 / N_{meas} \quad (5.24)$$

gegeben, wobei N_{meas} die Anzahl der Streuwinkelmessungen darstellt (für weitere Details vgl. [4]). Der mit Hilfe dieses Verfahrens bestimmte Impuls im Brick (dem Interaktionspunkt) wurde mit dem Impuls des Kalman-Filters in Relation gesetzt (vgl. Abb. 5.6). Da die Bestimmung des Impulses mit Hilfe von Vielfachstreuung ein statistisches Verfahren darstellt, wurde sich auf myonische Ereignisse mit einem Impuls von weniger als 6 GeV, die mindestens zehn Zellen⁵ durchquert haben, beschränkt. Idealerweise sollten die beiden Impulse äquivalent sein $p_{Emulsion} \approx p_{Kalman}$, also auf einer Geraden mit der Steigung 1 liegen, wenn beide Impulse auf je einer Achse aufgetragen werden. Durch das Anlegen einer Geraden durch den Ursprung konnte eine Steigung von $m = 1,03 \pm 0,3$ konstatiert werden. Die Abweichung liegt zwar lediglich bei ca. 3%; durch die Betrachtung des Fehlers wird jedoch deutlich, dass eine relativ starke Streuung vorhanden ist. Die meisten Werte sind über der Geraden positioniert, werden allerdings durch einen Ausreißer bei $p_{Kalman} \approx 5,8$ GeV kompensiert. Die Angabe einer Auflösung ist aufgrund der geringen Statistik (acht Ereignisse) nicht sinnvoll.⁶

⁵Da ein offset-Verfahren angewandt wird, stehen tatsächlich mehr als zehn Winkelmessungen zur Verfügung (vgl. [4])

⁶Im Anhang sind einige weitere erarbeitete Methoden zur Extrapolation des Impulses dargelegt, die aufgrund der geringen Statistik jedoch nicht verwendet werden konnten.

Kapitel 6

Alignmentuntersuchungen

6.1 Grundlagen des Alignments

Grundlage für die Analyse von Ladung und Impuls bilden die Daten, die mit Hilfe des Precision-Trackers gewonnen werden. Dieser besteht aus zwölf Wänden von jeweils $8\text{ m} \times 8\text{ m} \times 0,2\text{ m}$ und beinhaltet vier Driftröhrenlagen. Um eine notwendige Spurauflösung von $600\ \mu\text{m}$ zu erreichen, ist die genaue Ausrichtung der Driftröhrendrähte entscheidend [37]. Dieses wird zunächst durch eine sorgfältige Montage und durch eine möglichst präzise Ausrichtung der Driftröhrenwände mit Hilfe eines Theodoliten erreicht. Aufgrund von möglichen Verformungen und zur Verbesserung der Genauigkeit wird in einem zweiten Schritt, während der Rekonstruktion der Daten, die Ausrichtung (Alignment) mit Hilfe der Software weiter korrigiert. Die bestimmten Korrekturwerte werden anschließend dem Unterprogramm *Alignment* von *OpRec* übergeben. Für die folgenden Betrachtungen wird von der Position der Precision-Tracker-Wand ausgegangen; eventuelle Fehler innerhalb der Wand werden also vernachlässigt und müssen gesondert betrachtet werden. Prinzipiell können die Wände in Richtung einer Achse verschoben bzw. um einen Winkel verkippt sein (vgl. Abb. 6.1).

In der Spurrekonstruktion wird üblicherweise zwischen einem lokalen Koordinatensystem (einer Detektorkomponente wie z.B. einer Precision-Tracker-Wand) und einem globalen Detektorsystem unterschieden. Das lokale System wird unter Berücksichtigung der geometrischen Form über die Koordinaten (w, u, v) definiert, wobei der Ursprung in die Mitte der Detektorkomponente gelegt wird. Die globalen Koordinaten sind durch (x, y, z) gegeben. Die Transformation vom globalen Koordinatensystem ins lokale Koordinatensystem ist durch die Form (vgl. im Folgenden [17])

$$\mathbf{q} = \mathbf{R} (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \tag{6.1}$$

gegeben, wobei $\mathbf{r} = (x, y, z)$, $\mathbf{q} = (u, v, w)$, \mathbf{R} die Rotation und $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ die Position des Detektorzentrums in den globalen Koordinaten repräsentiert. Zu Beginn des Experimentes werden die Rotation \mathbf{R} und die Position \mathbf{r}_0 beim Aufbau bestimmt

und durch Messungen korrigiert, d.h. für die neue Transformation gilt:

$$\mathbf{R} \rightarrow \Delta\mathbf{R}\mathbf{R} \quad (6.2)$$

$$\mathbf{r}_0 \rightarrow \mathbf{r}_0 + \Delta\mathbf{r} \quad (6.3)$$

Die Matrix für die Alignmentkorrektur wird nach einer Drehmatrix der Form

$$\Delta\mathbf{R} = \mathbf{R}_\gamma\mathbf{R}_\beta\mathbf{R}_\alpha \quad (6.4)$$

durchgeführt. Die Rotation erfolgt also nacheinander um die u -, der (neuen) v - und der (neuen) w -Achse. Es gilt:

$$R_\alpha = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\alpha_x & \sin\alpha_x \\ 0 & -\sin\alpha_x & \cos\alpha_x \end{pmatrix}, \quad R_\beta = \begin{pmatrix} \cos\alpha_y & 0 & -\sin\alpha_y \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\alpha_y & 0 & \cos\alpha_y \end{pmatrix} \quad (6.5)$$

$$R_\gamma = \begin{pmatrix} \cos\alpha_z & \sin\alpha_z & 0 \\ -\sin\alpha_z & \cos\alpha_z & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (6.6)$$

Von besonderer Bedeutung ist die u -Koordinate, während die anderen Koordinaten nur eine untergeordnete (w -Koordinate) bzw. keine Rolle (v -Koordinate) spielen. Für die Positionskorrektur $\Delta\mathbf{r}$ gilt entsprechend:

$$\Delta\mathbf{q} = \Delta\mathbf{R}\mathbf{R}\Delta\mathbf{r}, \quad (6.7)$$

mit $\Delta\mathbf{q} = (\Delta u, \Delta v, \Delta w)$. Unter Verwendung der Formeln 6.1-6.7 erhalten wir für die korrigierte (c) Transformation von den globalen in die lokalen Koordinaten:

$$q^c = \Delta\mathbf{R}\mathbf{R}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) - \Delta\mathbf{q} \quad (6.8)$$

Ziel der Alignmentkorrektur ist es also die Korrekturfaktoren $\Delta\mathbf{R}$ und $\Delta\mathbf{r}$ möglichst genau zu bestimmen. Bei kleinen Rotationswinkeln $\Delta\alpha$, $\Delta\beta$ und $\Delta\gamma$ kann die Matrix $\mathbf{R}_\gamma\mathbf{R}_\beta\mathbf{R}_\alpha$ auf die folgende Weise approximiert werden:

$$\mathbf{R}_\gamma\mathbf{R}_\beta\mathbf{R}_\alpha = \begin{pmatrix} 1 & \Delta\gamma & -\Delta\beta \\ -\Delta\gamma & 1 & \Delta\alpha \\ \Delta\beta & -\Delta\alpha & 1 \end{pmatrix} \quad (6.9)$$

Die bisherige Alignmentkorrektur bei OPERA basiert auf der Verwendung von Daten, bei denen das magnetische Feld ausgeschaltet wurde. Durch Betrachtung aller von den Driftröhren rekonstruierten Spuren, die eine Gerade bilden sollten, lassen sich dann Rückschlüsse auf das Alignment ziehen.

Bei der auf Spuren basierten Alignierung geht man von den ein- oder mehrdimensio-

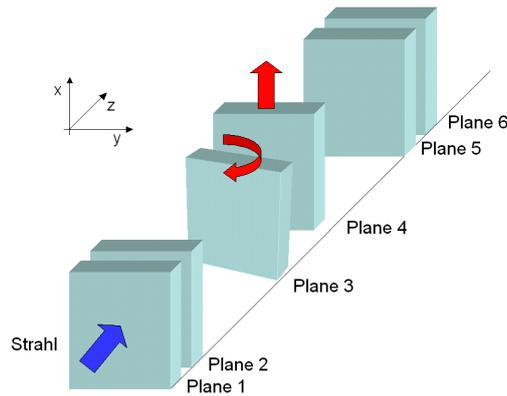


Abbildung 6.1: Beispiel für ein falsches Alignment. Zwischen der 2. (4.) und 3. (5.) Plane befindet sich der Magnetarm (nicht eingezeichnet).

nalen Residuen ϵ_{ij} aus. Diese repräsentieren die Differenz in den nach Simulationen vorhergesagten Positionen i und den tatsächlichen Positionen j , wobei die Detektorgeometrie vor der Alignierung verwendet wird. Durch Minimierung des χ^2 -Ausdruckes lässt sich demzufolge das Alignment korrigieren:

$$\chi^2(p, q) = \sum_j \epsilon_{ij}^T(p, q_j) V_{ij}^{-1} \epsilon_{ij}(p, q_j) \quad (6.10)$$

Hierbei stellt p den Alignment-Parameter, q den Spurparameter und V_{ij} die kovariante Matrix einer jeden Messung dar. Anschaulich bedeutet dies, dass z.B. die Referenzspur einer Driftröhrenwand PT_n in die darauf folgende Wand PT_{n+1} extrapoliert wird und mit der tatsächlichen Messung in dieser zweiten Driftröhrenwand verglichen wird. Durch Rotation und Verschiebung der zweiten Wand wird dann versucht, iterativ eine möglichst gute Übereinstimmung zu finden (mit dem kleinsten χ^2). Die Korrelation zwischen diesen Größen ist hierbei durch die oben eingeführte affine Transformation gegeben (vgl. Formel 6.7). Diese Methode funktioniert problemlos für die Alignierung zweier benachbarter Driftröhrenwände bei OPERA, die zueinander assoziiert sind, also ein Dublett bilden. Problematisch wird die Extrapolation der Spur durch den Magnetarm hindurch, wenn das Magnetfeld eingeschaltet ist. Bisherige Alignmentuntersuchungen wurden daher ausschließlich bei ausgeschaltetem Magneten durchgeführt, welches jedoch zu einer geringen Statistik führt und zur Problematik, dass eine temperaturbedingte Verformung des OPERA-Detektors bei eingeschaltetem Magnetfeld vermutet wird. Die Einführung der Winkelmethode mit dem Vergleich der Winkel α_1 und α_2 erlaubt es, Alignmentkorrekturen bei eingeschaltetem Magnetfeld vorzunehmen. Im Abschnitt 4.1 wurde gezeigt, dass unter der Annahme einer Kreisbewegung die beiden Winkel α_1 und α_2 identisch sein sollten. Die Differenz, die sich durch den Energieverlust der Teilchen im Magnetarm ergibt, kann ab Impulswerten von ca. 10 GeV vernachlässigt werden (vgl. Abb. 4.5).

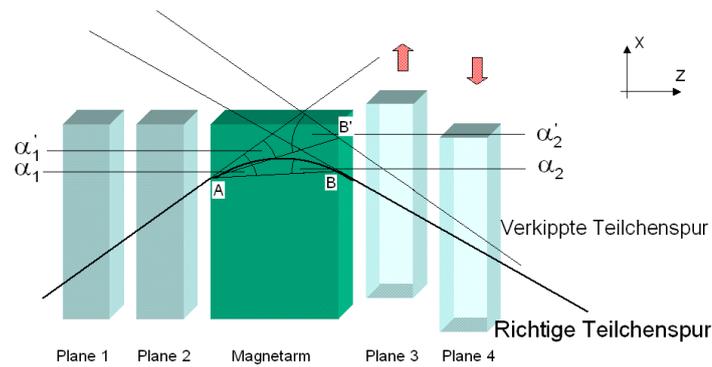


Abbildung 6.2: Beispiel für ein fehlerhaftes Alignment durch Verkipfung der Teilchenspur

Im Folgenden wird am Beispiel einer Verkipfung bzw. Verschiebung des zweiten Driftröhrendubletts die Auswirkungen eines fehlerhaften Alignments diskutiert (vgl. Abb. 6.2). Beim Vorliegen einer Verkipfung wird die Teilchenspur, die sich am Magnetarmende eigentlich am Punkt B befindet, als im Punkt B' befindlich rekonstruiert. Die Folge ist, dass der Winkel α_1 als zu klein und der Winkel α_2 als zu groß bestimmt wird. Die gegenläufige Verschiebung beider zum Dublett gehörenden Wände bedingt eine Quasi-Rotation.

Als zweite Untersuchungsmethode dient die Versatzmethode, die es erlaubt Spuren mit den Parametern φ_{reco} und $d_{0,reco}$ zwischen den beiden Magnetarmen ohne Information des mittleren Driftröhrendubletts zu rekonstruieren. Durch den Vergleich der vom mittleren Driftröhrendublett rekonstruierten Parametern φ_2 und $d_{0,2}$ kann demzufolge eine möglicherweise falsche Ausrichtung der Driftröhrenwände identifiziert werden. Zunächst wird auf Basis von Monte-Carlo-Simulationen ein Einblick in die Möglichkeiten beider Methoden geben.

6.2 Alignmentuntersuchungen mit simulierten Daten

6.2.1 Alignmentuntersuchungen mit geringer Statistik und $p = 20$ GeV

Um die Auswirkungen eines fehlerhaften Alignments auf die Spurrekonstruktion zu untersuchen, wurde eine Monte-Carlo-Simulation generiert, welche die CC-Interaktion eines Tau-Neutrinos im Blei-Target beschreibt. Das Alignment wurde anschließend während der Rekonstruktion der Spuren manipuliert. Zum einen wurde die 3. und 4. Driftröhrenwand des 1. Supermoduls parallel um die Winkel $0,2$ mrad bis 25 mrad rotiert und zum anderen wurden die beiden Driftröhrenwände jeweils um $100 \mu\text{m}$ bis 5 mm bezüglich der x-Achse gegeneinander verschoben.¹ Der Anfangsimpuls des für die Spur-

¹Für das 2. Supermodul wurde in entgegengesetzter Richtung rotiert bzw. verschoben

Tabelle 6.1: Ideale Werte für das Alignment

Alignment-Werte	Supermodul 1		Supermodul 2	
	Plane 3	Plane 4	Plane 3	Plane 4
x [cm]	407,25	407,25	407,25	407,25
y [cm]	412,85	412,85	412,85	412,85
z [cm]	91,8115	185,446	1026	1119,63
α_{yz} [rad]	0	0	0	0
α_{zx} [rad]	0	0	0	0
α_{xy} [rad]	0	0	0	0

bestimmung maßgeblichen Myons lag bei einem ersten Datensatz mit geringer Statistik (ca. 1.000 Ereignisse) bei 20 GeV. In Tabelle 6.1 sind die Referenzwerte für ein ideales Alignment dargestellt, während Tabelle 6.2a eine Übersicht über die manipulierten Werte des Alignments gibt. Für eine realistische Betrachtung einer Verkippung oder Rotation mag erwähnenswert sein, dass auch die Rekonstruktion und damit auch eine Korrektur des Alignments auf Basis von Driftröhreningletts möglich ist. Die prinzipielle Vorgehensweise bleibt jedoch erhalten, erweitert sich allerdings um einige Zwischenschritte.

Für die Überprüfung nach der Winkelmethode wurde die relative Abweichung

$$\Delta(\alpha)_{rel} = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{(\alpha_1 + \alpha_2)/2} \quad (6.11)$$

des perfekt alignierten Datensatzes mit dem im Alignment manipulierten Datensatz in Relation gesetzt. Bei der Versatzmethode dienten die $\varphi_{reco} - \varphi_2$ bzw. $d_{0,reco} - d_{0,2}$ Verteilungen als Grundlage des Vergleiches. Um eine erste Sensitivitätsabschätzung des Winkelvergleiches und der Versatzmethode zu untersuchen, wurden die idealisierten und manipulierten Verteilungen mit einer Gaußfunktion approximiert (vgl. Tabelle 6.2b und 6.2c). Als Vergleichskriterium diente hierbei die Abweichung A beider Mittelwerte (engl. Mean):

$$A = \mu_{ideal} - \mu_{real}, \quad (6.12)$$

mit

$$\varepsilon_A = \sqrt{\varepsilon_{ideal}^2 + \varepsilon_{real}^2}, \quad (6.13)$$

wobei μ_{ideal} den Mittelwert der idealen Verteilung und μ_{real} den Mittelwert der manipulierten (also der potentiell realistischen) Verteilung beschreibt. Die assoziierten Fehler der Mittelwerte werden als ε_{ideal} bzw. ε_{real} bezeichnet. Der Nachweis eines fehlerhaften Alignments wird als erbracht definiert, wenn die Abweichung beider Mittelwerte ungleich Null ist und nicht innerhalb des Fehlers Null sein könnte. Vorwegnehmend sei darauf hingewiesen, dass die hiermit erreichten Sensitivitätsgrenzen (also die Grenze dessen, bei dem ein fehlerhaftes Alignment nachgewiesen werden kann) stark von der

Tabelle 6.2: Manipulationen der Alignmentwerte und Resultate des Winkelvergleiches und der Versatzmethode

(a) Werte für ein manipuliertes Alignment

Manipulation	Alignment-Wert	Supermodul 1		Supermodul 2	
		Plane 3	Plane 4	Plane 3	Plane 4
0,02 mrad	α_{zx} [rad]	0,0002	0,0002	-0,0002	-0,0002
1 mrad	α_{zx} [rad]	0,001	0,001	-0,001	-0,001
5 mrad	α_{zx} [rad]	0,005	0,005	-0,005	-0,005
25 mrad	α_{zx} [rad]	0,025	0,025	-0,025	-0,025
100 μm ($\uparrow\downarrow$)	x [cm]	407,26	407,24	407,24	407,26
200 μm ($\uparrow\downarrow$)	x [cm]	407,27	407,23	407,23	407,27
1 mm ($\uparrow\downarrow$)	x [cm]	407,35	407,15	407,15	407,35
5 mm ($\uparrow\downarrow$)	x [cm]	407,75	406,75	406,75	407,75
100 μm ($\uparrow\uparrow$)	x [cm]	407,26	407,26	407,24	407,24
200 μm ($\uparrow\uparrow$)	x [cm]	407,27	407,27	407,23	407,23
1 mm ($\uparrow\uparrow$)	x [cm]	407,35	407,35	407,15	407,15
5 mm ($\uparrow\uparrow$)	x [cm]	407,75	407,75	406,75	406,75

(b) Mittelwerte μ_{ideal} (keine Manipulation) und μ_{real} (verschiedene Manipulationen) für einen Datensatz mit geringer Statistik (ca. 1.000 Ereignisse) und mit einem Anfangsimpuls von $p = 20$ GeV. Der Mittelwert wurde durch das Anlegen einer Gaußfunktion ermittelt. R: parallele Rotation, V: gegenteilige Verschiebung. Grundlage bildete der Winkelvergleich.

Manipulation	Mittelwert μ (1. Magnetarm)	Mittelwert μ (2. Magnetarm)
keine	$-0,0306 \pm 0,0556$	$0,0143 \pm 0,0509$
0,2 mrad (R)	$-0,0346 \pm 0,0163$	$0,0134 \pm 0,0154$
1 mrad (R)	$-0,0472 \pm 0,016$	$-0,0112 \pm 0,0166$
5 mrad (R)	$-0,1451 \pm 0,0225$	$-0,195 \pm 0,023$
25 mrad (R)	$-0,4898 \pm 0,1023$	$0,2650 \pm 0,0899$
100 μm (V)	$0,0390 \pm 0,0161$	$-0,0559 \pm 0,0161$
200 μm (V)	$0,1068 \pm 0,0172$	$-0,1369 \pm 0,0165$
1 mm (V)	$0,7950 \pm 0,0237$	$-0,7684 \pm 0,0205$
5 mm (V)	$3,9389 \pm 0,2038$	$-4,4230 \pm 0,2045$

(c) Mittelwerte μ_{ideal} (keine Manipulation) und μ_{real} (verschiedene Manipulationen) für einen Datensatz mit geringer Statistik (ca. 1.000 Ereignisse) und mit einem Anfangsimpuls von $p = 20$ GeV. Der Mittelwert wurde durch das Anlegen einer Gaußfunktion ermittelt. R: parallele Rotation, V: gegenteilige Verschiebung. Grundlage bildete die Versatzmethode.

Verteilung	$\varphi_{reco} - \varphi_2$	$d_{0,reco} - d_{0,2}$
Manipulation	Mittelwert μ [rad]	Mittelwert μ [cm]
keine	$0,000018 \pm 0,000108$	$0,031276 \pm 0,046866$
0,2 mrad (R)	$0,000010 \pm 0,000033$	$0,035273 \pm 0,014266$
1 mrad (R)	$-0,000022 \pm 0,000034$	$0,045815 \pm 0,014211$
5 mrad (R)	$-0,000107 \pm 0,000035$	$0,106485 \pm 0,014601$
25 mrad (R)	$-0,003173 \pm 0,000457$	$0,106485 \pm 0,014601$
100 μm (V)	$-0,000161 \pm 0,000035$	$0,054748 \pm 0,014343$
200 μm (V)	$-0,000407 \pm 0,000033$	$0,074578 \pm 0,014388$
1 mm (V)	$-0,002039 \pm 0,000034$	$0,278908 \pm 0,014529$
5 mm (V)	$-0,010318 \pm 0,000047$	$1,056160 \pm 0,029077$

Statistik abhängen.

Für Datensätze mit den so definierten Parametern (20 GeV Impuls und ca. 1.000 Ereignisse) konnte für den Winkelvergleich eine Sensitivität von 5 mrad konstatiert werden. Die Abweichung für den ersten Magnetarm lag bei $A_1^{5\text{mrad}} = 0,12 \pm 0,06$ und beim zweiten Magnetarm bei $A_2^{5\text{mrad}} = 0,21 \pm 0,05$. Die Sensitivitätsgrenze für eine gegenteilige Verschiebung der Driftröhrenwände ergab Werte von $A_1^{100\mu\text{m}} = -0,07 \pm 0,06$ und $A_2^{100\mu\text{m}} = 0,07 \pm 0,05$.

Für die Versatzmethode wurden Ereignisse ausgewählt, die durch das gesamte erste Spektrometer hindurchgegangen sind. Infolge der vollen Driftröhreninformation war es möglich, die nach der Versatzmethode rekonstruierten Parameter φ_{reco} und $d_{0,reco}$ mit den vom zweiten Driftröhrendublett tatsächlich rekonstruierten Parametern φ_2 und $d_{0,2}$ in Relation zu setzen. Aufgrund der in der Monte-Carlo-Simulation perfekt alignierten Driftröhrenwände des ersten und dritten Driftröhrendubletts (die wichtig für die nach der Versatzmethode rekonstruierten Parameter sind) lassen sich somit direkt Rückschlüsse auf ein fehlerhaftes Alignment des zweiten Driftröhrendubletts ziehen. Die sich daraus resultierenden Grenzen konnten mit 5 mrad und 100 μm bei Betrachtung des φ_{reco} - Parameters determiniert werden. Die Abweichungen lagen hierbei bei $A_{\varphi_{reco}}^{5\text{mrad}} = (1,25 \pm 1,14) \cdot 10^{-4}$ rad und $A_{\varphi_{reco}}^{100\mu\text{m}} = (1,78 \pm 1,14) \cdot 10^{-4}$ rad. Der Parameter d_0 scheint für die Sensitivität bei einer Rotation ähnlich zu sein ($A_{d_0,reco}^{5\text{mrad}} = (-0,075 \pm 0,049)$ cm), während für eine gegenteilige Verschiebung eine Sensitivität in der Größenordnung von ca. 200 μm konstatiert werden konnte ($A_{d_0,reco}^{200\mu\text{m}} = (-0,043 \pm 0,049)$ cm).

Die Grenze zum Nachweis eines fehlerhaften Alignments für Datensätze mit geringer Statistik (ca. 1.000 Ereignisse) mit einem Impuls von ca. 20 GeV liegt demzufolge bei etwa 5 mrad beim Vorliegen einer Rotation bzw. bei 100 μm beim Vorliegen einer gegenteiligen Verschiebung.

6.2.2 Alignmentuntersuchungen in Abhängigkeit des Impulses mit großer Statistik

6.2.2.1 Winkelmethode

Infolge einer zweiten Simulationsreihe wurden die Myonspuren einer CC-induzierten Interaktion eines Tau-Neutrinos im Blei-Target des ersten Supermoduls in Hinblick auf das Alignment untersucht. Die Impulsverteilung wurde zwischen 0 und 100 GeV gleichverteilt generiert. Insgesamt wurden 60 Datensätze mit je 5.000 Ereignissen simuliert, digitalisiert und anschließend für jede Manipulation rekonstruiert und analysiert. In Analogie zur vorangehenden Untersuchungsreihe bestand die Manipulation in einer Rotation von 0,2 mrad bis 25 mrad und einer gegenteiligen Verschiebung von jeweils 100 μm bis 5 mm. Zusätzlich wurde die Reihe um drei weitere Manipulationen, bestehend aus gleichgerichteten Verschiebungen von 100 μm bis 1 mm, erweitert (vgl. Tabelle

6.2a). Hierbei wurde untersucht, inwieweit der Impuls hilft, ein fehlerhaftes Alignment zu identifizieren. In erster Linie wurde das Hauptaugenmerk auf die Differenz zwischen den Mittelwerten der idealen und der manipulierten Version in Abhängigkeit des Impulses gelegt. In den Abb. 6.3a bis 6.4b sind die Resultate für den Winkelvergleich dieser Testreihe dargestellt. Aus den Abb. 6.3a bis 6.3g und 6.4b bis 6.4f folgen eine Reihe von Evidenzen, die im Folgenden kurz zusammenfassend gefasst werden:

1. Die Abweichung der Mittelwerte ist mit steigendem Impuls ausgeprägter. Die Korrelation ist derart, dass von $A \sim p$ ausgegangen werden kann (bei einer vorliegenden Rotation ist dieses lediglich für kleine Manipulationen gewährleistet).
2. Es ergeben sich in einigen Fällen leichte Differenzen zwischen den Magnetarmen (insbesondere bei der Rotation, vgl. Abb. 6.3a - 6.3d), während vornehmlich bei der Verschiebung beider Wände in die gleiche Richtung eine hohe Überdeckung vorhanden ist (vgl. Abb. 6.3h und 6.4b).
3. Die Mittelwerte der Verteilungen erscheinen nur verschoben, die Breite der Kurven (σ) ändert sich nicht signifikant (vgl. Abb. 6.4c - 6.4f). Die Ausnahme bildet Abb. 6.4d.

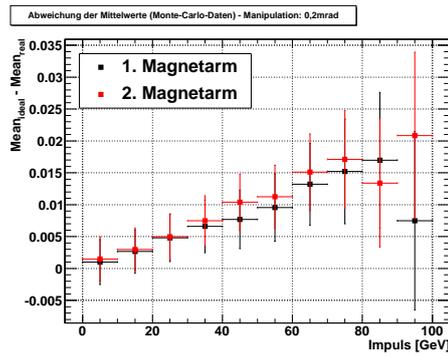
Durch das Anlegen einer Gerade mit der Steigung m_i (mit $i = 1, 2$ für den i . Magnetarm) lassen sich die Abweichungen zwischen den Magnetarmen genauer quantifizieren (vgl. Tabelle 6.3).

Tabelle 6.3: Fit-Werte für eine Gerade

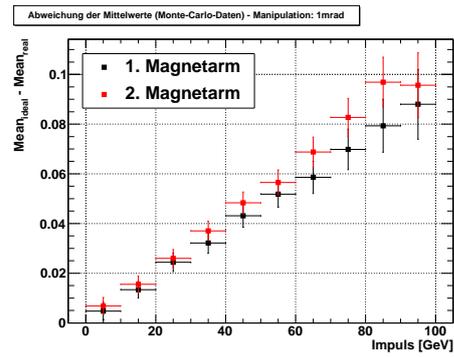
Abkürzungen: m_1 : Steigung am 1. Magnetarm, m_2 : Steigung am 2. Magnetarm, »↑↑« gleichgerichtete und »↑↓« gegenteilige Verschiebung der 3. und 4. Plane (bzgl. der x-Achse). Die Zuordnung der Manipulationen ist in Tabelle 6.2a zu finden.

Manipulation	Steigung m_1 [GeV^{-1}]	Steigung m_2 [GeV^{-1}]	rel. Fehler
0, 2 mrad	$(1, 807 \pm 0, 396) \cdot 10^{-4}$	$(2, 132 \pm 0, 373) \cdot 10^{-4}$	-16,5%
1 mrad	$(9, 326 \pm 0, 396) \cdot 10^{-4}$	$(10, 645 \pm 0, 374) \cdot 10^{-4}$	-13,21%
5 mrad	$(46, 012 \pm 0, 409) \cdot 10^{-4}$	$(52, 503 \pm 0, 388) \cdot 10^{-4}$	-13,18%
25 mrad	$(232, 277 \pm 0, 769) \cdot 10^{-4}$	$(241, 945 \pm 0, 833) \cdot 10^{-4}$	-4,08%
100 μm (↑↓)	$(-3, 719 \pm 0, 041) \cdot 10^{-3}$	$(3, 759 \pm 0, 038) \cdot 10^{-3}$	-1,07%
200 μm (↑↓)	$(-7, 428 \pm 0, 041) \cdot 10^{-3}$	$(7, 50 \pm 0, 038) \cdot 10^{-3}$	-0,96%
1 mm (↑↓)	$(-36, 56 \pm 0, 054) \cdot 10^{-3}$	$(37, 027 \pm 0, 051) \cdot 10^{-3}$	-1,27%
100 μm (↑↑)	$(-1, 727 \pm 0, 04) \cdot 10^{-3}$	$(-1, 736 \pm 0, 037) \cdot 10^{-3}$	-0,52%
200 μm (↑↑)	$(-3, 464 \pm 0, 04) \cdot 10^{-3}$	$(-3, 473 \pm 0, 038) \cdot 10^{-3}$	-0,26%
1 mm (↑↑)	$(-17, 345 \pm 0, 04) \cdot 10^{-3}$	$(-17, 458 \pm 0, 04) \cdot 10^{-3}$	-0,65%

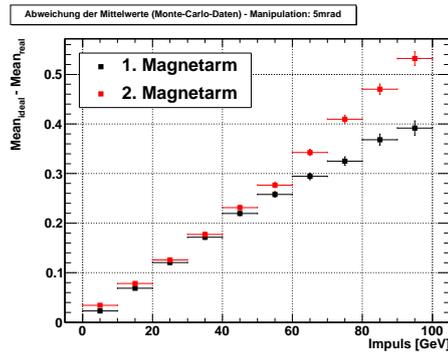
Um die Abweichungen zu beurteilen, wurde der durch die Beträge modifizierte relative



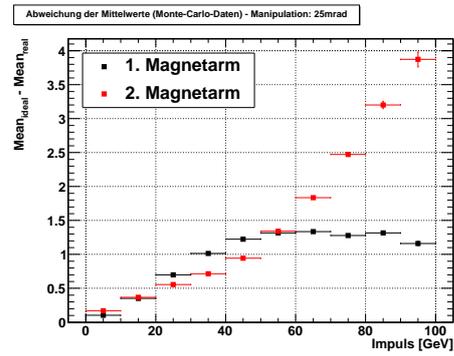
(a) 0,2 mrad



(b) 1 mrad



(c) 5 mrad



(d) 25 mrad

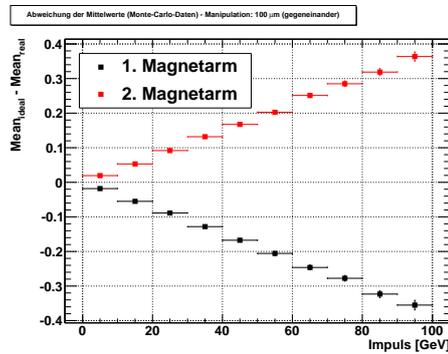
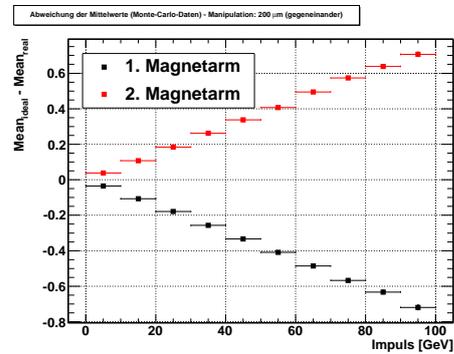
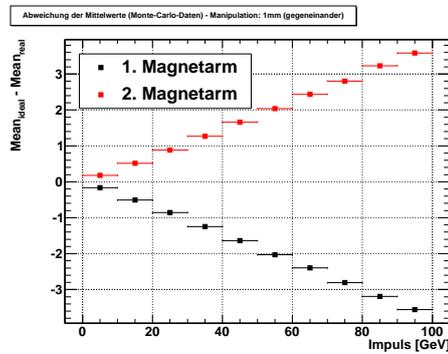
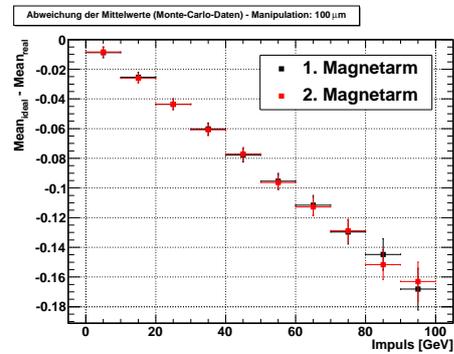
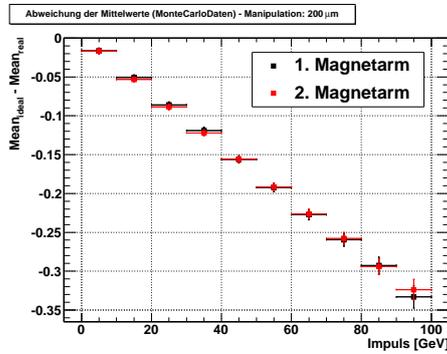
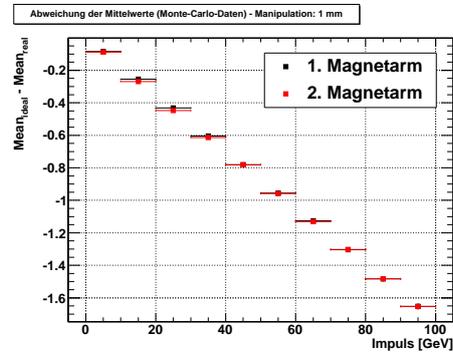
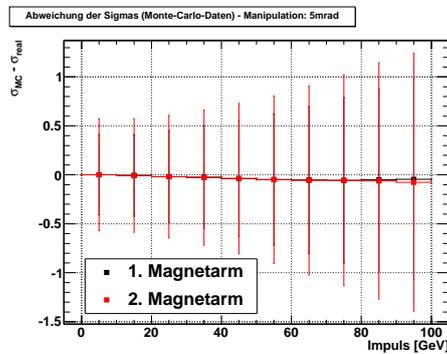
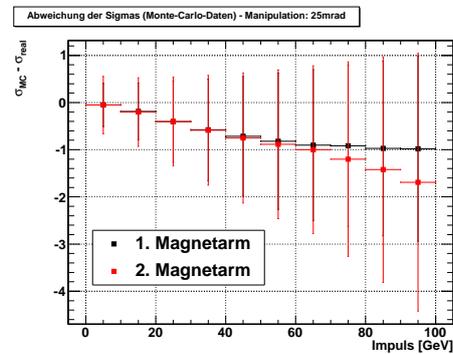
(e) 100 μm ($\uparrow\downarrow$)(f) 200 μm ($\uparrow\downarrow$)(g) 1 mm ($\uparrow\downarrow$)(h) 100 μm ($\uparrow\uparrow$)

Abbildung 6.3: Abweichung der Mittelwerte in Abhängigkeit des rekonstruierten Impulses bei Beginn des jeweiligen Magnetarmes. Der Fehler des Impulses gibt das für den Fit verwendete Intervall an. Grundlage dieser Alignmentuntersuchungen: Winkelmethode. Die Aufschlüsselung der Manipulation ist in Tabelle 6.2a zu finden.

(a) 200 μm ($\uparrow\uparrow$)(b) 1 mm ($\uparrow\uparrow$)

(c) Sigma-Abweichung für 5 mrad



(d) Sigma-Abweichung für 25 mrad

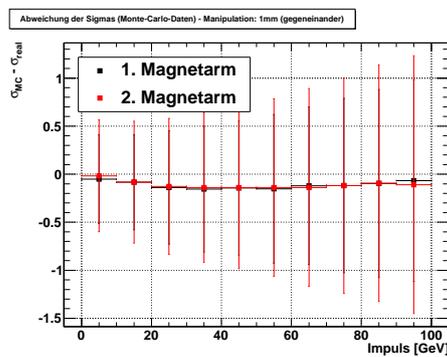
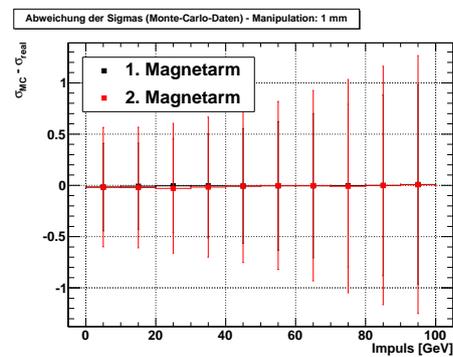
(e) Sigma-Abweichung für 1 mm ($\uparrow\downarrow$)(f) Sigma-Abweichung für 1 mm ($\uparrow\uparrow$)

Abbildung 6.4: Abweichung der Mittelwerte in Abhängigkeit des Impulses und Abweichung der Sigmas in Abhängigkeit des Impulses nach der Winkelmethode. Exemplarische Auswahl. Die Verschiebungen für 5 mm wurden nicht aufgenommen, da in Folge der starken Deformation der Verteilungen ein Fit nicht sinnvoll erschien.

Fehler beider Größen gebildet:

$$\varepsilon_{rel}(m_1, m_2) = \frac{|m_1| - |m_2|}{(|m_1| + |m_2|)/2} \quad (6.14)$$

Die teilweise vorhandene Abweichung beider Steigungen (insbesondere bei der Rotation) liegt an der teilweise starken Deformation der Verteilungen. Gleichzeitig handelt es sich bei der Verteilung um eine Überlagerung von mehreren Gaußverteilungen, die zum Teil bei diesen Rotationen sichtbar werden, da diese unterschiedlich stark verschoben werden und der geschriebene Algorithmus nicht immer die eigentliche Kurve fittet. Dieses erklärt insbesondere die Abweichung bei einer Rotation von 25 mrad in den Mittelwerten und bei Betrachtung der Kurvenbreite σ .

Beim Vorliegen einer Rotation liegt die Sensitivität der Winkelmethode für Impulswerte von über 20 GeV bei ca. 0,2 mrad (vgl. Abb. 6.3a). Der Nachweis einer Verschiebung ist deutlich besser als 100 μm (vgl. Abb. 6.3e und Abb. 6.3h).

6.2.2.2 Versatzmethode

Bei Betrachtung der Graphen, die mit Hilfe der Versatzmethode gewonnen wurden, ergeben sich eine Reihe von Auffälligkeiten:

1. Im Allgemeinen sind die Verteilungen Geraden, die parallel zur Impuls-Achse verlaufen. Abweichungen von dieser Form sind in erster Linie auf den Algorithmus zur Fit-Bestimmung zurückzuführen.
2. Bzgl. der Rotation: Der Vergleich von $d_{0,reco}$ mit $d_{0,2}$ scheint für den Nachweis geeigneter als der Vergleich von φ_{reco} und φ_2 zu sein. Die Sensitivität liegt für Impulswerte von mehr als 20 GeV bei 1 mrad (vgl. Abb. 6.5).
3. Bzgl. einer gegenteiligen Verschiebung: Beide Parameter (φ_{reco} und $d_{0,reco}$) sind äußerst sensitiv auf ein derartiges fehlerhaftes Alignment. Die Sensitivität ist besser als 100 μm .
4. Bzgl. einer gleichgerichteten Verschiebung: Der Vergleich von φ_{reco} und φ_2 zeigt - wie erwartet - kaum Unterschiede. Der Vergleich von $d_{0,reco}$ und $d_{0,2}$ ist äußerst geeignet, um das fehlerhafte Alignment direkt abzulesen (vgl. Tabelle 6.4b). Die Genauigkeit liegt für kleine Verschiebungen (100 μm) bei 2,67% bzw. bei 12,3% für eine Verschiebung von 1 mm. Die Sensitivität ist deutlich besser als 100 μm .

Tabelle 6.4: Fit-Werte nach der Versatzmethode

Abkürzungen: φ_{reco} und $d_{0,reco}$: Parameter nach der Versatzmethode (Hessesche Normalform) für das mittlere Segment. φ_2 und $d_{0,2}$: Von den Driftröhrendubletts tatsächlich rekonstruierte Parameter im mittleren Segment. ($\uparrow\downarrow$): gegenteilige Verschiebung, ($\uparrow\uparrow$) gleichgerichtete Verschiebung der 3. und 4. Plane (bzgl. der x-Achse). Die Zuordnung der Manipulationen ist in Tabelle 6.2a zu finden. Die Werte basieren auf einem Geraden-Fit der Form $m \cdot x + b$.

(a)

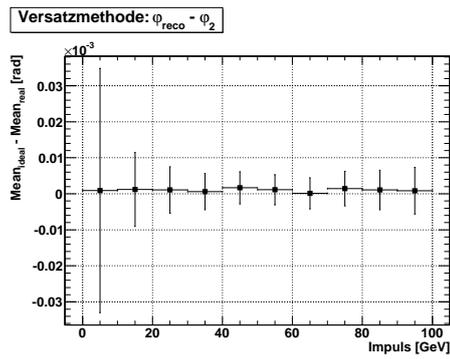
Zu Grunde liegende Verteilung: $\varphi_{reco} - \varphi_2$

Manipulation	Steigung m $\left[\frac{\text{rad}}{\text{GeV}}\right]$	Achsenabschnitt b [rad]
0,2 mrad	$(-2,038 \pm 82,293) \cdot 10^{-9}$	$(1,115 \pm 5,054) \cdot 10^{-6}$
1 mrad	$(1,324 \pm 8,239) \cdot 10^{-8}$	$(3,648 \pm 5,059) \cdot 10^{-6}$
5 mrad	$(51,536 \pm 8,512) \cdot 10^{-8}$	$(-8,799 \pm 5,223) \cdot 10^{-6}$
100 μm ($\uparrow\downarrow$)	$(-6,098 \pm 8,264) \cdot 10^{-8}$	$(2,156 \pm 0,511) \cdot 10^{-4}$
200 μm ($\uparrow\downarrow$)	$(-9,666 \pm 8,329) \cdot 10^{-8}$	$(4,293 \pm 0,052) \cdot 10^{-4}$
1 mm ($\uparrow\downarrow$)	$(-18,671 \pm 9,754) \cdot 10^{-8}$	$(2,131 \pm 0,006) \cdot 10^{-7}$
100 μm ($\uparrow\uparrow$)	$(-2,005 \pm 82,238) \cdot 10^{-8}$	$(7,438 \pm 505,129) \cdot 10^{-6}$
200 μm ($\uparrow\uparrow$)	$(-3,262 \pm 8,409) \cdot 10^{-8}$	$(-2,19 \pm 5,166) \cdot 10^{-6}$
1 mm ($\uparrow\uparrow$)	$(4,884 \pm 83,09) \cdot 10^{-9}$	$(-2,08 \pm 51,628) \cdot 10^{-7}$

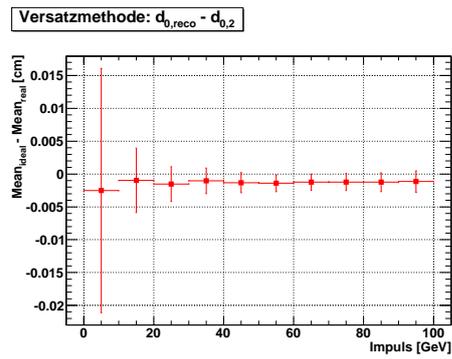
(b)

Zu Grunde liegende Verteilung: $d_{0,reco} - d_{0,2}$

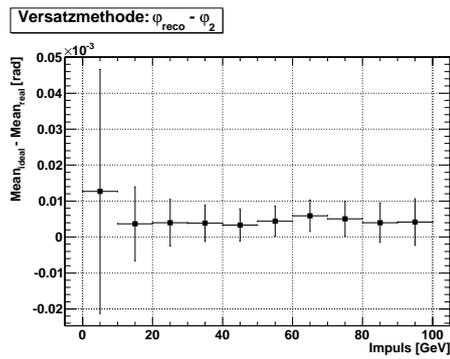
Manipulation	Steigung m $\left[\frac{\text{cm}}{\text{GeV}}\right]$	Achsenabschnitt b [cm]
0,2 mrad	$(1,802 \pm 26,713) \cdot 10^{-6}$	$(-1,374 \pm 1,787) \cdot 10^{-3}$
1 mrad	$(3,603 \pm 26,743) \cdot 10^{-6}$	$(-6,323 \pm 1,788) \cdot 10^{-3}$
5 mrad	$(-3,142 \pm 2,696) \cdot 10^{-5}$	$(-28,67 \pm 1,801) \cdot 10^{-3}$
100 μm ($\uparrow\downarrow$)	$(-1,641 \pm 26,998) \cdot 10^{-4}$	$(-32,592 \pm 1,818) \cdot 10^{-3}$
200 μm ($\uparrow\downarrow$)	$(-2,809 \pm 27,435) \cdot 10^{-5}$	$(-62,881 \pm 1,857) \cdot 10^{-3}$
1 mm ($\uparrow\downarrow$)	$(-3,534 \pm 34,794) \cdot 10^{-5}$	$(-2,535 \pm 0,024) \cdot 10^{-1}$
100 μm ($\uparrow\uparrow$)	$(-8,628 \pm 267,091) \cdot 10^{-7}$	$(10,267 \pm 1,786) \cdot 10^{-3}$
200 μm ($\uparrow\uparrow$)	$(-1,049 \pm 2,73) \cdot 10^{-5}$	$(20,88 \pm 1,823) \cdot 10^{-3}$
1 mm ($\uparrow\uparrow$)	$(-1,636 \pm 26,976) \cdot 10^{-4}$	$(112,259 \pm 1,802) \cdot 10^{-3}$



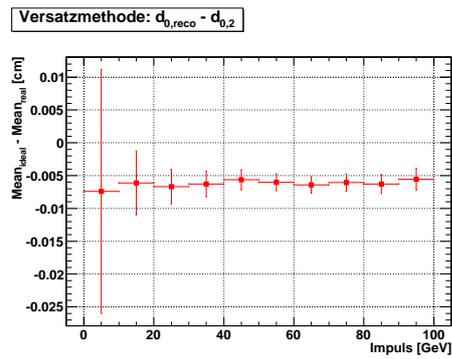
(a) 0,2 mrad



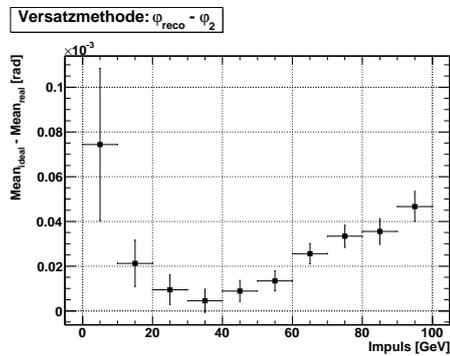
(b) 0,2 mrad



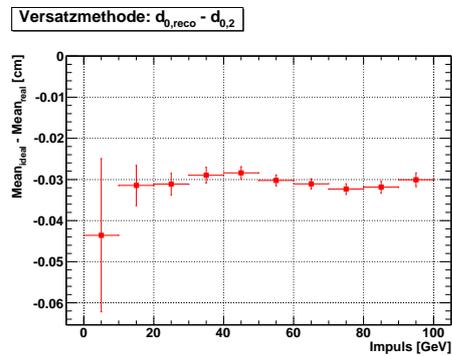
(c) 1 mrad



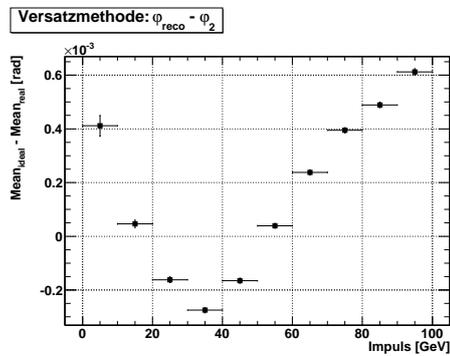
(d) 1 mrad



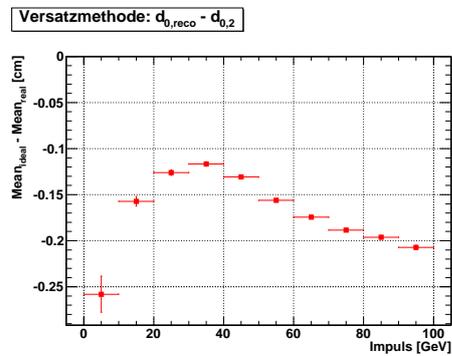
(e) 5 mrad



(f) 5 mrad



(g) 25 mrad



(h) 25 mrad

Abbildung 6.5: Alignmentuntersuchungen (parallele Rotation von Plane 3 und 4) für simulierte Daten mit Hilfe der Versatzmethode. Die Aufschlüsselung der Manipulation ist in Tabelle 6.2a zu finden. Es wurde der rekonstruierte Impuls bei Beginn des ersten Magnetarmes verwendet. Der Fehler des Impulses gibt das für den Fit verwendete Intervall an.

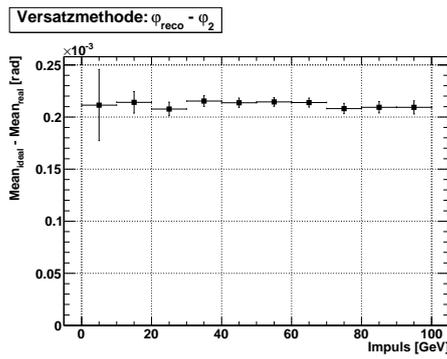
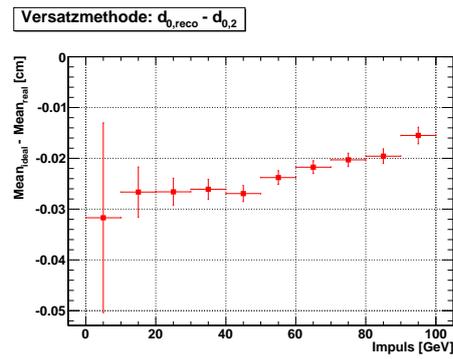
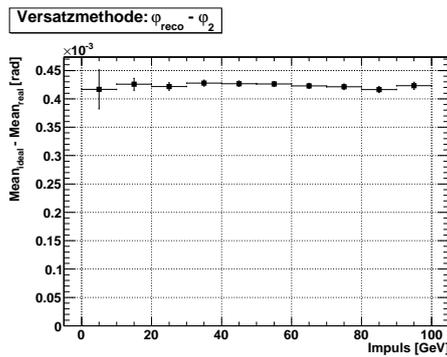
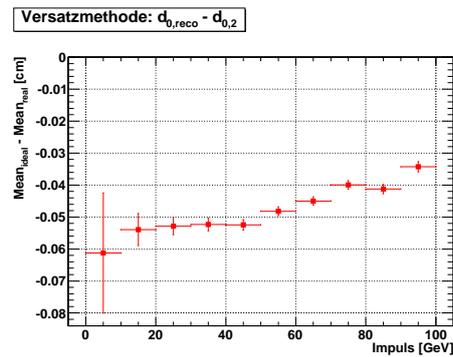
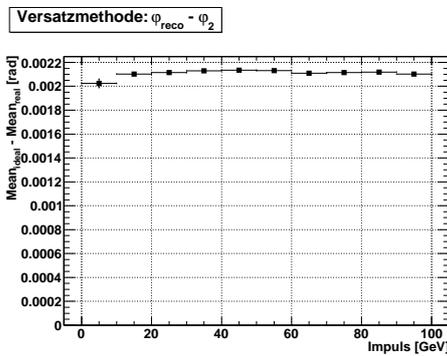
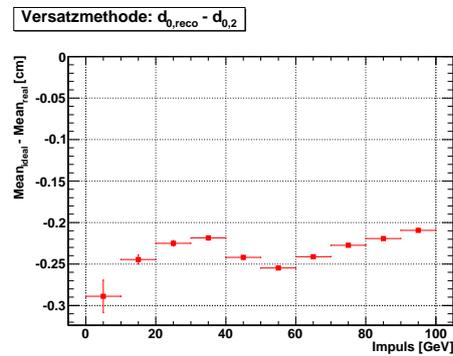
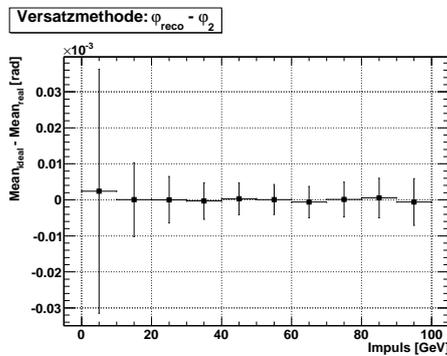
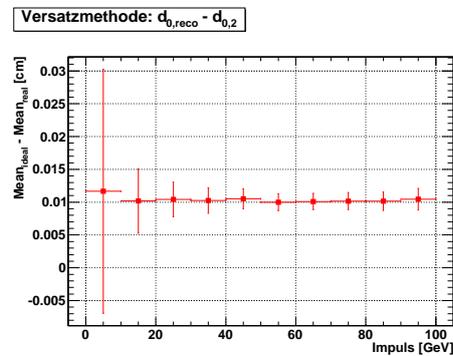
(a) $100 \mu\text{m}(\uparrow\downarrow)$ (b) $100 \mu\text{m}(\uparrow\downarrow)$ (c) $200 \mu\text{m}(\uparrow\downarrow)$ (d) $200 \mu\text{m}(\uparrow\downarrow)$ (e) $1 \text{ mm}(\uparrow\downarrow)$ (f) $1 \text{ mm}(\uparrow\downarrow)$ (g) $100 \mu\text{m}(\uparrow\uparrow)$ (h) $100 \mu\text{m}(\uparrow\uparrow)$

Abbildung 6.6: Alignmentuntersuchungen (Verschiebung von Plane 3 und 4) für simulierte Daten mit Hilfe der Versatzmethode. Die Aufschlüsselung der Manipulation ist in Tabelle 6.2a zu finden. Es wurde der rekonstruierte Impuls bei Beginn des ersten Magnetarmes verwendet. Der Fehler des Impulses gibt das für den Fit verwendete Intervall an.

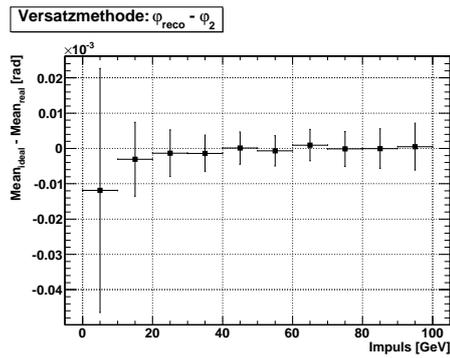
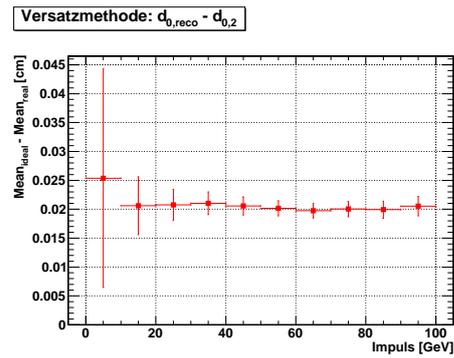
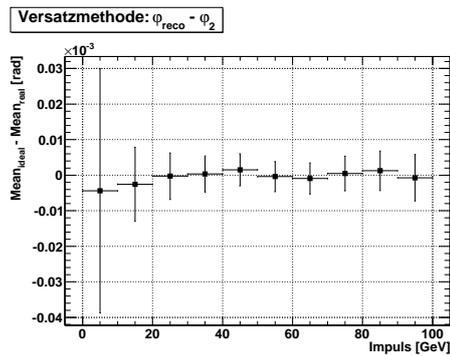
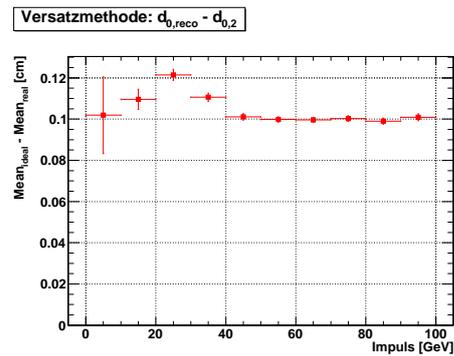
(a) 200 $\mu\text{m}(\uparrow\uparrow)$ (b) 200 $\mu\text{m}(\uparrow\uparrow)$ (c) 1 mm($\uparrow\uparrow$)(d) 1 mm($\uparrow\uparrow$)

Abbildung 6.7: Alignmentuntersuchungen (Verschiebung von Plane 3 und 4) für simulierte Daten mit Hilfe der Versatzmethode. Die Aufschlüsselung der Manipulation ist in Tabelle 6.2a zu finden. Es wurde der rekonstruierte Impuls bei Beginn des ersten Magnetarmes verwendet. Der Fehler des Impulses gibt das für den Fit verwendete Intervall an.

6.2.3 Unterscheidung verschiedener Effekte

Die Betrachtung der Steigung und das Durchführen einer linearen Regression erlauben es, eine Kalibrationsgerade zu erstellen. Hierfür wurde eine Ursprungsgerade der Form

$$y = c \cdot x \quad (6.15)$$

$$\Leftrightarrow M = K \cdot \bar{m} \quad (6.16)$$

gewählt, wobei M die Manipulation (z.B. $M = 0, 2$ mrad; 1 mrad; 5 mrad für eine Rotation) und $\bar{m} = (|m_1| + |m_2|) / 2$ die gemittelte Steigung beider Magnetarme, die sich aus der Abweichung der Mittelwerte in Abhängigkeit des Impulses ergibt, bezeichnet. Die sich daraus ergebenden Korrekturfaktoren für das Alignment sind in Tabelle 6.5 dargestellt.

Tabelle 6.5: Korrekturfaktoren für das Alignment (Winkelvergleich, vgl. Formel 4.6).

Der Korrekturfaktor für die Rotation basiert auf den Rotationsdaten von 0, 2 mrad, 1 mrad und 5 mrad. Der Verschiebungsfaktor basiert auf den Daten von 100 μm , 200 μm und 1 mm.

Manipulation	Korrekturfaktor K [GeV]
Rotation	1014, 54 \pm 1, 87
Verschiebung ($\downarrow\uparrow$)	27159, 45 \pm 60, 12
Verschiebung ($\uparrow\uparrow$)	-57476, 42 \pm 32, 57

Die Messung der Steigung m erlaubt somit Rückschlüsse auf das Alignment.

Da in der Realität oftmals mehrere Effekte auftreten, also Verschiebung und Rotation gleichermaßen, müssen diese Effekte unterschieden werden. Am Beispiel von Datensätzen, bei denen sowohl eine gegenteilige Verschiebung als auch eine Rotation vorliegt, soll kurz gezeigt werden, wie ein prinzipieller Ansatz dazu aussehen könnte. In den Abb. 6.3e bis 6.3g wurde gezeigt, dass beim Vorliegen einer gegenteiligen Verschiebung die Vorzeichen beider Steigungen m_1^V (1. Magnetarm) und m_2^V (2. Magnetarm) konträr, vom Betrag allerdings äquivalent sind $|m_1^V| = |m_2^V|$. Beim Vorliegen einer Rotation verfügen beide Magnetarme über eine annähernd äquivalente Steigung $m_1^R \approx m_2^R$. Ein Verfahren, das vom idealisierten Zustand (nur Rotation und gegenteilige Verschiebung) ausgeht, geht von den Steigungen m_1 und m_2 , die wir aus der Abweichung der beiden Mittelwerte in Abhängigkeit des Impulses durch das Anlegen eines Fits erhalten haben, aus.

Die Winkel β_1 und β_2 bezeichnen die beiden gemessenen Steigungswinkel, die über den Tangens in der Form

$$\beta_i = \arctan(m_i) \quad (6.17)$$

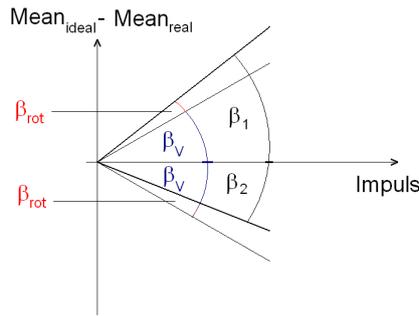


Abbildung 6.8: Alignment-Korrektur-Verfahren für eine gegenteilige Verschiebung und Rotation.

korreliert sind. Der Winkel β_{rot} bezeichnet den durch die Rotation der Driftröhrenwände bedingten Winkel, β_V den durch die Verschiebung. Es ist evident, dass folgende Zusammenhänge gelten (vgl. Abb. 6.8):

$$\beta_1 = \beta_V + \beta_{rot} \quad (6.18)$$

und

$$\beta_2 = -\beta_V + \beta_{rot} \quad (6.19)$$

Durch Umstellen und Subtraktion von Gleichung 6.18 und 6.19 und Multiplikation mit dem Faktor $1/2$ folgt:

$$\beta_{rot} = (\beta_1 + \beta_2) / 2 \quad (6.20)$$

Für den Verschiebungswinkel β_V folgt:

$$\beta_V = (\beta_1 - \beta_2) / 2 \quad (6.21)$$

Unter der Ausnutzung von Formel 6.17 ergeben sich dann die Steigungen m_{rot} und m_V , die multipliziert mit dem Korrekturfaktor K_{rot} bzw. K_V die Alignmentwerte R (Rotation) und V (gegenteilige Verschiebung) ergeben:

$$R = K_{rot} \cdot m_{rot} \quad (6.22)$$

$$V = |K_V \cdot m_V| \quad (6.23)$$

Es sei darauf hingewiesen, dass sich ein genaueres Verfahren durch Benutzung individueller Korrekturfaktoren für jeden Magnetarm (für die Rotation) erreichen ließe. Die Fehler ergeben sich aus der Fehlerfortpflanzung nach Gauß:

$$\sigma_R = \sqrt{m_{rot}^2 \cdot \sigma_{K_{rot}}^2 + K_{rot}^2 \cdot \sigma_{m_{rot}}^2} \quad (6.24)$$

$$= \sqrt{\left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2}\right)^2 \cdot \sigma_{K_{rot}}^2 + K_{rot}^2 \cdot \frac{1}{2} (\sigma_{m_1}^2 + \sigma_{m_2}^2)}, \quad (6.25)$$

wobei sich $\sigma_{K_{rot}}$ aus der linearen Regression und σ_{m_i} mit $i = 1, 2$ aus der linearen Regression des Fits ergeben. Es wurde $\beta_i \approx m_i$ angenommen, da $\beta \ll 1$ ist. Der Fehler für die Verschiebung folgt analog. Auf der Basis von vier Manipulationen wurde dieses Verfahren getestet (vgl. Tabelle 6.6).

Tabelle 6.6: Unterscheidung verschiedener Effekte.

(a) Vergleich der tatsächlichen Alignmentwerte ($M_{tatsächlich}$) mit denen sich aus dem Algorithmus ergebenden Werten ($M_{bestimmt}$). R steht für eine parallele Rotation von Plane 3 und 4. Die Symbole $\uparrow\downarrow$ und $\uparrow\uparrow$ bezeichnen eine gegenteilige bzw. eine gleichgerichtete Verschiebung beider Ebenen. Für die vierte Manipulation ergibt sich folgerichtig für Plane 3 $x = 407,29$ cm und für Plane 4 $x = 407,25$ cm. Der relative Fehler wurde als $\left(\frac{M_{bestimmt}}{M_{tatsächlich}} - 1\right) \cdot 100\%$ definiert.

Manipulation	Parameter	$M_{tatsächlich}$	$M_{bestimmt}$	rel. Fehler [%]
Nr. 1 $\uparrow\downarrow + R$	Δx (μm)	200	200,54 \pm 0,882	0,27
	$\Delta\beta$ (mrad)	-1	-0,97 \pm 0,029	-3
Nr. 2 $\uparrow\downarrow + R$	Δx (μm)	200	201,64 \pm 0,79	0,82
	$\Delta\beta$ (mrad)	-0,5	-0,502 \pm 0,033	0,4
Nr. 3 $\uparrow\downarrow + R$	Δx (μm)	400	395,35 \pm 0,83	-1,16
	$\Delta\beta$ (mrad)	-3	-2,96 \pm 0,035	-1,34
Nr. 4 $\uparrow\downarrow + \uparrow\uparrow$	$\Delta x_{\uparrow\downarrow}$ (μm)	200	202,41 \pm 0,769	1,23
	$\Delta x_{\uparrow\uparrow}$ (μm)	200	197,37 \pm 1,612	-1,32

(b) Fit-Werte für kombinierte Manipulationen. m_1 (m_2) bezeichnet die Steigung am 1. (2.) Magnetarm.

Manipulation	Steigung m_1 [GeV^{-1}]	Steigung m_2 [GeV^{-1}]
1	$-8,344 \cdot 10^{-3} \pm 4,084 \cdot 10^{-5}$	$6,424 \cdot 10^{-3} \pm 3,853 \cdot 10^{-5}$
2	$-7,919 \cdot 10^{-3} \pm 4,219 \cdot 10^{-5}$	$-6,930 \cdot 10^{-3} \pm 3,995 \cdot 10^{-5}$
3	$-1,748 \cdot 10^{-2} \pm 4,332 \cdot 10^{-5}$	$-1,163 \cdot 10^{-2} \pm 4,113 \cdot 10^{-5}$
4	$-5,159 \cdot 10^{-4} \pm 4,079 \cdot 10^{-5}$	$-4,018 \cdot 10^{-3} \pm 3,846 \cdot 10^{-5}$

Die Unterscheidung einer gegenteiligen Verschiebung und einer gleichgerichteten Verschiebung erfolgt analog (vgl. Manipulation Nr. 4 in Tabelle 6.6). Für die getesteten Manipulationen lag der Betrag des relativen Fehlers für sieben Parameter bei unter 1,5% und lediglich für einen Parameter bei 3%, welches im letzteren Fall einer Abweichung von 0,03 mrad entspricht.

6.3 Vor- und Nachteile der Winkel- und Versatzmethode

Insgesamt konnte gezeigt werden, dass sowohl der Winkelvergleich als auch die Versatzmethode effektive Werkzeuge zum Nachweis eines fehlerhaften Alignments darstellen. Abschließend soll eine kurze Übersicht über die Vor- und Nachteile beider Methoden erfolgen. Die Vorteile des Winkelvergleiches sind:

1. Hohe Sensitivität auf alle getesteten fehlerhaften Ausrichtungen der Driftröhrenwände

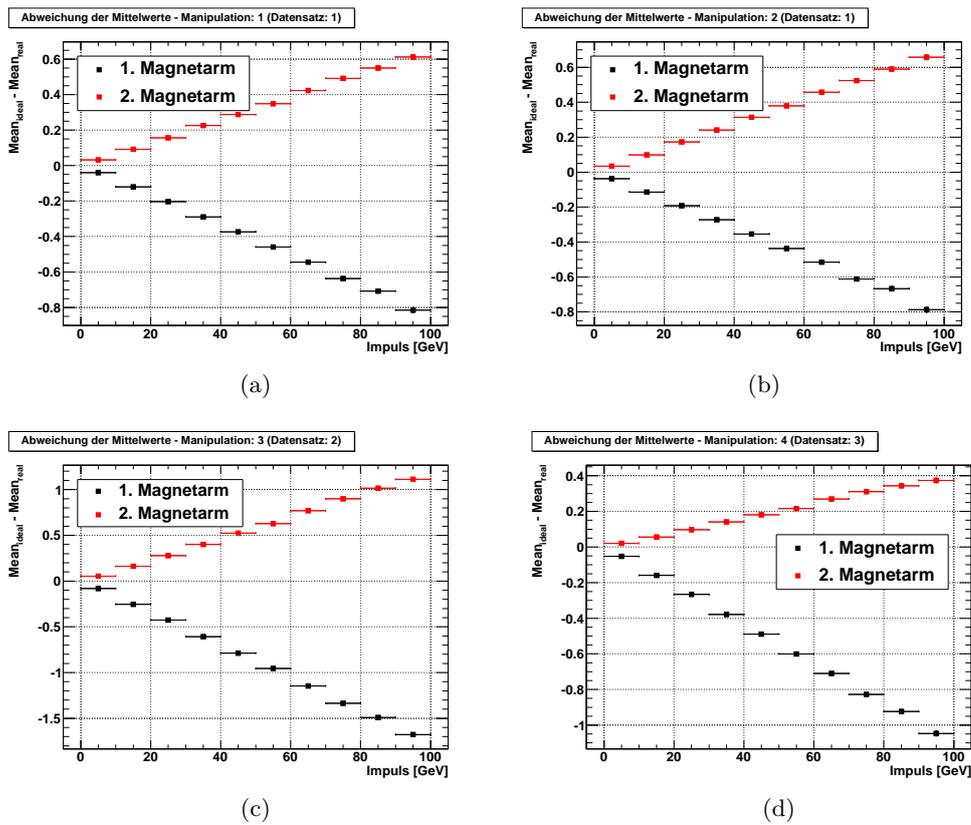


Abbildung 6.9: Kombination verschiedener Effekte eines fehlerhaften Alignments. Die Manipulationen sind in Tabelle 6.6 aufgeschlüsselt.

2. Erlaubt die Unterscheidung von Rotation bzw. gleichgerichteter Verschiebung und einer gegenteiligen Verschiebung aufgrund des divergierenden Verlaufs für die Verteilungen beider Magnetarme bei einer gegenteiligen Verschiebung
3. Es lassen sich leicht mittels linearer Regression Korrekturfaktoren bestimmen

Der Nachteil des Winkelvergleiches bildet der Umstand, dass prinzipiell nicht zwischen einer Rotation und einer gleichgerichteten Verschiebung unterschieden werden kann.

Die Vorteile der Versatzmethode sind:

1. Hohe Sensitivität auf die getesteten Verschiebungen
2. Der $d_{0, reco}$ Parameter ist äußerst geeignet, um den Korrekturfaktor einer gleichgerichteten Verschiebung zu bestimmen.

Der Nachteil liegt auch hier in der Schwierigkeit einzelne Effekte zu unterscheiden. Zusätzlich geht die Methode von einer genauen Ausrichtung der Driftröhrenwände vor und hinter dem Magnetarm aus.

Prinzipiell sollte es möglich sein, mit dem herkömmlichen Verfahren das Alignment zweier benachbarter Driftröhrenwände hinreichend genau zu bestimmen. Die Winkel- und Versatzmethode eignen sich, um die relative Ausrichtung des mittleren Dubletts zu den vor bzw. nach dem Magneten befindlichen Dubletts vorzunehmen.

6.4 Das Alignment von OPERA

In den vorangehenden Abschnitten wurde gezeigt, dass die Winkelmethode und die Versatzmethode effektive Werkzeuge zum Aufzeigen eines fehlerhaften Alignments darstellen. Durch den Vergleich einer Monte-Carlo basierten Simulation (*reco*) mit den realen Daten (*On Time Events* 2008 - 2010) lassen sich Rückschlüsse - in Analogie zu den vorangehenden Untersuchungen - auf ein möglicherweise fehlerhaftes Alignment beider Supermodule ziehen.

Die Monte-Carlo-Simulation basiert auf einer perfekten Ausrichtung aller Driftröhrenwände und beschreibt die CC-Wechselwirkung eines ν_τ im Blei-Target des OPERA-Detektors. Das Energiespektrum entspricht dem des CERN-Strahls. Der Energieverlust des Teilchens wurde bereits in der Simulation berücksichtigt.

Das Durchführen eines χ^2 -Tests erlaubt es, erste Hinweise über die Ausrichtung der Driftröhrenwände zu gewinnen. Grundlage des Vergleiches bilden die Winkelverteilungen (vgl. Formel 4.6) beider Magnetarme eines Supermoduls und der Vergleich beider nach der Versatzmethode rekonstruierten Parameter φ_{reco} und $d_{0, reco}$ mit dem von zweiten Driftröhrendublett tatsächlich rekonstruierten Parameter. Im Allgemeinen wird das χ^2 in der Form

$$\chi^2 = \sum_j^m \frac{(n_j - n_{j_0})^2}{n_{j_0}} \quad (6.26)$$

Tabelle 6.7: χ^2/ndf Vergleich

Der Winkelvergleich basiert auf Formel 4.6. Die Bildung des Ausdruckes χ^2/ndf (ndf : Anzahl der Freiheitsgrade) wurde nach dem in [38] dargestellten Verfahren vorgenommen. Abkürzungen: SM: Supermodul, φ_{reco} und $d_{0,reco}$: Parameter nach der Versatzmethode (Hessesche Normalform) für das mittlere Segment, φ_2 und $d_{0,2}$: Von den Driftröhren tatsächlich rekonstruierte Parameter im mittleren Segment. Korrekturwerte für das Alignment: SM1: $\Delta x_{\uparrow\downarrow} = 200 \mu\text{m}$, SM2: $\Delta x_{\downarrow\uparrow} = 150 \mu\text{m}$. Die Pfeile repräsentieren die Richtung der Verschiebung für die 3. bzw. 4. Plane. Es wurden nur Ereignissen ausgewählt, deren Impuls mit mehr als 10 GeV determiniert wurde.

Methode	χ^2/ndf	
	Unkorrigiert	Korrigiert
Winkelvergleich (1. Magnetarm, SM1)	4,42	1,95
Winkelvergleich (2. Magnetarm, SM1)	3,74	1,47
Winkelvergleich (1. Magnetarm, SM2)	3,27	2,20
Winkelvergleich (2. Magnetarm, SM2)	4,56	2,54
Versatzmethode ($\varphi_{reco} - \varphi_2$, SM1)	6,10	1,95
Versatzmethode ($d_{0,reco} - d_{0,2}$, SM1)	3,19	2,36
Versatzmethode ($\varphi_{reco} - \varphi_2$, SM2)	4,00	2,23
Versatzmethode ($d_{0,reco} - d_{0,2}$, SM2)	3,89	2,06

definiert, wobei n_{j_0} die erwartete Häufigkeit (nach der Simulation) und n_j die tatsächliche Häufigkeit beschreibt. Die Ermittlung des χ^2 basiert also im Wesentlichen auf dem Vergleich zweier Histogramme (dem idealisierten und dem realen). In der Folge wurden alle Histogramme mit dem statistischen Fehler gewichtet². Formel 6.26 wird dazu nach dem in [38] dargestellten Verfahren modifiziert. Als Kenngröße wird χ^2/ndf gewählt, wobei ndf die Anzahl der Freiheitsgrade repräsentiert. Die Ergebnisse der verschiedenen Vergleiche ist in Tabelle 6.7 dargestellt und liefert erste Hinweise auf ein fehlerhaftes Alignment.

Unter Heranziehung der Mittelwerte in Abhängigkeit des Impulses als Vergleichskriterium ($A(p) = \mu_{ideal} - \mu_{real}$) konnte eine deutliche systematische Abweichung konstatiert werden (vgl. Abb. 6.11 und 6.12). Die Fit-Werte für die Gerade sind in Tabelle 6.8 zu finden. Die Werte lassen demzufolge den Schluss zu, dass die Ausrichtung der Driftröhrenwände des OPERA-Detektors einer Korrektur bedürfen. Aufgrund der entgegengesetzten Polarität beider Magnetarme ist es prinzipiell möglich, durch den Vergleich der Parameter, die vom ersten Dublett rekonstruiert wurden mit denen, die vom dritten Dublett rekonstruiert wurden, beide Dubletts hinreichend genau zu alignieren. Unter der Voraussetzung, dass die Abweichungen in den Graphen aus einer fehlerhaften Ausrichtung beider Driftröhrenwände innerhalb des Spektrometers resultieren, wurde eine erste exemplarische Korrektur beider Supermodule vorgenommen. Der divergierende Verlauf beider Magnetarme lässt eine gegenteilige Verschiebung beider Driftröhrenwän-

²In ROOT geschieht dies durch das Setzen des Befehles `sumw2()`.

de (Plane 3 und 4) als dominierenden Effekt vermuten. Aufgrund der Fit-Werte wurde eine erste Korrektur, bestehend aus einer gegenteiligen Verschiebung von je $200\ \mu\text{m}$ an beiden Planes des 1. Supermoduls³ und aus einer gegenteiligen Verschiebung von je $150\ \mu\text{m}$ des 2. Supermoduls⁴, vorgenommen.

Für eine erweiterte Untersuchung des Alignments wurde zusätzlich ein sogenanntes Positionsüberwachungssystem installiert. Dieses besteht aus 41 Positionsmesssystemen (auch als Uhren bezeichnet), welche die Verschiebung der Driftröhrenwände relativ zur Aufhängung dokumentieren. Kommt es zu einer Deformation der Driftröhrenwand, führt dies zum Eindringen eines kleinen Stiftes, über den die Verschiebung bestimmt werden kann (vgl. Abb. 6.10).

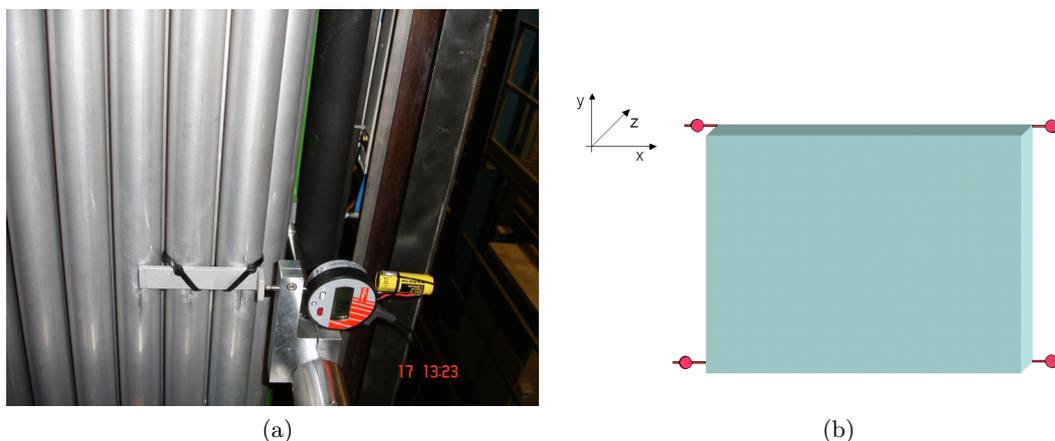


Abbildung 6.10: Positionsüberwachungssystem: Abb. (a): Am Winkel, der an einer der Driftröhrenwände installiert wurde, ist der aufliegende Stift zu erkennen, der die relative Verschiebung der Wände misst (Foto: J. Ebert). Rot: Messuhren.

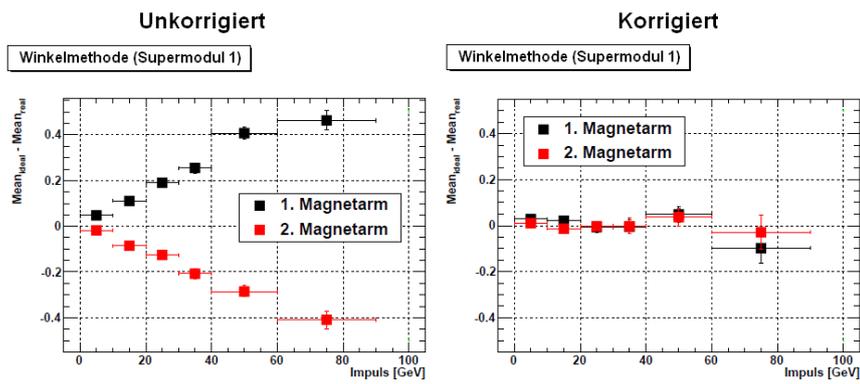
Im einleitenden Abschnitt wurde bereits darauf hingewiesen, dass eine temperaturbedingte Verformung der Driftröhrenwände vermutet wird. Durch Installation des Positionsüberwachungssystems konnte dieser Verdacht (durch die Gegenüberstellung des Temperaturverlaufes) bestätigt werden (vgl. Abb. 6.13). Die konkrete Verwendung der Daten ist jedoch problematisch, da auch die Aufhängungen einem Temperatureffekt unterliegen könnten.

Die Kombination aller Daten (ursprüngliches Theodoliten-Alignment, herkömmliches Alignment-Verfahren und Positionsüberwachungssystem) ist Gegenstand aktueller Untersuchungen⁵. Die bisherige Korrektur stellt lediglich eine erste exemplarische Korrektur dar. Da verschiedene Effekte sich auf ähnliche Art und Weise bemerkbar machen könnten, sind weitere, detailliertere Untersuchungen von Nöten.

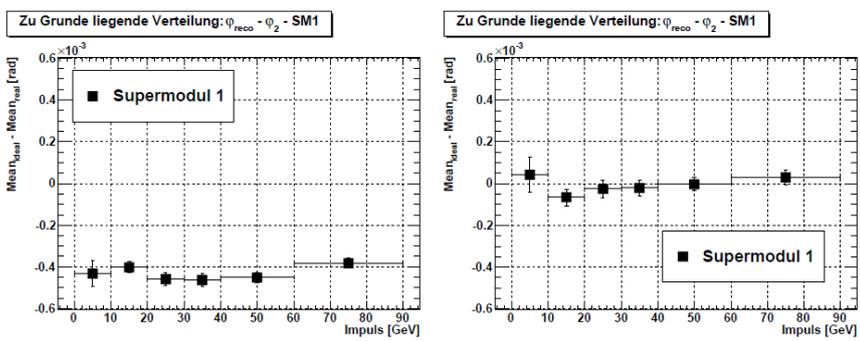
³Plane 3: $x = 407,27\ \text{cm}$; Plane 4: $x = 407,23\ \text{cm}$

⁴Plane 3: $x = 407,245\ \text{cm}$; Plane 4: $x = 407,265\ \text{cm}$

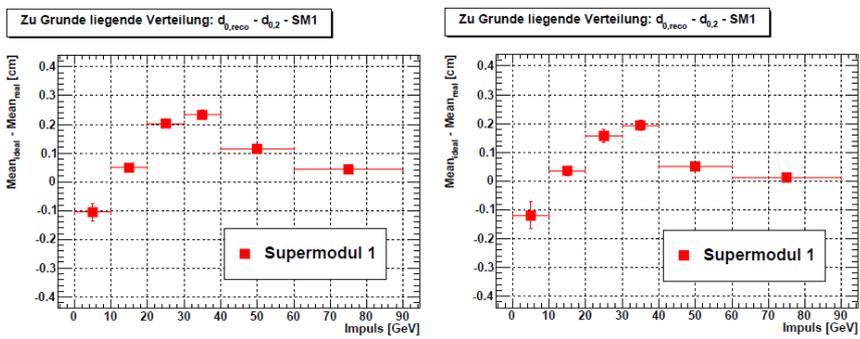
⁵Eine weitere, indirekte Möglichkeit zur Überprüfung des Alignment würde der Vergleich der experimentell bestimmten Ladungsverteilung kosmischer Myonen mit denen aus der Theorie erwarteten Rate bieten.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 6.11: Supermodul 1: Vergleich zwischen dem ursprünglichen Alignment (links) und der ersten, exemplarischen Korrektur (rechts)

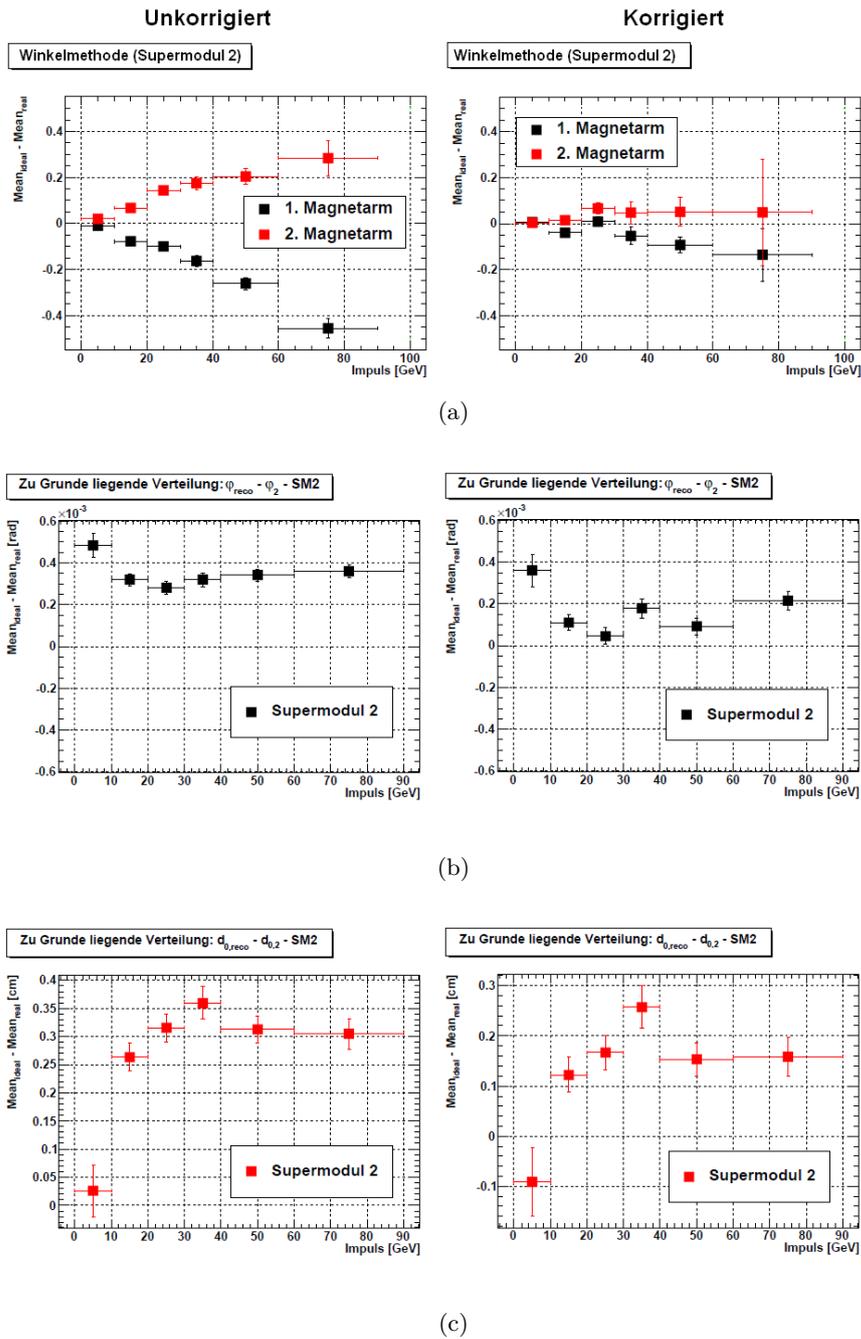
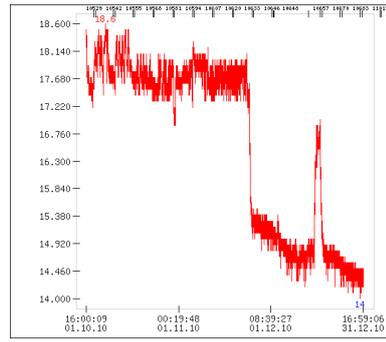
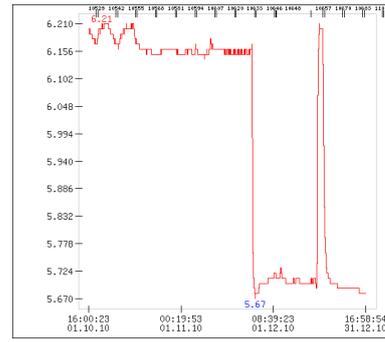


Abbildung 6.12: Supermodul 2: Vergleich zwischen dem ursprünglichen Alignment (links) und der ersten, exemplarischen Korrektur (rechts)



(a) Temperaturverlauf (Sensor 28) in °C.



(b) Exemplarische relative Bewegung der Driftröhrenwände (Sensor 28), Plane 3.

Abbildung 6.13: Temperaturbedingte Deformation des OPERA-Detektors.

Tabelle 6.8: Fit-Werte für das unkorrigierte und das korrigierte Alignment (vgl. Werte in Tabelle 6.7). Abkürzungen: SM:Supermodul, φ_{reco} und $d_{0,reco}$: Parameter nach der Versatzmethode (Hessesche Normalform) für das mittlere Segment, φ_2 und $d_{0,2}$: Von den Driftröhren tatsächlich rekonstruierte Parameter im mittleren Segment. Die Steigungen wurden durch das Anlegen eines Fits für eine Ursprungsgerade ermittelt.

(a) Vergleich der Steigungen. Grundlage: Winkelvergleich.

Winkelvergleich	Steigung (unkorrigiert)	Steigung (korrigiert)
1. Magnetarm (SM1)	$(7,49 \pm 0,25) \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1}$	$(0,67 \pm 0,34) \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1}$
2. Magnetarm (SM1)	$(-5,46 \pm 0,24) \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1}$	$(0,03 \pm 0,36) \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1}$
1. Magnetarm (SM2)	$(-4,88 \pm 0,25) \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1}$	$(-1,34 \pm 0,37) \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1}$
2. Magnetarm (SM2)	$(4,59 \pm 0,30) \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1}$	$(1,37 \pm 0,46) \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1}$

(b) m : Steigung aus den unkorrigierten Daten, b : Achsenabschnitt (unkorrigiert). Grundlage: Versatzmethode.

Verteilung	m (unkorrigiert)	b (unkorrigiert)
$\varphi_{reco} - \varphi_2$ (SM1)	$(6,01 \pm 5,27) \cdot 10^{-7} \frac{\text{rad}}{\text{GeV}}$	$(-4,54 \pm 0,25) \cdot 10^{-4} \text{rad}$
$d_{0,reco} - d_{0,2}$ (SM1)	$(-8,37 \pm 2,09) \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{GeV}}$	$(1,32 \pm 0,11) \cdot 10^{-1} \text{cm}$
$\varphi_{reco} - \varphi_2$ (SM2)	$(2,96 \pm 6,02) \cdot 10^{-7} \frac{\text{rad}}{\text{GeV}}$	$(3,21 \pm 0,26) \cdot 10^{-4} \text{rad}$
$d_{0,reco} - d_{0,2}$ (SM2)	$(1,48 \pm 0,52) \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{GeV}}$	$(2,37 \pm 0,22) \cdot 10^{-1} \text{cm}$

(c) m_k : Steigung aus den korrigierten Daten, b_k : Achsenabschnitt (korrigiert). Grundlage: Versatzmethode.

Verteilung	m_k (korrigiert)	b_k (korrigiert)
$\varphi_{reco} - \varphi_2$ (SM1)	$(1,14 \pm 0,75) \cdot 10^{-6} \frac{\text{rad}}{\text{GeV}}$	$(-5,9 \pm 3,48) \cdot 10^{-5} \text{rad}$
$d_{0,reco} - d_{0,2}$ (SM1)	$(-1,07 \pm 0,31) \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{GeV}}$	$(1,17 \pm 0,15) \cdot 10^{-1} \text{cm}$
$\varphi_{reco} - \varphi_2$ (SM2)	$(0,69 \pm 0,8) \cdot 10^{-6} \frac{\text{rad}}{\text{GeV}}$	$(-11,24 \pm 3,62) \cdot 10^{-5} \text{rad}$
$d_{0,reco} - d_{0,2}$ (SM2)	$(1,15 \pm 0,74) \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{GeV}}$	$(1,10 \pm 0,32) \cdot 10^{-2} \text{cm}$

Kapitel 7

Ausblick: Ladungsbestimmung

Eine weitere, interessante Anwendung der Winkelmethode ergibt sich als Gewichtungsinstrument bei der Ladungsanalyse. Es wird dafür von der $\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{(\alpha_1 + \alpha_2)/2}$ - Verteilung ausgegangen (vgl. Abschnitt 4.1), die gut von einer Gaußverteilung beschrieben werden kann. Das Ladungsvorzeichen wird durch Bildung der Differenz der Winkel vor (φ_k) und nach (φ_{k+1}) dem Magnetarm gebildet:

$$c_i = \frac{\varphi_{k+1} - \varphi_k}{|\varphi_{k+1} - \varphi_k|} |i \cdot P_i, \quad (7.1)$$

wobei P_i die Polarität und die Richtung des einfallenden Teilchens berücksichtigt. Jede mögliche Messung i wird mit dem Faktor w_i gewichtet. Das Wahrscheinlichkeitsmaß C_P wird in der Form (n_{cms} : Anzahl der möglichen Ladungsbestimmungen pro Ereignis)

$$C_P = \frac{1}{n_{cms}} \sum_i^{n_{cms}} c_i \cdot w_i \quad (7.2)$$

definiert, mit

$$w_i = \frac{1}{|p_1|} \cdot \left| \int_{|p_1|}^{|x_i|} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-p_1}{p_2} \right)^2} dx \right|.$$

Hierbei beschreibt p_1 den Erwartungswert nach der Monte-Carlo-Simulation der $\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{(\alpha_1 + \alpha_2)/2}$ - Verteilung (für Impulswerte ab ca. 10 GeV gilt $p_1 \approx 0$) und p_2 die Breite der Gaußverteilung. Als Integrationsgrenze wird der bestimmte Wert jeder möglichen Messung übergeben:

$$x_i = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{(\alpha_1 + \alpha_2)/2} |i. \quad (7.3)$$

Der Faktor A dient der Normierung der Gaußfunktion, so dass $A \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-p_1}{p_2} \right)^2} dx = 1$ gilt. Anschaulich bedeutet diese Beziehung, dass bei einer Gleichheit der Art $x_i = p_1$ das bestimmte Vorzeichen mit 100% gewichtet wird (vgl. Abb. 7.1). Bei Abweichungen, die

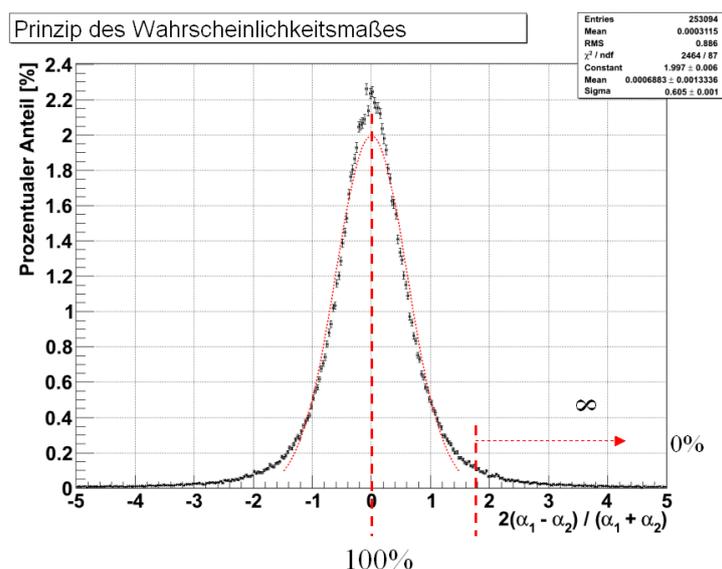


Abbildung 7.1: Prinzip des Wahrscheinlichkeitsmaßes. Bei der rot gestrichelten Linie handelt es sich um den Gaußfit.

Tabelle 7.1: Ladungsanalyse für simulierte negative Myonen, die orthogonal auf die x-y-Ebene des Detektors geschossen wurden.

	Kalman-Filter	Neuer Algorithmus
Anzahl möglicher Ladungsbestimmungen	268126	268095
Anzahl der richtig bestimmten Ladungen	266043	267904
Anzahl der falsch bestimmten Ladungen	2083	191

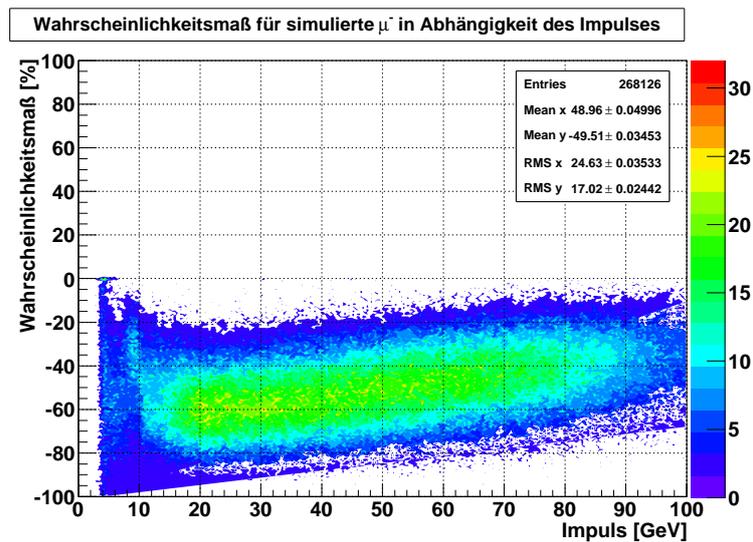
aus falsch rekonstruierten Spuren resultieren (vgl. Abschnitt 4.3), wird das gemessene Ladungsvorzeichen geringer gewichtet. Für $x \rightarrow \infty$ beträgt das Wahrscheinlichkeitsmaß 0%.

Als Kenngröße wird die Verunreinigung in der Form

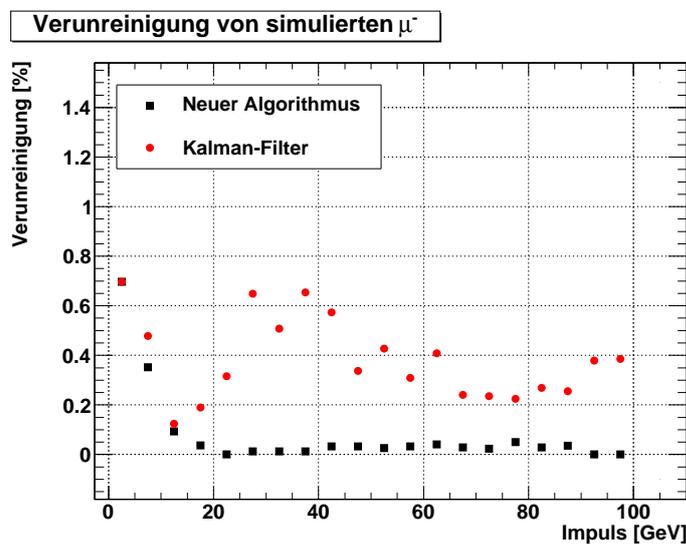
$$V = \frac{n_{\text{richtig}}}{n_{\text{möglich}}} \quad (7.4)$$

definiert mit n_{richtig} als Anzahl der richtig bestimmten Ladungen und $n_{\text{möglich}}$ als Anzahl der möglichen Ladungsbestimmungen. Für Impulsweite von mehr als 15 GeV konnte eine Verbesserung der Verunreinigung um eine Größenordnung konstatiert werden (vgl. Abb. 7.2). Da im neuen Algorithmus lediglich die Ladung mit Hilfe von Spuren, die vom Precision-Tracker vor und hinter einem Magnetarm rekonstruiert wurden, berücksichtigt wurden, ist die Anzahl der möglichen Ladungsbestimmungen minimal geringer als beim Kalman-Filter, wenn man nur Ereignisse zulässt, bei denen auch der Kalman-Filter zu einem Ergebnis kam (vgl. Tabelle 7.1). Da es sich um lediglich 31 Ereignisse handelt, sinkt die Effizienz unwesentlich. Insgesamt wurde für den Kalman-

Filter eine Verunreinigung von 0,78% bestimmt, während für den neuen Algorithmus eine Verunreinigung von 0,07% konstatiert werden konnte¹.



(a) Wahrscheinlichkeitsmaß in Abhängigkeit des Kalman-Impulses.



(b) Verunreinigung in Abhängigkeit des Kalman-Impulses.

Abbildung 7.2: Wahrscheinlichkeitsmaß und Verunreinigung in Abhängigkeit des Kalman-Impulses. Es wurden negative Myonen, die zentral auf das Spektrometer treffen, simuliert.

¹Geht man im schlechtesten Fall von 222 fehlerhaft bestimmten Ladungen aus, beträgt die Verunreinigung lediglich 0,08 %. Der neue Algorithmus ist etwa um den Faktor 10 besser.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden neue Methoden eingeführt, die es erlauben Konsistenzuntersuchungen in der Spurrekonstruktion bei OPERA vorzunehmen. Die als Winkelmethode und Versatzmethode bezeichneten Verfahren ermöglichen die zuverlässige Identifikation von fehlerhaft rekonstruierten Spuren. Während die Winkelmethode auf dem Vergleich von Spursegmenten vor und hinter dem Magnetarm basiert, basiert die Versatzmethode auf der vom zweiten Driftröhrendublett unabhängigen Bestimmung der Driftröhrenparameter φ_{reco} und $d_{0,reco}$ durch Ausnutzung der Driftröhreninformationen der beiden übrigen Segmente. Darüber hinausgehend konnte durch Simulationen gezeigt werden, dass sich beide Methoden zum Nachweis einer fehlerhaften Ausrichtung von Driftröhrenwänden eignen. Die Sensitivität für eine parallele Rotation der Driftröhrenwände konnte für Impulsenergien von mehr als 20 GeV mit 0,2 mrad bestimmt werden, während der Nachweis einer Verschiebung von weniger als 100 μm detektierbar ist. Im Gegensatz zur herkömmlichen Alignment-Prozedur basieren beide Methoden auf Daten, bei denen das magnetische Feld eingeschaltet ist. Der Vorteil für ein derartiges Verfahren liegt in einer großen Statistik. Gleichzeitig konnte eine temperaturbedingte Deformation des Detektors bei eingeschaltetem Magneten konstatiert werden, indem die herkömmlichen Alignmentwerte mit Monte-Carlo-Simulationen verglichen, sowie Daten aus dem Positionsüberwachungssystem und dem Temperaturverlauf exemplarisch herangezogen wurden.

Des Weiteren wurde erläutert, inwieweit sich die Winkelmethode innerhalb einer Impulsauswertung integrieren ließe.

Die Entwicklung eines neuen Softwarepaketes ermöglicht einen Vergleich der Emulsionsdaten mit den Daten aus dem elektronischen Teil des Detektors. Hierbei wurden Analysemethoden entwickelt. Aufgrund der geringen Anzahl von Ereignissen, die bisher in die Datenbank für die Emulsionen eingelesen wurden, konnte lediglich ein erster, exemplarischer Vergleich beider Impulsdaten vorgenommen werden. Für die Zukunft werden hier mehr Daten erwartet.

Die Anwendung der in dieser Arbeit erarbeiteten Methoden bietet die Möglichkeiten das Alignment, die Ladungsanalyse sowie die Rekonstruktion der Spuren signifikant zu verbessern. Die Einbeziehung von weiteren Faktoren, wie z.B. der Spurposition bei der Analyse des Alignments (also, ob z.B. die rekonstruierte Spur ober- oder unterhalb einer Driftröhrenwand durchgegangen ist), könnte helfen, weitere Effekte aufzudecken. Die Kombination der Winkelmethode und der Versatzmethode könnte unter Umständen dazu beitragen, weitere, verschiedene Effekte eines fehlerhaften Alignments zu trennen. Die zusätzliche Rekonstruktion auf Basis von Driftröhrensingletts bietet zudem die Möglichkeit, individuelle Korrekturfaktoren für jede Wand zu bestimmen.

Eine weitere, indirekte Kontrollmöglichkeit für das Alignment bietet die Bestimmung der Ladungsverteilung kosmischer Myonen, indem diese Rate mit der theoretischen Erwartung verglichen wird.

Die Ladungsanalyse konnte, durch Einführung eines Wahrscheinlichkeitsmaßes, für simulierte negative Myonen um eine Größenordnung verbessert werden. Die Ausnutzung der RPC-Information würde eine zusätzliche Redundanz für die Ladungsbestimmung erbringen, die, sinnvoll gewichtet für niedere Impulse, zu einer weiteren Verbesserung beitragen könnte. In dem neu geschriebenen Algorithmus ist der Energieverlust für niedere Impulse lediglich rudimentär berücksichtigt worden. Durch einen Fit an der $\frac{2 \cdot \Delta\alpha}{\alpha_1 + \alpha_2}$ -Verteilung in Abhängigkeit des Impulses ließe sich der Erwartungswert p_1 und damit das Wahrscheinlichkeitsmaß verbessern. Die Einbeziehung der Versatzmethode könnte darüber hinausgehend die Anzahl der möglichen Ladungsbestimmungen verbessern.

Eine weitere interessante Anwendung der Winkelmethode ergibt sich für die Spurrekonstruktion. Unter Umständen mag es sinnvoll sein, nicht die Tangente mit dem kleinsten χ^2 zu wählen. Die Einbeziehung des Wahrscheinlichkeitsmaßes in den Likelihood-Wert könnte hier zu einer Verbesserung beitragen. Eine Möglichkeit wäre es, alle möglichen Parameter (also Tangenten) mit dem Wahrscheinlichkeitsmaß zu gewichten.

Kapitel 9

Anhang

Impulsextrapolation

Um den Impuls zwischen zwei Punkten im Detektor miteinander zu vergleichen, ist es notwendig, eine Extrapolation vorzunehmen. Dieses geschieht mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel und der Annahme eines durchschnittlichen $\frac{Z}{A}$ -Verhältnisses, so dass die Methode `MeanMaterialBudget` aus *OpGeom* verwendet werden kann.

Eine Mischung oder Verbindung aus verschiedenen Materialien kann als eine Zusammensetzung dünner Lagen von Elementen angenommen werden (*Bragg Additivität*). Nach [34] folgt:

$$\frac{dE}{dx} = \sum w_j \frac{dE}{dx}|_j, \quad (9.1)$$

wobei $\frac{dE}{dx}|_j$ den mittleren Energieverlust des j -ten Elementes und w_j den Gewichtsanteil bezeichnen. Durch Einsetzen der Bethe-Bloch-Gleichung können die Ausdrücke für $\langle \frac{Z}{A} \rangle$, $\langle I \rangle$ und $\langle \delta \rangle$ gewonnen werden. Es ergibt sich jedoch insbesondere eine Problematik für ein derart bestimmtes Ionisationspotential, denn unter Berücksichtigung der LCAO-Theorie¹ sind die Elektronenzustände anders formiert, so dass die Elektronen zum Teil dichter gebunden sind als sie es in freien Elementen wären.

Zur Extrapolation des Energieverlustes wird der Funktion `MeanMaterialBudget` der Start- und Endpunkt übergeben. Als Rückgabewert erhält man ein siebendimensionales Array, das u.a. das durchschnittliche $\langle Z \rangle$ und $\langle A \rangle$ enthält.

Extrapolation für stopping Myonen Für stopping Myonen² kann der mittlere Energieverlust für minimal ionisierende Teilchen approximiert werden (vgl. Abb. 9.1). Durch Auslese von $\langle Z \rangle$ und $\langle A \rangle$ ergibt sich der mittlere Energieverlust $E_{Verlust}^{sm}$

¹Linear Combination of Atomic Orbitals (engl.): Lineare Kombination von Atomorbitalen

²engl. für anhaltende Myonen. Der Ausdruck bezeichnet Myonen, die noch innerhalb des Detektors zum Stillstand kommen.

für die Extrapolation:

$$E_{Verlust}^{sm} = \frac{dE}{dx} \Big|_{min} \left[\frac{MeV}{g/cm^2} \right] \cdot \rho \cdot ds \quad (9.2)$$

Hierbei bezeichnet ρ die durchschnittliche Dichte des Absorbermaterials in $\frac{g}{cm^3}$ und ds die Wegstrecke in cm, welche die Differenz der Punkte $z_{Emulsion} - z_{Magnet}$ ist ($z_{Emulsion}$ gibt die vom Kalman-Filter errechnete Koordinate in den Emulsionen und z_{Magnet} die Anfangs- bzw. Endposition des nächstliegenden Magnetarms an, dessen nächstliegendes, assoziiertes Driftröhrendublett mit einem anderen Dublett einen Impuls rekonstruieren konnte). Es wurden nur Events ausgewählt, bei denen eine Extrapolierung über den Magnetarm obsolet ist.

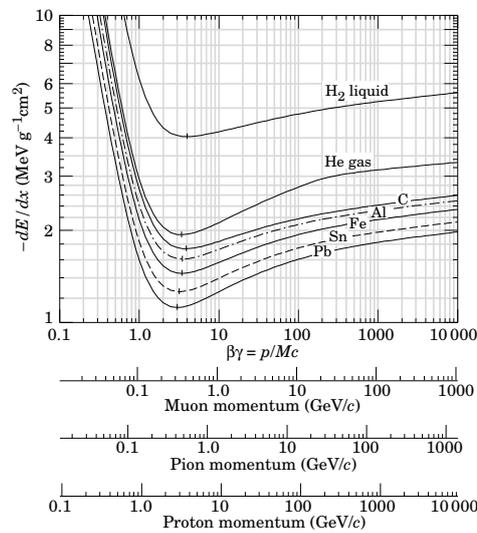


Abbildung 9.1: Energieverlust nach Bethe und Bloch [24].

Vergleich der Emulsionsdaten mit den Daten aus dem Spektrometer Um den Impuls, der mit Hilfe des elektronischen Detektors gewonnen wurde, mit dem Gesamtimpuls aus den Emulsionen zu vergleichen, ist es zunächst notwendig Letzteren in die verschiedenen Komponenten zu projizieren. Aus den Emulsionsdaten sind die Steigungen m_x und m_y abrufbar, so dass durch die Beziehung (vgl. Abb. 9.2)

$$m_i = \tan(\alpha_i), \quad i = x, y \quad (9.3)$$

der Gesamtimpuls auf die entsprechende Ebene projiziert werden kann:

$$p_i = \sin(\alpha_i) \cdot p, \quad (9.4)$$

Hierbei ist $\alpha_i = \arctan(m_i)$. Der aus dem elektronischen Teil des Detektors gewonnene Impuls entspricht dem Impuls in der XZ -Ebene. Dieser wird durch Subtraktion der

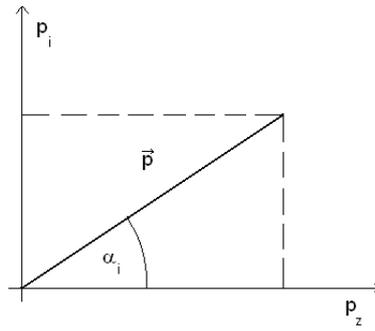


Abbildung 9.2: Impulsprojektion.

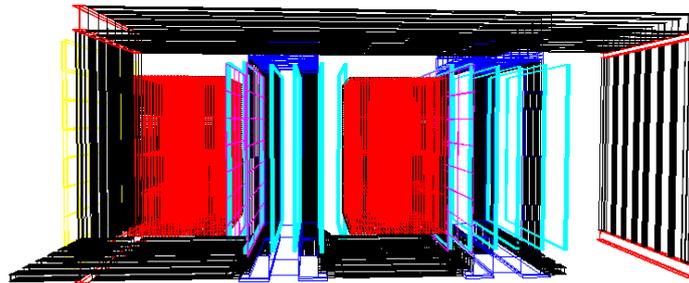


Abbildung 9.3: Mit Hilfe von *OpGeom* generierte seitliche Ansicht vom OPERA-Detektor. Die Abfrage über die Methode `MeanMaterialBudget` erlaubt den Energieverlust über die verschiedenen Komponenten unter der Annahme einer Mixtur mit durchschnittlichen Parametern (z.B. Ordnungszahl Z und Dichte ρ) zu extrapolieren. Die Emulsionen (rot) gehen dabei als dominierender Teil in die Rechnung ein.

p_y -Komponente vom Gesamtimpuls gewonnen:

$$p_{zx} = \sqrt{p^2 - p_y^2}. \quad (9.5)$$

Für den Vergleich beider Datensätze ist zudem eine Extrapolation der Impulskomponente aus den Emulsionen zur entsprechenden Detektionsstelle des elektronischen Teils des Detektors notwendig (vgl. Abb. 9.3). Dieses geschieht ausschließlich für minimal ionisierende Teilchen, da die Impulsmessung in den Emulsionen nur bis wenige GeV sinnvolle Ergebnisse liefert.

Prinzipielle Funktionsweise eines Kalman-Filters In Kapitel 5 wurde bereits dargelegt, wie der Impuls mit Hilfe von Vielfachstreuung in den Emulsionen gewonnen werden kann. Für einen ersten Vergleich wurden diese Daten mit denen aus dem Spektrometer gewonnenen Daten des Kalman-Filters verglichen. Beim Kalman-Filter des OPERA-Experimentes handelt es sich um einen fünfdimensionalen Vektor \mathbf{r} , dessen Fehler über eine 5×5 Kovarianzmatrix $Cov(\mathbf{r}) = (m_{ij})_{(ij) \in 5 \times 5}$ mit $m_{ij} \in \mathbb{R}$ korreliert

sind:

$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ m_x \\ m_y \\ 1/p \end{pmatrix}, \quad (9.6)$$

mit $m_{ij} = Cov(i, j) := \mu((i - \mu(i))(j - \mu(j)))$ und $Cov(i, i) := \sigma^2(i)$, wobei μ den Erwartungswert einer Zufallsvariablen i (also $i = x, y, ..$) mit der Standardabweichung σ bezeichnet.

Beim Kalman-Filter handelt es sich um ein rekursives Verfahren. Hierbei wird der aktuelle Zustand durch den Zustandsvektor \mathbf{x}_k angegeben, wobei k die Nummer des Schrittes kennzeichnet. \mathbf{x}_{k-1} gibt also den vorherigen Zustand an. Beide Zustände sind durch eine Matrix \mathbf{A} verknüpft. Einflüsse auf den Systemzustand von außen werden mit Hilfe der Größe \mathbf{u}_k und der Transformationsmatrix \mathbf{B} berücksichtigt. Prozessfehler, die zu einem Fehler der Schätzung führen können, werden mit dem gaußverteilten Faktor \mathbf{w}_{k-1} berücksichtigt. Für den Zustand \mathbf{x}_k folgt somit:

$$x_k = A \cdot x_{k-1} + B \cdot u_k + w_{k-1} \quad (9.7)$$

Eine aktuelle, fehlerbehaftete Messung des Zustandes wird mit \mathbf{z}_k bezeichnet, wobei folgende Relation gegeben ist:

$$\mathbf{z}_k = \mathbf{H} \cdot \mathbf{x}_k + \mathbf{v}_k \quad (9.8)$$

Die Gleichheit beider Vektoren (\mathbf{z}_k und \mathbf{x}_k) ist also nicht zwangsläufig nötig, da z.B. die Messung des Zustandes \mathbf{z}_k nicht über alle Parameter von \mathbf{x}_k verfügen muss (Der Precision-Tracker misst beispielsweise nicht alle Steigungen und Positionen, aber den Impuls). Dieses wird über die Transformationsmatrix \mathbf{H} berücksichtigt, die die entsprechenden, fehlenden Parameter herausrechnet. Der Fehler der Messung wird über den Vektor \mathbf{v}_k berücksichtigt.

Die Berechnung des Kalman-Filters geschieht bei OPERA rekursiv, d.h. man geht von der maximalen Information aus und extrapoliert diese nach vorne, um letztendlich den Zustand am Brick (wo die Interaktion stattgefunden hat) zu bekommen. Im Folgenden wird also dieser Zustand mit dem tatsächlichen Zustand, der auf das Scannen der Emulsionen basiert, verglichen. Letztere gehen nicht in den Kalman-Filter ein, da dieser ausschließlich auf den Daten des elektronischen Detektors beruht.

Vergleich mit Monte-Carlo-Daten und Faltung mit dem Detektor

Beim Vergleich von simulierten mit richtigen Daten kann es in einigen Fällen zu Abweichungen kommen, da bestimmte Eigenheiten des Detektors, wie z.B. die Auflösung von einigen Detektorkomponenten, nicht berücksichtigt werden. Ein Beispiel bildet das Impulsspektrum, wo sich ein evidenter Unterschied an der Flanke bemerkbar macht. Es ist also in einigen Fällen notwendig, die errechneten Größen mit dem Detektor zu falten, d.h. konkret die existierende Winkelauflösung in die Rechnung zu implementieren. Wir wollen das am Beispiel einer gaußverteilten Größe demonstrieren. Für $f: \mathbb{R} \rightarrow \mathbb{R}_{>0}$, $x \rightarrow f(x)$ gilt:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2}. \quad (9.9)$$

Hierbei bezeichnet μ den Erwartungswert und σ die Standardabweichung für die Dichte der Normalverteilung (kurz: $X \sim N(\mu, \sigma^2)$). Die Wahrscheinlichkeit für eine Zufallsveränderliche X ist durch die folgende Form gegeben:

$$P(X \leq x) = F(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}} dt. \quad (9.10)$$

Demzufolge errechnet sich die Wahrscheinlichkeit, dass der wahre Wert μ im Intervall $[x_1; x_2]$ liegt, gemäß

$$P(\mu, x_1 \leq X \leq x_2) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{x_1}^{x_2} e^{-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}} dt. \quad (9.11)$$

Die Annahme einer Normalverteilung folgt aus der Invarianz einer Normalverteilung gegenüber der Faltung. Für zwei unabhängige Zufallsvariablen X und Y mit

$$X \sim N(\mu_x, \sigma_x^2), \quad (9.12)$$

$$Y \sim N(\mu_y, \sigma_y^2), \quad (9.13)$$

ist die Summe wieder normalverteilt, d.h.

$$X + Y = N(\mu_x + \mu_y, \sigma_x^2 + \sigma_y^2). \quad (9.14)$$

Verallgemeinert gilt für eine Vielzahl von Zufallsvariablen X_a mit $a \in \mathbb{N}$:

$$\sum_{j=1}^n X_j = N\left(\sum_{j=1}^n \mu_j, \sum_{j=1}^n \sigma_j^2\right). \quad (9.15)$$

Darstellung eines Verfahrens zur Detektorfaltung.

Wir gehen zunächst von einem Histogramm aus, das die ungefaltete Messgröße enthält und über die Intervalle verteilt.

Zunächst wird die Anzahl der Einträge N_j von jedem Intervall j ausgelesen (Die Gesamtzahl der Intervalle sei n). Anschließend wird die Wahrscheinlichkeit berechnet, dass sich ein Teil der N_j Einträge in die übrigen Intervalle mit der Anzahl m_{ij} verteilt wird. m_{ij} bezeichnet also die Anzahl der neu einsortierten Einträge aus dem j -ten Intervall in das i -te Intervall des neuen Histogramms. Dazu wird eine $n \times n$ Matrix $\mathbf{M} = (m_{ij})_{(ij) \in n \times n}$ mit $m_{ij} \in \mathbb{R}_{>0}$ eingeführt:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} m_{11} & \cdots & m_{1n} \\ \vdots & & \vdots \\ m_{n1} & \cdots & m_{nn} \end{pmatrix} \quad (9.16)$$

Die Einträge der Matrix repräsentieren hierbei die Neu-Verteilung. Es gilt:

$$m_{ij} = P\left(\mu_j, \frac{W}{n}i \leq X \leq \frac{W}{n}(i+1)\right) \cdot N_j. \quad (9.17)$$

Hierbei bezeichnet W den Wertebereich des ungefalteten Histogramms und P die Wahrscheinlichkeit, dass die Einträge aus dem j -ten Intervall durch die zu Grunde gelegte Verteilung in das i -te Intervall einsortiert werden, dessen Grenzen durch $\left[\frac{W}{n}i; \frac{W}{n}(i+1)\right]$ gegeben sind. Um die neuen Einträge M_k ($k = 1, 2, \dots, n$) des Histogramms für ein Intervall k zu erhalten, summieren wir die Zeilen auf:

$$M_k = \sum_{j=1}^n m_{kj}, \quad (9.18)$$

mit $i = k$.

Bei der Annahme einer Gaußverteilung für die zu faltende Größe ergibt sich für den Erwartungswert:

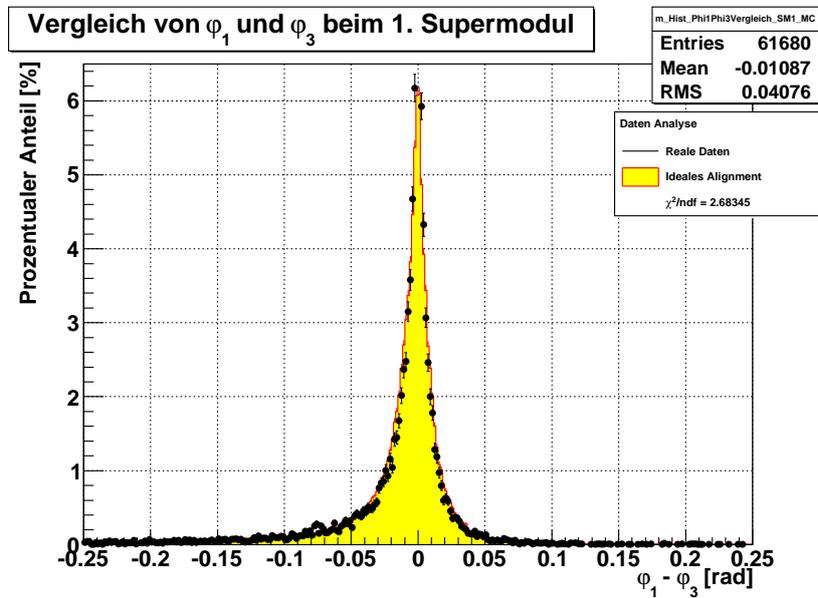
$$\mu_j = \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{W}{n}\mu_j + \frac{W}{n}\mu_j (j+1) \right] \quad (9.19)$$

Die dazugehörigen Einträge des Histogramms sind durch $M_k = M_j$ gegeben. Für die Wahrscheinlichkeit P gilt:

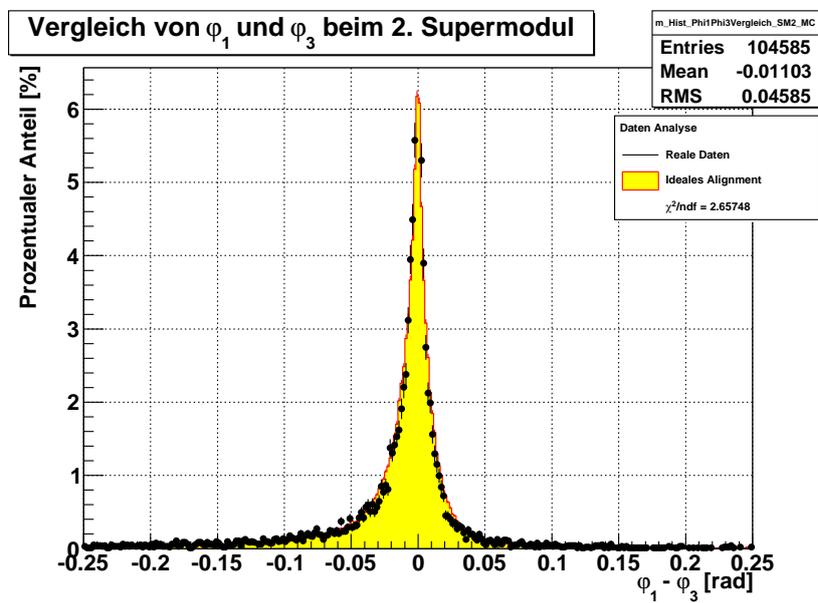
$$P\left(\mu_j, \frac{W}{n}i \leq X \leq \frac{W}{n}(i+1)\right) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{\frac{W}{n}i_1}^{\frac{W}{n}(i+1)_2} e^{-\frac{(t-\mu_j)^2}{2\sigma^2}} dt. \quad (9.20)$$

Die Berechnung erfolgt numerisch und wurde als Methode in einem zur Faltung geschriebenen Algorithmus implementiert. Hierbei werden die Grenzen, der Erwartungswert μ_j und das die Standardabweichung σ übergeben.

Alternative Darstellungen zum Alignment

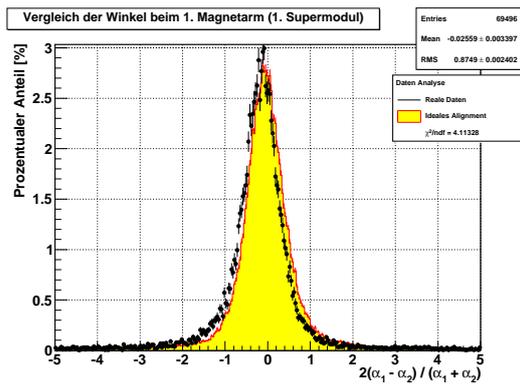


(a)

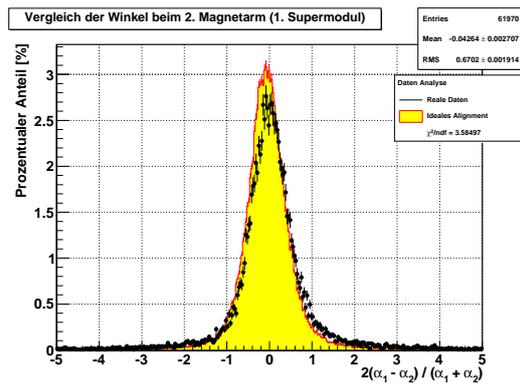


(b)

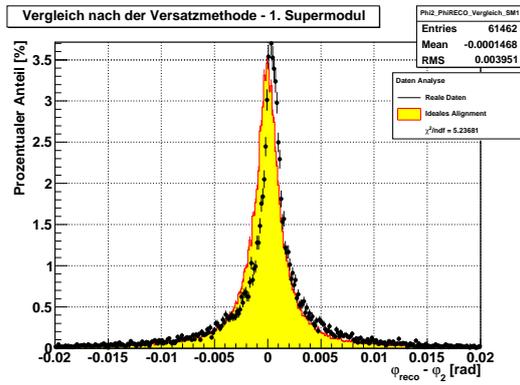
Abbildung 9.4



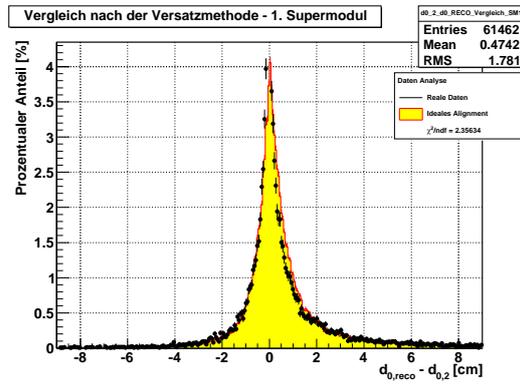
(a) TDA-Alignment



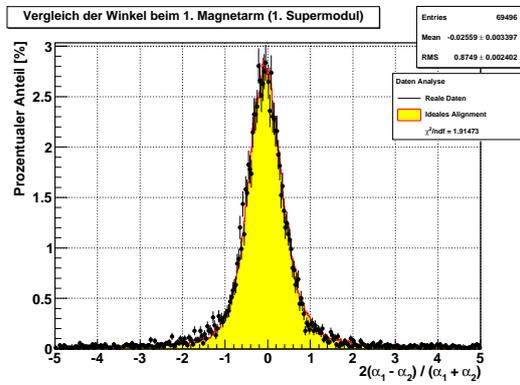
(b) TDA-Alignment



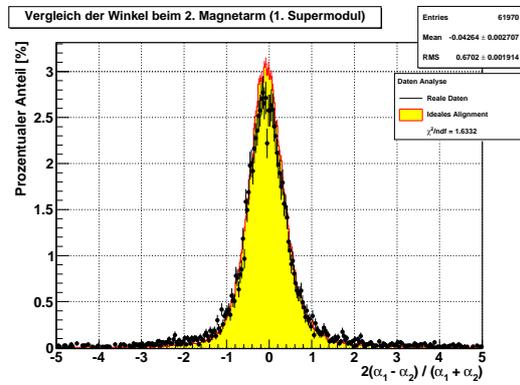
(c) TDA-Alignment



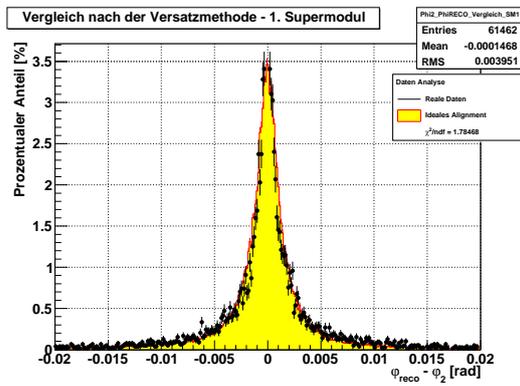
(d) TDA-Alignment



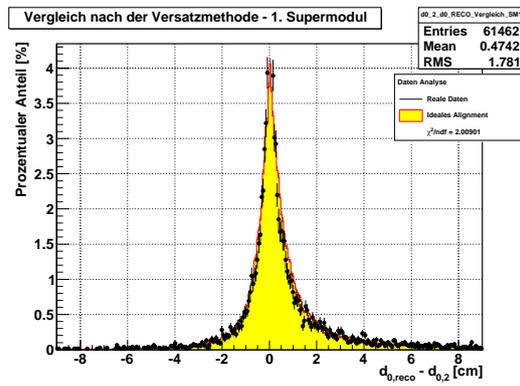
(e) On-Time-Alignment (1. exemplarische Korrektur)



(f) On-Time-Alignment (1. exemplarische Korrektur)



(g) On-Time-Alignment (1. exemplarische Korrektur)



(h) On-Time-Alignment (1. exemplarische Korrektur)

Abbildung 9.5: Vergleich des alten und des neuen Alignments (1. Korrektur)

Literaturverzeichnis

- [1] M. Guler et al. (OPERA Colloboration), Experiment Proposal, CERN-SPSC-2000-028 (2000).
- [2] K. Kodama et al. NIM A, 493 (2002) 45-66.
- [3] M. De Serio et al. NIM A, 512 (2003) 539-545.
- [4] M. Besnier und D. Duchesneau, Momentum measurement of charged particles in Emulsion Cloud Chamber using the angular method, OPERA internal note, 2008.
- [5] H. A. Bethe, Molièr ´s Theory of Multiple Scattering, Physical Review Volume 89, Number 6 (1953)
- [6] C. Grupen, Teilchendetektoren, BI-Wiss.-Verlag, Mannheim (1993)
- [7] B. S. Wonsak, Die Spurrekonstruktion für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des Neutrino-Experimentes OPERA, Dissertation, Universität Hamburg (2007).
- [8] R. Zimmermann, Charge Sign Determination with the Precision Tracker of OPERA, OPERA internal note, 2009
- [9] Particle Data Group, Eur. Phys. J. C3 (1998).
- [10] P. Gorbounov, Notes on the momentum resolution of the dipolar muon spectrometer, OPERA internal note (2000)
- [11] Bronstein: Taschenbuch der Mathematik, Wissenschaftlicher Verlag Harri Deutsch GmbH (2005)
- [12] J. Lenkeit, Kalibrationsmessungen für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors, Hamburg (2007)
- [13] N. Agafonova et al., The detection of neutrino interactions in the emulsion/lead target of the OPERA Experiment, JINST 4:P06020, (2009), [arXiv:0903.2973]
- [14] A. Garfagnini und C. Pistillo: Observation of neutrino interactions in the OPERA detector, (2008), [arXiv:0805.3243v1]

- [15] T. Adam et al., Nucl. Instrum. Methods A 577, 523 (2007)
- [16] B. von Krosigk, Energierekonstruktion hadronischer Schauer in den Sampling-Kalorimetern des Neutrino-Detektors OPERA, Diplomarbeit, Hamburg (2010)
- [17] V. Karimäki, A. Heikkinen, T. Lampén, T. Lindén, Sensor Alignment by Tracks, Helsinki (2003), [arXiv:physics/0306034v2]
- [18] V. Blobel, Software Alignment for Tracking Detectors, Hamburg (2007)
- [19] V. Blobel, C. Kleinwort, F. Meier, Fast alignment of a complex tracking detector using advanced track models, (2010), [arXiv:1103.3909v1]
- [20] M. Frahm, Dimyonische Ereignisse im OPERA-Experiment, Hamburg (2010)
- [21] N. Agafonova et al., Observation of a first ν_τ candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam, Phys. Lett. B 691 (2010)
- [22] G. S. Karagiorgi, Searches for New Physics at MiniBooNE: Sterile Neutrinos and Mixing Freedom, MIT (2010)
- [23] A. Donini et al, Sterile Neutrinos at the CNGS, [arXiv:0704.0388v2]
- [24] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), J. Phy. G 37, 075021 (2010)
- [25] J. Angrik et. al, KATRIN Design Report 2004, MS-KP-0501 (2004)
- [26] R. Barate et al. [ALEPH Collaboration], Eur. Phys. J. C 2, 395 (1998)
- [27] A. Ferrari et al., Nucl. Instr. and Meth. A338 (1994), 336.
- [28] G. Sirri, Fast automated scanning of OPERA emulsion films, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 172:324-326 (2007).
- [29] N. Agafonova et al., Measurement of the atmospheric muon charge ration with the OPERA detector, Eur. Phys. J. C (2010) 67: 25-37
- [30] K. Kodama et al., CERN/SPSC 99-20, SPSC/M635, LNGS-LOI 19/99
- [31] Offizielle Plots der OPERA Kollaboration. URL: <http://emulsion.na.infn.it/wiki/>
- [32] R. Kalman, A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems, Transactions of the ASME - Journal of Basic Engineering, Vol. 82, Series D (1960)
- [33] P. Stingl, Mathematik für Fachhochschulen - Technik und Informatik, München Wien (2004)
- [34] S. Meyer, Kalman Filter.
URL: http://hexor2k.files.wordpress.com/2008/08/kalmanfilter_korrigiert_2.pdf

-
- [35] N. Agafonova et al., Observation of a first ν_τ candidate event in the OPERA experiment in the CNGS beam, *Phy. Lett. B* 691 (2010)
- [36] C. Göllnitz, Die Alignment-Strategie des OPERA Precision-Trackers, Vortrag auf der DPG, München (2009). URL: <http://neutrino.desy.de/publikationen/vortraege/>
- [37] J. Ebert, The Alignment of the Precision Tracker of the OPERA Detector, OPERA internal note, Hamburg (2010)
- [38] N.D. Gagunashvili, Comparison of weighted and unweighted histograms, (2006), [arXiv:physics/0605123v1]
- [39] G. Mention et al., The Reactor Antineutrino Anomaly (2011), [arXiv:1101.2755v4]
- [40] D. K. Ghosh et al., Naturally Light Sterile Neutrinos from Theory of R-parity (2010)
- [41] [ALEPH Collaboration and DELPHI Collaboration and L3 Collaboration], *Phy. Rept.* 427, 257 (2006)
- [42] T. Strauss, Charm production in the OPERA experiment and the study of a high temperature superconducting solenoid for a liquid argon time projection chamber, DISS. ETH N°19247, Zürich (2010)
- [43] P. Schmüser, Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker, Springer (1995)
- [44] N. Schmitz, Neutrino-Physik, Teubner, Stuttgart (1997)

Danksagung

Zu guter Letzt möchte ich allen danken, die zur Fertigstellung der Diplomarbeit beigetragen haben.

Frau Prof. Dr. Caren Hagner danke ich für die Möglichkeit meine Arbeit in der Neutronenphysikgruppe anzufertigen. Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall danke ich für die konstruktive Kritik und für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Ich danke der gesamten Arbeitsgruppe: Prof. Dr. Caren Hagner, Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall, Dr. Joachim Ebert, Dr. Björn Wonsak, Dr. Michael Wurm, Daniel Bick, Torben Ferber, Christoph Göllnitz, Nadine Heidrich, Martin Hierholzer, Annika Hollnagel, Jan Lenkeit, Christian Oldorf, Jan Timm, Benjamin Büttner, Manuel Harter, Sebastian Lorenz, Shigeko Schlüter und Hans-Jürgen Ohmacht.

Hervorheben möchte ich Dr. Björn Wonsak für die Betreuung der Arbeit und die kompetenten Ratschläge, meinen Bürogenossen Benjamin Büttner für seine stupenden Informatik-Kenntnisse, Sebastian Lorenz fürs Korrekturlesen und Laura Vanhoefer für die vielen Verbesserungen.

Irina Rostovtseva danke ich für kritische und ergiebige Diskussionen. Desweiteren danke ich Annika Vanhoefer und Stefan Dahmke.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig und ausschließlich mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln verfasst zu haben.

Mit der Veröffentlichung dieser Arbeit und der Auslage in der Bibliothek bin ich einverstanden.

Hamburg, Juni 2011

Mikko Meyer