

Energierекonstruktion  
hadronischer Schauer in den  
Sampling–Kalorimetern  
des Neutrino–Detektors OPERA

Diplomarbeit  
Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Belina von Krosigk  
im Januar 2010



Universität Hamburg



**Energy Reconstruction of Hadron Showers  
in the Sampling–Calorimeters  
of the Neutrino Detector OPERA**

**Abstract**

Within the framework of this diploma thesis hadronic shower events in the OPERA–Calorimeters are analysed with the objective of the reconstruction of hadronic shower energy. The calorimeters consist of a lead target combined with interconnected plastic scintillators. Besides the presentation of a method to identify hadronic shower events and to isolate the hadronic shower, the accuracy of the reconstruction of deposited energy within the Target–Trackers is determined. Using the visible shower energy in the Target–Tracker an algorithm for reconstructing the entire shower energy is developed. Analysing simulated and real data revealed that hadronic shower energies in the OPERA–Experiment range from few GeV up to ca. 100 GeV though 95% of hadronic shower energies are smaller than 40 GeV. The energy resolution depends on the value of the shower energy and reaches with 30% its maximum at approx. 5 GeV to approx. 50 GeV. The resolution in case of low energies is limited due to the low sampling fraction of the OPERA–Calorimeters and decreases for energies smaller than 5 GeV.

**Energierückonstruktion hadronischer Schauer  
in den Sampling–Kalorimetern  
des Neutrino–Detektors OPERA**

**Kurzfassung**

Gegenstand dieser Diplomarbeit ist die Analyse hadronischer Schauerereignisse in den OPERA–Kalorimetern, jeweils bestehend aus einem Blei–Target mit zwischengeschalteten Plastikszintillatoren mit dem Ziel der Rekonstruktion der primären Schauerenergie. Neben der Darstellung einer Methode zur Erkennung und Isolierung hadronischer Schauer wird die Genauigkeit der Rekonstruktion deponierter Energie in den Target–Tracker–Szintillatoren untersucht und ein Algorithmus zur Schauerenergie–Rekonstruktion entwickelt. Die Analyse von simulierten und echten Ereignissen ergab, dass sich die Anfangsenergie hadronischer Schauer im OPERA–Experiment über einen Bereich von wenigen GeV bis hin zu rund 100 GeV erstreckt, wobei 95% der Schauer eine Energie unter 40 GeV haben. Die erreichte Rekonstruktionsgenauigkeit im Kalorimeter hängt unter anderem von der Höhe der Schauerenergie ab und wird maximal im Bereich von etwa 5 GeV bis etwa 50 GeV. Die hier erreichte Energieauflösung liegt unter 30%. Die Auflösung im Bereich niedriger Primärenergien wird stark beschränkt durch das grobe Sampling des OPERA–Kalorimeters, entsprechend wird unterhalb von 5 GeV die Auflösung zunehmend schlechter.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Neutrinoophysik</b>	<b>5</b>
2.1	Geschichtlicher Hintergrund . . . . .	5
2.2	Neutrinos im Standardmodell der Elementarteilchenphysik . . . . .	6
2.3	Neutrinooszillationen . . . . .	8
2.3.1	Drei-Flavour-Formalismus . . . . .	9
2.3.2	Zwei-Flavour-Formalismus . . . . .	12
2.3.3	Neutrinooszillationen in Materie . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Physikalische Grundlagen der Kalorimetrie</b>	<b>15</b>
3.1	Motivation . . . . .	15
3.2	Der Hadron-Schauer . . . . .	17
3.2.1	Wechselwirkungen in hadronischen Schauern . . . . .	17
3.2.2	Energieanteile in hadronischen Schauern . . . . .	20
3.2.3	Die Schauerentwicklung . . . . .	22
3.2.4	Jet-induzierte Schauer . . . . .	24
3.3	Kalorimetrie . . . . .	25
3.3.1	Sampling-Kalorimeter . . . . .	25
3.3.2	Qualität der Energiemessung . . . . .	26
<b>4</b>	<b>Das OPERA-Experiment</b>	<b>29</b>
4.1	Übersicht . . . . .	29
4.2	Der CNGS-Neutrinostrahl . . . . .	31
4.3	Der OPERA-Detektor . . . . .	34
4.3.1	Das Veto . . . . .	35
4.3.2	Das Target . . . . .	35
4.3.3	Der Target-Tracker . . . . .	37
4.3.4	Das Myon-Spektrometer . . . . .	38
4.4	Die Datenanalyse . . . . .	44
4.4.1	Der Tau-Nachweis . . . . .	44
4.4.2	Energie und Impuls des jeweiligen geladenen Zerfallsprodukts . . . . .	45
4.4.3	Untergrundereignisse . . . . .	46
4.4.4	Nachweisempfindlichkeit für $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Appearance . . . . .	48

<b>5</b>	<b>Das hadronische OPERA–Kalorimeter</b>	<b>51</b>
5.1	Das Target als Absorber . . . . .	52
5.2	Der Target–Tracker als aktive Komponente eines Hadron–Kalorimeters	53
<b>6</b>	<b>Hadronische Schauerentwicklung im OPERA–Kalorimeter</b>	<b>55</b>
6.1	Relative Häufigkeit von Ereignissen einer Klasse . . . . .	55
6.2	Möglichkeit der Schauerbildung in den einzelnen Ereignisklassen . . .	57
6.3	Unterscheidung von CC– und NC–Reaktionen . . . . .	59
6.4	Schauerprofil im OPERA–Kalorimeter . . . . .	60
6.4.1	Modell idealisierter Schauerereignisse im OPERA–Kalorimeter	60
6.4.2	Schauerprofil in simulierten CNGS–Strahlereignissen . . . . .	63
<b>7</b>	<b>Extraktion von Ereignissen mit einem Hadron–Schauer im OPERA–Kalorimeter</b>	<b>67</b>
7.1	Erkennung von Ereignissen im Blei der OPERA–Targets . . . . .	67
7.2	Wahl eines Fiducial Volumes in den OPERA–Targets . . . . .	67
7.3	Ereignisse im Fiducial Volume mit einem Hadron–Schauer . . . . .	68
7.4	Anteil von Schauerereignissen an allen Ereignissen in echten Daten . .	69
<b>8</b>	<b>Rekonstruktion der im Target–Tracker sichtbaren Energie</b>	<b>71</b>
8.1	Motivation . . . . .	71
8.2	Rekonstruktion der in einem Szintillatorstreifen deponierten Energie .	71
8.2.1	Einfluss eines Fehlers in $X$ , $Npe$ , $\alpha$ und $\beta$ auf die Genauigkeit der Energierekonstruktion entlang einer 3D–Spur . . . . .	75
8.2.2	Energierekonstruktion bei unbekannter Spurposition $X$ . . . . .	82
8.2.3	Energierekonstruktion bei fehlender PM–Information auf einer Seite des Szintillators . . . . .	85
8.2.4	Nicht–Linearität des Photomultipliersignals und Sättigung . . .	87
8.3	Crosstalk im Target–Tracker . . . . .	89
8.3.1	Crosstalk–Korrektur . . . . .	90
8.4	Genauigkeit der Energierekonstruktion im Target–Tracker . . . . .	90
8.4.1	Genauigkeit der Rekonstruktion im Streifen deponierter Energie	91
8.4.2	Genauigkeit der Rekonstruktion im gesamten Target–Tracker sichtbarer Energie . . . . .	93
<b>9</b>	<b>Energierekonstruktion hadronischer Schauer im OPERA–Target</b>	<b>95</b>
9.1	Kalibrierung der hadronischen OPERA–Kalorimeter . . . . .	95
9.1.1	Genauigkeit der Energierekonstruktion von Hadron–Schauern im Targetbereich . . . . .	97
9.2	Integration der RPCs in die Kalibrierung . . . . .	100
9.2.1	Genauigkeit der Energierekonstruktion unter Einschluss von Schauern mit RPC–Einträgen . . . . .	102
9.3	Vergleich von Simulation und Daten . . . . .	104
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>109</b>

---

<b>A</b>	<b>Darstellung einer QES–CC–Reaktion im OPERA–Display</b>	<b>111</b>
<b>B</b>	<b>Rekonstruktionsgenauigkeit von <math>E_{vis}</math> für <math>\nu_\mu</math>–CC–Reaktionen</b>	<b>113</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>115</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>119</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>121</b>





# Kapitel 1

## Einleitung

War das Neutrino 1930 zunächst nur ein gedankliches Konstrukt Wolfgang Paulis zur Rettung der Energieerhaltung beim  $\beta$ -Zerfall, so liefert es heute einen klaren Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells der Elementarteilchen.

Das Standardmodell, das die Wechselwirkungen von Quarks und Leptonen mit hoher Genauigkeit beschreibt, sieht für Neutrinos vor, masselos zu sein. Im Zuge des Homestake<sup>1</sup>-Experiments zur Vermessung des solaren Neutrinoflusses kamen jedoch erste Zweifel an dieser Eigenschaft auf. Der Vergleich der von 1970 bis 1994 genommenen Daten mit dem Standard-Sonnenmodell zeigte ein deutliches Defizit an Elektron-Neutrinos. Erklären ließ sich dieses als solares Neutrino-Problem bekannt gewordene Phänomen durch einen quantentheoretischen Effekt, der vorhersagt, dass sich Neutrinos in einem Mischzustand zwischen zwei Identitäten befinden und durch Oszillation mal in dem einen und mal in dem anderen Flavour<sup>2</sup> erscheinen. Jene Elektron-Neutrinos ( $\nu_e$ ), die dieser Annahme nach auf ihrem Weg von der Sonne zur Erde zu Myon- oder Tau-Neutrinos ( $\nu_\mu$  bzw.  $\nu_\tau$ ) werden, würden entsprechend die Zahl der gemessenen Teilchen verringern, da Homestake nur sensitiv für Elektron-Neutrinos war. Die die Oszillation beschreibenden Gleichungen fordern jedoch eine von Null verschiedene Masse für mindestens zwei Neutrinos.

Einen der ersten direkten Belege für Neutrinooszillation lieferte 1998 der Super-Kamiokande<sup>3</sup>-Detektor bei der Untersuchung atmosphärischer Neutrinos. 2001 wurde im SNO<sup>4</sup>-Experiment schließlich auch ein mögliches Oszillationsverhalten der solaren Neutrinos bestätigt. Es folgten weitere Experimente, die die Oszillationshypothese erhärteten.

---

<sup>1</sup>Homestake: Benennung nach dem Standort des Detektors in der Homestake Goldmine in South Dakota, USA

<sup>2</sup>flavour (engl.): Geschmack; ein in der Teilchenphysik üblicher Begriff für „Leptonart“ (bzw. „Quarkart“)

<sup>3</sup>Super-Kamiokande: Nachfolger von Kamiokande (Kamioka Nucleon Decay Experiment) in Kamioka, Japan.

<sup>4</sup>SNO: Sudbury Neutrino Observatory, Kanada

Im Gegensatz zu den entsprechend benannten Disappearance<sup>5</sup>-Experimenten ist OPERA<sup>6</sup> ein Appearance<sup>7</sup>-Experiment. Es ist darauf ausgelegt, das Erscheinen von Tau-Neutrinos in einem fast reinen Myon-Neutrino-Strahl nachzuweisen und damit eine direkte Bestätigung für  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillation zu liefern. Der Neutrinostrahl wird am CERN<sup>8</sup> in Genf erzeugt und 732 km durch die Erde auf das Untergrundlabor LNGS<sup>9</sup> in den italienischen Abruzzen gelenkt. Dort befindet sich der OPERA-Detektor, bestehend aus elektronischen Detektorkomponenten und zwei massiven Blei-Emulsions-Targets<sup>10</sup> mit einer Gesamttargetmasse von etwa 1,2 kt. Im Falle einer CC<sup>11</sup>-Reaktion des Tau-Neutrinos im Blei des Targets wird ein Tau-Lepton erzeugt. Anhand seiner charakteristischen Zerfallssignatur kann das Tau-Lepton in den hochauflösenden Fotoemulsionslagen identifiziert werden. Die elektronischen Detektoren dienen der Lokalisation des Vertex<sup>12</sup> sowie der kinematischen Analyse der in einer Reaktion entstandenen Teilchen.

Die genaue Energie mit der ein Strahl-Neutrino den OPERA-Detektor erreicht, ist unbekannt und damit die Primärenergie einer Neutrino-Interaktion. Lediglich die durch die Strahlerzeugung bedingte Energieverteilung ist bekannt. Entsteht durch diese Interaktion neben einem Lepton zusätzlich ein hadronischer Schauer, so kann dementsprechend die Schauerenergie selbst bei Kenntnis der Leptonenergie nicht aus Primär- und Leptonenergie bestimmt werden. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird mit Hilfe der in das OPERA-Target integrierten elektronischen Detektorsegmente, die zusammen den sogenannten Target-Tracker<sup>13</sup> bilden, die Energie des hadronischen Schauers rekonstruiert. Sämtliche in der zu diesem Zweck durchgeführten Datenanalyse verwendeten Monte Carlo (MC) Ereignisse wurden innerhalb der OPERA-Software *OpRelease rev. 519* mit GEANT3, die Neutrino-Interaktionen mit NEGN simuliert.

Im zweiten Kapitel wird ein kurzer Überblick über die Neutrinophysik und im dritten Kapitel über die Physik der Kalorimetrie gegeben. Das OPERA-Experiment wird im vierten Kapitel beschrieben, wobei die hadronischen Sampling-Kalorimeter, aufgebaut aus OPERA-Target und Target-Tracker, noch einmal detailliert im fünften Kapitel erläutert werden, da sie in der vorliegenden Arbeit eine zentrale Rolle spielen. Auf die longitudinale und laterale Entwicklung hadronischer Schauer innerhalb der Kalorimeter wird im sechsten Kapitel eingegangen, bevor im siebten Kapitel geschildert wird, wie aus sämtlichen Ereignissen innerhalb des OPERA-Detektors diejenigen herausgefiltert werden, in denen sich ein Schauer im Targetbereich gebildet hat. Kapitel acht erläutert die Vorgehensweise zur Rekonstruktion der

---

<sup>5</sup>disappearance (engl.): Verschwinden

<sup>6</sup>OPERA: Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus

<sup>7</sup>appearance (engl.): Erscheinen

<sup>8</sup>CERN: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, Schweiz

<sup>9</sup>LNGS: Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italien

<sup>10</sup>target (engl.): Ziel

<sup>11</sup>CC, charged current (engl.): geladener Strom

<sup>12</sup>Vertex: Ort der Wechselwirkung

<sup>13</sup>track (engl.): Spur

in den Szintillatoren des Target-Trackers nachweisbaren Schauerenergie und im neunten Kapitel wird aus der sichtbaren Schauerenergie die gesamte von einem Hadron-Schauer im Detektor deponierte Energie rekonstruiert. Das zehnte Kapitel fast schließlich die Ergebnisse zusammen.

Im Folgenden werden, wie in der Teilchenphysik allgemein üblich, natürliche Einheiten verwendet: es werden  $\hbar = 1$  und die Lichtgeschwindigkeit  $c = 1$  gesetzt, so dass Energien, Impulse und Massen die Einheit Elektronenvolt haben.



# Kapitel 2

## Neutrino-physik

### 2.1 Geschichtlicher Hintergrund

Während ihrer Erforschung von  $\beta$ -Strahlen Anfang des 20. Jahrhunderts fand L. Meitner die zunächst umstrittene Eigenschaft der Zerfalls-Elektronen, ein kontinuierliches Energiespektrum zu besitzen. Derartige Messungen standen im direkten Widerspruch zu der Annahme, der  $\beta$ -Zerfall sei ein Zweikörperzerfall,

$$B(A, Z) \rightarrow C(A, Z + 1) + e^-, \quad (2.1)$$

der gemäß des Energiesatzes  $E_e = m_B - m_C$  ein monoenergetisches Elektron zur Folge hätte. Als Ausweg postulierte W. Pauli 1930 einen Dreikörperzerfall, bei dem der Mutterkern  $B$  außer in einen Tochterkern  $C$  und ein Elektron  $e^-$  noch in ein mit damaligen Methoden nicht nachweisbares neutrales Teilchen zerfällt:

$$B(A, Z) \rightarrow C(A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2.2)$$

Um neben der Energie und dem Impuls auch den Drehimpuls zu erhalten, sollte das neue Teilchen ein Fermion, das heißt ein Teilchen mit halbzahligem Spin, sein. Pauli nannte das Teilchen zunächst Neutron. Erst nach der Entdeckung des neutralen Nukleons 1932, das man schließlich Neutron nannte, führte E. Fermi den Namen Neutrino<sup>1</sup> ein. Heute wird das beim  $\beta^-$ -Zerfall entstehende Neutrino als Anti-Elektron-Neutrino ( $\bar{\nu}_e$ ) bezeichnet.

1956 gelang schließlich der experimentelle Nachweis des  $\bar{\nu}_e$  in einer von F. Reines und C. L. Cowan durchgeführten Reihe von Versuchen am Savannah River Reaktor [Rei56]. An einem Kernreaktor steht aus dem Zerfall von Neutronen ein hoher Fluss an Anti-Elektron-Neutrinos zur Verfügung:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2.3)$$

Dieser wurde genutzt, um über den sogenannten inversen  $\beta$ -Zerfall,

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n, \quad (2.4)$$

---

<sup>1</sup>Neutrino (ital.): kleines Neutron

die Existenz der  $\bar{\nu}_e$  zu beweisen. Reines und Cowan gelang sowohl der Nachweis des Positrons ( $e^+$ ) über die Paarvernichtung

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma, \quad (2.5)$$

als auch des Neutrons über die Reaktion

$$n + {}^A_{48}\text{Cd} \rightarrow {}^{A+1}_{48}\text{Cd}^* \rightarrow {}^{A+1}_{48}\text{Cd} + \gamma. \quad (2.6)$$

Der verwendete Detektor bestand hauptsächlich aus einem mit wässriger Kadmium-Chlorid-Lösung ( $\text{CdCl}_2$ ) gefüllten Tank, der von zwei Behältern mit Szintillatorflüssigkeit umgeben war.

Im Jahre 1962 wurde am Brookhaven National Laboratory in New York nachgewiesen, dass die in Myon-Zerfällen entstehenden Neutrinos nicht identisch sind mit denjenigen, die im  $\beta^-$ -Zerfall eines Neutrons entstehen [Dan62]. Zur Unterscheidung wurden die Begriffe Elektron-Neutrino ( $\nu_e$ ) und Myon-Neutrino ( $\nu_\mu$ ) eingeführt.

Neben dem Elektron und dem Myon wurde 1975 am SLAC<sup>2</sup> ein weiteres Lepton entdeckt, das Tau [Per75]. Das zugehörige Neutrino, das Tau-Neutrino ( $\nu_\tau$ ), konnte schließlich im Jahre 2000 am Fermilab<sup>3</sup> durch das DONuT<sup>4</sup>-Experiment nachgewiesen werden [Hos00]. Die Existenz weiterer Leptonen mit einer Masse unterhalb der halben  $Z^0$ -Masse ( $m_{Z^0} = 91,1876 \pm 0,0021$  GeV) wurde bereits 1989 am CERN im Zuge des LEP<sup>5</sup>-Experiments ausgeschlossen [ALE05]. Damit gibt es nach heutigem Stand des Wissens drei einfach negativ geladene Leptonen ( $e^-, \mu^-, \tau^-$ ) und drei ungeladene Leptonen, die zugehörigen Neutrinos ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ).

## 2.2 Neutrinos im Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik fasst die elementaren Teilchen der Materie zusammen und beschreibt drei der vier zwischen ihnen herrschenden fundamentalen Kräfte, die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung, sowie die Vermittlung dieser Kräfte durch Austauschteilchen, auch Eichbosonen<sup>6</sup> genannt. Die vierte Kraft, die Gravitation, konnte nicht mit einbezogen werden, kann jedoch auf Grund der geringen Massen der Elementarteilchen in der Teilchenphysik vernachlässigt werden.

Gemäß des Standardmodells gibt es zwölf Materieteilchen (sechs Quarks und sechs Leptonen), sowie deren Antiteilchen<sup>7</sup>. Sie tragen alle Spin  $\frac{1}{2}$  und sind damit

<sup>2</sup>SLAC: Stanford Linear Accelerator Center

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

<sup>4</sup>DONuT: Direct Observation of the Nu Tau

<sup>5</sup>LEP: Large Electron Positron Collider

<sup>6</sup>Boson: Teilchen mit ganzzahligem Spin

<sup>7</sup>Teilchen mit denselben Eigenschaften, aber mit umgekehrten Vorzeichen bei allen additiven Quantenzahlen.

Fermionen. Die Leptonen werden in drei sogenannte Familien oder Generationen eingeteilt,

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}, \quad (2.7)$$

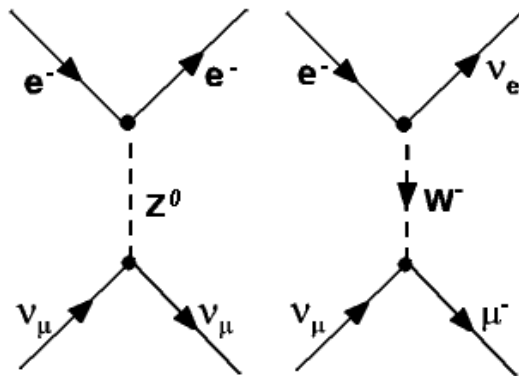
wobei jedem Teilchen einer Familie eine positive Leptonenfamilienzahl  $L_e$ ,  $L_\mu$  oder  $L_\tau$  ( $= +1$ ) und den Antileptonen ( $e^+$ ,  $\mu^+$ ,  $\tau^+$ ,  $\bar{\nu}_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\tau$ ) entsprechend eine negative Leptonenfamilienzahl zugeordnet wird. In allen nach dem Standardmodell möglichen Reaktionen bleibt die Leptonenfamilienzahl erhalten. Da Neutrinos nur an der schwachen Wechselwirkung und die geladenen Leptonen an der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung teilnehmen, sind diese beiden Kräfte in der Neutrinophysik von besonderem Interesse. Bei Energien ab etwa 100 GeV ist die Kopplungsstärke der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung etwa gleich groß. Das legte eine Vereinheitlichung beider Wechselwirkungen für derartig hohe Energien nahe. Die Theorie der elektroschwachen Vereinigung wurde in den Jahren 1967/68 von S. L. Glashow, S. Weinberg und A. Salam entwickelt und wird nach ihnen GWS-Theorie genannt [Gla61, Wei67, Sal68]. Im GWS-Modell treten vier Eichbosonen auf, das masselose, ungeladene Photon  $\gamma$  als Austauscheteilchen elektromagnetischer Prozesse und drei Austauscheteilchen schwacher Reaktionen, das massebehaftete, ungeladene  $Z^0$ -Boson, sowie die beiden einfach geladenen, ebenfalls massiven  $W$ -Bosonen ( $W^+$  und  $W^-$ ). Auf Neutrinos wirken nur das  $Z^0$ -Boson und die beiden  $W$ -Bosonen, da das Photon ausschließlich an elektrisch geladene Teilchen koppelt. Bei schwachen Prozessen unter Beteiligung des  $Z^0$  spricht man von sogenannten Neutral-Current<sup>8</sup>-Reaktionen (NC), im Falle eines  $W^\pm$ -Austausches von Charged-Current<sup>9</sup>-Reaktionen (CC). In CC-Prozessen ändert sich die Art der beteiligten Fermionen (z.B.  $\mu^- \rightarrow \nu_\mu$ ), während sie in NC-Prozessen unverändert bleibt (z.B.  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ ), (siehe Abbildung 2.1). Die Kopplung der Leptonen an die schwachen Eichbosonen ist flavourunabhängig, das heißt es gibt keinen Unterschied zwischen  $e$ ,  $\mu$  und  $\tau$  sowie den entsprechenden Neutrinos. Diese Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung nennt man Lepton-Universalität.

Sowohl die Existenz der geladenen schwachen Ströme als auch die der neutralen schwachen Ströme sagten Glashow, Weinberg und Salam bereits im Rahmen der von ihnen entwickelten Theorie Ende der 1960er Jahre voraus. 1973 wurden NC-Reaktionen erstmalig am CERN entdeckt [Sci79] und 1983 konnten schließlich, ebenfalls am CERN, die  $Z^0$ - und  $W^\pm$ -Bosonen nahezu zeitgleich von zwei Kollaborationen, UA1 [Arn83] und UA2 [Ban83], direkt nachgewiesen werden. Für ihre Theorie erhielten die drei oben genannten Physiker 1979 den Nobelpreis für Physik.

Obwohl die Forschung der vergangenen 30 Jahre das Standardmodell mit äußerster Genauigkeit bestätigt hat, gibt es keinen Zweifel mehr daran, dass es noch eine Physik jenseits dieser Theorie gibt, da einige Fragen unbeantwortet bleiben. Besonders das Verhalten von Neutrinos kann nicht vollständig beschrieben werden. Im Standardmodell sind sie masselose, stabile Teilchen, deren Leptonenfamilienzahl

<sup>8</sup>neutral current (engl.): neutraler Strom

<sup>9</sup>charged current (engl.): geladener Strom



**Abbildung 2.1:** Feynman-Diagramm eines Neutral-Current-Prozesses (links) bzw. eines Charged-Current-Prozesses (rechts).

stets erhalten bleibt. Auch wenn es kein fundamentales physikalisches Prinzip gibt, wie zum Beispiel die lokale Eichinvarianz der elektromagnetischen Wechselwirkung, die diese Eigenschaften zwingend fordert, so steht das einfache Standardmodell dennoch im Widerspruch zum Phänomen der Neutrinooszillationen. Zum einen kann die Leptonenfamilienzahl unter Neutrinooszillation keine Erhaltungsgröße mehr sein und zum anderen schließt eine endliche Masse die vom Standardmodell festgelegte Eindeutigkeit der Helizität<sup>10</sup> der Neutrinos aus. Das einfache Standardmodell als relativistische Quantenfeldtheorie gehorcht den Gesetzen der speziellen Relativitätstheorie. Diese besagt unter anderem, dass sich massebehaftete Teilchen stets mit einer Geschwindigkeit unterhalb der Lichtgeschwindigkeit  $c$  bewegen, so dass immer ein Bezugssystem wählbar ist, das schneller als das Teilchen selbst ist. In diesem Fall würde sich die Richtung des Teilchenimpulses umdrehen und damit die Helizität [Sch97]. Die Helizität der Neutrinos ist also nicht mehr eindeutig, sobald sie eine von Null verschiedene Ruhemasse besitzen. Auch wenn also Neutrinooszillationen prinzipiell nicht ausgeschlossen sind, so muss das Standardmodell zu deren Erklärung dennoch erweitert werden.

## 2.3 Neutrinooszillationen

Neutrinooszillationen wurden bereits in den 1960er Jahren von B. Pontecorvo vorgeschlagen<sup>11</sup> [Pon57]. Dabei „schwingt“ ein Neutrino während seiner Bewegung durch den Raum vom Ausgangszustand  $|\nu_\alpha\rangle$  in einen anderen Flavour  $|\nu_\beta\rangle$  und zurück ( $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$ ). Die Frequenz der Schwingung wird dabei vom Massenunterschied der Neutrinozustände bestimmt. Damit Oszillationen stattfinden können, dürfen folglich nicht alle Neutrinos die gleiche Masse haben, insbesondere nicht alle die Masse  $m = 0$ . Darüber hinaus sind diese Umwandlungen flavour-ändernd, das heißt, die Leptonenfamilienzahl ist nicht streng erhalten. Beide Voraussetzungen für Neutrinooszillationen, die Nichterhaltung von  $L_\alpha$  sowie die endliche Ruhemasse, stehen, wie bereits im vorigen Kapitel erwähnt, in Konflikt mit dem einfachen

<sup>10</sup>Projektion des Spins auf die Impulsrichtung; im Standardmodell gilt stets  $H = -1$  für Neutrinos und  $H = +1$  für Antineutrinos.

<sup>11</sup>Pontecorvo nahm jedoch eine mögliche Umwandlung zwischen Neutrino und Antineutrino an.



Standardmodell und fordern eine Erweiterung dieser Theorie.

Im Folgenden sollen nun die phänomenologischen Grundlagen der Neutrinooszillation im Vakuum unter der in Kapitel 2.1 begründeten Annahme von drei Leptonfamilien erörtert werden. Anschließend wird die Theorie auf die Betrachtung zweier Generationen reduziert, bevor im letzten Abschnitt dieses Kapitels der Einfluss von Materie auf das Oszillationsverhalten behandelt wird.

### 2.3.1 Drei-Flavour-Formalismus

Bisher wurden die Neutrinos als orthonormierte Eigenzustände  $|\nu_\alpha\rangle$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) zum Leptonzahloperator  $L_\alpha$  betrachtet, die Form, in der sie an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen:

$$L_\alpha |\nu_\beta\rangle = \delta_{\alpha\beta} |\nu_\beta\rangle. \quad (2.8)$$

Diese sogenannten Flavoureigenzustände haben eine definierte Leptonfamilienzahl, jedoch keine feste Masse. Das heißt, sie sind nicht zwangsläufig identisch mit den orthonormierten Eigenzuständen  $|\nu_i\rangle$  ( $i = 1, 2, 3$ ) zum Massenoperator  $M$

$$M |\nu_i\rangle = m_i \delta_{ij} |\nu_i\rangle. \quad (2.9)$$

Die Flavoureigenzustände und Masseneigenzustände sind über eine unitäre Transformation miteinander verknüpft:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle, \quad |\nu_i\rangle = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} U_{\alpha i} |\nu_\alpha\rangle. \quad (2.10)$$

Hierbei ist  $U$  die nach den Physikern B. Pontecorvo, Z. Maki, M. Nakagawa und S. Sakata benannte unitäre PMNS-Matrix. Im Allgemeinen hat eine unitäre  $n \times n$ -Matrix  $n^2$  unabhängige Parameter. In dem hier behandelten Fall lässt sich die Anzahl der physikalisch relevanten Parameter auf  $n^2 - n = n(n - 1)$  reduzieren. Eine übliche Parametrisierung ist die Wahl von  $\frac{1}{2}n(n - 1)$  Mischungswinkeln und  $\frac{1}{2}n(n - 1)$  komplexen Phasen [Kay08]. Unter der Annahme von drei orthonormierten Eigenzuständen ist  $n = 3$  und die Mischungsmatrix besitzt drei Mischungswinkel und drei komplexe Phasen:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} e^{i\epsilon_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\epsilon_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

mit  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$  und  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ . Hier sind die  $\theta_{ij}$  die drei Mischungswinkel,  $\delta$  ist die CP-verletzende<sup>12</sup> Dirac<sup>13</sup>-Phase und  $\epsilon_1$  und  $\epsilon_2$  werden als Majorana<sup>14</sup>-Phasen bezeichnet. Sind Neutrinos Dirac-Teilchen<sup>15</sup>, so ist  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0$  und die Übergangsmatrix reduziert sich auf:

$$\begin{aligned}
 U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}.
 \end{aligned} \tag{2.12}$$

Da die Majorana-Phasen keinen Einfluss auf Neutrinooszillationen haben, wird für die weitere Herleitung diese Form der Mischungsmatrix verwendet. Für die Mischungswinkel werden üblicherweise die drei Eulerschen Drehwinkel  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$  und  $\theta_{23}$  mit  $0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$  eingesetzt und für die komplexe Phase  $\delta$  gilt  $-\pi \leq \delta \leq \pi$ . Sie ist nur dann von Null verschieden, wenn Neutrinooszillationen die CP-Invarianz verletzen.

Während Neutrinos durch schwache Prozesse in ihren Flavoureigenzuständen erzeugt und vernichtet (und damit detektiert) werden, ist die Entwicklung in Zeit und Raum durch die Masseneigenzustände bestimmt, da diese Lösungen der zeitabhängigen Schrödingergleichung sind. Ihre Entwicklung kann entsprechend durch ebene Wellen beschrieben werden:

$$|\nu_i(t, x)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i x)} |\nu_i\rangle. \tag{2.13}$$

$E_i$  und  $p_i$  sind dabei Energie und Impuls von  $\nu_i$ . Unter Verwendung der beiden Gleichungen (2.10) befindet sich also ein in einem reinen Flavourzustand  $|\nu_{ini}\rangle = |\nu_\alpha\rangle$  erzeugtes Neutrino nach einer Zeit  $T$  und einer im Vakuum zurückgelegten Distanz  $L$ , bezogen auf das Laborsystem, im Zustand

$$|\nu_{fin}(T, L)\rangle = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i(E_i T - p_i L)} |\nu_\beta\rangle. \tag{2.14}$$

Die Wahrscheinlichkeitsamplitude für diesen Übergang ist:

$$\langle \nu_{fin}(T, L) | \nu_{ini} \rangle = \langle \nu_\beta | \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i(E_i T - p_i L)} | \nu_\alpha \rangle$$

<sup>12</sup>CP-Verletzung bedeutet, dass sich die mikroskopischen Gesetze ändern, wenn die Raumkoordinaten gespiegelt werden (P: parity (engl.): Paritätstransformation) und Materie gegen Antimaterie getauscht wird (C: charge conjugation (engl.): Ladungskonjugation).

<sup>13</sup>Sind Teilchen und Antiteilchen nicht identisch, so spricht man von einem Dirac-Teilchen.

<sup>14</sup>Ist ein Teilchen gleichzeitig sein Antiteilchen, wird es als Majorana-Teilchen bezeichnet.

<sup>15</sup>Bisher konnte noch nicht experimentell belegt werden, ob Neutrinos Dirac- oder Majorana-Teilchen sind.

$$= \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i(E_i T - p_i L)}, \quad (2.15)$$

wobei die Orthonormalitäts-Relationen  $\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle = \delta_{\alpha\beta}$  ausgenutzt wurden. Die Übergangswahrscheinlichkeit  $P_{\nu_\alpha \nu_\beta}(t, x)$  ist das Betragsquadrat der Amplitude. Damit ist die Wahrscheinlichkeit, ein als  $|\nu_\alpha\rangle$  erzeugtes Neutrino als  $|\nu_\beta\rangle$  zu detektieren,

$$P_{\nu_\alpha \nu_\beta}(T, L) = \left| \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i(E_i T - p_i L)} \right|^2, \quad (2.16)$$

wobei  $L$  hier der Abstand zwischen Neutrinoquelle und Detektor ist und  $T$  die entsprechende Flugzeit. Für hochrelativistische Teilchen<sup>16</sup> ist wegen  $p \gg m_i$  die Annahme  $E \approx p$  gerechtfertigt. Damit gilt in relativistischer Näherung:

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E}, \quad (2.17)$$

wobei  $E$  die Neutrinoenergie ist. Mit dieser Gleichung und  $L \approx cT$  vereinfacht sich der Ausdruck (2.16) zu:

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \nu_\beta}(L) &= \left| \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i \frac{m_i^2}{2E} L} \right|^2 = \sum_{i,j} U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L} \\ &= \sum_i |U_{\alpha i}^* U_{\beta i}|^2 + 2\text{Re} \sum_{i>j} U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L} \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 2\text{Re} \sum_{i>j} U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j}^* \left[ 1 - e^{-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2} \frac{L}{E}} \right]. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Im letzten Schritt wurde die Unitarität<sup>17</sup> der Mischungsmatrix ausgenutzt. An dieser Stelle wird offensichtlich, dass eine Oszillation nur stattfinden kann, wenn nicht alle  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2 = 0$  sind, das heißt, wie oben erwähnt, nicht alle Neutrinos die gleiche Masse haben.

In Tabelle 2.1 sind die nach den 2008 verfügbaren Messdaten wahrscheinlichsten Werte („Best fit“), deren Fehler ( $1\sigma$ ) sowie die erlaubten Bereiche ( $2\sigma$  und  $3\sigma$ ) für die Drei-Flavour-Oszillationsparameter zusammengefasst. Die Daten stammen zum einen aus Experimenten mit solaren und atmosphärischen Neutrinos und Reaktor-Neutrinos (KamLAND<sup>18</sup> und CHOOZ<sup>19</sup>), zum anderen aus Beschleuniger-Experimenten (K2K<sup>20</sup> und MINOS<sup>21</sup>). Offensichtlich unterscheiden sich die Differenzen der Massenquadrate  $\Delta m_{21}^2$  und  $\Delta m_{31}^2$  um etwa zwei Größenordnungen, das heißt,

<sup>16</sup>Mit Ruhemassen im eV-Bereich ist diese Annahme für Neutrinos gerechtfertigt.

<sup>17</sup>Unitaritätsrelation:  $U^\dagger U = 1$ , d.h.  $\sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} = \delta_{\alpha\beta}$

<sup>18</sup>KamLAND: Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector (Japan)

<sup>19</sup>Das Kernkraftwerk Chooz liegt in der Gemeinde Chooz in Frankreich.

<sup>20</sup>K2K: KEK to Kamioka, KEK: nationales Forschungszentrum für Hochenergiephysik in Tsukuba (Japan)

<sup>21</sup>MINOS: Main Injector Neutrino Oscillation Search

dass zwei Neutrinogenerationen relativ ähnliche Massen haben, während die dritte Generation eine deutlich höhere Masse hat. Oft werden daher nur zwei Massendifferenzen betrachtet, zum einen der Wert aus Experimenten mit solaren Neutrinos  $\Delta m_{sol}^2 = \Delta m_{21}^2$ , zum anderen das Ergebnis atmosphärischer Neutrino-Experimente  $\Delta m_{atm}^2 \approx \Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2$ .

Parameter	Best fit	$2\sigma$	$3\sigma$
$\Delta m_{21}^2$ ( $10^{-5}\text{eV}^2$ )	$7,65_{-0,20}^{+0,23}$	7,25-8,11	7,05-8,34
$ \Delta m_{31}^2 $ ( $10^{-3}\text{eV}^2$ )	$2,40_{-0,11}^{+0,12}$	2,18-2,64	2,07-2,75
$\sin^2(\theta_{12})$	$0,304_{-0,016}^{+0,022}$	0,27-0,35	0,25-0,37
$\sin^2(\theta_{23})$	$0,50_{-0,06}^{+0,07}$	0,39-0,63	0,36-0,67
$\sin^2(\theta_{13})$	$0,01_{-0,011}^{+0,016}$	$\leq 0,040$	$\leq 0,056$

**Tabelle 2.1:** Best-Fit-Werte mit Fehlern ( $1\sigma$ ) und erlaubten Bereichen ( $2\sigma$  und  $3\sigma$ ) der 2008 verfügbaren Messdaten [Sch08].

### 2.3.2 Zwei-Flavour-Formalismus

Beschränkt man die Betrachtung auf eine Mischung von nur zwei Neutrino-Flavours, wird die Matrix  $U$  eine zweidimensionale Rotationsmatrix ohne komplexe Dirac-Phase und mit lediglich einem Winkel  $\theta$ . Damit vereinfacht sich die Transformation auf die Basis der Flavoureigenzustände zu

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

Die Oszillationswahrscheinlichkeit  $P_{\nu_\alpha\nu_\beta}(L)$  (2.18) ist unter dieser Annahme proportional zu einem Faktor

$$S = \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right). \quad (2.20)$$

Experimente müssen sich folglich an dem Verhältnis  $\frac{L}{E}$  orientieren, damit sie sensitiv für Neutrinooszillationen sein können. Gilt  $\frac{L}{E} \ll \frac{4}{\Delta m^2}$ , dann ist  $S \approx 0$  und eine Oszillation ist nicht mehr messbar. Das Experiment muss also die Forderung

$$\frac{L}{E} \gtrsim \frac{4}{\Delta m^2} \quad (2.21)$$

erfüllen.

Beim OPERA-Experiment werden  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillationen untersucht. Betrachtet man also die zugehörigen Flavoureigenzustände und die Masseneigenzustände  $|\nu_2\rangle$  und  $|\nu_3\rangle$ , dann erhält man für die Übergangswahrscheinlichkeit:

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}(L) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) = \sin^2 2\theta \sin^2\left(1,27 \frac{\Delta m^2[\text{eV}^2]L[\text{km}]}{E[\text{GeV}]}\right), \quad (2.22)$$

wobei die natürlichen Einheiten mit  $\hbar c = 197 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$  in SI-Einheiten umgerechnet wurden.

### 2.3.3 Neutrinooszillationen in Materie

Bisher wurde ausschließlich das Oszillationsverhalten im Vakuum betrachtet. Die Ausbreitung der Flavoureigenzustände in Materie unterscheidet sich dahingehend, dass Neutrinos, wie in Kapitel 2.2 erläutert, mit den Materieteilchen über die schwache Kraft wechselwirken können. Eine über neutrale Ströme mögliche Vorwärtsstreuung aller Neutrino flavours an Neutronen, Protonen und Elektronen führt zu einer Abhängigkeit des Mischungswinkels und der Oszillationslänge von der Elektronendichte der Materie. Auf Grund der Lepton-Universalität ist die Streuung kohärent, das heißt, die relativen Oszillationsphasen ändern sich für die verschiedenen Neutrinosorten nicht. Elektron-Neutrinos können jedoch außerdem über CC-Prozesse mit den Elektronen reagieren, was zu einem zusätzlichen Potential für die  $\nu_e$  führt. Durch Schwankungen der Elektronendichte in der durchquerten Materie kann es zu einem Resonanzeffekt kommen, bei dem die Oszillationswahrscheinlichkeiten erheblich und sogar maximal verstärkt werden können. Dieser Effekt wird nach seinen Entdeckern S. Mikheyev, A. Smirnov und L. Wolfenstein MSW-Effekt genannt [Wol78]. Er tritt besonders bei solaren Neutrinos auf, die im Zentrum der Sonne, einem Gebiet sehr hoher Elektronendichte, entstehen. Beim OPERA-Experiment spielt der Effekt dagegen eine untergeordnete Rolle. Die Elektronendichte entlang des Weges von der Quelle zum OPERA-Detektor ist vergleichsweise konstant. Bei einer isolierten Betrachtung von  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen verringert sich die Übergangswahrscheinlichkeit für die gegebenen Neutrinostrahlparameter um lediglich 3% im Vergleich zur Vakuumoszillation [Won07].



# Kapitel 3

## Physikalische Grundlagen der Kalorimetrie

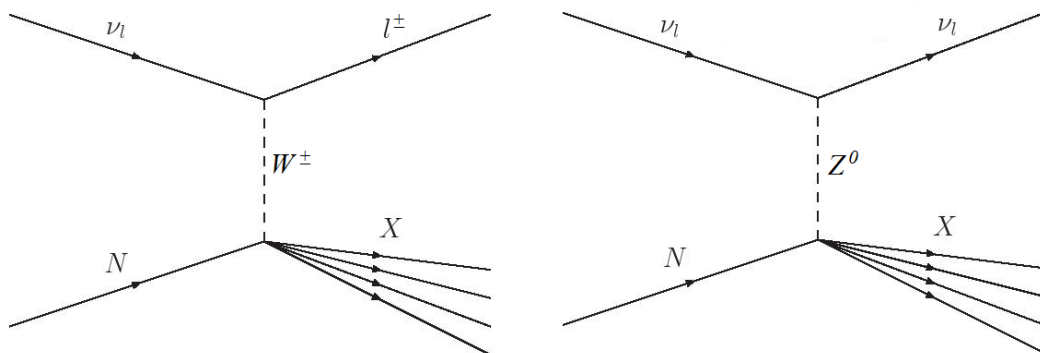
### 3.1 Motivation

In Kapitel 2.2 wurde bereits erläutert, dass Neutrinos nur auf zwei verschiedene Weisen wechselwirken. Es besteht zum einen die Möglichkeit einer CC-Reaktion unter Beteiligung eines  $W^{+-}$ - bzw.  $W^-$ -Bosons und zum anderen die einer NC-Reaktion über den Austausch eines  $Z^0$ -Bosons. In beiden Fällen kann es in einer inelastischen Reaktion zur Schauerbildung kommen:

$$CC : \quad \nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X, \quad \bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + X, \quad (3.1)$$

$$NC : \quad \nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + X, \quad \bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \bar{\nu}_\mu + X, \quad (3.2)$$

wobei  $N$  ein Neutron oder Proton ist und  $X$  ein System von auslaufenden Hadronen. Abbildung 3.1 skizziert die Reaktionen 3.1 und 3.2 der tief-inelastischen Neutrino-Nukleon-Streuung.



**Abbildung 3.1:** Skizze einer tief-inelastischen CC-Reaktion (links) bzw. NC-Reaktion (rechts) zwischen Neutrino  $\nu_l$  und Nukleon  $N$ .  $l$  steht für einen beliebigen Lepton-Flavour,  $X$  für ein auslaufendes Hadronen-System.

Das Eichboson wechselwirkt in einer derartigen Interaktion mit einem der Quarks im Nukleon, welches in Vorwärtsrichtung gestreut wird und einen Hadronen-Jet<sup>1</sup> bildet (siehe Kapitel 3.2.4). Ab einer Mindestenergie für tief-inelastische Hadron-Kern-Wechselwirkungen im Bereich von 1 GeV induziert der Jet einen hadronischen Schauer.

Die Myon-Neutrino-Energie  $E_\nu$  eines CC-Ereignisses in einem festen Target kann durch Messung der Myon-Energie  $E_\mu$  und der Gesamtenergie aller Hadronen  $E_X$  über

$$E_\nu + m_N = E_\mu + E_X \quad (3.3)$$

bestimmt werden. Wegen  $p_N \ll p_\nu$  wird das Nukleon eines Targetkerns als ruhend angenommen und geht entsprechend nur mit seiner Ruhemasse  $m_N$  in die Gleichung ein. Wechselwirkt das Neutrino über den Austausch eines  $Z^0$ , so ist lediglich die Energie der erzeugten Hadronen messbar. Die Höhe der Energie des auslaufenden Neutrinos bleibt unbekannt.

Voraussetzung für die Bestimmung von  $E_\nu$  ist im Falle einer CC-Reaktion eine zuverlässige Identifikation und genaue Messung des Myons durch ein Myon-Spektrometer und eine möglichst genaue Messung der hadronischen Schauerenergie durch ein Kalorimeter, das gleichzeitig als Target für die primäre Neutrinowechselwirkung fungiert, ein sogenanntes Target-Kalorimeter.

Die Myon-Informationen liefern im OPERA-Experiment die in Kapitel 4.3.4 beschriebenen Spektrometer. Für die Energiemessung der Hadronen stehen die in die beiden Blei-Emulsions-Targets integrierten Szintillatorwände, die sogenannten Target-Tracker (siehe Kapitel 5.2), zur Verfügung. Durch den wechselschichtigen Aufbau der OPERA-Targets aus Absorberwänden und Szintillatorwänden bilden diese ein sogenanntes Sampling<sup>2</sup>-Kalorimeter (siehe Kapitel 3.3.1). Ein Bruchteil der im Schauer enthaltenen Energie wird in den Plastiksztintillatoren und den angeschlossenen Photomultipliern in ein messbares Signal umgewandelt. Aus den Pulshöhen der Signale ergibt sich nach vorheriger Kalibrierung des Kalorimeters die im Kalorimeter deponierte Energie der entstandenen Hadronen und damit, sofern der hadronische Schauer vollständig im Kalorimeter enthalten ist, die gesamte Schauerenergie  $E_X$ . Durch den speziellen Aufbau der OPERA-Spektrometer können diese in die Schauerenergie-Rekonstruktion integriert werden und vergrößern damit das effektive Kalorimetervolumen. In diesem Kapitel soll ein Einblick in die Energiedeposition in Form hadronischer Schauer gegeben werden und das Prinzip der Kalorimetrie näher erläutert werden.

---

<sup>1</sup>jet (engl.): Strahl

<sup>2</sup>sample (engl.): Stichprobe



## 3.2 Der Hadron-Schauer

Durchdringt ein hochenergetisches, geladenes Teilchen Materie, so verliert es seine Energie hauptsächlich durch Erzeugung von Sekundärteilchen in inelastischen Prozessen der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung. Werden durch Wechselwirkungen der Sekundärteilchen weitere Teilchen produziert, entsteht eine Kaskade, deren Teilchenzahl sich erhöht, bis die Energie der Folgeprodukte zu gering ist, um weitere Teilchen zu erzeugen. Man bezeichnet die Kaskade auch als Teilchenschauer, wobei zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern unterschieden wird. Ein elektromagnetischer Schauer entsteht durch elektromagnetische Prozesse und besteht ausschließlich aus Elektronen, Positronen und Photonen. Hadron-Schauer werden durch starke Wechselwirkungen mit Atomkernen ausgelöst und enthalten elektromagnetische Subschauer. Sie weisen größere Schwankungen in Form, Energieverteilung und Art der Energiedeposition auf und sind komplexer, länger und breiter als elektromagnetische Schauer. Auf Grund der Vielzahl möglicher Prozesse und der Verschiedenheit der beteiligten Teilchen in einem Hadron-Schauer ist, im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern, eine analytische Rechnung praktisch nicht möglich und es muss auf Modellrechnungen zurückgegriffen werden, die auf Monte Carlo Modellen beruhen. Es werden in diesem Kapitel ausschließlich hadronische Schauer behandelt, da nur sie in die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Analyse eingehen.

### 3.2.1 Wechselwirkungen in hadronischen Schauern

Ein Hadron-Schauer entsteht aus einer Serie von inelastischen Interaktionen stark wechselwirkender Teilchen mit den Kernen eines Absorbermaterials<sup>3</sup>. In einem ersten Schritt führen diese Wechselwirkungen meist zu einer Spallation<sup>4</sup> und Anregung eines Kerns, bevor der Kern im nächsten Schritt durch Evaporation<sup>5</sup> oder Kernspaltung wieder in den Grundzustand übergeht. In den genannten Prozessen werden unter anderem Baryonen, Mesonen und kleinere Kernfragmente erzeugt, die durch weitere Kernwechselwirkungen ebenfalls Schauerteilchen produzieren können. Die Baryonen sind hauptsächlich Neutronen und Protonen und die Mesonen überwiegend Pionen und Kaonen, wobei nach Gabriel *et al.* [Gab94] eine mittlere Energie zur Pionproduktion in Blei von etwa 1,3 GeV benötigt wird. Unter der Annahme von Wigmans [Wig00], das 1,3 GeV Pion sei das Mittel der in der nicht elektromagnetischen Komponente erzeugten Hadronen, erhält die für eine hadronische Schauerentwicklung im Bleitarget des OPERA-Detektors nötige Primärenergie eine untere Grenze von  $E_{min} \approx 1,3 \text{ GeV}$ .

Zwischen den inelastischen Stößen mit den Absorberkernen und am Ende einer Kaskade, das heißt, wenn die Energie zu gering geworden ist für weitere Kerninteraktionen, deponieren die Schauerteilchen ihre Energie durch Ionisation und Anregung der Absorberatome im Detektormaterial. Elastische Reaktionen tragen

<sup>3</sup>Häufig sind Absorber und Target im Falle eines Sampling-Kalorimeters identisch und bezeichnen dort die Schichten erhöhter Dichte zwischen den sensitiven Lagen.

<sup>4</sup>to spall (engl.): abspalten

<sup>5</sup>Evaporation: Verdunstung, Verdampfung

nicht zur Bildung einer Kaskade bei, da in ihnen keine neuen Teilchen generiert werden.

Die im Schauer gebildeten neutralen Mesonen  $\pi^0$  und  $\eta$  zerfallen vornehmlich in Photonen. Die Erzeugung von Hadronen aus einer Photon–Wechselwirkung ist dagegen sehr unwahrscheinlich, so dass durch die produzierten Photonen rein elektromagnetische Teilkaskaden initiiert werden. Die Anzahl generierter neutraler Mesonen ist großen Schwankungen unterworfen und trägt somit zur Verschlechterung der Energieauflösung eines Hadronkalorimeters bei. Die erwähnten Prozesse werden im Folgenden näher beschrieben.

### Ionisation und Anregung

Ein geladenes Teilchen überträgt beim Durchgang durch den Absorber Energie auf die Atome des Mediums. Der mittlere Energieverlust  $-dE$  pro Weglänge  $dx$  eines schweren Teilchens (mit Masse  $m \gg m_e$ ) wird durch die Bethe–Bloch–Gleichung beschrieben [Sto05, Hoe97]:

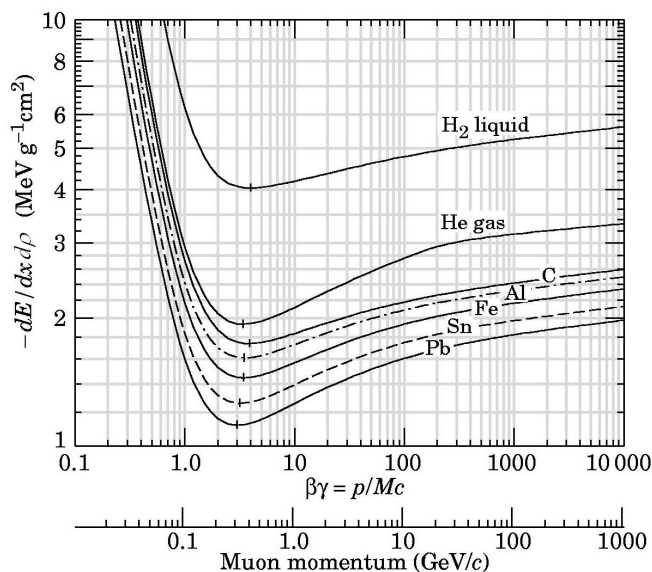
$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A_m} \rho \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \beta^2 c^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta)}{2} \right] \quad (3.4)$$

mit:

$N_A$	Loschmidt–Avogadro–Zahl $6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
$r_e$	klassischer Elektronenradius 2,8 fm
$m_e$	Elektronenmasse
$z$	Ladung des ionisierenden Teilchens (in Einheiten von e)
$Z$	Ordnungszahl des Absorbermaterials
$A_m$	molare Masse des Absorbermaterials
$\rho$	Dichte des Absorbermaterials
$\beta$	Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens (in Einheiten von c)
$I$	effektives Ionisationspotential des Absorbers
$\delta(\beta)$	Korrektur des Dichteeffekts.

In Abbildung 3.2 ist der Verlauf von (3.4) gezeigt.

Für nicht–relativistische Energien fällt der Energieverlust bei steigender Energie mit  $1/\beta^2$  ab bis zu einem Minimum an der Stelle  $Z/A_m$ . Teilchen dieser Energie heißen „minimal ionisierend“. Verschiedene Effekte führen anschließend zu einem logarithmischen Anstieg des Energieverlustes. Allerdings vermindern unter anderem Polarisierungseffekte diesen Anstieg in Abhängigkeit der Dichte des Absorbermaterials [Ste52]. Sie werden durch einen Korrektur–Faktor  $\delta$  berücksichtigt. Durch den beschriebenen Energieverlust werden Atome des Absorbermaterials angeregt und Elektron–Ion–Paare erzeugt.



**Abbildung 3.2:** Mittlerer Energieverlust pro Wegstrecke von Myonen in verschiedenen Materialien [Ams08].

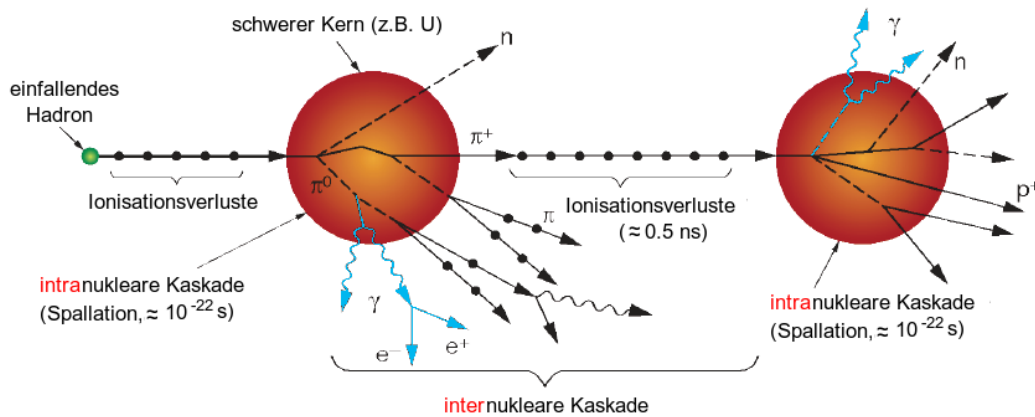
### Spallation

Als Spallation werden durch hochenergetische, stark wechselwirkende Teilchen ausgelöste Kernumwandlungen bezeichnet, bei denen eine gewisse Zahl an Elementarteilchen, Hadronen und  $\alpha$ -Teilchen und gegebenenfalls größere Kernbruchstücke emittiert werden. Dieser Prozess findet statt, wenn auf die primäre Wechselwirkung des einfallenden Teilchens mit einem quasi-freien Nukleon im Kern sekundäre Reaktionen des betroffenen Nukleons mit weiteren Nukleonen folgen [Ler04]. Die Annahme des freien Nukleons wird begründet durch die de-Broglie-Wellenlänge  $\lambda = h/p$ , die bei Teilchen mit hoher Energie ( $> \mathcal{O}(10)$  MeV) vergleichbar oder kleiner ist als die mittleren Nukleonabstände im Kern ( $\approx 10^{-13}$  cm). Die Wechselwirkungszeit des einfallenden Teilchens mit dem Nukleon ist daher  $\approx 10^{-22}$  s und kurz gegenüber der Zeit von Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen [Hoe97].

Die Spallation ist als unmittelbare Reaktion auf ein Hadron mit einer Energie von mehreren GeV der wahrscheinlichste Prozess. Vor einer möglichen Emission wechselwirken die Sekundärteilchen zum Teil nochmals im Kern und weitere Hadronen können entstehen. Man spricht von einer intranuklearen Kaskade. Jene Teilchen, die das Kernpotential überwinden und den Kern verlassen können, werden dagegen unter dem Begriff der internuklearen Kaskade zusammengefasst. Sie tragen meist genügend Energie, um ihrerseits wieder eine Kernwechselwirkung auslösen zu können. Diese Vorgänge sind in Abbildung 3.3 vereinfacht dargestellt. Die Restkerne sind hochangeregt und kehren über Evaporation oder Kernspaltung in den Grundzustand zurück.

### Evaporation

Leichte bis mittelschwere Kerne verlieren ihre Anregungsenergie hauptsächlich durch Evaporation, das heißt durch Abdampfen einzelner Kernfragmente, wie zum Beispiel Nukleonen oder Alphateilchen, bis die verbliebene Anregungsenergie geringer gewor-



**Abbildung 3.3:** Ausschnitt eines hadronischen Schauers. Dargestellt sind eine Spallation, ausgelöst durch das primäre Teilchen, und ein weiterer Spaltungsprozess durch ein Sekundärteilchen. Durchgezogene Linien markieren geladene Teilchen, gestrichelte Linien ungeladene Teilchen und Wellenlinien Photonen. Elektromagnetische Subschauer sind hell gekennzeichnet [Kra09].

den ist als die Bindungsenergie der Fragmente [Ler04]. Hierbei tritt eine enorme Zahl an Reaktionen mit vergleichbarer Wahrscheinlichkeit auf, was zur Komplexität eines Hadron-Schauers entscheidend beiträgt. Die benötigte Energie zur Überwindung der Bindungsenergie ist im Kalorimeter nicht nachweisbar und gilt daher als „unsichtbar“. Die verbliebene Energie wird in Form von Gamma-Strahlung abgegeben. Alle Teilchen werden isotrop mit niedrigen Energien in der Größenordnung weniger MeV emittiert (siehe Abbildung 3.4). Die Dauer dieses Prozesses liegt im Bereich zwischen  $10^{-18}$  s und  $10^{-13}$  s [Fab85].

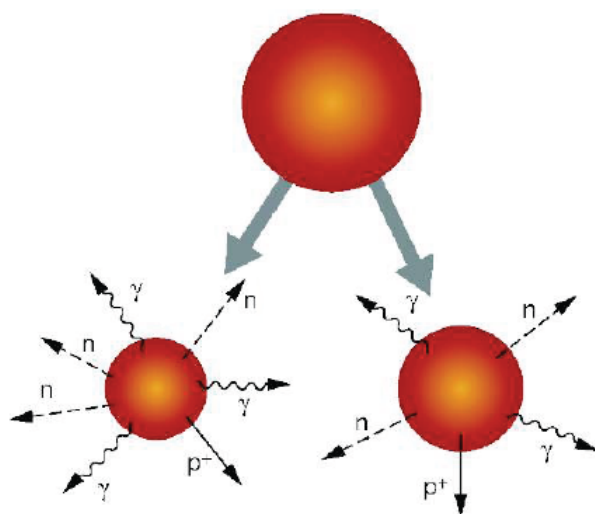
### Kernspaltung

Die Bindungsenergie der Nukleonen nimmt für Kerne ab, die schwerer sind als Eisenkerne ( $\text{Fe}^{56}$ ). Daher steigt im Falle von Absorbern aus schweren Elementen die Wahrscheinlichkeit einer Kernspaltung. Der Kern zerfällt dabei in zwei, sehr selten auch in drei annähernd gleich große Bruchstücke. Typischerweise werden dabei zusätzlich Neutronen und Photonen emittiert. Die Abregung der Spaltprodukte erfolgt über Evaporation, wie in Abbildung 3.4 illustriert.

### 3.2.2 Energieanteile in hadronischen Schauern

Die in einem Hadron-Schauer deponierte Energie ist zu unterteilen in sichtbare, das heißt prinzipiell nachweisbare, Energie  $E_{vis}$  und unsichtbare Energie  $E_{inv}$ , wobei elektromagnetische Wechselwirkungen nicht zur unsichtbaren Energie beitragen. Die nachweisbare Energie setzt sich dagegen aus einer hadronischen und einer elektromagnetischen Komponente zusammen. Für die Energiebilanz eines hadronischen Schauers bei einer Primärenergie  $E_{hs}$  ergibt sich daraus:

$$E_{hs} = E_{vis} + E_{inv} = E_{had} + E_{elm} + E_{inv}. \quad (3.5)$$



**Abbildung 3.4:** Schematische Darstellung einer Kernspaltung mit anschließender Evaporation [Kra09].

### Deponierte Energie durch Hadronen ( $E_{had}$ )

Die durch Hadronen deponierte Energie ist auf Ionisations- und Anregungsprozesse des primär wechselwirkenden Hadrons sowie hadronischer Sekundärteilchen zurückzuführen. Die sekundären Hadronen sind vornehmlich Pionen, Kaonen und Kernfragmente wie Neutronen und  $\alpha$ -Teilchen.

### Deponierte Energie durch elektromagnetische Teilkaskaden ( $E_{elm}$ )

Der Anteil elektromagnetischer Energiedeposition ist hauptsächlich abhängig von der Anzahl der in einer intranuklearen Kaskade erzeugten neutralen Pionen  $\pi^0$ . Noch bevor das  $\pi^0$  mit einem weiteren Kern wechselwirken kann, zerfällt es nach einer mittleren Lebensdauer  $\tau = (8,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-17}$  s mit größter Wahrscheinlichkeit (98,798%  $\pm$  0,032%) in zwei Photonen, die Auslöser elektromagnetischer Subschauer sind [Ams08, Ber08]. Mit zunehmender Primärenergie wächst der Anteil generierter  $\pi^0$  und es erfolgt ein logarithmischer Anstieg von  $E_{elm}$  [Cus92]. Eine obere Grenze für das Verhältnis elektromagnetischer Energie zur gesamten Schauerenergie wird durch die Isospininvarianz der starken Wechselwirkung gesetzt, auf Grund derer  $\pi^0$ ,  $\pi^+$  und  $\pi^-$  zu etwa gleichen Teilen produziert werden. Daher ist maximal rund ein Drittel der Gesamtenergie auf elektromagnetische Wechselwirkungen zurückzuführen. Da nicht nur geladene und neutrale Pionen produziert werden, fällt dieser Anteil in der Regel jedoch geringer aus. Entstandene  $\eta$ -Teilchen zerfallen nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 71,91%  $\pm$  0,34% in einem der neutralen Zerfallskanäle unter Erzeugung von Photonen und/oder neutralen Pionen und tragen daher nur in geringem Maße zu  $E_{elm}$  bei [Ams08, Ber08].

### Nicht nachweisbare Energie ( $E_{inv}$ )

Nach Wigmans [Wig00] beträgt der Anteil der nicht nachweisbaren Energie der hadronischen Komponente ca. 30–40%, wovon den größten Beitrag Bindungsenergieverluste liefern. Weitere Verluste im messbaren Signal sind durch die Rückstoßenergie zu erklären, die von abgespalteten Fragmenten auf den Kern übertragen wird und

auf Grund der kurzen Reichweite der Kerne in Sampling-Kalorimetern oft nicht nachgewiesen werden kann. Zudem besteht die Möglichkeit, dass in einer Kernspallation freigesetzte niederenergetische Neutronen das Detektorvolumen ohne messbare Energieverluste durch Wechselwirkungen verlassen. Selbst im Falle einer Energiedeposition findet diese meist erst zu einem Zeitpunkt statt, der außerhalb der Integrationszeit der Detektormessung liegt. Darüber hinaus sind in Zerfällen entstandene Neutrinos Träger unsichtbarer Energie, da eine Wechselwirkung mit dem Detektormaterial nahezu ausgeschlossen ist. Ebenfalls in Zerfällen von Hadronen entstandene, hochenergetische Myonen verlassen meist das Kalorimeter, so dass sie dort nur einen Teil ihrer Energie deponieren. Die Gesamtenergie des Myons ist somit unbekannt. In jedem Supermodul des OPERA-Detektors folgt jedoch auf das Kalorimeter ein Myon-Spektrometer zur Messung des Impulses bzw. der Energie des Myons. Kann die Myonenergie rekonstruiert werden, so trägt sie nicht zu  $E_{inv}$  bei.

Die großen Fluktuationen in der nicht-nachweisbaren Energie von Ereignis zu Ereignis, bedingt durch die Vielzahl möglicher Prozesse, haben direkten Einfluss auf die Genauigkeit, mit der hadronische Energie in Kalorimetern gemessen werden kann [Ama81]. Es gibt keinen vergleichbaren Sachverhalt in elektromagnetischen Schauern, weshalb hadronische Kalorimeter prinzipiell ein wesentlich schlechteres Auflösungsvermögen haben als elektromagnetische.

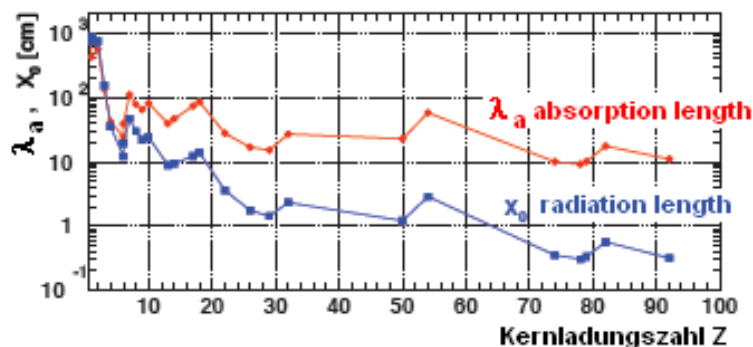
### 3.2.3 Die Schauerentwicklung

Die natürliche Einheit, in der die räumliche Entwicklung eines Hadron-Schauers beschrieben werden kann, ist die mittlere freie Weglänge zwischen zwei inelastischen Reaktionen, die sogenannte Absorptionslänge:

$$\lambda_a = \frac{A_m}{N_A \cdot \rho \cdot \sigma_{inel}}. \quad (3.6)$$

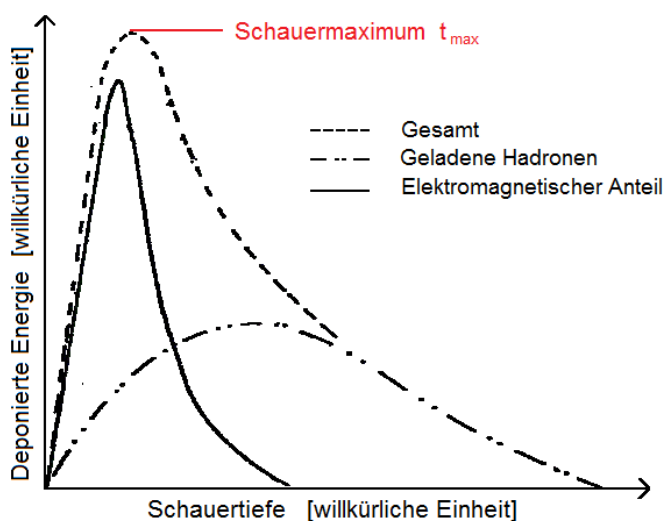
Hierin ist  $A_m$  die molare Masse des Absorbermaterials,  $N_A$  die Loschmidt-Avogadro-Zahl,  $\rho$  die Kerndichte und  $\sigma_{inel}$  der totale Wirkungsquerschnitt für inelastische Hadron-Kern-Wechselwirkungen.  $\lambda_a$  ist eine charakteristische Konstante des Absorbermaterials und unabhängig von der Energie und der Art des einfallenden Hadrons. Elektromagnetische Schauer skalieren dagegen mit der um etwa eine Größenordnung kleineren Strahlungslänge<sup>6</sup>  $X_0$  des Mediums.  $\lambda_a$  und  $X_0$  sind zum Vergleich in Abbildung 3.5 gegen die Kernladungszahl  $Z$  aufgetragen.

<sup>6</sup>Die Strahlungslänge ist wie die Absorptionslänge eine materialabhängige Konstante. Sie gibt die Strecke an, nach der die Energie des Teilchens auf  $1/e$  der Anfangsenergie gesunken ist.



**Abbildung 3.5:** Aufgetragen sind die natürlichen Skalen  $X_0$  und  $\lambda_a$  elektromagnetischer bzw. hadronischer Wechselwirkungen in einem Material mit Kernladung  $Z$  [Nie09].

Durch ihre geringe Reichweite und eine vermehrte  $\pi^0$ -Erzeugung bei hohen Energien leisten elektromagnetische Teilkaskaden nur zu Beginn der Schauerentwicklung einen großen Beitrag zur Teilchenproduktion und damit zur deponierten Energie. Mit wachsender Ausdehnung des Schauers wird zunehmend durch die hadronische Komponente Energie im Detektor deponiert. In Abbildung 3.6 ist dieser Sachverhalt für das Mittel über eine sehr große Anzahl an Schauerereignissen skizziert.



**Abbildung 3.6:** Skizze eines idealisierten longitudinalen Profils eines hadronischen Schauers.

Das in einem realen Hadron-Schauer gemessene Signal ist in der Regel eine Überlagerung beider Komponenten. Die tatsächliche Form hängt stark vom Ort und der Art der ersten Wechselwirkung ab und ist daher großen Schwankungen unterworfen. Aus diesem und weiteren Gründen ist eine Parametrisierung einer Hadron-Kaskade sehr schwierig. Eine mögliche allgemeine Parametrisierung des longitudinalen Schauerprofils ist [Boc81]:

$$\frac{dE}{dx} = k [wt^{c_1} e^{-c_2 t} + (1-w) c^3 e^{-c_4 s}] . \quad (3.7)$$

In (3.7) ist:

$t$	elektromagnetische Schauertiefe [ $X_0$ ]
$s$	hadronische Schauertiefe [ $\lambda_a$ ]
$k$	Normierungskonstante
$w$	relatives Gewicht
$c_n$	Anpassungsparameter.

Der erste Summand beschreibt die Entwicklung der elektromagnetischen Komponente, der zweite die der hadronischen Komponente. Das Schauermaximum (siehe Abbildung 3.6) liegt nach Cushman [Cus92] bei

$$t_{max}[\lambda_a] \approx 0,2 \cdot \ln E[\text{GeV}] + 0,7. \quad (3.8)$$

Eine weitere für die longitudinale Schauerentwicklung charakteristische Größe ist die mittlere Tiefe  $t_{med}$  des Schauers. Sie ist definiert als die Tiefe, bis in der die Hälfte der Primärenergie deponiert worden ist, und kann durch folgende Formel beschrieben werden:

$$t_{med}[\lambda_a] \approx 0,54 \cdot \ln E[\text{GeV}] + 0,4. \quad (3.9)$$

Nach einer Länge

$$L(95\%) \approx 2,5 \cdot t_{med} \cdot \lambda_a \quad (3.10)$$

sind ca. 95% der Schauerenergie im Detektor deponiert [Ama81]. Die Länge eines Kalorimeters, die benötigt wird, um einen Hadron-Schauer vollständig zu absorbieren, wächst also nur logarithmisch mit dessen Energie an. Typische Längen sind  $6 \cdot \lambda_a$  bis  $9 \cdot \lambda_a$ . Sowohl die Beschreibung von  $t_{max}$  als auch die von  $t_{med}$  ist empirisch.

Die laterale Ausdehnung einer Hadronen-Kaskade wird durch die Emission der Sekundärteilchen unter großen Winkeln bestimmt. Die Weite des Profils steigt nahezu linear mit der Tiefe und ist unabhängig von der Primärenergie. Untersuchungen von Iwata [Iwa80] ergaben, dass 95% der Schauerenergie etwa in einem Radius

$$R(95\%) \approx 1 \cdot \lambda_a \quad (3.11)$$

um die Schauerachse deponiert werden.

### 3.2.4 Jet-induzierte Schauer

Wird bei der Wechselwirkung eines einlaufenden Teilchens mit einem Nukleon genügend Energie auf eines der Valenzquarks übertragen, so bewegt sich dieses mit einem hohen Impuls etwa in Richtung des primären Teilchens weiter. Durch die wachsende Entfernung zwischen den beteiligten Quarks wird die Kraft und somit die Feldenergie zwischen ihnen so groß, dass aus dem Vakuum neue Quark-Antiquarkpaare im QCD<sup>7</sup>-Feld der ursprünglichen Quarks erzeugt werden. Diese (Anti-)Quarks kaskadieren weiter, bis der Impulsübertrag zu klein geworden ist für die Erzeugung neuer Paare. Die entstandenen Quarks und Antiquarks formieren sich auf Grund der starken Kraft zu Hadronen. Dieser Prozess wird Partonfragmentation<sup>8</sup> genannt [Sch97]. Wird

<sup>7</sup>QCD: Quantenchromodynamik

<sup>8</sup>R. Feynman nannte in den 1960er Jahren die damals noch hypothetischen punktförmigen Konstituenten eines Nukleons Parton, bevor man dazu überging, von Quarks und Gluonen zu sprechen.



nur ein Teil der in einer Reaktion verfügbaren Energie zur paarweisen Erzeugung von Quarks und Antiquarks genutzt, so werden alle erzeugten Hadronen nahezu in Richtung des ursprünglichen Quarks mitbewegt. Man spricht von einem Teilchenjet. Trifft dieser Jet mit Teilchenenergien oberhalb der Mindestenergie für eine Hadronproduktion von  $E_{min} \approx 1,3 \text{ GeV}$  auf Materieteilchen, so erfolgt die weitere Entwicklung in Schauerform mit hadronischen, elektromagnetischen und nicht-nachweisbaren Komponenten. Das Gesamtsystem aus Jet und Schauer verhält sich in erster Näherung wie ein durch ein einzelnes Hadron ausgelöster Schauer, dessen primäre Kern-Wechselwirkung in einer Absorberschicht unmittelbar vor dem Kalorimeter bzw. dem betrachteten Volumen im Kalorimeter stattgefunden hat.

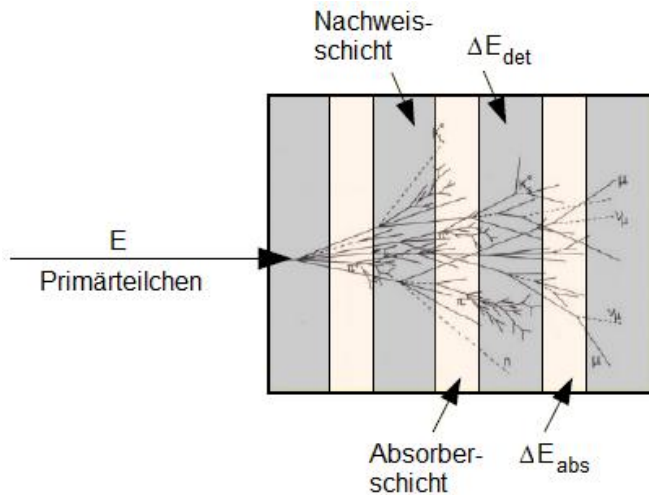
### 3.3 Kalorimetrie

Detektoren, die zur Energiemessung und zur Bestimmung des Ortes der Energiedeposition verwendet werden, nennt man Kalorimeter. Für eine Messung der Teilchenenergie wird das Teilchen absorbiert und die deponierte Energie in ein elektrisches Signal oder Licht umgewandelt, dessen Höhe bzw. Intensität möglichst proportional zur Einfallenergie ist. Der Absorptionsprozess ist abhängig von der Art der Wechselwirkung. Daher muss zwischen elektromagnetischem (E-CAL) und hadronischem (H-CAL) Kalorimeter in Größe, Segmentierung, Positionierung und Material unterschieden werden. Auch in diesem Abschnitt wird auf Grund ihrer Relevanz für die hier vorliegende Arbeit in erster Linie auf hadronische Kalorimeter eingegangen. Eine ausführliche Beschreibung der elektromagnetischen Kalorimetrie ist beispielsweise in [Wig00] zu finden.

#### 3.3.1 Sampling-Kalorimeter

Kalorimeter sind häufig schichtweise aus passiven und aktiven Lagen im Wechsel aufgebaut. Das passive Absorbermaterial wird zur Schauererzeugung und Teilchenabsorption verwendet, das aktive Medium, der Konverter, zur Signalauslese. Auf Grund dieses Aufbaus spricht man von einem Sandwich- oder Sampling-Kalorimeter, in dem stichprobenartig in den aktiven Schichten die Energie  $\Delta E_{det}$  gemessen wird. Der in den Absorberlagen deponierte Energieanteil  $\Delta E_{abs}$  ist nicht detektierbar. Dieses grundlegende Prinzip eines Sampling-Kalorimeters ist in Abbildung 3.7 gezeigt.

Im Bereich elektromagnetischer Kalorimetrie kommen auch homogene oder total-absorbierende Kalorimeter zum Einsatz. In diesem Fall sind beide Medien in einem anorganischen Szintillator vereinigt und das gesamte Volumen ist sensitiv. Da die gesamte Energie im aktiven Medium deponiert wird, wird eine maximale Energieauflösung erreicht. Als Material werden dafür allerdings teure hochreine Kristalle oder Gläser hoher Dichte benötigt, die in vielen Fällen speziell angefertigt werden müssen. Auf Grund der räumlichen Ausdehnung hadronischer Schauer, die wie bereits erwähnt, rund eine Größenordnung über derjenigen elektromagnetischer Schauer liegt, und einem entsprechend benötigten Detektorvolumen sind homogene Kalorimeter aus Kostengründen als H-CAL nicht geeignet.



**Abbildung 3.7:** Prinzipieller Aufbau eines Sampling-Kalorimeters.

Durch das Einbauen von Schichten hoher Dichte, wie zum Beispiel Eisen oder Blei, die ausschließlich der Absorption dienen, wird vom Nachweismedium selbst keine hohe Dichte mehr gefordert und günstigere Medien wie beispielsweise Plastikszintillatoren können verwendet werden. Sampling-Kalorimeter können dadurch insgesamt kostengünstiger gestalten werden. Wie in Kapitel 3.2.3 erwähnt, wächst die longitudinale Ausdehnung von Teilchenschauern nur logarithmisch mit der Anfangsenergie, so dass auch für hohe Teilchenenergien kompakte Bauformen realisierbar sind. Bei Kalorimetern ist im Gegensatz zu Magnetspektrometern keine Raumrichtung ausgezeichnet, so dass der gesamte Raumwinkel abgedeckt werden kann. Ein weiterer Vorteil ist die durch die Schichtstruktur vereinfachte longitudinale Segmentierung des Volumens. Durch die Segmentierung der Nachweisschichten ist die Untersuchung der räumlichen Verteilung der Schauerstrukturen möglich. Nachteil des Samplings ist allerdings eine verschlechterte Energieauflösung in Abhängigkeit der Absorberdicke, da die in den Absorberlagen deponierte Energie nicht nachgewiesen werden kann. Die Lagen sollten daher möglichst dünn sein.

### 3.3.2 Qualität der Energiemessung

Unter der Energieauflösung  $\sigma(E)$  versteht man die Schwankungsbreite der Messwerte um ihren Mittelwert bei einer vorgegebenen Einfallenergie  $E$  der Primärteilchen.  $\sigma(E)$  lässt sich für Kalorimeter im Allgemeinen durch einen konstanten und einen energieabhängigen Term beschreiben [Gru93]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{c_1}{\sqrt{E}}, \quad (3.12)$$

wobei  $\oplus$  bedeutet, dass die Fehlerbeiträge quadratisch zu addieren sind.  $c_{1,2}$  sind empirische, detektorbezogene Konstanten und die Energie ist in GeV anzugeben. Die einzelnen Faktoren sind durch verschiedene Effekte bedingt und sollen im Folgenden kurz erläutert werden.

### Stochastischer Term ( $c_1$ )

Die Energiedeposition im Nachweismedium wird anhand der Anzahl  $n$  erzeugter Photonen gemessen. Der Wert von  $n$  ist poissonverteilt, so dass die gemessene Amplitude des Lichtsignals bei gleicher Primärenergie schwankt. Für die relative Breite der Signalteilung und damit die Genauigkeit der Energiemessung  $\sigma(E)/E$  gilt entsprechend einer Poisson-Statistik

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sqrt{n}}{n} = \frac{1}{\sqrt{n}} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}, \quad (3.13)$$

wobei im letzten Schritt die Linearität des Signals vorausgesetzt wurde. Einen weiteren Beitrag zu diesem Term liefert die variierende Anzahl der Schauerteilchen, die ebenfalls einer Poisson-Statistik gehorcht. Außerdem unterliegt die Verteilung der Energie auf die Reaktionsprodukte der primären Hadron-Nukleon-Wechselwirkung großen Schwankungen. Dadurch schwankt gleichzeitig der Anteil elektromagnetischer Energie  $E_{em}$  an der gesamten Schauerenergie  $E_{hs}$  in (3.5). Da diese, wie bereits erwähnt, ausschließlich zur sichtbaren Energie beiträgt, führt dieser Sachverhalt insgesamt zu Fluktuationen in  $E_{vis}$ .

Im Falle der für hadronische Kalorimeter üblichen Schichtstruktur wird die Auflösung zusätzlich durch Sampling-Fluktuationen verschlechtert. Dies sind statistische Schwankungen der Anzahl geladener Teilchen, die die aktiven Lagen eines Sampling-Kalorimeters erreichen und gemäß [Wig00] ebenfalls proportional zu  $1/\sqrt{E}$  sind. Insgesamt dominieren Sampling-Fluktuationen die Energieauflösung im Falle hadronischer Kalorimeter. Im Gegensatz zu einem elektromagnetischen Kalorimeter lässt sich der Fehler  $\frac{\sigma(E)_{sampl}}{E}$  allerdings nur unzureichend beschreiben, da sich Sampling-Fluktuationen für elektromagnetische und hadronische Schauer unterscheiden und der Anteil des elektromagnetischen Subschauers nicht analytisch beschreibbar ist. Der Fehler durch die Schichtstruktur variiert mit der Anzahl an Absorberlagen  $N_{sampl}$  im Kalorimeter gemäß

$$\frac{\sigma(E)_{sampl}}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{N_{sampl}}} = \sqrt{\frac{d_{abs}}{l_{kal}}} = \sqrt{d_{abs}}, \quad (3.14)$$

wobei  $d_{abs}$  die Absorberdicke und  $l_{kal}$  die Kalorimeterlänge ist [Gru93].

Da die Zahl der Schauerteilchen mit steigender Energie wächst, werden statistische Fluktuationen entsprechend kleiner und die Auflösung verbessert sich. Dies ist ein großer Vorteil gegenüber Spurdetektoren, deren Auflösung wegen  $\sigma(p)/p \propto p$  mit steigender Energie schlechter wird.

### Konstanter Term ( $c_2$ )

Der konstante Term wird unter anderem hervorgerufen durch systematische Fehler in der Kalibration, einem Rauschen in der Ausleseelektronik und „tote“ Detektorbereiche. Dieser Term kann für hadronische Schauer jedoch vernachlässigt werden, da die großen durch das Sampling bedingten Schwankungen dominieren. Dieser Term

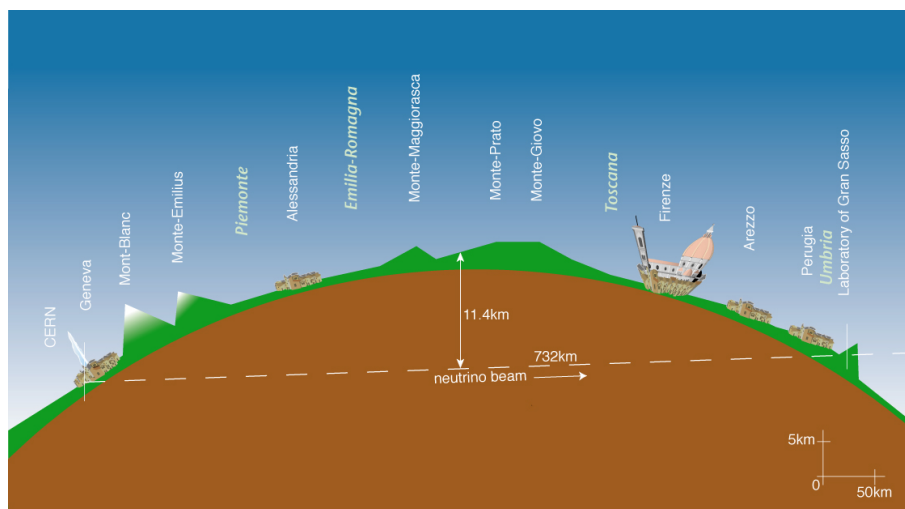
begrenzt erst für sehr hohe Energien im Bereich von 1000 GeV die Energieauflösung [Gru93].

# Kapitel 4

## Das OPERA-Experiment

Das OPERA-Experiment ist darauf optimiert, das Erscheinen von Tau-Neutrinos in einem nahezu reinen Myon-Neutrinostrahl zu detektieren. Dazu verfügt der Detektor über ein passives Blei-Fotoemulsions-Target. Der Nachweis der  $\nu_\tau$  und damit einer möglichen vorausgegangenen  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillation erfolgt über den Nachweis der im Target über CC-Reaktionen entstehenden Tau-Leptonen. Dieses Kapitel beschreibt den Aufbau und die grundlegenden Prinzipien des Experiments. Zunächst werden, nach einem kurzen Überblick, der Neutrinostrahl und die einzelnen Komponenten des Detektors betrachtet. Es folgt ein Einblick in die Analyse von Tau-Ereignissen und eine Abschätzung der Nachweisempfindlichkeit und der erwarteten Ereignisrate. Speziell auf die Funktionsweise der elektronischen Detektorkomponenten des Targets, den Target-Trackern, wird ausführlich eingegangen.

### 4.1 Übersicht



**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung des Flugweges der Neutrinos vom CERN zum LNGS (Quelle: CERN).

Der  $\nu_\mu$ -Strahl wird unter Nutzung des SPS<sup>1</sup> am CERN erzeugt. Für eine Erzeugung des nachzuweisenden Tau-Leptons in einer  $\nu_\tau$ -CC-Reaktion im OPERA-Detektor muss die Energie der Strahlneutrinos oberhalb der Schwellenenergie zur Tauerzeugung liegen. Das SPS liefert als einziger europäischer Protonenbeschleuniger Protonen, deren Energie hoch genug ist für die Generierung eines Neutrinostrahls mit einer Energieverteilung, die dieser Anforderung genügt. Mit einer mittleren Energie  $E$  von ca. 18 GeV erreichen die Neutrinos den OPERA-Detektor im Gran Sasso Untergrundlabor LNGS in Italien. Der Strahl durchläuft dabei 732 km Stein, bevor er auf den Detektor trifft (siehe Abbildung 4.1).

Das LNGS ist im Bereich der gewünschten Entfernung  $L$  von der Neutrinoquelle das einzige Untergrundlabor, das den nötigen Platz für ein Experiment einer Größe von rund 2000 m<sup>3</sup> liefert. Wie in Kapitel 2.3.2 erwähnt, müssen sich Oszillations-Experimente an dem Verhältnis  $\frac{L}{E}$  orientieren, da dieses direkt in die Übergangswahrscheinlichkeit und damit in die Nachweiswahrscheinlichkeit eingeht. Abbildung 4.2 zeigt, dass der Detektor bei der für das OPERA-Experiment bedingten Distanz weit entfernt vom Oszillationsmaximum liegt. Man spricht daher von einem Off-Peak<sup>2</sup>-Experiment. Darüber hinaus ist OPERA mit  $\frac{L}{E} \approx 43 \text{ km} \cdot \text{GeV}^{-1}$  ein sogenanntes Long-Baseline<sup>3</sup>-Experiment.

Zwar würde eine Vergrößerung der Distanz die Oszillationswahrscheinlichkeit von Myon- zu Tau-Neutrinos erhöhen, aber gleichzeitig würde sich die Zahl der den Detektor treffenden  $\nu_\tau$  auf Grund einer zunehmenden Divergenz des Strahls verringern, ein Effekt, der dem Vorteil einer Vergrößerung von  $L$  entgegensteht. Eine dem Experimentator in Maßen zugängliche Variable ist dagegen der Myon-Neutrino-Fluss. Dieser ist auf eine maximale Anzahl von  $\nu_\tau$ -CC-Prozessen im OPERA-Detektor ausgelegt.

Des Weiteren steht der Detektor On-Axis<sup>4</sup>, das heißt im geometrischen Mittelpunkt des aufgeweiteten Strahls. Die mittlere Strahlenergie ist an dieser Stelle maximal, allerdings mit dem Nachteil einer relativ breiten Energieverteilung der Neutrinos. In einer Off-Axis-Position lässt sich die Energie wählen, da die Energie der durch Pionzerfall erzeugten Neutrinos winkelabhängig ist.

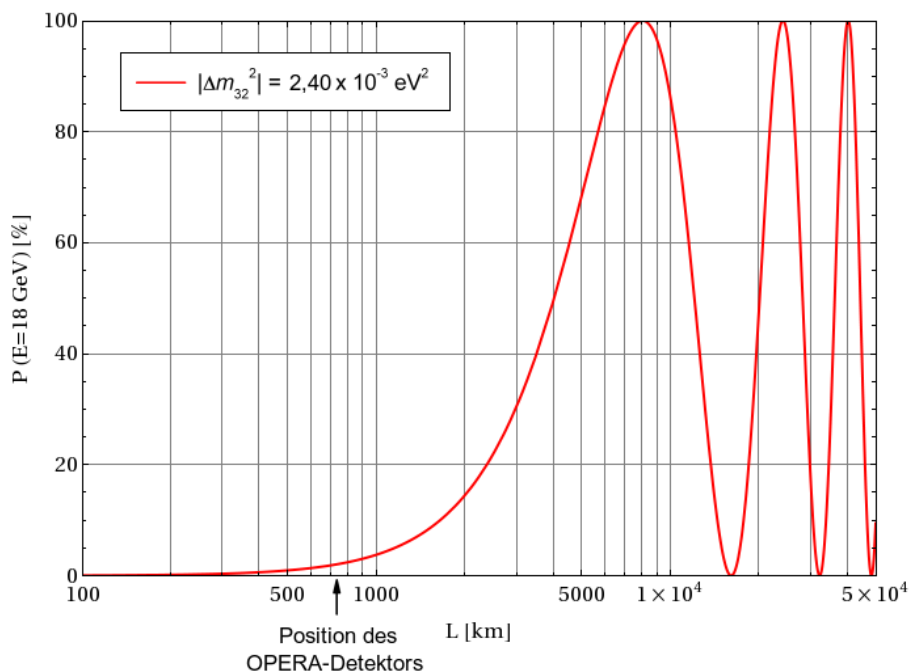
---

<sup>1</sup>SPS: Super Proton Synchrotron

<sup>2</sup>off peak (engl.): neben dem Maximum. Experimente die im oder nahe des Maximums messen, nennt man On-Peak-Experimente.

<sup>3</sup>long-baseline (engl.): lange Grundlinie. Bei einem  $L/E$ -Verhältnis von unter 1 km/GeV spricht man von short-baseline-, bei bis zu 10000 km/GeV von long-baseline-Experimenten [Giu04].

<sup>4</sup>on axis (engl.): auf der Achse. Von Off-Axis-Experimenten spricht man bei einer Lage des Detektors außerhalb der Strahlachse.



**Abbildung 4.2:** Übergangswahrscheinlichkeit  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}$  bei 18 GeV in Abhängigkeit der Entfernung  $L$  für  $\Delta m_{32}^2 = 2,40 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  und einer maximalen Mischung (Bild: T. Ferber 2009). Der Wert von  $\Delta m_{32}^2$  entspricht dem Best-Fit-Wert von 2008 [Sch08].

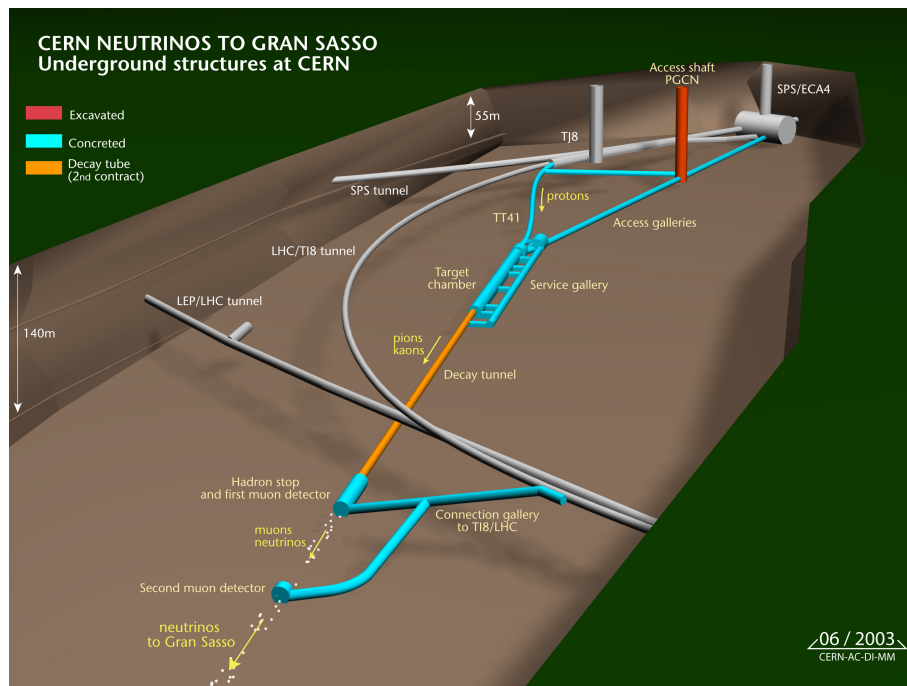
## 4.2 Der CNGS-Neutrinostrahl

Ein im Detektor registriertes Tau-Lepton gibt keinen Aufschluss darüber, ob das Neutrino, aus dessen Wechselwirkung das  $\tau$  entstanden ist, Produkt einer Oszillation ist oder bereits bei der Strahlerzeugung entstanden ist. Um aus einem Tau-Ereignis auf eine  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillation schließen zu können, wird folglich ein möglichst reiner Myon-Neutrinostrahl gefordert.

Der im Experiment verwendete Neutrinostrahl wird in der CNGS<sup>5</sup>-Untergrundanlage am CERN (siehe Abbildung 4.3) erzeugt. Im ersten Schritt werden dafür Protonen in der bestehenden Vorbeschleunigerkette des Large Hadron Collider (LHC) auf eine Energie von 400 GeV gebracht, bevor sie aus dem SPS, dem letzten Vorbeschleuniger, extrahiert und auf das Graphittarget der CNGS-Anlage gelenkt werden. Die Protonen-Extraktion erfolgt alle 6 s in zwei kurzen Pulsen von je  $10,5 \mu\text{s}$  Dauer und einem Abstand von 50 ms [Wen08]. Bei dieser Pulsung und 200 Tagen Laufzeit pro Jahr ist eine Strahlintensität von bis zu  $4,5 \cdot 10^{19}$  pot/Jahr<sup>6</sup> möglich. Dieser Wert gilt für eine gleichzeitige Nutzung des SPS als Vorbeschleuniger für den LHC und als Protonenquelle für den CNGS-Strahl sowie für weitere Projekte. Direkt nach der Auskopplung wird die Flugbahn der Protonen durch ein System von Dipolmagneten auf das LNGS ausgerichtet. Dementsprechend

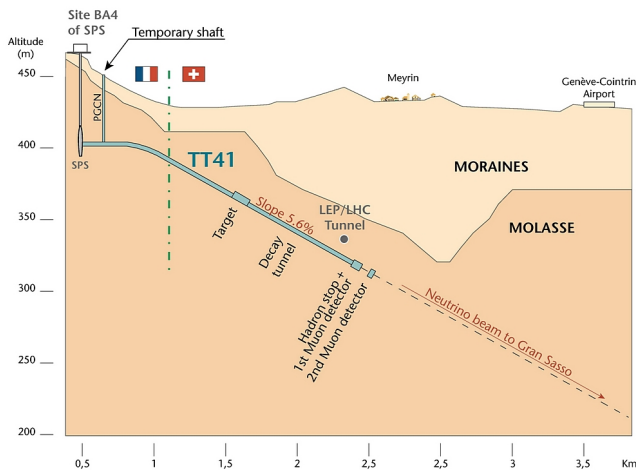
<sup>5</sup>CNGS: CERN Neutrinos to Gran Sasso

<sup>6</sup>pot: protons on target: Anzahl der Protonen, die auf ein Target treffen.



**Abbildung 4.3:** 3D-Darstellung der am CERN integrierten CNGS-Anlage (Quelle: CERN).

haben alle Tunnelröhren der Anlage eine Neigung von etwa  $3,2^\circ$  gegenüber der Erdoberfläche (siehe Abbildung 4.4).



**Abbildung 4.4:** Vertikaler Schnitt des CNGS-Tunnelsystems, dessen Gefälle ca. 5,6% bzw. ca.  $3,2^\circ$  beträgt (Quelle: CERN).

Der weitere Verlauf der Neutrinostrahlerzeugung ist in Abbildung 4.5 schematisch dargestellt: Nach der Korrektur der Flugrichtung trifft der Protonenstrahl auf ein Graphittarget.



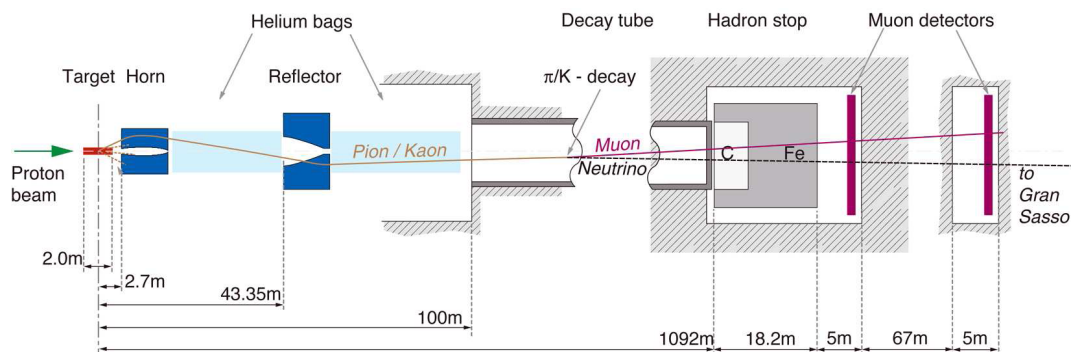


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau des CNGS-Projekts (Quelle: CERN).

Aus den Wechselwirkungen der Protonen mit den Kohlenstoffkernen des Targets geht ein Sekundärstrahl aus vornehmlich geladenen Pionen ( $\pi$ ) und Kaonen ( $K$ ) hervor, der im weiteren Verlauf durch ein System zweier coaxialer magnetischer Linsen zu einem parallelen Strahl fokussiert wird. Durch die erste Linse, einem sogenannten Horn, werden negativ geladene Teilchen aus dem Strahl gestreut, positiv geladene niederenergetische Teilchen ( $E < 35$  GeV) stark gebündelt und hochenergetische Teilchen ( $E > 35$  GeV) schwach gebündelt. Zur weiteren Fokussierung der hochenergetischen Teilchen dient die zweite Linse, auch Reflektor genannt, die ca. 40 m hinter dem Horn aufgebaut ist. In einem anschließenden knapp 1 km langen Tunnel zerfällt ein Teil der Pionen und Kaonen primär in Myon-Neutrinos und Myonen, wie aus Tabelle 4.1 hervorgeht.

Zerfallskanal	Wahrscheinlichkeit [%]
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$99,98770 \pm 0,00004$
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$63,54 \pm 0,14$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	$20,68 \pm 0,13$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$5,59 \pm 0,04$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	$1,761 \pm 0,022$
$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$	$5,08 \pm 0,05$
$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	$3,35 \pm 0,04$

Tabelle 4.1: Die wahrscheinlichsten Zerfälle der  $\pi^+$  und  $K^+$  des Sekundärstrahls, alle übrigen Zerfallskanäle sind stark unterdrückt [Ams08, Ber08].

Um den Verlust von Sekundärteilchen durch Wechselwirkungen mit Luftmolekülen und somit den Verlust von Myon-Neutrinos zu reduzieren, ist der Zerfallstunnel evakuiert. Hadronen, die bis zum Ende des Tunnels nicht zerfallen sind sowie Protonen, die nicht im Target gewechselwirkt haben, werden direkt im Anschluss vom sogenannten Hadron-Stop absorbiert. Die aus dem Zerfall der Sekundärteilchen hervorgehenden  $\mu$  und  $\nu_\mu$  hingegen können den ca. 2 kt schweren und 18 m langen Eisen-/Graphit-Block nahezu ungehindert durchdringen. Da die

Myonen aus den selben Zerfällen wie die Myon-Neutrinos stammen, lassen sich aus ihrem Nachweis direkte Rückschlüsse auf Intensität, Ausdehnung und Richtung des Neutrinostrahls ziehen. Mit Hilfe zweier Myon-Detektoren hinter dem Absorber werden auf diesem Wege die Flugrichtung und die Strahlparameter der Neutrinos überwacht. Die Myonen werden nach einigen Kilometern Gestein auf dem Weg zum LNGS gestoppt, während nahezu alle Neutrinos innerhalb von 2,44 ms die 732 km Erdreich bis zum OPERA-Detektor durchdringen.

$\nu_e/\nu_\mu$	0,89%
$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$	2,4%
$\bar{\nu}_e/\nu_\mu$	0,06%
$\nu_\tau/\nu_\mu$	$< 10^{-4}\%$

**Tabelle 4.2:** Kontamination des Neutrinostrahls für Neutrino-Energien  $E_\nu < 100$  GeV basierend auf CC-Ereignisraten [Fea06].

Die Verunreinigung des Myon-Neutrinostrahls mit Tau-Neutrinos ist vernachlässigbar. Der Anteil weiterer Neutrino-Flavours ist Tabelle 4.2 zu entnehmen. Von den 18 GeV, mit denen die  $\nu_\mu$  im Mittel den Detektor erreichen, stehen etwa 5 GeV für die  $\tau$ -Erzeugung in Kernreaktionen zur Verfügung [Sew06]. Dieser Wert liegt über der Schwellenenergie zur  $\tau$ -Erzeugung von 3,4 GeV.

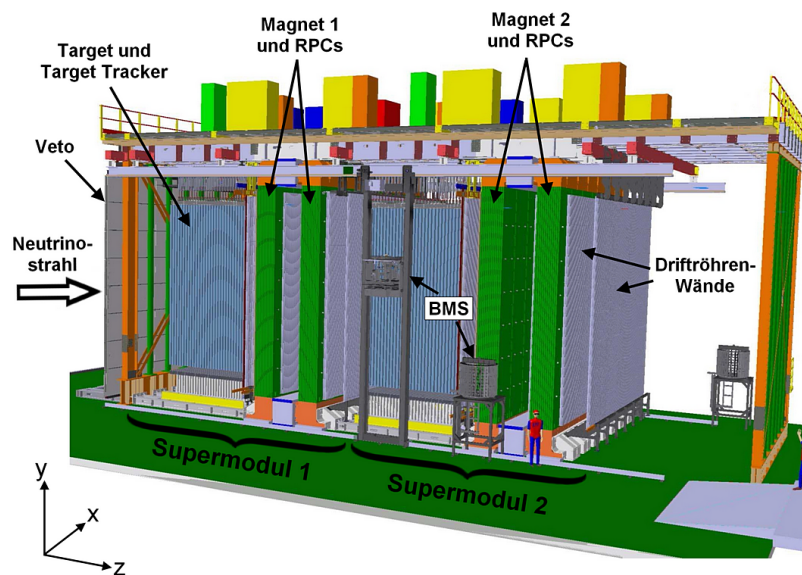
### 4.3 Der OPERA-Detektor

Um eine mögliche  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillation nachweisen zu können, muss der OPERA-Detektor zum einen eine große Masse auf Grund der sehr kleinen Neutrino-Wechselwirkungsquerschnitte im Bereich , zum anderen eine hohe Ortsauflösung wegen der sehr kleinen Zerfallslänge des Tau-Leptons haben. Realisiert werden diese grundlegenden Anforderungen durch eine Blei-Fotoemulsionsstruktur des Targets, wie sie bereits in ähnlicher Form in den Experimenten CHORUS<sup>7</sup> [Aok00] und DONuT [Pat01] zum Einsatz kam. Dennoch bleibt die erwartete Ereignisrate sehr gering, was eine starke Verminderung von Hintergrundereignissen fordert. Durch seine Positionierung im LNGS-Untergrundlabor ist der Detektor von ca. 1400 m Felsgestein des Gran Sasso Massivs überdeckt und damit durch knapp 3300 m Wasseräquivalent von kosmischer Strahlung abgeschirmt. Die Rate der kosmischen Teilchen, die die Anlage noch erreichen, ist um einen Faktor  $10^{-6}$  reduziert.

Die Konstruktion des 20 m langen und knapp 10 m hohen und breiten Detektors begann 2003 und wurde im Sommer 2008 beendet. Er ist aus zwei baugleichen Supermodulen aufgebaut (siehe Abbildung 4.6). Jedes der beiden Supermodule umfasst ein Target mit einem zwischengeschalteten Target-Tracker (vgl. Kapitel 5) und ein Myon-Spektrometer, bestehend aus zwei Magnetarmen, Resistive Plate Chambers<sup>8</sup> (RPCs) und sechs Driftröhrenwänden (vgl. Kapitel 4.3.4).

<sup>7</sup>CHORUS: CERN Hybrid Oscillation Research apparatus

<sup>8</sup>resistive plate chamber (engl.): Widerstandsplattenkammer



**Abbildung 4.6:** Schematische Darstellung des OPERA–Detektors [Acq06]. In Supermodul 2 sind die zwei mittleren Driftröhrenwände nicht eingezeichnet.

Da der OPERA–Detektor durch die Fotoemulsionen passive Elemente mit aktiven Elementen, den elektronischen Detektor–Komponenten, verbindet, spricht man auch von einem Hybrid–Detektor.

#### 4.3.1 Das Veto

Die in Strahlrichtung erste Komponente des OPERA–Detektors ist das vor dem ersten Supermodul installierte Veto. Es dient der Erkennung von geladenen Teilchen in Strahlrichtung, die nicht im Target aus einer Neutrinowechselwirkung entstanden sind. Teilchen dieser Art stammen unter anderem aus Reaktionen im umgebenden Felsen oder mit dem Detektor des Borexino<sup>9</sup>–Experiments, welcher in Strahlrichtung vor dem OPERA–Detektor aufgebaut ist. Spricht das Veto an, so können entsprechende in den elektronischen Detektoren gemessene Teilchenspuren von der Datenanalyse ausgeschlossen werden. Das Veto besteht aus zwei Lagen Glas–RPCs und deckt mit einer Fläche von  $9,6 \times 9,2 \text{ m}^2$  (horizontal  $\times$  vertikal) die gesamte Querschnittsfläche des Detektors ab.

#### 4.3.2 Das Target

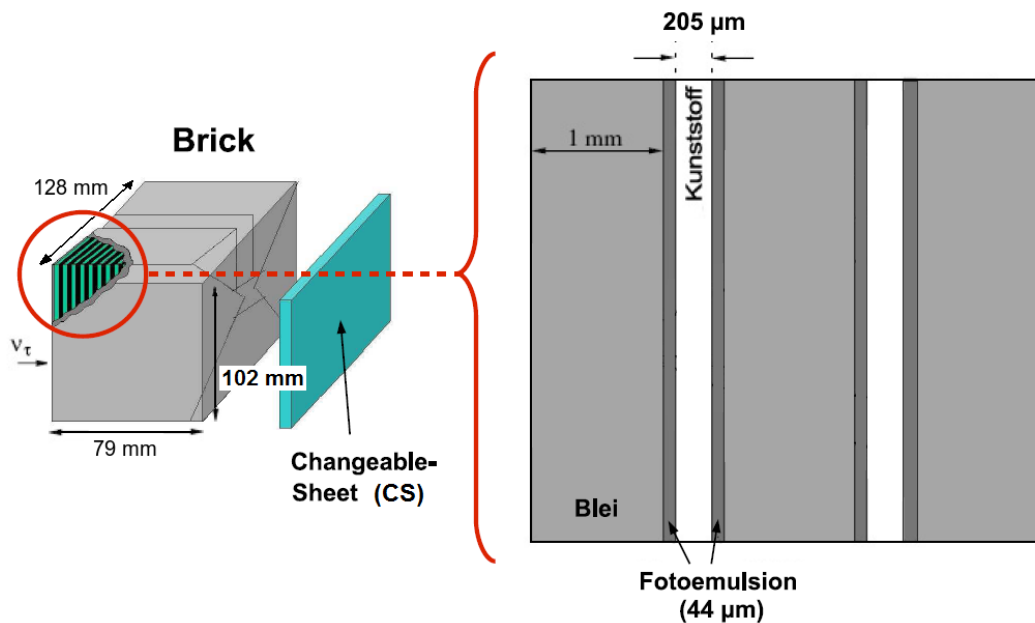
Die Grundeinheit des Targets bilden quaderförmige Emulsion Cloud Chambers<sup>10</sup> (ECC) mit einer Größe von  $12,8 \times 10,2 \times 7,9 \text{ cm}^3$  [Aga09]. Diese sogenannten Bricks<sup>11</sup> sind im Wechsel aus 56 Bleiplatten und 57 Fotoemulsionslagen zusammen-

<sup>9</sup>Borexino: BORon EXperiment

<sup>10</sup>emulsion cloud chamber (engl.): Emulsionsnebelkammer

<sup>11</sup>brick (engl.): Ziegel

gesetzt. Diese Schichtung ist in Abbildung 4.7 gezeigt.



**Abbildung 4.7:** Schematischer Aufbau eines OPERA-Bricks aus alternierenden Bleiplatten und Fotoemulsionslagen sowie austauschbarer Changeable Sheet-Lage [Ste08].

Die Bleiplatten haben jeweils eine Stärke von 1 mm. Die Fotoemulsionen sind beidseitig auf eine 205  $\mu\text{m}$  dicke Kunststoffschicht in Lagen von 44  $\mu\text{m}$  Dicke aufgetragen. Rund 9 Millionen Emulsionsfilme wurden in Japan in Zusammenarbeit mit der Fuji Photo Film Co., Ltd. hergestellt, in der Tono Mine von Spuren kosmischer Strahlung bereinigt und anschließend auf dem Seeweg nach Italien gebracht. Ein Transport per Flugzeug schied aus, um den erneuten Einfluss kosmischer Strahlung möglichst gering zu halten. Mit dem gleichen Hintergrund erfolgt die Zusammensetzung der ECC-Bricks unterirdisch. Dafür wurde im Gran Sasso Untergrundlabor eine automatisierte Produktionsstraße, die BAM<sup>12</sup>, aufgebaut. Zum Schutz der lichtempfindlichen Filme sind die Bricks in aluminiumbeschichtetes Papier verpackt. An die strahlabgewandte Seite ist ein sogenanntes Changeable Sheet<sup>13</sup> (CS) geklebt, ein Dublett aus dichtgepackten Emulsionsfilmen. Die Filme haben die gleichen Dimensionen wie diejenigen innerhalb der Bricks. Durch eine spezielle Verpackung hat das CS eine Gesamtdicke von 3 mm.

Durchqueren geladene Teilchen die Silberbromid (AgBr) enthaltende Emulsion, so können diese einzelne Silberatome des Kristallgitters ionisieren. Werden in einem AgBr-Kristall mehr als vier Gitteratome ionisiert, so kann bei der späteren Entwicklung die Entwicklersubstanz am Kristall ansetzen und ihn dadurch dunkel färben. Auf diese Weise können Teilchenspuren sichtbar gemacht werden. Für die Auswertung

<sup>12</sup>BAM: Brick Assembly Machine

<sup>13</sup>changeable sheet (engl.): auswechselbare Folie, Lage

der Filme wird ein an die Technik von CHORUS angelehntes Scanverfahren mit CCD<sup>14</sup>-Kameras verwendet. Da die Gesamtfläche der Fotoemulsionen im OPERA-Detektor mit über 170000 m<sup>2</sup> etwa 340 mal größer als die des CHORUS-Experiments ist, musste dieses Verfahren stark verbessert werden. Innerhalb der ECC-Bricks wird mit der Scantechnik eine Ortsauflösung von 1  $\mu\text{m}$  und eine Winkelauflösung kleiner als 2 mrad erreicht [Zim06].

Für die Aufnahme der ECC-Bricks stehen in jedem Supermodul 31 Wände senkrecht zur CNGS-Strahlrichtung zur Verfügung, wobei in Supermodul 1 die ersten und die letzten beiden Wände und in Supermodul 2 die ersten drei und die letzten beiden Wände nicht gefüllt wurden. Eine Wand fasst maximal 64 übereinanderliegende Reihen mit jeweils 52 nebeneinander angeordneten Blei-Emulsions-Ziegeln, wobei nur die Reihen 4 bis 59 des ersten Supermoduls und die Reihen 4 bis 55 des zweiten Supermoduls befüllt sind. Um für eine Analyse Bricks aus dem Target extrahieren zu können, ist die tragende Konstruktion zu beiden Seiten hin offen. Ein auf jeder Seite des Targets installiertes Robotersystem (BMS<sup>15</sup>) ist für die Herausnahme und das Wiedereinsetzen der Bricks zuständig. Wird ein Brick entnommen, in dem eine Neutrino-Interaktion stattgefunden haben könnte, so werden zunächst die Emulsionsfilme des CS im Untergrundlabor entwickelt und gescannt. Befinden sich im Changeable Sheet keine Teilchenspuren, die auf eine Neutrinowechselwirkung im Blei-Emulsions-Ziegel hindeuten, so wird er ungeöffnet mit einem neuen CS versehen und wieder dem Target zugeführt. Sind Spuren erkennbar, wird der Brick selbst ausgewertet, ohne im Target ersetzt zu werden. Eine genaue Beschreibung der Aufbereitung einer ECC für die Datenanalyse ist [Sir07] zu entnehmen. Da der Detektor-Betrieb schon während der Target-Befüllung aufgenommen wurde und täglich bis zu 30 Extraktionen während des laufenden Betriebs vorgenommen werden, ist die Targetmasse nicht konstant. Der maximale Füllstand des OPERA-Detektors wurde im Juni 2008 mit insgesamt 148828 Bricks erreicht. Bei rund 8,3 kg pro Ziegel ergibt das eine maximale Targetmasse von rund 1,235 kt. Seither sinkt die Masse wieder auf Grund weiterer Brick-Extraktionen.

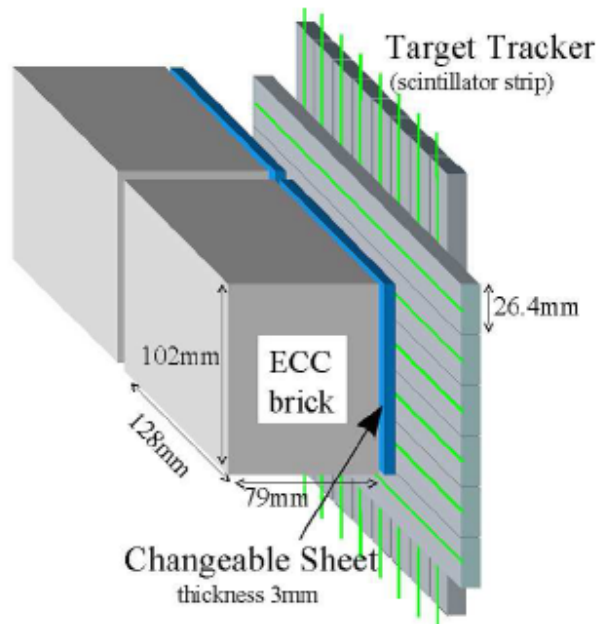
### 4.3.3 Der Target-Tracker

Vor einer Extraktion liefern ECC-Bricks keine Information darüber, ob in ihnen eine Teilchenreaktion erfolgt ist oder nicht. Um dennoch Bricks lokalisieren zu können, in denen möglicherweise eine Neutrino-Wechselwirkung stattgefunden hat, befinden sich hinter jeder Target-Wand elektronische Detektoren. Diese bestehen aus zwei Lagen Szintillatorstreifen, die einmal in X-Richtung und einmal in Y-Richtung angeordnet sind und die gesamte Targetfläche abdecken (siehe Abbildung 4.8). Die Signal-Auslese geschieht über Wellenlängenschieber und Photomultiplier an beiden Seiten der Streifen. Zusammenfassend spricht man vom Target-Tracker (TT).

---

<sup>14</sup>CCD, Charged Coupled Device: Halbleiter Bildsensor

<sup>15</sup>BMS: Brick Manipulator System



**Abbildung 4.8:** Schematische Ansicht zweier Bricks, deren Changeable Sheets und einem Ausschnitt der anschließenden Target-Tracker-Wand [Aga09].

Der TT hat eine Triggereffizienz<sup>16</sup> von über 99% [Ada07]. Bei einer Ortsauflösung für CC-Reaktionen von ca. 1,5 cm liegt die Effizienz den Brick mit dem gesuchten Zerfallsvertex zu finden bei 80%. Daher ist ein zusätzliches passives Veto notwendig, das in Form der Changeable Sheets realisiert wurde.

Neben seiner Hauptaufgabe, als Trigger für die ECC-Extraktion zu fungieren, liefert der TT Echtzeitinformationen und sorgt damit für eine zeitliche Zuordnung der Ereignisse im Blei zu den entsprechenden Signalen in den Spektrometern. Seine zusätzliche Aufgabe als aktive Komponente eines Sampling-Kalorimeters wird zusammen mit dem genauen Aufbau in Kapitel 5 beschrieben.

#### 4.3.4 Das Myon-Spektrometer

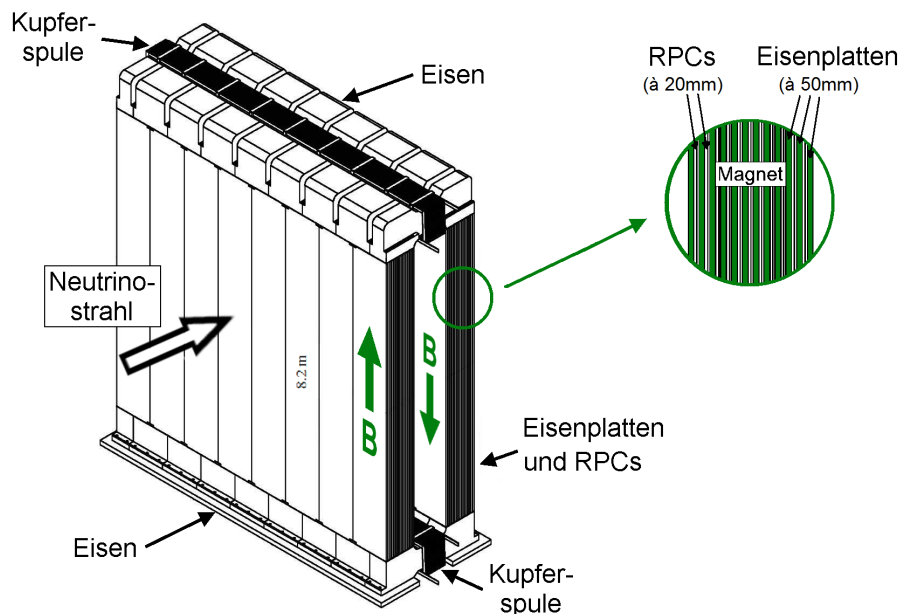
In jedem der beiden Supermodule befindet sich neben dem Target-Tracker eine weitere elektronische Detektorkomponente, das hinter dem Target installierte Myon-Spektrometer. Beim Zerfall des nachzuweisenden  $\tau$  kann ein Myon erzeugt werden, das mit einer mittleren Zerfallslänge von rund 660 m eine ausgeprägte Spur im Detektor hinterlässt, die über das Target hinaus gehen kann. Aufgabe des Spektrometers ist die Erkennung der Myonspur sowie die Messung von Impuls und Ladungsvorzeichen des Myons. Es unterstützt die Vertexfindung und trägt zu einer eindeutigen Identifizierung der Tau-Ereignisse bei. Zerfälle von Teilchen mit Charm-Inhalt aus einer  $\nu_\mu$ -Reaktion weisen beispielsweise eine ähnliche Zerfallstopologie wie Tau-Leptonen auf und erzeugen dementsprechend ein ähnliches Signal in den Fotoemulsionen. Um Untergrundereignisse dieser Art zu reduzieren, werden im Spektrometer Impuls und elektrische Ladung des in einem Charm-Ereignis entstandenen Myons bestimmt und zu einer Unterscheidung von myonischen Tau-Zerfällen herangezogen.

<sup>16</sup>trigger (engl.): Auslöser

Darüber hinaus liefern die Spektrometer durch die Analyse von Ladung und Impuls der Myonen aus  $\nu_\mu$ -CC-Prozessen der Neutrinos Informationen über den Neutrinostrahl wie den Gesamtneutrinofluss, das Energiespektrum und das Maß der Verunreinigung durch Anti-Myon-Neutrinos.

### Der Magnet

Zentraler Bestandteil der beiden Spektrometer ist jeweils ein zweiarmiger Dipol-Eisenmagnet mit einer Masse von 990 t. Jeder Magnetarm ist aufgebaut aus zwölf 5 cm dicken Eisenplatten mit einem Abstand von jeweils 2 cm. In die Zwischenräume ist je eine Ebene aus  $3 \times 7$  (horizontal  $\times$  vertikal) RPCs eingesetzt, die in Strahlrichtung die gesamte Fläche des Magneten von 8,75 m Breite  $\times$  8,20 m Höhe abdecken (siehe Abbildung 4.9).



**Abbildung 4.9:** Magnet eines Myon-Spektrometers [Ope00]. Innerhalb der Wände sind jeweils in elf Lagen RPCs zwischen den Eisenplatten installiert.

Durch die Kupferspulen ober- und unterhalb der aktiven Detektorfläche fließt ein Nennstrom von 1600 A. Dadurch wird in den beiden Magnetwänden ein nahezu homogenes Magnetfeld entgegengesetzter Richtung mit einer mittleren Flussdichte von 1,53 T erzeugt [Acq09].

Vor, zwischen und hinter den beiden Magnetarmen befinden sich jeweils zwei Driftröhrenwände (siehe Abbildung 4.11). Sie bilden zusammen den in Hamburg gebauten Precision<sup>17</sup> Tracker (PT).

<sup>17</sup>precision (engl.): Präzision

## RPC und XPC

Die in die Magneten integrierten Widerstandsplattenkammern dienen der Spur-rekonstruktion innerhalb des Spektrometers, der Energiemessung hadronischer Schauer die das Target verlassen oder durch Vielfachstreuung von Teilchen an den Eisenatomen entstehen, der Spuranpassung der verschiedenen Driftröhrenwände des im nächsten Abschnitt beschriebenen Precision Trackers und als Trigger für den PT.

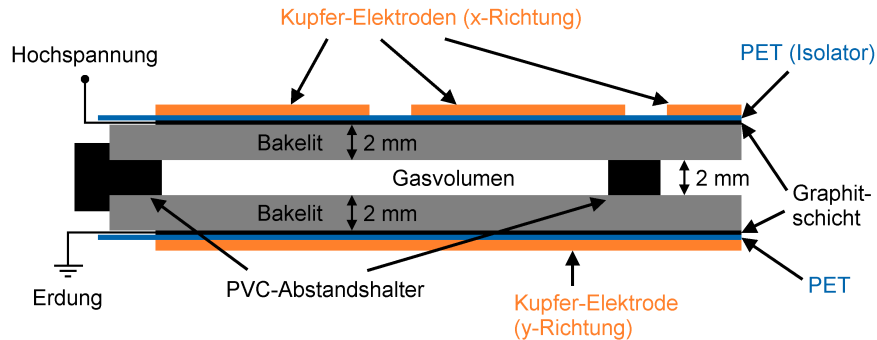


Abbildung 4.10: Schematischer Aufbau der OPERA-RPCs im Querschnitt [Len07].

Jede RPC ist, wie in Abbildung 4.10 skizziert, aus zwei parallel angeordneten, 2 mm dicken Elektroden aus Bakelit aufgebaut, die durch Kunststoffstreifen auf ebenfalls 2 mm Abstand gehalten werden. Der Hohlraum ist gefüllt mit einem Gasgemisch bei Atmosphärendruck aus 75,4% Argon (Ar), 20% Tetrafluorethan ( $C_2H_2F_4$ ), 4% Isobutan ( $C_4H_{10}$ ) und 0,6% Schwefelhexafluorid ( $SF_6$ ). Für eine Verringerung des Rauschens sind die Innenseiten der Bakelitplatten mit einem Leinölfilm überzogen. Das Messprinzip von RPCs macht sich zu Nutze, dass geladene Teilchen beim Durchgang durch Materie Energie verlieren. Ist die Teilchenmasse, wie im Falle eines Myons, deutlich höher als die eines Elektrons, so dominiert der Energieverlust durch Ionisation und der Beitrag von Prozessen wie Bremsstrahlung oder Čerenkov-Strahlung kann vernachlässigt werden. Durchdringt nun ein geladenes Teilchen das Driftgas, so kann es die Gasmoleküle und -atome entlang seiner Flugbahn ionisieren. An die graphitbeschichtete Außenseite der Elektroden ist eine Hochspannung von 5,8 kV [Acq09] angelegt, so dass die Ionen und freien Elektronen entlang der elektrischen Feldlinien zu den Platten driften. Ein derart hoher Spannungswert führt dazu, dass besonders die Elektronen auf Grund ihrer hohen Beweglichkeit genügend hohe Energien erreichen, um weitere Atome zu ionisieren. Es kommt zu einer lawinenartigen Verstärkung (Gasverstärkung) und dadurch zu einer kurzen Dauerentladung zwischen den Platten mit einem großen Spannungspuls von ca. 100 mV. Die RPCs arbeiten in diesem Fall im sogenannten „Streamer“-Modus, in dem keine weitere Signalverstärkung notwendig ist. Allerdings kann die deponierte Ladung auf Grund des hohen Durchgangswiderstandes von Bakelit ( $10^{11} - 10^{12} \Omega\text{cm}$ ) nur langsam abfließen (Zeitdauer etwa 150 ms). Das elektrische Feld im Hohlraum wird dadurch lokal so stark abgeschwächt, dass die



Elektronen nicht mehr ausreichend beschleunigt werden und die RPC auf dem entsprechenden Auslesekanal für diese Zeitdauer „blind“ für den Durchgang weiterer Teilchen ist. Für das OPERA–Experiment stellt dieser Effekt kaum ein Problem dar, da die erwarteten Ereignisraten niedrig sind (vgl. Kapitel 4.4.4). Das Signal wird über Kupferelektroden ausgelesen, die, getrennt durch eine  $300\ \mu\text{m}$  dünne Isolationsschicht, auf den Graphitschichten angebracht sind. Auf der einen Seite der Kammer verlaufen die Kupferstreifen in horizontaler Richtung, auf der anderen Seite in vertikaler Richtung, wodurch die Bestimmung sowohl einer X– als auch einer Y–Koordinate gewährleistet wird. Die Ungenauigkeit im Ort ist gegeben durch die Breite der Streifen von  $26\ \text{mm}$  (vertikal) bzw.  $35\ \text{mm}$  (horizontal) und einen Abstand zwischen den Streifen von  $2\ \text{mm}$ . Mit einer Größe von  $2,91 \times 1,14\ \text{m}^2$ , 21 RPCs pro Wand und 22 Wänden pro Supermodul überdecken die RPCs im gesamten Detektor eine Fläche von fast  $3200\ \text{m}^2$ .

In beiden Supermodulen befindet sich direkt hinter dem Target und vor dem ersten Magnetarm je eine Ebene mit RPCs, deren Auslestreifen um  $\pm 42,6^\circ$  gegenüber der Horizontalen gedreht ist. Die Aufgabe dieser sogenannten XPCs<sup>18</sup> (siehe Abbildung 4.11) ist es, mögliche Mehrdeutigkeiten in der Spurrekonstruktion zu verhindern. Durch die Drehung liefern die XPC–Signale auf beiden Seiten der Kammer eine zusätzliche Höheninformation, die für eine verbesserte Auflösung in Y–Richtung sorgt. In Verbindung mit weiteren RPC–Wänden dienen die XPCs zusätzlich als Trigger für den Precision Tracker.

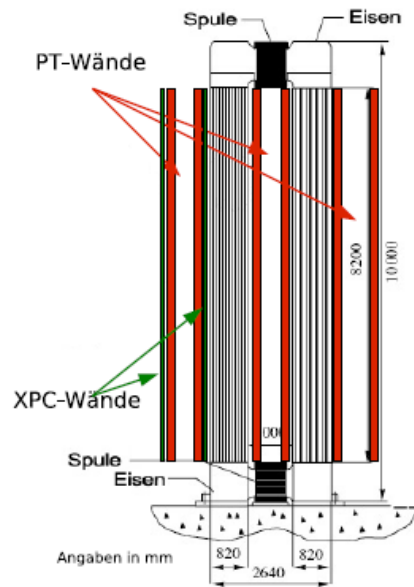
### Der Precision Tracker

Der Precision Tracker wurde in Zusammenarbeit der Universitäten Hamburg, Rostock und Münster entwickelt und im Jahre 2007 in Hamburg fertiggestellt. Er ist ein System aus 9504 Driftröhren, aufgeteilt auf sechs Wände pro Supermodul, die paarweise vor und hinter dem Magneten sowie zwischen den beiden Magnetarmen angebracht sind und das Myon–Spektrometer vervollständigen (siehe Abbildung 4.11).

Die knapp  $8\ \text{m}$  langen, vertikal aufgehängten Driftröhren bestehen aus einem elektrisch leitfähigen Aluminiumrohr mit einem Außendurchmesser von  $38_{-0,15}^{+0}\ \text{mm}$  bei einer Wandstärke von  $850_{-150}^{+0}\ \mu\text{m}$ . Über die Röhre und den in ihrer Mitte gespannten goldbeschichteten Wolframdraht ist eine Hochspannung von  $2,45\ \text{kV}$  angelegt, so dass der Draht als Anode und das Rohr als Kathode fungiert. Der  $45\ \mu\text{m}$  dünne Draht wird nicht zusätzlich unterstützt, um einen Knick im Draht zu vermeiden. Als Driftgas wird ein zweikomponentiges Gemisch aus Argon und  $\text{CO}_2$  im Verhältnis 80:20 bei einem Absolutdruck von  $(1005 \pm 5)\ \text{mbar}$  verwendet [Fer06].

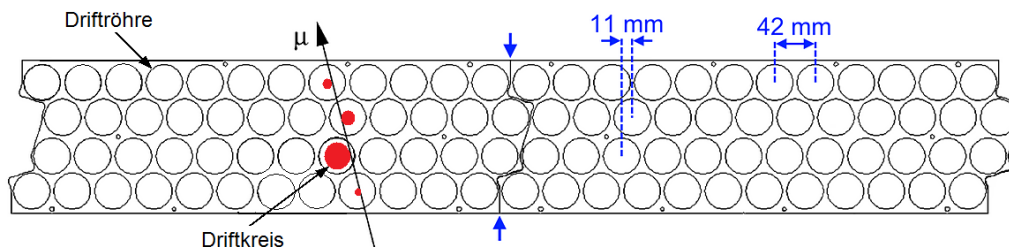
Innerhalb der PT–Wände sind die Driftröhren in Modulen aus vier Lagen mit jeweils zwölf Röhren zusammengefasst. Die geometrische Anordnung der Röhren innerhalb dieser Gruppierung ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Sie wurde mit Hilfe von Monte–Carlo–Simulationen optimiert, so dass die Anzahl der ge-

<sup>18</sup>crossed („x“) resistive plate chamber



**Abbildung 4.11:** Seitenansicht des Myon-Spektrometers [Won07].

troffenen Röhren für die bei OPERA erwartete Winkelverteilung der Myonen maximal wird. Die Lagen sind paarweise hexagonal dicht gepackt und die Paare um 11 mm gegeneinander verschoben. Je 15 Module bilden die Wände direkt am Target, die übrigen Wände bestehen aus 17 Modulen. Die targetnahen Wände müssen schmaler sein, um dem BMS (vgl. Kapitel 4.3.2) den nötigen Platz zu lassen.



**Abbildung 4.12:** Schematische Darstellung zweier Modul-Endplatten im Querschnitt. Benachbarte Endplatten greifen so ineinander (kleine Pfeile in Bildmitte), dass die Röhrenabstände über die gesamte Breite der Wand konstant sind [Len07].

Wie auch im Falle der RPCs verlieren schwere geladene Teilchen ihre Energie beim Durchgang durch das Gasgemisch vorwiegend durch Ionisation einzelner Moleküle und Atome entlang ihres Weges. In dieser Primärionisation bilden sich sogenannte Ionisationscluster<sup>19</sup> aus Elektronen und Ionen. Auf Grund des an Draht und Rohr angelegten elektrischen Feldes werden die Ionen und Elektronen räumlich getrennt und driften<sup>20</sup> entlang der radialen Feldlinien in Richtung Kathode bzw. Anode. Starke elektrische Felder in der Nähe des Anodendrahtes führen zu einer Gasverstärkung und auf dem Draht wird ein Signal in Form eines Spannungspulses induziert, das proportional zur Primärionisation ist. Die Elektronen

<sup>19</sup>cluster (engl.): Gruppe, Haufen

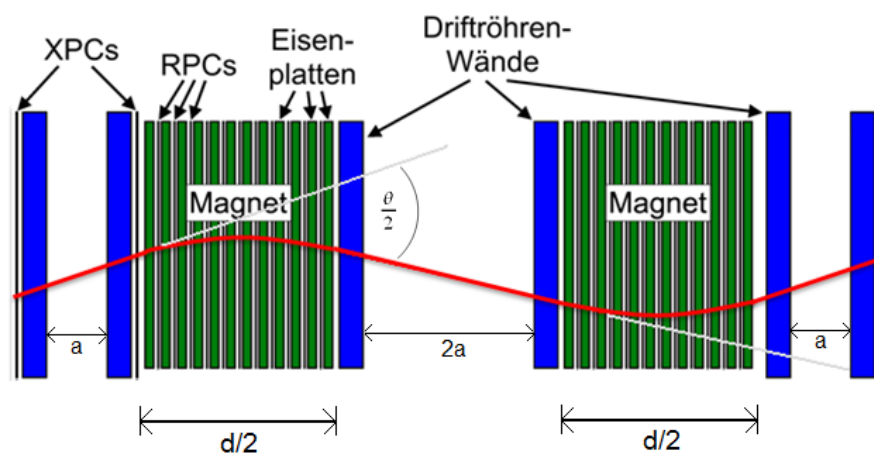
<sup>20</sup>to drift (engl.): treiben

aus den drahtnächsten Ionisationsclustern erreichen dabei als erstes die Anode. Mit Hilfe eines externen Triggers wird der Zeitpunkt des Eintreffens des ionisierenden Teilchens bestimmt. Als zweites Zeitsignal dient die steile Flanke des erzeugten Spannungspulses. Aus der so gemessenen Driftzeit und einer genauen Kenntnis der Driftzeit–Ort–Beziehung, der Kabellaufzeiten und der Triggerverzögerung kann die senkrechte Entfernung der Spur vom Draht ermittelt werden und damit ein Kreis, den das Teilchen tangiert haben muss. Aus den Informationen mehrerer Driftröhren kann die genaue Spur des Teilchens rekonstruiert werden, wie in Abbildung 4.12 angedeutet.

Die zentrale Aufgabe des PT ist die Ladungsbestimmung von Myonen aus den horizontalen Spur–Koordinaten im Spektrometer außerhalb der Magnetwände. Das Ladungsvorzeichen soll mit einer Evidenz von mindestens  $4\sigma$  ermittelt werden. Das entspricht einer Impulsauflösung von  $\Delta p/p \leq 25\%$  für Myonenenergien von bis zu 25 GeV. Einen Zusammenhang zwischen Ortskoordinaten und Ladung liefert die Lorentzkraft. Geladene Teilchen werden im Magnetfeld in Abhängigkeit vom Impuls um den Winkel

$$\theta = \frac{qBd}{p} \quad (4.1)$$

abgelenkt. Hierbei ist  $q$  die Ladung des Teilchens,  $B$  die magnetische Flussdichte,  $d$  die Ablenkstrecke und  $p$  der Teilchenimpuls. Bei bekannter Orientierung des Magnetfeldes kann aus der Richtung der Ablenkung auf das Ladungsvorzeichen geschlossen werden. Da die Feldlinien in den Magnetarmen des OPERA–Detektors in entgegengesetzter Richtung verlaufen, beschreiben die abgelenkten Teilchen eine S–förmige Spur (siehe Abbildung 4.13) in der XZ–Ebene.



**Abbildung 4.13:** Horizontaler Schnitt durch das OPERA–Spektrometer [Len07] mit schematisch dargestellter Teilchenspur. Die Spurkrümmung ist hier stark übertrieben.

Die Impulsauflösung der Driftröhren ist gegeben durch [Zim05]:

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\Delta \theta}{\theta} = \frac{1}{qBd} \sqrt{6 \left( \frac{\varepsilon p}{a} \right)^2 + \frac{d}{X_0} \left( \frac{14 \text{ MeV}}{c} \right)^2}. \quad (4.2)$$

Hier ist  $\theta$  der doppelte Ablenkwinkel in einem Magnetarm,  $a$  der Abstand zwischen den ersten beiden und den letzten beiden Driftröhrenwänden bzw. der halbe Abstand zwischen den mittleren Wänden,  $X_0 = 0,0176$  m die Strahlungslänge in Eisen,  $d = 1,2$  m die Dicke des Eisens und  $\varepsilon$  der Gesamtfehler in der Ortsbestimmung. Daraus ergibt sich eine obere Grenze für die Ortsungenauigkeit  $\epsilon$  von  $636 \mu\text{m}$ , um die geforderte Impulsauflösung zu erreichen. Darin geht der intrinsische Fehler in der Driftzeitmessung mit etwa  $300 \mu\text{m}$  und die Drahtposition mit rund  $150 \mu\text{m}$  ein. Die Modulposition darf also einen Fehler von ca.  $540 \mu\text{m}$  nicht überschreiten.

## 4.4 Die Datenanalyse

Der Nachweis einer  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillation soll beim OPERA-Experiment durch den direkten Nachweis des  $\tau$  geschehen, welches in einer CC-Reaktion des  $\nu_\tau$  mit dem Blei-Emulsions-Target der Form

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X \quad (4.3)$$

entstanden ist. Im Folgenden wird ein Überblick über die prinzipielle Vorgehensweise gegeben. Eine genaue Beschreibung ist [Ope00] zu entnehmen.

### 4.4.1 Der Tau-Nachweis

Auf Grund der hohen Masse des OPERA-Targets ist ein Ereignis (4.3) dort am wahrscheinlichsten. Bei einer durchschnittlichen Lebensdauer von  $(290,6 \pm 1,1) \cdot 10^{-15}$  s zerfällt das Tau-Lepton in den Blei-Emulsions-Ziegeln nach ungefähr  $600 \mu\text{m}$ . Die Hauptzerfallskanäle mit einem geladenen Teilchen im Endzustand, man spricht von 1-prong-Zerfällen, sind:

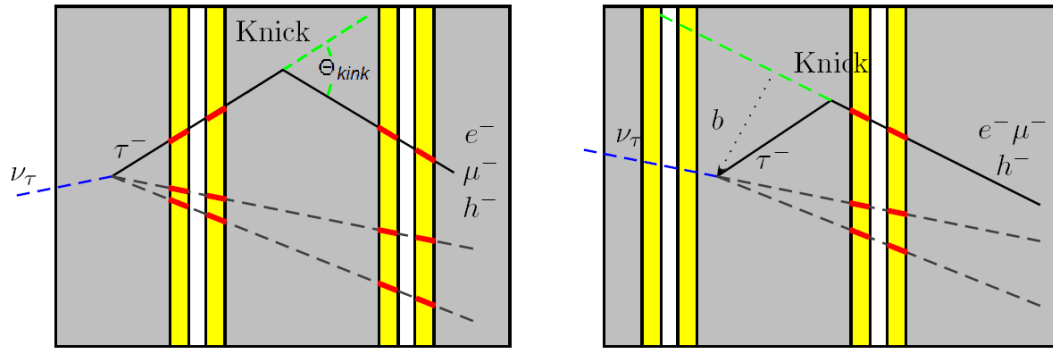
$$\tau^- \rightarrow e^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_e \quad (\text{elektronisch, } 17,9\%), \quad (4.4)$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu \quad (\text{myonisch, } 17,4\%), \quad (4.5)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- + \nu_\tau + nT \quad (\text{hadronisch, } 48,6\%). \quad (4.6)$$

In Klammern ist das jeweilige Verzweigungsverhältnis angegeben. 98% der in (4.6) entstehenden neutralen Teilchen ( $nT$ ) sind  $\pi^0$ . Die geladenen Hadronen ( $h$ ) sind ebenfalls hauptsächlich Pionen oder, mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit, Kaonen.

Die Zerfallstopologie ist charakteristisch. Die kurze Zerfallslänge des Tau-Leptons führt allerdings zu zwei unterschiedlichen Signalstrukturen in den Emulsionsschichten. Es wird unterschieden zwischen den in Abbildung 4.14 gezeigten langen und kurzen Zerfällen.



**Abbildung 4.14:** Langer (links) und kurzer (rechts) Zerfall eines Tau-Leptons in einem ECC-Brick. Für den langen Zerfall ist der Winkel  $\theta_{kink}$  eingezeichnet, für den kurzen Zerfall der Stoßparameter  $b$ . Gestrichelte schwarze Linien stellen geladene Hadronen dar [Bic06].

In langen Zerfällen liegen der erste und der zweite Vertex in verschiedenen, meist direkt aufeinander folgenden Bleiplatten. Die Spur des  $\tau$  weist in diesem Fall einen bezeichnenden Knick (Kink) auf. Mit Hilfe der rekonstruierten Spuren des Tau-Leptons und des geladenen Zerfallsprodukts kann der Winkel  $\theta_{kink}$  zwischen den beiden Spuren ermittelt und damit das Tau-Lepton identifiziert werden. Zerfällt das  $\tau$  vor Erreichen der nächsten Bleiplatte in einer der Emulsionsschichten oder der Kunststoffschicht, so kann es auf die gleiche Art, wenn auch mit schlechterer Winkelauflösung, identifiziert werden.

In 60% aller Fälle liegen die beiden Vertices jedoch in derselben Bleiplatte. Man spricht dann von kurzen Zerfällen. Da eine Rekonstruktion von  $\theta_{kink}$  hier nicht möglich ist, wird der Stoßparameter<sup>21</sup>  $b$  ( $b > 5\text{--}20 \mu\text{m}$ ) bestimmt, der in diesem Fall zur Identifikation des  $\tau$  herangezogen wird.

#### 4.4.2 Energie und Impuls des jeweiligen geladenen Zerfallsprodukts

Für eine Reduktion der Untergrundrate und die genaue Analyse des Tau-Zerfalls müssen die drei betrachteten Zerfallskanäle identifiziert und Energie bzw. Impuls der geladenen Sekundärteilchen bestimmt werden.

Die hochenergetischen Elektronen des elektronischen Zerfallskanal (4.4) verlieren ihre Energie überwiegend durch Bremsstrahlung,

$$E_e(x) = E_0 \cdot e^{-x/X_0}, \quad (4.7)$$

während Hadronen aus (4.6) ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation im Detektor deponieren:

$$E_h(x) = E_0 \left( 1 - \frac{dE}{dx} x \right). \quad (4.8)$$

<sup>21</sup>Als Stoßparameter wird hier der senkrechte Abstand zwischen der Spur des Sekundärteilchens und dem primären Vertex bezeichnet.

$dE/dx$  ist dabei aus der Bethe-Bloch-Gleichung (3.4) in Abhängigkeit des Umgebungsmaterials zu bestimmen.  $E_0$  ist die Energie am Zerfallsort,  $E_e(x)$  und  $E_h(x)$  sind die jeweiligen Energien nach einer Strecke  $x$ . Die Strahlungslänge  $X_0$  für Blei liegt bei 0,56 cm. Sowohl die sekundären Hadronen als auch die Elektronen können Teilchenschauer auslösen. Anhand der in Kapitel 3.2.3 erwähnten unterschiedlichen Skalierung des Schauerprofils elektromagnetischer und hadronischer Schauer können die entsprechenden Zerfallskanäle unterschieden werden. Energie und Impuls des schauerauslösenden Teilchens können durch Auswertung der jeweiligen Kaskade ermittelt werden.

Auf Grund der hohen Winkelauflösung innerhalb der ECC-Bricks ergibt sich eine weitere Möglichkeit der Trennung von Elektronen und Hadronen aus den unterschiedlichen Streuwinkeln bei der Vielfachstreuung an Materie. Der Impuls kann anschließend aus Messung des Winkels zwischen der Spur vor und nach der Wechselwirkung bestimmt werden.

Der myonische Zerfall (4.5) unterscheidet sich von den beiden bisher beschriebenen deutlich. Das mit einer mittleren Lebensdauer von  $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$  s verhältnismäßig langlebige Myon durchdringt das Blei-Target meist nahezu ungehindert und hinterlässt eine relativ gerade Spur ohne aufzuschauern. Der Impuls des Myons kann daher nicht durch die Emulsionen oder die TT bestimmt werden, sondern wird, wie in Kapitel 4.3.4 beschrieben, mit Hilfe des PT im Myon-Spektrometer ermittelt.

#### 4.4.3 Untergrundereignisse

Mit etwa zehn erwarteten detektierten  $\tau$ -Zerfällen (siehe Tabelle 4.6) während seiner geplanten fünfjährigen Laufzeit ist OPERA ein Niedrigratenexperiment. Es ist daher auf ein gutes Verständnis von Untergrundereignissen angewiesen, deren Signatur der in Kapitel 4.4.1 beschriebenen ähnelt und zu einer Fehlinterpretation führen kann. Sämtliche Zahlenangaben im folgenden Abschnitt stammen aus [Ope00], wobei  $N_{CC}$  die Gesamtzahl der nachgewiesenen  $\nu_\mu$ -CC Ereignisse ist.

#### Charm-Quark Produktion

Durch CC- oder NC-Reaktionen von Myon-Neutrinos mit Bleikernen können Mesonen mit (Anti-)Charm-Inhalt entstehen:

$$\nu_\mu + N \rightarrow xc + \mu + X, \quad (4.9)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow c\bar{c} + \mu + X, \quad (4.10)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow c\bar{c} + \nu_\mu + X. \quad (4.11)$$

$x$  steht hierbei für ein weiteres Quark. Diese Mesonen haben dem Tau-Lepton ähnliche Massen und Lebensdauern und führen zu vergleichbaren Spuren im Detektor. Die registrierten Ereignisse können nur von einem  $\tau$ -Zerfall unterschieden werden, wenn das primäre Myon (4.9 bzw. 4.10) oder das Charm-Meson (4.11) identifiziert werden. Für die Erkennung eines Ereignisses (4.9 oder 4.10) wird daher vom Myon-Spektrometer

eine hohe Nachweeffizienz und eine sichere Bestimmung des Ladungsvorzeichens des Myons gefordert. Erwartet werden bis zu  $16,5 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$  Charm-Ereignisse, die sich nicht von einem  $\tau$ -Ereignis abheben. Damit leisten sie den Hauptbeitrag zum Untergrund.

### Myonstreuung

Vielfachstreuung der in  $\nu_\mu$ -CC Reaktionen entstandenen Myonen nahe des primären Vertex kann zu einer Signatur im Detektor führen, die der des myonischen Zerfalls des Tau-Leptons ähnelt. Über einen Vergleich des Transversalimpulses des Myons mit vorliegenden  $\tau$ -Daten können viele dieser Ereignisse jedoch erkannt werden. Man rechnet mit etwa  $5 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$  derartiger Untergründereignisse, wobei diese Abschätzung auf Grund von Unsicherheiten in der Monte-Carlo-Simulation mit einem Fehler von rund 50% behaftet ist.

### Hadronische Reinteraktion

Ähnlich der Myonstreuung können auch Hadronen aus  $\nu_\mu$ -NC-Reaktionen (3.2) durch Vielfachstreuung an den Bleiatomen ein Signal erzeugen, das in diesem Fall als hadronischer Zerfall des  $\tau$  fehlinterpretiert werden kann. CC-Reaktionen eines Myon-Neutrinos (3.1) leisten nur dann einen Beitrag zum Untergrund, wenn das primäre Myon nicht erkannt wird. Trotz einer hohen Myon-Nachweeffizienz des Detektors von über 99% sind  $5 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$  Ereignisse zu erwarten.

### Kontamination des CNGS-Strahls

Es kann nicht unterschieden werden, ob ein  $\nu_\tau$  aus einer Oszillation eines  $\nu_\mu$  stammt oder bereits im Zuge der CNGS-Strahlerzeugung entstanden ist und damit von vornherein Bestandteil des Neutrinostrahls war. Das durch das Tau-Neutrino erzeugte Signal ist in beiden Fällen identisch. Ebenso können Verunreinigungen des CNGS-Strahls durch Elektron-Neutrinos zu Untergründereignissen führen. Ein in einer  $\nu_e$ -CC-Reaktion entstandenes primäres Elektron kann durch Vielfachstreuung an Bleiatomen eine dem  $\tau$ -Zerfall ähnliche Spur hinterlassen. Durch eine genaue Energiebestimmung und entsprechende kinematische Einschränkungen kann der Untergrund durch  $\nu_e$  jedoch reduziert werden. Ohnehin ist die Strahlkontamination durch beide Neutrino-Flavours sehr gering (siehe Tabelle 4.2) und ihr Beitrag zum Untergrund verschwindend klein. Er wird in beiden Fällen auf weniger als  $10^{-6} \times N_{CC}$  geschätzt.

### Neutrale Pionen

In einer  $\nu_\mu$ -NC Reaktionen entstandene negativ geladene Pionen können in der Reaktion



einen Ladungsaustausch durchführen. Die dabei erzeugten  $\pi^0$  können anschließend in ein Elektron und ein Positron zerfallen, wobei dieser Zerfall mit einer Wahrscheinlichkeit von  $(6,46 \pm 0,33) \cdot 10^{-8}$  sehr selten ist [Ams08, Ber08]. Der Winkel zwischen der

Spur des  $\pi^-$  und dem Elektron kann als Tau-Zerfall fehlinterpretiert werden. Monte-Carlo-Simulationen lassen etwa  $0,2 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$  Untergrundereignisse dieser Art erwarten.

#### 4.4.4 Nachweisempfindlichkeit für $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Appearance

Die Anzahl detektierbarer Tau-Leptonen hängt stark von der Intensität des CNGS-Strahls und der Targetmasse des OPERA-Detektors ab. Die folgenden Betrachtungen gelten für eine Laufzeit des OPERA-Experiments von fünf Jahren bei einer nominellen Strahlintensität von  $4,5 \cdot 10^{19}$  pot/Jahr und einer Targetmasse von 1,28 kt. Diese Zahlen entsprechen einer maximal möglichen Intensität und etwa der im Juni 2008 maximal erreichten Masse von 1,235 kt. Unter diesen Annahmen werden insgesamt etwa 26000 Neutrino-Ereignisse (CC und NC) im Detektor erwartet (siehe Tabelle 4.3).

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

**Tabelle 4.3:** Anzahl erwarteter Neutrino-Ereignisse in den OPERA-Targets in 5 Jahren Laufzeit mit nomineller Strahlintensität und 1,28 kt Targetmasse [Ope09].

Die Menge an anzunehmenden  $\nu_\tau$ -Ereignisse ist zudem abhängig von den Oszillationsparametern. In Tabelle 4.4 sind die entsprechenden Werte für drei verschiedene Massendifferenzen  $\Delta m_{32}^2$  bei maximaler Mischung, das heißt bei  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ , angegeben.

$\Delta m_{32}^2$	Anzahl
$1 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	20
$2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	80
$3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	180

**Tabelle 4.4:** Anzahl der erwarteten  $\nu_\tau$ -CC-Wechselwirkungen in 5 Jahren Laufzeit mit nomineller Strahlintensität und 1,28 kt Targetmasse [Ope09].

Wieviele dieser Ereignisse allerdings auch im Detektor nachgewiesen werden können, hängt von dessen Effizienz für den  $\tau$ -Nachweis ab. In Tabelle 4.5 sind die Einzeleffizienzen relevanter Wechselwirkungen angegeben, sowie deren gewichtete Summe. Die Gesamteffizienz des OPERA-Detektors für den Tau-Nachweis beträgt demnach 9,1% [Zim06]. Für die angegebenen Werte wurde jedoch noch von einer mittleren Targetmasse von 1,6 kt ausgegangen.



**Tabelle 4.5:** Nachweiseffizienz des OPERA–Detektors mit einer Targetmasse von 1,6 kt. DIS steht für tief-inelastische Streuung (deep inelastic scattering), QES für quasielastische Streuung (quasi elastic scattering). *kurz* und *lang* geben die in Kapitel 4.4.1 eingeführten Zerfallsmöglichkeiten im ECC–Brick an. Die aufsummierten Nachweiseffizienzen sind nach Wirkungsgraden und Verzweigungsverhältnissen gewichtet [Zim06].

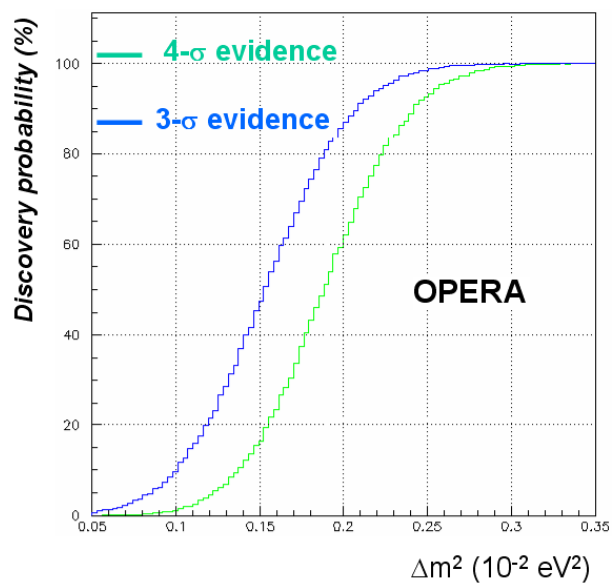
$\tau^-$ -Zerfall	DIS lang [%]	QES lang [%]	DIS kurz [%]	insgesamt (gewichtet) [%]
$\tau^- \rightarrow \mu^-$	2,7	2,3	1,3	3,4
$\tau^- \rightarrow e^-$	2,4	2,5	0,7	2,8
$\tau^- \rightarrow h^-$	2,8	3,5	–	2,9
Total:	8,0	8,3	1,3	9,1

Unter Berücksichtigung der Nachweiseffizienz des Detektors und einer Massendifferenz in der vom MINOS–Experiment aktuell vorhergesagten Region ( $\Delta m_{32}^2 = 2,43 \pm 0,13 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  [Osp08]) wird während der geplanten Laufzeit mit insgesamt etwa 10 nachgewiesenen Tau–Leptonen gerechnet (siehe Tabelle 4.6).

Die geforderte Signifikanz von  $4\sigma$  wird erreicht, wenn die Wahrscheinlichkeit, dass die detektierten  $\tau$ –Neutrinos ausschließlich Untergrundereignisse sind, kleiner als ca.  $1/16000$  ist, das heißt, dass sich die gefundene Anzahl um  $4\sigma$  vom Untergrund abhebt. Aus Tabelle 4.6 wird ersichtlich, dass die Erwartung für Untergrundereignisse selbst für alle Zerfallskanäle in Summe unter einem Ereignis in fünf Jahren Laufzeit liegt. Um eine  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillation mit einer Evidenz von  $4\sigma$  im OPERA–Detektor nachzuweisen, genügen daher fünf detektierte Tau–Zerfälle. In Abbildung 4.15 ist die Wahrscheinlichkeit einer Entdeckung der gesuchten Oszillation für das OPERA–Experiment gegen  $\Delta m_{23}^2$  aufgetragen. Im Bereich von  $\Delta m_{32}^2 = 2,43 \pm 0,13 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  erreicht OPERA eine Wahrscheinlichkeit von nahezu 100% für eine  $3\sigma$  Evidenz und von über 90% für eine  $4\sigma$  Evidenz (s. Abbildung 4.15).

$\tau^-$ -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

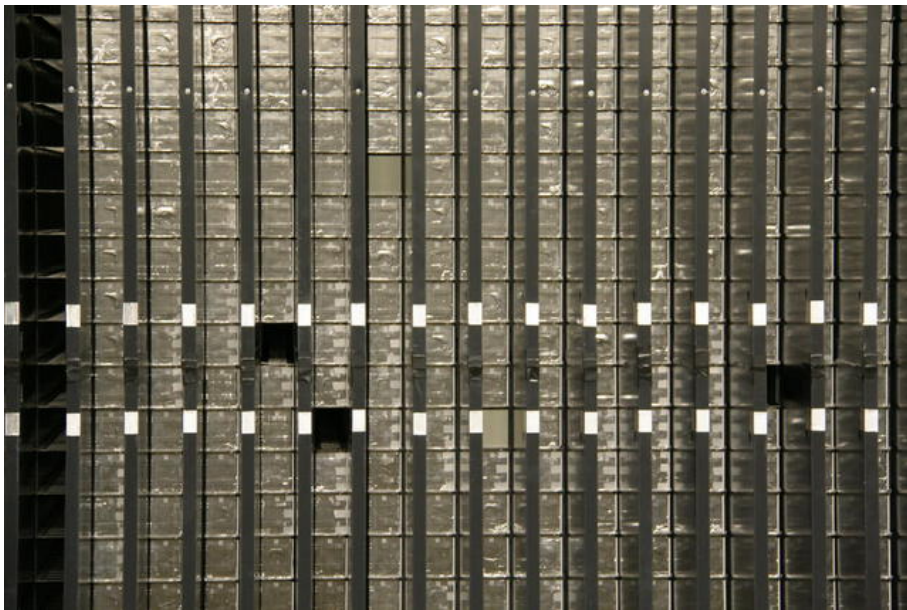
**Tabelle 4.6:** Erwartete Anzahl an nachgewiesenen  $\tau$ –Zerfällen und Untergrundereignissen bei 5 Jahren nomineller Strahlintensität und einer Targetmasse von 1,28 kt. Signalereignisse sind für zwei verschiedene  $\Delta m_{32}^2$  bei maximaler Mischung angegeben [Ope09].



**Abbildung 4.15:** Wahrscheinlichkeit für die Entdeckung einer  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillation im OPERA-Experiment [Ope09].

## Kapitel 5

# Das hadronische OPERA–Kalorimeter



**Abbildung 5.1:** Ausschnitt des OPERA–Kalorimeters: Zu sehen sind wechschichtig dünne Detektorlagen und dicke Absorberlagen. Die erste abgebildete Wand ist nicht mit ECC–Bricks gefüllt. Desweiteren sind einzelne Leerstellen nach Brick–Extraktionen zu sehen (Bild: M. Hierholzer 2009).

Neben den in den Unterkapiteln 4.3.2 und 4.3.3 beschriebenen Aufgaben haben Target und Target–Tracker als Einheit die zusätzliche Funktion eines Kalorimeters. Die aus dieser Einheit gewonnenen Informationen bilden die Grundlage für die im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführte Energierekonstruktion hadronischer Schauer. Daher soll an dieser Stelle Aufbau und Funktionsweise von Target und Target–Tracker gesondert und ausführlich betrachtet werden.

## 5.1 Das Target als Absorber

Die Absorberlagen im Kalorimeter sind nur in erster Näherung als Bleiabsorber zu betrachten. Da das Target aus den in Kapitel 4.3.2 beschriebenen ECC–Bricks aufgebaut ist, besteht das Targetvolumen nur zu rund 76,41% aus Blei (Pb). Die Kunststoffschicht aus Cellulose Triacetat (TAC) zwischen den Fotoemulsionen nimmt etwa 16,50% des Volumens ein und etwa 7,09% des Targetmaterials bestehen aus den Fotoemulsionen, deren Hauptbestandteil Silberbromid (AgBr) ist. Während der Kunststoffanteil wegen seiner vergleichsweise geringen Dichte ( $\rho_{TAC} \approx 1,19 \text{ g/cm}^3$ ) gegenüber Blei ( $\rho_{Pb} = 11,35 \text{ g/cm}^3$ ) vernachlässigt werden kann und lediglich das effektive Absorbervolumen reduziert, müssen die Emulsionslagen mit einer Dichte von  $\rho_{Emul} = 2,71 \text{ g/cm}^3$  auf Grund ihres hohen Silberanteils berücksichtigt werden. Ihre Gesamtdicke wird in die Absorberlagendicke eingerechnet. Die effektive Dicke einer Absorberlage beträgt nach Addition aller Blei- und Emulsionsschichten im Brick und der zusätzlichen vier Emulsionslagen im Changeable Sheet  $d_{abs} = 61,19 \text{ mm}$ .

Die in (3.6) definierte Absorptionslänge ist eine Materialkonstante und wird für Absorber aus  $n$  verschiedenen Materialien über

$$\lambda_a^{misch} = \sum_{i=1}^n c_i \cdot \lambda_a^i \quad (5.1)$$

bestimmt.  $c_i$  gibt den Volumenanteil des  $i$ -ten Materials an. Die Absorptionslänge der Fotoemulsionen ist nicht bekannt, kann aber über

$$\lambda_a \approx 35 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \cdot A^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{1}{\rho} \quad (5.2)$$

mit einer effektiven Massenzahl  $A^{Emul} = 68,87$  abgeschätzt werden [Ama81]. Für das OPERA–Target ergibt sich dadurch mit  $\lambda_a^{Emul} \approx 52,9 \text{ cm}$  bei einem Volumenanteil im Absorber von 8,48% und  $\lambda_a^{Pb} = 17,1 \text{ cm}$  bei 91,52% Volumenanteil eine Absorptionslänge von

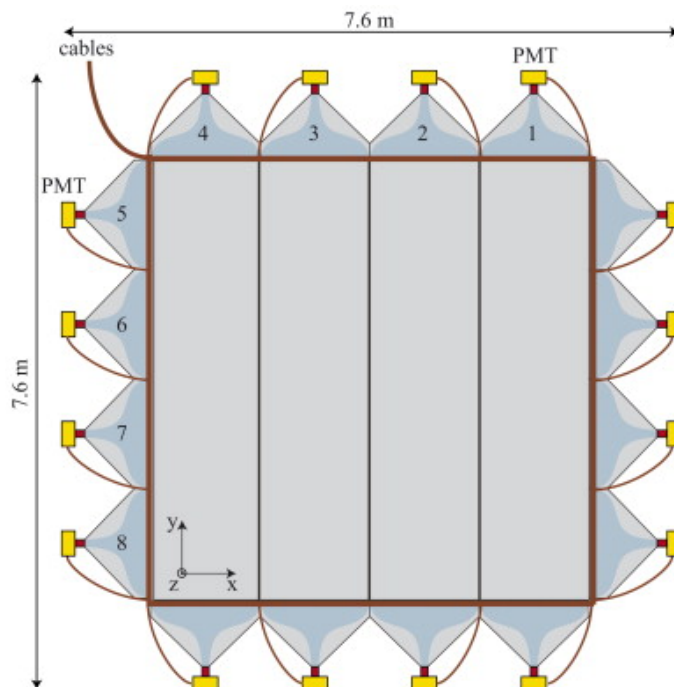
$$\lambda_a^{abs} = c_{Pb} \cdot \lambda_a^{Pb} + c_{Emul} \cdot \lambda_a^{Emul} \approx 20,1 \text{ cm}. \quad (5.3)$$

In diese Abschätzung ist die Annahme eines vollständig gefüllten Targets eingegangen. Wie in Kapitel 4.3.2 erwähnt, ist diese Annahme jedoch nicht immer gerechtfertigt. Brick–Extraktionen können dazu führen, dass relevante Bereiche des Targets nicht gefüllt sind. In den luftgefüllten Bereichen deponiert der Schauer keine Energie. Dadurch dehnt sich der Schauer bei gleicher Primärenergie weiter aus und die nachweisbare Energie wird insgesamt höher und die daraus rekonstruierte Schauerenergie überschätzt. Derartige Inhomogenitäten im Gebiet einer Schauerentwicklung verschlechtern folglich die Energieauflösung der OPERA–Kalorimeter.

## 5.2 Der Target-Tracker als aktive Komponente eines Hadron-Kalorimeters

Auf jede Absorberschicht aus Blei-Emulsions-Ziegeln folgt eine elektronische Detektorwand wie in Abbildung 5.1 fotografisch dargestellt. Die Detektorwände sind Teil des Target-Trackers und sind aus jeweils zwei Ebenen mit Plastikszintillatorstreifen aufgebaut, eine pro Transversalrichtung. Jede Ebene ist in vier Module unterteilt mit 64 nebeneinanderliegenden Szintillatorstreifen pro Modul. Innerhalb der 6,86 m langen, 26,3 mm breiten und 10,6 mm dicken Streifen verläuft eine Nut, in der sich eine Wellenlängenschieber-Faser befindet. Die 64 Fasern leiten das von den Szintillatoren emittierte Lichtsignal zu beiden Enden eines Moduls wo es über 64-Kanal-Photomultiplier (PM) und anschließenden Analog-Digital-Wandlern (ADC<sup>1</sup>) in ein digitales Signal umgewandelt wird. Insgesamt 992 PM werden für die beidseitige Auslese der Szintillatorstreifen verwendet.

Durch die horizontale Ausrichtung der einen und die vertikale Ausrichtung der anderen Ebene liefert dieses Signal unabhängig von seiner Amplitude eine X- und Y-Information bezüglich eines einzelnen Spurdurchgangs durch eine TT-Wand. Eine Draufsicht auf eine der Wände gibt Abbildung 5.2.



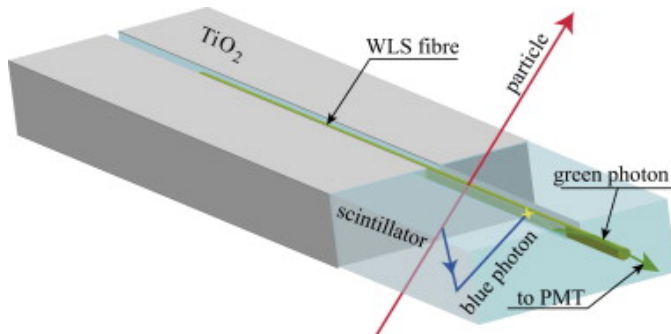
**Abbildung 5.2:** Schematische Ansicht zweier hintereinanderliegender Plastikszintillator-Ebenen [Ada07].

Die in OPERA verwendeten Szintillatoren bestehen größtenteils aus dem Kunststoff Polystyren. Plastikszintillatoren im Allgemeinen gehören zur Gruppe der organischen Szintillatoren. Sie haben in der Regel eine kürzere Abklingzeit als anorganische Szintillatoren, wie zum Beispiel Natrium-Iodid, so dass Signimpulse

<sup>1</sup>(engl.) Analog-to-Digital-Converter

kurz hintereinander erzeugt werden können. Plastiksintillatoren haben dafür den Nachteil einer geringeren Lichtausbeute. Um diese zu erhöhen, wurden die OPERA-Sintillatoren bei der Herstellung mit einer dünnen Lage Titandioxid ( $\text{TiO}_2$ ) beschichtet.

Der Mechanismus der Szintillation in Kunststoffen wie Polystyren beruht auf der Anregung von Molekülzuständen in einem primären Fluoreszenzstoff, mit dem der Kunststoff dotiert ist. Die Anregung geschieht entlang des Weges eines geladenen Teilchens. Beim anschließenden Übergang in einen niedrigeren Energiezustand werden Photonen emittiert. Die Beimischung eines sekundären fluoreszierenden Materials, eines Wellenlängenschiebers (WLS), sorgt für eine Frequenzverschiebung der emittierten Photonen, um der Selbstabsorption im Szintillationsmaterial entgegenzuwirken. Dadurch wird der Lichtweg verlängert und die Lichtausbeute entsprechend erhöht. Im OPERA-Target-Tracker wird das Polystyren mit 2% p-Terphenyl als primärem und mit 0,02% POPOP<sup>2</sup> als sekundärem Fluoreszenzstoff dotiert. In Abbildung 5.3 ist das Prinzip der Detektion in den OPERA-Sintillationsstreifen dargestellt. Der Wellenlängenschieber POPOP verschiebt die Frequenz des emittierten UV-Lichtes in den Frequenzbereich blauen Lichtes. Die WLS-Faser wiederum verschiebt die Frequenz hin zu der grünen Lichtes und leitet dieses zu den beiden Photomultipliern an den Enden des Streifens. Die Amplitude des in den PM gemessenen Lichtsignals, das heißt die Anzahl detektierter Photoelektronen<sup>3</sup> (p.e.), wird um einen Faktor 1,19 korrigiert. Dadurch wird das PM-Signal normiert auf die Anzahl an Photoelektronen, die durch die 2,15 MeV Energieverlust eines minimal-ionisierenden Teilchens beim Durchgang durch den Szintillatorstreifen erzeugt werden [Ada07].



**Abbildung 5.3:** Detektionsprinzip in einem Szintillatorstreifen des OPERA-Target-Trackers [Ada07].

<sup>2</sup>1,4-bis-[2-(5-Phenylloxazolyl)]-benzol

<sup>3</sup>Photoelektronen sind durch den Photoeffekt aus der Photokathode des PM herausgelöste Elektronen.

# Kapitel 6

## Hadronische Schauerentwicklung im OPERA–Kalorimeter

Nicht in jedem Strahlereignis<sup>1</sup> in den in Kapitel 5 beschriebenen OPERA–Kalorimetern bildet sich ein Hadron–Schauer. Vielmehr ist eine inelastische Wechselwirkung Voraussetzung für eine Schauerentwicklung. In diesem Kapitel werden die verschiedenen in den Bleitargets relevanten Ereignisklassen beschrieben, die Möglichkeit einer Schauerbildung in den einzelnen Klassen erläutert und das jeweilige Profil untersucht.

### 6.1 Relative Häufigkeit von Ereignissen einer Klasse

Da ein hadronischer Schauer aus einer Reihe inelastischer Interaktionen entsteht (siehe Kapitel 3.2.1), sind besonders tief–inelastische Streueignisse in den Kalorimetern von Interesse. Tabelle 6.1 gibt eine Aufstellung der Anteile der im Blei des OPERA–Targets hauptsächlich auftretenden Ereignisklassen.

	relative Häufigkeit
DIS	0,925
QES	0,033
RES	0,042
Summe:	1,0

**Tabelle 6.1:** Aus dem CNGS–Strahlspektrum und den jeweiligen Wirkungsquerschnitten berechnete relative Häufigkeit von tief–inelastischer (DIS), quasielastischer (QES) und resonanter (RES) Streuung im Bleitarget des OPERA–Detektors <sup>a</sup>.

<sup>a</sup>Schriftliche Mitteilung von D. Autiero

Darunter sind die tief–inelastische (DIS), die quasielastische (QES) und die resonante (RES) (Anti–)Neutrino–Nukleon–Streuung unter Austausch eines  $W^\pm$ – oder  $Z^0$ –Bosons. Die Summe ist eins, das heißt unter dieser Gewichtung werden 100% der Strahlereignisse durch diese drei Möglichkeiten der Streuung beschrieben. Weitere Möglichkeiten der Wechselwirkung, wie die der quasielastischen Elektron–Neutrino–Streuung und der kohärenten Streuung werden vernachlässigt, da ihr Anteil

<sup>1</sup>Strahlereignisse sind in diesem Zusammenhang Ereignisse, an deren primärer Wechselwirkung ein CNGS–Strahlneutrino beteiligt ist.

an Strahlereignissen im Blei des OPERA-Targets zusammen unter 2% liegt [Fer10]. Der größte Teil an Wechselwirkungen geht mit ca. 92,5% auf eine tief-inelastische Streuung zurück.

Nach Tabelle 6.1 treten die erwähnten Ereignisklassen mit unterschiedlicher Wahrscheinlichkeit  $w$  im Blei des OPERA-Detektors auf. Die Anzahl  $N$  an Ereignissen einer Klasse pro kt Targetmasse und  $10^{19}$  pot hängt vom totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma^{tot}$  der Klasse und dem Neutrinofluss  $\phi_\nu$  des CNGS-Strahls ab und wird im Allgemeinen über

$$N = \int \phi_\nu \cdot \sigma^{tot} \cdot dE \quad (6.1)$$

berechnet. Die relativen Häufigkeiten sind entsprechend

$$w = \frac{N}{\sum_i N_i}, \quad (6.2)$$

wobei  $i$  für die verschiedenen Ereignisklassen steht.

Das erwartete Verhältnis von neutralen zu geladenen Strömen ist

$$\frac{NC}{CC} = 0,30, \quad (6.3)$$

so dass NC-Reaktionen einen zusätzlichen Gewichtungsfaktor von 0,3 erhalten. Die erwartete Anzahl an  $\bar{\nu}_\mu$ -Ereignissen gegenüber  $\nu_\mu$ -Ereignissen liegt bei

$$\frac{\bar{\nu}_\mu}{\nu_\mu} = \frac{15,1}{604,0} = 0,025. \quad (6.4)$$

Sämtliche Gewichtungsfaktoren wurden für ein leichtes, isoskalares Target, sowie eine Neutrinoenergie von 1 – 400 GeV berechnet [Fea06]. Der Wirkungsquerschnitt für Neutrino-Nukleon-Streuung wird für realistische Atomkerne durch sogenannte Kerneffekte verringert. Die Korrekturen liegen im Bereich weniger Prozent für sehr schwere Kerne wie Blei.

Desweiteren ist das Blei im OPERA-Target mit 82,0 Protonen und einer mittleren Zahl von 125,2 Neutronen pro Kern nicht isoskalar, sondern hat einen deutlichen Neutronenüberschuss. Neutrinos koppeln unter anderem an ein d-Quark und Antineutrinos an ein u-Quark im Nukleon. Der Neutronenüberschuss hat daher unter anderem eine Verringerung des Verhältnisses (6.4) zur Folge.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Analyse können die Faktoren aus (6.3), (6.4) und Tabelle 6.1 jedoch in guter Näherung zur Gewichtung der einzelnen Ereignisklassen verwendet werden.



## 6.2 Möglichkeit der Schauerbildung in den einzelnen Ereignisklassen

Die Darstellung von Ereignissen in diesem Abschnitt erfolgt über das sogenannte OPERA-Display, in dem ein horizontaler und ein vertikaler Schnitt durch alle Detektorkomponenten (siehe Abbildung 4.6) zu sehen ist. Die Driftröhrenwände sind nur in der horizontalen Ebene eingezeichnet, da sie ausschließlich Koordinateninformationen in XZ-Richtung liefern. Punkte bedeuten ein registriertes Signal (Digit) im entsprechenden elektronischen Detektor und Linien entlang von Punkten eine rekonstruierte Spur in der jeweiligen Projektionsebene.

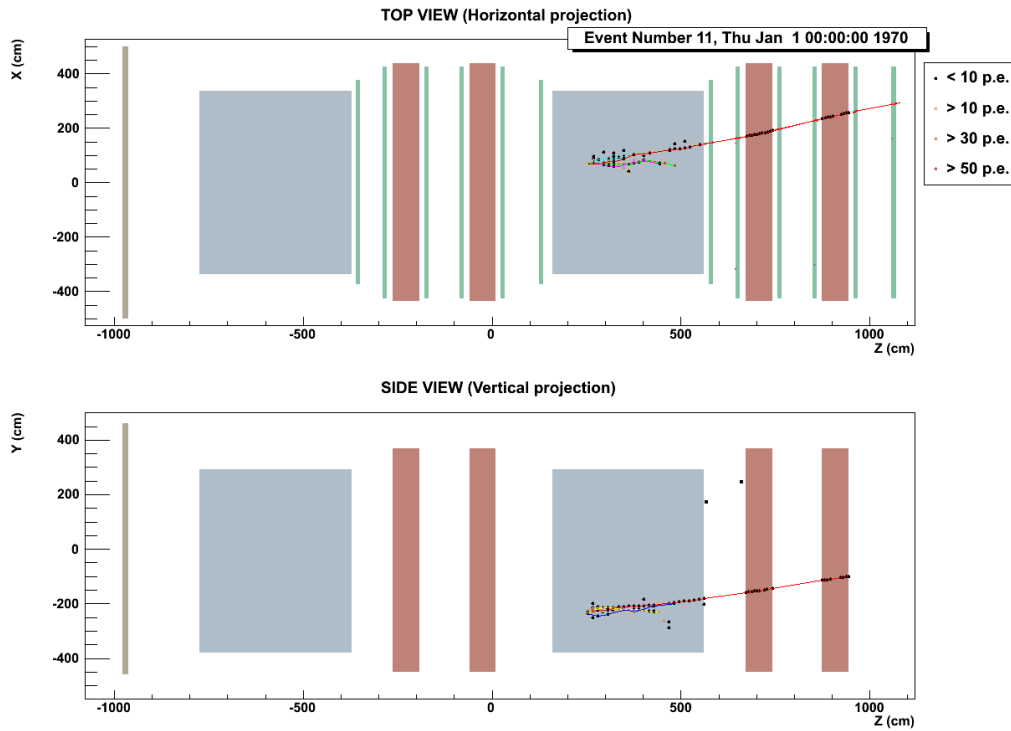
In die folgende Betrachtung gehen ausschließlich Neutrino-Nukleon-Streueignisse ein [Fer10], da Streueignisse eines Antineutrinos an einem Nukleon nach (6.4) nur einen geringen Teil aller Ereignisse ausmachen. Die Schauerentwicklung ist unabhängig vom auslösenden Teilchen (siehe Kapitel 3.2.3), die folgenden Aussagen können daher auf Reaktionen von Antineutrinos im Target übertragen werden.

### Tief-inelastische $\nu_\mu$ -N-Streuung

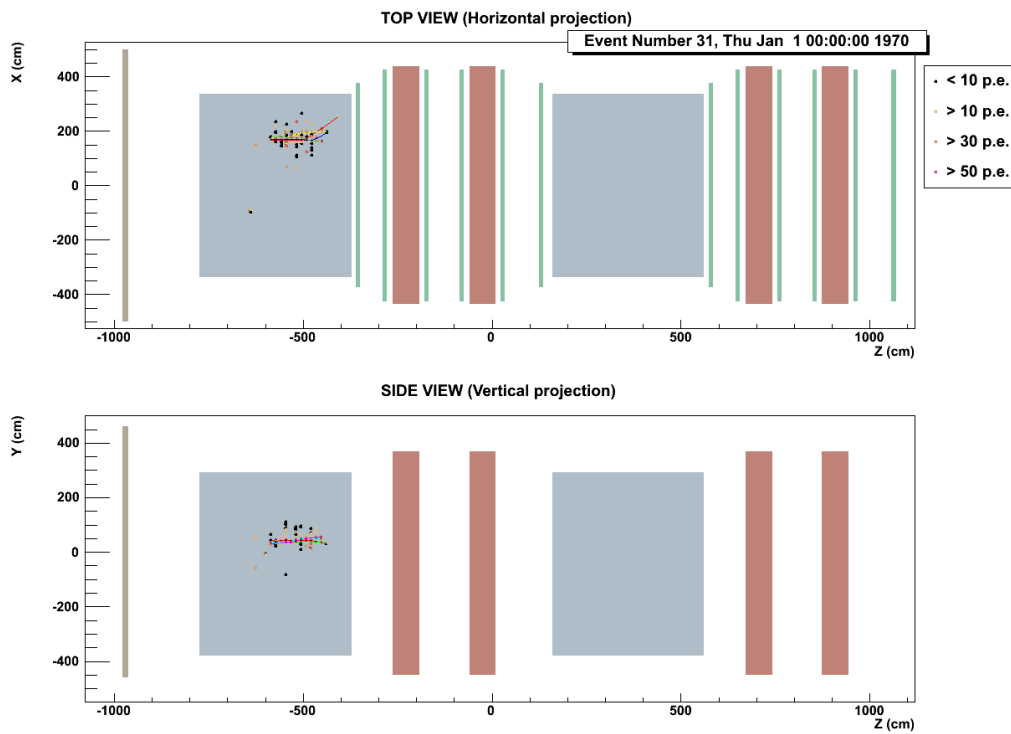
In tief-inelastischen Streueignissen wird neben einem auslaufenden Lepton ein Hadron-Jet erzeugt (siehe Abbildung 3.1). Dieser Jet löst einen Schauer aus, wenn eine Energie im Bereich weniger GeV auf die auslaufenden Hadronen der primären Wechselwirkung übertragen wird (siehe Kapitel 3.2.4). In den Abbildungen 6.1 und 6.2 ist jeweils ein Schauerereignis aus einer tief-inelastischen  $\nu_\mu$ -CC- und einer  $\nu_\mu$ -NC-Wechselwirkung im Bleitarget dargestellt.

In Abbildung 6.1 ist außerdem die Spur des auslaufenden Myons zu erkennen, welches das Target verlassen und beide Magnetarme des zweiten Supermoduls durchdrungen hat.

Ein Spezialfall der tief-inelastischen ist die resonante  $\nu_\mu$ -N-Streuung. Eine Analyse simulierter Ereignisse zeigte, dass die Gesamtenergie der im Zerfall der Nukleonresonanz entstandenen Hadronen bei lediglich  $2,03 \pm 0,76$  GeV liegt. Damit ist in diesen Ereignissen eine Schauerbildung nahezu ausgeschlossen.



**Abbildung 6.1:** Darstellung in der XZ-Ebene (oben) und der YZ-Ebene (unten) einer simulierten tief-inelastischen CC-Reaktion mit Schauerbildung im zweiten Supermodul des OPERA-Detektors.



**Abbildung 6.2:** Darstellung in der XZ-Ebene (oben) und der YZ-Ebene (unten) einer simulierten tief-inelastischen NC-Reaktion mit Schauerbildung im ersten Supermodul des OPERA-Detektors.

### Quasielastische $\nu_\mu$ -p-Streuung

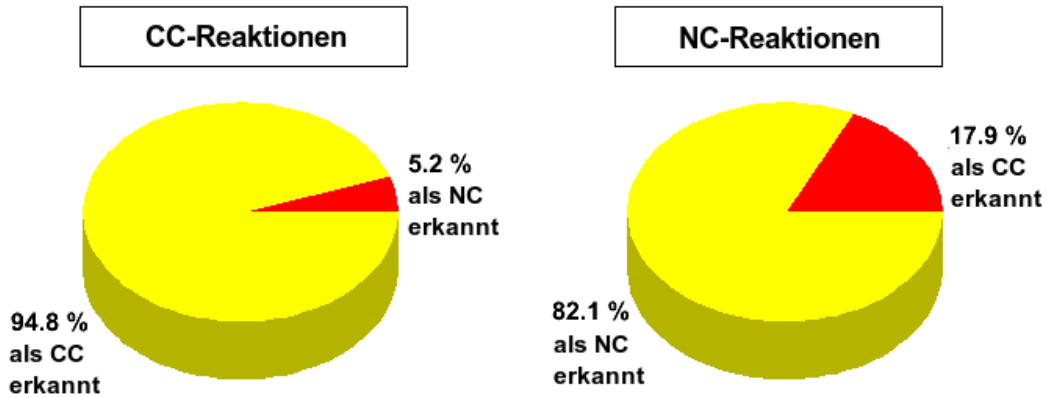
Die mittlere Energie des aus dem Kern gestreuten Protons liegt mit  $E_{hadr} = (1,22 \pm 0,38)$  GeV bereits unter der nötigen Energie zur Pionerzeugung. Eine hadronische Schauerbildung ist dadurch ausgeschlossen. Dieser Wert ist das Ergebnis einer Betrachtung simulierter quasielastischer  $\nu_\mu$ -p-Streuereignisse. Auch hier, wie im Fall der resonanten CC-Streuung (siehe Abbildung A.1), ist in der Regel nur die mehrere Meter lange Spur des auslaufende Myons in den elektronischen Detektoren zu sehen.

## 6.3 Unterscheidung von CC- und NC-Reaktionen

Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführte Rekonstruktion der gesamten deponierten Schauerenergie ist unabhängig von der Art der Streuung und davon, ob das einlaufende Teilchen ein Neutrino oder Antineutrino ist. Der Grund hierfür ist, dass das Schauerprofil, wie in Kapitel 3.2.3 beschrieben, ausschließlich von der Energie des schauerauslösenden Teilchens und der Materialkonstanten  $\lambda_a$  (3.6) abhängt. Dennoch muss zwischen CC- und NC-Wechselwirkungen unterschieden werden, da im Falle einer Schauerentwicklung aus einer CC-Reaktion zusätzlich das auslaufende Myon nachweisbare Energie im OPERA-Detektor deponiert (wie beispielsweise in Abbildung 6.1 zu sehen ist). Die vom Myon in den Szintillatoren deponierte Energie ist nicht Teil der sichtbaren Energie des Schauers und muss daher von der im gesamten Target-Tracker gemessenen Energie abgezogen werden. Zur Rekonstruktion der Spur des Myons ist in die OPERA-Software ein Kalman-Filter<sup>2</sup> implementiert. Ein Ereignis wird als CC-Ereignis identifiziert, wenn eine Myonspur in allen drei Raumrichtungen rekonstruiert werden konnte und eine gewisse Länge erreicht hat. Die Erkennung ist jedoch nicht immer eindeutig. Wird auf das  $\mu$  wenig Energie übertragen, so wird es bereits nach einer kurzen Strecke im Detektor gestoppt und die Spur ist entsprechend kurz. Ereignisse dieser Art können nicht immer von NC-Reaktionen unterschieden werden, in denen ein einzelnes geladenes Teilchen viel Energie erhält und eine der Myonspur vergleichbare Signatur im Detektor hinterlässt. In etwa 5,2% aller CC-Ereignisse kann kein Myon identifiziert werden und die Reaktion wird fälschlicherweise als neutraler Strom gekennzeichnet (siehe Abbildung 6.3 (links)). Umgekehrt wird in NC-Wechselwirkungen in 17,9% aller Fälle eine rekonstruierte Spur einem Myon zugeschrieben, so dass diese Reaktion als geladener Strom erkannt wird (siehe Abbildung 6.3 (rechts)).

---

<sup>2</sup>Ein Kalman-Filter ist ein nach seinem Entdecker Rudolf E. Kálmán benannter rekursiv arbeitender Algorithmus zur Schätzung des Zustandes eines dynamischen linearen Systems aus einer Serie fehlerbehafteter Messungen.



**Abbildung 6.3:** Güte der CC- und NC-Ereignis Erkennung. Als CC- bzw. NC-Reaktion identifizierte CC-Ereignisse (links). Als CC- bzw. NC-Reaktion identifizierte NC-Ereignisse (rechts). Eingegangen in diese Darstellung sind Simulationen aller Ereignisklassen unter Berücksichtigung ihrer relativen Häufigkeit.

## 6.4 Schauerprofil im OPERA-Kalorimeter

Die longitudinale Ausdehnung  $L(95\%)$  aus (3.10), in der ca. 95% der Schauerenergie im Absorbermaterial deponiert werden, ist abhängig von der primären Energie des Schauers. Da vom primären Vertex stets zusätzlich ein Lepton ausgeht und der Energieübertrag auf das Lepton nicht konstant ist, schwankt die primäre Energie des Schauers, selbst für Ereignisse gleicher Energie der Strahlneutrinos. Daher soll die räumliche Entwicklung eines Hadron-Schauers zunächst an einem vereinfachenden Modell untersucht werden.

### 6.4.1 Modell idealisierter Schauerereignisse im OPERA-Kalorimeter

In diesem Modell ist die Primärenergie des Schauers konstant, das heißt es wird kein zusätzliches Lepton am primären Vertex erzeugt. Um das zu erreichen, werden positiv geladene Pionen  $\pi^+$  anstelle der einlaufenden Neutrinos simuliert. Rechnungen für simulierte Neutrinostrahlereignisse aller Klassen ergeben eine mittlere für eine Schauerbildung maximal zur Verfügung stehende Energie  $E_{max}$  von ca. 11,65 GeV. Dazu wird für jedes Ereignis  $E_{max}$  über

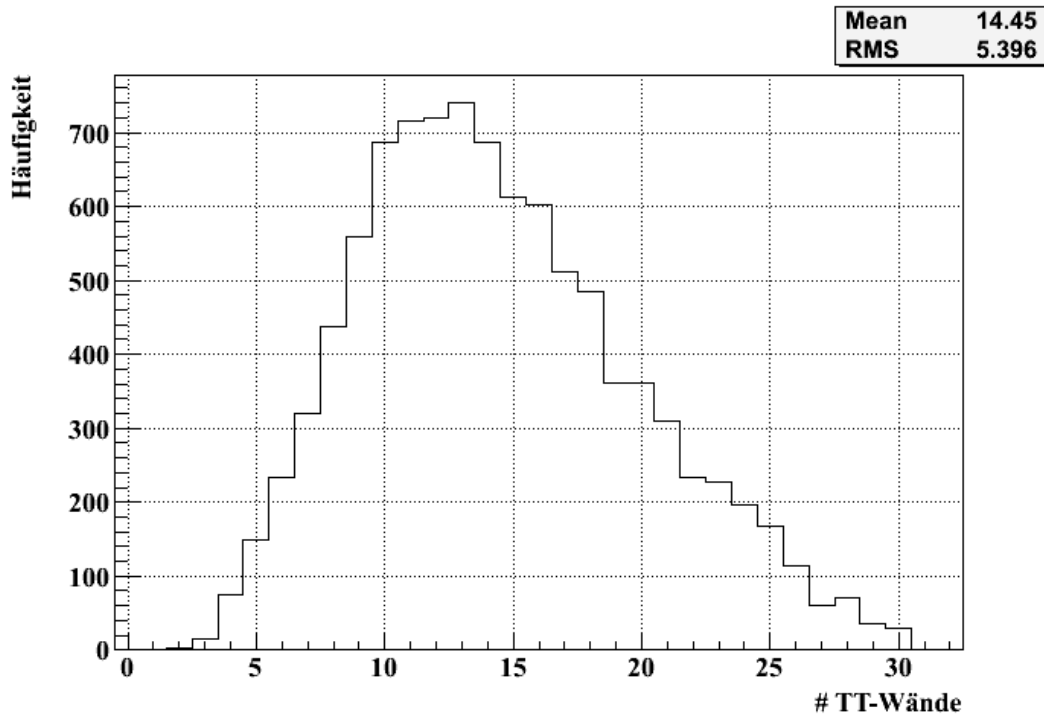
$$E_{max} = E_\nu + E_N - E_l \quad (6.5)$$

ermittelt, wobei auch an dieser Stelle die Fermi-Bewegung nicht berücksichtigt wird und für  $E_N$  das Mittel aus der Ruhemasse von Proton und Neutron angenommen wird.  $E_\nu$  ist die Monte Carlo Energie des einlaufenden Neutrinos und  $E_l$  die des auslaufenden Leptons. Die Einfallsenergie des  $\pi^+$  im Modell wird entsprechend des Ergebnisses dieser Rechnung auf 11 GeV gesetzt. Die primäre Schauerenergie wird damit durch Addition der mittleren Nukleonmasse  $E_N = 0,939$  GeV zu  $E_{max} = 11,939$  GeV.

Darüber hinaus wurde der Ort der primären Wechselwirkung auf die Mitte der ersten Absorberlage des ersten Supermoduls festgelegt, um zu gewährleisten, dass der gesamte Schauer im Kalorimeter enthalten ist. Sollte dennoch ein einzelnes geladenes Teilchen das gesamte Target des ersten Supermoduls durchdrungen haben, so geht dieses Ereignis nicht in die hier durchgeführte Modellanalyse ein.

### Longitudinale Schauerentwicklung

Abbildung 6.4 zeigt die Anzahl der Target-Tracker-Wände pro Ereignis, in denen geladene Teilchen Energie deponiert haben.



**Abbildung 6.4:** Anzahl an Target-Tracker-Wänden, die nach einer Wechselwirkung von einem  $\pi^+$  mit einem Targetkern den Durchgang geladener Teilchen registriert haben. Die Pionen-Energie liegt bei 11 GeV, der primäre Vertex liegt stets in der Mitte der ersten ECC-Wand. Verwendet wurden 10 000 simulierte Pion-Ereignisse.

Trotz fester Randbedingungen und besonders einer festen Primärenergie, ist die Anzahl durchdrungener Wände nicht konstant. Bereits in Kapitel 3.2 wurde erwähnt, dass Hadron-Schauer auf Grund ihrer Komplexität großen Schwankungen unterliegen, zum Beispiel in ihrer Form. Diese Tatsache spiegelt sich in dieser Abbildung deutlich wieder. Im Mittel werden rund 15 TT-Wände und demzufolge 14 bis 16 Absorberlagen mit einer Dicke von jeweils  $d_{abs} = 61,19$  mm (siehe Kapitel 5.1) durchdrungen. Das führt zu einer gesamten durchlaufenen Absorberlänge von  $(91,78 \pm 6,12)$  cm. Dieser Wert sollte geringfügig oberhalb von  $L(95\%)$  liegen, da die gesamte Energie-deposition betrachtet wird, während in (3.10) nur 95% eingehen. Ein Vergleich mit einer Berechnung ergibt

$$L(95\%) \approx 2,5 \cdot (0,54 \cdot \ln E + 0,4) \cdot \lambda_a^{abs} \approx 87,4 \text{ cm} , \quad (6.6)$$

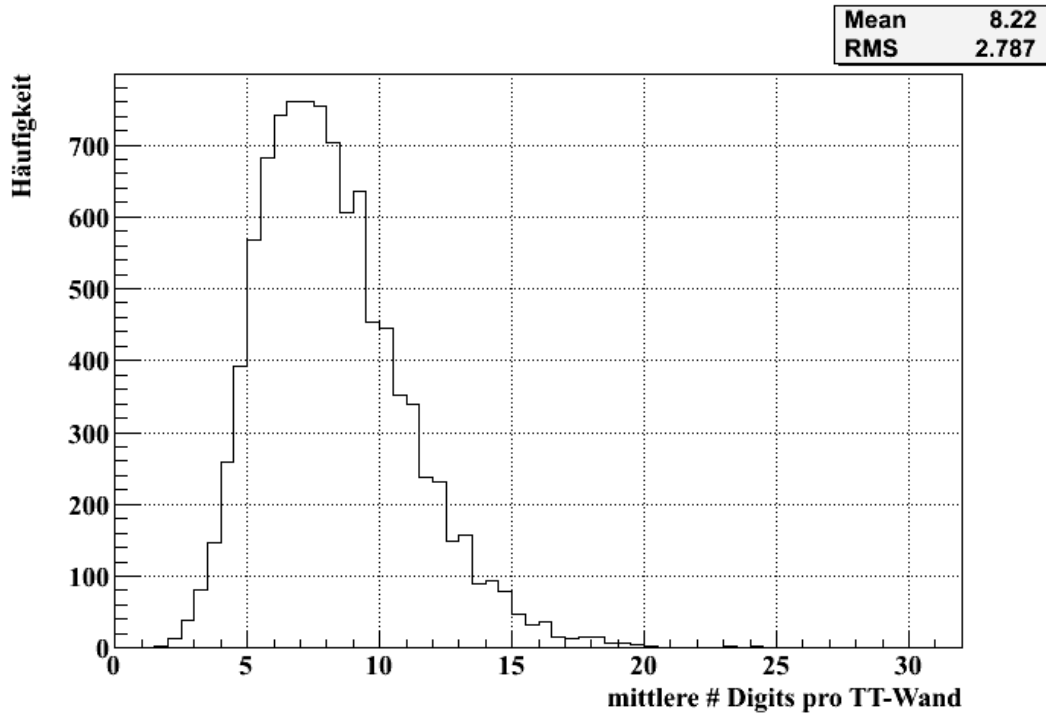
unter Einsetzen einer Absorptionslänge von  $\lambda_a^{abs} \approx 20,1$  cm aus (5.3) und  $E = 11,939$  GeV. Diese Formel ist empirisch und gibt lediglich eine Abschätzung von  $L(95\%)$ . Zudem ist die Absorptionslänge für das Mischmaterial keine exakte Größe, wie aus Kapitel 5.1 hervorgeht. Dennoch liegt das Ergebnis erwartungsgemäß dicht unterhalb des in der Ereignisanalyse ermittelten Wertes.  $L(95\%)$  wird künftig zur Abschätzung von Schauerlängen herangezogen.

### Laterale Schauerentwicklung

Der Radius  $R(95\%)$  um die Schauerachse, innerhalb dessen ca. 95% der Primärenergie deponiert werden, beträgt nach (3.11)

$$R(95\%) \approx \lambda_a^{abs} \approx 20,1 \text{ cm} \quad (6.7)$$

und ist, wie in Kapitel 3.2.3 geschildert, unabhängig von der Energie und der Art des einlaufenden Teilchens. Abhängig von der lateralen Ausdehnung des Schauers ist die mittlere Anzahl an Digits pro Target-Tracker-Wand. Daher wird vereinfachend diese, künftig als mittlere Digitdichte  $\langle \rho_{dig} \rangle$  bezeichnete, Größe zur Unterscheidung eines Schauers von einer Spur betrachtet. Im Falle einer einzelnen Spur ist  $\langle \rho_{dig} \rangle = 2$ , ein Digit pro Szintillatorebene. Aus Abbildung 6.5 folgt für die im Modell betrachteten Hadron-Schauer eine mittlere Digitdichte von  $\langle \rho_{dig} \rangle = 8,2 \pm 2,8$ .



**Abbildung 6.5:** Mittlere Anzahl an Digits pro von geladenen Schauerteilchen durchdrungener Target-Tracker-Wand. Simuliert wurden hierfür einlaufende  $\pi^+$  mit einer Energie von 11 GeV und einem festen Wechselwirkungsort in der Mitte der ersten ECC-Wand. Verwendet wurden 10 000 simulierte Pion-Ereignisse.

Auch diese Größe unterliegt offensichtlich starken Schwankungen. Damit eine Digitverteilung einem Schauer zugeordnet wird, wird eine Digitdichte

$$\langle \rho_{dig} \rangle > 4 \quad (6.8)$$

gefordert. Bei Werten bis vier kann an dieser Stelle nicht unterschieden werden, ob es sich um eine Spur oder einen Schauer handelt.

### 6.4.2 Schauerprofil in simulierten CNGS–Strahlereignissen

Da in die longitudinale Ausdehnung (6.6), neben der Materialkonstanten  $\lambda_a^{abs}$ , lediglich die Primärenergie eingeht, die Schauerlänge also, wie die Digitdichte, unabhängig von der Art des auslösenden Teilchens ist, können die Betrachtungen vom Modell direkt auf Neutrino–Strahlereignisse übertragen werden. Die Energie  $E_{max}$  ist jedoch nicht mehr für alle Ereignisse die gleiche, sondern variiert im Rahmen weniger GeV bis zu ca. 40 GeV. Dementsprechend werden Schauerlängen von bis zu rund 114 cm im Absorbermaterial erreicht. In 5% aller Ereignisse liegt die Energie oberhalb von 40 GeV und erreicht Werte bis ca. 100 GeV. Die Tatsache, dass der primäre Vertex nun auch nicht mehr auf einen festen Ort fixiert ist, sondern statistisch über den gesamten Targetbereich verteilt ist, führt auf Grund der durch fehlende Bricks bedingten Inhomogenitäten im Absorber zu zusätzlichen Fluktuationen in der Ausdehnung des Schauers. Zusätzlich zu beachten ist an dieser Stelle gegenüber dem Modell, dass der CNGS–Strahl in der YZ–Ebene um einen Winkel  $\theta_{CNGS} = 3,35^\circ$  gedreht ist.

#### Winkel der Schauerachse gegenüber der Z–Achse

Bildet die Schauerachse einen Winkel  $\xi \neq 0$  mit der Z–Achse, so ist die effektive Absorberdicke zwischen zwei TT–Wänden nicht  $d_{abs}$ , sondern  $d_{abs}/\cos \xi$ . Im Bereich hoher Energie ist eine Ausbreitungsrichtung in Strahlrichtung zu erwarten. Da der Neutrinostrahl selbst in der YZ–Ebene um  $3,35^\circ$  gedreht ist, ist ebenfalls ein Winkel der Schauerachse  $\theta_{hs}$  gegenüber der Einfallsrichtung zu erwarten. In der XZ–Ebene ist der Winkel des Neutrinostrahls  $\phi_{CNGS} = 0,0^\circ$ . Die Impulskomponenten aller am primären Vertex auslaufenden Teilchen sind in simulierten Ereignissen bekannt, so dass der Winkel  $\theta_{hs}$  der Schauerachse in der YZ–Ebene über

$$\tan \theta_{hs} = \frac{\sum_{i=1}^n p_X^i}{\sum_{i=1}^n p_Z^i} \quad (6.9)$$

und der Winkel  $\phi_{hs}$  in der XZ–Ebene über

$$\tan \phi_{hs} = \frac{\sum_{i=1}^n p_Y^i}{\sum_{i=1}^n p_Z^i} \quad (6.10)$$

bestimmt werden kann, wobei  $n$  die Anzahl aller auslaufenden Teilchen, ausgenommen dem Lepton, ist. Die Winkelverteilung von  $\theta_{hs}$  ist in Abbildung 6.6 und die von  $\phi_{hs}$  in Abbildung 6.7 zu sehen.

Mit einem mittleren Winkel von  $\theta_{hs} = 3,30^\circ$  und  $\phi_{hs} = 0,04^\circ$  zeigt die Schauerachse erwartungsgemäß in Richtung des Strahls. Große Abweichungen von diesen Winkeln sind auf Schauerereignisse mit einer Primärenergie unterhalb von 10 GeV zurückzuführen.

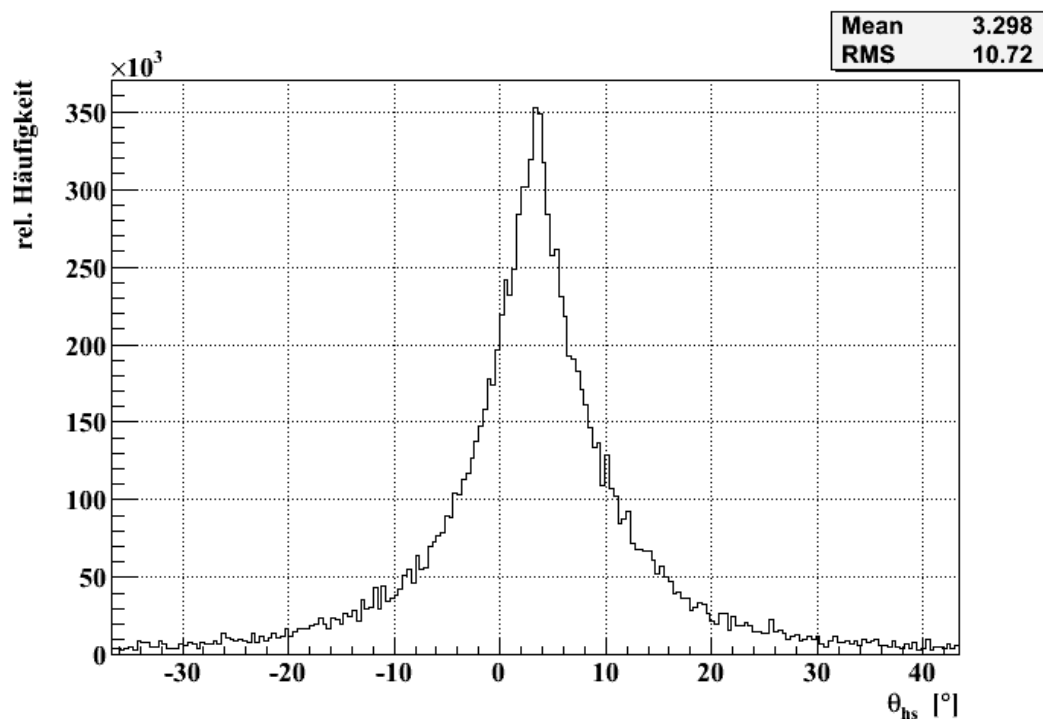


Abbildung 6.6: Winkel  $\theta_{hs}$  der Schauerachse gegenüber der Z-Achse in der vertikalen Projektionsebene (YZ) für jeweils 16 000 simulierte tief-inelastische CC- und NC-Reaktionen im Blei.

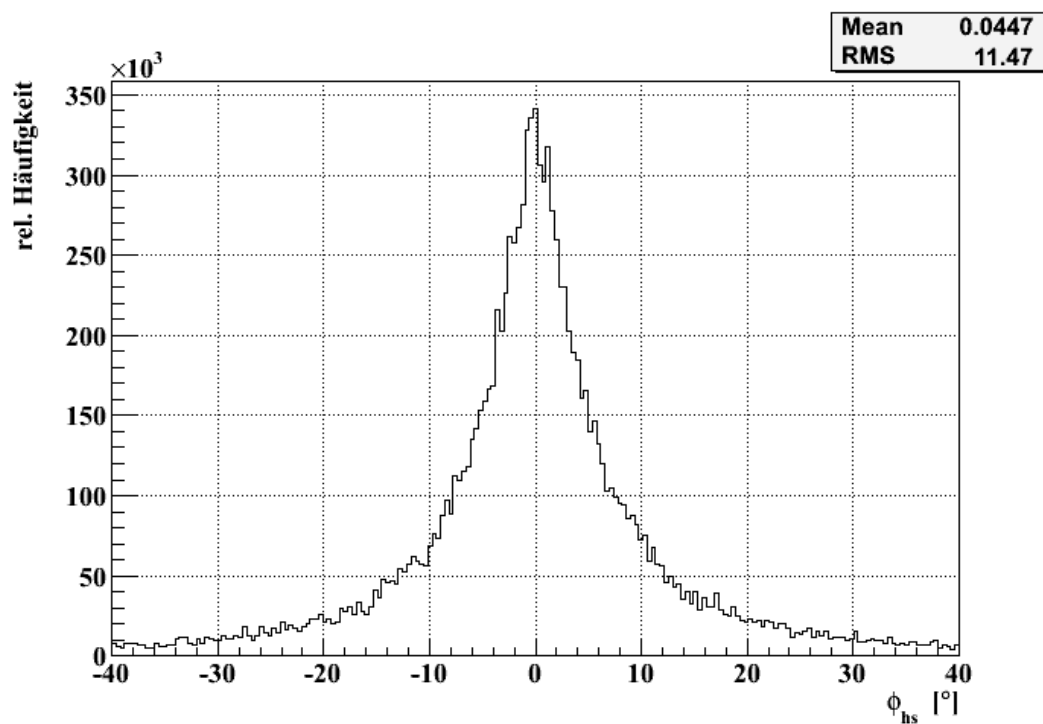


Abbildung 6.7: Winkel  $\phi_{hs}$  der Schauerachse gegenüber der Z-Achse in der horizontalen Projektionsebene (XZ) für jeweils 16 000 simulierte tief-inelastische CC- und NC-Reaktionen im Blei.



Da die Länge eines Schauers nicht exakt bestimmt werden kann, sondern über den Abstand der ersten und letzten durchlaufenen Nachweisschicht abgeschätzt wird und die OPERA-Kalorimeter mit ca. 8,2 cm Abstand (siehe Abbildung 4.8) zwischen zwei Schichten sehr grob segmentiert sind, haben selbst große Winkel einen vernachlässigbaren Einfluss. Ein Winkel von  $20^\circ$  führt beispielsweise lediglich zu einer Verlängerung von  $d_{abs}$  um ca. 0,4 cm. Dieser Unterschied macht sich erst beim Durchdringen von über 20 Absorberlagen bemerkbar, da dann im Fall einer Schauerachse mit Winkel  $0^\circ$  eine TT-Wand mehr als im Fall eines Winkel von  $20^\circ$  erreicht wird.



## Kapitel 7

# Extraktion von Ereignissen mit einem Hadron-Schauer im OPERA-Kalorimeter

Bevor die Energiedeposition hadronischer Schauer in einem der beiden Kalorimeter untersucht werden kann, müssen aus allen Strahlereignissen im OPERA-Detektor diejenigen mit einer Schauerentwicklung im Targetbereich herausgesucht werden. Dafür ist die Kenntnis der Lage des primären Vertex und des Schauerprofils (siehe Kapitel 6) nötig. In diesem Kapitel wird beschrieben, wie anhand dieser Informationen Ereignisse mit einem Hadron-Schauer in einem der Kalorimeter herausgefiltert werden.

### 7.1 Erkennung von Ereignissen im Blei der OPERA-Targets

Voraussetzung für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Hadron-Schaueranalyse ist, dass die primäre Wechselwirkung im Kalorimeter, das heißt in einem der beiden OPERA-Bleitargets, stattgefunden hat. Für eine Charakterisierung der Ereignisse im Detektor ist in die OPERA-Software das Analyse-Package<sup>1</sup> OpCarac implementiert.

Innerhalb von OpCarac werden Ereignisse im Blei mit einer Sicherheit von etwa 95,3% erkannt. Diese Zahl wird berechnet über das Verhältnis der von OpCarac als im Blei erkannten Ereignisse und der in Blei simulierten Ereignisse. Diese Ereignisse werden im Folgenden als Blei-Ereignisse bezeichnet und ausschließlich diese gehen in die weitere Analyse ein.

### 7.2 Wahl eines Fiducial Volumes in den OPERA-Targets

Ist eine Kaskade nicht vollständig in einem Kalorimeter enthalten, so kann nicht die gesamte nachweisbare Energie des Schauers erfasst werden und die aus dieser

---

<sup>1</sup>package (engl.): Paket

Größe rekonstruierte Primärenergie liegt unter dem tatsächlichen Wert. Um lateralen Leakage<sup>2</sup> zu verringern, wird in Bezug auf die erwartete Schauerweite ein sogenanntes Fiducial Volume<sup>3</sup> festgelegt. Zu berücksichtigen ist an dieser Stelle, dass nicht alle ECC-Wände des OPERA-Targets mit Bricks gefüllt sind und sich die Brick-Konfiguration im Target im Laufe der Zeit ändern kann (siehe Kapitel 4.3.2). Das Fiducial Volume wird für beide Targets unabhängig voneinander an die jeweils vorherrschende Befüllung angepasst. Nicht gefüllte Reihen oder Spalten, die weniger als 50% der möglichen ECC-Bricks enthalten, werden nicht berücksichtigt. Die Weite des Schauerprofils kann nach (3.11) und (5.3) auf ca. 20,1 cm geschätzt werden. Da laterale Leckverluste nur eine geringe Auswirkung auf die Energieauflösung haben, schließt das gewählte Volumen lediglich die äußerste halbgefüllte bis gefüllte ECC-Spalte in positiver und negativer X-Richtung bzw. ECC-Reihe in positiver und negativer Y-Richtung aus. Das effektive Target-Volumen wird dadurch pro Seite um 12,8 cm in X-Richtung und 10,2 cm in Y-Richtung verringert.

Im Gegensatz zu lateralem Leakage haben longitudinale Leckverluste einen beträchtlichen Einfluss auf die Energieauflösung des Kalorimeters, da die Energie im nicht erfassten Teil stark fluktuiert. Unter Berücksichtigung dieser Verluste erhält die Energieauflösung (3.12) einen logarithmisch mit der Energie (in GeV) wachsenden Zusatzterm [Fab85]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sigma(E)}{E} \cdot (1 + c_4 \cdot \ln E) . \quad (7.1)$$

Dies lässt sich jedoch unter Zuhilfenahme des Spektrometers im Anschluss eines jeden Targets weitestgehend vermeiden. Werden in den RPCs der Spektrometer Durchgänge geladener Teilchen detektiert, die nicht einem Myon zugeordnet werden können, so ist der Schauer nicht vollständig im Kalorimeter enthalten. Um diese Ereignisse nicht verwerfen zu müssen, kann der Schauerverlust über die Anzahl an durch geladene Teilchen in den RPCs ausgelösten Signalen abgeschätzt werden.

### 7.3 Ereignisse im Fiducial Volume mit einem Hadron-Schauer

Der nächste Analyseschritt ist die Identifizierung aller Ereignisse mit einem Hadron-Schauer, da nicht in jedem Ereignis mit einem primären Vertex im Fiducial Volume ein Schauer entsteht. Die in Kapitel 6 untersuchte räumliche Ausbreitung hadronischer Kaskaden im Targetbereich dient dabei der Schauererkennung. Es wird jeweils die Anzahl von geladenen Teilchen durchdrungener Target-Tracker-Wände gezählt und der Abstand zwischen erster und letzter Wand bestimmt. Um einzelne Digit-Cluster, die unabhängig vom Schauer durch Interaktionen von Photonen, Neutronen oder durch Radioaktivität entstehen können, möglichst auszuschließen, wird überprüft ob in der Wand direkt vor und direkt hinter einer von geladenen Teilchen durchquerten Wand ebenfalls Teilchendurchgänge registriert wurden. Ist dies nicht der Fall, werden die entsprechenden Digits ausgeschlossen. Dieser Schritt

<sup>3</sup>fiducial volume (engl.): Bezugsvolumen

ist jedoch nur für Daten nötig, da die genannten Effekte nicht in Monte Carlo Ereignissen simuliert werden.

Die Anzahl an Wänden bei einer mittleren in CNGS–Strahlereignissen für einen Schauer zur Verfügung stehenden Energie von rund 12 GeV liegt bei ca. 15 TT–Wänden (siehe Abbildung 6.4). Um niederenergetische Schauer nicht von vornherein auszuschließen, wird die geforderte Mindestzahl an gezählten Wänden  $W_{min}$  auf

$$W_{min} = 3, \quad (7.2)$$

entsprechend 1,3 GeV Primärenergie, festgelegt. Im Falle einer CC–Reaktion werden dabei nur Wände gezählt, die in mehr als einem Szintillator pro Ebene ein Signal registriert haben. Die als Digtidichte  $\langle \rho_{dig} \rangle$  bezeichnete mittlere Anzahl an Digits pro Wand muss daher

$$\langle \rho_{dig} \rangle > 2 \quad (7.3)$$

betragen.

## 7.4 Anteil von Schauerereignissen an allen Ereignissen in echten Daten

Für eine Abschätzung, in wievielen echten Ereignissen sich letztendlich ein Hadron–Schauer gebildet hat, dessen primäre Wechselwirkung zusätzlich im Fiducial Volume liegt, ist in Tabelle 7.1 eine Aufstellung über die verbliebene Anzahl an Ereignissen nach jedem in diesem Kapitel beschriebenen Schritt zur Auswahl von Schauerereignissen gegeben.

**Tabelle 7.1:** Anzahl an realen Ereignissen aus 2008 und 2009 nach jedem Analyseschritt zur Auswahl von Schauerereignissen.

	Anz. Ereignisse (2008)	Anz. Ereignisse (2009)
Total	10122	13048
Blei	1805	2223
FV	1712	2086
Schauer	1526	1888

In den Daten aus 2008 und 2009 konnte jeweils in rund 85% aller Blei–Ereignisse ein Hadron–Schauer festgestellt werden. Bezogen auf die Anzahl aller registrierten Ereignisse machen Schauerereignisse 15% aus.

Tabelle 7.2 gibt Aufschluss darüber, wieviele der beobachteten Hadron–Schauer sich ausschließlich im Targetbereich ausgebildet haben und wieviele bis ins Spektrometer reichen. Schauer mit Einträgen in den RPCs kommen offensichtlich häufiger vor, als Schauer ohne longitudinalen Leakage. Entsprechend relevant ist eine Verwendung der RPCs zur Abschätzung longitudinaler Schauerverluste.

**Tabelle 7.2:** Anzahl an Schauerereignissen mit Einträgen ausschließlich in den Target-Trackern (entsprechend ohne longitudinalen Leakage) und mit Einträgen in Target-Trackern und RPCs (entsprechend mit longitudinalen Leakage) in Daten aus den Jahren 2008 und 2009.

	Anz. Ereignisse (2008)	Anz. Ereignisse (2009)
Schauer	1526	1888
Schauer in TT	632	816
Schauer in TT und RPC	894	1072

## Kapitel 8

# Rekonstruktion der im Target–Tracker sichtbaren Energie

### 8.1 Motivation

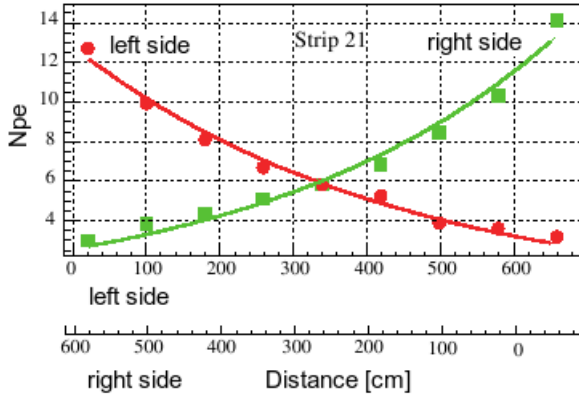
Wie in Kapitel 3.2.2 geschildert, entspricht die im Kalorimeter gemessene Energie im Falle hadronischer Schauer selbst bei vollständiger Schauerabsorption nicht der gesamten im Detektor deponierten Energie des Schauers. Dennoch besteht ein enger Zusammenhang zwischen der im Detektor sichtbaren Energie und der Schauerenergie. Bevor dieser Zusammenhang in Kapitel 9 hergestellt wird, muss zunächst die im Target–Tracker deponierte Energie  $E_{vis}$  rekonstruiert werden. Dazu wird die Energie innerhalb jedes Szintillatorstreifens, in dem ein Treffer detektiert wurde, aus der Pulshöhe des ADC–Signals auf jeder Seite bestimmt. In diesem Kapitel wird die Rekonstruktion von  $E_{vis}$  erläutert, sowie ihre Genauigkeit anhand simulierter Ereignisse gezeigt.

### 8.2 Rekonstruktion der in einem Szintillatorstreifen deponierten Energie

Vor der Installation der fertigen Target–Tracker–Module wurden diese für eine Kalibrierung mit monoenergetischen Elektronen ( $E_e = 1,8 \text{ MeV}$ ) bestrahlt. Für neun verschiedene, äquidistante Durchgangspunkte entlang der Szintillatorstreifen wurde die Anzahl an im Photomultiplier erzeugten Photoelektronen an beiden Enden des jeweiligen Streifens gemessen und gegen die Position im Streifen aufgetragen. Ein Beispiel der resultierenden Messkurven ist in Abbildung 8.1 gegeben. Die Anzahl an Photoelektronen  $N_{pe}$  nimmt in Abhängigkeit des Abstandes vom Photomultiplier  $\Delta X$  bei fester Teilchenenergie  $E$  exponentiell ab:

$$N_{pe}(X) = E \cdot \alpha \cdot e^{-\beta \cdot \Delta X} . \quad (8.1)$$

Erklären lässt sich die Abnahme der Photoelektronenzahl mit zunehmender Entfernung durch die intrinsische Dämpfung der Szintillatoren. Das Maß der Dämpfung



**Abbildung 8.1:** Aufgetragen ist die mittlere Anzahl an Photoelektronen gegenüber den Abständen von den beiden Photomultipliern als Ergebnis einer Kalibrierung mit 1,8 MeV-Elektronen [Ada07].

geht über den Parameter  $\beta$  ein.  $\alpha$  entspricht einer durch den Gain<sup>1</sup> des Photomultipliers beeinflussten Amplitude von  $Npe$ .

Eine einmalige Kalibrierung genügt nicht, da trotz der hohen Langzeitstabilität von Plastiksintillatoren Veränderungen in den Materialeigenschaften während der Detektorlaufzeit nicht zu vermeiden sind. Es wird erwartet, dass die Lichtausbeute über einen Zeitraum von 10 Jahren um etwa 10% sinkt [Ada07]. Da die Module zu diesem Zweck nicht aus dem Detektor ausgebaut werden können, werden sie unter Verwendung minimal-ionisierender Teilchen der kosmischen Hintergrundstrahlung im Gran Sasso Untergrundlabor regelmäßig neu kalibriert. Auf Grund fehlender Statistik kann nicht jeder Streifen einzeln nachkalibriert werden und die beiden Seiten eines Szintillators können nicht unabhängig voneinander betrachtet werden. Die Kalibrationsparameter  $\alpha$  und  $\beta$  sind für Streifen mit WLS-Fasern gleicher Länge identisch und sind unabhängig von der Ausleseseite eines Szintillators. Innerhalb eines Moduls gibt es 16 verschiedene Faserlängen und dementsprechend 16 verschiedene Parametersätze.

Nach erfolgter Kalibrierung kann aus der Höhe beider Photomultipliersignale eines Szintillators unter Kenntnis des Spurabstandes vom jeweiligen PM über beide Seiten die im Streifen deponierte Energie bestimmt werden [Jol09]:

$$E_L = 2,15 \cdot \frac{Npe_L}{\alpha_0 \cdot e^{-\beta_0(X_L+X)} + \alpha_1 \cdot e^{-\beta_1(X_L+X)}}, \quad (8.2)$$

$$E_R = 2,15 \cdot \frac{Npe_R}{\alpha_0 \cdot e^{-\beta_0(X_R-X)} + \alpha_1 \cdot e^{-\beta_1(X_R-X)}}. \quad (8.3)$$

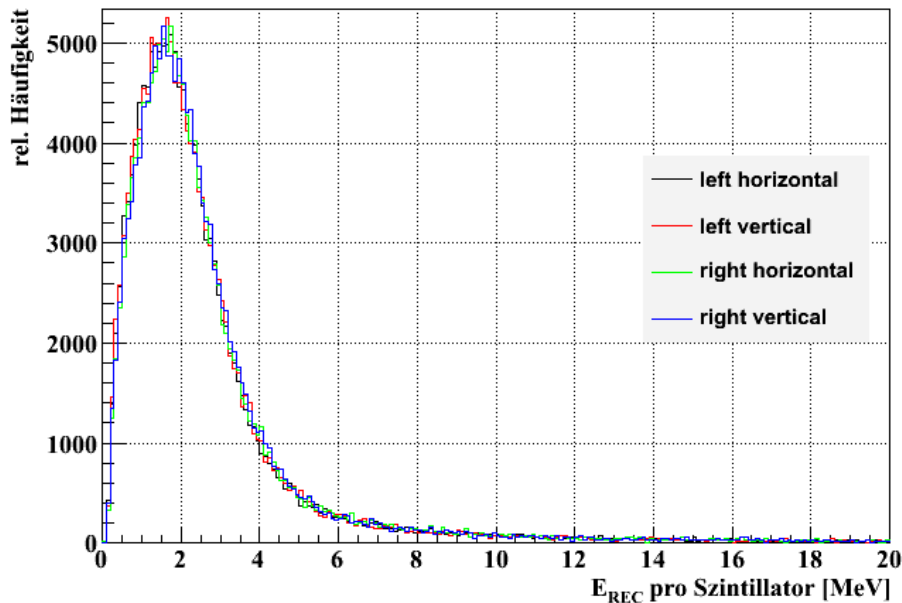
Die Anzahl an Photoelektronen wird dabei auf die mittlere deponierte Energie von 2,15 MeV eines minimal-ionisierenden Myons in 1 cm Polystyren (entsprechend einem Szintillatorstreifen) extrapoliert. Die Indizes  $L$  und  $R$  stehen für das linke (untere) und das rechte (obere) Ende eines horizontalen (vertikalen) Streifens. Die Ortskoordinate  $X$  bestimmt die Lage des Spurdurchgangs in X- bzw. Y-Richtung innerhalb des OPERA-Koordinatensystems und ist bekannt, wenn die Spur des

<sup>1</sup>Als Gain (engl.: Gewinn) wird der Verstärkungsfaktor des PM bezeichnet.



Teilchens in allen drei Raumrichtungen rekonstruiert werden konnte<sup>2</sup>. Den Wert des Abstandes zwischen PM und Teilchenspur erhält man durch Addition zu  $X_L$  bzw. Subtraktion von  $X_R$ . Für horizontal ausgerichtete Streifen gilt  $X_L = X_R = 343,0$  cm und für Streifen in der Vertikalen  $X_L = 387,4$  cm und  $X_R = 298,6$  cm, was jeweils der maximalen Ausdehnung des Target-Trackers in dieser Raumrichtung vom Ursprung entspricht.

Für beide Gleichungen ist innerhalb desselben Streifens im Rahmen des Fehlers  $\sigma(E)$  das gleiche Ergebnis zu erwarten. Darüber hinaus ist anzunehmen, dass ein Teilchen beim Durchgang durch die beiden hintereinander liegenden TT-Ebenen auf Grund des geringen Energieverlustes in den dünnen Szintillatorwänden nahezu die gleiche Energie in ihnen deponiert. In Abbildung 8.2 sind die entsprechenden vier rekonstruierten Energiespektren für simulierte Szintillatordurchgänge dargestellt, die zu einer 3D-Spur gehören. In die Simulation gehen sowohl CC- als auch NC-Ereignisse in der jeweils für OPERA erwarteten Häufigkeit ein.



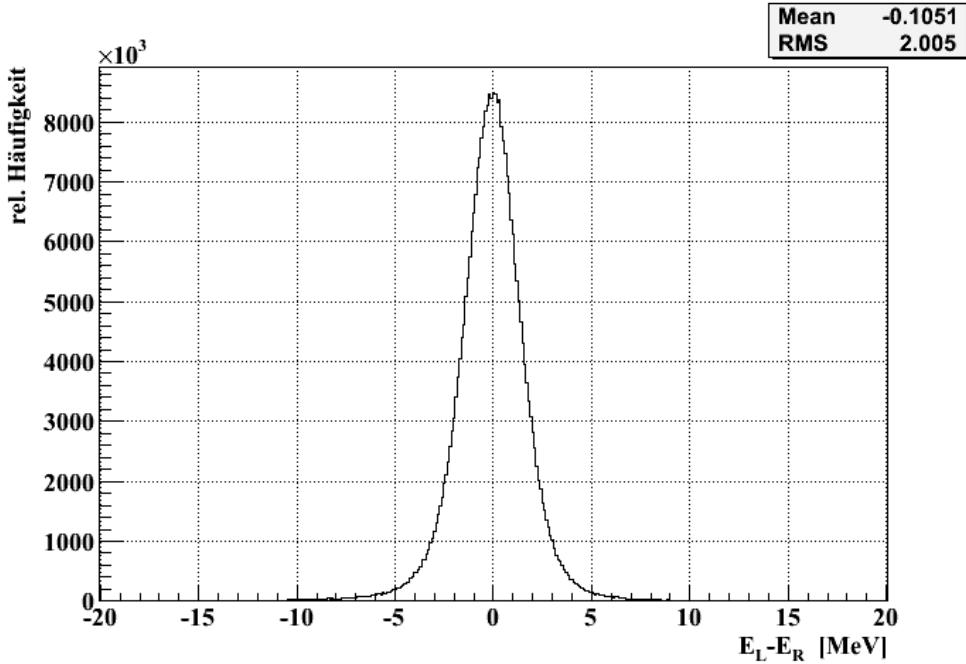
**Abbildung 8.2:** Spektren der in den einzelnen Szintillatorstreifen rekonstruierten Energiedeposition entlang einer 3D-Spur für simulierte tief-inelastische, quasielastische und resonante Streuereignisse im Bleitarget. Es ist jeweils das mit dem linken und dem rechten PM ermittelte Spektrum für sowohl horizontal als auch vertikal orientierte Streifen einzeln abgebildet. Von jeder Klasse wurden jeweils 10 000 Ereignisse verwendet und entsprechend gewichtet. Es wurden sowohl CC- als auch NC-Reaktionen einbezogen.

Ein Vergleich aller vier Spektren zeigt eine gute Übereinstimmung. Die mittlere Energie nach einer Messung über die linken Photomultiplier beträgt sowohl für

<sup>2</sup>Spuren, deren Verlauf in allen drei Dimensionen rekonstruiert werden konnte, werden zukünftig als 3D-Spuren bezeichnet.

horizontale Streifen, als auch für vertikale Streifen  $\langle E_L \rangle = (2,52 \pm 1,39)$  MeV. Auch die berechneten Mittelwerte auf der gegenüberliegenden Seite gleichen sich für die horizontale und die vertikale Ebene. Die Werte liegen bei  $\langle E_R \rangle = (2,59 \pm 1,37)$  MeV und stimmen im Rahmen des Fehlers mit  $\langle E_L \rangle$  überein.

Für einen direkten Vergleich der Energiewerte  $E_L$  und  $E_R$  pro Streifen ist in Abbildung 8.3 die jeweilige Differenz zwischen den Werten dargestellt. Die Verteilung



**Abbildung 8.3:** Abweichung der pro getroffenen Streifen rekonstruierten Energien  $E_L$  und  $E_R$  voneinander für Module beider Orientierungsrichtungen für simulierte tief-inelastische, quasielastische und resonante Streuereignisse im Blei des OPERA-Targets. Eingegangen sind jeweils 10 000 Ereignisse einer Klasse in ihrer entsprechenden Gewichtung.

ist in 0 zentriert. Die beiden Energiewerte weichen jedoch im quadratischen Mittel (RMS<sup>3</sup>) um ca. 2 MeV voneinander ab. Dieser Wert entspricht rund 79% bzw. 77% der Mittelwerte.

Für eine ausführliche Analyse werden im Folgenden ausschließlich Module einer Orientierungsrichtung verwendet, da die Mittelpunkte vertikaler und horizontaler Streifen nicht im selben Punkt liegen und so eine gleichzeitige Betrachtung nicht sinnvoll ist. Gewählt wurden Szintillatoren in der Horizontalen, da diese ihren Mittelpunkt im Koordinatenursprung, das heißt bei  $X = 0$  cm, haben. Auf eine zusätzliche Betrachtung vertikaler Szintillatoren wird verzichtet, da diese sich physikalisch nicht von Streifen in der Horizontalen unterscheiden. Erst in die abschließenden Betrachtungen der Rekonstruktionsgenauigkeit sowie in den Vergleich zwischen simulierten und realen Ereignissen gehen wieder Szintillatoren beider Orientierungsrichtungen

<sup>3</sup>RMS: root mean square

ein.

### 8.2.1 Einfluss eines Fehlers in $X$ , $Npe$ , $\alpha$ und $\beta$ auf die Genauigkeit der Energierekonstruktion entlang einer 3D-Spur

Um die gute Übereinstimmung der Energiespektren, die aus den Messungen an beiden Enden der Szintillatoren rekonstruiert wurden, trotz einer bisweilen großen Abweichung von  $E_L$  gegenüber  $E_R$  erklären zu können, wird der Einfluss einer Ungenauigkeit in den Observablen ( $X$ ,  $Npe$ ) und den Kalibrationsparametern ( $\alpha$ ,  $\beta$ ) untersucht. Dem Modell zugrunde liegt ein willkürlich gewählter Szintillatorstreifen dessen Kalibrationsparameter  $\alpha_0 = 4,19 \text{ MeV}^{-1}$ ,  $\alpha_1 = 7,67 \text{ MeV}^{-1}$ ,  $\beta_0 = 0,00727 \text{ cm}^{-1}$  und  $\beta_1 = 0,00153 \text{ cm}^{-1}$  sind. Die Gesamtzahl an Photoelektronen wurde auf einen realistischen Wert von  $Npe = 30$  festgelegt und für fünf äquidistante Positionen im Streifen festgehalten. Die Aufteilung der Photoelektronen auf die linke und die rechte Seite wurde unter Verwendung der Kalibrationskurven (8.2) und (8.3) und der Annahme  $E_L = E_R$  über

$$Npe_L = Npe \cdot \left( 1 + \frac{\alpha_0 \cdot e^{-\beta_0(X_R-X)} + \alpha_1 \cdot e^{-\beta_1(X_R-X)}}{\alpha_0 \cdot e^{-\beta_0(X_L+X)} + \alpha_1 \cdot e^{-\beta_1(X_L+X)}} \right)^{-1} \quad (8.4)$$

$$Npe_R = Npe \cdot \left( 1 + \frac{\alpha_0 \cdot e^{-\beta_0(X_R+X)} + \alpha_1 \cdot e^{-\beta_1(X_R+X)}}{\alpha_0 \cdot e^{-\beta_0(X_L-X)} + \alpha_1 \cdot e^{-\beta_1(X_L-X)}} \right)^{-1} \quad (8.5)$$

für die jeweilige Spurposition ermittelt. Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 8.1 aufgeführt.

$X$	$Npe_L$	$Npe_R$	E [MeV]
0	15,0000	15,0000	6,603
170	10,1136	19,8864	6,041
-170	19,8864	10,1136	6,041
340	5,65664	24,3434	4,460
-340	24,3434	5,65664	4,460

**Tabelle 8.1:** Berechnete Anzahl an Photoelektronen am linken und am rechten Ende des Szintillators ( $Npe_L$  und  $Npe_R$ ) unter der Annahme  $E_L = E_R$  und einer festen Summe  $Npe_L + Npe_R = 30$  für verschiedene Spurpositionen  $X$  im Streifen. Zusätzlich angegeben ist die entsprechende Energie  $E$ .

Da  $Npe_L$  und  $Npe_R$  unter der Voraussetzung  $E_L = E_R$  bestimmt wurden, sind die aus beiden Kalibrationskurven berechneten Energiewerte identisch, solange die verwendeten Parameter und Variablen als exakt angenommen werden. Unterschiede sind lediglich auf eine Rundung der Anzahl an Photoelektronen zurückzuführen. In der folgenden Fehleranalyse wird davon ausgegangen, dass der Fehler  $\sigma(E_{L,R})$  bei wiederholter Berechnung von  $E_L$  und  $E_R$  zu einer Gauß-Verteilung der Werte  $E_L$  und  $E_R$  führt. Ein Analyseschritt umfasst jeweils  $1 \cdot 10^6$  Wiederholungen der Energierekonstruktion unter gleichbleibenden Bedingungen.

**Auswirkung einer Ortsungenauigkeit  $\sigma(X)$** 

In einem ersten Schritt wird nun der Einfluss einer Unsicherheit in der Spurposition untersucht. Für den Fehler in der rekonstruierten Energie wird dementsprechend

$$\sigma(E_{L,R}) = \sqrt{\left(\frac{\partial E_{L,R}}{\partial X}\right)_{X^*}^2 \cdot \sigma(X)^2} = E_{L,R} \cdot \sqrt{c_{L,R}^2 \cdot \sigma(X)^2} \quad (8.6)$$

gesetzt, wobei  $X^*$  der wahre Ort des Spurdurchgangs ist. Unter der Annahme, dass  $X$  normalverteilt ist, lässt sich  $c_{L,R}$  aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnen. Es folgt:

$$c_{L,R} = c_{L,R}(X^*) = \frac{\alpha_0 \cdot \beta_0 \cdot e^{-\beta_0(343 \pm X^*)} + \alpha_1 \cdot \beta_1 \cdot e^{-\beta_1(343 \pm X^*)}}{\alpha_0 \cdot e^{-\beta_0(343 \pm X^*)} + \alpha_1 \cdot e^{-\beta_1(343 \pm X^*)}}. \quad (8.7)$$

Für eine Berechnung von  $\sigma(E_L)$  wird das positive Vorzeichen vor  $X^*$  gesetzt und für eine Berechnung von  $\sigma(E_R)$  das negative.

Unter Berücksichtigung des Fehlers  $\sigma(E_{L,R})$  sind  $E_L$  und  $E_R$  um die exakten Energiewerte  $E$  aus Tabelle 8.1 verteilt. Der größte Unterschied in der Breite dieser beiden Energiespektren ist erwartungsgemäß an einem der Enden des Szintillators zu beobachten, da hier das Argument der Exponentialfunktion in (8.7) für die spurnahe Seite maximal, für die gegenüberliegende Seite minimal wird. Im Falle eines Teilchendurchgangs durch den Mittelpunkt ( $X = 0$  cm) ist dagegen  $\sigma(E_L) = \sigma(E_R)$  und die Spektren sind deckungsgleich. Für die Untersuchung des Einflusses der Ortsauflösung wird  $\sigma(X) = 2,25$  cm gesetzt, was dreimal der tatsächlich erreichbaren Auflösung entspricht. Die aus  $1 \cdot 10^6$  Durchläufen resultierenden Verteilungen für  $X = 340$  cm sind in Abbildung 8.4 dargestellt und die Abweichung  $\Delta E_{LR}$  der beiden Werte voneinander in Abbildung 8.5.

Abbildung 8.4 zeigt den erwarteten Unterschied in der Breite der Energieverteilungen. Die Mittelwerte sind identisch mit dem Wert  $E = 4,46$  MeV aus Tabelle 8.1. Die mittlere Abweichung der beiden Werte voneinander entspricht mit ca. 0,3 MeV (siehe Abbildung 8.5) weniger als 7% vom Mittelwert.

Die geringe Auswirkung einer Ortsungenauigkeit auf die Energierekonstruktion trotz der Wahl eines großen Fehlers in  $X$  lässt sich durch eine Abschätzung von  $c(X^*)$  begründen. Für jeden Szintillatorstreifen ist sowohl  $\beta_0$  als auch  $\beta_1$  von der Größenordnung  $10^{-3}$ . Der Wert von  $c$  ist daher selbst bei einem Teilchendurchgang unmittelbar vor dem zugehörigen Photomultiplier von der Größenordnung  $10^{-2} - 10^{-3}$ . Die tatsächliche Ungenauigkeit in der Position rekonstruierter Spuren wird durch die räumliche Auflösung des OPERA–Target–Trackers bestimmt. Diese liegt bei 0,75 cm, ist also mit den angenommenen 2,25 cm deutlich unterschätzt. Eine Ungenauigkeit in  $X$  kann demzufolge die in Abbildung 8.3 beobachteten Differenz zwischen  $E_L$  und  $E_R$  nicht erklären und für rekonstruierte Spuren vernachlässigt werden. Erst bei einer zwanzigfachen Verschlechterung der Ortsauflösung, das heißt bei  $\sigma(X) = 15$  cm, wird die in Abbildung 8.3 beobachtete mittlere Abweichung von 2 MeV erreicht.

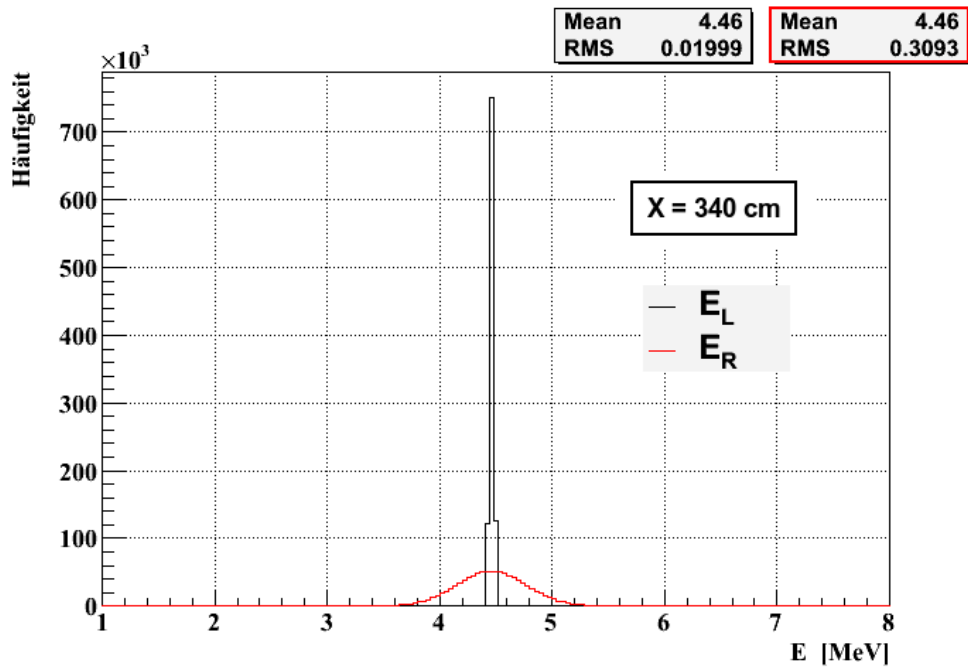


Abbildung 8.4: Energiespektren nach einer Rekonstruktion von  $E_L$  und  $E_R$  im Rahmen eines Spielzeugmodells für 3D-Spuren unter der Annahme eines statistischen Fehlers in  $X$  von  $\sigma(X) = 2,25$  cm. Die Spurposition wurde an den rechten Streifenrand ( $X = 340$  cm) gelegt.

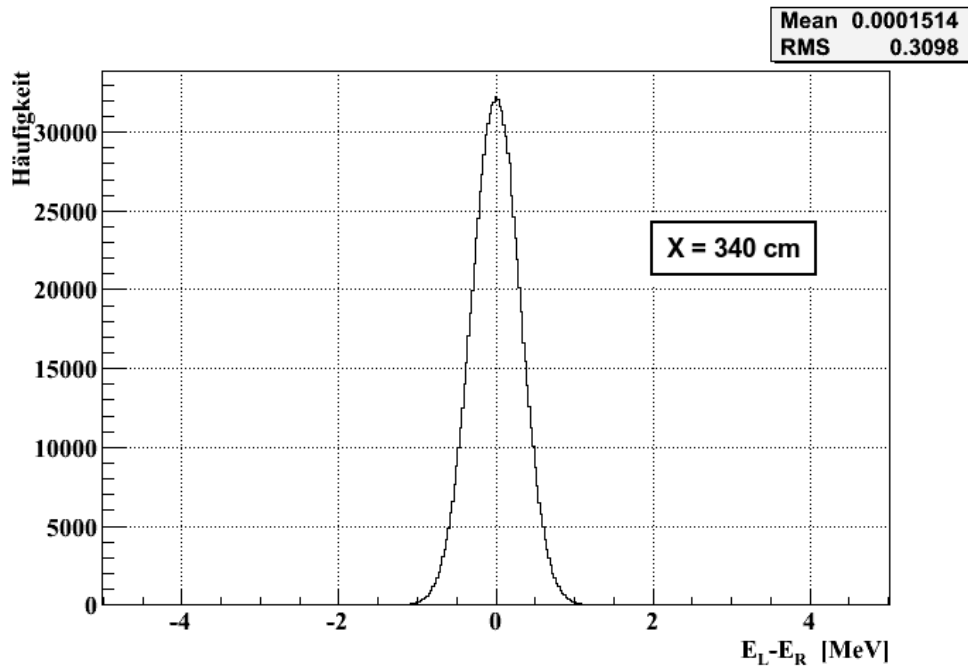


Abbildung 8.5: Abweichung der Werte  $E_L$  und  $E_R$  voneinander nach einer Energierekonstruktion im Rahmen eines Spielzeugmodells für 3D-Spuren. Angenommen wurden ein Teilchendurchgang bei  $X = 340$  cm und ein statistischer Fehler in  $X$  von  $\sigma(X) = 2,25$  cm.

### Auswirkung einer Ungenauigkeit in $\alpha$ und $\beta$

Die mittlere Anzahl an Photoelektronen pro Seite für einen Teilchendurchgang durch die Mitte des Szintillators, dem ungünstigsten Durchgangspunkt für die Lichtausbeute, liegt bei 5,9 p.e. (siehe Abbildung 8.1) mit einem RMS von 0,8 p.e. [Bau07]. Diese Unsicherheit führt zu einer Ungenauigkeit in den an die Messpunkte angepassten Parametern  $\alpha_{0,1}$  von ca. 8%.  $\sigma(E_{L,R})$  wird unter ausschließlicher Berücksichtigung von  $\sigma(\alpha_{0,1})$  zu

$$\sigma(E_{L,R}) = E_{L,R} \cdot \sqrt{\frac{1}{Npe_{L,R}^2} \cdot \sigma(Npe_{L,R})^2 + a_{L,R}^2 \cdot \sigma(\alpha_0)^2 + b_{L,R}^2 \cdot \sigma(\alpha_1)^2}. \quad (8.8)$$

Wie (8.7) folgen auch  $a_{L,R}$  und  $b_{L,R}$  aus einer Fehlerfortpflanzung:

$$a_{L,R} = a_{L,R}(\alpha_0^*) = \frac{e^{-\beta_0(343 \pm X)}}{\alpha_0^* \cdot e^{-\beta_0(343 \pm X)} + \alpha_1 \cdot e^{-\beta_1(343 \pm X)}} \quad (8.9)$$

$$b_{L,R} = b_{L,R}(\alpha_1^*) = \frac{e^{-\beta_1(343 \pm X)}}{\alpha_0 \cdot e^{-\beta_0(343 \pm X)} + \alpha_1^* \cdot e^{-\beta_1(343 \pm X)}}. \quad (8.10)$$

Auch hier gilt für eine Berechnung von  $\sigma(E_L)$  das positive Vorzeichen vor  $X$ , im anderen Fall das negative.  $\alpha^*$  ist der jeweilige Erwartungswert des Parameters. Die Größe der Faktoren  $a_{L,R}$  und  $b_{L,R}$  lässt sich aus der Kenntnis der Größenordnung von  $\alpha$  abschätzen. Für jeden Szintillatorstreifen ist sowohl  $\alpha_0 > 1$  als auch  $\alpha_1 > 1$ , so dass stets  $a_{L,R} < 1$  und  $b_{L,R} < 1$  ist. Der Einfluss der ohnehin kleinen Fehler in  $\alpha_0$  und  $\alpha_1$  auf die Genauigkeit der Energierekonstruktion wird dadurch zusätzlich verringert und liegt unter dem der Ortsunsicherheit. Daher werden die Energiespektren und der jeweilige Unterschied zwischen  $E_L$  und  $E_R$  pro durchgeführter Rekonstruktion nicht zusätzlich dargestellt.

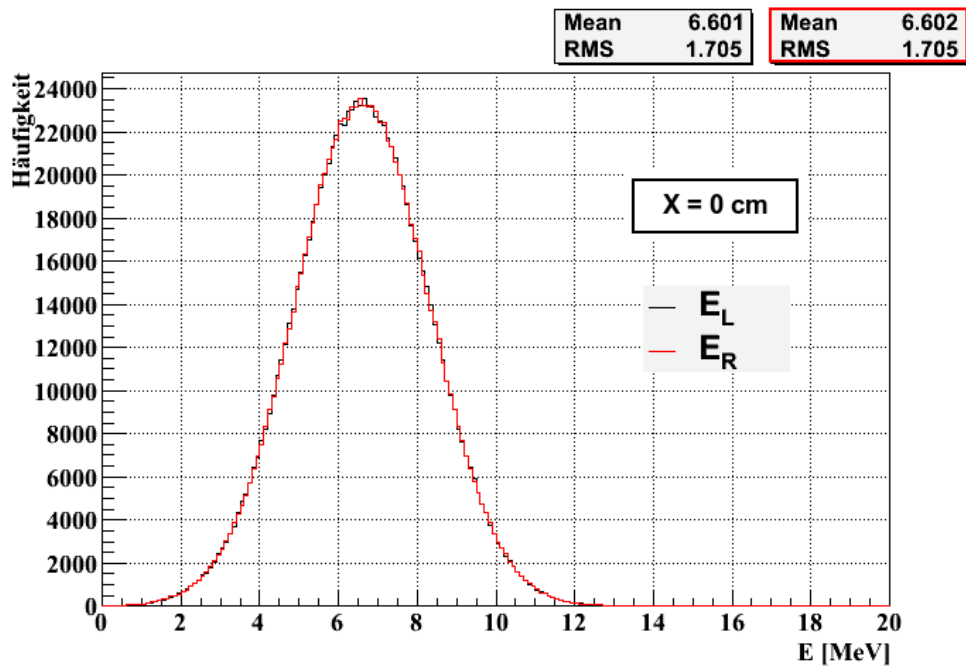
Ein Fehler in den  $\beta$ -Parametern ist nicht bekannt. Selbst unter der Annahme eines Fehlers von der Größenordnung von  $\beta$  selbst ist dieser mit  $10^{-3}$  vernachlässigbar.

### Einfluss der Photoelektronenstatistik $\sigma(Npe)$

Bereits in Kapitel 3.3.2 wurde erwähnt, dass die Anzahl erzeugter Photonen im Szintillator bei gleicher deponierter Energie poissonverteilt ist. Daher ist die Unsicherheit in der Anzahl an Photoelektronen  $\sigma(Npe_{L,R}) = \sqrt{Npe_{L,R}}$  und es wird

$$\sigma(E_{L,R}) = E_{L,R} \cdot \frac{\sqrt{Npe_{L,R}}}{Npe_{L,R}} = \frac{E_{L,R}}{\sqrt{Npe_{L,R}}} \quad (8.11)$$

angenommen. Auch in diesem Abschnitt werden  $E_L$  und  $E_R$  unter Einbeziehung von  $\sigma(E_{L,R})$  mit einer der vorigen Betrachtung entsprechenden Statistik berechnet und verglichen. Abbildung 8.6 zeigt erneut die Verteilung der berechneten Energiewerte, diesmal für einen Spurdurchgang durch den Streifenmittelpunkt. Der Fehler in der Anzahl an Photoelektronen auf der linken und der rechten Seite ist hier wegen  $Npe_L = Npe_R$  identisch, was sich in einer guten Übereinstimmung beider Spektren widerspiegelt. Mit einem RMS von etwa 1,71 MeV streuen die Werte allerdings

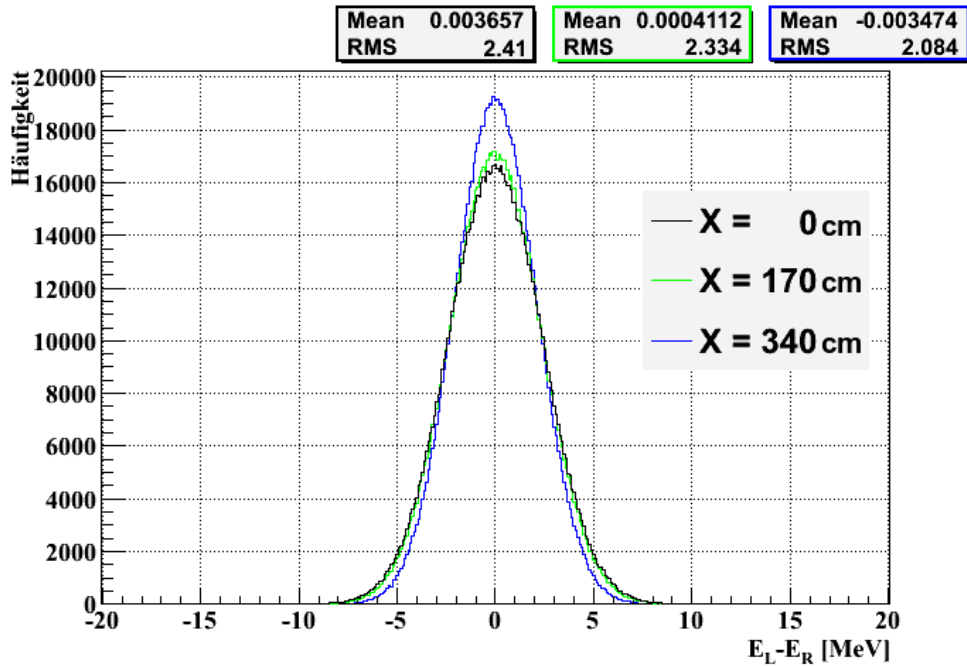


**Abbildung 8.6:** Energiespektren nach einer Rekonstruktion von  $E_L$  und  $E_R$  im Rahmen eines Spielzeugmodells für 3D-Spuren unter der Annahme eines Fehlers in  $Npe$  auf Grund der Poissonstatistik. Die Spurposition wurde in die Streifenmitte ( $X = 0$  cm) gelegt.

deutlich um den gemeinsamen Mittelwert  $\langle E \rangle = 6,60$  MeV. Trotz deckungsgleicher Energiespektren weichen die Werte  $E_L$  und  $E_R$ , wie in Abbildung 8.7 zu sehen ist, um bis zu ca. 8 MeV voneinander ab. Die für  $X = 0$  cm angegebene Standardabweichung entspricht mit 2,41 MeV bereits ca. 54% vom Erwartungswert  $E = 6,60$  MeV.

Außerhalb des Streifenmittelpunktes ist wegen  $Npe_L \neq Npe_R$  ein Unterschied in der Breite der Energieverteilungen von  $E_L$  und  $E_R$  zu erwarten, nicht aber im statistischen Mittel. In Abbildung 8.8 ist dieser Unterschied für  $X = 340$  cm dargestellt. Die Maxima der Kurven liegen im selben Punkt. Die verschiedenen angegebenen Mittelwerte resultieren aus der Tatsache, dass die Verteilung von  $E_L$  einen Nulldurchgang hat und negative Energien aus physikalischen Gründen ausgeschlossen werden. Die mittlere quadratische Abweichung der Verteilung von  $E_L$  ist erwartungsgemäß die größere von beiden, da  $Npe_L < Npe_R$  ist (siehe Tabelle 8.1). Aus Symmetriegründen liefert eine Berechnung für  $X = -340$  cm die gleichen Ergebnisse unter Vertauschung von  $E_L$  und  $E_R$ . Wird  $X$  nicht festgehalten, sondern zufällig gewählt, so ist bei genügend hoher Statistik ein Durchgang durch  $X = 340$  cm und  $X = -340$  cm gleich wahrscheinlich, so dass sich der Unterschied der Spektren in diesem Fall gegenseitig aufhebt. Selbst bei niedriger Statistik gleichen sich die Verteilungen von  $E_L$  und  $E_R$  zumindest an, wenn sowohl links als auch rechts vom Mittelpunkt Teilchen die Streifen durchquert haben.

Die Abweichung zwischen  $E_L$  und  $E_R$  ist für  $X = 340$  cm ebenfalls in Abbil-



**Abbildung 8.7:** Abweichung der Werte  $E_L$  und  $E_R$  voneinander nach einer Energierekonstruktion im Rahmen eines Spielzeugmodells für 3D-Spuren. Betrachtet werden drei verschiedene Spurpositionen unter der Annahme eines Fehlers in  $Npe$  auf Grund der Poissonstatistik.

dung 8.7 aufgetragen. Zusätzlich ist  $\Delta E_{LR}$  für  $X = 170$  cm dargestellt. Der Kurvenverlauf ist für alle drei Fälle gleich mit kleiner werdender Streuung um Null bei größer werdendem Abstand von der Streifenmitte. In den Fehler (8.11) gehen die Teilchenenergie und die Anzahl an Photoelektronen im jeweiligen PM ein. Die tatsächliche Teilchenenergie ist unabhängig von der Ausleseseite aber abhängig vom Spurbstand  $\Delta X$  bei festgehaltener Gesamtzahl an Photoelektronen (siehe Tabelle 8.1), da Auflösen von (8.1) nach  $E$  einen exponentiellen Zusammenhang zwischen  $E$  und  $\Delta X$  zeigt. Wäre er linear, so wäre die Teilchenenergie für alle Positionen gleich, da  $E$  proportional zu  $Npe$  ist (siehe (8.1)) und somit die zusätzlich benötigte Energie für mehr Photoelektronen auf der einen Seite im selben Maße auf der anderen Seite geringer wäre, so dass die insgesamt nötige deponierte Energie konstant bliebe. Aus Tabelle 8.1 wird ersichtlich, dass bei zunehmender Entfernung vom Szintillatormittelpunkt die Teilchenenergie  $E$  geringer wird. Dieser Effekt verringert  $\sigma(E_{L,R})$ . Gleichzeitig wird die Zahl an Photoelektronen bei zunehmendem Abstand vom Photomultiplier geringer bzw. bei kleiner werdendem Abstand größer. Die kontinuierliche Veränderung von  $Npe_L$  bzw.  $Npe_R$  wirkt daher der durch  $E$  bedingten zunehmenden Energieauflösung bei einer allmählichen Entfernung von  $X = 0$  in einem Fall entgegen, im anderen Fall wird sie zusätzlich verbessert. Der aus einer quadratischen Addition der Fehler  $\sigma(E_L)$  und  $\sigma(E_R)$  resultierende Fehler von  $\Delta E_{LR}$  wird daher zum Streifenrand hin insgesamt kleiner. Der Verlauf der genannten Fehler ist in Abbildung 8.9 in Abhängigkeit von  $X$  dargestellt.



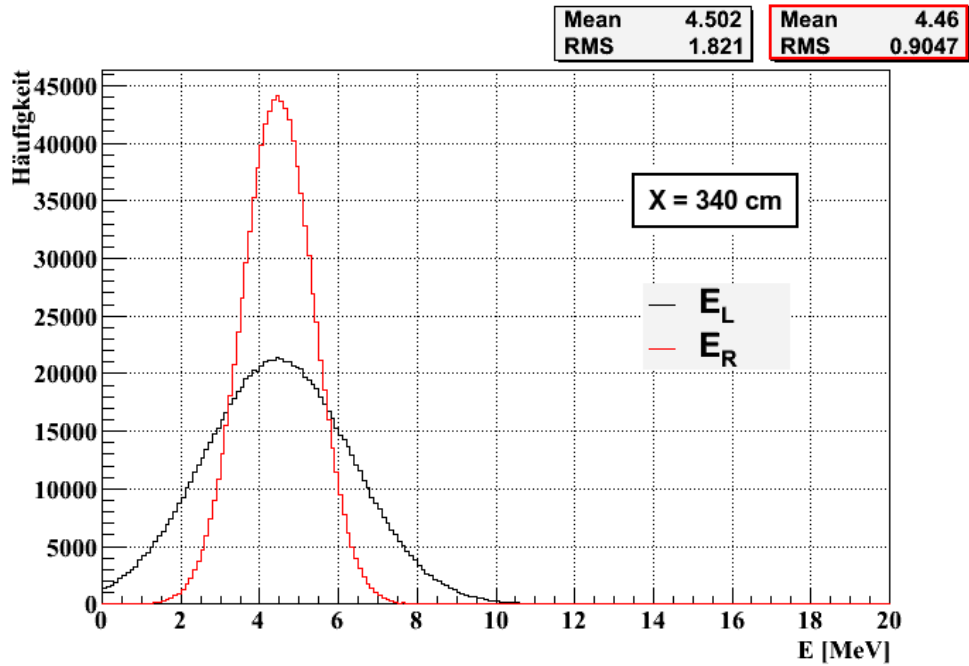


Abbildung 8.8: Energiespektren nach einer Rekonstruktion von  $E_L$  und  $E_R$  im Rahmen eines Spielzeugmodells für 3D-Spuren. Angenommen wurde eine Poissonverteilung von  $N_{pe}$  und ein Teilchendurchgang am rechten Streifenrand ( $X = 340$  cm).

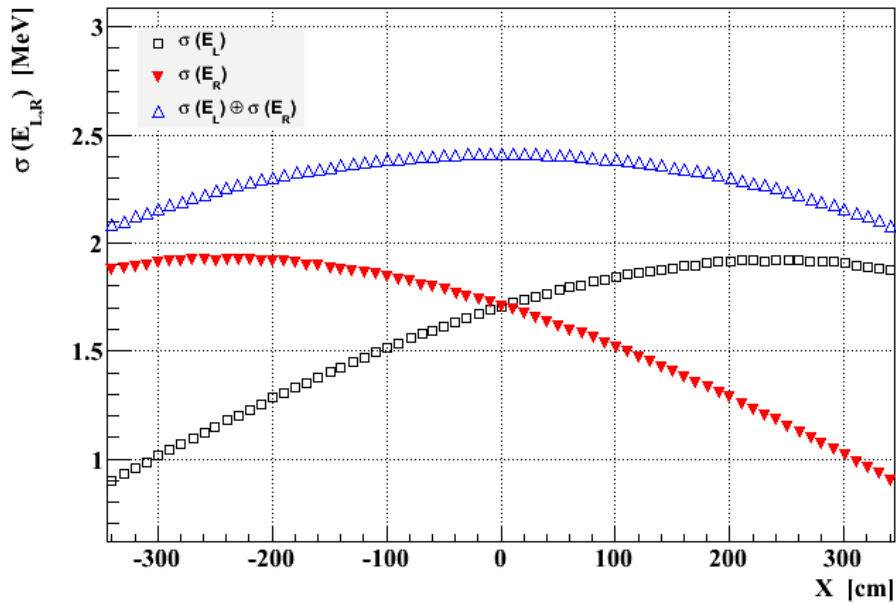


Abbildung 8.9: Abhängigkeit des durch die Photoelektronenstatistik bedingten Fehlers in  $E_L$ ,  $E_R$  sowie in  $\Delta E_{LR}$  vom Ort  $X$ . Die Berechnung des Fehlers wurde mit einer für das Spielzeugmodell gewählten festen Gesamtzahl an Photoelektronen im linken und rechten PM von  $N_{pe} = 30$  durchgeführt.

### Schlussfolgerung der Fehlerbetrachtung für 3D-Spuren

Zusammenfassend wird die in Abbildung 8.3 beobachtete, bisweilen deutliche Abweichung zwischen einer Energierekonstruktion am linken und am rechten Streifenende bei nahezu gleichen resultierenden Energiespektren (siehe Abbildung 8.2) bereits nur durch die intrinsische Photoelektronenstatistik gut erklärt. Folglich ist die Genauigkeit der Energierekonstruktion entlang einer 3D–Spur schon durch  $\sigma(Npe_{L,R})$  stark begrenzt. Ein Fehler im Ort des Teilchendurchgangs und den Kalibrationsparametern kann in diesem Fall vernachlässigt werden.

Die in den einzelnen Szintillatorstreifen entlang einer 3D–Spur deponierte Energie wird über

$$E_{str} = \frac{E_L + E_R}{2} \quad (8.12)$$

mit einem Fehler

$$\sigma(E_{str}) = \frac{\sigma(Npe_L)}{2} \oplus \frac{\sigma(Npe_R)}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E_L^2}{Npe_L} + \frac{E_R^2}{Npe_R}} \quad (8.13)$$

bestimmt. In den Daten von 2008 und 2009 gehören jedoch insgesamt nur 718 805 der registrierten 1 872 577 Szintillatordurchgänge zu einer rekonstruierten Spur. Das entspricht lediglich rund 38,4%.

### 8.2.2 Energierekonstruktion bei unbekannter Spurposition $X$

Vorausgesetzt wurde in diesem Kapitel bisher, dass der Spurdurchgang durch die Szintillatorstreifen sowohl in der XZ–Ebene, als auch in der YZ–Ebene rekonstruiert werden konnte. An dieser Stelle wird nun die Vorgehensweise zur Energiebestimmung beschrieben und deren Genauigkeit dargestellt, wenn in beiden PM eines Szintillators Photonen registriert wurden, aber der Ort des Teilchendurchgangs nicht bekannt ist. Es wird dafür das Modell desselben einzelnen Streifens wie im vorigen Abschnitt verwendet und die Energierekonstruktion wird wieder jeweils  $1 \cdot 10^6$  mal unter gleich bleibenden Bedingungen durchgeführt.

Nach einem Gleichsetzen der Kalibrationskurven (8.2) und (8.3) und einer anschließenden Umformung kann  $X$  aus den Photomultiplierinformationen  $Npe_L$  und  $Npe_R$  durch numerisches Lösen der Gleichung

$$\frac{\alpha_0 \cdot e^{-\beta_0(X_L+X)} + \alpha_1 \cdot e^{-\beta_1(X_L+X)}}{Npe_L} = \frac{\alpha_0 \cdot e^{-\beta_0(X_R-X)} + \alpha_1 \cdot e^{-\beta_1(X_R-X)}}{Npe_R} \quad (8.14)$$

bestimmt werden. Für jedes ganzzahlige  $X$  im Intervall  $[-X_L, +X_R]$  wird dafür

$$T_{L,R}(X) = \frac{2,15}{E_{L,R}(X)} \quad (8.15)$$

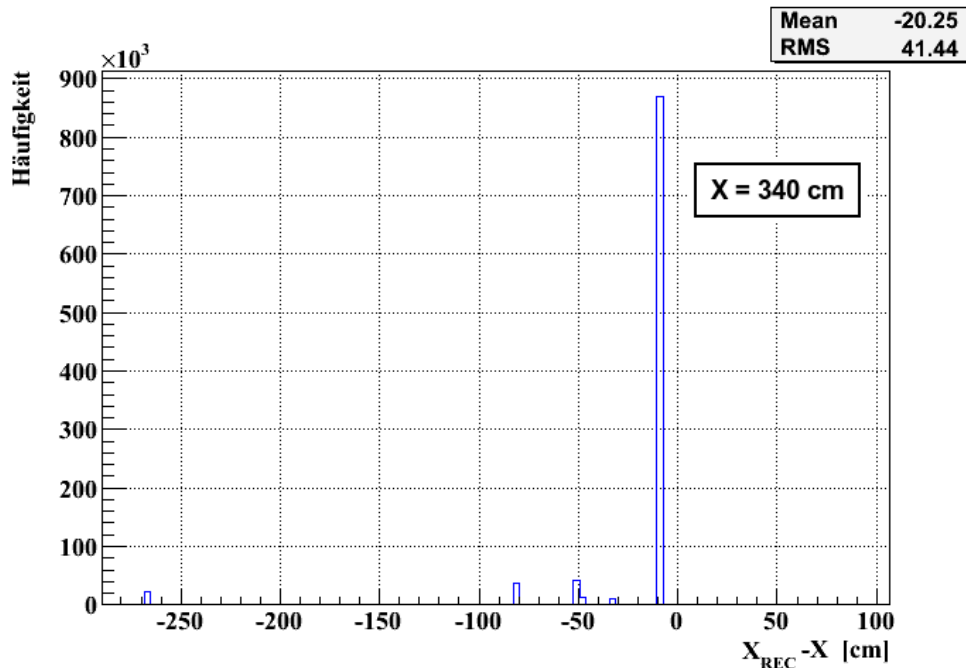
und

$$\Delta T_{LR}(X) = |T_L(X) - T_R(X)| \quad (8.16)$$

ermittelt. Für die anschließende Berechnung der Energien  $E_L$  und  $E_R$  wird die Position  $X$  gewählt, in der  $\Delta T_{LR}(X)$  minimal ist, bevor auch in diesem Fall über (8.12) die im Streifen deponierte Energie  $E_{str}^{MC}$  dem Mittel beider Energiewerte gleichgesetzt wird.

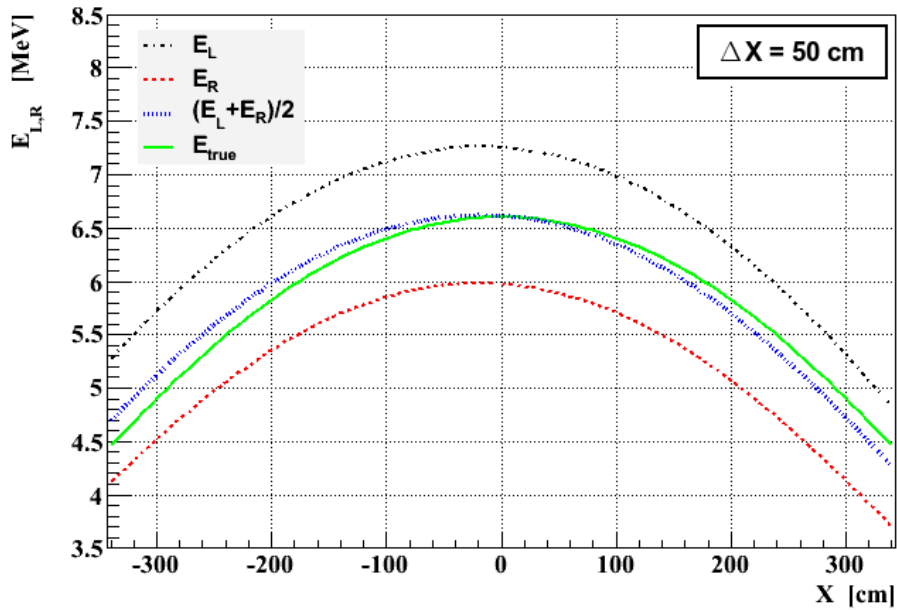
Um die Genauigkeit dieser Methode in der Rekonstruktion von  $X$  abschätzen zu können, werden im Spielzeugmodell die Resultate aus (8.15) mit einem Fehler  $\sigma(T_{L,R}) = T_{L,R}/\sqrt{Npe_{L,R}}$  behaftet, bevor ein minimales  $\Delta T_{LR}$  ermittelt wird. Im Spielzeugmodell wird dafür jeweils  $Npe_{L,R}$  über (8.4) und (8.5) mit  $Npe = 30$  berechnet. Im vorigen Abschnitt wurde diskutiert, dass der Fehler in  $\Delta E_{LR}$  in (8.11) mit zunehmendem Abstand von der Streifenmitte insgesamt kleiner wird (siehe Abbildung 8.9). Da  $T_{L,R}(X)$  in (8.15) umgekehrt proportional zu  $E_{L,R}(X)$  ist, folgt entsprechend, dass der Fehler in  $\Delta T_{LR}$  größer wird, je weiter  $X$  am Streifenrand liegt. Im Rahmen des Spielzeugmodells, das heißt für  $Npe = 30$ , ist dieser Fehler am Szintillatorrand nur um rund 100 keV größer. Für kleinere Energien, entsprechend kleinerer Gesamtzahlen an Photoelektronen in beiden PM, kann dieser Unterschied jedoch bis in einem Bereich weniger MeV liegen. Ein zunehmender Fehler in  $\Delta T_{LR}$  führt zu einer größeren Unsicherheit in der Bestimmung von  $X$ .

Wie in Abbildung 8.10 zu sehen ist, liegt der Betrag des absoluten Fehlers in der rekonstruierten Spurposition  $X_{REC}$  für einen Teilchendurchgang nahe des Rands bei  $X = 340$  cm meist unter 10 cm. In mehreren Fällen weicht  $X_{REC}$  jedoch um bis zu 270 cm von  $X$  ab.



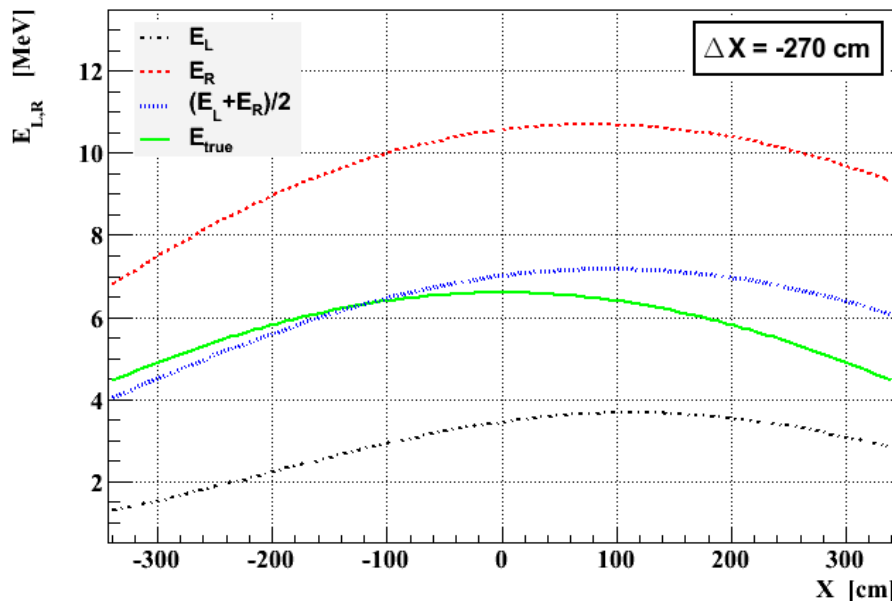
**Abbildung 8.10:** Absoluter Fehler in  $X_{REC}$  nach einer Rekonstruktion der Spurposition über (8.15) und (8.16) für das Modell eines einzelnen Streifens. Die wahre Spurposition liegt am Streifenrand bei  $X = 340$  cm.

In der Diskussion der Ortsungenauigkeit in Kapitel 8.2.1 wurde festgestellt, dass ein Fehler in der Spurposition ab 15 cm einen nicht mehr zu vernachlässigenden Einfluss auf die Genauigkeit der Energierekonstruktion im Streifen hat. Dieser Einfluss auf  $E_L$ ,  $E_R$ , sowie deren Mittel ist in Abbildung 8.11 für  $\Delta X = 50$  cm und in Abbildung 8.12 für  $\Delta X = -270$  cm zu sehen, wobei  $\Delta X = X_{REC} - X$  ist.



**Abbildung 8.11:** Verlauf der im Modellstreifen deponierten Energie für eine feste Gesamtphotoelektronenzahl  $N_{pe} = 30$ . Die grüne (solid) Kurve gibt den Verlauf für die korrekte Spurposition und damit den der tatsächlichen Energie  $E_{true}$  wieder. Die schwarze (dashed dotted) und die rote (dashed) Kurve sind Ergebnis der Berechnung von  $E_L$  und  $E_R$  für  $\Delta X = 50$  cm. Das Mittel beider Werte gibt die blaue (dotted) Kurve wieder.

Für  $\Delta X = 0$  cm sind alle abgebildeten Kurven identisch und zeigen den Verlauf der Energiedeposition im für das Modell gewählten Streifen bei einer festen Summe an Photoelektronen von  $N_{pe} = 30$ . Eine Abweichung vom tatsächlichen Ort  $X$  des Spurdurchgangs führt zu einer permanenten Überschätzung der deponierten Energie auf der einen und einer Unterschätzung auf der anderen Seite. Welche Seite dabei zu kleine bzw. zu große Energiewerte liefert, hängt vom Vorzeichen von  $\Delta X$  ab. Je größer die Abweichung ist, desto größer ist die jeweilige Fehleinschätzung der Energie. Die aus Einsetzen eines falschen  $X_{REC}$  resultierenden Kurven von  $E_L$  und  $E_R$  in den Abbildungen 8.11 und 8.12 verlaufen nicht parallel zur Kurve, die die tatsächliche Energiedeposition wiedergibt, da  $X$  im Argument der Exponentialfunktion steht. Das Maß der Verschiebung der Energiewerte hängt daher bei einem gleichen Fehler in  $X$  von der Position entlang des Streifens ab. Ab einem gewissen  $\Delta X$  liegt, abhängig vom jeweiligen Streifen und der Anzahl an Photoelektronen aber unabhängig vom Vorzeichen, selbst das Mittel permanent oberhalb der eigentlichen Energie und kann zu einer Abweichung von über 10 MeV führen. In jedem Punkt und für jedes  $\Delta X$  liegt



**Abbildung 8.12:** Verlauf der im Modellstreifen deponierten Energie für eine feste Gesamtphotoelektronenzahl  $N_{pe} = 30$ . Die grüne (solid) Kurve gibt den Verlauf für die korrekte Spurposition und damit den der tatsächlichen Energie  $E_{true}$  wieder. Die schwarze (dashed dotted) und die rote (dashed) Kurve sind Ergebnis der Berechnung von  $E_L$  und  $E_R$  für  $\Delta X = -270$  cm. Das Mittel beider Werte gibt die blaue (dotted) Kurve wieder.

jedoch der wahre Energiewert zwischen den Werten  $E_L$  und  $E_R$ . Das Mittel beider Werte

$$E_{str} = \frac{E_L + E_R}{2} \quad (8.17)$$

nähert die tatsächlich deponierte Energie daher an. Der Fehler in  $E_{str}$  ist

$$\sigma(E_{str}) = |E_L - E_R|. \quad (8.18)$$

### 8.2.3 Energierekonstruktion bei fehlender PM-Information auf einer Seite des Szintillators

Auf Grund einer Totzeit der Photomultiplierensoren von  $14,2 \mu s$  besteht die Möglichkeit, dass ein PM auf ein Lichtsignal aus dem Szintillatorstreifen nicht anspricht. Die Wahrscheinlichkeit dafür wird auf 0,2% geschätzt [Jol09a]. Mit einer steigenden Zahl an durchquerten Szintillatorstreifen steigt auch die Anzahl fehlender Photomultiplier. Besonders für Schauerereignisse ist dieser Punkt von Bedeutung. Ein weiterer Effekt, der dazu führt, dass nur an einer Seite des Szintillators Photoelektronen registriert werden, ist Crosstalk<sup>4</sup> von einem Kanal auf einen angrenzenden Kanal. Dieses Photomultiplierensignal gehört nicht zu einem Teilchendurchgang durch den dem Kanal zugehörigen Streifen und es gibt demzufolge kein Signal auf der

<sup>4</sup>Als Crosstalk wird ein Übersprechen eines Signals auf Signalleiter in unmittelbarer Umgebung des tatsächlichen Leiters bezeichnet.

anderen Seite.

Wird nur aus einem der beiden ADCs eines Streifens ein von Null verschiedenes Signal ausgelesen, beispielsweise dem linken, so wird bei bekannter Spurposition die im Streifen deponierte Energie ausschließlich über (8.2) bestimmt. Konnte die Spur nicht rekonstruiert werden, so wird die gemessene Anzahl an Photoelektronen unter der Annahme es handele sich um Crosstalk zum Signal eines benachbarten Szintillators hinzugefügt. Gibt es keinen Nachbarn mit einem Signal, so wird überprüft, ob in der anderen Target–Tracker Ebene ein Durchgang registriert wurde. Dadurch, dass die Ebenen senkrecht zueinander installiert sind, sind bei einer eindeutigen Zuordnung zweier Signale zueinander alle Koordinaten bekannt. Meist gibt es in der anderen Ebene jedoch mehrere Einträge, so dass mehrere Koordinaten möglich sind. In jedem einzelnen Fall wird die Energie wie gehabt über die entsprechende Kalibrationskurve unter Einsetzen der jeweiligen Koordinate berechnet, bevor am Ende über die resultierenden Einzelenergien gemittelt wird. Der Fehler lässt sich folglich auch wieder auf einen Fehler in  $X$  zurückführen mit dem Unterschied, dass kein Mittelwert aus  $E_L$  und  $E_R$  wie im vorigen Abschnitt gebildet werden kann. In Abbildung 8.12 ist deutlich zu erkennen, dass die ausschließliche Verwendung von  $E_L$  bzw.  $E_R$  zu einer großen Abweichung vom wahren Wert der Energiedeposition führen kann. Das Maß der Abweichung ist auch in diesem Fall von  $Npe$ ,  $\Delta X$  und  $X$  selbst abhängig und erreicht eine Größenordnung von 10 MeV.

Wurde kein Teilchendurchgang in der anderen Szintillatorebene registriert, so wird die Energie mit Hilfe des von Null verschiedenen ADC–Signals über

$$E_{L,R} = 2,15 \cdot \frac{Npe_{L,R}}{\alpha_0 \cdot e^{-\beta_0} + \alpha_1 \cdot e^{-\beta_1}} \quad (8.19)$$

abgeschätzt. In beiden Fällen, der Mittelung der Einzelenergien oder einer Abschätzung über (8.19), gilt

$$E_{str} = E_L \quad \text{bzw.} \quad E_{str} = E_R, \quad (8.20)$$

wobei auch hier der Fehler

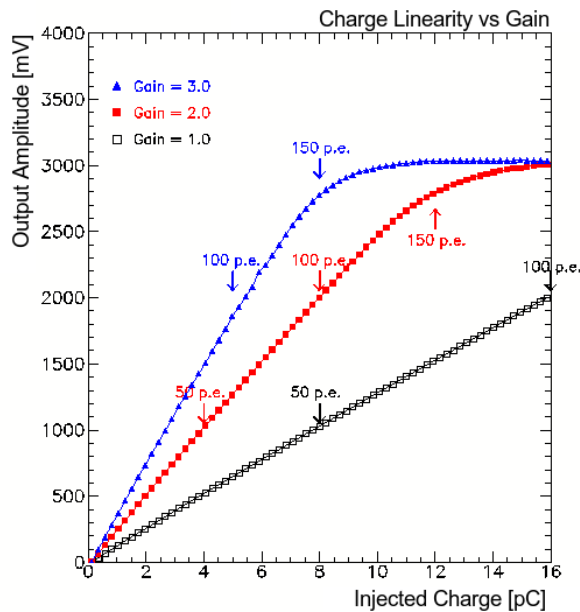
$$\sigma(E_L) = \frac{E_L}{\sqrt{Npe_L}} \quad \text{bzw.} \quad \sigma(E_R) = \frac{E_R}{\sqrt{Npe_R}} \quad (8.21)$$

ist.

Eine Berechnung über (8.19) bedeutet, dass eine untere Grenze der möglichen deponierten Energie bestimmt und verwendet wird, da die Formel identisch mit dem Fall  $X + X_L = 1$  cm bzw.  $X - X_R = 1$  cm in (8.2) bzw.(8.3) ist, das heißt, dass der Spurdurchgang im Abstand von 1 cm vom Photomultiplier stattgefunden hat. Bei fester Photoelektronenzahl ist die rekonstruierte Energie in diesem Punkt nahezu minimal.

### 8.2.4 Nicht-Linearität des Photomultipliersignals und Sättigung

Die Sättigungsschwelle der im Target-Tracker verwendeten 64-Kanal Hamamatsu H7546 Photomultiplier liegt für einen Vorverstärkungsfaktor von 1 oberhalb von 16 pC (siehe Abbildung 8.13).

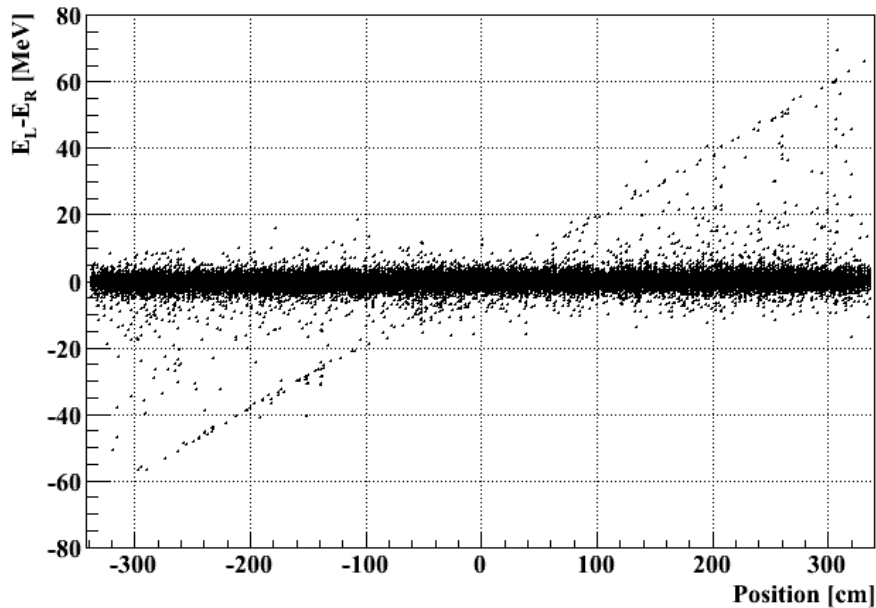


**Abbildung 8.13:** Linearität des Ausgangssignals der Target-Tracker Photomultiplier als Funktion der gemessenen Ladung für drei verschiedene Vorverstärkungsfaktoren (Gain) [Ada07].

Bis zu diesem Wert, der etwa 100 p.e. entspricht, ist die gemessene Ladung, das heißt die Anzahl erzeugter Sekundärelektronen<sup>5</sup> proportional zur Anzahl der einstrahlten Photonen und dementsprechend zur deponierten Energie. Die Abweichung von der Linearität der Ladungsmessung beträgt bei einem Vorverstärkungsfaktor von 1 weniger als 2% und die Höhe des gemessenen Rauschens bezogen auf das Gesamtsignal aller Kanäle beträgt 12 fC bzw. 0,075 p.e. [Ada07]. Die maximale Signalthöhe von 12-bit ADCs, so auch die der für OPERA verwendeten “Analog Devices AD9220”, liegt bei 4096. Diese Signalamplitude entspricht 110 p.e. und legt den maximal messbaren Wert fest.

Die Auswirkung von Nicht-Linearität und Sättigung ist in Abbildung 8.14 zu erkennen. Gezeigt ist die Differenz zwischen  $E_L$  und  $E_R$  gegenüber der Spurposition im Streifen für Szintillatoren, deren PM-Signale einer rekonstruierten 3D-Spur zugeordnet werden konnten. Bei größer werdendem Abstand der Spur vom Streifenmittelpunkt weichen einige der zusammengehörigen Energiewerte zunehmend voneinander ab. Nahe eines Photomultipliers ist die Auswirkung einer Dämpfung des Lichtsignals im Szintillator geringer. Entsprechend mehr Photonen erreichen die Photokathode bei gleicher Teilchenenergie und ein Überschreiten der Sättigungsschwelle wird wahrscheinlicher. Da das PM-Signal oberhalb der Schwelle langsam in

<sup>5</sup>Als Sekundärelektronen werden in Photomultipliern Elektronen bezeichnet, die durch das Auftreffen von Elektronen auf die Dynoden aus dem Elektrodenmaterial herausgeschlagen werden.

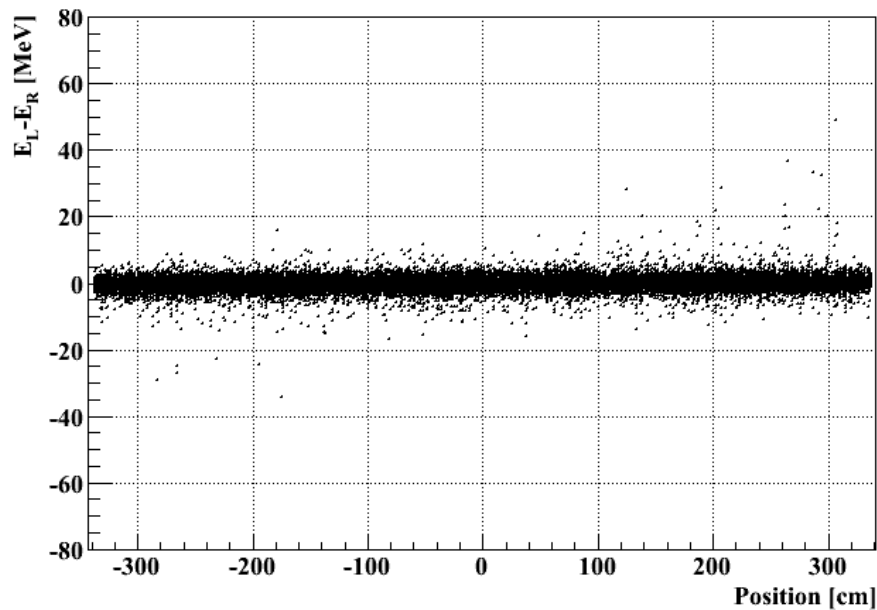


**Abbildung 8.14:** Vergleich der rekonstruierten Energien innerhalb horizontaler Szintillatorstreifen unter Verwendung des linken und des rechten Photomultipliers in Abhängigkeit der Spurposition im Streifen. Verwendet wurden ausschließlich Streifen mit einer 3D–Spur aus 4 000 simulierten tief–inelastischen  $\nu_\mu$ –CC–Streuereignisse im Bleitarget.

Sättigung geht, wird die deponierte Energie in der Rekonstruktion unterschätzt. Das heißt, auf der linken Seite des Streifens wird zunehmend  $E_L$  unterschätzt und  $\Delta E_{LR}$  wird in diesen Fällen negativ, während auf der rechten Seite eine Unterschätzung von  $E_R$  häufiger wird und  $\Delta E_{LR}$  positiv. Im Streifenmittelpunkt ist im Falle sehr hoher Energiedeposition die Fehleinschätzung der Energie für beide Seiten gleich und in der Differenz entsprechend Null, während sie an den Enden für den einen PM maximal, für den anderen PM minimal ist. Dies führt zu einer maximalen Differenz an den Enden. In Abbildung 8.15 ist erneut  $\Delta E_{LR}$  als Funktion der Spurposition aufgetragen, diesmal jedoch unter Vernachlässigung von Szintillatorstreifen, in denen auf einer Seite mehr als 90 p.e. gemessen wurden.

Wie erwartet, ist die in Abbildung 8.14 aufgetretene starke Streuung einzelner Energiedifferenzen um Null größtenteils verschwunden. Für die Rekonstruktion der gesamten im Target–Tracker sichtbaren Schauerenergie werden diese Streifen nicht vernachlässigt, sondern behandelt wie die im vorigen Abschnitt beschriebenen Szintillatoren mit einem fehlendem PM–Signal. Sind beide Photomultiplier bzw. ADCs in Sättigung, so wird der Energiewert mit  $Npe_{L,R} = 90$  berechnet. Der resultierende Energiewert entspricht der Mindesthöhe der deponierten Energie, deren tatsächlicher Wert auf Grund der Nicht–Linearität und Sättigung höher liegen kann.





**Abbildung 8.15:**  $\Delta E_{LR}$  in Abhängigkeit der Spurposition einer 3D–Spur im Szintillatorstreifen für  $N_{pe_L} \leq 90$  und  $N_{pe_R} \leq 90$ . Verwendet wurden 4 000 simulierte tief–inelastische  $\nu_\mu$ –CC–Streueignisse im Bleitarget.

## 8.3 Crosstalk im Target–Tracker

### Crosstalk in den Mehranoden–Photomultipliern

Die in OPERA verwendeten Photomultiplier wurden vor ihrer Installation auf Crosstalk getestet. Danach liegt der mittlere Crosstalk eines Kanals auf benachbarte Kanäle im Bereich von 1,43% während er für diagonal angrenzende Kanäle nur ungefähr 0,65% beträgt. Photomultiplier mit wenigstens einem Kanal, von dem 3% oder mehr auf direkte Nachbarn übersprechen oder über 10% auf alle Nachbarn, wurden aussortiert [Ada07].

### Crosstalk im OPERA ReadOut Chip

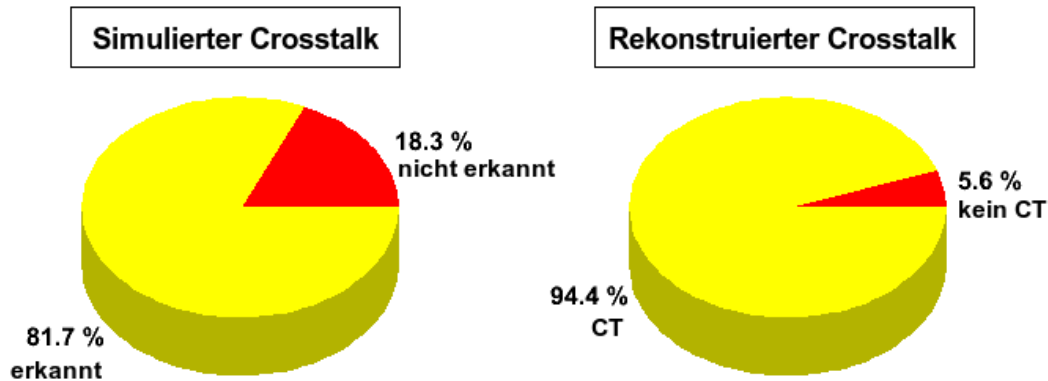
Die Ausleseelektronik des Target–Tracker wird als OPERA ReadOut Chip (ROC) bezeichnet und basiert auf einer 32–Kanal ASIC<sup>6</sup>. Zwei ROCs werden pro Photomultiplier für die Signalauslese verwendet. Der Crosstalk eines signalführenden Kanals im Chip auf die nächsten Nachbarn beträgt etwa 1%. Dieser Effekt kann für entfernte Kanäle vernachlässigt werden, in denen ein konstanter Crosstalk von rund 0,2% festgestellt wurde [Ada07].

<sup>6</sup>Application Specific Integrated Circuit (engl.): Anwendungsspezifische Integrierte Schaltung

### 8.3.1 Crosstalk-Korrektur

Crosstalk führt in jedem der genannten Fälle dazu, dass dem betroffenen Szintillatorstreifen eine Energiedeposition und damit ein Teilchendurchgang fälschlicherweise zugeordnet wird. Gleichzeitig ist die Amplitude des ausgelesenen Signals vom tatsächlich durchquerten Streifen zu niedrig und damit auch die Anzahl an Photoelektronen. Für eine korrekte Bestimmung der sichtbaren Energie und des Ortes der jeweiligen Deposition müssen daher durch Crosstalk erzeugte Signale möglichst erkannt und dem eigentlichen Szintillatorstreifen zugeordnet werden.

Eine Analyse simulierter  $\nu_\mu$ -CC-Ereignisse zeigt, dass der zur Crosstalk-Erkennung in die OPERA-Software implementierte Filter rund 81,7% der fehlgeleiteten Signale identifiziert (siehe Abbildung 8.16 (links)). Etwa 5,6% aller als Crosstalk markierten Signale gehören jedoch zu tatsächlichen Energiedepositionen (siehe Abbildung 8.16 (rechts)). Für simulierte  $\nu_\mu$ -NC-Reaktionen belaufen sich die erkannten CT-Signale auf rund 83,2% des gesamten Crosstalks und die fälschlicherweise als CT identifizierten Signale auf rund 6,1%. Diese Unsicherheit in der Crosstalk-Erkennung führt zu einem zusätzlichen Fehler in der Rekonstruktion von  $E_{vis}$ .



**Abbildung 8.16:** Güte der Crosstalk-Korrektur in simulierten CC-Ereignissen im Blei des Targets. Vom Crosstalk-Filter erkannter bzw. nicht erkannter Crosstalk (CT) aller simulierter Crosstalk-Signale (links). Vom Filter richtigerweise bzw. fälschlicherweise als CT markierte Photomultiplier-Signale (rechts).

## 8.4 Genauigkeit der Energierekonstruktion im Target-Tracker

Wurde die in jedem einzelnen Szintillatorstreifen des Target-Trackers deponierte Energie  $E_{str}$ , wie in Kapitel 8.2 beschrieben, ermittelt, so gilt für die gesamte im Target-Tracker sichtbare Energie

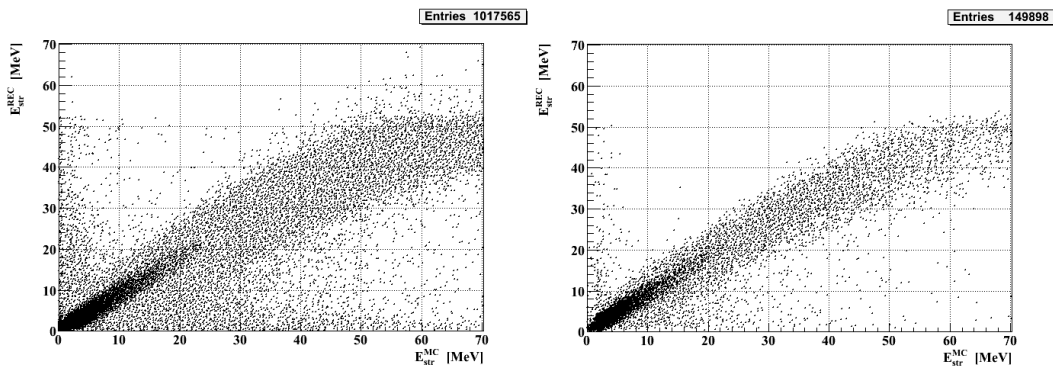
$$E_{vis} = \sum_{i=1}^n E_{str}^i \quad (8.22)$$

mit

$$\sigma(E_{vis}) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \sigma^2(E_{str}^i)} . \quad (8.23)$$

### 8.4.1 Genauigkeit der Rekonstruktion im Streifen deponierter Energie

In Abbildung 8.17 ist die innerhalb der einzelnen Streifen rekonstruierte Energie  $E_{str}^{REC}$  gegenüber der tatsächlichen Energie  $E_{str}^{MC}$  für simulierte tief-inelastische  $\nu_\mu$ -NC-Reaktionen im Blei des OPERA-Targets aufgetragen, im linken Teil des Bildes für alle von Teilchen durchlaufenen Streifen und rechts ausschließlich für Streifen mit bekannter Spurposition. Betrachtet werden NC-Reaktionen (3.2), da



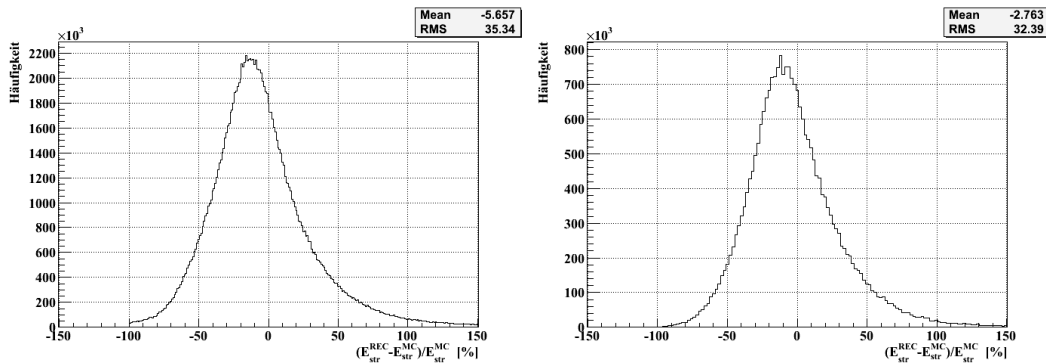
**Abbildung 8.17:** Vergleich simulierter ( $E_{str}^{MC}$ ) und rekonstruierter ( $E_{str}^{REC}$ ) Energiedepositionen in allen durchdrungenen Szintillatorstreifen (links) und in Streifen deren Energiedeposition zu einer 3D-Spur gehört (rechts). Eingegangen sind 16 000 simulierte tief-inelastische  $\nu_\mu$ -NC-Reaktionen im Blei.

hier, im Gegensatz zu CC-Reaktionen, neben möglichen Hadron-Schauern keine zusätzliche Signatur eines geladenen Leptons auftritt. Das Schauerverhalten selbst ist jedoch innerhalb von CC- und NC-Ereignissen das Gleiche, so dass aus dieser Betrachtung auf in CC-Ereignissen entstandene Schauer geschlossen werden kann. In Anbetracht der Anzahl an Einträgen in Abbildung 8.17, ohne einer vorherigen Auswahl spezieller Ereignisse, gehört nur in rund 15% aller Fälle die in einem Streifen deponierte Energie zu einer 3D-Spur. Im Übrigen muss die Energie über die im Kapitel 8.2.2 beschriebene Methode abgeschätzt werden, die wie bereits erörtert, den Wert der Energiedeposition lediglich annähert und in einzelnen Fällen zu einem bis zu rund 10 MeV zu hohen rekonstruierten Energiewert führt. Ist zusätzlich nur die Information einer der beiden Photomultiplier bekannt so kann die Abweichung mehrere 10 MeV betragen, diesmal in Richtung zu hoher und zu niedriger Werte. Bei der ausschließlichen Darstellung der Energiedepositionen entlang einer 3D-Spur (rechtes Bild) ist daher ein Großteil der Einträge oberhalb und ein Teil der Einträge unterhalb der die Winkelhalbierenden annähernden Verteilung nicht mehr vorhanden. Musste die Energie auf Grund eines fehlenden Photomultipliers und einer fehlenden Spurposition über (8.19) berechnet werden, so ist, wie geschildert, der resultierende Wert

lediglich ein unteres Limit und führt im linken Bild zu Einträgen entlang der Abszisse.

Die selbst für 3D-Spuren verbleibenden stark streuenden Einträge sind durch nicht erkannten oder falsch identifizierten Crosstalk zu erklären (siehe Abbildung 8.16). Nicht identifizierter Crosstalk, dessen Signalamplitude folglich nicht dem ursprünglichen Streifen zugeordnet wurde, führt dazu, dass im einen Szintillator eine höhere Energiedeposition rekonstruiert wird als simuliert wurde und im anderen die entsprechende Anzahl an Photoelektronen fehlt.  $N_{pe}$  und somit  $E_{str}^{REC}$  ist daher für einen Streifen zu hoch und für einen anderen zu niedrig. Wurde dagegen das Photomultiplier-Signal einer tatsächlichen Energiedeposition als Crosstalk behandelt, so ist  $E_{str}^{REC} = 0$  des betroffenen Streifens, aber  $E_{str}^{MC} > 0$ . Zusätzlich werden die Photoelektronen fälschlicherweise einem anderen Szintillator zugeordnet, so dass hier die rekonstruierte Energie zu hoch ist. Für die Zuordnung eines Crosstalk-Signals zu einem anderen Photomultiplier-Signal wird eine Mindesthöhe des PM-Signals und damit eine Mindestenergie  $E_{str}^{MC}$  im Szintillator vorausgesetzt. Daher ist rechts in Abbildung 8.17 ein geringer Versatz der Einträge entlang der Ordinate zu erkennen. Der Versatz ist nicht gleichmäßig, da die geforderte Höhe der mindesten Energiedeposition von der maximalen Amplitude benachbarter Photomultiplier-Kanäle abhängt und somit schwankt.

Die in Kapitel 8.2.4 beschriebene Nicht-Linearität zwischen im PM gemessener Ladung und deponierter Energie ab etwa 100 p.e. und eine Sättigung der ADCs ab 110 p.e. führt zu einer Abflachung der Verteilung für Energiedepositionen oberhalb von  $E_{str}^{MC} = 50$  MeV. Die Breite der Verteilung wird hervorgerufen durch  $\sigma(E_{str})$ .



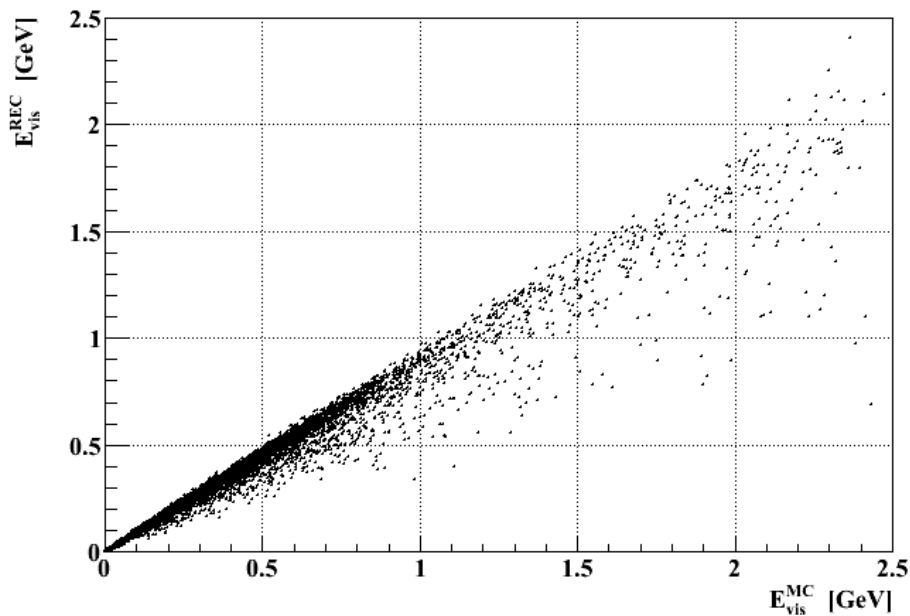
**Abbildung 8.18:** Energieauflösung aller durchdrungenen Szintillatorstreifen (links) und von Streifen deren Energiedeposition zu einer 3D-Spur gehört (rechts). Betrachtet werden 16 000 simulierte tief-inelastische  $\nu_{\mu}$ -NC-Reaktionen im Blei des OPERA-Targets.

In Abbildung 8.18 ist die auf die simulierte Energie normierte Abweichung der rekonstruierten Energie von der simulierten Energie aufgetragen, links erneut für alle Streifen mit einer Energiedeposition und rechts ausschließlich für Streifen mit einer 3D-Spur. Wie bereits in Abbildung 8.17 erkennbar, ist die Verteilung hin zu zu kleinen rekonstruierten Energien verschoben aus dem Grund, dass nicht berücksichtigte

Effekte stets dazu führen können, dass die messbare Energie kleiner wird. Eine größer werdende Energie ist physikalisch jedoch nicht möglich. Dass dennoch rekonstruierte Energien bisweilen zu hoch sind, liegt an der Wahl der jeweiligen Anpassungsparameter der Kalibrationskurve. Die Verteilung ist asymmetrisch, da die rekonstruierte Energie  $E_{str}^{REC}$  bei 0 MeV eine untere Grenze hat und die maximal mögliche Abweichung von  $E_{str}^{MC}$  bei  $-100\%$  liegt. In Richtung zu hoher Energierekonstruktionen gibt es hingegen keine Grenze. Die Verbesserung der Auflösung von ca. 35% im linken zu ca. 32% im rechten Bild ist bedingt durch das bereits geschilderte Wegfallen vieler Einträge in denen die Energie in der Rekonstruktion deutlich über- bzw. unterschätzt wird.

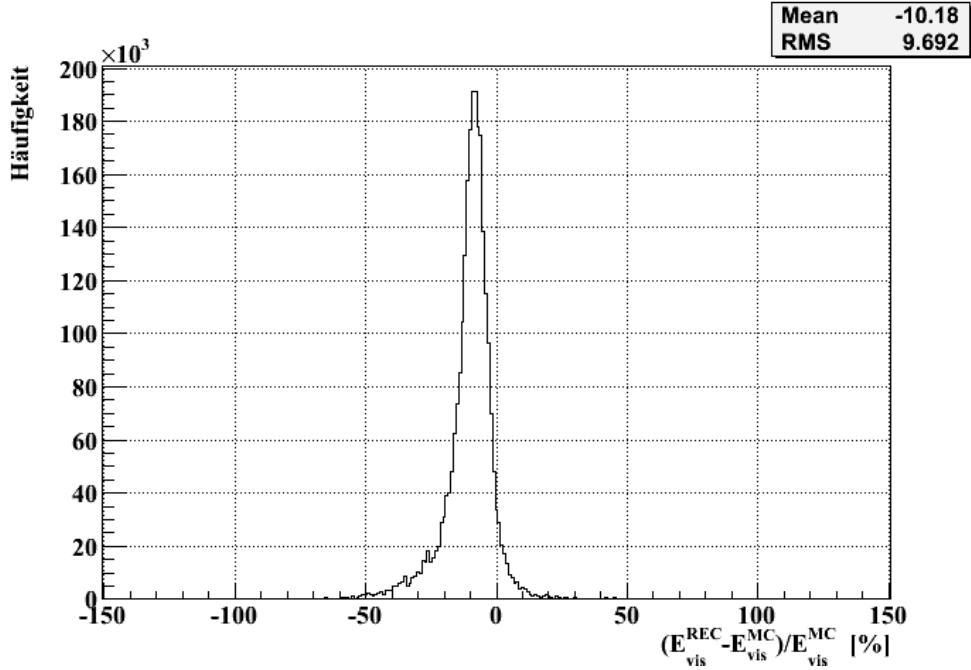
#### 8.4.2 Genauigkeit der Rekonstruktion im gesamten Target-Tracker sichtbarer Energie

Für die weitere Analyse der sichtbaren Energie hadronischer Schauer ist die Genauigkeit der Bestimmung der gesamten im Target-Tracker deponierten Energie (8.22) von Interesse. Dafür wird auch hier zum einen die rekonstruierte Energie gegenüber der simulierten Energie dargestellt (siehe Abbildung 8.19) und zum anderen die Energieauflösung (siehe Abbildung 8.20).



**Abbildung 8.19:** Vergleich der im Target-Tracker simulierten ( $E_{vis}^{MC}$ ) und rekonstruierten ( $E_{vis}^{REC}$ ) sichtbaren Energie unter Verwendung aller durchdrungenen Szintillatorstreifen. Betrachtet werden 16 000 simulierte tief-inelastische  $\nu_{\mu}$ -NC-Reaktionen im Blei des OPERA-Targets.

In beiden Abbildungen ist erneut eine Verschiebung der rekonstruierten Energien  $E_{vis}^{REC}$  in Richtung zu niedriger Energien, als direkte Folge der entsprechenden



**Abbildung 8.20:** Energieauflösung des Target–Trackers unter Betrachtung aller durchdrungenen Szintillatorstreifen. Zugrunde liegen 16 000 simulierte tief–inelastische  $\nu_\mu$ –NC–Reaktionen im Bleitarget.

Unterschätzung der Energie in den einzelnen Streifen, zu erkennen. Die größten Abweichungen von  $E_{vis}^{REC}$  gegenüber der simulierten im Target–Tracker sichtbaren Energie in Abbildung 8.19 liegen im Bereich oberhalb von  $E_{vis}^{MC} = 1$  GeV.

Die Betrachtung von tief–inelastischen  $\nu_\mu$ –CC–Reaktionen ist für die Schaueranalyse im OPERA–Target ebenso von Bedeutung wie die von NC–Reaktionen, da auch hier die Möglichkeit einer Schauerbildung besteht. Sie zeigt jedoch qualitativ keine Abweichung von den Abbildungen 8.19 und 8.20 und auch quantitativ ist der Unterschied gering, so dass die entsprechenden Abbildungen B.1 und B.2 dem Anhang B zu entnehmen sind.

Für tief–inelastische Streuereignisse der CNGS–Myon–Neutrinos im Bleitarget wird insgesamt ein RMS der Energieauflösung des Target–Trackers von unter 10% erreicht (siehe Abbildung 8.20 und B.2).

## Kapitel 9

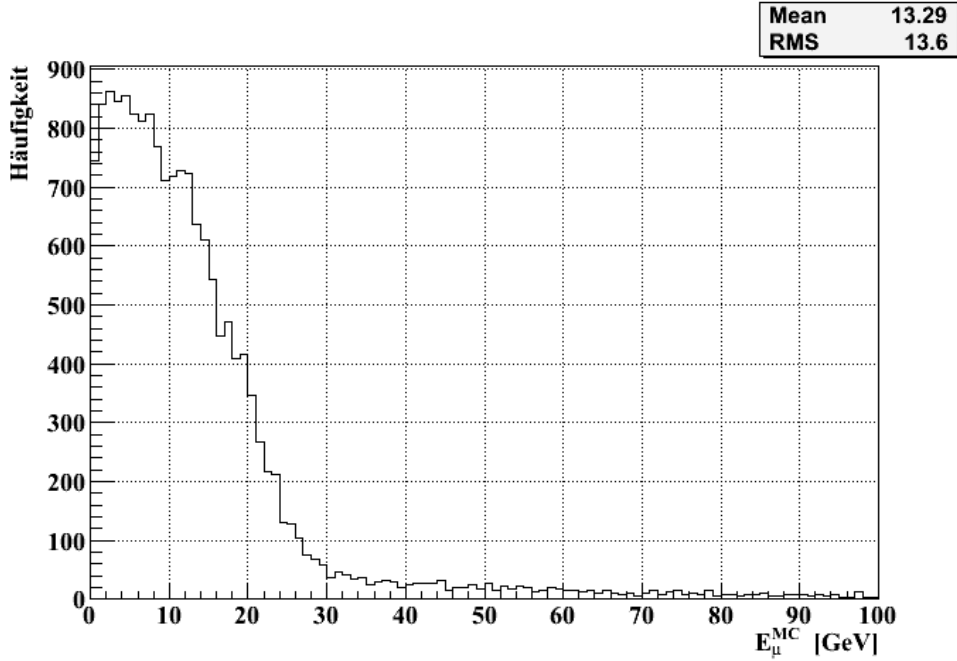
# Energierекonstruktion hadronischer Schauer im OPERA-Target

Wie in Kapitel 8 beschrieben, kann die in den Target-Trackern deponierte Energie  $E_{vis}^{hs}$  sehr genau aus den gemessenen Pulshöhen in den Photomultipliern rekonstruiert werden. In die in diesem Kapitel durchgeführte Schauer-Energierекonstruktion gehen dabei ausschließlich isolierte Hadron-Schauer im Fiducial Volume ein (siehe Kapitel 7). Für eine Rekonstruktion der gesamten hadronischen Schauerenergie  $E_{hs}$  (3.5) aus  $E_{vis}^{hs}$  müssen die Kalorimeter jedoch kalibriert werden und eventueller longitudinaler Leakage unter Verwendung der RPCs im Spektrometer abgeschätzt werden. In diesem Kapitel werden Kalibrierung, Leakage-Abschätzung sowie die Genauigkeit der Schauerenergie-Rekonstruktion beschrieben. Abschließend folgt ein Vergleich der aus simulierten und realen Ereignissen rekonstruierten Energiespektren.

### 9.1 Kalibrierung der hadronischen OPERA-Kalorimeter

Für eine Kalibrierung der Kalorimeter muss gewährleistet sein, dass der Hadron-Schauer vollständig in einem der beiden Kalorimeter enthalten ist. Es werden daher an dieser Stelle ausschließlich Ereignisse betrachtet, deren primärer Vertex im Fiducial Volume liegt und die, außer einem Myon im Falle einer CC-Reaktion, keinen Teilchendurchgang in den RPCs detektiert haben. Dadurch werden longitudinale und laterale Schauerverluste weitestgehend vermieden. Nach der Bestimmung der sichtbaren Energie des Hadron-Schauers  $E_{vis}^{hs}$  im Target-Tracker muss gegebenenfalls die vom Myon in den Szintillatoren deponierte Energie abgezogen werden. Das in simulierten Ereignissen bekannte Myon-Energiespektrum ist in Abbildung 9.1 gezeigt und der Energieverlust von Myonen in Materie durch Ionisation gemäß der Bethe-Bloch-Gleichung (3.4) in Abbildung 3.2.

Ein Vergleich des Myon-Spektrums mit der Bethe-Bloch-Kurve zeigt, dass die



**Abbildung 9.1:** Energiespektrum des Myons mit der höchsten Energie innerhalb eines CC-Ereignisses in 18 000 simulierten tief-inelastischen  $\nu_\mu$ -CC-Streuereignissen im Bleitarget.

Myonen meist minimal-ionisierend oder nahezu minimal-ionisierend sind. Die Abweichung von der Energiedeposition eines minimal-ionisierenden Teilchens in 1 cm Polystyren von 2,15 MeV liegt unter 7%. In echten Ereignissen wird der Myon-Impuls über den Kalman-Algorithmus rekonstruiert. Trotz der hohen Impulsauflösung des PT von ca. 25% ist dieser Fehler, und damit der Fehler in der daraus berechneten Energiedeposition, größer als der aus der Annahme eines minimal-ionisierenden Teilchens folgende. Daher werden im Falle einer CC-Reaktion pro zusätzlich vom Myon durchdrungener Szintillator-Ebene stets 2,15 MeV von  $E_{vis}^{hs}$  abgezogen.

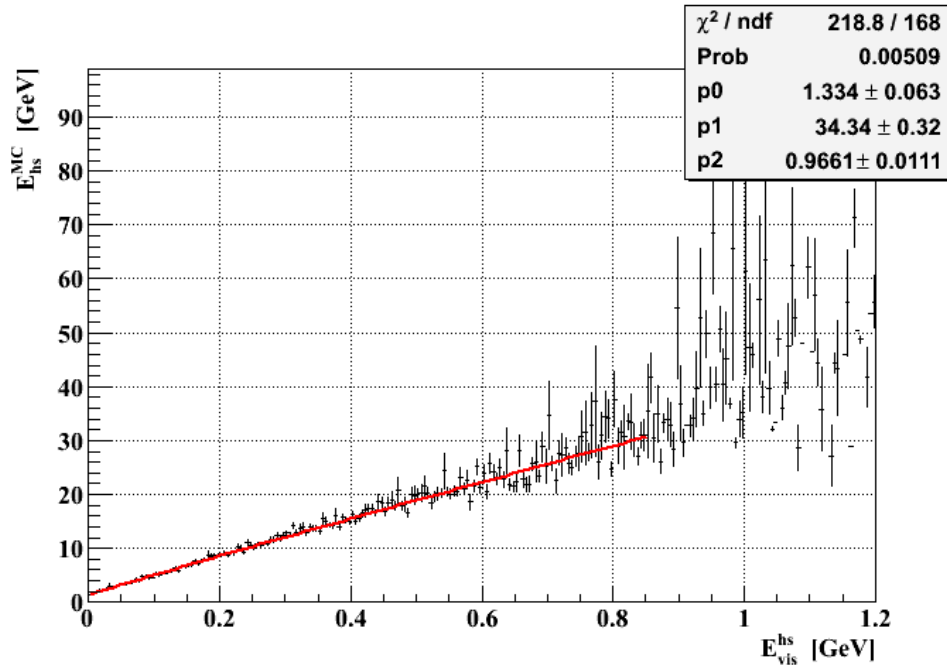
Um den Zusammenhang zwischen primärer Schauerenergie  $E_{hs}$  und sichtbarer Schauerenergie herzustellen, muss  $E_{hs}$  bekannt sein. In simulierten Ereignissen wird  $E_{hs}^{MC}$  aus der Differenz zwischen der Primärenergie des Ereignisses und der Energie des auslaufenden Leptons berechnet, wobei an dieser Stelle daran erinnert wird, dass die nach Abzug der Leptonenergie verbleibende Energie eine Schwelle von etwa  $E_{min} = 1,3$  GeV überschreiten muss, damit eine Schauerentwicklung möglich ist (siehe Kapitel 3.2.1). In Abbildung 9.2 ist  $E_{hs}^{MC}$  gegenüber der rekonstruierten sichtbaren Schauerenergie  $E_{vis}^{hs}$  aufgetragen, wobei der Fehler in  $E_{hs}^{MC}$  die Standardabweichung vom Mittelwert ist.

Den Punkten überlagert ist eine Kalibrationskurve mit drei Fitparametern  $p_0$ ,  $p_1$  und  $p_2$ :

$$E_{hs} = p_0 + p_1 \cdot \left(E_{vis}^{hs}\right)^{p_2} . \quad (9.1)$$

Ein von Null verschiedener Y-Achsenabschnitt  $p_0 = (1,33 \pm 0,06)$  GeV spiegelt die Tatsache wider, dass eine Mindestenergie für eine Schauerbildung nötig ist. Unterhalb dieses Wertes sind einzelne Einträge im Target-Tracker zwar wahrscheinlich,





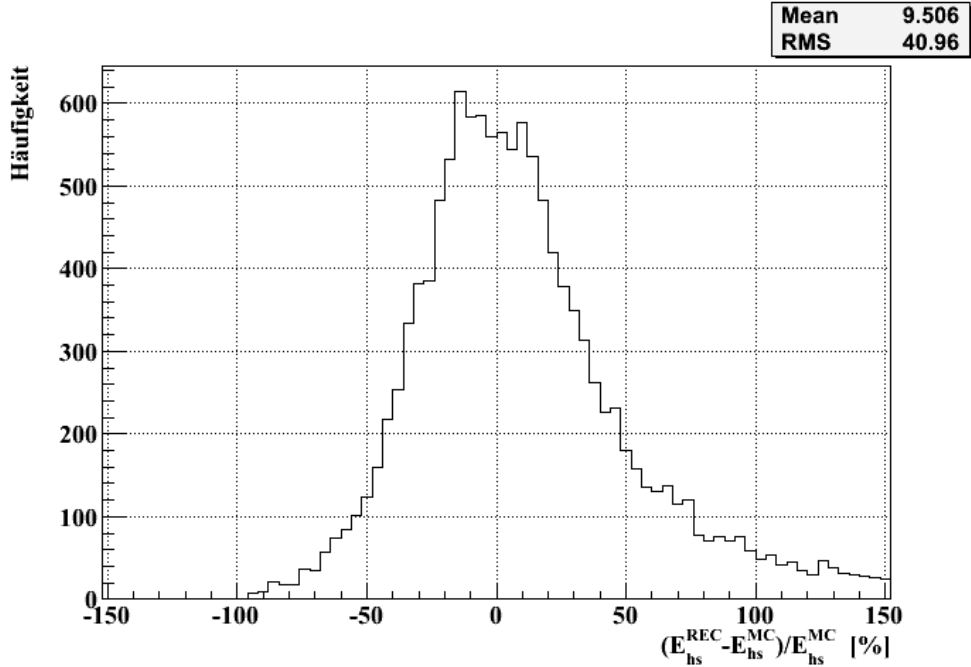
**Abbildung 9.2:** Zusammenhang zwischen simulierter Schauerenergie  $E_{hs}^{MC}$  und rekonstruierter im TT nachweisbarer Energie  $E_{vis}^{hs}$ . Die Fehlerbalken entsprechen dem jeweiligen RMS vom Mittelwert. An die Punkte angepasst ist eine Funktion mit drei Parametern ( $p_{0,1,2}$ ). Die MC-Werte stammen aus 18 000 simulierten tief-inelastischen  $\nu_\mu$ -CC- und 5 400  $\nu_\mu$ -NC-Reaktionen im Blei.

doch sind dies keine Schauerereignisse und gehen daher nicht in die Analyse ein. Ansonsten ist der Zusammenhang zwischen sichtbarer und primärer Schauerenergie nahezu linear, wobei  $E_{vis}^{hs}$  mit einem Faktor  $p_1 = 34,34 \pm 0,32$  multipliziert wird. Der dritte Fitparameter  $p_2 = 0,97 \pm 0,01$  im Exponenten von  $E_{vis}^{hs}$  berücksichtigt unter anderem, dass der Anteil sichtbarer Energie nicht konstant ist, sondern mit der Primärenergie steigt (siehe Kapitel 3.2.2). Diese Korrektur ist jedoch sehr klein, da nur ein kleiner Energiebereich von  $E_{vis}^{hs}$  zugänglich ist. Die Kurve (9.1) ist nur an Werte bis  $E_{vis}^{hs} = 0,85$  GeV, entsprechend einem Wert von ca.  $E_{hs}^{MC} = 31$  GeV, angepasst. Bei unter 3,5% der Ereignisse ohne longitudinalen Leckverlust erreicht die sichtbare Energie höhere Werte.

### 9.1.1 Genauigkeit der Energierekonstruktion von Hadron-Schauern im Targetbereich

Für eine Überprüfung der Rekonstruktionsgenauigkeit hadronischer Schauerenergie unter Anwendung von (9.1) werden simulierte Ereignisse verwendet, die nicht der Kalibrierung dienen. Desweiteren werden auch an dieser Stelle nur Schauerereignisse betrachtet. Daher hat die simulierte Primärenergie  $E_{hs}^{MC}$  einen Minimalwert von 1,3 GeV.

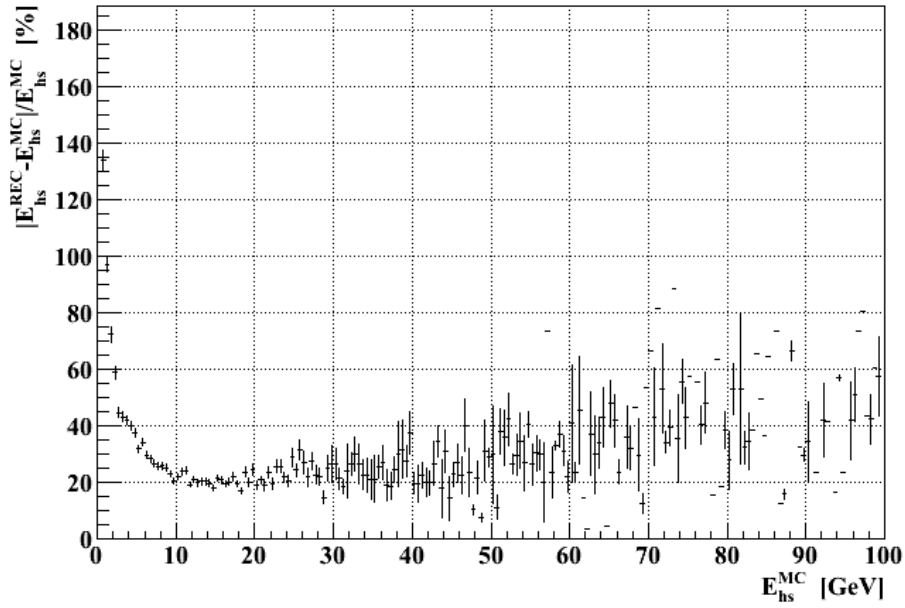
Abbildung 9.4 zeigt für jedes Schauerereignis die auf  $E_{hs}^{MC}$  normierte Differenz zwischen der über (9.1) rekonstruierten Energie  $E_{hs}^{REC}$  und der tatsächlichen Energie  $E_{hs}^{MC}$ .



**Abbildung 9.3:** Energieauflösung der hadronischen Kalorimeter für vollständig in einem Kalorimeter enthaltene Schauer. Zugrunde liegen 18 000 simulierte tief-inelastische  $\nu_\mu$ -CC-Reaktionen und 5 400 tief-inelastische  $\nu_\mu$ -NC-Reaktionen im Bleitarget.

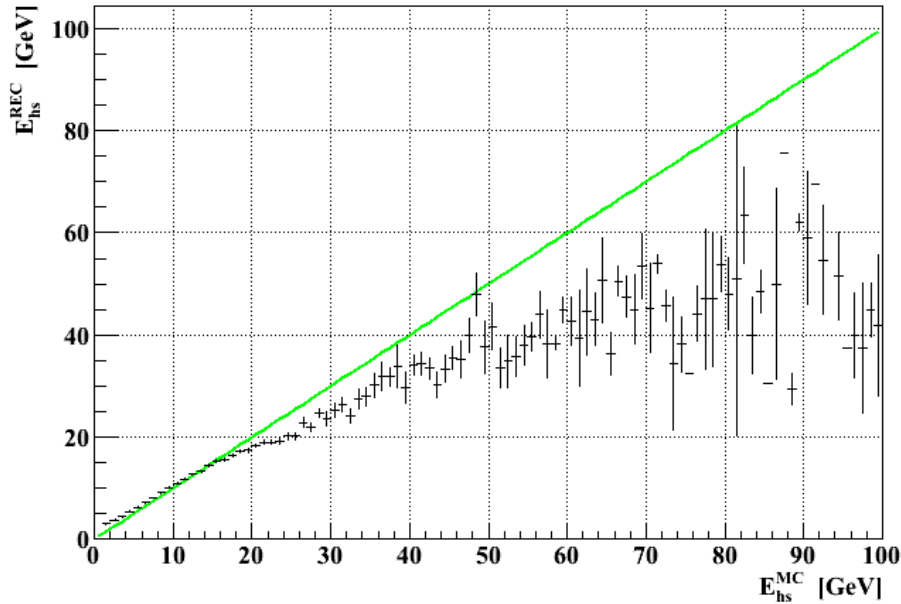
Der RMS-Wert der Verteilung entspricht der Energieauflösung der durchgeführten hadronischen Schauer-Energierückgewinnung. Die Auflösung erreicht ca. 41%. Um beurteilen zu können, in welchen Ereignissen die Abweichung von  $E_{hs}^{REC}$  gegenüber  $E_{hs}^{MC}$  in der Größenordnung von 100% liegt, ist in Abbildung 9.4 die Energieauflösung gegenüber der simulierten Schauerenergie aufgetragen.

Im Bereich zwischen 5 GeV und etwa 36 GeV liegt die Auflösung unterhalb von 30%. Das entspricht rund 61% aller Schauerereignisse ohne longitudinalen Leakage. Eine maximale Auflösung von rund 20% wird zwischen 8 GeV und 18 GeV erreicht. Zu einer Verschlechterung der in Abbildung 9.3 gezeigten mittleren Auflösung führen besonders niederenergetische Schauerereignisse mit Primärenergien unterhalb von 5 GeV. Die in Abbildung 9.4 gezeigte deutliche Unsicherheit in der Energierückgewinnung im Falle weniger GeV ist unter anderem auf die grobe Segmentierung des Kalorimeters zurückzuführen, die zu hohen Samplingfluktuationen bei niedrigen Energien führt (siehe Kapitel 3.3.2). Energien oberhalb von 36 GeV werden nur in knapp unter 4% aller Ereignisse ohne Leakage erreicht. Die vergleichsweise niedrige Statistik führt zu einer großen Unsicherheit im Mittelwert der zu einem Schauerenergie-Intervall gehörigen Auflösung. Für Energien dieser Höhe kann daher



**Abbildung 9.4:** Absolutwert der Energieauflösung der hadronischen Kalorimeter in Abhängigkeit der primären Schauerenergie  $E_{hs}^{MC}$  ohne Schauerverluste. Die MC-Werte entstammen 18 000 simulierten tief-inelastischen  $\nu_{\mu}$ -CC- und 5 400  $\nu_{\mu}$ -NC-Ereignissen im Blei.

an dieser Stelle keine Aussage getroffen werden. Die beschriebene Abhängigkeit des Fehlers in der Energierekonstruktion von der Primärenergie spiegelt sich in Abbildung 9.5 wider.

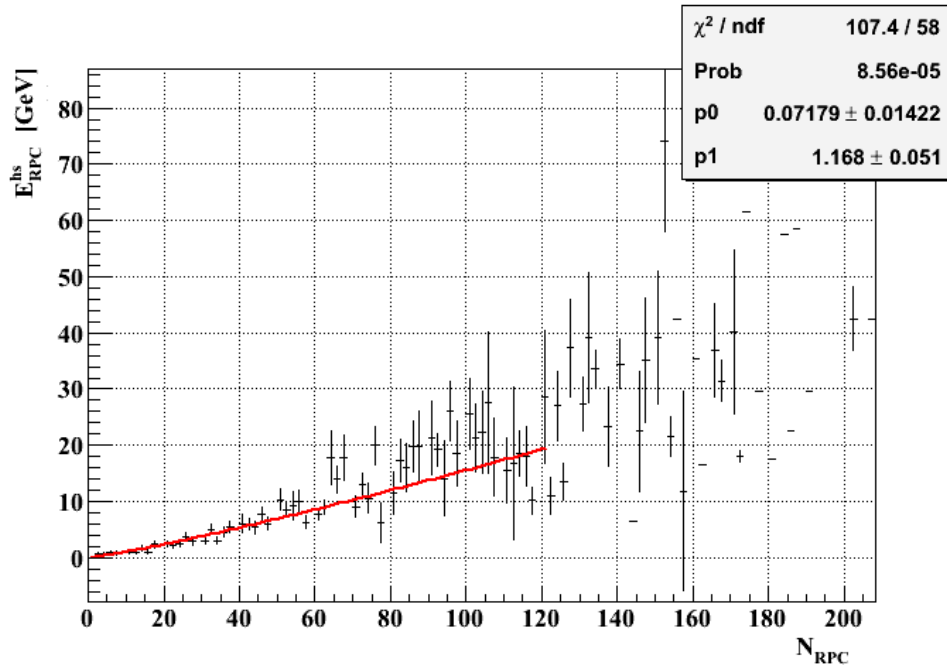


**Abbildung 9.5:** Rekonstruierte Primärenergie  $E_{hs}^{REC}$  gegenüber tatsächlicher Primärenergie  $E_{hs}^{MC}$  für Ereignisse ohne Schauerverluste. Die Fehlerbalken entsprechen dem RMS des jeweiligen Mittelwertes. Eingegangen sind 18 000 tief-inelastische  $\nu_{\mu}$ -CC- und 5 400  $\nu_{\mu}$ -NC-Streueignisse im Bleitarget.

Hier ist die rekonstruierte Schauerenergie  $E_{hs}^{REC}$  gegenüber der simulierten Energie  $E_{hs}^{MC}$  aufgetragen. Zusätzlich eingezeichnet ist die Winkelhalbierende, die den Kurvenverlauf für  $E_{hs}^{REC} = E_{hs}^{MC}$  wiedergibt. Für sehr niedrige Primärenergien zeigen rekonstruierter und tatsächlicher Wert entsprechend der schlechteren Auflösung eine zunehmende Abweichung voneinander. Oberhalb weniger GeV bis hin zu 20 GeV stimmen die Werte jedoch sehr gut überein.

## 9.2 Integration der RPCs in die Kalibrierung

Über (9.1) kann nur in weniger als die Hälfte aller realen Schauerereignisse die Primärenergie eines Hadron-Schauers rekonstruiert werden (siehe Tabelle 7.2), da in den übrigen Ereignissen Schauerteilchen das Target verlassen und Energie im Spektrometer deponiert haben. Um auch diese Ereignisse berücksichtigen zu können, wird der Zusammenhang zwischen der Anzahl an Streifen innerhalb der RPCs, in denen der Durchgang geladener Teilchen detektiert wurde, und der im Spektrometer deponierten Schauerenergie  $E_{RPC}^{hs}$  untersucht. Da die im Target deponierte Energie nun über (9.1) rekonstruiert werden kann, wird  $E_{RPC}^{hs}$  aus der Differenz von primärer Schauerenergie und im Target deponierter Energie ermittelt. Die berechneten Werte von  $E_{RPC}^{hs}$  sind in Abbildung 9.6 gegenüber der jeweiligen Anzahl  $N_{RPC}$  an RPC-Streifen aufgetragen.



**Abbildung 9.6:** Zusammenhang zwischen longitudinalem Energieverlust  $E_{RPC}^{hs}$  und Anzahl an signalgebenden RPC–Streifen  $N_{RPC}$ . Verwendet wurden 18 000 tief–inelastische  $\nu_{\mu}$ –CC– und 5 400  $\nu_{\mu}$ –NC–Reaktionen im Bleitarget.

Die durch senkrechte Balken in Abbildung 9.6 markierte Standardabweichung vom Mittelwert von  $E_{RPC}^{hs}$  für eine bestimmte Anzahl an RPC–Streifen wächst auf Grund fehlender Statistik mit zunehmendem  $N_{RPC}$ . Werte oberhalb von 120 RPC–Streifen gehen auf Grund der großen Unsicherheiten nicht in die überlagerte Funktion ein. Die angepasste Funktion hat zwei freie Parameter:

$$E_{RPC}^{hs} = p_3 \cdot (N_{RPC})^{p_4} . \quad (9.2)$$

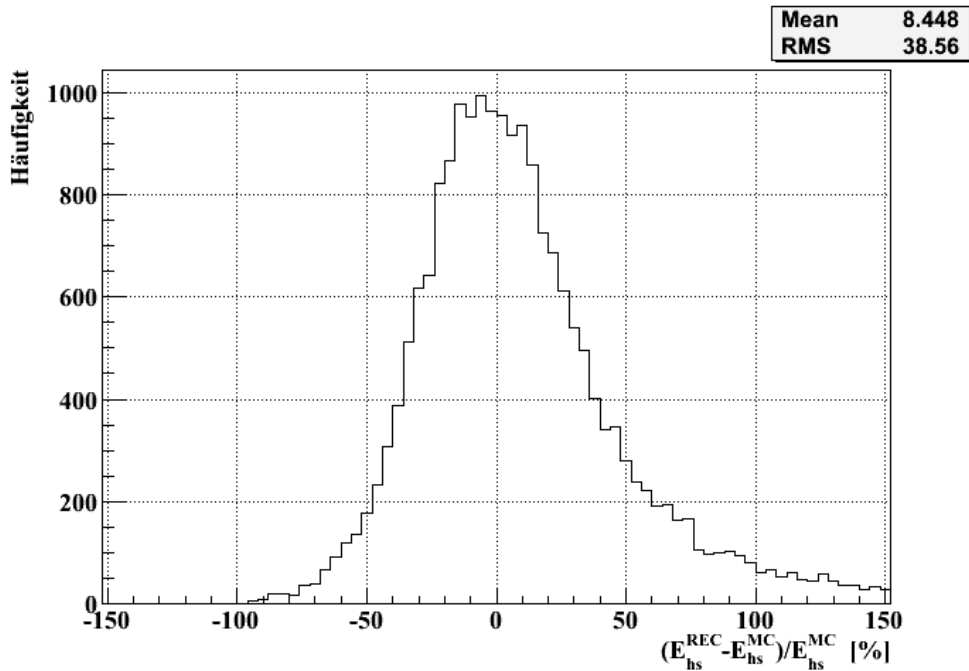
Wurde in keinem der RPCs ein Schauerteilchen registriert, so wird davon ausgegangen, dass die Schauerenergie vollständig im Target deponiert ist. Daher liegt in diesem Fall der Y–Achsenabschnitt im Ursprung. Im Gegensatz zu (9.1) geht in (9.2) nicht die sichtbare Energie ein, sondern lediglich die Anzahl durchdrungener RPC–Streifen. Die Bedeutung des Exponenten  $p_4$  ist daher eine andere als in Kapitel 9.1.  $N_{RPC}$  ist ein Maß für die räumliche Ausdehnung des Schauers. Die Schauerlänge (3.10) wächst logarithmisch mit der Energie. Daraus folgend wächst die nötige Primärenergie exponentiell mit der Eindringtiefe des Schauers. Dieser Aspekt wird im exponentiellen Anstieg von  $E_{RPC}^{hs}$  mit steigendem  $N_{RPC}$  berücksichtigt, wobei der Wert  $p_4 = 1,17 \pm 0,05$  ist. Der Faktor  $p_3$  beträgt  $(0,07 \pm 0,01)$  GeV.

Die gesamte Energie des Hadron–Schauers wird durch Addition der im Target und der im Spektrometer rekonstruierten Energiedeposition (9.1) und (9.2) bestimmt:

$$E_{hs} = p_0 + p_1 \cdot (E_{vis}^{hs})^{p_2} + p_3 \cdot (N_{RPC})^{p_4} . \quad (9.3)$$

### 9.2.1 Genauigkeit der Energierückbau unter Einschluss von Schauern mit RPC-Einträgen

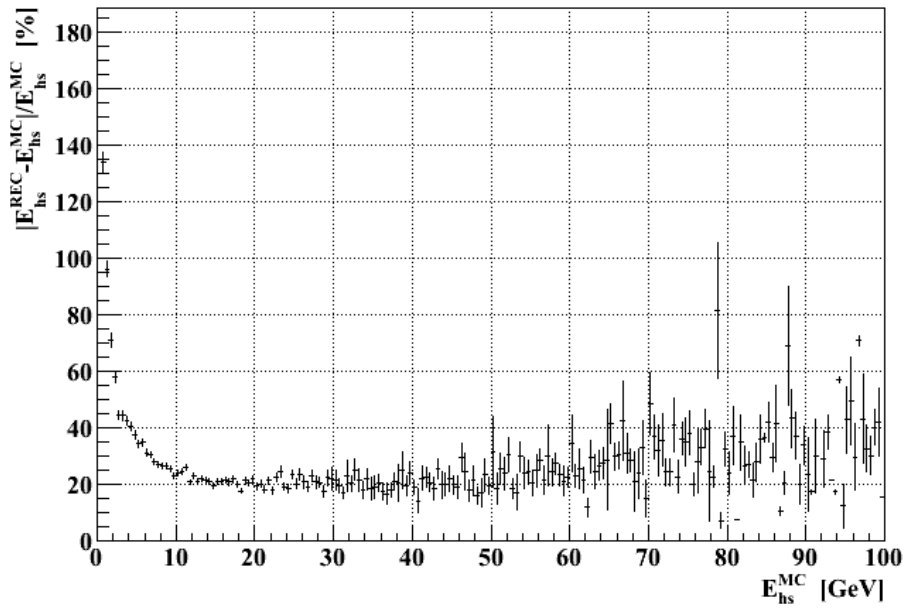
Unter Einbeziehung der Ereignisse, in denen sich der hadronische Schauer bis ins Spektrometer ausgebreitet hat, verbessert sich die Auflösung von ca. 41% auf ca. 39% obwohl keine Signalhöhe pro RPC-Auslesekanal eingegangen ist, sondern lediglich ihre Anzahl (siehe Abbildung 9.7).



**Abbildung 9.7:** Energieauflösung der hadronischen Kalorimeter unter Einschluss der RPCs bei Hadron-Schauern mit longitudinale Leakage. Zugrunde liegen 18 000 simulierte tief-inelastische  $\nu_\mu$ -CC- und 5 400  $\nu_\mu$ -NC-Streuereignisse im Blei des Targets.

Die höhere Energieauflösung lässt sich dadurch begründen, dass durch die Vergrößerung des effektiven Kalorimetervolumens mehr Ereignisse mit hohen Schauerenergien in die Analyse eingehen und sich die Auflösung eines hadronischen Kalorimeters mit steigender Primärenergie verbessert (siehe Kapitel 3.3.2). Besonders deutlich wird diese Tatsache bei einer erneuten Betrachtung der Energieauflösung gegenüber der simulierten Primärenergie  $E_{hs}^{MC}$  in Abbildung 9.8.

Während in Abbildung 9.4 bereits ab 20 GeV Anfangsenergie die Ungenauigkeit in der Energierückbau zunimmt, liegt sie in Abbildung 9.8 noch bis 50 GeV unter 30%. Bei Ereignissen mit einer Primärenergie von wenigen GeV führt die zusätzliche Betrachtung der RPCs zu keiner Verbesserung der Rekonstruktionsgenauigkeit, da die entsprechenden Schauer in den wenigsten Fällen den Targetbereich verlassen. Auch hier verschlechtert sich die Energieauflösung unterhalb von etwa 5 GeV stark. Bezogen auf alle Schauerereignisse mit einem primären Vertex im OPERA-Target liegen ca. 68% der Ereignisse im Intervall zwischen 5 GeV

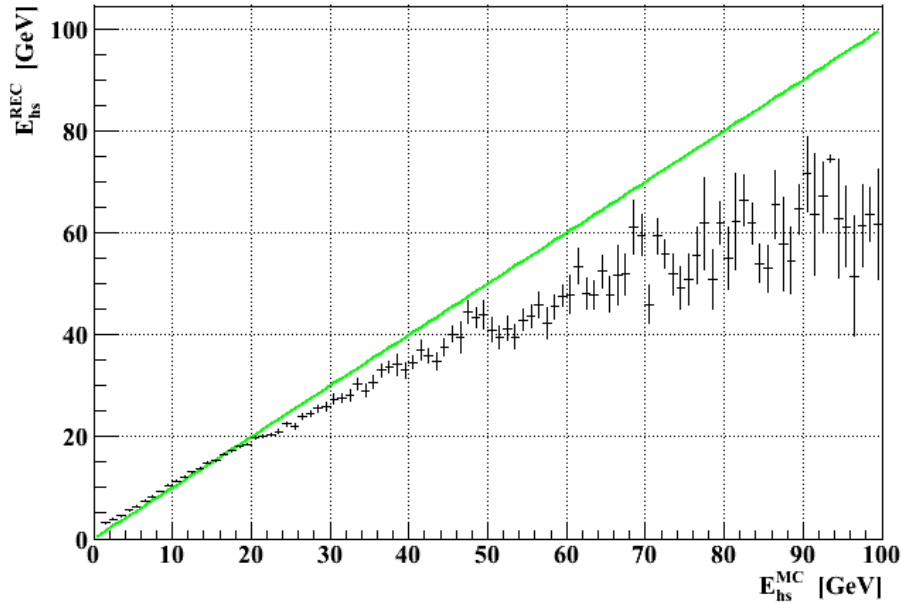


**Abbildung 9.8:** Absolutwert der Energieauflösung der hadronischen Kalorimeter unter Einchluss der RPCs in Abhängigkeit der primären Schauerenergie  $E_{hs}^{MC}$ . Die MC-Werte entstammen 18 000 simulierten tief-inelastischen  $\nu_{\mu}$ -CC- und 5 400  $\nu_{\mu}$ -NC-Reaktionen im Blei.

und 50 GeV und können unter Verwendung der rekonstruierten Energiedeposition in den Szintillatoren des Target-Trackers und der Anzahl an Einträgen in den RPC-Wänden des Myon-Spektrometers mit hoher Genauigkeit rekonstruiert werden.

In Abbildung 9.9 werden erneut die rekonstruierten Energiewerte  $E_{hs}^{REC}$  mit den tatsächlichen Werten  $E_{hs}^{MC}$  verglichen. Entsprechend der verbesserten Auflösung für hohe Energien liegen die Werte von  $E_{hs}^{REC}$  zwischen 20 GeV und 50 GeV dichter an den Werten von  $E_{hs}^{MC}$  als in Abbildung 9.5.

Durch die zusätzliche Betrachtung der Einträge in den RPCs kann die Primärenergie für alle Schauerereignisse im Fiducial Volume ermittelt werden. Das entspricht einer Erhöhung der Anzahl an Ereignissen in denen die Schauerenergie rekonstruiert werden kann um etwa einen Faktor 1,4 (siehe Tabelle 7.2).



**Abbildung 9.9:** Rekonstruierte Primärenergie  $E_{hs}^{REC}$  gegenüber tatsächlicher Primärenergie  $E_{hs}^{MC}$  aller Schauerereignisse mit primärem Vertex im Bleitarget. Die Fehlerbalken entsprechen dem RMS des jeweiligen Mittelwertes. Eingegangen sind 18 000 simulierte tiefinelastische  $\nu_{\mu}$ -CC- und 5 400  $\nu_{\mu}$ -NC-Streuerereignisse im Bleitarget.

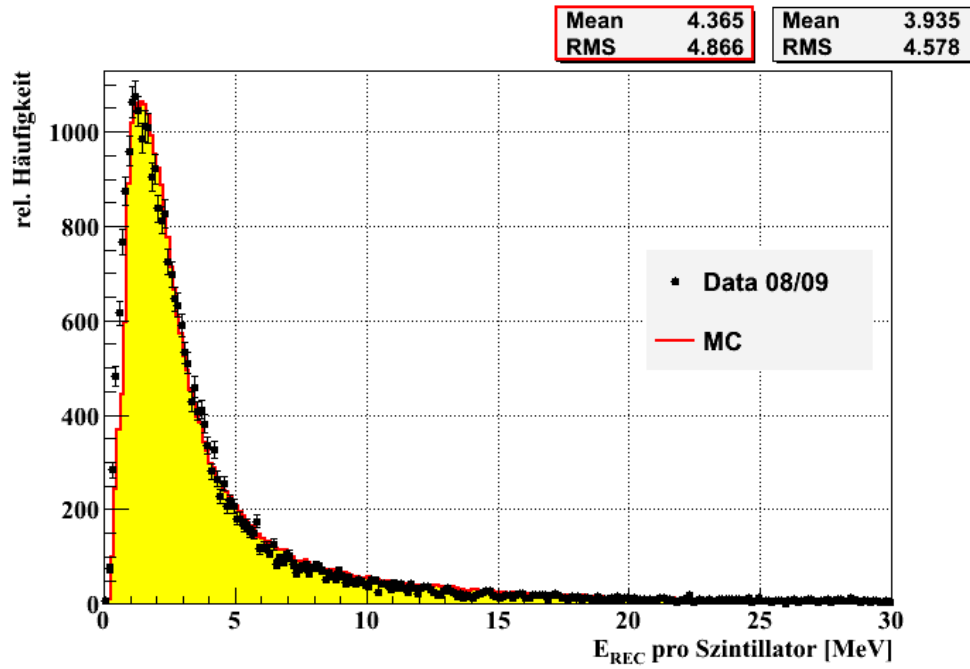
### 9.3 Vergleich von Simulation und Daten

Die Rekonstruktion der Schauerenergie über (8.22) und (9.3) wurde für sämtliche Schauerereignisse aus den zur Verfügung stehenden Daten aus 2008 und 2009 sowie für simulierte Ereignisse aller Ereignisklassen im Blei in den entsprechenden im OPERA-Target erwarteten Anteilen durchgeführt. Ein Vergleich der aus den einzelnen Rekonstruktionsschritten resultierenden Energiespektren ist in den Abbildungen 9.10 bis 9.13 dargestellt, wobei die Anzahl simulierter Ereignisse jeweils auf die Anzahl echter Ereignisse skaliert ist.

In Abbildung 9.10 sind die über (8.2) und (8.3) für 3D-Spuren rekonstruierten Spektren der in einem Szintillatorstreifen des Target-Tracker deponierten Energie dargestellt. Ein Vergleich zwischen Daten in Simulation zeigt in dieser Darstellung eine sehr gute Übereinstimmung. Zur Verdeutlichung ist die gleiche Abbildung zusätzlich in Abbildung 9.11 mit einer logarithmischen Darstellung der y-Achse gezeigt.

Abbildung 9.12 zeigt einen Vergleich der Energiespektren von  $E_{vis}$  für Daten und Simulation. Trotz einer hohen Energieauflösung von rund 10% (siehe Kapitel 8.4.2) ist die rekonstruierte Energie in echten Ereignissen im Mittel höher. Dieser Unterschied ist unter anderem darauf zurückzuführen, dass für die Kalibrierung des TT für Daten das Mittel zweier Exponentialfunktionen verwendet wurde.





**Abbildung 9.10:** Vergleich der Spektren der rekonstruierten Energiedeposition innerhalb eines Szintillatorstreifens des TT für 3D-Spuren unter Verwendung von (8.2) und (8.3) in simulierten und echten Ereignissen. In die Simulation gehen jeweils 18 000 Streueignisse aller Klassen entsprechend ihrer relativen Häufigkeit im Blei ein.

Abschließend sind die über (9.3) aus  $E_{vis}$  ermittelten Schauerenergiespektren in Abbildung 9.13 dargestellt. Trotz eines Unterschiedes der  $E_{vis}$ -Spektren für Simulation und Daten, werden die Spektren der gesamten Schauerenergie für echte und simulierte Schauerereignisse in guter Übereinstimmung rekonstruiert. Die in dieser Arbeit durchgeführte Rekonstruktion der Primärenergie hadronischer Schauer kann folglich auch auf echte Ereignisse angewendet werden.

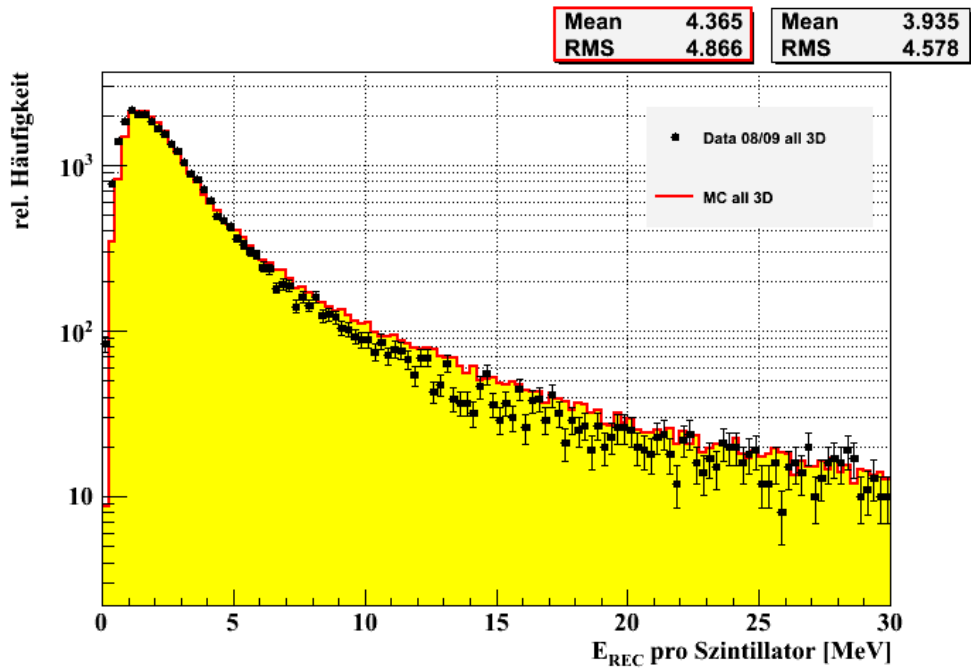


Abbildung 9.11: Vergleich der Spektren der rekonstruierten Energiedeposition innerhalb eines Szintillatorstreifens des TT für 3D-Spuren unter Verwendung von (8.2) und (8.3) in simulierten und echten Ereignissen. In die Simulation gehen jeweils 18 000 Streueignisse aller Klassen entsprechend ihrer relativen Häufigkeit im Blei ein. Die  $y$ -Achse ist logarithmisch dargestellt.

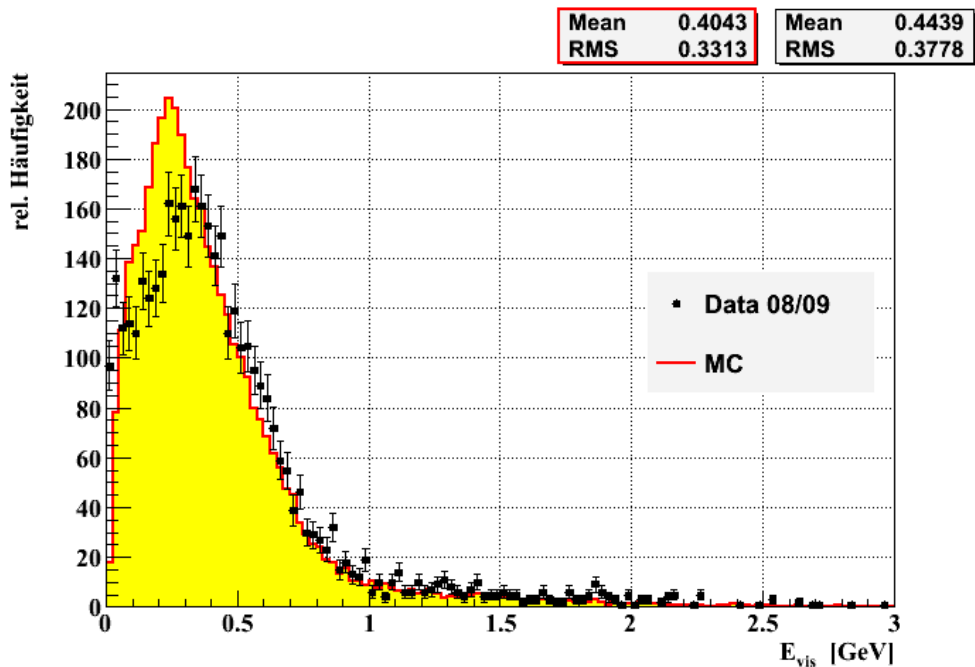
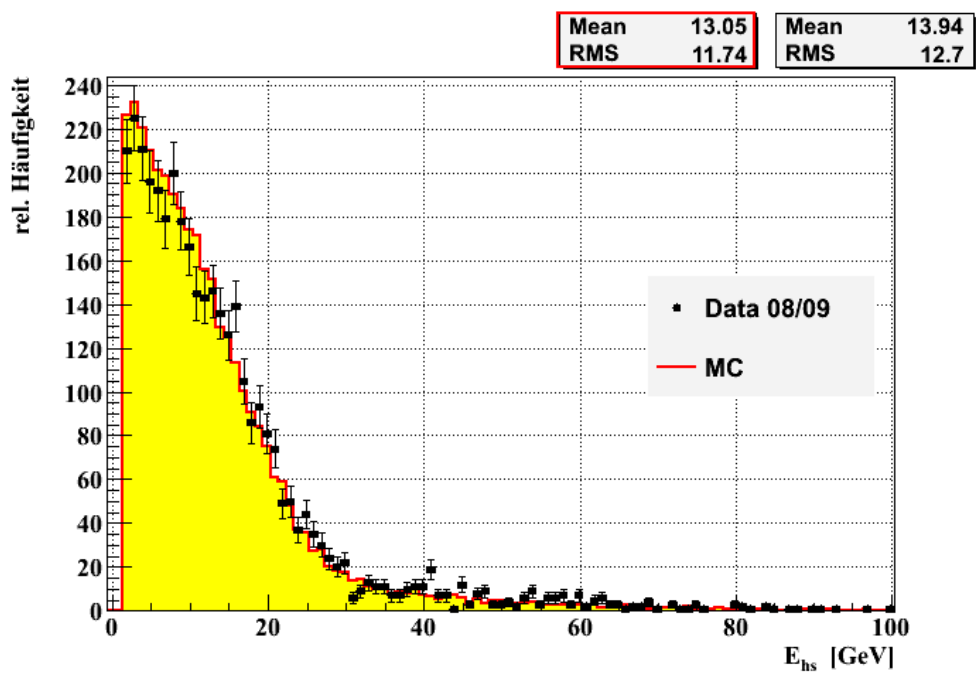


Abbildung 9.12: Vergleich der Spektren rekonstruierter, im TT sichtbarer Energie  $E_{vis}$  unter Verwendung von (8.22) in simulierten und echten Ereignissen. Die simulierten Blei-Ereignisse umfassen jeweils 18 000 Streueignisse aller Klassen und sind entsprechend ihrer relativen Häufigkeit gewichtet.



**Abbildung 9.13:** Vergleich der Schauenergie-Spektren nach einer Rekonstruktion unter Verwendung von (9.3) in simulierten und echten Ereignissen. In die Simulation gehen jeweils 18 000 Streueignisse aller Klassen im Blei ein. Die Ereignisse sind entsprechend ihrer relativen Häufigkeit gewichtet.



# Kapitel 10

## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine Methode zur Erkennung und Isolierung von hadronischen Schauern in Strahlereignissen im Target des OPERA-Detektors entwickelt, die Genauigkeit der Rekonstruktion deponierter Energie in den Target-Tracker-Szintillatoren untersucht und ein Algorithmus zur Schauerenergie-Rekonstruktion entwickelt. In die Analyse gingen Monte Carlo Simulationen aller relevanten Ereignisklassen im Blei des OPERA-Targets ein. Die verschiedenen Klassen wurden zur Vergleichbarkeit mit Daten entsprechend ihrer relativen Häufigkeit im Target gewichtet. Für die Untersuchung echter Ereignisse wurden alle Daten aus dem Jahr 2008 und die Daten bis zur Ereignisnummer 263305 aus dem Jahr 2009 verwendet.

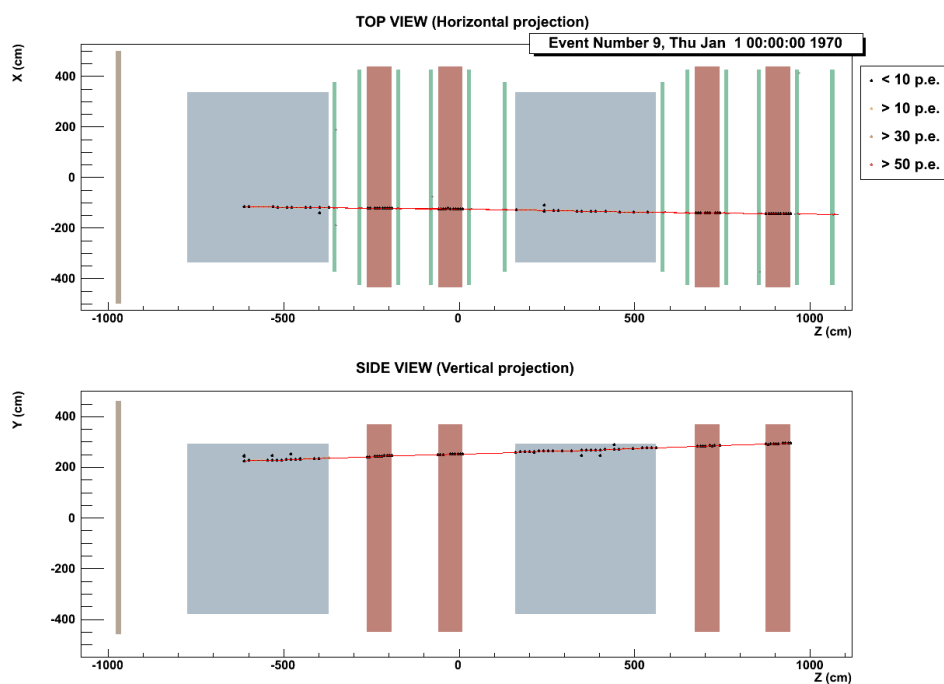
Die Auswertung von Monte Carlo Simulationen und Daten zeigte, dass Hadron-Schauer im Mischmaterial des Absorbers im OPERA-Kalorimeter aus Blei und Fotoemulsionen eine Länge von bis zu ca. 114 cm und in weniger als 5% der Fälle von bis zu fast 140 cm erreichen. Entsprechend werden bis zu 18 bzw. 22 der insgesamt 31 Target-Tracker-Wände eines Supermoduls in Schauerereignissen von Sekundärteilchen durchdrungen. Die Mindestlänge eines Schauers im Targetmaterial beträgt rund 26 cm und führt zu 3 durchquerten Szintillatorwänden. Bei einer Schauerentwicklung wird dabei im Mittel in 8 Szintillatorstreifen pro Target-Tracker-Ebene ein Lichtsignal ausgelöst. Unter Verwendung der Schauergeometrie konnte in ca. 15% der realen Ereignisse ein Schauer festgestellt werden, wobei Schauerereignisse ca. 85% aller Blei-Ereignisse ausmachen. Von den beobachteten Hadron-Schauern breiten sich etwa 59% bis ins Myon-Spektrometer hinter dem jeweiligen Kalorimeter aus. Durch Hinzunahme der elektronischen Detektoren des entsprechenden Spektrometers, den RPCs, konnte das effektive Kalorimetervolumen vergrößert werden und die Primärenergie aller hadronischen Schauer mit einem primären Vertex im Fiducial Volume kann rekonstruiert werden.

Untersuchungen zeigten, dass mit Hilfe des von C. Jollet *et al.* [Jol09b] entwickelten Algorithmus zur Rekonstruktion der Energiedeposition in den Szintillatorstreifen die im Kalorimeter sichtbare Energie mit einer Genauigkeit von bis zu 10% bestimmt werden kann. Die auf der sichtbaren Schauerenergie und der

Anzahl an RPC–Streifen, die von Schauerteilchen durchquert wurden, aufbauende Schauerenergie–Rekonstruktion erreicht eine Auflösung von ca. 39% über den gesamten im OPERA–Target möglichen Energiebereich von etwa 1,3 GeV bis ca. 100 GeV. Die rekonstruierten Energiespektren der Primärenergie hadronischer Schauer in simulierten und echten Ereignissen zeigen eine gute Übereinstimmung für sowohl niedrige als auch hohe Energien.

## Anhang A

# Darstellung einer QES-CC-Reaktion im OPERA-Display



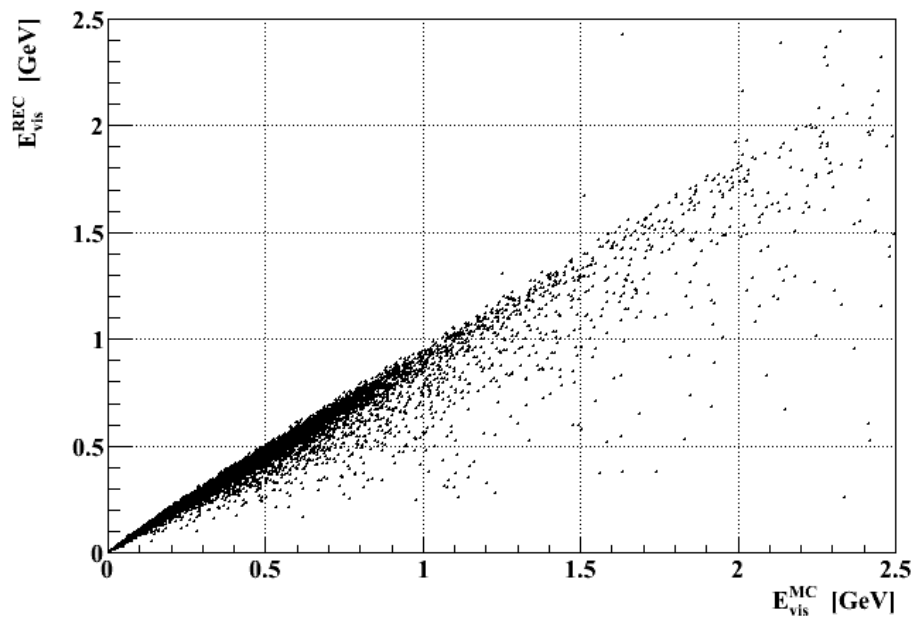
**Abbildung A.1:** Darstellung in der XZ-Ebene (oben) und der YZ-Ebene (unten) einer simulierten quasielastischen CC-Reaktion.



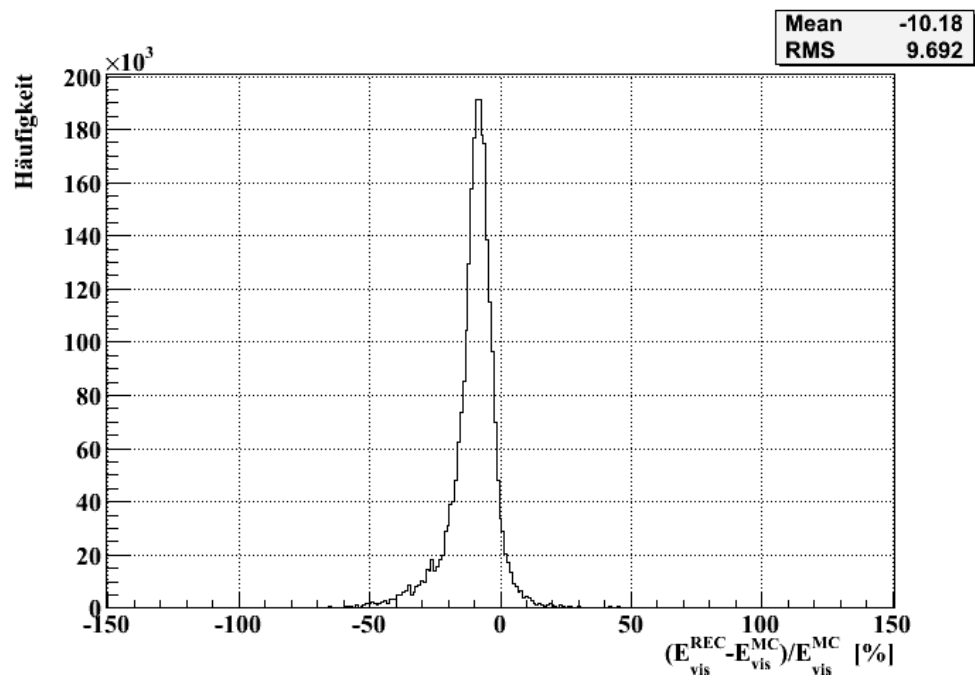


## Anhang B

# Rekonstruktionsgenauigkeit von $E_{vis}$ für $\nu_\mu$ -CC-Reaktionen



**Abbildung B.1:** Vergleich der im Target-Tracker simulierten ( $E_{vis}^{MC}$ ) und rekonstruierten ( $E_{vis}^{REC}$ ) sichtbaren Energie unter Verwendung aller durchdrungenen Szintillatorstreifen. Betrachtet werden 16 000 simulierte tief-inelastische  $\nu_\mu$ -CC-Reaktionen im Blei des OPERA-Targets.



**Abbildung B.2:** Energieauflösung des Target-Trackers unter Betrachtung aller durchdrungenen Szintillatorstreifen. Zu Grunde liegen 16 000 simulierte tief-inelastische  $\nu_\mu$ -CC-Reaktionen im Bleitarget.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynman-Diagramm eines NC- bzw. CC-Prozesses . . . . .	8
3.1	Diagramm einer tief-inelastischen CC- bzw. NC-Reaktion . . . . .	15
3.2	Kernspaltung mit anschließender Evaporation . . . . .	19
3.3	Schematische Darstellung einer hadronischen Teilkaskade . . . . .	20
3.4	Kernspaltung mit anschließender Evaporation . . . . .	21
3.5	Natürliche Skalen elektromagnetischer und hadronischer Schauer . . .	23
3.6	Idealisiertes longitudinales Schauerprofil . . . . .	23
3.7	Prinzipieller Aufbau eines Sampling-Kalorimeters . . . . .	26
4.1	Schematische Darstellung des Flugweges der Neutrinos . . . . .	29
4.2	Übergangswahrscheinlichkeit $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}$ bei $E = 18$ GeV . . . . .	31
4.3	3D-Darstellung der CNGS-Anlage . . . . .	32
4.4	Vertikaler Schnitt des CNGS-Tunnelsystems . . . . .	32
4.5	Schematischer Aufbau des CNGS-Projekts. . . . .	33
4.6	Schematische Darstellung des OPERA-Detektors . . . . .	35
4.7	Schematischer Aufbau eines OPERA-Bricks . . . . .	36
4.8	Schematische Ansicht zweier Bricks, deren CS und einem Ausschnitt einer TT-Wand . . . . .	38
4.9	Magnet eines Myon-Spektrometers . . . . .	39
4.10	Querschnitt einer RPC . . . . .	40
4.11	Seitenansicht des Myon-Spektrometers . . . . .	42
4.12	OPERA-PT Driftröhrenmodule . . . . .	42
4.13	Schematisch dargestellte Myonspur im OPERA-Spektrometer . . . . .	43
4.14	Langer und kurzer Zerfall eines Tau-Leptons im ECC-Quader . . . . .	45
4.15	Wahrscheinlichkeit für die Entdeckung einer $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillation . . .	50
5.1	Ausschnitt des OPERA-Kalorimeters . . . . .	51
5.2	Schematische Ansicht einer Plastiksintillator-Wand . . . . .	53
5.3	Detektionsprinzip in einem Szintillatorstreifen . . . . .	54
6.1	Darstellung einer simulierten tief-inelastischen CC-Reaktion . . . . .	58
6.2	Darstellung einer simulierten tief-inelastischen NC-Reaktion . . . . .	58
6.3	Güte der CC- und NC-Ereignis Erkennung . . . . .	60
6.4	Anzahl in Schauerereignissen durchdrungener TT-Wände . . . . .	61
6.5	Digits pro Target-Tracker-Wand . . . . .	62

6.6	Winkel $\theta_{hs}$ der Schauerachse in der YZ-Ebene . . . . .	64
6.7	Winkel $\phi_{hs}$ der Schauerachse in der XZ-Ebene . . . . .	64
8.1	Anzahl an Photoelektronen in Abhängigkeit vom Abstand zum PM . .	72
8.2	Spektren der in den einzelnen Szintillatorstreifen rekonstruierten Energie	73
8.3	Abweichung von $E_L$ gegenüber $E_R$ innerhalb eines Szintillatorstreifens	74
8.4	Energiespektren von $E_L$ und $E_R$ für $\sigma(X) \neq 0$ . . . . .	77
8.5	Differenz zwischen $E_L$ und $E_R$ für $\sigma(X) \neq 0$ . . . . .	77
8.6	Energiespektren von $E_L$ und $E_R$ für $\sigma(Npe) \neq 0$ . . . . .	79
8.7	Differenz zwischen $E_L$ und $E_R$ für $\sigma(Npe) \neq 0$ . . . . .	80
8.8	Energiespektren von $E_L$ und $E_R$ für $\sigma(Npe) \neq 0$ . . . . .	81
8.9	$\sigma(E_{L,R})$ in Abhängigkeit von $X$ . . . . .	81
8.10	Absoluter Fehler in $X_{REC}$ . . . . .	83
8.11	Verlauf der im Modellstreifen deponierten Energie für $\Delta X = 50$ cm . .	84
8.12	Verlauf der im Modellstreifen deponierten Energie für $\Delta X = -270$ cm	85
8.13	Linearität der Ladungsmessung in den PM . . . . .	87
8.14	$\Delta E_{LR}$ in Abhängigkeit der Spurposition im Szintillator . . . . .	88
8.15	$\Delta E_{LR}$ in Abhängigkeit der Spurposition im Szintillator für $Npe_{L,R} < 90$	89
8.16	Güte der Crosstalk-Korrektur . . . . .	90
8.17	Vergleich simulierter und rekonstruierter Energiedeposition in den Szintillatorstreifen . . . . .	91
8.18	Energieauflösung der Szintillatorstreifen . . . . .	92
8.19	Vergleich der im TT simulierten und rekonstruierten sichtbaren Energie in NC-Ereignissen . . . . .	93
8.20	Energieauflösung des Target-Trackers für betrachtete NC-Ereignisse .	94
9.1	Myon-Energiespektrum simulierter Ereignisse . . . . .	96
9.2	Kalibrationskurve der hadronischen Kalorimeter . . . . .	97
9.3	Energieauflösung der hadronischen Kalorimeter . . . . .	98
9.4	Energieauflösung der hadronischen Kalorimeter in Abhängigkeit der Primärenergie . . . . .	99
9.5	Rekonstruierte Schauerenergie gegenüber tatsächlicher Schauerenergie für Ereignisse ohne Schauerverluste . . . . .	100
9.6	Longitudinaler Energieverlust gegenüber der Anzahl an signalgebenden RPC-Streifen . . . . .	101
9.7	Energieauflösung der hadronischen Kalorimeter unter Einschluss der RPCs . . . . .	102
9.8	Energieauflösung der hadronischen Kalorimeter unter Einschluss der RPCs in Abhängigkeit der primären Schauerenergie . . . . .	103
9.9	Rekonstruierte Schauerenergie gegenüber tatsächlicher Schauerenergie für alle Schauerereignisse mit primärem Vertex im Target . . . . .	104
9.10	Vergleich der Energiespektren in Szintillatorstreifen mit einer 3D-Spur in simulierten und echten Ereignissen . . . . .	105
9.11	Vergleich der Energiespektren in Szintillatorstreifen mit einer 3D-Spur in simulierten und echten Ereignissen (logarithmische Darstellung) . .	106

---

9.12 Vergleich der Spektren sichtbarer Energie in simulierten und echten Ereignissen . . . . .	106
9.13 Vergleich der Schauerenergie-Spektren in simulierten und echten Ereignissen . . . . .	107
A.1 Darstellung einer simulierten quasielastischen CC-Reaktion . . . . .	111
B.1 Vergleich der im TT simulierten und rekonstruierten sichtbaren Energie in CC-Ereignissen . . . . .	113
B.2 Energieauflösung des Target-Trackers für betrachtete NC-Ereignisse .	114



# Tabellenverzeichnis

2.1	Werte von Drei-Flavour-Oszillationsparametern . . . . .	12
4.1	Die wahrscheinlichsten $\pi^+$ - und $K^+$ -Zerfälle . . . . .	33
4.2	Kontamination des Neutrinostrahls . . . . .	34
4.3	Anzahl der erwarteten Neutrino-Ereignisse . . . . .	48
4.4	Anzahl der erwarteten $\nu_\tau$ -CC-Wechselwirkungen . . . . .	48
4.5	Nachweiseffizienz des OPERA-Detektors . . . . .	49
4.6	Anzahl der erwarteten $\tau$ -Zerfälle . . . . .	49
6.1	Relative Häufigkeit von Streuereignissen im Bleitarget . . . . .	55
7.1	Anteile von Schauerereignissen an allen realen Ereignissen . . . . .	69
7.2	Anzahl an Hadron-Schauern mit und ohne longitudinalen Leakage . .	70
8.1	Berechnete Anzahl an Photoelektronen am linken und am rechten Ende des Szintillators für verschiedene Spurpositionen . . . . .	75





# Literaturverzeichnis

- [Acq06] R. Acquafredda et al. (OPERA Collaboration), *First events from the CNGS neutrino beam detected in the OPERA experiment*, New J. Phys. **8** (2006), 303.
- [Acq09] R. Acquafredda et al. (OPERA Collaboration), *The OPERA experiment in the CERN to Gran Sasso neutrino beam*, JINST 4 P04018, edited by G. De Lellis and F. Terranova (2009).
- [Ada07] T. Adam et al., *The OPERA experiment Target Tracker*, Nucl. Instr. Meth. **A577** (2007), 523–539.
- [Aga09] 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].
- [ALE05] ALEPH Collaboration, *Precision electroweak measurements on the Z resonance*, Phys. Rept. **427** (2006) 257 [arXiv:hep-ex/0509008].
- [Ama81] U. Amaldi, *Fluctuations in Calorimetry Measurements*, Phys. Scr. **23** (1981) 409.
- [Ams08] C. Amsler et al., *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. **B667**, 2 (2008).
- [Aok00] S. Aoki et al., *Nuclear emulsions in a large, hybrid experiment (CHORUS) to search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillations*, NIM **A447**, (2000), 361-376.
- [Arn83] G. Arnison et al. [UA1], Phys. Lett. **122B** (1983) 103 (W); **126B** (1983) 398 (Z); **134B** (1984) 469 (W); **147B** (1984) 241 (Z).
- [Ban83] M. Banner et al. [UA2], Phys. Lett. **122B** (1983) 476 (W); P. Bagnaia et al. [UA2], Phys. Lett. **129B** (1983) 130 (Z).
- [Bau07] E. Baussan et al., *The neutrino oscillation OPERA experiment Target Tracker*, Nucl. Instr. Meth. **A581** (2007), 465–468.
- [Ber08] J. Beringer et al., *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. **B667**, 2 (2008).
- [Bic06] D. Bick, *Data Evaluation and CNGS Beam Localization with the Precision Tracker of the OPERA Detector*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007).

- [Boc81] R. Bock et al., *Parametrization of the longitudinal development of hadronic showers*, Nucl. Instr. Meth. **186** (1981) 533.
- [Cus92] P. B. Cushman, *Instrumentation in High Energy Physics*, ed. F. Sauli, Genf (1992).
- [Dan62] G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. B. Mistry, M. Schwartz and J. Steinberger, *Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos*, Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 36.
- [Fab85] C. W. Fabjan, *Calorimetry in High-Energy Physics*, in T. Ferbel (ed.), *Proceedings of the third NATO Advanced Study Institute on Techniques and Concepts of High-Energy Physics III*, NATO ASI Series B, Phys. Vol. 128, New York (1985).
- [Fer06] T. Ferber, *Messung der Gaseigenschaften unter Einfluss von molekularem Sauerstoff und Aufbau eines Gassystems für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2006).
- [Fer10] T. Ferber, *First results of the electronic Detectors of the Neutrino Oscillation Experiment OPERA*, Dissertation (unveröffentlicht und preliminary), Universität Hamburg (2010).
- [Fea06] A. Ferrari et al., *An updated Monte Carlo calculation of the CNGS neutrino beam*, CERN-AB-Note-2006-038 (2006).
- [Gab94] T. A. Gabriel et al., Nucl. Instr. and Meth. **A338** (1994), 336.
- [Giu04] C. Giunti, M. Laveder, *Neutrino Mixing*, [arXiv:hep-ph/0310238] v2, (2004).
- [Gla61] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579; Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 539.
- [Gru93] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI Wissenschaftsverlag (1993).
- [Hoe97] M. Höppner, *Anwendungen neuronaler Netze in der Analyse hadronischer Schauer in feinsegmentierten Flüssigargon-Kalorimetern*, Dissertation, Universität Dortmund (1997).
- [Hos00] K. Hoshino [DONuT Collaboration], *Result from DONUT: First direct evidence for tau-neutrino*, Prepared for 8th Asia Pacific Physics Conference (APPC 2000), Taipei, Taiwan, 7-10 Aug 2000.
- [Iwa80] S. Iwata, *Calorimeter*, This article is a part of the report of the TRISTAN ep Working Group, DPNU 13-80, Nagoya, (1980).
- [Jol09] C. Jollet, *Target-Tracker simulation*, OPERA internal note, Straßburg (2009).

- [Jol09a] C. Jollet, *Missing PMTs and correction for barycenter calculation*, Stand: Januar 2009, URL: [http://flab.phys.nagoya-u.ac.jp/opera/2009mizunami/21Morning/Bar\\_jan09.pdf](http://flab.phys.nagoya-u.ac.jp/opera/2009mizunami/21Morning/Bar_jan09.pdf) (abgerufen 30.12.2009).
- [Jol09b] C. Jollet, *Energy reconstruction*, OPERA internal note (unveröffentlicht), Straßburg (2009).
- [Kay08] B. Kayser, *Neutrino Oscillation Phenomenology*, (2008) [arXiv:0804.1121v3 hep-ph].
- [Kra09] M. Krammer, *Detektoren in der Hochenergiephysik*, Skriptum zur Vorlesung, Kapitel 6. Stand: 24. Mai 2009. URL: <http://wwwhephy.oeaw.ac.at/p3w/halbleiter/VOSkriptum/VO-6-Kalorimeter.pdf> (abgerufen 30.12.2009).
- [Len07] J. Lenkeit, *Kalibrationsmessungen für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007).
- [Ler04] C. Leroy, P. G. Rancoita, *Principles of radiation interaction in matter and detection*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. (2004).
- [Nie09] C. Niebuhr, *Detektoren für Teilchen und Photonen*, Skriptum zur Vorlesung. Stand: 2009. URL: <https://www.desy.de/~niebuhr/Vorlesung/Detektor/vorlesung.html> (abgerufen 04.10.2009).
- [Ope00] The OPERA Collaboration, *An appearance experiment to search for  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$  oscillations in the CNGS beam*, Experiment Proposal (2000).
- [Ope09] Offizielle Plots der OPERA Kollaboration. URL: <http://emulsion.na.infn.it/wiki/>.
- [Osp08] R. Ospanov, *A measurement of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors and NuMI beam*, FERMILAB-THESIS-2008-04 (2008).
- [Pat01] T. Patzak [DONuT Collaboration], *First direct observation of the tau-neutrino*, Europhys. News 32, (2001), 56-57.
- [Per75] M. L. Perl et al., *Evidence for anomalous lepton production in  $e^+e^-$  annihilation*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489.
- [Pon57] B. Pontecorvo, *Mesonium and antimesonium*, Sov. Phys. JETP, 6:429 (1957).
- [Rei56] F. Reines, C. L. Cowan, *The Neutrino*, Nature **178** (1956), 446-449.
- [Sal68] A. Salam, *Elementary Particle Theory*, p. 367, ed. N. Swarthohn, Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968; Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 525; A. Salam, J. C. Ward, Phys. Lett. **13** (1964) 168.

- [Sch08] T. Schwetz, M. Tortola, J. W. F. Valle, *Three-flavour neutrino oscillation update*, New. J. Phys. **10** (2008) 113011.
- [Sch97] N. Schmitz, *Neutrino-Physik*, Teubner (1997).
- [Sci79] F. Sciulli, Progr. Part. Nucl. Phys. **2** (1979) 41.
- [Sew06] J. Sewing, *Entwicklung und Bestimmung der Nachweiseigenschaften des Myon-Detektors für das OPERA-Experiment*, Dissertation, Universität Hamburg (2006).
- [Sir07] G. Sirri, *Fast automated scanning of OPERA emulsion films*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 172:324-326 (2007).
- [Ste08] B. Steinke, *Der Trigger für das OPERA-Driftröhrenspektrometer*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2008).
- [Ste52] R. M. Sternheimer, *The Density Effect for the Ionisation Loss in Various Materials*, Phys. Rev. **88** (1952), 851.
- [Sto05] W. Stolz, *Radioaktivität, Grundlagen – Messung – Anwendungen*, Teubner, (2005).
- [Wei67] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264; **27** (1971) 1688; Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 515.
- [Wen08] J. Wenninger, *CNGS Extraction and Transfer Stability in 2007*, CERN-AB-Note-2008-002 (2008).
- [Wig00] R. Wigmans, *Calorimetry, Energy Measurement in Particle Physics*, Oxford Science Publications, Clarendon Press (2000).
- [Wol78] L. Wolfenstein, *Neutrino oscillations in matter*, Phys. Rev. **D17** (1978), 2369-2374.
- [Won07] B. S. Wonsak, *Die Spurrekonstruktion für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des Neutrino-Experiments OPERA*, Dissertation, Universität Hamburg (2007).
- [Zim05] R. Zimmermann et al., *The precision tracker of the OPERA detector*, Nucl. Instr. Meth. **A555** (2005), 435–450.
- [Zim06] R. Zimmermann, *Status of the OPERA Experiment*, [arXiv:physics/0604101v1] (2006).

# Danksagung

Eine Arbeit ist stets mehr als ihr Ergebnis. Ich möchte an dieser Stelle ganz herzlich all denen danken, die mich bei meiner Diplomarbeit fachlich und außerfachlich unterstützt haben.

Bei der gesamten Arbeitsgruppe bedanke ich mich für die Hilfestellung bei Softwareproblemen, für die Diskussion über physikalische Problemstellungen, das Korrekturlesen, die regelmäßige Versorgung mit Kuchen (und mittlerweile mit frisch geschnittenem Obst) und eine dauerhafte Unterhaltung am Arbeitsplatz: Prof. Dr. Caren Hagner, Prof. Dr. Walter Schmidt–Parzefall, Dr. Raoul Zimmermann, Dr. Joachim Ebert, Dr. Björn Wonsak, Christian Oldorf, Jan Lenkeit, Christoph Göllnitz, Martin Hierholzer, Daniel Bick, Jörn Boysen, Henning Jeschke, Mareike Stöppler, Markus Frahm, Ansgar Hamer, Nina Cords, Annika Hollnagel, Hans–Jürgen Ohmacht und Nadine Heidrich. Mein besonderer Dank gilt Torben Ferber. Cécile Jollet danke ich für die geduldige Beantwortung all meiner Fragen.

Desweiteren möchte ich Franziska Klingberg, Hendrik Brühl, Jens Altenburg, Rémi Rivière, meinen Eltern und allen voran Alex, meiner Schwester, für ihre Unterstützung und ihr unermüdliches Verständnis danken. Danke et merci.



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, 02. Januar 2010

Belina von Krosigk