

# Überprüfung der Genauigkeit der Relativitätstheorie mit atmosphärischen Myonneutrinos aus den AMANDA-Daten der Jahre 2000 bis 2003

## Dissertation

zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“  
am Fachbereich Physik der  
JOHANNES GUTENBERG-Universität Mainz

**Jens Christopher Ahrens**

geboren in Rodalben

Mainz, 8. November 2006

JOHANNES  
GUTENBERG  
UNIVERSITÄT  
MAINZ



**Überprüfung der Genauigkeit der Relativitätstheorie mit atmosphärischen  
Myonneutrinos aus den AMANDA-Daten der Jahre 2000 bis 2003**

Tag der Einreichung: 8. November 2006

Tag der mündlichen Prüfung: 16. Februar 2007

Jens Christopher Ahrens  
ETAP  
Institut für Physik  
JOHANNES GUTENBERG-Universität  
D-55099 Mainz

# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung</b>	<b>1</b>
<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>1. Neutrinos</b>	<b>7</b>
1.1. Geschichte des Neutrinos . . . . .	7
1.2. Terrestrische und extraterrestrische Neutrinoquellen . . . . .	10
1.3. Masselose Neutrinos und elektroschwache Wechselwirkung im Standardmodell	11
1.3.1. Elektroschwache Wechselwirkung . . . . .	12
1.3.2. Neutrinowechselwirkungen . . . . .	15
1.3.3. Wirkungsquerschnitte von Neutrinoreaktionen . . . . .	16
1.4. Neutrinooszillation massiver Neutrinos . . . . .	22
1.4.1. Formalismus zur 3-Flavoroszillation . . . . .	24
1.4.2. Oszillationswahrscheinlichkeit in einer 2-Flavornäherung . . . . .	28
1.5. Alternative Mechanismen zur Erzeugung von Neutrinooszillationen . . . . .	29
1.5.1. Neutrinooszillation durch Verletzung des Äquivalenzprinzips . . . . .	31
1.5.2. Neutrinooszillation durch Lorentz-Invarianzverletzung . . . . .	34
1.6. Kombinierte Oszillationswahrscheinlichkeit aus masseinduzierter und alternativer Oszillation . . . . .	35
<b>2. Hochenergetische kosmische Strahlung und atmosphärische Neutrinos</b>	<b>41</b>
2.1. Entdeckung der kosmischen Strahlung . . . . .	41
2.2. Hochenergetische primäre kosmische Strahlung . . . . .	42
2.3. Sekundäre kosmische Strahlung . . . . .	43
2.4. Atmosphärische Neutrinos . . . . .	45
2.4.1. Berechnung atmosphärischer Myonneutrino Flüsse . . . . .	47
2.4.2. Der konventionelle Neutrinofluss $\Phi_\nu^k$ . . . . .	50
2.4.3. Der prompte Neutrinofluss $\Phi_\nu^p$ . . . . .	55
<b>3. Neutrinonachweis und der AMANDA Detektor</b>	<b>59</b>
3.1. Funktionsprinzip eines Tscherenkow-Licht-Neutrinodetektors . . . . .	59
3.1.1. Reaktionsprodukte von Neutrinowechselwirkungen . . . . .	61
3.1.2. Der Tscherenkow-Effekt . . . . .	62
3.1.3. Energieverlustprozesse und Lichtsignaturen der Folgeprodukte aus Neutrinoreaktionen . . . . .	64
3.1.3.1. Myonen aus Myonneutrinos . . . . .	66
3.1.4. Die Eigenschaften des Südpoleises . . . . .	70
3.2. Aufbau und Lage von AMANDA . . . . .	73

3.2.1.	Die Bestandteile eines optischen Moduls und die verschiedenen Arten der Signalübertragung . . . . .	76
3.3.	Signalverarbeitung und AMANDA-Datennahmesysteme . . . . .	78
3.3.1.	Das Myon-Datennahmesystem . . . . .	82
3.3.2.	Das TWR-Datennahmesystem . . . . .	84
3.3.3.	Das Supernova-Datennahmesystem . . . . .	85
3.3.4.	Datenqualitätsüberwachung . . . . .	85
3.4.	Neutrinooszillation innerhalb des Messbereichs von AMANDA . . . . .	86
3.4.1.	Masseinduzierte Neutrinooszillationen . . . . .	88
3.4.2.	Alternative Neutrinooszillationen . . . . .	89
3.4.3.	Überlebenswahrscheinlichkeit aus einer Kombination von alternativen und masseinduzierten Neutrinooszillationen . . . . .	90
<b>4.</b>	<b>Ereignisselektion</b>	<b>95</b>
4.1.	Simulation von Ereignissen . . . . .	95
4.1.1.	Simulation atmosphärischer Myonen . . . . .	96
4.1.2.	Simulation von Neutrinoereignissen . . . . .	96
4.1.3.	Simulation der Propagation von Myonen im Eis . . . . .	97
4.1.4.	Simulation der Lichtpropagation im Eis . . . . .	97
4.1.5.	Simulation der Detektorantwort . . . . .	98
4.2.	Spurrekonstruktion . . . . .	98
4.2.1.	Spurparameter im AMANDA-Koordinatensystem . . . . .	98
4.2.2.	Verschiedene Verfahren zur Spurrekonstruktion . . . . .	99
4.2.2.1.	Direct-Walk-Rekonstruktion . . . . .	100
4.2.2.2.	JAMS-Rekonstruktion . . . . .	100
4.2.2.3.	Iterative Likelihood-Rekonstruktionsverfahren . . . . .	101
4.2.2.4.	Die Pandel-Funktion zur Beschreibung der zeitlichen Verteilung der Lichtsignale . . . . .	101
4.2.2.5.	Die Bayesische Methode zur Spurrekonstruktion . . . . .	103
4.2.2.6.	Die Methode der Trefferwahrscheinlichkeiten . . . . .	105
4.3.	Qualitätsvariablen zur Untergrundunterdrückung . . . . .	105
4.3.1.	Die Winkelauflösung einer Spur $S$ . . . . .	106
4.3.2.	Die Raumwinkeldifferenz zwischen zwei Spurhypothesen $\Psi$ . . . . .	107
4.3.3.	Spurambiguitäten . . . . .	108
4.3.4.	Die Likelihood-Differenz zweier Spurhypothesen $L_{\text{diff}}$ . . . . .	108
4.3.5.	Die Ebenmäßigkeit einer Spur $ES$ . . . . .	108
4.4.	Kalibration . . . . .	109
4.4.1.	Kalibration der OM-Positionen . . . . .	110
4.4.2.	Zeitkalibration . . . . .	110
4.4.3.	Amplitudenkalibration . . . . .	111
4.5.	Bereinigung des gemessenen Datensatzes . . . . .	111
4.5.1.	Bestimmung auszuschließender Messzeiträume . . . . .	111
4.5.2.	Bestimmung der effektiven Detektorlaufzeit . . . . .	112
4.5.3.	Selektion der stabilen optischen Module . . . . .	113
4.5.4.	Trefferbereinigung . . . . .	113
4.6.	Selektion der Neutrinoereignisse . . . . .	115
4.6.1.	Der Datensatz aus simulierten Neutrinoereignissen . . . . .	116

4.6.2. Rohdaten . . . . .	116
4.6.3. Rekonstruktionen und Ereignisselektion auf niedriger Stufe . . . . .	116
4.6.4. Ereignisselektion auf hoher Stufe . . . . .	118
4.6.5. Optimierung einfacher Basisschnitte . . . . .	120
4.6.6. Konstruktion einer Schnittmatrix $M^P(\Theta, N_{\text{ch}})$ . . . . .	123
4.6.7. Finale Ereignisselektion . . . . .	127
4.6.8. Korrektur der Spurlinienauflösung der simulierten Ereignisse . . . . .	130
<b>5. Oszillationsanalyse</b>	<b>133</b>
5.1. OM-Sensitivitätsstudien . . . . .	133
5.1.1. Auswirkung der OM-Sensitivität auf die Zenitwinkelverteilung . . . . .	133
5.1.2. Abschätzung der Sensitivität des gemessenen Datensatzes . . . . .	135
5.1.3. Abschätzung der Sensitivität des simulierten Datensatzes . . . . .	135
5.2. Die Analysemethode . . . . .	136
5.2.1. Simulation der Oszillationseffekte . . . . .	137
5.2.2. Der $\chi^2$ -Test – Methode der kleinsten Quadrate . . . . .	138
5.3. Systematische Fehler . . . . .	138
5.3.1. Berücksichtigung der Fehler im $\chi^2$ -Ausdruck . . . . .	144
5.4. Oszillationsanalyse . . . . .	147
5.4.1. Toy-Monte-Carlo zur Bestimmung der $\chi^2$ -Eigenschaften und der optimalen Analyseparameter . . . . .	147
5.4.2. Eigenschaften des $\chi^2$ -Ausdrucks . . . . .	148
5.4.3. Bestimmung der optimalen Bin-Anzahl $N_{\text{Bins}}$ . . . . .	151
5.4.3.1. Verfahren zur Bestimmung der Sensitivität auf alternative Oszillationseffekte . . . . .	151
5.4.3.2. Sensitivitätsbestimmung für $N_{\text{Bins}}$ . . . . .	153
5.4.4. Bestimmung der optimalen Zenitwinkel-Bin-Aufteilung . . . . .	154
5.4.5. Einbeziehung der Neutrinoenergie . . . . .	155
5.5. Die Ergebnisse der Oszillationsanalyse . . . . .	157
5.5.1. 2-Bin-Analyse für getrennte Zenitwinkelbereiche . . . . .	159
5.5.2. 4-Bin-Analyse für getrennte Zenitwinkel- und $N_{\text{ch}}$ -Bereiche . . . . .	160
5.5.3. Vergleich mit Analyseergebnissen von MACRO und Super-Kamiokande . . . . .	162
5.5.4. Fazit . . . . .	166
<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>167</b>
<b>A. Experimente zur Bestimmung von Neutrinoströmen</b>	<b>171</b>
<b>B. Das Gravitationspotential</b>	<b>175</b>
<b>C. Experimente zur Messung kosmischer Strahlung</b>	<b>177</b>
<b>D. Entstehung der primären kosmischen Strahlung</b>	<b>179</b>
D.1. Das Energiespektrum unterhalb des Knies . . . . .	179
D.2. Extragalaktische kosmische Strahlung . . . . .	183
<b>E. Extraterrestrische Neutrinos</b>	<b>187</b>
<b>F. Schrittweiser Aufbau von AMANDA</b>	<b>191</b>

<b>G. TWR-Software</b>	<b>193</b>
G.1. Umwandlung des TWR-Rohdatenstroms in ein geeignetes Analyseformat . . .	193
G.2. Zusammenführung der Datenströme aus TWR- und Myon-Datennahmesystem	194
<b>H. Datenqualitätsüberwachung</b>	<b>197</b>
H.1. Funktionsweise der Datenqualitätsüberwachung . . . . .	197
H.2. Automatisch überwachte Größen . . . . .	198
H.3. Web-Interface zur Detektorüberwachung . . . . .	200
<b>I. Selektionstabellen</b>	<b>203</b>
<b>J. <math>\xi^2</math>-Erwartungswerte und Ausschlussgrenzen</b>	<b>205</b>
<b>K. Ausschlussregionen in Abhängigkeit der Phase <math>\eta</math></b>	<b>207</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>209</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1.	Feynman-Graph einer geladenen Stromwechselwirkung . . . . .	17
1.2.	Neutrino- und Antineutrino-Lepton-Reaktion . . . . .	19
1.3.	Berechnete Wirkungsquerschnitte von Neutrinoreaktionen . . . . .	20
1.4.	Gemessene Wirkungsquerschnitte von Neutrino-Nukleon-Reaktionen . . . . .	22
1.5.	Verhältnis aus Neutrinofluglänge und Neutrinoenergie $L/E$ . . . . .	30
2.1.	Das Allteilchen-Energieflussspektrum der primären kosmischen Strahlung . .	42
2.2.	Verhältnis von atmosphärischem Myonenneutrino- zu Elektronenneutrinofluss und vertikaler Fluss atmosphärischer Myonen auf Meereshöhe . . . . .	46
2.3.	Energieflussspektren verschiedener Elemente der kosmischen Strahlung . . . .	48
2.4.	Berechnete Zenitwinkelverteilungen von atmosphärischen Myonenneutrinos . . .	52
2.5.	Modellvorhersagen zum atmosphärischen Myonenneutrinofluss . . . . .	54
2.6.	Vorhersagen zum prompten Neutrinofluss . . . . .	57
3.1.	Nachweisprinzip in Tscherenkow-Licht-Neutrino-detektoren . . . . .	60
3.2.	Tscherenkow-Kegel . . . . .	63
3.3.	Lichtsignaturen von Myonen und Elektronen im Eis . . . . .	65
3.4.	Energieverlustprozesse und Reichweite von Myonen in Materie . . . . .	68
3.5.	Monte-Carlo-Energieverteilung von Myonenneutrinos und Myonen . . . . .	69
3.6.	Eiseigenschaften am Südpol . . . . .	72
3.7.	Lageplan der Einrichtungen am geographischen Südpol . . . . .	74
3.8.	Aufbau des AMANDA-Detektors . . . . .	75
3.9.	Charakteristiken der in AMANDA verbauten Sekundärelektronenvervielfacher	77
3.10.	Signalverarbeitung und Datennahmesysteme . . . . .	79
3.11.	Das Prinzip des Multiplizitäts-Triggers . . . . .	81
3.12.	Das AMANDA-Datenformat F2000 . . . . .	84
3.13.	Zusammenhang zwischen Neutrinofluglänge und Zenitwinkel . . . . .	87
3.14.	Produktionshöhe von Myonenneutrinos in der Atmosphäre . . . . .	88
3.15.	Oszillationslängen masseinduzierter und alternativer Neutrinooszillation . . .	89
3.16.	Oszillationswahrscheinlichkeit für kombinierte Oszillationsmodelle . . . . .	92
3.17.	Oszillationswahrscheinlichkeit für verschwindenden Mischungswinkel $\Theta_\beta$ . . .	93
3.18.	Oszillationswahrscheinlichkeit für verschiedene Phasen $\eta$ . . . . .	93
4.1.	Spurparameter im AMANDA-Koordinatensystem . . . . .	99
4.2.	Spurparameter und gemessene Größen einer Myonspur . . . . .	102
4.3.	Verteilung der Zeitresiduen für verschiedene Abstände zur Myonspur . . . . .	104
4.4.	Korrelation zwischen rekonstruierter und wahrer Myonenergie . . . . .	106
4.5.	Parabelanpassung an ein Minimum der negativen Log-Likelihood-Funktion . .	107
4.6.	Lokale Minima der negativen Log-Likelihood in verschiedenen Hemisphären .	109

4.7.	Totzeitbestimmung . . . . .	112
4.8.	Bereinigung der durch Übersprechen verursachten Signale aus dem Datensatz . . . . .	114
4.9.	Verteilungen einiger Qualitätsvariablen nach allen Standardschnitten . . . . .	121
4.10.	Verhältnis $N_{\text{Daten}}/N_{\text{MC}}$ in Abhängigkeit der Schnittstärke $S_{\text{St}}$ . . . . .	122
4.11.	Verteilungen einiger Qualitätsvariablen nach dem Anziehen einfacher Schnitte . . . . .	124
4.12.	Spurwinkelauflösung in Abhängigkeit vom Zenitwinkel $\Theta$ und $N_{\text{ch}}$ . . . . .	125
4.13.	Schnittmatrix zur Spurwinkelauflösung $S$ und zur Likelihood-Differenz $L_{\text{diff}}$ . . . . .	126
4.14.	Verhältnis $N_{\text{Daten}}/N_{\text{MC}}$ für verschiedene Schnittkombinationen . . . . .	127
4.15.	Verteilungen einiger Qualitätsvariablen in der finalen Ereignisselektion . . . . .	128
4.16.	Korrektur der Spurwinkelauflösung . . . . .	130
5.1.	Zenitwinkel- und $N_{\text{ch}}$ -Verteilungen für verschiedene OM-Sensitivitäten . . . . .	134
5.2.	Abschätzung der Sensitivität der optischen Module . . . . .	136
5.3.	Zenitwinkelverteilungen der finalen Ereignisselektion . . . . .	137
5.4.	Theoretische Unsicherheiten auf den absoluten Myonneutrinofluss . . . . .	140
5.5.	Bin-weise sensitivitätsabhängige Veränderungen der Zenitwinkelverteilung . . . . .	145
5.6.	Vergleich von $\chi^2$ - und $\xi^2$ -Verteilungen . . . . .	149
5.7.	Verteilung der Fehlerparameter $\alpha$ , $\kappa$ und $\epsilon$ . . . . .	150
5.8.	Verteilung der $\xi^2$ -90%-CL-Grenzen in Abhängigkeit von $\Delta\beta$ und $\Theta_\beta$ . . . . .	152
5.9.	90%-CL-Ausschlussgrenzen in Abhängigkeit von $N_{\text{Bins}}$ . . . . .	153
5.10.	Ausschlussregionen im Parameterraum aus einem 2-Bin-Toy-Monte-Carlo . . . . .	154
5.11.	90%-CL-Ausschlussgrenzen in Abhängigkeit von $N_\Theta$ . . . . .	155
5.12.	Energieverteilung der simulierten Ereignisse für $N_{\text{ch}}^{\text{T}} = 49$ . . . . .	156
5.13.	Energieverhältnis und Ereignisanzahlen für verschiedene $N_{\text{ch}}$ -Aufteilungen . . . . .	156
5.14.	Ausschlussregionen im Parameterraum aus einem 4-Bin-Toy-Monte-Carlo . . . . .	158
5.15.	90%-CL-Ausschlussgrenzen in Abhängigkeit von $N_{\text{ch}}^{\text{T}}$ . . . . .	159
5.16.	Ausschlussregionen im Parameterraum aus einer 2-Bin-Oszillationsanalyse . . . . .	161
5.17.	Ausschlussregionen im Parameterraum aus einer 4-Bin-Oszillationsanalyse . . . . .	163
5.18.	Vergleich der 90%-CL-Ausschlussgrenzen verschiedener Experimente . . . . .	165
A.1.	Ergebnisse von Super-Kamiokande zur Messung atmosphärischer Neutrinos . . . . .	174
D.1.	Elementhäufigkeit in der primären kosmischen Strahlung . . . . .	181
D.2.	Das Knie im Energieflussspektrum der primären kosmischen Strahlung . . . . .	183
D.3.	Höchstenergetische primäre kosmische Strahlung . . . . .	184
E.1.	Vorhersagen für extraterrestrische Neutrinoflüsse . . . . .	189
G.1.	Symbolische Abbildung der TWR-Ereignisklasse . . . . .	195
G.2.	Aufgezeichneter Pulshöhenverlauf eines Photomultipliers . . . . .	196
H.1.	Verlauf der Dunkelrausrate eines OM über einen Zeitraum von 30 Tagen . . . . .	199
H.2.	Interaktive Histogrammfelder der Datenqualitätsüberwachung . . . . .	201
K.1.	Ausschlussregionen im Parameterraum aus einer 4-Bin-Oszillationsanalyse bei $\cos\eta = 1$ . . . . .	207
K.2.	Ausschlussregionen im Parameterraum aus einer 4-Bin-Oszillationsanalyse in Abhängigkeit von $\Delta\beta$ und $\cos\eta$ . . . . .	208



# Tabellenverzeichnis

1.1.	Quantenzahlen der Leptonen . . . . .	14
1.2.	Übersicht über aktuelle Werte von Oszillationsparametern . . . . .	28
1.3.	Parametervergleich verschiedener Oszillationsformen . . . . .	36
2.1.	Pion- und Kaonzerfälle mit Neutrinoanteil . . . . .	50
2.2.	Semileptonische Zerfälle von Teichen mit Charm-Quarkanteil . . . . .	56
3.1.	Räumliche Ausdehnung schauerartiger Ereignisse . . . . .	65
3.2.	Vergleich der Eigenschaften von Meerwasser und Südpoleis . . . . .	73
3.3.	Ausbaustufen des AMANDA-Detektors . . . . .	76
4.1.	Detektorlaufzeit und Ereignisanzahl nach Schnitten der Vorselektion . . . . .	117
4.2.	Ereigniszahlen und Durchlassraten in hohen Analysestufen . . . . .	122
4.3.	Ereigniszahlen und Durchlassraten der abschließenden Selektionsschritte . . . . .	129
5.1.	Abschätzung der Sensitivität . . . . .	136
5.2.	Abschätzung der systematischen Fehler . . . . .	143
5.3.	Vergleich der unteren Grenzen für die Geschwindigkeitsdifferenz $\Delta\beta$ . . . . .	164
B.1.	Verschiedene Beiträge zum Gravitationspotential in Erdumgebung . . . . .	176
I.1.	Analyseschritte der Vorselektion aus Zeuthen . . . . .	203
I.2.	Analyseschritte der Ereignisselektion aus Mainz . . . . .	204
J.1.	$\xi^2$ -Erwartungswerte und Ausschlussgrenzen für verschiedene Anzahlen von Zenitwinkel-Bins $N_{\text{Bins}}$ . . . . .	205
J.2.	$\xi^2$ -Erwartungswerte und Ausschlussgrenzen für verschiedene asymmetrische Zenitwinkel-Bin-Aufteilungen $N_{\Theta}$ . . . . .	205
J.3.	$\xi^2$ -Erwartungswerte und Ausschlussgrenzen für verschiedene Aufteilungen $N_{\text{ch}}^{\text{T}}$ der $N_{\text{ch}}$ -Verteilung . . . . .	206



# Kurzfassung

Atmosphärische Neutrinos erlauben es Prinzipien der Relativitätstheorie, wie die Lorentz-Invarianz und das schwache Äquivalenzprinzip, zu überprüfen. Kleine Abweichungen von diesen Prinzipien können in einigen Theorien zu messbaren Neutrinooszillationen führen. In dieser Arbeit wird in den aufgezeichneten Neutrinoereignissen des AMANDA-Detektors nach solchen alternativen Oszillationseffekten gesucht. Das Neutrinoobservatorium AMANDA befindet sich am geographischen Südpol und ist in einer Tiefe zwischen 1500 m und 2000 m im antarktischen Eisanschilde eingebettet. AMANDA weist Myonenneutrinos über das Tscherenkow-Licht neutrinoinduzierter Myonen nach, woraus die Richtung der Bahn des ursprünglichen Neutrinos rekonstruiert werden kann. Aus den AMANDA-Daten der Jahre 2000 bis 2003 wurden aus circa sieben Milliarden aufgezeichneten Ereignissen, die sich hauptsächlich aus dem Untergrund aus atmosphärischen Myonen zusammensetzen, 3401 Ereignisse neutrinoinduzierter Myonen selektiert. Dieser Datensatz wurde auf alternative Oszillationseffekte untersucht. Es wurden keine Hinweise auf solche Effekte gefunden. Für maximale Mischungswinkel konnte die untere Grenze für Oszillationsparameter, welche die Lorentz-Invarianz oder das Äquivalenzprinzip verletzen, auf  $\Delta\beta (2|\phi|\Delta\gamma) \leq 5,15 \cdot 10^{-27}$  festgelegt werden.

# Abstract

Atmospheric neutrinos allow one to test the principles of the Theory of Relativity in particular Lorentz invariance and the equivalence principle. Small deviations from these principles could lead, according to some theories, to detectable neutrino oscillations. Such oscillation effects are analysed in this thesis, using the data collected by the AMANDA detector. The neutrino telescope AMANDA is located at the South Pole and embedded in the Antarctic ice shield at a depth between 1500 m and 2000 m. AMANDA detects muon neutrinos via the Cherenkov light of neutrino induced muons allowing the reconstruction of the original neutrino direction. From the data of the years 2000 to 2003, which contain about seven billion recorded events and which mainly consist of the background of atmospheric muons, a sample of 3401 neutrino induced events has been selected. No indication for alternative oscillation effects has been found. For maximal mixing angles, a lower limit for parameters which violate Lorentz invariance or the equivalence principle could be set to  $\Delta\beta (2|\phi|\Delta\gamma) \leq 5,15 \cdot 10^{-27}$ .



# Einleitung

Seit Beginn der neunziger Jahre bildet der Eispanzer am geographischen Südpol in der Antarktis den Standort des Tscherenkow-Licht-Neutrinooteleskops AMANDA. Durch die Erde hindurch beobachtet AMANDA die nördliche Hemisphäre und sucht nach hochenergetischen extraterrestrischen Neutrinos. Es wird angenommen, dass galaktische oder kosmische Objekte wie Supernovaüberreste, aktive Galaxienkerne oder Gammastrahlenblitze einen auf der Erde nachweisbaren Fluss solcher Neutrinos erzeugen. Da Neutrinos kaum wechselwirken, werden sie auf ihrem Weg zur Erde weder nennenswert absorbiert noch gestreut, wodurch sie uns geradlinig erreichen und ihre inverse Flugrichtung daher genau auf deren Quelle deutet. Bisher konnten keine extraterrestrischen Neutrinos nachgewiesen werden.

Die von AMANDA gemessenen Neutrinoereignisse bestehen zum überwiegenden Teil aus so genannten *atmosphärischen Neutrinos*, die in der oberen Erdatmosphäre als Reaktionsprodukt zwischen der primären kosmischen Strahlung und der Atmosphäre entstehen. Sie bilden den Untergrund bei der Suche nach Punktquellen von extraterrestrischen Neutrinos. Atmosphärische Neutrinos sind Teil der sekundären kosmischen Strahlung, zu welcher die gesamten Reaktionsprodukte der primären kosmischen Strahlung gezählt werden. Der Fluss atmosphärischer Neutrinos im sensitiven Energiebereich von AMANDA (50 GeV – 100 TeV) ist bisher nur unvollständig vermessen; die Unsicherheiten in theoretischen Vorhersagen bezüglich des absoluten Flusses liegen für diesen Energiebereich zwischen 18% und 80%.

Insbesondere im Hinblick auf das Phänomen der Neutrinooszillation bilden atmosphärische Neutrinos ein sehr interessantes Untersuchungsobjekt. Ergebnisse aus den letzten Jahren, wie beispielsweise die von Super-Kamiokande, haben bestätigt, dass Neutrinooszillationen existieren, und sie deuten mit großer Sicherheit darauf hin, dass Neutrinos, anders als im minimalen Standardmodell der Teilchenphysik, massiv sind. Ihre Masseeigenzustände setzen sich aus einer Überlagerung der schwachen Eigenzustände  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  und  $\nu_\tau$  zusammen. Als Konsequenz ergibt sich, dass ein Neutrino zwischen dem Punkt seiner Entstehung bis zum Punkt seiner nächsten Wechselwirkung seine *schwache* Identität wechseln kann. Dieses Phänomen wird als Neutrinooszillation bezeichnet. Die Oszillation atmosphärischer Myonneutrinos kann näherungsweise in einem Modell mit nur einem Oszillationsübergang  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  beschrieben werden. Für diesen Fall hängt die Oszillationswahrscheinlichkeit, neben den beiden physikalischen Observablen Energie und Fluglänge, zusätzlich von zwei freien Parametern ab. Das sind die Differenz der Massenquadrate der Neutrinomassezustände  $\Delta m^2$ , welche die Oszillationsfrequenz beeinflusst, und der so genannte *Mischungswinkel*  $\Theta_m$ , welcher die Oszillationsamplitude bestimmt. Die Ergebnisse von Super-Kamiokande aus dem Jahr 1998 [F<sup>+</sup>98] zur richtungsabhängigen Untersuchung des atmosphärischen Myonneutrinoefflusses weisen ein signifikantes Defizit an Myonneutrinos mit großen Fluglängen nach. Dieses Defizit lässt sich am besten durch den Oszillationsübergang  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  erklären. Die Werte der Oszillationsparameter wurden von Super-Kamiokande auf  $\Delta m^2 = 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4$  und  $\sin^2 2\Theta_m = 1$  bestimmt.

Neben der masseinduzierten Neutrinooszillation, deren Ursache in unterschiedlichen Masse- und Flavoreigenzuständen von Neutrinos liegt, könnten andere Effekte zu messbaren Neutrinooszillationen führen. In einigen Theorien werden für den Fall, dass kleine Abweichungen von Prinzipien der Relativitätstheorie wie der Lorentz-Invarianz oder dem schwachen Äquivalenzprinzip existieren, alternative Oszillationseffekte für Neutrinos vorhergesagt. In diesem Zusammenhang sind Neutrinos von besonderem Interesse, denn sie bewegen sich aufgrund ihrer, im Vergleich zu anderen Elementarteilchen, verschwindend kleinen Ruhemasse immer mit hochrelativistischen Geschwindigkeiten. Der Suche nach alternativen Oszillationseffekten in dieser Arbeit liegen zwei mathematisch äquivalente Theorien zugrunde, die zur Einführung neuer Neutrinoeigenzustände führen:

- In Lorentz-Invarianz-verletzenden Theorien (VLI) [CG97] werden verschiedenen Neutrinoeigenzuständen unterschiedliche Maximalgeschwindigkeiten zugeordnet, die unterhalb der Vakuumlichtgeschwindigkeit liegen, wodurch es zu Flavoroszillationen kommt. Eine solche individuelle Maximalgeschwindigkeit steht im Gegensatz zur speziellen Relativitätstheorie.
- In Theorien, die das Äquivalenzprinzip verletzen (VEP) [Gas88], [HL91], koppeln verschiedene Neutrinoarten unterschiedlich stark an das Gravitationspotential, was im Gegensatz zu einer universellen Kopplung in der allgemeinen Relativitätstheorie steht.

Beide Theorien führen in einem Zustandssystem mit nur zwei Neutrinoarten jeweils zwei neue freie Oszillationsparameter ein. Im Fall der Lorentz-Invarianz-verletzenden Theorie sind das die Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta\beta$  und der Mischungswinkel  $\Theta_\beta$ . Für den zweiten Fall sind es die Differenz der relativen Kopplungskonstanten an ein Gravitationspotential  $|\phi|\Delta\gamma$  und der entsprechende Mischungswinkel  $\Theta_\gamma$ . Beide Theorien führen nach dem Austausch der entsprechenden Parameter auf eine identische Oszillationswahrscheinlichkeit. Die alternativen Oszillationen weisen im Vergleich zur masseinduzierten Oszillation eine andere Energieabhängigkeit auf. Die Oszillationsfrequenz ist im Falle der alternativen Oszillationen proportional zur Energie, wohingegen sie für masseinduzierte Oszillationen eine Abhängigkeit von  $E^{-1}$  aufweist. In wie weit AMANDA sensitiv auf Oszillationseffekte von Neutrinos ist, wird in dieser Arbeit untersucht.

Der AMANDA-Detektor weist Neutrinos indirekt über das Tscherenkow-Licht von Teilchen nach, die als Folgeprodukt von geladenen Stromwechselwirkungen des Neutrinos mit dem Detektormedium Eis entstehen. Insbesondere hochenergetische Myonen aus Myonneutrinos hinterlassen eine eindeutige Signatur im Detektor. Entlang ihres Weges strahlen sie unter einem charakteristischen Winkel Tscherenkow-Licht ab, welches von den optischen Sensoren des AMANDA-Detektors nachgewiesen werden kann. AMANDA besteht aus einem dreidimensionalen zylinderförmigen Gitter aus Sekundärelektronenvervielfachern, die sich in einer Tiefe zwischen 1500 m und 2000 m in antarktischen Eis befinden. Die Sekundärelektronenvervielfacher befinden sich zum Schutz innerhalb von Glassphären. Zusammen bilden beide ein so genanntes *optisches Modul*. Aus den gemessenen Zeiten der Photonsignale im jeweiligen Modul kann die Spur des Myons rekonstruiert werden. Da im hier betrachteten Energiebereich die Richtung von Myonneutrino vor der Reaktion und resultierendem Myon praktisch übereinstimmen, kann somit aus der Kenntnis der Myonbahn auch auf die Richtung des ursprünglichen Neutrinos geschlossen werden. Allerdings kann AMANDA neutrinoinduzierte Myonen von atmosphärischen Myonen nur über die Einfallsrichtung, genauer den Zenitwinkel, unterscheiden. Hochenergetische atmosphärische Myonen sind problemlos in der Lage, von

---

oben kommend bis in die Tiefe des Detektors vorzudringen, und bilden den überwiegenden Anteil der aufgezeichneten Ereignisse. Nur wenn ein Myon den Detektor von unterhalb des Detektorhorizonts erreicht, handelt es sich mit Sicherheit um ein neutrinoinduziertes Myon. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis aus neutrinoinduzierten zu atmosphärischen Myonen in den aufgezeichneten Rohdaten beträgt etwa  $10^{-7}$ . Die AMANDA-Rohdaten der Jahre 2000 bis 2003 beinhalten circa  $7 \cdot 10^9$  Ereignisse, die zunächst mit Hilfe der Daten des Detektorüberwachungssystems von gestörten Datennahmezeiträumen bereinigt werden. Zur schnellen Beseitigung des Untergrundes aus atmosphärischen Myonen kommen zunächst weniger rechenintensive Spurrekonstruktionsverfahren zum Einsatz. Die genaue Spurrekonstruktion wird dann mit Likelihood-Verfahren auf einem deutlich reduzierten Datensatz durchgeführt. Aus den Ergebnissen der Likelihood-Rekonstruktion können geeignete Variablen zur Beurteilung der Spurqualität gewonnen werden. Zur Erstellung der finalen Ereignis Selektion kommt neben Standardschnitten auf Spurparameter und Qualitätsvariablen eine im Rahmen in dieser Arbeit entwickelte neue Methode von kombinierten Schnitten zum Einsatz. Mit ihrer Hilfe lässt sich eine um 27% verbesserte Signalausbeute erzielen, die zu einer finalen Ereignis Selektion aus 3401 Neutrinoereignissen führt.

Die Suche nach alternativen Oszillationseffekten wird ausschließlich mit der Zenitwinkelverteilung der finalen Ereignis Selektion durchgeführt. Eine Energierekonstruktion auf Ereignisbasis ist mit AMANDA erst ab Myonenergien oberhalb von etwa 1000 GeV möglich. Aus dem Signal-Monte-Carlo wird ihr Anteil in der finalen Ereignis Selektion auf kleiner als 20% geschätzt, weshalb eine Energierekonstruktion für diese Analyse in dieser Arbeit nicht sinnvoll ist. Die Analyse methode besteht aus einem Vergleich zwischen der gemessenen und einer simulierten Zenitwinkelverteilung über einen  $\chi^2$ -Test. Die simulierte Zenitwinkelverteilung stammt aus dem im Rahmen der Ereignis Selektion erstellten Signal-Monte-Carlo-Datensatz, der gemäß der theoretischen Oszillationswahrscheinlichkeit verändert wird. Für die Analyse wurde ein Oszillationsmodell gewählt, welches eine Kombination aus masseinduzierter und alternativer Oszillation berücksichtigt. Im Rahmen der Abschätzung der theoretischen Unsicherheiten und systematischen Fehler wird unter anderem der Fehler auf die Sensitivität der optischen Module von AMANDA bestimmt. Die ermittelten Fehler werden in Form von Fehlerparametern in die  $\chi^2$ -Funktion integriert, und der so erhaltene Ausdruck wird auf seine Eigenschaften überprüft. Vor der eigentlichen Analyse wird mit Hilfe von Simulationen ermittelt, welche Aufteilung des Zenitwinkelbereichs zu einer optimalen Sensitivität auf alternative Oszillationseffekte führt. Zusätzlich wird durch die Verwendung der Verteilung der Anzahl der optischen Module, welche während eines Ereignisses ein Photon detektiert haben, versucht, die darin enthaltene statistische Energieinformation für die Analyse zu nutzen.

Bisher konnten in Analysen von atmosphärischen Neutrinodaten anderer Experimente keine alternativen Oszillationseffekte gefunden werden. Die untere Grenze für die relativitätstheorie-verletzenden Oszillationsparameter der Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta\beta$  beziehungsweise der Differenz der relativen Kopplungsstärken an ein Gravitationspotential  $|\phi|\Delta\gamma$  wurden in MACRO- [B<sup>+</sup>05a] beziehungsweise Super-Kamiokande-Analysen [FLMS99] im Bereich von  $10^{-24}$  festgelegt. Somit sind Lorentz-Invarianz und das Äquivalenzprinzip für die untersuchten atmosphärischen Neutrinos mit hoher Genauigkeit gültig. Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung einer unteren Grenze für diese Parameter aus dem Datensatz der von AMANDA gemessenen neutrinoinduzierten Myonen.

### **Kurzzusammenfassung der Kapitel:**

**Kapitel 1:** Im ersten Kapitel werden die Eigenschaften von Neutrinos im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik besprochen und die Formalismen der masseinduzierten und alternativen Neutrinooszillation vorgestellt. Kapitel 1 wird durch die Anhänge A und B ergänzt. In Anhang A werden einige Experimente vorgestellt, die Neutrinooszillationen vermessen. In Anhang B wird die Rolle des Gravitationspotentials im Zusammenhang mit alternativen Neutrinooszillationen erläutert.

**Kapitel 2:** Zu Beginn dieses Kapitels werden die primäre und sekundäre kosmische Strahlung vorgestellt. Im Anschluss daran wird gezeigt, welche Faktoren bei der Entstehung von atmosphärischen Neutrinoströmen eine Rolle spielen. Anhand einfacher Modelle zur Neutrinoflussberechnung werden die Eigenschaften des zu erwartenden Energie- und Zenitwinkelspektrums erklärt. Ergänzt wird Kapitel 2 von den Anhängen C, D und E. In Anhang C werden einige Experimente zur Messung der kosmischen Strahlung vorgestellt. Die Quellen und Entstehungsmechanismen der primären kosmischen Strahlung sind Gegenstand des Anhangs D. Thema von Anhang E sind die möglichen Quellen extraterrestrischer Neutrinos.

**Kapitel 3:** Das dritte Kapitel beinhaltet drei Teile. Zuerst werden die mit dem Nachweis von Neutrinos verbundenen physikalischen Vorgänge im Eis erläutert. Dann werden der Aufbau des AMANDA-Detektors und seine Datennahmesysteme beschrieben. Am Ende des Kapitels wird gezeigt, welche Effekte aus Neutrinooszillationen im Sensitivitätsbereich von AMANDA eine Rolle spielen. In Anhang F werden die einzelnen Stationen des Aufbaus von AMANDA genauer beschrieben. Die Anhänge G und H widmen sich den Projekten, mit welchen ich neben der Erstellung dieser Arbeit den Großteil meiner Zeit in der AMANDA-Kollaboration beschäftigt war. Zu diesen Aufgaben zählten die Konzeption eines Datenformates und die Programmierung einer Software, welche die Rohdaten aus einem im Jahr 2003 neu aufgebauten Datennahmesystems umwandelt und mit den Ereignissen des bisherigen Datennahmesystems zu einem Datenstrom vereinigt. Anhang G fasst die in diesem Zusammenhang durchgeführten Arbeiten zusammen. In Anhang H wird das System zur Datenqualitätsüberwachung vorgestellt, dessen Erstellung im Rahmen meiner Diplomarbeit begonnen und dessen Erweiterung während meiner Zeit als Doktorand fortgeführt wurde.

**Kapitel 4:** Zu Beginn werden die Methoden zur Erzeugung des Signal-Monte-Carlos und zur Spurrekonstruktion besprochen. Darauf folgend werden die Qualitätsvariablen vorgestellt, mit deren Hilfe die Ereignisselektion erstellt wird. Der zweite Teil beschreibt die einzelnen Selektionsschritte, die ausgehend vom Rohdatensatz zur finalen Ereignisselektion führen, dabei kommt ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes Verfahren aus kombinierten Schnitten zum Einsatz.

**Kapitel 5:** Im abschließenden Kapitel werden zunächst die systematischen Fehler und die Sensitivität der optischen Module von AMANDA bestimmt. Die Analysemethode wird vorgestellt und getestet. Die optimale Zenitwinkelaufteilung wird mit Hilfe von Simulationen ermittelt. Am Ende des Kapitels werden die Ergebnisse der Analyse vorgestellt und den Ergebnissen vergleichbarer Analysen anderer Experimente gegenübergestellt.



# 1. Neutrinos

Zu Beginn dieses Kapitels wird, nach einer kurzen Einführung zur Geschichte des Neutrinos, seine Rolle im Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschrieben. In diesem Zusammenhang werden mögliche Neutrinoreaktionen und die entsprechenden Wirkungsquerschnitte besprochen. Darauf folgend wird näher auf das Phänomen der Neutrinooszillation eingegangen, wobei gezeigt wird wie eine Oszillationswahrscheinlichkeit berechnet wird und welche Daten zur Neutrinooszillation aus Experimenten vorliegen. Der letzte Teil des Kapitels thematisiert alternative Modelle zur Neutrinooszillation und zeigt, wie sie genutzt werden können, grundlegende Prinzipien der speziellen und der allgemeinen Relativitätstheorie mit hoher Genauigkeit zu überprüfen.

## 1.1. Geschichte des Neutrinos

Den aus heutiger Sicht ersten experimentellen Hinweis auf die Existenz von Neutrinos findet Chadwick 1914, als er überraschenderweise feststellt, dass die Energieverteilung von Elektronen beim radioaktiven  $\beta$ -Zerfall kontinuierlich ist. Dieses Ergebnis steht im Gegensatz zu einer als scharf erwarteten Verteilung, wie sie zuvor beim  $\alpha$ -Zerfall beobachtet wurde.

Auch 16 Jahre später ist noch nicht bekannt, welcher Mechanismus dem radioaktiven  $\beta$ -Zerfall zugrunde liegt. Zu dieser Zeit kennt man lediglich Elektronen und Protonen als Bausteine der Materie, und der  $\beta$ -Zerfall scheint einen der wichtigsten Erhaltungssätze der Physik – den Energieerhaltungssatz – zu verletzen. W. Pauli versucht als erster die Energieerhaltung beim  $\beta$ -Zerfall durch die Postulierung eines neuen Teilchens zu retten und schlägt in einem Brief an die Gruppe der *Radioaktiven* bei der Gauvereins-Tagung in Tübingen vom 4.12.1930 folgendes vor:

*Liebe Radioaktive Damen und Herren!*

*[...] bin ich angesichts [...] des kontinuierlichen  $\beta$ -Spektrums auf einen verzweifelten Ausweg verfallen, um den Wechselsatz der Statistik<sup>1</sup> und den Energiesatz zu retten. [...] es könnten elektrisch neutrale Teilchen, die ich Neutronen nennen will, in den Kernen existieren, welche Spin  $1/2$  haben und das Ausschließungsprinzip befolgen [...]*

*[...] Das kontinuierliche  $\beta$ -Spektrum wäre dann verständlich unter der Annahme, dass beim  $\beta$ -Zerfall mit dem Elektron jeweils noch ein Neutron emittiert wird, derart, dass die Summe der Energien von Neutron und Elektron konstant ist. [...]*

*[...] Ich traue mich aber vorläufig nicht, etwas über diese Idee zu publizieren und wende mich vertrauensvoll an Euch, liebe Radioaktive mit der Frage, wie es um den experimentellen Nachweis eines solchen Neutrons stände, wenn dieses ein ebensolches oder etwa 10mal größeres Durchdringungsvermögen besitzen würde, wie ein  $\gamma$ -Strahl.*

---

<sup>1</sup>Heute das Paulische Ausschließungsprinzip

*Also, liebe Radioaktive, prüfet und richtet. - Leider kann ich nicht persönlich in Tübingen erscheinen, da ich infolge eines in der Nacht vom 6. zum 7. Dezember in Zürich stattfindenden Balles hier unabhkömmlich bin. [...]*

*Euer untertänigster Diener*

*W. Pauli*

Pauli postuliert ein neues Teilchen, welches er Neutron nennt. Dabei steht Pauli seiner eigenen Idee jedoch skeptisch gegenüber, was darauf zurückzuführen ist, dass das neue Teilchen seinen eigenen Schätzungen nach praktisch nicht nachweisbar sein wird. Die Skepsis wird in folgendem Bekenntnis ersichtlich, welches Pauli gegenüber dem Astronomen Wolfgang Baade äußert:

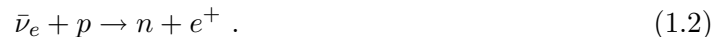
*Ich habe etwas Schreckliches getan, etwas, was kein theoretischer Physiker jemals tun sollte. Ich habe etwas vorgeschlagen, was nie experimentell verifiziert werden kann.*

Der eigentliche Namensgeber des Neutrinos<sup>2</sup> ist E. Fermi, der es 1933 in seiner Feldtheorie des  $\beta$ -Zerfalls erstmals so bezeichnet<sup>3</sup>. Fermi schlägt vor, dass dem  $\beta$ -Zerfall der folgende Prozess zugrunde liegen soll:



In Fermis Theorie ist das Neutrino masselos und elektrisch neutral. Der Wirkungsquerschnitt einer Antineutrino-Proton-Reaktion wird 1934 von Bethe und Peierls erstmals zu  $\sigma(\bar{\nu}p) \approx 10^{-44} \text{ cm}^2$  abgeschätzt. Er weist einen so geringen Wert auf, dass allgemein bezweifelt wird, jemals ein Neutrino nachweisen zu können.

Wie man heute weiß, treffen die pessimistischen Vorhersagen bezüglich der Nachweisbarkeit des Neutrinos nicht zu. 1956 gelingt Frederick Reines und Clyde Cowan<sup>4</sup> der erste direkte experimentelle Nachweis eines freien Neutrinos aus dem Savannah Kernreaktor in den USA. Der Neutrinonachweis gelingt über die indirekte Messung des Positrons aus dem inversen  $\beta$ -Zerfall:



Heute identifiziert man das damals gefundene Neutrino als Antielektronneutrino  $\bar{\nu}_e$ . Zu dieser Zeit ist noch nicht bekannt, dass noch weitere Arten dieses Teilchens existieren. Die noch fehlenden Mitglieder der Neutrinfamilie werden in den darauf folgenden Jahrzehnten gefunden. Das Myonneutrino  $\nu_\mu$  wird 1962 von L. M. Lederman, M. Schwartz und J. Steinberger<sup>5</sup> an einem Beschleunigerexperiment beim Pionzerfall entdeckt. Nach der Entdeckung<sup>6</sup> eines dritten geladenen Leptons, des Tauons, im Jahr 1975 erwartet man auch die Existenz eines dritten Neutrinos. Der experimentelle Nachweis und damit die Komplettierung der heute bekannten Familie der Neutrinos gelingt erst 2001 durch die erste direkte Beobachtung des Tauneutrinos  $\nu_\tau$  beim DONUT<sup>7</sup>-Experiment am Fermilab.

---

<sup>2</sup>kleines Neutron

<sup>3</sup>Ein Jahr zuvor hatte Chadwick mit dem *echten* Neutron den zweiten Kernbaustein gefunden, der in seiner Masse mit dem Proton vergleichbar ist.

<sup>4</sup>Frederick Reines erhielt dafür 1995 den Nobelpreis für Physik (Cowan war zu diesen Zeitpunkt schon verstorben).

<sup>5</sup>Steinberger erhält 1988 den Nobelpreis für die Neutrinostrahl-Methode und den Nachweis der Dublett-Struktur der Leptonen durch die Entdeckung des Myonneutrinos

<sup>6</sup>Das Tauon wird 1975 von M. L. Perl entdeckt. Er bekommt im Jahr 1995 den Physik-Nobelpreis.

<sup>7</sup>DONUT = Direct Observation of NU Tau

Das Verständnis der Eigenschaften von Neutrinos ist eng mit der Formulierung der dem  $\beta$ -Zerfall zugrunde liegenden schwachen Wechselwirkung und deren Vereinigung mit der elektromagnetischen zur elektroschwachen Wechselwirkung verknüpft. Im Jahr 1945 erkennt man, dass Phänomene wie der  $\beta$ -, Myon- und Pionzerfall auf denselben Mechanismus zurückgeführt werden können und ihnen die selbe Kraft zugrunde liegt. Fermis ursprüngliche Theorie des  $\beta$ -Zerfalls wird zur Theorie der schwachen Wechselwirkung weiterentwickelt und beschreibt die Vorgänge beim  $\beta$ -Zerfall nun durch eine punktförmige 4-Fermion-Wechselwirkung. Eine solche als *effektiv*<sup>8</sup> bezeichnete Theorie kann Wechselwirkungen nur bei niedrigen Energien weit unterhalb der  $W$ -Masse gut beschreiben.

Im Jahr 1956 schlagen T. Lee und C. Yang<sup>9</sup> vor, dass die schwache Wechselwirkung paritätsverletzend sein könnte und erklären auf diese Weise, warum das geladene Kaon sowohl in zwei als auch in drei Pionen zerfallen kann. Bis zu diesem Zeitpunkt gilt die Parität als universelle Erhaltungsgröße in der Physik. Im selben Jahr entdeckt C. Wu in einem Experiment zur Vermessung der  $\beta$ -Strahlung von polarisierten  $^{60}\text{Co}$ -Kernen, dass die schwache Wechselwirkung die Parität verletzt. Wenig später vermuten Lee, Yang, Landau und Salam, dass Neutrinos der Grund für die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung sein könnten und – wenn masselos – nur als linkshändige Neutrinos oder rechtshändige Antineutrinos existieren. 1957 zeigt Goldhaber, dass Neutrinos ausschließlich in negativen Helizitätszuständen existieren und somit zu 100% paritätsverletzend sind.

Die Entwicklung einer Feldtheorie der elektroschwachen Vereinigung, die auch die Wechselwirkungen bei höheren Energien genauer beschreiben kann, beginnt 1961, als S.L. Glashow eine entsprechende Eichfeldtheorie entwickelt.  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  wird als Symmetriegruppe vorgeschlagen. Die Theorie sagt neben geladenen Strömen, die für alle bis dahin bekannten Effekte der schwachen Wechselwirkung ursächlich sind, auch noch nicht beobachtete neutrale Ströme voraus. Glashows Feldtheorie ist aber nicht in der Lage die Massen der Eichbosonen  $Z^0$  und  $W^\pm$  zu erklären. 1964 entwickelt Higgs den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung einer Eichtheorie. Das so genannte *Higgs-Feld*, ein zusätzliches Austauscheteilchen, erzeugt die Massen der Eichbosonen.

Im Jahr 1967 schlägt Steven Weinberg das heute gültige Modell der elektroschwachen Feldtheorie vor. Ein Jahr später stellt A. Salam sie unabhängig davon ebenfalls auf. Ihre Theorie erklärt das Zustandekommen der Eichbosonen  $Z^0$  und  $W^\pm$  über den Higgs-Mechanismus und basiert auf  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  als Symmetriegruppe. Allerdings ist gelangt es nicht ihre Renormierbarkeit zu zeigen, da die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung im Gegensatz zu Photonen massiv sind. Dieses Problem löst G. t'Hooft 1972, als es ihm gelingt die Renormierbarkeit der schwachen Wechselwirkung zu zeigen.

Der erste experimentelle Nachweis neutraler Ströme, einer Vorhersage der Weinberg-Salam-Theorie, gelingt 1973 am CERN<sup>10</sup>. Diese indirekte Messung des  $Z^0$  führt zur endgültigen Anerkennung<sup>11</sup> der elektroschwachen Feldtheorie. Am Proton-Antiproton-Beschleuniger SPS<sup>12</sup> am CERN mit einer Schwerpunktenenergie von 540 GeV erfolgt 1983 die direkte Messung der

<sup>8</sup>Effektive Feldtheorien werden zur vereinfachten Beschreibung von Wechselwirkungen genutzt. Beschränkt man sich auf einen bestimmten im Allgemeinen niedrigen Energiebereich, lässt sich so die Anzahl der Freiheitsgrade der Reaktion verkleinern.

<sup>9</sup>Sie erhalten 1957 für ihre Studien zur Parität den Nobelpreis.

<sup>10</sup>ehemals: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, heute: Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire

<sup>11</sup>S. L. Glashow, S. Weinberg und A. Salam erhalten 1979 den Physik-Nobelpreis für ihre Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung.

<sup>12</sup>SPS = Super Proton Synchrotron

freien Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung  $Z^0$  und  $W^\pm$  und ihre Ruhemasse wird bestimmt. Aus Messungen der Zerfallsbreite des  $Z^0$  am Elektron-Positron-Speicherring LEP<sup>13</sup> im CERN aus dem Jahr 1989 weiß man, dass es genau drei Sorten leichter<sup>14</sup> Neutrinos gibt. Zu jedem dieser Neutrinos existiert ein geladenes Partnerlepton  $(\nu_e, e^-)$ ,  $(\nu_\mu, \mu^-)$  und  $(\nu_\tau, \tau^-)$ . Die sechs bekannten Quarks lassen sich auf dieselbe Weise in drei Paare verschiedener Generationen  $(u, d)$ ,  $(c, s)$  und  $(t, b)$  unterteilen. Die jeweils drei Generationen der Leptonen und Quarks unterscheiden sich stark bezüglich ihrer Massen, ansonsten stimmen ihre Eigenschaften überein. Folglich kann man beispielsweise die drei schwachen Eigenzustände der Neutrinos als ein Teilchen mit verschiedenen „Geschmacksrichtungen“ ansehen. In der Physik hat sich heute der englische Begriff *Flavor* als Bezeichnung der unterschiedlichen Generationen von Fermionen durchgesetzt.

## 1.2. Terrestrische und extraterrestrische Neutrinoquellen

Die auf der Erde nachweisbaren Neutrinos stammen aus einer Vielzahl unterschiedlicher Quellen, die sich in terrestrische und extraterrestrische Neutrinoquellen unterteilen lassen:

### A: Terrestrische Quellen

Neutrinos werden in großen Mengen auf der Erde produziert. Die weitaus größte Anzahl von Neutrinos aus terrestrischen Quellen ist natürlichen Ursprungs und Teil der so genannten *natürlichen Radioaktivität*. Beim  $\beta$ -Zerfall radioaktiver Spurenelemente wie Uran  $^{238}\text{U}$  oder Thorium  $^{232}\text{Th}$  aus der Erde entstehen Neutrinos im MeV-Bereich. Auch der Mensch nimmt über die Atemluft und die Nahrung radioaktive Elemente auf und wird so bei deren Zerfall zum Neutrinoproduzenten.

Ein weiterer großer Anteil der terrestrischen Neutrinos aus natürlichen Quellen entsteht in der Erdatmosphäre als Folge der kosmischen Strahlung. Solche Neutrinos werden als atmosphärische Neutrinos bezeichnet und können extrem hohe Energien erreichen. Die Entstehung atmosphärischer Neutrinos wird ausführlich in Kapitel 2 besprochen.

Nicht-natürliche terrestrische Neutrinoquellen sind Kernreaktoren und Teilchenbeschleuniger. Ein insgesamt geringer Anteil von Antielektronenneutrinos entsteht bei der Energiegewinnung in Kernreaktoren. In  $\beta$ -Zerfällen von Neutronen werden Neutrinos im MeV-Bereich erzeugt. Ein Reaktor erzeugt pro Gigawatt einen Antielektronenneutrinofluss von [FV82]:

$$\phi_r \simeq 1,5 \cdot 10^{15} \frac{P/L^2}{\text{cm}^2 \text{s}} . \quad (1.3)$$

Die Leistung  $P$  ist hier in Gigawatt und der Abstand  $L$  in Metern anzugeben. In Reaktionen an Teilchenbeschleunigern werden Neutrinos bis in den oberen GeV-Bereich erzeugt. Sie stammen hauptsächlich aus Zerfällen von Pionen und Kaonen.

### B: Extraterrestrische Quellen

Gemäß des Standardsonnenmodells SSM, welches die Fusionsprozesse in der Sonne beschreibt,

---

<sup>13</sup>LEP = Large Electron-Positron Collider

<sup>14</sup>Leichter als die halbe Masse des  $Z^0$

entstehen im Inneren der Sonne große Mengen an Neutrinos. Hauptsächlich fusioniert die Sonne über mehrere Zwischenprozesse Protonen zu Heliumkernen. Es werden aber auch schwerere Elemente erzeugt<sup>15</sup>. In diesen Fusionsprozessen entstehen Neutrinos mit Energien bis zu 14 MeV. Die Neutrinos durchdringen die Sonne im Gegensatz zu Photonen<sup>16</sup> nahezu ungehindert, sodass durch eine Bestimmung des solaren Neutrinoflusses direkte Rückschlüsse auf die Vorgänge im Inneren der Sonne erlaubt. Auf der Erde wird nach dem SSM ein Fluss solarer Neutrinos von  $\phi_{\text{sol}} \gtrsim 10^{11} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  erwartet.

Auch von Objekten, die sich außerhalb unseres Sonnensystems befinden, können uns extraterrestrische Neutrinos erreichen, die je nach Ursprung auch als *galaktische* oder *kosmische* Neutrinos bezeichnet werden. In Supernovaexplosionen beispielsweise werden extrem hohe Mengen an Neutrinos im MeV-Bereich freigesetzt. Theorien zufolge könnten kosmische Objekte wie aktive galaktische Kerne oder Gammastrahlenblitze Neutrinoflüsse höchster Energien produzieren, die auch auf der Erde nachweisbar sind. Die Mechanismen zur Entstehung extraterrestrischer Neutrinos werden in Anhang E genauer besprochen.

Dem kosmologischen Standardmodell zufolge wurde das Universum circa eine Sekunde nach dem Urknall transparent für Neutrinos. Zu diesem Zeitpunkt entkoppelten sie vom Urknallplasma und propagieren seither durch die Raumzeit. Heute bilden sie eine kosmische Hintergrundstrahlung aus Neutrinos. Aus der Temperatur der kosmischen Mikrowellen-Hintergrundstrahlung CMB<sup>17</sup> kann man die heutige Energie dieser so genannten *Relic*<sup>18</sup>-Neutrinos auf circa  $10^{-4} \text{eV} \approx 1,95 \text{K}$  bestimmen. Ihre Anzahldichte im heutigen Universum wird auf etwa  $133/\text{cm}^3$  pro Neutrino flavor geschätzt [KP93]. Ein Nachweis von Relic-Neutrinos scheint aufgrund ihrer extrem niedrigen Energien mit heutigen Methoden kaum möglich.

### 1.3. Masselose Neutrinos und elektroschwache Wechselwirkung im Standardmodell

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik ist nach heutigem Verständnis die beste Beschreibung der grundlegenden Bausteine der Materie und ihrer gegenseitigen Wechselwirkungen. Im Standardmodell existieren drei fundamentale Wechselwirkungen, die in Form von Eichtheorien realisiert sind und die fundamentalen Kräfte der Natur erzeugen. Die Stärke einer Wechselwirkung wird durch die Größe ihrer Kopplungskonstante bestimmt. Die starke Wechselwirkung besitzt die größte Kopplungsstärke. Die elektromagnetische Wechselwirkung weist eine um zwei Größenordnungen geringere Kopplungsstärke auf. Die starke und schwache Wechselwirkung unterscheiden sie sich in ihrer Stärke um den Faktor  $10^5$ . Die vierte bekannte

---

<sup>15</sup>Eine ausführliche Auflistung aller Fusionsprozesse der Sonne und der daraus erwarteten Neutrinoflüsse ist in [BPG03] zu finden

<sup>16</sup>Photonen, die im Inneren der Sonne entstehen, erfahren auf ihren Weg zur Oberfläche eine ungeheure Zahl von Absorptions- und Emissionsreaktionen und benötigen Zeiträume, die im Bereich von Millionen Jahren liegen, um bis zur Oberfläche zu gelangen.

<sup>17</sup>CMB = Cosmic Microwave Background Radiation. Die kosmische Mikrowellen-Hintergrundstrahlung entstand circa 300 000 Jahre nach dem Urknall, als die Temperatur des Universums unter 3000 K gesunken war. Zu diesem Zeitpunkt war die Energie der Photonen nicht mehr ausreichend groß, um Wasserstoff zu ionisieren, und das Universum wurde für sie plötzlich transparent. Die CMB besteht aus Photonen, die heute auf eine Temperatur  $T_\gamma = 2,725 \text{K}$  abgekühlt sind und die Erde nahezu isotrop treffen. Minimale Temperaturschwankungen bezüglich ihrer sphärischen Verteilung geben Aufschluss über die Dichteverteilung der Materie im Universum zum Zeitpunkt der Entstehung der CMB.

<sup>18</sup>Relic = Überrest, Relikt

Kraft, die Gravitation, kann bisher nicht im Rahmen einer Quantenfeldtheorie beschreiben werden. Sie spielt in der Teilchenphysik wegen ihrer geringen Stärke von  $10^{-38}$  im Vergleich zur starken Kraft kaum eine Rolle.

Das Standardmodell kennt zwölf elementare Fermionen mit Spin 1/2 und die dazugehörigen Antiteilchen. Die elementaren Fermionen werden in zwei Gruppen unterteilt: Sechs Quarks, die allen Wechselwirkungen unterliegen und sechs Leptonen, die nur elektroschwach wechselwirken. Die Teilchenfamilie der Leptonen besteht aus drei massiven geladenen Teilchen  $e^-, \mu^-, \tau^-$  und drei elektrisch neutralen Neutrinos  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ . Die ausschließliche Kopplung der Neutrinos an die schwache Kraft führt zu extrem kleinen Wirkungsquerschnitten bei Neutrinoreaktionen, was es sehr schwierig macht Neutrinoeigenschaften zu bestimmen. Bisherige Messungen geben keinen Hinweis auf die Existenz eines magnetischen Moments bei Neutrinos. Ein direkter Massennachweis ist bis heute ebenfalls nicht gelungen. Es existieren lediglich obere Grenzen für Neutrinomassen:

- $m_{\nu_e} < 2,3 \text{ eV}/c^2$  bei 90% CL Mainz-Neutrino-Experiment [KBB<sup>+</sup>05]
- $m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV}/c^2$  bei 90% CL PDG [Y<sup>+</sup>06]
- $m_{\nu_\tau} < 18,2 \text{ MeV}/c^2$  bei 95% CL PDG [Y<sup>+</sup>06]

Die Obergrenzen für  $\mu$ - und  $\tau$ -Neutrinomassen stammen aus Zerfallsmessungen der jeweiligen Mutterteilchen  $\mu$  und  $\tau$ . Die Obergrenze für Elektroneneutrinos wurde aus der Analyse des Endpunktspektrums beim  $\beta$ -Zerfall von Tritium gewonnen. Im Standardmodell wird die Ruhemasse der Neutrinos in guter Übereinstimmung mit den Messungen als Null angenommen.

### 1.3.1. Elektroschwache Wechselwirkung

Im Standardmodell werden die Wechselwirkungen zwischen Fermionen von Eichfeldern verursacht. Diese Eichfelder stellen die Invarianz der Lagrange-Dichte<sup>19</sup>  $\mathcal{L}_{\text{frei}}$  eines freien Teilchens unter lokaler Transformation sicher. Die Konstituenten der Eichfelder sind Eichbosonen mit Spin 1 und werden als die Überträger der Wechselwirkungen identifiziert. Im Fall der Quantenelektrodynamik QED, die nur die elektromagnetische Wechselwirkung kennt, ist  $\mathcal{L}_{\text{frei}} = \bar{\Psi}(x)(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\Psi(x)$ .  $\mathcal{L}_{\text{frei}}$  ist in dieser Form nicht invariant unter einer lokalen Eichtransformation der Teilchenfelder  $\Psi(x) \rightarrow e^{i\Lambda(x)}\Psi(x)$ . Erst die Einführung eines Eichfeldes  $A_\mu$  und der kovarianten Ableitung  $D_\mu$ , deren Einführung auch als *minimale Substitution* bezeichnet wird, stellt die Invarianz sicher:

$$\begin{aligned} A_\mu(x) &\rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\Lambda(x), \\ D_\mu &= \partial_\mu - ieA_\mu(x). \end{aligned} \quad (1.4)$$

Die lokalen Eichtransformationen bilden die Symmetriegruppe  $U(1)_Q$ . Mit dem Feldstärketensor  $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$  ergibt sich die eichinvariante Lagrange-Dichte der QED zu:

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{\Psi}(x)(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\Psi(x) + \bar{\Psi}e\gamma_\mu A^\mu\Psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}(x)F^{\mu\nu}(x). \quad (1.5)$$

---

<sup>19</sup>Die Lagrange-Dichte dient in der Quantenfeldtheorie zur Beschreibung eines dynamischen Systems von Teilchenfeldern und Wechselwirkungen. Die Bewegungsgleichungen der Felder erhält man durch Einsetzen der freien Lagrange-Dichte in die Lagrange-Gleichung.

Der erste Term steht für das freie Dirac-Feld eines massiven Dirac-Teilchens, der zweite Term beschreibt die Wechselwirkung dieses Teilchens mit dem Photonfeld. Photonen sind somit die Überträger der elektromagnetischen Wechselwirkung. Der letzte Term stellt das freie Photonfeld dar, welches masselos<sup>20</sup> bleibt. Der Anteil  $q\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi$  des Wechselwirkungsterms wird als elektromagnetischer Strom  $j_{\text{EM}}^\mu$  bezeichnet. Über ihn lässt sich die Ladungserhaltung ausdrücken:  $\partial^\mu j_\mu = 0$ .

Im Standardmodell sind die schwache und elektromagnetische Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinigt. Die Eichgruppe der elektroschwachen Wechselwirkung ist die  $SU(2)_I \times U(1)_Y$ , wobei  $SU(2)_I$  die Gruppe des schwachen Isospins  $I$  und  $U(1)_Y$  die Gruppe der schwachen Hyperladung  $Y$  ist. Beide werden zur elektrischen Ladung  $Q$  durch die Gell-Mann-Nishijima-Gleichung in Beziehung gesetzt:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.6)$$

Hier steht  $I_3$  für die dritte Komponente des schwachen Isospins. Anders als die elektromagnetische und starke Kraft unterscheidet die schwache Wechselwirkung zwischen rechts- und linkshändigen Teilchen. Daher ist es bei Betrachtungen der Effekte der schwachen Wechselwirkung zweckmäßig den Spinor eines Fermions in zwei chirale Komponenten aufzuteilen:  $\psi = \psi_L + \psi_R$ . Die Projektionsoperatoren für einen links- oder rechtshändigen Spinor sind:

$$\frac{1 - \gamma^5}{2}\psi = \psi_L \quad \text{und} \quad \frac{1 + \gamma^5}{2}\psi = \psi_R . \quad (1.7)$$

Der Ausdruck  $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$  wird aus den Gamma-Matrizen gebildet, die aus der Dirac-Gleichung bekannt sind. Ein linkshändiges Elektron  $e_L$  und ein linkshändiges Elektroneneutrino  $\nu_{eL}$  beispielsweise können in einem schwachen Isospin-Dublett zusammengefasst werden und als unterschiedliche Zustände des schwachen Isospins angesehen werden. In Tabelle 1.1 sind die unterschiedlichen Chiralitätszustände aller im Standardmodell bekannten Leptonen gezeigt. Es fällt auf, dass keine rechtshändigen Neutrino-Singulets  $\nu_R$  aufgeführt sind. Prinzipiell wird ihre Existenz vom Standardmodell nicht ausgeschlossen, sie sind bisher jedoch nicht beobachtet worden. Gleiches trifft für linkshändige Antineutrinos  $\bar{\nu}_L$  zu.

Vernachlässigt man die Masse der Leptonen, kann die freie Lagrange-Dichte nun geschrieben werden als:

$$\mathcal{L}_{\text{Lep}} = (\bar{\nu}_{\ell L}, \bar{\ell}_L) i\gamma_\mu \partial^\mu \begin{pmatrix} \nu_{\ell L} \\ \ell_L \end{pmatrix} + \bar{\ell}_R i\gamma_\mu \partial^\mu \ell_R . \quad (1.8)$$

Um die Invarianz der Lagrange-Dichte unter lokaler Eichtransformation sicher zu stellen werden wie im Fall der QED Eichfelder eingeführt. Die lokalen  $SU(2)_I \times U(1)_Y$  Transformationen sind von der Form:

$$\begin{pmatrix} \nu_{\ell L} \\ \ell_L \end{pmatrix} \rightarrow e^{i\vec{\tau}\vec{\alpha}(x)} e^{i\frac{Y}{2}\lambda(x)} \begin{pmatrix} \nu_{\ell L} \\ \ell_L \end{pmatrix} , \\ \ell_R \rightarrow e^{i\frac{Y}{2}\lambda(x)} \ell_R . \quad (1.9)$$

<sup>20</sup>Durch ein massives Photonfeld wäre  $\mathcal{L}$  nicht mehr eichinvariant.

Die Leptonen des SM			$I$	$I_3$	$Y$	$Q$
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	1/2	1/2	-1	0
$e_R^-$	$\mu_R^-$	$\tau_R^-$	1/2	-1/2	-1	-1
			0	0	-2	-1
$L_e = +1$	$L_\mu = +1$	$L_\tau = +1$				
$\begin{pmatrix} \bar{\nu}_e \\ e^+ \end{pmatrix}_R$	$\begin{pmatrix} \bar{\nu}_\mu \\ \mu^+ \end{pmatrix}_R$	$\begin{pmatrix} \bar{\nu}_\tau \\ \tau^+ \end{pmatrix}_R$	1/2	-1/2	1	0
$e_L^+$	$\mu_L^+$	$\tau_L^+$	1/2	1/2	1	1
			0	0	2	1
$L_e = -1$	$L_\mu = -1$	$L_\tau = -1$				

**Tabelle 1.1.:**

Die Tabelle zeigt die unterschiedlichen Chiralitätszustände aller im Standardmodell bekannten Leptonen und Antileptonen. Zusätzlich sind die entsprechenden Quantenzahlen für den schwachen Isospin  $I$ , dessen dritte Komponente  $I_3$ , die Hyperladung  $Y$  und die elektrische Ladung  $Q$ , sowie die Leptonflavorzahlen  $L_e, L_\mu, L_\tau$  angegeben. Das Standardmodell kennt nur linkshändige Neutrinos und rechtshändige Antineutrinos.

Durch die minimale Substitution erhält man die Eichfelder:

$$\begin{aligned}
 \vec{W}_\mu &\rightarrow \vec{W}_\mu + \frac{1}{g} \partial_\mu \vec{\alpha} + \vec{\alpha} \times \vec{W}_\mu, \\
 B_\mu &\rightarrow B_\mu + \frac{1}{g'} \partial_\mu \lambda, \\
 \begin{pmatrix} \nu_{\ell L} \\ \ell_L \end{pmatrix} &: D_\mu = \partial_\mu - ig \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu, \\
 \ell_R &: D_\mu = \partial_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu.
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

Hier sind  $\vec{W}_\mu$  das Eichfeld der  $SU(2)_I$  und  $B_\mu$  das Eichfeld der  $U(1)_Y$  Symmetriegruppen. Man erhält zwei Kopplungskonstanten  $g$  und  $g'$ , welche die Stärke der Kopplung der Eichfelder an die Teilchenfelder beschreiben. Allerdings entsprechen die Eichfelder  $W_\mu^i$  und  $B_\mu$  nicht den in der Natur realisierten physikalischen Feldern  $A_\mu, Z_\mu, W_\mu^\pm$ . Beide hängen wie folgt mit zusammen:

$$\begin{pmatrix} W_\mu^+ \\ W_\mu^- \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ 1 & i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} W_\mu^1 \\ W_\mu^2 \end{pmatrix}, \tag{1.11}$$

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta_W & \sin \Theta_W \\ -\sin \Theta_W & \cos \Theta_W \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}. \tag{1.12}$$

$\Theta_W$  ist hier der so genannte *Weinbergwinkel*. Er *mischt* das Eichfeld der Symmetriegruppe der Hyperladung  $U(1)_Y$  mit der dritten Komponente des Eichfeldes der  $SU(2)_I$  des schwachen Isospins und setzt die Kopplungskonstanten der schwachen Wechselwirkung mit der elektrischen Elementarladung  $e$  in Beziehung.

$$e = g \sin \Theta_W = g' \cos \Theta_W \tag{1.13}$$



Während die beiden Eichbosonen  $W^\pm$  geladen sind, ist das  $Z^0$  elektrisch neutral. Bislang sind die Eichbosonen allerdings masselos, als Konsequenz der Eichsymmetrie<sup>21</sup>. Ihre Massen erhalten die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung aus dem Mechanismus der so genannten *spontanen Symmetriebrechung*, aus welchem das so genannte *Higgs-Feld* entsteht. Unter Vernachlässigung der angeregten Zustände des Higgs-Feldes  $h(x)$  ergeben sich die Terme der Lagrange-Dichte, welche nur den Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes  $\phi_0$  enthalten und den Eichbosonen ihre Masse verleihen, zu:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = -\frac{1}{4}\phi_0^2 ((g')^2 + g^2) Z_\mu Z^\mu - \frac{1}{4}\phi_0^2 g^2 W_\mu^- W^{+\mu} . \quad (1.14)$$

Der Ausdruck  $\phi_0 g/2$  kann mit der Masse eines  $W$ -Bosons und  $\phi_0 \sqrt{(g')^2 + g^2}/2$  mit der Masse des  $Z$ -Bosons identifiziert werden. Im Gegensatz zum masselosen Photonfeld  $A_\mu$ , dem Überträger der elektromagnetischen Wechselwirkung, sind die schwachen Eichbosonen massiv. Ihre Massen werden aus den Kopplungskonstanten  $g$  und  $g'$  gebildet, deren Werte nicht aus der Theorie ableitbar sind. Folglich müssen sie im Experiment bestimmt werden. Sie sind heute recht gut bestimmt und ergeben sich zu [Y<sup>+</sup>06]:  $M_{W^\pm} = (80,425 \pm 0,038) \text{ GeV}/c^2$  und  $M_{Z^0} = (91,1876 \pm 0,0021) \text{ GeV}/c^2$ .

### 1.3.2. Neutrinowechselwirkungen

Im Standardmodell wird jedem Leptonflavor eine additive Quantenzahl, die Leptonflavorzahl  $L_\ell$ , zugeordnet (siehe Tabelle 1.1). Die Leptonflavorzahl ist in allen Wechselwirkungen im minimalen Standardmodell für jedes Flavor einzeln erhalten. Reaktionen, für die das nicht der Fall wäre, sind bisher mit Ausnahme des Phänomens der Neutrinooszillation, deren Existenz seit einigen Jahren als gesichert gilt, nicht beobachtet worden:

$$\begin{aligned} \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu && \text{beobachtet} && (L_\mu = L_e - L_e + L_\mu) , \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \gamma && \text{nicht beobachtet} && (L_\mu \neq L_e) , \\ \nu_\mu + e^- &\rightarrow \mu^- + \nu_e && \text{beobachtet} && (L_\mu + L_e = L_\mu + L_e) , \\ \nu_\mu + e^- &\rightarrow \tau^- + \nu_e && \text{nicht beobachtet} && (L_\mu + L_\tau \neq L_\mu + L_e) , \\ 2n &\rightarrow 2p + 2e^- && \text{nicht beobachtet} && (0 \neq 2L_e) . \end{aligned} \quad (1.15)$$

Als letzte Reaktion ist der so genannte *neutrinolose doppelte  $\beta$ -Zerfall* gezeigt. Er wird vorhergesagt, für den Fall, dass Neutrinos Majorana-Teilchen sind (siehe Abschnitt 1.4).

Wechselwirkungen von Neutrinos mit elementaren Fermionen lassen sich mit Hilfe von schwachen Ströme beschreiben. Beim Austausch eines  $Z^0$  spricht man von neutralen Strömen NC<sup>22</sup>. Neutrale Ströme sind flavorerhaltend, was bedeutet, dass sich bei diesen Prozessen die Teilchenart (Flavor) der Reaktionspartner nicht ändert:

$$\text{NC} : \quad \nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^- . \quad (1.16)$$

Wird ein  $W^\pm$  ausgetauscht fließt ein geladener Strom CC<sup>23</sup>. Hier kommt es zu einer Flavoränderung der Reaktionspartner:

$$\text{CC} : \quad \nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e . \quad (1.17)$$

<sup>21</sup> Masseterme der Art  $\frac{M_V^2}{2} \vec{W}_\mu \cdot \vec{W}^\mu$  und  $\frac{M_Z^2}{2} Z_\mu \cdot Z^\mu$  wären nicht eichinvariant.

<sup>22</sup>NC = Neutral Current

<sup>23</sup>CC = Charged Current

Die Wechselwirkungsterme der Lagrange-Dichte für alle Fermionen mit den Eichfeldern lassen sich ausgedrückt durch Ströme so schreiben:

$$\mathcal{L}_{\text{WW}} = \frac{g}{2\sqrt{2}} (j_{\text{CC}+}^{\mu} W_{\mu}^{-} + j_{\text{CC}+}^{\mu} W_{\mu}^{+}) - \frac{g}{4 \cos \Theta_{\text{W}}} j_{\text{NC}}^{\mu} Z_{\mu} - e j_{\text{EM}}^{\mu} A_{\mu} . \quad (1.18)$$

Die Ströme sind folgendermaßen definiert:

$$j_{\text{CC}+}^{\mu} = \sum_{\ell=e,\mu,\tau} i \bar{\psi}_{\ell} \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) \psi_{\nu_{\ell}} + \sum_{\text{u,d}} i \bar{\psi}_{\text{d}} U_{\text{du}}^{\text{CKM}} \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) \psi_{\text{u}} , \quad (1.19)$$

$$j_{\text{CC}-}^{\mu} = \sum_{\ell=e,\mu,\tau} i \bar{\psi}_{\nu_{\ell}} \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) \psi_{\ell} + \sum_{\text{u,d}} i \bar{\psi}_{\text{u}} U_{\text{ud}}^{\text{CKM}} \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) \psi_{\text{d}} , \quad (1.20)$$

$$j_{\text{NC}}^{\mu} = \sum_{\text{F}} (-1)^{(0,5-I_3)} i \bar{\psi}_{\text{F}} \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) \psi_{\text{F}} - 4 \sin^2 \Theta_{\text{W}} \cdot \sum_{\text{f}} i q_{\text{f}} \bar{\psi}_{\text{f}} \gamma^{\mu} \psi_{\text{f}} , \quad (1.21)$$

$$j_{\text{EM}}^{\mu} = \sum_{\text{f}} i q_{\text{f}} \bar{\psi}_{\text{f}} \gamma^{\mu} \psi_{\text{f}} . \quad (1.22)$$

In den geladenen Strömen  $j_{\text{CC}+}^{\mu}$ ,  $j_{\text{CC}-}^{\mu}$  steht u für die Quarks  $u, c, t$  und d für die Quarks  $d, s, b$ . Im Ausdruck für den neutralen Strom  $j_{\text{NC}}^{\mu}$  repräsentiert  $F$  alle elementaren Fermionen und  $f$  nur die geladenen. Die Gleichungen der geladenen Ströme bestehen jeweils aus zwei Termen. Der erste Term beschreibt eine geladene Stromwechselwirkung zwischen Komponenten der linkshändigen Isospin-Dubletts von Leptonen. Der zweite Term repräsentiert den Anteil aus Wechselwirkungen zwischen den entsprechenden Quarkdubletts. Hier muss man berücksichtigen, dass die Masseeigenzustände der Quarks, im Gegensatz zu Leptonen, nicht mit ihren schwachen Eigenzuständen übereinstimmen. Die Übergänge zwischen den Masseeigenzuständen und den schwachen Eigenzuständen von Quarks werden durch die CKM-Matrix (siehe Abschnitt 1.4) beschrieben. In neutralen Stromreaktionen koppelt das  $Z^0$  an linkshändige Fermionen, was im ersten Term für  $j_{\text{NC}}^{\mu}$  ausgedrückt wird. Der zweite Term beschreibt die Kopplung des  $Z^0$  an rechtshändige geladene Fermionen. Die elektromagnetischen Ströme koppeln ausschließlich an geladene Fermionen und spielen somit für Neutrinos keine Rolle.

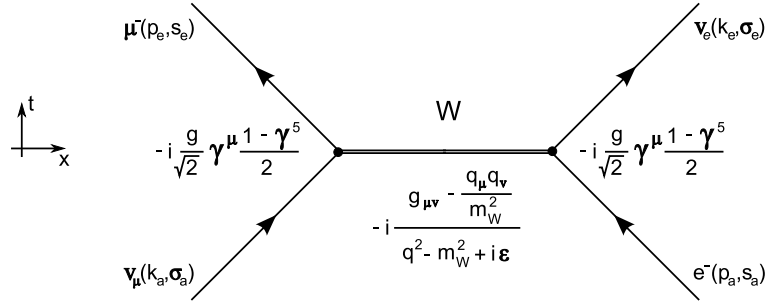
### 1.3.3. Wirkungsquerschnitte von Neutrinoreaktionen

Bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten eines Streuprozesses müssen alle relevanten Einzelprozesse berücksichtigt werden, da man im Experiment im Allgemeinen die Summe aller Wirkungsquerschnitte in einem Streuprozess misst. So sind die Beiträge, wie sie beispielsweise durch Vertauschung identischer Teilchen entstehen, und die möglichen Prozesse aller beteiligten Wechselwirkungen einzubeziehen. Bei Reaktionen von Neutrinos ist ausschließlich die schwache Wechselwirkung zu berücksichtigen. Mit wachsendem Impulsübertrag müssen bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten auch Terme höherer Ordnung der Störungstheorie in die Berechnungen einbezogen werden. Der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion in Streuprozessen von Elementarteilchen lässt sich mit Hilfe der relativistischen Kinematik und so genannter *Feynman-Diagramme* berechnen.

### Wirkungsquerschnitte von Neutrino-Elektron-Reaktionen

Bei Reaktionen zwischen Neutrinos und Elektronen<sup>24</sup> handelt es sich um rein leptonsche

<sup>24</sup>Eine Streuung an Myonen oder Tauonen unterliegt im Prinzip den gleichen Regeln, kann jedoch experimentell nicht realisiert werden.


**Abbildung 1.1.:**

Die Abbildung zeigt einen Feynman-Graphen erster Ordnung für die geladene Stromwechselwirkung eines Myonneutrinos mit einem Elektron.

Prozesse, deren Wirkungsquerschnitt einfach abgeschätzt werden kann. Die Feynman-Regeln, nach welchen sich der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion berechnen lässt, werden am Beispiel der geladenen Stromwechselwirkung  $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^-$  in niedrigster Ordnung kurz erläutert:

- Einlaufende Teilchen  $\nu_\mu$ ,  $e^-$  werden durch Linien mit ihrem jeweiligen 4er-Impuls  $p$ ,  $k$  und Spin  $s$ ,  $\sigma$  dargestellt (siehe Abbildung 1.1). Gleiches gilt für die auslaufenden Teilchen  $\mu^-$  und  $\nu_e$ .
- Wechselwirkungen geschehen an Vertices, wo sich die Teilchenlinien treffen und die Teilchen Energie und Impuls aufeinander übertragen. An jedem Vertex gilt die Viererimpuls-Erhaltung  $k = p' - q$  und  $p = k' + q$ . Hierbei beschreibt  $q$  den bei der Reaktion übertragenen Impuls. Der Vertexfaktor des schwachen geladenen Stroms ist gegeben als:  $-ig/\sqrt{2}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)/2$ .
- Linien zwischen Vertices sind Propagatoren, in diesem Fall ist es der  $W$ -Propagator  $-i(g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu/m_W^2)/(q^2 - m_W^2 + i\epsilon)$ , und repräsentieren virtuelle Teilchen, die Energie und Impuls  $q$  zwischen realen Teilchen übertragen. Sie stellen die eigentliche Wechselwirkung dar.

Mit Hilfe dieser Regeln lässt sich das Übergangsmatrixelement  $M$  der Reaktion bilden, über welche die Wechselwirkung ausgedrückt wird. Für den betrachteten Fall der geladenen Stromwechselwirkung eines Myonneutrinos mit einem Elektron lässt sich  $M$  nun schreiben als:

$$M = \left( \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_e \gamma^\lambda \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) e \right) \frac{-i \left( g_{\lambda\rho} - \frac{q_\lambda q_\rho}{M_W^2} \right)}{q^2 - M_W^2 - i\epsilon} \left( \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\mu} \gamma^\rho \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \nu_\mu \right). \quad (1.23)$$

Nimmt man an, dass der Impulsübertrag  $q$  im Vergleich zur  $W$ -Masse klein ist ( $|q|^2 \ll m_W^2$ ), kann man den Propagatorterm vernachlässigen und das Matrixelement wird:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left( \bar{\nu}_e \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) e \right) \left( \bar{\mu} \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) \nu_\mu \right). \quad (1.24)$$

$G_F$  wird als Fermi-Konstante bezeichnet und ist definiert als  $G_F = \sqrt{2}g^2/(8M_W^2)$ . In Experimenten ist  $M$  jedoch nicht direkt messbar. Die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang hängt

vom Betragsquadrat des Matrixelements ab. Sofern es sich bei den Anfangs- und Endzuständen nicht um reine Zustände handelt, müssen die entsprechenden einzelnen Übergangswahrscheinlichkeiten addiert werden. Zudem ist über alle Spinfreiheitsgrade zu summieren:

$$\langle |M|^2 \rangle = \frac{1}{2} \sum_{s,\sigma} \sum_{s',\sigma'} |M(s, \sigma, s', \sigma')|^2 . \quad (1.25)$$

Der Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion mit zwei einlaufenden und zwei auslaufenden Teilchen ist gegeben als:

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4 \delta^4(p + k - p' - k')}{4(p \cdot k - m_p^2 m_k^2)^{1/2}} \cdot \frac{|M|^2}{n!} \cdot \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3 2p'_0} \cdot \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3 2k'_0} . \quad (1.26)$$

Hier sind  $p'_0, k'_0$  die Energie der auslaufenden Teilchen.  $m_p$  beziehungsweise  $m_k$  sind die Massen der einlaufenden Teilchen, in diesem Fall von  $\nu_\mu$  und  $e$ . Der Faktor  $n!$  wird als Symmetriefaktor bezeichnet und steht für die jeweilige Anzahl  $n$  an identischen Teilchen im Endzustand.

Zur expliziten Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Beispielreaktion, wird angenommen, dass sich das Elektron im Laborsystem in Ruhe ( $\vec{p}_e = 0$ ) befindet und das einfallende Myon neutrino bei einer verschwindenden Ruhemasse ( $m_{\nu_\mu} \approx 0$ ) eine Energie von  $E_{\nu_\mu} = |\vec{p}_{\nu_\mu}|$  besitzt. Somit ergeben sich die 4er-Impulse zu:

$$p^\lambda = (m_e, 0, 0, 0) , \quad k^\lambda = (E_{\nu_\mu}, 0, 0, E_{\nu_\mu}) . \quad (1.27)$$

Hierbei wurde die Einfallsrichtung des Myon neutrinos in  $z$ -Richtung angenommen. Setzt man die Impulse in Gleichung 1.26 ein, erhält man folgenden Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma(\nu_\mu e) = \frac{1}{16\pi^2 m_e E_{\nu_\mu}} \int \frac{d^3 k'}{4E'_e E'_{\nu_\mu}} \delta(m_e + E_{\nu_\mu} - E'_\mu - E'_{\nu_e}) \cdot \langle |M|^2 \rangle , \quad (1.28)$$

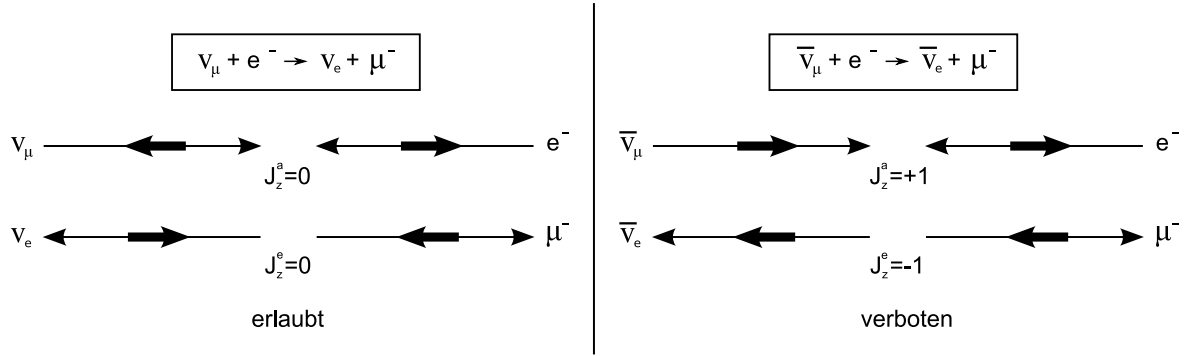
Hier sind  $E'_{\nu_e}$  und  $E'_\mu$  die Energien der auslaufenden Teilchen. Nach der Integration ergibt sich der der Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_e + \mu^-$  zu:

$$\sigma_{CC}(\nu_\mu e) = \frac{G_F^2}{\pi} 2m_e E_{\nu_\mu} = \frac{G_F^2}{\pi} s . \quad (1.29)$$

Die Variable  $s$  beschreibt das Quadrat der Schwerpunktsenergie einer Reaktion. Sie ist eine der Mandelstam-Variablen, welche zur Beschreibung kinematischer Prozesse bei relativistischen Geschwindigkeiten verwendet werden.  $s$  ist definiert als  $s = (p_{\nu_\mu} + p_e)^2$  und lässt sich für den betrachteten Fall im Schwerpunktsystem ausdrücken als  $s = 2m_e E_{\nu_\mu}$ . Bezieht man die Neutrinoenergie auf die Einheit GeV lässt sich die Größe des Wirkungsquerschnitts leicht ablesen:

$$\sigma_{CC}(\nu_\mu e) = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} E_{\nu_\mu} \approx 1,7 \cdot 10^{-41} \left( \frac{E_{\nu_\mu}}{\text{GeV}} \right) \text{cm}^2 . \quad (1.30)$$

Für den betrachteten Energiebereich steigt der Wirkungsquerschnitt linear mit der Energie an und er ist proportional zur Masse des ruhenden massiven Leptons.


**Abbildung 1.2.:**

Die Rückwärtsstreuung für Neutrino-Lepton-Reaktionen ist erlaubt, da der Gesamtstrom erhalten bleibt ( $J_z^a = 0 = J_z^e$ ). Im Gegensatz dazu ist sie bei Antineutrino-Lepton-Reaktionen aus Gründen der Drehimpulserhaltung verboten ( $J_z^a = 1 \neq J_z^e = -1$ ).

Bei Reaktionen von Antineutrinos mit Leptonen ist der Streuwinkel  $\Theta$  von Bedeutung. Für die Reaktion eines Antimyonneutrinos  $\bar{\nu}_\mu$  mit einem Elektron  $\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + \mu^-$  ergibt sich nach Austausch der entsprechenden Ströme ein differentieller Wirkungsquerschnitt von:

$$\frac{d\sigma_{\text{CC}}(\bar{\nu}_\mu e)}{d\Omega} = \frac{G_F^2}{16\pi^2} s (1 + \cos \Theta)^2 . \quad (1.31)$$

Es fällt auf, dass der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion abhängig vom Streuwinkel  $\Theta$  ist. Insbesondere verschwindet  $\sigma$  für den Fall der Rückwärtsstreuung ( $\Theta = \pi$ ). Die Ursache ist in der Drehimpulserhaltung zu suchen. Für Neutrino-Lepton-Streuung verändert sich der Wert der z-Komponente des Gesamtdrehimpulses  $J_z$  während der Reaktion nicht:  $J_z = 0$  (siehe Abbildung 1.2). Bei der Antineutrino-Lepton-Streuung hingegen unterscheiden sich im Fall einer Rückwärtsstreuung der Gesamtdrehimpuls von einlaufenden ( $J_z = 1$ ) und auslaufenden Teilchen ( $J_z = -1$ ), was aus Gründen der Drehimpulserhaltung verboten ist. Nach der Integration über den gesamten Winkelbereich ergibt sich der Wirkungsquerschnitt zu:

$$\sigma_{\text{CC}}(\bar{\nu}_\mu e) = \frac{2G_F^2 m_e}{3\pi} E_{\bar{\nu}_\mu} = \frac{1}{3} \sigma_{\text{CC}}(\nu_\mu e) . \quad (1.32)$$

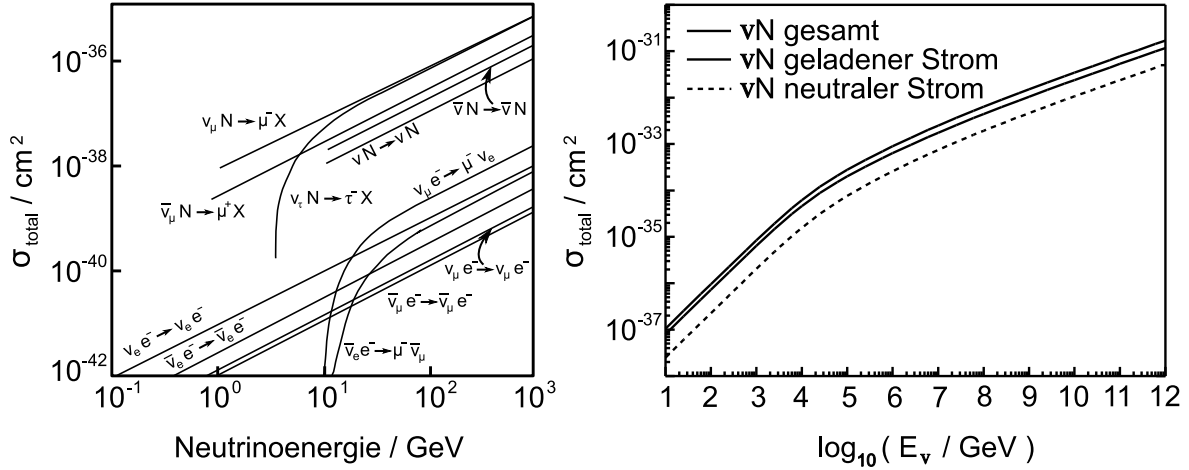
Der Wirkungsquerschnitt einer Antineutrino-Elektron-Reaktion ist aus eben genannten Gründen im Vergleich zu dem der Neutrino-Elektron-Reaktion um den Faktor 3 geringer.

Für neutrale Stromwechselwirkungen funktioniert die Berechnung des Wirkungsquerschnittes ähnlich. Nach Austausch der geladenen durch neutrale Ströme (siehe Gleichung 1.19) lässt sich das Matrixelement folgendermaßen schreiben:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left( \bar{\nu}_\mu \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) \nu_\mu \right) \left( g_L \bar{e} \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) e + g_R \bar{e} \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) e \right) . \quad (1.33)$$

Die beiden Ausdrücke  $g_{L,R}$  sind wie folgt definiert:  $g_L = -1/2 \sin^2 \Theta_W$  und  $g_R = -1/2 \sin^2 \Theta_W$ . Daraus ergibt sich der Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\text{NC}}(\nu_\mu e) = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} E_{\nu_\mu} \left[ \left( \frac{1}{2} - \sin^2 \Theta_W \right)^2 + \frac{1}{3} \sin^2 \Theta_W \right] = 1,6 \cdot 10^{-42} \left( \frac{E_{\nu_\mu}}{\text{GeV}} \right) \text{cm}^2 . \quad (1.34)$$


**Abbildung 1.3.:**

Links: Gezeigt sind energieabhängige Wirkungsquerschnitte geladener und neutraler Stromwechselwirkungen von Neutrinos mit ruhenden Targetteilchen. Der Wirkungsquerschnitt für Nukleonen liegt mehrere Größenordnungen oberhalb des Wirkungsquerschnitts für Elektronen (Abbildung entnommen aus [Neu04]). Rechts: Modellberechnungen der Wirkungsquerschnitte von Neutrino-Nukleon-Reaktionen für Energien bis  $10^{12}$  GeV (Abbildung entnommen aus [G<sup>+</sup>98]).

Dies entspricht einem zehnfach geringeren Wirkungsquerschnitt im Vergleich zur geladenen Stromwechselwirkung. Für die Streureaktionen von Elektron- und Antielektronneutrinos mit Elektronen ergeben sich Wirkungsquerschnitte in der selben Größenordnung (siehe Abbildung 1.3).

### Wirkungsquerschnitte von Neutrino-Nukleon-Reaktionen

Die Wirkungsquerschnitte für geladene Stromwechselwirkungen mit Nukleonen, genauer den Quarks der Nukleonen, lassen sich unter Austausch der Lepton- mit den Quarkströmen (siehe Gleichungen 1.19) berechnen. Allerdings existieren in der Natur bekanntlich keine freien Quarks. Der Gesamtwirkungsquerschnitt für Neutrino-Nukleon-Reaktionen setzt sich somit aus den einzelnen Wirkungsquerschnitten der Reaktionen mit Quarks zusammen. Die Wahrscheinlichkeit, mit welcher ein bestimmtes Quark mit einem Anteil  $x$  des Gesamtimpulses  $p_N$  des Nukleons die Reaktion bestimmt, wird in so genannten *Quark- oder Partonverteilungsfunktionen* beschrieben.

Je nach Neutrinoenergie kommt es bei der Streuung an Nukleonen zu verschiedenen Reaktionen. In so genannten *quasi-elastischen* Reaktionen bei niedrigen Energien bleibt das Nukleon intakt. In geladenen Stromwechselwirkungen mit einem Neutrino (Antineutrino) ändert sich lediglich sein Isospinzustand  $p \leftrightarrow n$ . Ab Neutrinoenergien von ( $E \gtrsim 1$  GeV) überwiegt die Erzeugung so genannter  $\Delta$ -Resonanzen im Nukleon. Bei deren Zerfall kommt es zur Bildung von Pionen, wie beispielsweise in der Reaktion:  $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + p + \pi^+$ . Für Energien oberhalb von etwa 10 GeV dominieren so genannte *tiefinelastische* Neutrino-Nukleon-Reaktionen  $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$  den Gesamtwirkungsquerschnitt. Bei solchen Reaktionen bleibt das beteiligte Nukleon nicht intakt und fragmentiert ( $X$ ).

Bei der Beschreibung von Neutrino-Nukleon-Reaktionen in Energiebereichen ( $E_\nu \gg m_N$ )

ist es hilfreich, die in hochenergetischen Streuprozessen oft verwendeten Lorentz-invarianten Skalen- oder *Björken*-Variablen  $x$  und  $y$  einzuführen. Ihre Werte liegen innerhalb des Intervalls  $0 \leq x, y \leq 1$ . Sie sind aber nur in ausgezeichneten Bezugssystemen anschaulich interpretierbar. Im Laborsystem sind können sie geschrieben werden als:

$$x \equiv \frac{-q^2}{2p \cdot q} = \left( \frac{-q^2}{2M_N (E_{\nu_\mu} - E_\mu)} \right)_{\text{Lab}} \quad \text{und} \quad y \equiv \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \left( \frac{E_{\nu_\mu} - E_\mu}{E_\nu} \right)_{\text{Lab}} . \quad (1.35)$$

Der Ausdruck  $M_N$  steht für die Masse eines isoskalaren Nukleons  $M_N = (m_n + m_p)/2$ . Bei einer Neutrino-Nukleon-Reaktion beschreibt  $x$  den Impulsanteil des Nukleons  $p$ , welcher einem Quark zugeordnet wird, und  $y$  beschreibt den relativen Energieverlust des Neutrinos. Für die Reaktion  $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$  an isonuklearen Targets ( $N_p = N_n$ ) ergibt sich nach dem Austausch  $-q^2 = Q^2$  der differentielle Wirkungsquerschnitt zu [G<sup>+</sup>98]:

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{2G_F^2}{\pi} M_N E_{\nu_\mu} \left( \frac{m_W^2}{Q^2 + m_W^2} \right)^2 \cdot [x f(x, Q^2) + x \bar{f}(x, Q^2)(1 - y^2)] . \quad (1.36)$$

Der  $W$ -Propagatorterm aus Gleichung 1.23 ist hier aufgeführt, hat aber für Neutrinoenergien  $E_\nu \lesssim 10 \text{ TeV}$  praktisch keinen Einfluss auf den Wirkungsquerschnitt. Die Funktionen  $f(x, q^2)$  und  $\bar{f}(x, q^2)$  sind die hier verwendeten Partonverteilungsfunktionen. Sie lauten:

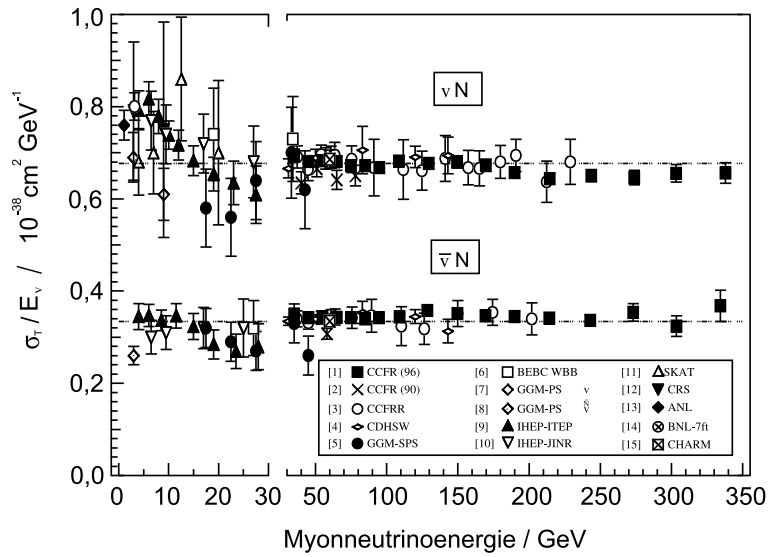
$$\begin{aligned} f(x, Q^2) &= \frac{u_v + d_v}{2} + \frac{u_s + d_s}{2} + s_s + b_s , \\ \bar{f}(x, Q^2) &= \frac{u_s + d_s}{2} + c_s + t_s . \end{aligned} \quad (1.37)$$

Bei einzelnen Funktionen  $u$ ,  $d$ , usw. beschreiben den jeweiligen Quarkbeitrag. Die untergestellten Indizes stehen für Valenz- (v) oder See-Quarks (s). In Abbildung 1.3 rechts sind die berechneten Wirkungsquerschnitte für Myonneutrino-Nukleon-Wechselwirkungen [G<sup>+</sup>98] gemäß des CTEQ4 – HJ Partonverteilungsmodells zu sehen. Während bei geringen Impulsüberträgen die Wirkungsquerschnitte linear mit der Energie ansteigen, wachsen sie oberhalb von Neutrinoenergien  $E_\nu \lesssim 10 \text{ TeV}$  langsamer an. Hier liegen die Impulsüberträge im Bereich der Masse des  $W$ -Bosons, und der Propagator unterdrückt ein schnelleres Anwachsen des Wirkungsquerschnitts. Die Beziehung für neutrale Stromwechselwirkungen ähnelt Gleichung 1.36, es ändern sich lediglich die Bosonmasse ( $m_W \rightarrow m_Z$ ) sowie die Quarkverteilungsfunktionen. Die resultierenden Wirkungsquerschnitte liegen etwa um den Faktor fünf unterhalb derjenigen für geladene Stromwechselwirkungen eines Neutrinos mit einem Nukleon.

Im MeV-Bereich sind die Neutrinowirkungsquerschnitte durch Messungen gut bekannt. Für höhere Energien werden die Unsicherheiten in den Messdaten größer. Zurzeit existieren für den Energiebereich bis wenig oberhalb von  $100 \text{ GeV}$  gemessene Neutrinowirkungsquerschnitte (siehe Abbildung 1.4). Für Energien zwischen  $50 \text{ GeV} \leq E \leq 250 \text{ GeV}$  hängen sie näherungsweise linear von der Energie ab:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{CC}}(\nu_\mu N \rightarrow \mu^- + X) &= 6,7 \cdot 10^{-39} \left( \frac{E_{\nu_\mu}}{\text{GeV}} \right) \text{ cm}^2 , \\ \sigma_{\text{CC}}(\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ + X) &= 3,4 \cdot 10^{-39} \left( \frac{E_{\nu_\mu}}{\text{GeV}} \right) \text{ cm}^2 . \end{aligned} \quad (1.38)$$

Im Vergleich zu den Wirkungsquerschnitten für Neutrino-Lepton-Reaktionen liegen die für Neutrino-Nukleon-Reaktionen etwa drei Größenordnungen höher, was hauptsächlich durch die



**Abbildung 1.4.:**

In dieser Abbildung sind die Messungen verschiedener Experimente zu Wirkungsquerschnitten von Neutrino-Nukleon-Reaktionen dargestellt. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte reichen bis zu Neutrinoenergien von einigen 100 GeV und steigen näherungsweise linear mit der Energie an. Für Energien oberhalb dieses Bereichs liegen keine Messdaten vor (Abbildung entnommen aus [Y<sup>+</sup>06]).

Massenunterschiede zwischen Elektron- und Nukleonmasse begründet ist ( $m_p/m_e \approx 2000$ ). Für hohe Energien ( $E \gtrsim 10^6$  GeV) verschwindet der Unterschied in den Wirkungsquerschnitten zwischen Neutrinos und Antineutrinos an Nukleonen, da hauptsächlich die See-Quarks in den Streureaktionen eine Rolle spielen (siehe [G<sup>+</sup>98]). Für Energiebereiche oberhalb von 250 GeV liegen keine Messungen zum Wirkungsquerschnitt von Neutrinos vor, so dass sie aus den vorhandenen Daten extrapoliert werden müssen.

In dieser Arbeit sind die Reaktionen von Myoneneutrinos mit dem Targetmaterial Eis von Bedeutung, wo der Gesamtwirkungsquerschnitt von Neutrino-Nukleon-Reaktionen dominiert wird. Bei Neutrinoenergien in Bereich von 50 GeV –  $10^5$  GeV kann der Wirkungsquerschnitt als linear mit der Energie steigend angenommen werden. Der Einfluss des  $W$ -Propagators ist gering und wird vernachlässigt.

## 1.4. Neutrinooszillation massiver Neutrinos

Im minimalen Standardmodell sind Neutrinos masselos und existieren nur als linkshändige Neutrinos oder rechtshändige Antineutrinos. Die Masselosigkeit der Neutrinos beruht, anders als beispielsweise bei Photonen<sup>25</sup>, nicht auf einer Symmetrie des Standardmodells. Die Eigenschaften von Neutrinos sind, im Vergleich zu den übrigen Teilchen des Standardmodells, weniger genau vermessen. Bis vor wenigen Jahren gab es keine evidenten Ergebnisse, die einer Masselosigkeit von Neutrinos widersprechen, sodass sie im minimalen Standardmo-

<sup>25</sup>Die Masselosigkeit von Photonen folgt aus der Eichsymmetrie der elektroschwachen Wechselwirkung.



dell als masselos betrachtet werden. So sind aus bisherigen Messungen zur Bestimmung von Neutrinomassen nur Massenobergrenzen (siehe Abschnitt 1.3) bekannt. Allerdings zeigen die Ergebnisse, die in den letzten Jahren von einigen Experimenten (siehe Anhang A) gewonnen wurden, dass Neutrinooszillationen in der Natur existieren. Der erste Nachweis stammt vom Super-Kamiokande-Experiment aus dem Jahr 1998 [F<sup>+</sup>98]. Das Phänomen der Neutrinooszillation wird mit der Existenz massiver Neutrinos erklärt.

Da die Eigenschaften der Neutrinos so wenig bekannt sind, existieren entsprechend viele Wege Neutrinos Masse zu verleihen. Alle erfordern Erweiterungen des Standardmodells oder gründen auf Theorien jenseits des Standardmodells. Eine plausible Theorie sollte dazu in der Lage sein die, im Vergleich zu den geladenen Leptonen und Quarks, sehr kleinen Neutrinomassen schlüssig zu erklären.

Eine einfache Erweiterung des Standardmodells um rechtshändige Neutrinos  $\nu_R$  und linkshändige Antineutrinos  $\bar{\nu}_L$ , womit Neutrinos vollständige Dirac-Teilchen wären und ebenso wie die geladenen Fermionen ihre Masse über die Kopplung an das Higgs-Feld<sup>26</sup> erhalten könnten, führt jedoch zu keinen befriedigenden Ergebnissen. Die neu gebildeten Neutrinozustände können ausschließlich über die Gravitation wechselwirken, da die schwache Kraft bekanntlich nur an linkshändige Teilchen koppelt. Diese auch als *steril* bezeichneten Neutrinos sind mit heutigen Mitteln nicht nachweisbar. Im Gegensatz zu allen geladenen Fermionen, deren Kopplung an das Higgs-Feld sich pro Generation innerhalb einer Größenordnung bewegt, ist die Kopplung von Dirac-Neutrinos an das Higgs-Feld um Größenordnungen schwächer, ohne dass plausible physikalische Gründe dafür existieren.

Die Teilchennatur des Neutrinos ist noch immer ungeklärt. Da im Standardmodell keine rechtshändigen Neutrinos existieren und sie somit keine vollständigen Dirac-Teilchen sind, kann man die beiden einzigen bekannten Chiralitätszustände  $\nu_L$  und  $\bar{\nu}_R$  als verschiedene Chiralitätszustände eines Teilchens ansehen. Das Neutrino wäre somit sein eigenes Antiteilchen<sup>27</sup>. Diese Idee wurde erstmals 1937 von E. Majorana in seiner Theorie [Maj37] vorgeschlagen. Allerdings besitzt ein Majorana-Neutrino keine definierte Leptonzahl und verletzt somit die im Standardmodell gültige Leptonzahlerhaltung<sup>28</sup>.

Die gegenwärtig favorisierte Möglichkeit Neutrinos mit einer Masse auszustatten ist den Satz linkshändiger Neutrinozustände  $\nu_L$  aus dem Standardmodell um ebenso viele sterile rechtshändige Majorana-Neutrinozustände  $N_R$  zu erweitern. Die Masseeigenzustände der Neutrinos werden dann aus einer Mischung von Dirac- und Majorana-Massetermen aus links- und rechtshändigen Majorana-Zuständen gebildet. Über den so genannten *Seesaw*<sup>29</sup>-Mechanismus entstehen dann zum einen die leichten Neutrinomassen der bekannten Neutrinos und zum anderen noch unbekannte sterile Neutrinos mit sehr großen Massen. Ein ausführliche Darstellung der verschiedenen Möglichkeiten Neutrinos eine Ruhemasse zu verleihen ist beispielsweise in [PM04] zu finden.

Unabhängig davon, wie Neutrinomassen in der Natur realisiert sind, können sich aus einer nicht verschwindenden Ruhemasse von Neutrinos messbare Oszillationseffekte ergeben:

Bekanntlich propagieren alle Teilchen in ihren Masseeigenzuständen durch die Raumzeit. Im

<sup>26</sup>Damit ein Teilchen aus dem Higgs-Feld seine Masse erhält, muss es in Zuständen unterschiedlicher Händigkeit an das Higgs-Feld koppeln.

<sup>27</sup>Mit dem Photon und dem neutralen Pion existieren im Standardmodell bereits Teilchen, welche ihre eigenen Antiteilchen sind.

<sup>28</sup>Die Leptonzahl  $L$  unterscheidet im Gegensatz zur Leptonflavorzahl  $L_\ell$  nicht zwischen unterschiedlichen Neutrinoflavorn. Für Leptonen gilt  $L=1$  für deren Antiteilchen  $L=-1$ .

<sup>29</sup>Seesaw = Wippe

Fall der massiven, geladenen Leptonen  $e$ ,  $\mu$  und  $\tau$  stimmen Masse- und Flavoreigenzustände überein. Für masselose neutrale Leptonen  $\nu_e, \nu_\mu$  und  $\nu_\tau$  ist die Wahl der Masseeigenzustände frei und sie werden im minimalen Standardmodell als identisch mit den Flavoreigenzuständen angenommen. Falls Neutrinos aber massiv sind, müssen ihre Masseeigenzustände nicht notwendigerweise mit ihren Flavoreigenzuständen übereinstimmen. Unterschiedliche Flavor- und Masseeigenzustände existieren im Standardmodell bereits im Quarksektor. Hier werden die schwachen Quarkzustände durch eine unitäre Transformation mit den Masseeigenzuständen verknüpft. Eine weit verbreitete Parametrisierung dieser unitären Transformation ist die so genannte *CKM-Matrix*<sup>30</sup>. Ihre Matrix-Elemente sind mehrheitlich gut bekannt [Cha05]. Die Parameter der CKM-Matrix enthalten so genannte *Mischungswinkel*, die bestimmen, wie ein Quarkmassezustand zusammengesetzt ist. Die gemessenen Quarkmischungswinkel sind recht klein, was bedeutet, dass die Flavor- und Masseeigenzustände weitgehend übereinstimmen. Stimmen Masse- und Flavoreigenzustände auch für Neutrinos nicht überein, besitzen Flavoreigenzustände von Neutrinos keine definierte Masse, sondern ergeben sich aus einer Mischung von Masseeigenzuständen. Somit sind Flavorzustände keine physikalischen Zustände. Reale Neutrinos, welche durch die Raumzeit propagieren, bewegen sich in ihren Masseeigenzuständen, die sich dann aus einer Superposition von Flavoreigenzuständen zusammensetzen. Die Zusammensetzung der Flavorzustände ist zeitabhängig. Wird ein Neutrino gemessen, geschieht das über die schwache Wechselwirkung, womit seine momentane Superposition von Flavorzuständen entscheidend für die Reaktion ist. Welcher Flavoreigenzustand gemessen wird, hängt von der Energie des Neutrinos und der Zeit, die zwischen seiner Entstehung und seinem Nachweis vergangen ist, ab. Dieses Phänomen eines sich zeitlich verändernden Neutrino flavor wird als Neutrinooszillation bezeichnet. Das Phänomen der Neutrinooszillation wird 1957 zuerst von B. Pontecorvo erwähnt und 1962 von Maki, Nakagawa und Sakata konkret als Effekt aus einer Überlagerung von Flavoreigenzuständen formuliert. Im Widerspruch zum Standardmodell implizieren Neutrinooszillationen nicht-verschwindende Neutrinomassen sowie eine Verletzung der Leptonflavorzahl-Erhaltung.

### 1.4.1. Formalismus zur 3-Flavoroszillation

Wie es bei Neutrinos aufgrund von unterschiedlichen Flavor- und Masseeigenzuständen zur Neutrinooszillation kommt, soll im Folgenden kurz gezeigt werden. Man definiert die verschiedenen Neutrinoeigenzustände als:

$$\text{Flavoreigenzustände : } |\nu_\alpha\rangle \quad \text{mit } \alpha = e, \mu, \tau \quad (1.39)$$

$$\text{Masseeigenzustände : } |\nu_i\rangle \quad \text{mit } i = 1, 2, 3 \quad (1.40)$$

Die beiden Eigenzustandssysteme werden durch eine unitäre Transformation  $U_{\alpha i}$  ineinander überführt.

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle, \quad |\nu_i\rangle = \sum_\alpha (U^\dagger)_{i\alpha} |\nu_\alpha\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle, \quad UU^\dagger = U^\dagger U = 1 \quad (1.41)$$

Als Pendant zur CKM-Matrix im Quarksektor existiert im Neutrino Sektor die so genannte *MNS-Matrix*<sup>31</sup> als Darstellung der Transformation  $U_{\alpha i}$ .

Geht man von drei Neutrino flavor aus, ergibt sich eine komplexe  $3 \times 3$ -Matrix. Im Allgemeinen besitzt eine solche Matrix 18 Freiheitsgrade ( $F = 2N^2 = 18$ ). Die Anzahl der Freiheitsgrade wird durch die geforderte Unitarität der Matrix reduziert. Aus  $\sum_k U_{ik} U_{jk}^\dagger = \delta_{ij}$

---

<sup>30</sup>CKM = Cabibbo, Kobayashi und Masakawa

<sup>31</sup>MNS = Maki, Nakagawa und Sakata

ergibt sich eine Verringerung um  $N$  aus den Diagonalelementen und eine um  $N(N-1)$  aus den Nicht-Diagonalen. Es verbleiben  $N^2$  Freiheitsgrade:

$$N^2 = \frac{N(N-1)}{2} + \frac{N(N+1)}{2} = 3 + 6 = 9 \quad \text{für } N = 3. \quad (1.42)$$

Der erste Term repräsentiert die Anzahl der Euler-Winkel, der zweite die Anzahl der Phasen. Von diesen  $N(N+1)/2$  Phasen können  $2N-1$  Phasen in die Leptonzustände absorbiert werden, wodurch  $(N-1)(N-2)/2$  übrig bleiben. Wie die Absorption von Phasen in die Leptonzustände funktioniert wird kurz an einem Beispiel von zwei Leptonzuständen gezeigt:

Im Fall von zwei Leptongenerationen ergeben sich vier freie Parameter für die Transformationsmatrix  $U$  zwischen schwachen und massiven Eigenzuständen: drei Phasen und ein Drehwinkel. Man kann die Transformationsmatrix schreiben als:

$$U = e^{i\alpha} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\beta} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\gamma} \end{pmatrix}. \quad (1.43)$$

Der Ausdruck für die Lepton-Neutrino-Strom lautet:  $\bar{\ell} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) U \nu$  mit  $\ell = (e, \mu)$  und  $\nu = (\nu_1, \nu_2)$ . Ohne die Physik zu ändern, kann man folgende Umdefinition der Leptonzustände durchführen:

$$\begin{pmatrix} e \\ \mu \end{pmatrix} \rightarrow e^{i\delta_1} \begin{pmatrix} e \\ \mu e^{i\sigma_1} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \rightarrow e^{i\delta_2} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 e^{i\sigma_2} \end{pmatrix}.$$

Die Phasen  $\delta_1$ ,  $\delta_2$ ,  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  können beliebige Werte annehmen. Setzt man die geänderten Leptonzustände in den Lepton-Neutrino-Strom ein ergibt sich:

$$e^{i(\delta_2 - \delta_1 + \alpha)} \begin{pmatrix} \bar{e} \\ \bar{\mu} e^{i(\beta - \sigma_1)} \end{pmatrix} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 e^{i(\gamma + \sigma_2)} \end{pmatrix}.$$

Wählt man für  $\sigma_1$ ,  $\sigma_1$  und  $\delta_2 - \delta_1$  folgende Werte:

$$\begin{aligned} \alpha &= \delta_1 - \delta_2, \\ \beta &= \sigma_1, \\ \gamma &= -\sigma_2, \end{aligned}$$

dann verschwinden die Phasen aus der ursprünglichen Transformationsmatrix  $U$  in Gleichung 1.43. Für drei Leptongenerationen funktioniert die Absorption der Phasen in analoger Weise.

Für den Fall dreier Leptongenerationen ergibt sich somit eine Transformationsmatrix mit vier freien Parametern. Die gebräuchlichste Darstellung als MNS-Matrix sieht folgendermaßen aus:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} (\cdot V) \quad (1.44)$$

Die Ausdrücke  $s_{ij}$  und  $c_{ij}$  stehen für  $\sin \Theta_{ij}$  beziehungsweise  $\cos \Theta_{ij}$ . Die Transformationen, die im Wesentlichen drei Drehungen im Raum entsprechen, setzen sich aus folgenden vier freien Parametern zusammen: Drei Drehwinkel  $\Theta_{ij}$ , die auch als Mischungswinkel bezeichnet

werden, und eine komplexe Phase  $\delta$ , die wegen ihrer CP-verletzenden Eigenschaft als  $\delta^{CP}$  bezeichnet wird. Der in Klammern stehende Operator  $V^{32}$  unterscheidet sich nur dann vom Einheitsoperator, wenn Neutrinos Majorana-Teilchen sind. Ist dies der Fall, können nicht mehr alle Phasen aus der Transformation absorbiert werden, da das Neutrino nun sein eigenes Antiteilchen ist. Für diesen Fall existieren zwei weitere freie Parameter  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$ . Für die Berechnung von Oszillationswahrscheinlichkeiten spielen sie allerdings keine Rolle.

Neutrinos werden ausschließlich in schwachen Reaktionen und somit in einem reinen Flavor-eigenzustand erzeugt. Die zeitliche Entwicklung eines Neutrinozustands wird aber in seinem Masseeigenzustand beschrieben. Die im Folgenden gezeigten mathematischen Beziehungen werden in natürlichen Einheiten ( $c = \hbar = 1$ ) notiert. Die zeitliche Entwicklung des Masseeigenzustands einer bestimmten Energie  $E$  wird durch Anwendung des Hamiltonoperators auf den zeitunabhängigen Neutrinozustand erzeugt. Sie ergibt sich zu:

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iH_0t}|\nu_i\rangle = e^{-E_it}|\nu_i\rangle . \quad (1.45)$$

Ein reiner Flavorzustand  $|\nu_\alpha\rangle$  zur Zeit  $t=0$  entwickelt sich in Abhängigkeit von Energie und Flugzeit wie:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_it} |\nu_i\rangle = \sum_{i,\beta} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-iE_it} |\nu_\beta\rangle . \quad (1.46)$$

Entsprechend ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, ein als  $\nu_\alpha$  erzeugtes Neutrino einer bestimmten Energie  $E_i$  nach einer Flugzeit  $t$  als  $\nu_\beta$  mit Energie  $E_j$  zu messen, zu:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= |\langle \nu_\beta | e^{-iH_0t} | \nu_\alpha \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{i\alpha} U_{i\beta}^* e^{-iE_it} \right|^2 \\ &= \sum_i |U_{i\alpha} U_{i\beta}^*|^2 + 2 \cdot \text{Re} \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} e^{-i(E_i - E_j)t} . \end{aligned} \quad (1.47)$$

Aufgrund der geringen Masse der Neutrinos ist es schon bei relativ niedrigen Energien möglich, die Neutrinoenergie durch die relativistische Näherung auszudrücken:

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \approx E + m_i^2/2E \quad \text{mit} \quad p \approx E, \quad v \approx c. \quad (1.48)$$

Nutzt man zusätzlich folgende Vereinfachung,

$$\left| \sum_i U_{i\alpha} U_{i\beta}^* \right|^2 = \delta_{\alpha\beta}^2 = \delta_{\alpha\beta} , \quad (1.49)$$

und setzt beides in Gleichung 1.47 ein, erhält man für die Oszillationswahrscheinlichkeit die Beziehung:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 2 \cdot \text{Re} \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} \left[ 1 - e^{i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}} \right] . \quad (1.50)$$

---


$${}^{32}V = \begin{pmatrix} e^{i\frac{\alpha_1}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\alpha_2}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Zusätzlich ist hier die Flugzeit  $t$  des Neutrinos durch dessen Fluglänge  $L$  ersetzt worden, und der Ausdruck  $\Delta m_{ij}^2$  steht für die Differenz der Neutrinomassenquadrate  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ . Geht man zusätzlich noch von CP-Erhaltung aus (Phase  $\delta = 0$ ) werden die Elemente der Transformationsmatrix  $U_{\alpha i}$  reell und man kann  $P$  schreiben als:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \cdot \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} \sin\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right). \quad (1.51)$$

Die Oszillationswahrscheinlichkeit setzt sich aus mehreren Sinustermen zusammen. Die Amplituden der einzelnen Terme der Oszillationswahrscheinlichkeit hängen von den Parametern verschiedener Elemente  $U_{ij}$  der MNS-Matrix ab. Die Oszillationslängen  $\lambda_{ij}$  werden von den Massenquadratdifferenzen  $\Delta m_{ij}^2$  des betrachteten Übergangs und der Neutrinoenergie  $E$  bestimmt und ergeben sich zu:

$$\lambda_{ij} = 4\pi \frac{E}{\Delta m_{ij}^2} \approx 2,48 \text{ km} \cdot \frac{E/\text{GeV}}{\Delta m_{ij}^2 / (\text{eV}^2/c^4)}. \quad (1.52)$$

Aus dieser Beziehung kann man erkennen, dass hochenergetische Neutrinos bei kleinen Massenquadratdifferenzen makroskopische Oszillationslängen aufweisen.

Der Raum der freien Parameter für Neutrinooszillationen mit drei Neutrino flavor besteht aus einem Satz von sechs unbekanntem Größen, die durch Messungen zu bestimmen sind. Das sind drei Mischungswinkel  $\Theta_{12}, \Theta_{23}$  und  $\Theta_{13}$  und eine Phase  $\delta$ , sowie zwei unabhängige Massenquadratdifferenzen  $\Delta m_{12}^2$  und  $\Delta m_{23}^2$ . Die dritte Massenquadratdifferenz  $\Delta m_{31}^2$  ergibt sich aus den beiden anderen:

$$\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0. \quad (1.53)$$

Allerdings ist die so genannte *Massenhierarchie*, welche die Anordnung der Neutrinos nach ihren Massen beschreibt, nicht bekannt. Entweder folgen die Neutrinomassen der *normalen* Hierarchie  $m_1 < m_2 < m_3$  oder der invertierten Hierarchie  $m_3 < m_1 < m_2$ . Für den zweiten Fall wechselt  $\Delta m_{23}^2$  sein Vorzeichen. Die absoluten Neutrinomassen sind aus den Massenquadratdifferenzen nicht zu gewinnen.

Die Oszillationswahrscheinlichkeit ist unabhängig von den komplexen Phasen  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  der Matrix  $V$  aus Gleichung 1.44, da sich diese im Term  $U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j}$  aufheben. Es ist deshalb nicht möglich, durch eine Bestimmung der Eigenschaften von Neutrinooszillationen zu entscheiden, ob ein Neutrino ein Majorana- oder ein Dirac-Teilchen ist.

### Werte der Oszillationsparameter

Aus zahlreichen Messungen sind die Werte einiger Oszillationsparameter gut bekannt. In Anhang A werden einige Experimente vorgestellt, die verschiedene Flavorübergänge vermessen haben. Die Werte der Oszillationsparameter, soweit bekannt, sind in Tabelle 1.2 zusammengefasst. Man kann erkennen, dass die so genannten *solaren* und *atmosphärischen* Neutrinooszillationsparameter gut bestimmt sind. Im Gegensatz dazu ist  $\Theta_{13}$  nur sehr ungenau bekannt. Die Massenquadratdifferenz  $\Delta m_{31}^2$  ist aufgrund des Ergebnisses von LSND (siehe Anhang A) aufgelistet. Der gefundene Wert ist unverträglich<sup>33</sup> mit den beiden anderen gut bestimmten Massenquadratdifferenzen. Die wenigen Messungen zu  $\Theta_{13}$  aus Reaktorexperimenten deuten auf einen kleinen Mischungswinkel hin  $\Theta_{13} < 12^\circ$  und sind auch mit einem Verschwinden von

<sup>33</sup>Dies gilt nur für den Fall von drei Neutrinogenerationen.

$\Theta_{12}$	=	$\Theta_{\text{sol}}$	=	$(33, 2_{-3,3}^{+6,0})^\circ$	99%CL
$\Theta_{23}$	=	$\Theta_{\text{atm}}$	=	$(45, 0_{-9,3}^{+10,5})^\circ$	99%CL
$\Theta_{13}$			$\leq$	$11, 6^\circ$	99%CL
$\Delta m_{12}^2$	=	$\Delta m_{\text{sol}}^2$	=	$(7, 9_{-0,8}^{+1,0}) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2/c^4$	99%CL
$\Delta m_{23}^2$	=	$\Delta m_{\text{atm}}^2$	=	$(2, 5_{-0,6}^{+0,7}) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4$	99%CL
			$(\Delta m_{31}^2 \approx 1 \text{ eV}^2/c^4 \text{ LSND})$		
$\delta$			$\approx$	$0 ?$	

**Tabelle 1.2.:**

Aufgelistet sind die die aktuellen Werte aus globalen Anpassungen der Parameter der Neutrinooszillation aus [Sch06] und der mit anderen Messungen unverträgliche Wert für  $\Delta m_{31}^2$  von LSND. Zum Wert der Phase  $\delta$  liegen noch keine Erkenntnisse vor.

$\Theta_{13}$  verträglich. Da die CP-verletzende Phase  $\delta$  nur in Verbindung mit dem wahrscheinlich kleinen Mischungswinkel  $\Theta_{13}$  auftritt, ist eine Bestimmung der Auswirkungen einer von Null verschiedenen Phase  $\delta$  auf Neutrinooszillationen bisher nicht möglich.

#### 1.4.2. Oszillationswahrscheinlichkeit in einer 2-Flavornäherung

Die Oszillationswahrscheinlichkeiten des 3-Flavor-Oszillationsformalismus lassen sich vereinfachen und ermöglichen es solare und atmosphärische Neutrinooszillationen näherungsweise unabhängig von einander zu betrachten. Die Möglichkeit zur Vereinfachung ergibt sich aus den bisher ermittelten Werten für die Oszillationsparameter (siehe Tabelle 1.2):

- Der Wert des Mischungswinkels  $\Theta_{13}$  scheint nach bisherigen Messungen mit Null verträglich oder zumindest sehr klein zu sein, was dazu führt, dass Übergänge  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$  stark unterdrückt sind.
- Die solare Massenquadratdifferenz besitzt einen sehr viel kleineren Wert als die atmosphärische  $\Delta m_{\text{sol}}^2 \ll \Delta m_{\text{atmo}}^2$ . Für vergleichbare Fluglängen und Neutrinoenergien ist die Oszillationslänge für Übergänge  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$  circa 50-fach höher als für den Übergang  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ .

Beschränkt man sich auf die Betrachtung atmosphärischer Neutrinooszillationen, kann das gemessene Defizit an atmosphärischen Myonenneutrinos (siehe Anhang A) praktisch alleine auf den Oszillationsübergang  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  zurückgeführt werden. Oszillationen von  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  oder ein Zuwachs von Myonenneutrinos durch den entgegengesetzten Übergang  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ , spielen wegen der viel größeren Oszillationslänge keine Rolle. Und Taunenneutrinos, die zu Myonenneutrinos oszillieren könnten  $\nu_\tau \rightarrow \nu_\mu$ , werden nur in einer sehr geringen Anzahl in der Erdatmosphäre erzeugt.

In einer 2-Flavornäherung für atmosphärische Oszillationen<sup>34</sup> reduziert sich die Anzahl der Oszillationsparameter auf einen Mischungswinkel  $\Theta_m$  und eine Massenquadratdifferenz  $\Delta m^2$ . Eine CP-verletzende Phase existiert im 2-Flavor-Eigenzustandssystem nicht<sup>35</sup>. Die Transformation zwischen dem schwachen und dem massiven Zustand im 2-Flavor-Eigenzustandssystem

<sup>34</sup>Gleiches gilt bei einer 2-Flavornäherung für solare Neutrinooszillationen.

<sup>35</sup>siehe Abschnitt 1.4.1

atmosphärischer Neutrinos ( $\nu_\mu, \nu_\tau$ ) ist gegeben als:

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta_m & \sin \Theta_m \\ -\sin \Theta_m & \cos \Theta_m \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (1.54)$$

Geht man auf gleichem Wege wie im 3-Flavorsystem vor, ergibt sich die Oszillationswahrscheinlichkeit in einem 2-Flavorsystem zu:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\Theta_m \cdot \sin^2 \left( \frac{\Delta m^2 L}{4E} \right). \quad (1.55)$$

Die Oszillationswahrscheinlichkeit ähnelt derjenigen aus dem 3-Flavorsystem. Die Oszillationsamplitude wird vom Mischungswinkel  $\Theta_m$  bestimmt und die Oszillationslänge ist mit entsprechender Massenquadratdifferenz identisch mit der aus dem 3-Flavorsystem. Der gesamte Wertebereich des Mischungswinkelterms wird durch den Mischungswinkelbereich von  $0 \leq \Theta_m \leq \pi/4$  abgedeckt. Die Massenquadratdifferenz ist positiv definit ( $\Delta m^2 \geq 0$ )<sup>36</sup>. Aus Messungen sind die Werte für die beiden Parameter der atmosphärischen Oszillation auf circa 20% Genauigkeit für den Mischungswinkel beziehungsweise 30% Genauigkeit für die Massenquadratdifferenz bestimmt (siehe Tabelle 1.2). Bezieht man die Neutrinoenergie und die Fluglänge auf Werte, wie sie in Messungen von atmosphärischen Neutrinos typisch sind und fasst die physikalischen Konstanten zusammen, kann man die Überlebenswahrscheinlichkeit eines Myonneutrinos schreiben als:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\Theta_m \cdot \sin^2 \left( 1,27 \cdot \frac{\Delta m^2 \cdot L}{E} \right). \quad (1.56)$$

Hier sind die Werte für die Energie  $E$  in GeV, die Fluglänge  $L$  in km und die Massenquadratdifferenz in  $\text{eV}^2/c^4$  einzusetzen.

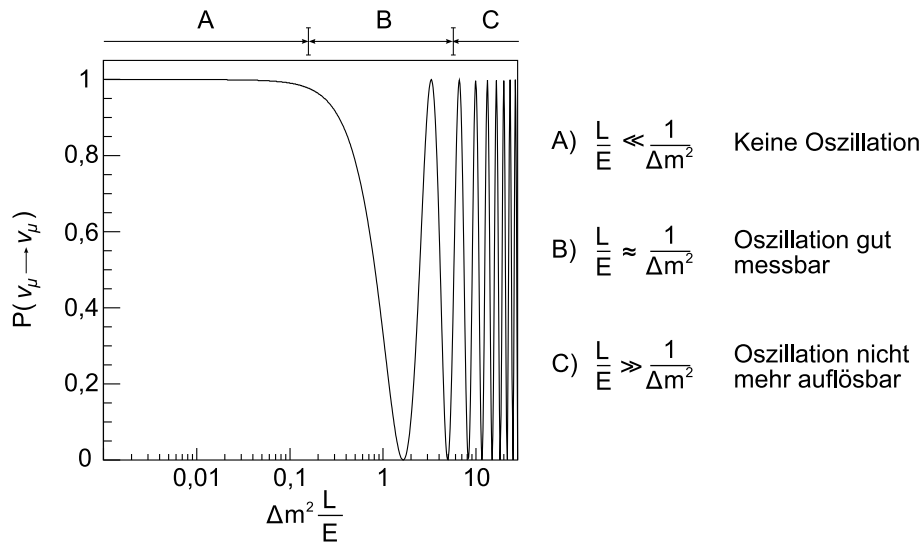
Liegt das Verhältnis von Neutrinofluglänge  $L$  und der Neutrinoenergie  $E$  im Bereich der reziproken Massenquadratdifferenz  $\Delta m^{-2}$ , befindet man sich im Bereich der halben Oszillationslänge und damit einer minimalen Überlebenswahrscheinlichkeit. Das Verhältnis  $L/E$  dient zur Abschätzung, ob bei gegebener Energie und Fluglänge Oszillationseffekte zu erwarten sind (siehe Abbildung 1.5). Ist  $L/E \ll \Delta m^{-2}$  bleiben signifikanten Effekte aufgrund der großen Oszillationslänge aus. Für  $L/E \gg \Delta m^{-2}$  wird die Oszillationslänge so kurz, dass Oszillationen nicht mehr auflösbar sind und die Überlebenswahrscheinlichkeit im Mittel auf 50% sinkt.

## 1.5. Alternative Mechanismen zur Erzeugung von Neutrinooszillationen

Dass Neutrinooszillationen in der Natur existieren, gilt als gesichert. Nach heutiger Sicht lassen sich die Ergebnisse der Vermessung des atmosphärischen Neutrinoflusses am besten durch den Oszillationsübergang  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  erklären, dessen Ursache auf distinkte Masseeigenzustände von Neutrinos zurückgeht. Andere mögliche Oszillationsübergänge, wie  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  oder der Übergang in eine mögliche vierte Neutrinogeneration  $\nu_\mu \rightarrow \nu_{\text{steril}}$ , können als dominante Effekte in atmosphärischen Neutrinoflussdaten ausgeschlossen werden [F<sup>+</sup>00].

---

<sup>36</sup>Das Vorzeichen der Massenquadratdifferenz muss bei einer 2-Flavornäherung nicht beachtet werden.

**Abbildung 1.5.:**

Das Verhältnis von Fluglänge zu Neutrinoenergie spielt eine Rolle bei der Frage, wie groß die erwarteten Oszillationseffekte in einem Experiment sind.

Abgesehen von den konventionellen Oszillationsszenarien der masseinduzierten Neutrinooszillation könnten kleine Abweichungen von Prinzipien der Relativitätstheorie einigen Theorien zufolge, ebenfalls zu Flavoroszillationen von Neutrinos führen. So sollen aus einer für jede Neutrinoart unterschiedlich starken Kopplung an das in der Umgebung der Erde herrschende Gravitationspotential Flavoroszillationen resultieren. Eine solche individuelle Kopplung verletzt das schwache Äquivalenzprinzip und steht im Widerspruch zu Vorhersagen der allgemeinen Relativitätstheorie. Eine andere Möglichkeit alternativer Neutrinooszillationen wird in Theorien beschrieben, in welchen kleine Verletzungen der Lorentz-Invarianz zu einer individuellen maximalen Teilchengeschwindigkeit führen, die wenig unterhalb der Vakuumlichtgeschwindigkeit liegt. Hochenergetische Neutrinos, wie sie in der Atmosphäre als Produkt der kosmischen Strahlung entstehen, sind als Untersuchungsobjekt zur Überprüfung solcher Abweichungen von der Lorentz-Invarianz sehr gut geeignet: Neutrinos besitzen, wenn überhaupt, eine sehr kleine Masse und bewegen sich deshalb schon bei geringen Energien mit relativistischen Geschwindigkeiten. Die Existenz einer individuellen Maximalgeschwindigkeit und eine damit verbundene Verletzung der Lorentz-Invarianz VLI<sup>37</sup> verstößt gegen das Prinzip der speziellen Relativitätstheorie.

Die aus solchen Theorien erwarteten Oszillationseffekte zeichnen sich vor allem durch eine im Vergleich zur masseinduzierten Oszillation geänderten Energieabhängigkeit der Oszillationsfrequenz aus. In einer Super-Kamiokande-Analyse [FLMS99] wurde die Energieabhängigkeit der Oszillationsfrequenz  $\omega \propto E^\epsilon$  untersucht und als freier Parameter im Bereich zwischen  $-2 \leq \epsilon \leq 1$  an die Daten angepasst. Als bester Anpassungswert wird ein Wert von  $\epsilon = -1$  bestimmt, was der Energieabhängigkeit der Oszillationsfrequenz von masseinduzierten Oszillationen entspricht.

Auch wenn bisher keine Effekte alternativer Neutrinooszillationen beobachtet wurden, können mit den Ergebnissen aus einer Suche nach solchen Effekten die Gültigkeit der Lorentz-

<sup>37</sup>VLI = Violation of Lorentz Invariance



Invarianz und des Äquivalenzprinzips und damit die Genauigkeit der Vorhersagen der Relativitätstheorie überprüft werden. Welche Annahmen den Modellen solcher alternativer Oszillationsformen zugrunde liegen und wie daraus die entsprechenden Oszillationswahrscheinlichkeiten berechnet werden, wird im Folgenden anhand der beiden genannten alternativen Oszillationsszenarien besprochen.

### 1.5.1. Neutrinooszillation durch Verletzung des Äquivalenzprinzips

Im so genannten *schwachen Äquivalenzprinzip* werden die träge Masse  $m_t$  und die schwere Masse  $m_s$  eines Körpers als äquivalent angesehen. Das Äquivalenzprinzip geht auf Galilei zurück und wurde erstmals von Newton formuliert. Es ergibt sich aus dem Newtonschen Gravitationsgesetz und dem zweiten Newtonschen Axiom, wenn man annimmt, dass die träge Masse  $m_t$ , die verantwortlich für die Trägheitskraft  $F_t$  eines Körpers ist, und die schwere Masse  $m_s$ , welche auf der Erde als Gewichtskraft  $F_g$  eines Körpers messbar ist, gleich sind:

$$\vec{F}_t = m_t \ddot{\vec{r}} = -\frac{GM_{\text{Erde}}m_s}{r^3} \vec{r} = -m_s \vec{g} = -\vec{F}_g \quad \text{für } m_t = m_s . \quad (1.57)$$

In der allgemeinen Relativitätstheorie, in der nicht mehr die schwere Masse eines Körpers sondern die gekrümmte Raumzeit für die Gravitationskraft verantwortlich ist, wird das Äquivalenzprinzip durch die Universalität des freien Falls ausgedrückt. Sie besagt, dass alle Körper, die sich an einem bestimmten Raumzeitpunkt innerhalb eines lokal konstanten Gravitationsfeldes befinden, die gleiche gravitative Beschleunigung erfahren und diese Beschleunigung keinen Einfluss auf lokale physikalische Prozesse im beschleunigten System haben soll. Die Körper sind dabei als so leicht angenommen, dass der gravitative Einfluss ihrer Massen vernachlässigt werden kann.

Die Gültigkeit des schwachen Äquivalenzprinzips ist in Torsionswaagen-Experimenten, beispielsweise anhand von 24-Stunden-Effekten des Sonnenschwerefeldes, bis zu einer Genauigkeit von  $10^{-11}$  bis  $10^{-13}$  bestätigt [BP72].

Auch für Neutrinos, sich in einem Gravitationsfeld oder -potential bewegen, gilt das Äquivalenzprinzip. Neutrinos wechselwirken schwach *und* gravitativ, gleich ob sie eine Ruhemasse besitzen oder nicht. Ist die Stärke der Kopplung an ein Gravitationspotential abhängig von der Neutrinoart, dann unterliegen verschiedene Neutrinoarten, die das gleiche Gravitationspotential durchqueren, einer unterschiedlichen gravitativen Rotverschiebung; als Folge verletzen sie das schwache Äquivalenzprinzip. Diese Möglichkeit wurde 1988 von Gasperini [Gas88] und von Halprin und Leung [HL91] vorgeschlagen. Die Folge wäre, dass ein in einem reinen Flavorzustand erzeugtes Neutrino eine Überlagerung aus unterschiedlichen Gravitationseigenzuständen ist. Durchquert das Neutrino ein Gravitationspotential  $\phi$ , koppeln die unterschiedlichen Gravitationseigenzustände verschieden stark an das Potential, was zur Folge hat, dass ein an einem Raumzeitpunkt erzeugtes Neutrino entlang seines weiteren Weges einer Flavoroszillation unterliegt. Dies gilt allerdings nur für den Fall, dass die Flavor- und Gravitationseigenzustände nicht gleich sind. Eine solche Verletzung des schwachen Äquivalenzprinzips wird im Folgenden abkürzend als VEP<sup>38</sup> bezeichnet. Eine ausführliche Darstellung des Formalismus und der Effekte von VEP-Oszillationen im Neutrino Sektor ist in [HLP96] zu finden. Hier werden kurz die wichtigsten Punkte zusammengefasst:

<sup>38</sup>VEP = Violation of the Equivalence Principle

Ohne weitere Wechselwirkungen als der Gravitation kann man die Lagrange-Dichte eines Fermions innerhalb eines Gravitationsfeldes in erster Ordnung darstellen als [BD75]:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = i \frac{f}{4} G^{\alpha\beta} [\bar{\psi} \gamma_\alpha \partial_\beta \psi - (\partial_\alpha \bar{\psi}) \gamma_\beta \psi] \quad \text{mit} \quad f = \sqrt{8\pi G_{\text{N}}} . \quad (1.58)$$

Hier ist  $G_{\text{N}}$  die Newton-Konstante und  $G^{\alpha\beta}$  der Gravitations-Feldstärketensor. In einem Zustandssystem mit zwei Neutrinos  $\nu_1$  und  $\nu_2$ , die mit unterschiedlichen Kopplungsstärken  $f_1$  und  $f_2$  an die Gravitation koppeln, ergibt sich die Bewegungsgleichung für masselose Neutrinofelder zu:

$$\left[ \left( g^{\alpha\beta} + \frac{f_j}{2} G^{\alpha\beta} \right) \gamma_\alpha \partial_\beta + \frac{f_j}{4} \left( \partial_\alpha G^{\alpha\beta} \right) \gamma_\beta \right] \nu_j = 0 \quad \text{mit} \quad j = 1, 2 . \quad (1.59)$$

Für sich zeitlich langsam verändernde oder konstante Felder, kann man den Term mit der Ableitung von  $G^{\alpha\beta}$  vernachlässigen. Außerdem werden alle höheren Ordnungen in  $G$  vernachlässigt. Dann müssen Neutrinos eine Klein-Gordon-Gleichung erfüllen:

$$\left( g^{\alpha\beta} + f_j G^{\alpha\beta} \right) \partial_\alpha \partial_\beta \nu_j = 0 . \quad (1.60)$$

Ein Gravitationsfeld, welches von einer nahezu statischen Masse, etwa einem Galaxienhaufen, erzeugt wird, lässt sich über sein Newtonsches Gravitationspotential  $\phi$  darstellen als [Wil93]:

$$G^{\alpha\beta} = 2\phi \delta_{\alpha\beta} / f , \quad \text{wobei} \quad \phi(r \rightarrow \infty) \rightarrow 0 . \quad (1.61)$$

Wenn unterschiedliche Neutrinoarten nicht mit gleicher Stärke an dieses Gravitationspotential koppeln, ergibt sich eine individuelle räumliche Metrik für jede Neutrinoart und der metrische Tensor geht über in:

$$g^{\alpha\beta} \rightarrow \left( g^{\alpha\beta} + 2\gamma_i \phi \delta_{\alpha\beta} \right) \quad \text{mit} \quad \gamma_i = \frac{f_i}{f} . \quad (1.62)$$

Der Ausdruck  $\gamma_i$  beschreibt die relative Kopplungsstärke an ein Gravitationspotential  $\phi$ . Das konstante Potential  $\phi$  hat, solange alle  $\gamma_i$  übereinstimmen, keine messbaren Auswirkungen, da es durch eine Redefinition der Vakuumlichtgeschwindigkeit zum Verschwinden gebracht werden kann. In der allgemeinen Relativitätstheorie sind die Werte für alle  $\gamma_i$  als  $\gamma_i \equiv \gamma \equiv 1$  festgelegt. In diesem Fall aber führen unterschiedliche  $\gamma_i$  zu einer Abhängigkeit der Energie-Impulsbeziehung von der jeweiligen Neutrinoart. Die individuelle Energie-Impulsbeziehung bei einem konstanten Gravitationspotential ergibt sich unter Vernachlässigung einer Neutrino Ruhemasse zu:

$$E^2 (1 + 2\gamma_i \phi) = p^2 (1 - 2\gamma_i \phi) . \quad (1.63)$$

Daraus ergeben sich die Energieeigenwerte verschiedener Neutrino-Gravitationszustände in erster Ordnung in  $\phi$  zu:

$$E_i = (1 - 2\gamma_i \phi) p . \quad (1.64)$$

Geht man einfacherweise von nur zwei Neutrinoarten aus, erfährt ein Neutrino nach einer zurückgelegten Entfernung  $L$  innerhalb eines konstanten Gravitationspotentials eine Phasendifferenz von:  $\delta = 2(\gamma_1 - \gamma_2) \phi L p$ .

### Berechnung der Oszillationswahrscheinlichkeit

Bei der Berechnung der Oszillationswahrscheinlichkeit, wird Analog zur Vorgehensweise in Abschnitt 1.4.1 verfahren, allerdings wird sich hier auf die Betrachtung eines Eigenzustandssystems mit nur zwei Neutrinoarten beschränkt. Ein neues Neutrino-Eigenzustandssystem wird eingeführt, nun aber mit verschiedenen Neutrino-Gravitations-Eigenzuständen anstatt der Masseeigenzustände:

$$\text{Flavoreigenzustände : } |\nu_\alpha\rangle \quad \text{mit } \alpha = \mu, \tau , \quad (1.65)$$

$$\text{Gravitationseigenzustände : } |\nu_j\rangle \quad \text{mit } j = a, b . \quad (1.66)$$

Die Transformation zwischen beiden Eigenzustandssystemen geschieht nach Austausch des Mischungswinkels  $\Theta_m \rightarrow \Theta_\gamma$  mit der aus Gleichung 1.54 bekannten Drehmatrix. Die zeitliche Entwicklung des Neutrino-Gravitations-Eigenzustandssystems innerhalb eines konstanten Gravitationspotentials, wird nun von den unterschiedlichen Energieeigenwerten der verschiedenen Gravitationszustände aus Gleichung 1.64 bestimmt. Um die Oszillationswahrscheinlichkeit zu erhalten, führt man die Zeitentwicklung eines Neutrino-Gravitations-Eigenzustands analog zur Vorgehensweise in Abschnitt 1.4.1 nach Gleichung 1.46 mit den Energieeigenwerten der Neutrino-Gravitations-Eigenzustände durch. Die resultierende Oszillationswahrscheinlichkeit für ein Myoneneutrino ergibt sich dann zu:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\Theta_\gamma \cdot \sin^2 (|\phi|\Delta\gamma E \cdot L) . \quad (1.67)$$

Hier bezeichnet  $\Delta\gamma$  die Differenz zwischen den relativen Kopplungskonstanten  $\gamma_i - \gamma_j$  zweier unterschiedlicher Neutrino-Gravitations-Eigenzustände. Ein entscheidender Unterschied in der Abhängigkeit von der Energie zwischen masseinduzierter Oszillation und dieser Oszillationsform fällt direkt auf, wenn man die Oszillationslängen vergleicht:

$$\lambda_m = \frac{4\pi}{\Delta m^2} \cdot E , \quad \lambda_\gamma = \frac{\pi}{|\phi|\Delta\gamma} \cdot \frac{1}{E} . \quad (1.68)$$

Während die Oszillationslänge  $\lambda_m$  der masseinduzierten Neutrinooszillation mit steigender Energie wächst, fällt  $\lambda_\gamma$  entsprechend ab. Der Parameterraum ist identisch mit dem der masseinduzierten Oszillation und liegt für den Mischungswinkel  $\Theta_\gamma$  zwischen  $0 \leq \Theta_\gamma \leq \pi/4$  und er ist für die Differenz der relativen Kopplungskonstanten positiv definit  $\Delta\gamma \geq 0$ .

Bisher ungeklärt blieb die Frage nach der Art des als konstant angenommenen Gravitationspotentials  $|\phi|$ . Im Fall von atmosphärischen Neutrinos übt das Gravitationspotential, welches in der Umgebung der Erde herrscht, den entscheidenden Einfluss auf die vorhergesagten Oszillationseffekte aus. Obwohl der Einfluss des Gravitationsfeldes der Erde in ihrer Umgebung bestimmend ist, ergibt sich im Fall des Gravitationspotentials ein anderes Bild. In der Betrachtung von VEP-Oszillationen atmosphärischer Neutrinos wird meist davon ausgegangen, dass das hier dominante Gravitationspotential von einem extrem schweren Objekt namens *Great Attractor* ausgeht, welches sich in unserer kosmischen Nähe in circa 150 Millionen Lichtjahren Entfernung befindet. Die Größe seines Gravitationspotentials im Bereich der Erde und des gesamten Sonnensystems wird auf  $|\phi|_{\text{GA}} \approx 3 \cdot 10^{-5} c^2$  geschätzt [Ken90]. Seine Stärke übertrifft die des Erd-Gravitationspotentials um fünf Größenordnungen. Die Stärke des Gravitationspotentials der Sonne ist in der Erdumgebung im Vergleich zu dem von  $|\phi|_{\text{GA}}$  um drei Größenordnungen geringer. Eine genauere Beschreibung des hier verwendeten Gravitationspotentials sowie dessen Quellen ist in Anhang B zu finden. Wichtig für den hier

betrachteten Fall ist, dass  $\phi_{\text{GA}}$  den Einfluss aller anderen hier herrschenden Gravitationspotentiale um Größenordnungen dominiert. Somit kann das Gravitationspotential im Bereich der Erde als konstant angenommen werden und erfüllt die Forderungen, die zur Beziehung 1.60 führt. Die absolute Größe des Gravitationspotentials ist für Oszillationsphänomene nicht entscheidend, da hier ausschließlich das Produkt  $|\phi|\Delta\gamma$  eine Rolle spielt und nicht die absoluten Werte der Konstanten  $\gamma_i$ .

### 1.5.2. Neutrinooszillation durch Lorentz-Invarianzverletzung

Im Jahr 1997 stellen Coleman und Glashow einen Formalismus vor, der mit Hilfe von atmosphärischen Neutrinos Genauigkeitstests der speziellen Relativitätstheorie zulässt [CG97]. Dort wird die Lagrangedichte eines freien Teilchens durch Hinzufügen von CPT-erhaltenden aber Lorentz-Invarianz-verletzenden Termen modifiziert. Die Auswirkungen der Terme sind klein und können im Rahmen der Störungstheorie behandelt werden. Die Lagrangedichte bleibt dabei eichinvariant bezüglich der Symmetriegruppe des Standardmodells und rotations- und translationsinvariant in einem *ausgezeichneten* Bezugssystem. Als ausgezeichnetes Bezugssystem wird das gewählt, in welchem die Mikrowellenhintergrundstrahlung isotrop ist. Die Effekte dieser Störungen werden erst im hochrelativistischen Bereich signifikant, wo sie zur Ausbildung von Energieeigenzuständen eines Teilchens mit Energieeigenwerten mit einer maximal erreichbaren Teilchengeschwindigkeit MAV<sup>39</sup> führen. Die Geschwindigkeit  $v_t$  eines Teilchens kann dann nur noch asymptotisch die maximale Geschwindigkeit  $c_t < c_{\text{vac}}$  erreichen, die seiner Lichtgeschwindigkeit entspricht. Der Effekt ist vor allem im Hinblick auf Neutrinos interessant, denn sie bewegen sich aufgrund ihrer sehr kleinen Masse immer mit relativistischen Geschwindigkeiten. Der Effekt ist aber nicht an eine Masse gebunden und so wird das Neutrino zunächst als masselos angesehen. Im nächsten Abschnitt werden die Neutrinomasseeigenzustände mit in die Betrachtung einbezogen.

Wenn diese maximal erreichbare Geschwindigkeit für unterschiedliche Neutrinoarten verschieden ist, besteht ein Flavorzustand eines Neutrinos aus einer Überlagerung von Geschwindigkeitseigenzuständen leicht unterschiedlicher Energie. Für ein freies Neutrino im ausgezeichneten Bezugssystem gilt dann in erster Ordnung der Störung eine individuelle Energieimpulsbeziehung der Art:

$$E^2 = (pc_t)^2 + (mc_t^2)^2 . \quad (1.69)$$

Die individuellen maximal erreichbaren Geschwindigkeiten  $c_t$  weichen nur sehr wenig von der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c_{\text{vak}}$  ab, sodass  $c_t - 1 = |\beta_i^{\text{max}}| - 1 \approx 0$  ist, wobei  $\beta$  die auf die Vakuumlichtgeschwindigkeit bezogene Teilchengeschwindigkeit bezeichnet. Somit propagieren Neutrinos mit leicht unterschiedlichen Geschwindigkeiten  $\beta_a - \beta_b = v_a/c_{\text{vak}} - v_b/c_{\text{vak}} \neq 0$  durch das *Vakuum*. Legt ein Neutrino nun innerhalb des Bezugssystems eine Strecke  $L$  zurück, kommt es zu einer Phasendifferenz  $\delta = (\beta_a - \beta_b)EL$ , da ein Flavorzustand eines Neutrinos aus einer Überlagerung von Geschwindigkeitseigenzuständen leicht unterschiedlicher Energie  $E_a - E_b \approx \Delta\beta E$  besteht. Im Gegensatz zu VEP-Oszillationen, die aus der Wechselwirkung von Neutrinos mit einem Gravitationspotential entstehen, ist für VLI-Oszillationen eine Änderung der Dispersionsrelationen für freie Teilchen ursächlich.

Die Gewinnung der Oszillationswahrscheinlichkeit für dieses Oszillationsmodell geschieht analog zu den bisherigen Vorgehensweisen. Beschränkt man sich auf ein 2-Flavorsystem kann

---

<sup>39</sup>MAV = Maximum Attainable Velocity

man analog zum letzten Abschnitt ein neues Neutrinoeigenzustandssystem konstruieren, nun aber mit verschiedenen Geschwindigkeitseigenzuständen anstatt der Gravitationseigenzustände:

$$\text{Flavoreigenzustände : } |\nu_\alpha\rangle \quad \text{mit } \alpha = \mu, \tau \quad , \quad (1.70)$$

$$\text{Geschwindigkeitseigenzustände : } |\nu_j\rangle \quad \text{mit } j = a, b \quad . \quad (1.71)$$

Geht man davon aus, dass die Zustände der beiden Eigenzustandssysteme nicht übereinstimmen und nach Austausch des Mischungswinkels ( $\Theta_m \rightarrow \Theta_\beta$ ) auf die selbe Weise wie in 1.54 ineinander transformieren, kann man zur Konstruktion einer Oszillationswahrscheinlichkeit analog wie bei der masseinduzierten und der VEP-Oszillation vorgehen. Man ersetzt in der Zeitentwicklung aus Beziehung 1.45 die Energieeigenwerte anstatt mit der relativistischen Näherung aus Beziehung 1.48 durch die Geschwindigkeitseigenzustände  $E_i = \beta_i E$ . Die Phasendifferenz, die ein Flavorzustand nach einer Flugstrecke  $L$  zurücklegt, ergibt sich zu:

$$\delta = \Delta\beta E L = (\beta_a - \beta_b) E L = \frac{|v_a - v_b|}{c} E L . \quad (1.72)$$

Die Oszillationswahrscheinlichkeit lässt sich dann schreiben als:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\Theta_\beta \cdot \sin^2 \left( \frac{\Delta\beta}{2} E \cdot L \right) . \quad (1.73)$$

$P$  gleicht in seiner Struktur den Oszillationswahrscheinlichkeiten aus den masseinduzierten und VEP-Oszillationen. Die Energieabhängigkeit ist identisch mit derjenigen der VEP-Oszillationen aus dem letzten Abschnitt. Sowohl die Oszillationslänge der VEP-Oszillation als auch diejenige der VLI-Oszillation  $\lambda_\beta$  weisen im Vergleich zur Oszillationslänge der masseinduzierten Oszillation  $\lambda_m$  eine umgekehrte Energieabhängigkeit auf:

$$\lambda_m = \frac{4\pi}{\Delta m^2} \cdot E \quad , \quad \lambda_\beta = \frac{2\pi}{\Delta\beta} \cdot \frac{1}{E} . \quad (1.74)$$

Der Parameterraum ist identisch mit dem der masseinduzierten und VEP-Oszillation und liegt für den Mischungswinkel  $\Theta_\beta$  zwischen  $0 \leq \Theta_\beta \leq \pi/4$  und er ist für die Differenz der maximal erreichbaren Geschwindigkeiten positiv definit  $\Delta\beta \geq 0$ .

### Vergleich der verschiedenen Oszillationsformen

Die Wege von der Einführung eines neuen Neutrinoeigenzustandssystems bis zur Berechnung einer Oszillationswahrscheinlichkeit gleichen sich für alle in diesem Kapitel betrachteten Oszillationsszenarien. Die Anzahl der Parameter und ihre Definitionsbereiche sind ebenfalls identisch. In Tabelle 1.3 sind die verschiedenen Oszillationsparameter und ihre unterschiedliche Abhängigkeit von der Neutrinoenergie zusammengefasst. Die masseinduzierte Neutrinooszillation unterscheidet sich von der VLI- oder VEP-induzierten Oszillation stark in ihrer Energieabhängigkeit. Die mathematische Beschreibung für VLI- und VEP-Oszillationen ist äquivalent. Ein Wechsel zwischen VLI- und VEP-Eigenzustandssystem ist jederzeit durch Austausch der Parameter  $\Delta\beta \leftrightarrow 2\Delta\gamma|\phi|$  und  $\Theta_\beta \leftrightarrow \Theta_\gamma$  möglich [GHK<sup>+</sup>97].

## 1.6. Kombinierte Oszillationswahrscheinlichkeit aus masseinduzierter und alternativer Oszillation

Die Vorhersagen der in den beiden vorherigen Abschnitten vorgestellten alternativen Oszillationsmodelle gelten unabhängig davon, ob Neutrinos massiv oder masselos sind. Da die mass-

Vergleich verschiedener Oszillationswahrscheinlichkeiten			
$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = 1 - \sin^2 2 \Theta_i \cdot \sin^2 (\Delta_i)$ $i = m, \beta, \gamma$			
	$\Theta_i$	$\Delta_i$	$\Delta_i$ mit $\Delta m^2 / \frac{eV^2}{c^4}$ , $E / \text{GeV}$ , $L / \text{km}$
$i = m$	$\Theta_m$	$\frac{\Delta m^2}{4} L / E$	1,27 $\Delta m^2 L / E$
$i = \beta$	$\Theta_\beta$	$\frac{\Delta \beta}{2} L \cdot E$	$2,54 \cdot 10^{18} \Delta \beta L \cdot E$
$i = \gamma$	$\Theta_\gamma$	$\Delta \gamma  \phi  L \cdot E$	$5,08 \cdot 10^{18} \Delta \gamma  \phi  L \cdot E$

**Tabelle 1.3.:**

Die Tabelle zeigt die Parameter für verschiedene Oszillationsmodelle. Im Gegensatz zur masseinduzierten Oszillation, deren Frequenz sich bei steigender Energie verringert, steigt die Oszillationsfrequenz für VLI- und VEP-Oszillationen bei hohen Energien an.

einduzierte Neutrinooszillation als Ursache für die bisher nachgewiesenen Oszillationseffekte gilt, müssen diese folglich bei der Suche nach alternativen Oszillationseffekten berücksichtigt werden. Eine aus beiden Modellen kombinierte Oszillationswahrscheinlichkeit muss sich somit aus einer Überlagerung beider Oszillationsformen zusammensetzen. Solche *gemischten* Oszillationsszenarien wurden in [Gas89], [CG99] und [HK99] vorgeschlagen. Die Neutrinoflussdaten einiger Experimente wurden auf Effekte getestet, die in einem solchen aus beiden Oszillationsformen kombinierten Modell vorhergesagt werden (siehe Abschnitt 5.5.3). Im Zuge dieser Untersuchungen wurden keine Hinweise auf alternative Oszillationen gefunden, jedoch war man in der Lage untere Grenzen auf die Größe der relativitätstheorie-verletzenden Oszillationsparameter solcher Modelle zu setzen.

Bei der Beschreibung der kombinierten Oszillationswahrscheinlichkeit wird von drei verschiedenen Neutrinozustandssystemen ausgegangen: einem Flavor-, einem Masse- und einem VLI- oder VEP-Eigenzustandssystem. Da die Formalismen zur Beschreibung von VLI- und VEP-Oszillationen äquivalent sind, wird im Folgenden nur noch das VLI-Eigenzustandssystem stellvertretend für die beiden alternativen Oszillationsmodelle behandelt. Ein Wechsel zum VEP-Eigenzustandssystem ist, wie im Fall für reine alternative Oszillationen, jederzeit durch Austausch der jeweiligen Parameter möglich. Ferner wird sich bei der Beschreibung einer kombinierten Oszillationswahrscheinlichkeit auf Eigenzustandssysteme mit zwei Neutrinoarten beschränkt.

Verknüpft werden die verschiedenen Neutrinoeigenzustände durch die folgenden Beziehungen, die denjenigen der 2-Flavorzustandssysteme für reine masseinduzierte (siehe Abschnitt 1.4.2) oder reiner alternativer Oszillation (siehe Abschnitt 1.5.1 und 1.5.2) sehr ähnlich sind [CG99]:

$$\begin{aligned}
 \text{Massen : } \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} &= U_{\Theta_m} \cdot \begin{pmatrix} \nu_2^m \\ \nu_3^m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta_m & \sin \Theta_m \\ -\sin \Theta_m & \cos \Theta_m \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_2^m \\ \nu_3^m \end{pmatrix} & (1.75) \\
 \text{VLI : } \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} &= U_{\Theta_\beta} \cdot \begin{pmatrix} \nu_2^\beta \\ \nu_3^\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta_\beta & \sin \Theta_\beta \cdot e^{i\eta} \\ -\sin \Theta_\beta \cdot e^{i\eta} & \cos \Theta_\beta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_2^\beta \\ \nu_3^\beta \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Im Vergleich zur isolierten Betrachtung von masseinduzierter beziehungsweise alternativer Oszillation enthält die Transformationsmatrix  $U_{\Theta_\beta}$  nun einen zusätzlichen Parameter: die Phase  $\eta$ . Sie verknüpft die Masse- und Geschwindigkeitseigenzustände. Die Phase  $\eta$  taucht in den isoliert betrachteten Oszillationsformalismen mit nur zwei Eigenzustandssystemen nicht auf, da sie durch eine Redefinition des Neutrinozustands absorbiert werden kann (siehe Abschnitt 1.4.1). Für den hier besprochenen Fall von zwei zusätzlichen Eigenzustandssystemen neben dem Flavoreigenzustandssystem, kann eine Phase nicht eliminiert werden und muss in den Berechnungen berücksichtigt werden.

Der Hamiltonoperator nimmt dann folgende Form an [MGGM05]:

$$H = \frac{\Delta m^2}{4E} U_{\Theta_m} \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} U_{\Theta_m}^\dagger + \frac{\Delta \beta E}{2} U_{\Theta_\beta} \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} U_{\Theta_\beta}^\dagger . \quad (1.76)$$

Somit folgt nach längerer Rechnung aus dem Betragsquadrat des Matrixübergangselements

$$|\langle \bar{\Psi} | H | \Psi \rangle|^2 \quad \text{mit} \quad \Psi = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} , \quad (1.77)$$

die Überlebenswahrscheinlichkeit eines reinen Flavorzustands eines Neutrinos zu:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = 1 - \sin^2 2\Theta \sin^2 \left( \frac{\Delta m^2 L}{4E} \mathcal{R} \right) , \quad (1.78)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{R} \cos 2\Theta &= \cos 2\Theta_m + R \cos \Theta_\beta , \\ \mathcal{R} \sin 2\Theta &= |\sin 2\Theta_m + R \sin \Theta_\beta \cdot e^{i\eta}| , \end{aligned}$$

$$R = \frac{\Delta \beta E}{2} \cdot \frac{4E}{\Delta m^2} . \quad (1.79)$$

Nach Auflösung des komplexen Betrags  $|z| = \sqrt{z \cdot z^*}$  und Quadrierung der Terme in  $\mathcal{R}$  ergeben sich die folgenden Ausdrücke:

$$\begin{aligned} \sin^2 2\Theta &= \frac{1}{\mathcal{R}^2} (\sin^2 2\Theta_m + R^2 \sin^2 2\Theta_\beta + 2R \sin 2\Theta_m \sin 2\Theta_\beta \cos \eta) \\ \mathcal{R} &= \sqrt{1 + R^2 + 2R (\cos 2\Theta_m \cos 2\Theta_\beta + \sin 2\Theta_m \sin 2\Theta_\beta \cos \eta)} \end{aligned} \quad (1.80)$$

Setzt man in die bisher in natürlichen Einheiten angegebenen Beziehungen die physikalischen Konstanten ein, und bezieht die Observablen und Parameter auf typische Werte aus Messungen der atmosphärischen Myonenneutrinooszillation, kann man die Überlebenswahrscheinlichkeit eines atmosphärischen Myonenneutrinos unter Einfluss der masseinduzierten und der VLI-Oszillation folgendermaßen angeben:

---


$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\Theta \sin^2 (\Omega \cdot L) \quad (1.81)$$

$$2\Theta = \arctan (s/c) \quad \Omega = \sqrt{s^2 + c^2} \quad (1.82)$$

$$\begin{aligned} s &= 1,27 \cdot |\Delta m^2 \sin 2\Theta_m 1/E_\nu + 2 \cdot 10^{18} \Delta \beta \sin 2\Theta_\beta E_\nu \cdot e^{i\eta}| \\ c &= 1,27 \cdot (\Delta m^2 \cos 2\Theta_m 1/E_\nu + 2 \cdot 10^{18} \Delta \beta \cos 2\Theta_\beta E_\nu) . \end{aligned} \quad (1.83)$$


---

In den Beziehungen für  $s$  und  $c$  sind der Parameter  $\Delta m^2$  in  $\text{eV}^2/c^4$  und die Observablen  $L$  in km und  $E_\nu$  in GeV anzugeben.

Offensichtlich wird die Überlebenswahrscheinlichkeit für den Fall der gleichzeitigen Behandlung von masseinduzierten und VLI-bedingten Neutrinooszillationen zu einem komplizierten Ausdruck. Aus ihm sind die Abhängigkeiten der Überlebenswahrscheinlichkeit von den physikalischen Observablen und den Oszillationsparametern nicht mehr sofort zu erkennen. Man kann  $\Theta$  als globalen Mischungswinkel und  $\Omega$  als eine globale Oszillationsfrequenz identifizieren. Der Hauptunterschied zu den reinen Überlebenswahrscheinlichkeiten aus Tabelle 1.3 sind die folgenden:

- Die kombinierte Überlebenswahrscheinlichkeit hängt von der Phase  $\eta$  ab. Die Phase  $\eta$  erscheint nach dem Auflösen des komplexen Betrags ausschließlich als Kosinusterm  $\cos \eta$ .
- Die Mischungswinkel  $\Theta_m$  und  $\Theta_\beta$  sind nun in *linearen* Sinus- und Kosinustermen zu finden, was zu einer Abhängigkeit der Überlebenswahrscheinlichkeit vom Vorzeichen zwischen den Beiträgen von masseinduzierter und VLI-Oszillation führt. Zusätzlich vergrößert sich das zu betrachtende Intervall im Parameterraum für die Mischungswinkel von  $\pi/4$  auf  $\pi/2$ .
- Der globale Mischungswinkel  $\Theta$  und somit die Oszillationsamplitude sind nun energieabhängig.
- Ein mit Null identischer Mischungswinkel  $\Theta_\beta$  oder  $\Theta_m$  führt nicht mehr zum vollkommenen Verschwinden des entsprechenden Oszillationseffekts.

Der Parameterraum der Oszillationsparameter, welcher die Gesamtheit aller möglichen Auswirkungen auf die kombinierte Überlebenswahrscheinlichkeit abdeckt, kann folgendermaßen festgelegt werden:

- $\Delta m^2 \geq 0$  und  $\Delta\beta \geq 0$ ,
- $-\pi/4 \leq \Theta_\beta \leq \pi/4$  und  $0 \leq \Theta_m \leq \pi/2$ ,
- $0 \leq \eta \leq \pi$ .

Setzt man die von Super-Kamiokande gefundenen Werte für die Parameter der masseinduzierten Oszillation  $\Delta m^2 = 2,3 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2/c^4$  und  $\sin 2\Theta_m = 1$  in die Gleichungen 1.83 ein, vereinfachen sie sich zu:

$$\begin{aligned} s &= 2,92 \cdot 10^{-3} |1/E_\nu + 8,70 \cdot 10^{20} \Delta\beta \sin 2\Theta_\beta E_\nu \cdot e^{i\eta}|, \\ c &= 2,54 \cdot 10^{18} \Delta\beta \cos 2\Theta_\beta E_\nu. \end{aligned} \quad (1.84)$$

Die Überlebenswahrscheinlichkeit hängt in dieser Form von zwei physikalischen Observablen ( $E$ ,  $L$ ) und drei Oszillationsparametern ( $\Delta\beta$ ,  $\Theta_\beta$ ,  $\eta$ ) ab.

Um Abschätzen zu können innerhalb welcher Bereiche für  $E$  und  $L$  eine Suche nach alternativen Oszillationseffekten möglich ist, kann man sich an bisherigen Messungen atmosphärischer Neutrinos orientieren. Der interessante Bereich für  $\Delta\beta$  ergibt sich aus den Ergebnissen der bisherigen Suchen nach alternativen Oszillationseffekten:



- Die sensitiven Energiebereiche von Experimenten mit atmosphärischen Neutrinos reichen von circa  $0,1 \text{ GeV} - 10^5 \text{ GeV}$ .
- Neutrinofluglängen können zwischen wenigen Kilometern ( $\approx 10 \text{ km}$ ) und dem Erddurchmesser ( $\approx 12750 \text{ km}$ ) liegen. Ist die Oszillationslänge viel kleiner als die Fluglänge sind die Oszillationseffekte verwaschen und die Überlebenswahrscheinlichkeit sinkt im Mittel auf 50%. Für eine vergleichbare Oszillations- und Fluglänge sind Oszillationen gut messbar. Liegt die Fluglänge weit unterhalb der Oszillationslänge sind keine Effekte zu erwarten. Aufgrund der natürlichen oberen Grenze für messbare Fluglängen führt die masseinduzierte Neutrinooszillation nur bis Energien von  $E \lesssim 100 \text{ GeV}$  zu messbaren Effekten.
- Bisherige Suchen nach alternativen Neutrinooszillationen konnten den Bereich des Parameterraums für  $\Delta\beta \geq 10^{-24}$  bei beliebigem Mischungswinkel  $\Theta_\beta$  ausschließen. Für kleinere Geschwindigkeitsdifferenzen als  $\Delta\beta < 10^{-27}$  führen erst Neutrinoenergien von  $E > 10^5 \text{ GeV}$  zu messbaren Effekten.

Für die beiden restlichen Parameter, den Mischungswinkel  $\Theta_\beta$  und die Phase  $\eta$ , sind vor allem die extremen Werte interessant. Die Fälle für Kombinationen aus verschwindenden oder maximalen Phasen und Mischungswinkeln werden im Folgenden besprochen:

### 1. Minimaler Mischungswinkelbetrag: $\sin 2\Theta_\beta = 0$ ( $\Theta_\beta = 0$ ):

In diesem Fall ist die Überlebenswahrscheinlichkeit  $P$  unabhängig von der Phase  $\eta$ :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \frac{1}{1 + f^2(\Delta\beta E^2)} \cdot \sin^2 \left( 2,92 \cdot 10^{-3} \frac{\sqrt{1 + f^2(\Delta\beta E^2)}}{E} \cdot L \right) \quad (1.85)$$

$$\text{mit :} \quad f(\Delta\beta E^2) = 8,70 \cdot 10^{20} \Delta\beta E^2. \quad (1.86)$$

Der globale Mischungswinkel und somit auch die Oszillationsamplitude sind abhängig von der Neutrinoenergie  $E$  und dem betrachteten Parameterraum der Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta\beta$ . Die Grenze für einen 10% Effekt in der  $\Delta\beta$ - $E$ -Ebene verläuft bei  $\Delta\beta = 3,45 \cdot 10^{21} \cdot E^{-2}$ . Für Geschwindigkeitsdifferenzen oberhalb dieser Grenze verschwinden die Oszillationseffekte. Unterhalb verschwinden die Effekte auch bei verschwindendem Mischungswinkel  $\Theta_\beta$  nicht<sup>40</sup>. Allerdings bleiben die messbaren Oszillationseffekte in diesem Fall auf Energien unterhalb von  $100 \text{ GeV}$  beschränkt. Die Ursache liegt wie im Fall der reinen masseinduzierten Oszillation in der maximal messbaren Fluglänge von atmosphärischen Neutrinos von  $\approx 12750 \text{ km}$ . Für höhere Energien als  $100 \text{ GeV}$  ist  $L$  im Vergleich zur Oszillationslänge, die in diesem Fall mit der Neutrinoenergie zunimmt, zu klein und es kommt zu keinen Oszillationseffekten. Nur für den Fall, dass beide Mischungswinkel gleich Null gesetzt werden, ist trivialerweise kein Oszillationseffekt zu sehen. In Abbildung 3.17 in Abschnitt 3.4.3 ist die Überlebenswahrscheinlichkeit bei verschwindendem Mischungswinkel  $\Theta_\beta$  in Abhängigkeit von  $\Delta\beta$  und  $E$  gezeigt.

<sup>40</sup>Dies kann durch einen Vergleich mit der reinen Überlebenswahrscheinlichkeit der masseinduzierten Neutrinooszillation aus Gleichung 1.55 leicht verifiziert werden.

**2. Maximaler Mischungswinkelbetrag:  $\sin 2\Theta_\beta = \pm 1$  ( $\Theta_\beta = \pm\pi/4$ ):**

Sind beide Mischungswinkelbeträge  $\Theta_\beta$  und  $\Theta_m$  maximal verschwindet der Kosinusterm aus Gleichung 1.84. Der Ausdruck für den globalen Mischungswinkel verliert seine Energieabhängigkeit und wird konstant:  $\sin^2 2\Theta = 1$ . Für den Fall maximaler Mischungswinkel besteht jedoch eine Abhängigkeit von der Phase  $\eta$ . Nach dem Auflösen des komplexen Betrags taucht sie ausschließlich als Kosinusterm  $\cos \eta$  in der Überlebenswahrscheinlichkeit auf. Im Folgenden sind die Überlebenswahrscheinlichkeiten für drei Werte von  $\cos \eta$  explizit angegeben.

- **A:**  $\cos \eta = \pm 1$  ( $\eta = 0, \pi$ )

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 \left( 2,92 \cdot 10^{-3} \frac{1 \pm f(\Delta\beta E^2)}{E} \cdot L \right) \quad (1.87)$$

- **B:**  $\cos \eta = 0$  ( $\eta = \pi/2$ )

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 \left( 2,92 \cdot 10^{-3} \frac{\sqrt{1 + f^2(\Delta\beta E^2)}}{E} \cdot L \right) \quad (1.88)$$

Ein Mischungswinkel von  $\Theta_\beta = -\pi/4$  führt im Vergleich zu Fall A zu einem umgekehrten Vorzeichenwechsel, da die Terme  $\cos \eta$  und  $\sin 2\Theta_\beta$  in der Überlebenswahrscheinlichkeit stets als gemeinsamer Faktor enthalten sind. Für sinkende Mischungswinkelbeträge nehmen die Oszillationseffekte wie im Fall der reinen Oszillationsformen aus den vorherigen Abschnitten ab. Die zu erwartenden Oszillationseffekte in dem für diese Arbeit interessanten Parameter- sowie Energie- und Fluglängenbereich werden in Abschnitt 3.4 besprochen und dargestellt.

## 2. Hochenergetische kosmische Strahlung und atmosphärische Neutrinos

Dieses Kapitel beginnt mit einer Zusammenfassung zur Entdeckung der kosmischen Strahlung. Darauf folgend wird das Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung vorgestellt und gezeigt aus welchen Teilchen sich diese Strahlung zusammensetzt. Trifft die primäre kosmische Strahlung auf die Erdatmosphäre erzeugt sie die sekundäre kosmische Strahlung. Nach einer kurzen Beschreibung der Komponenten der sekundären kosmischen Strahlung steht mit atmosphärischen Neutrinos einer ihrer Bestandteile im Mittelpunkt. Besprochen werden die einzelnen Faktoren, die bei Entstehung atmosphärischer Neutrinos eine Rolle spielen. Anhand einfacher Modelle zur Neutrinoflussberechnung werden die Eigenschaften des zu erwartenden Energie- und Zenitwinkelspektrums erklärt.

### 2.1. Entdeckung der kosmischen Strahlung

Erste Hinweise auf die Existenz kosmischer Strahlung werden zu Beginn des 20. Jahrhunderts gefunden. Wissenschaftler beobachteten spontane Entladungen bei Elektroskopen und Elektroden, obwohl diese durch ein isolierendes Gas abgeschirmt sind. Zunächst wird der Ursprung dieses Phänomens ausschließlich auf die natürliche Radioaktivität aus dem Erdinneren zurückgeführt.

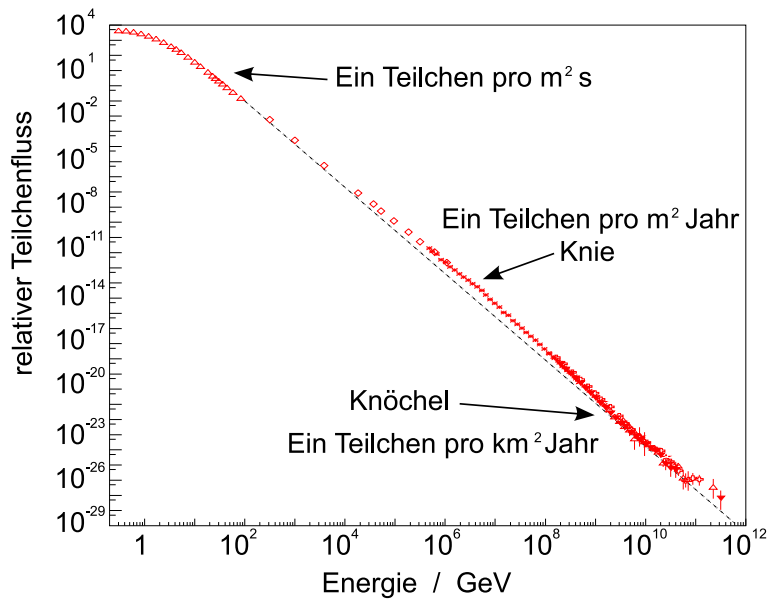
Viktor Hess<sup>1</sup> ist der erste, der einen anderen Erklärungsansatz verfolgt. Er vermutet die Ursache der Entladungen in der Existenz einer ionisierenden Teilchenstrahlung extraterrestrischen Ursprungs. Zur Bestätigung seiner Hypothese startet er eine Serie von Ballonexperimenten und vermisst die Strahlung bis in Höhen von 5 km. Im Jahr 1912 kann er die Richtigkeit seiner Vermutung belegen: Ab Höhen zwischen 1 km und 2 km steigt die Intensität der Strahlung mit zunehmender Entfernung von der Erdoberfläche an. Die kosmische Strahlung entwickelt sich daraufhin zu einem der wichtigsten Werkzeuge der Teilchenphysik. Zahlreiche Elementarteilchen verdanken ihre Entdeckung der kosmischen Strahlung:

- Entdeckung des Positrons als erstes Antiteilchen (Anderson [And32], 1932)
- Entdeckung des Myons (Neddermeyer/Anderson [AN37], 1937)
- Entdeckung des Pions (Powell [LMOP47], 1947)
- Entdeckung des Kaons als erstes seltsames Teilchen (Rochester/Butler [RB47], 1947)

Heute, beinahe ein Jahrhundert nach ihrer Entdeckung, ist die kosmische Strahlung noch immer ein äußerst interessantes Forschungsgebiet der Teilchenphysik. Insbesondere die hochenergetische kosmische Strahlung ab Energien von 10 GeV weist noch viele ungeklärte Fragen auf. So sind ihr Ursprung und die Mechanismen ihrer Entstehung bisher nur unvollständig verstanden.

---

<sup>1</sup>Für die Entdeckung der kosmischen Strahlung erhält er 1936 den Nobelpreis für Physik.



**Abbildung 2.1.:**

Das Allteilchen-Energieflusspektrum der primären kosmischen Strahlung erstreckt sich über nahezu elf Größenordnungen. Der Fluss fällt mit steigender Energie exponentiell ab. Im Bereich des so genannten *Knies* bei etwa  $3 \cdot 10^{15}$  eV und des *Knöchels* bei circa  $3 \cdot 10^{18}$  eV sind Abweichungen vom ansonsten nahezu konstanten spektralen Index von  $\gamma \approx 2,7$  zu erkennen. In diesem Bereich wird der Übergang zwischen galaktischen und extragalaktischen Quellen der kosmischen Strahlung vermutet (Abbildung entnommen aus [GS05]).

## 2.2. Hochenergetische primäre kosmische Strahlung

Jeder Quadratzentimeter der Erdatmosphäre wird pro Sekunde von über 1000 hochenergetischen Teilchen isotrop<sup>2</sup> getroffen. Das gemessene Energieflusspektrum der hochenergetischen primären kosmischen Strahlung erstreckt sich über mehr als elf Größenordnungen (siehe Abbildung 2.1). Sein Maximum<sup>3</sup> erreicht es bei circa 0,3 GeV. Mit steigender Energie fällt das Energiespektrum exponentiell ab ( $dN \propto E^{-\gamma} dE$ ). Der spektrale Index  $\gamma$  ist über den gesamten oberen Energiebereich nahezu konstant mit  $\gamma = 2,7$ . Lediglich im Bereich zwischen dem so genannten *Knie* bei  $E \approx 3 \cdot 10^6$  GeV und dem so genannten *Knöchel* bei  $E \approx 3 \cdot 10^9$  GeV, fällt das Spektrum stärker ab und der spektrale Index steigt recht abrupt auf  $\gamma = 3,1$  an [BMT03]:

$$\frac{dN(E)}{dE} \sim E^{-\gamma} \quad \text{mit} \quad \gamma \approx \begin{cases} 2,7 & \text{für} & E \lesssim 3 \cdot 10^6 \text{ GeV} \\ 3,1 & \text{für} & 3 \cdot 10^6 \text{ GeV} \lesssim E \lesssim 3 \cdot 10^9 \text{ GeV} \\ 2,7 & \text{für} & 3 \cdot 10^9 \text{ GeV} \lesssim E \lesssim 4 \cdot 10^{10} \text{ GeV} \end{cases} \quad (2.1)$$

<sup>2</sup>Bisherige Messungen bestätigen die Erwartung, dass uns die kosmische Strahlung, die auf ihrem Weg durch die Galaxis durch eine Vielzahl von Magnetfeldern abgelenkt wird, isotrop erreicht. Der so genannte *Compton-Getting-Effekt* sagt eine geringe Anisotropie in der Größenordnung von  $10^{-2}$  voraus, die aus der relativen Bewegung unseres Sonnensystems zur Galaxis von etwa 200 km/s folgt. Dieser Effekt konnte bisher jedoch nicht nachgewiesen werden.

<sup>3</sup>Unterhalb dieser Energie fällt der Fluss an Teilchen, welche die Erdatmosphäre treffen schnell ab, da das Erdmagnetfeld die Erde abschirmt und die Teilchen ablenkt. Ab Primärteilchenenergien von wenigen 100 GeV, ist der Einfluss des Erdmagnetfeldes vernachlässigbar.

Jenseits einer Energie von  $E > 4 \cdot 10^{10}$  GeV fällt der Fluss der primären kosmischen Strahlung auf weniger als ein Teilchen pro  $\text{km}^2$  und Jahrhundert, wodurch ist eine genaue Vermessung diesem Energiebereich schwierig ist. Die geringe Menge existierender Messdaten erlaubt nur eine ungenaue Bestimmung des Verlaufs des Energiespektrums und damit auch des spektralen Index. Man vermutet, dass die Ursache der Abweichung im spektralen Index bei Knie und Knöchel mit dem Übergang von galaktischen zu extragalaktischen Quellen zusammenhängt. Einige Ergebnisse aus Messungen der primären kosmischen Strahlung und Theorien über das Zustandekommen der unterschiedlichen Bereiche des Energiespektrums werden in Anhang D vorgestellt.

### Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung

Insbesondere aus Messungen von Satellitenexperimenten kennt man die Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung im Energiebereich bis  $10^5$  GeV recht genau: Protonen bilden mit 85% den mit Abstand größten Teil der primären kosmischen Strahlung. Einen geringeren Anteil von 12% bilden  $\alpha$ -Teilchen und nur 1% sind schwerere Kerne, deren Anteil mit zunehmender Energie ansteigt. 2% der Strahlung besteht aus Elektronen. Alle anderen Teilchen wie hochenergetische Photonen (0,1%), Antiprotonen und Positronen bilden nur einen sehr geringen Bruchteil der primären kosmischen Strahlung. Die Beschreibung einiger typischer Experimente zur Messung kosmischer Strahlung ist in Anhang C zu finden.

Theorien zufolge besteht ein bisher nicht erwähnter Anteil Teil der kosmischen Strahlung aus hochenergetischen Neutrinos. Schätzungen darüber, wie groß dieser Anteil ist, hängen stark vom betrachteten Energiebereich ab. Diese so genannten *extraterrestrischen Neutrinos*, die abhängig von ihrem Entstehungsort auch als *galaktische* oder *kosmische* Neutrinos bezeichnet werden, sind bisher jedoch nicht experimentell nachgewiesen. Mögliche Quellen und Entstehungsmechanismen extraterrestrischer Neutrinos werden in Anhang E näher besprochen.

## 2.3. Sekundäre kosmische Strahlung

Treffen Teilchen der hochenergetischen primären kosmischen Strahlung, wie beispielsweise Protonen oder schwerere Kerne, auf die Teilchen der Erdatmosphäre, entsteht eine Vielzahl von hadronischen Sekundärteilchen. Diese erste Wechselwirkung der primären kosmischen Strahlung findet im Mittel in einer Höhe zwischen 50 km und 15 km in der Stratosphäre statt. In Wechselwirkungen entstehen dort hauptsächlich Pionen und Kaonen, bei hohen Primärteilchenenergien auch  $D$ -Mesonen. Auf ihrem Weg durch die Atmosphäre in Richtung Erdoberfläche treffen diese Sekundärteilchen dann entweder auf ein weiteres Teilchen der Erdatmosphäre oder sie zerfallen. Solange ihre Energie groß genug ist, werden in beiden Fällen in hadronischen und elektromagnetischen Schauern weitere Sekundärteilchen erzeugt, die ihrerseits neue Teilchen erzeugen. Dieser Vorgang wiederholt sich solange, bis die Energie unter die Schwelle zur weiteren Schauerproduktion abgefallen ist und die restlichen Teilchen absorbiert werden oder zerfallen. Eine solche Reaktionskette, in der lawinenartig eine große Menge an Sekundärteilchen entsteht, wird als atmosphärischer Luftschauer bezeichnet. Die Gesamtheit aller Reaktionsprodukte bezeichnet man als *sekundäre kosmische Strahlung*.

Luftschauer sind das Untersuchungsobjekt bei indirekten Messungen der primären kosmischen Strahlung. Einige Experimente werden in Anhang C kurz vorgestellt. Sie sind in der Lage ausgedehnte Luftschauer genau zu vermessen. Geometrie und Zusammensetzung des

Schauers unterscheiden sich je nach Art, Ladung und Masse des Primärteilchens und erlauben so seine Identifikation sowie eine Energie- und Richtungsbestimmung. Experimente, welche die primäre kosmische Strahlung messen, sind prinzipiell Fixed-Target<sup>4</sup>-Experimente, in welchen die Primärteilchenenergien als Energien im Laborsystem angegeben werden. Für die Teilchenproduktion sind aber die Schwerpunktsenergien entscheidend. Trifft ein relativistisches Proton der Masse  $m_p \approx 1 \text{ GeV}/c^2$  mit einer Energie von  $E_{\text{Lab}} = 10^7 \text{ GeV}$  auf einen der Kerne eines praktisch ruhenden Stickstoffmoleküls der Masse  $m_L \approx 14 \text{ GeV}/c^2$ , errechnet sich die Schwerpunktsenergie dieser Kollision zu:

$$\sqrt{s} = \sqrt{m_p^2 c^4 + m_L^2 c^4 + 2E_p m_L c^2} \approx 17 \cdot 10^3 \text{ GeV} \quad . \quad (2.2)$$

Dies entspricht in etwa der Schwerpunktsenergie des LHC<sup>5</sup> ( $\sqrt{s} = 14 \cdot 10^3 \text{ GeV}$ ) am CERN, der in Kürze in Betrieb gehen wird.

In einem Luftschauer ereignen sich eine Vielzahl von Reaktionen, wobei eine breite Palette an Teilchen entsteht. Ausgelöst durch ein primäres Proton der Energie  $E = 10^6 \text{ GeV}$ , werden durchschnittlich  $10^6$  Sekundärteilchen erzeugt. Davon sind 80% Photonen, 18% Elektronen und Positronen, 1,7% Myonen und 0,3% Hadronen. Die Bestandteile der sekundären kosmischen Strahlung lassen sich nach Art der involvierten Wechselwirkung und des erzeugten Teilchens drei Komponenten zuordnen: Einer hadronischen, einer elektromagnetischen und einer myonischen Komponente.

### A: Die hadronische Komponente

Wenn hochenergetische Kerne der primären kosmischen Strahlung mit Kernen der Luftmoleküle reagieren, werden bei inelastischen Streureaktionen hauptsächlich Pionen ( $\pi^\pm, \pi^0$ ) und Kaonen ( $K^\pm, K_{S,L}^0$ ) erzeugt. Bei ausreichend großer Energie der Primärteilchen können auch schwerere Sekundärhadronen, wie Charm-Mesonen  $D^\pm, D^0, D_s^\pm$  oder  $\Lambda_c^+$  bis hin zu  $B$ -Mesonen oder noch schwerere Teilchen produziert werden. Je nach Lebensdauer zerfallen sie oder reagieren abermals mit der Atmosphäre. Das hadronische Primärteilchen oder in Reaktionen entstandene Kernbruchteile<sup>6</sup> reagieren weiter und verlieren bei jeder weiteren Wechselwirkung ungefähr 50% ihrer Energie. Nur die höchstenergetischen kosmischen Teilchen produzieren Schauer, in welchen noch bis zur Erdoberfläche neue Teilchen entstehen. Somit erreicht nur ein geringer Bruchteil der hadronischen Komponente der sekundären kosmischen Strahlung die Erdoberfläche. Die Dicke der Erdatmosphäre entspricht etwa 11 hadronischen Wechselwirkungslängen.

### B: Die elektromagnetische Komponente

Die elektromagnetische Komponente wird zum Großteil aus Zerfällen von neutralen Pionen  $\pi^0$  gespeist, die in großen Mengen als Teil der hadronischen Komponente der sekundären kosmischen Strahlung entstehen. Die  $\pi^0$  zerfallen zu 98,8% in zwei  $\gamma$ -Quanten. Diese werden an Kernen der Luftmoleküle gestreut und initiieren elektromagnetische Schauer. In diesen Schauern entstehen über Paarproduktion oder Bremsstrahlung große Mengen von Elektronen, Positronen und weiteren  $\gamma$ -Quanten, die wiederum neue Schauer auslösen können. Die

---

<sup>4</sup>Fixed-Target = festes Ziel

<sup>5</sup>LHC = Large Hadron Collider

<sup>6</sup>Ein Teil der schweren Kerne der primären kosmischen Strahlung sowie der getroffenen Kerne der Atmosphäre desintegrieren und produzieren weitere Schauer.

Dicke der Erdatmosphäre entspricht etwa 30 Strahlungslängen. Kaon- und Myonzerfälle tragen kaum zur Bildung der elektromagnetischen Komponente bei. Die elektromagnetische Komponente bildet mit 98% ( $e^\pm \approx 18\%$  und  $\gamma \approx 80\%$ ) den größten Anteil der in einem Luftschauer entstehenden Teilchen. Trotzdem dringt nur ein kleiner Teil dieser Komponente bis zur Erdoberfläche vor.

### C: Die myonische Komponente

Die in der hadronischen Komponente erzeugten geladenen Kaonen und Pionen zerfallen bevorzugt in Paare von Myonen  $\mu^\pm$  und Myonneutrinos  $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ . Etwa 25% der neutralen Kaonen  $K_L^0$  zerfallen ebenso. Zerfällt ein Myon bevor es die Erdoberfläche erreicht, entsteht neben einem Elektron/Positron und einem Elektronneutrino ein weiteres Myonneutrino. Myonen und Myonneutrinos bilden die myonische Komponente der sekundären kosmischen Strahlung. Offensichtlich erreichen nahezu alle Neutrinos aufgrund ihres extrem geringen Wirkungsquerschnitts die Erdoberfläche. Ein Großteil der Myonen ab einer Energie von wenigen 10 GeV erreicht die Erdoberfläche, bevor sie zerfallen können. Myonen weisen eine relativ lange mittlere Lebensdauer von  $2,2 \cdot 10^{-6}$  s auf, die im Laborsystem aufgrund der Zeitdilatation mit zunehmender Energie steigt. Vielfachstreuung und Bremsstrahlungsproduktion auf dem Weg durch die Atmosphäre spielen bei Myonen aufgrund ihrer circa 200-fach größeren Masse im Vergleich zum Elektron eine geringe Rolle<sup>7</sup> als bei Elektronen. Myonen verlieren ihre Energie relativ kontinuierlich durch Ionisation ( $dE/\rho dx \approx 2 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ ), was bei einer ungefähren vertikalen Dicke der Atmosphäre von etwa  $1000 \text{ g/cm}^2$  zu einem mittleren Energieverlust von  $E \approx 2 \text{ GeV}$  führt. Hochenergetische Myonen, die die Erdoberfläche erreichen, stellen somit eine direkte Verbindung zu hadronischen Prozessen in der oberen Atmosphäre und somit auch zur Art des kosmischen Primärteilchens dar.

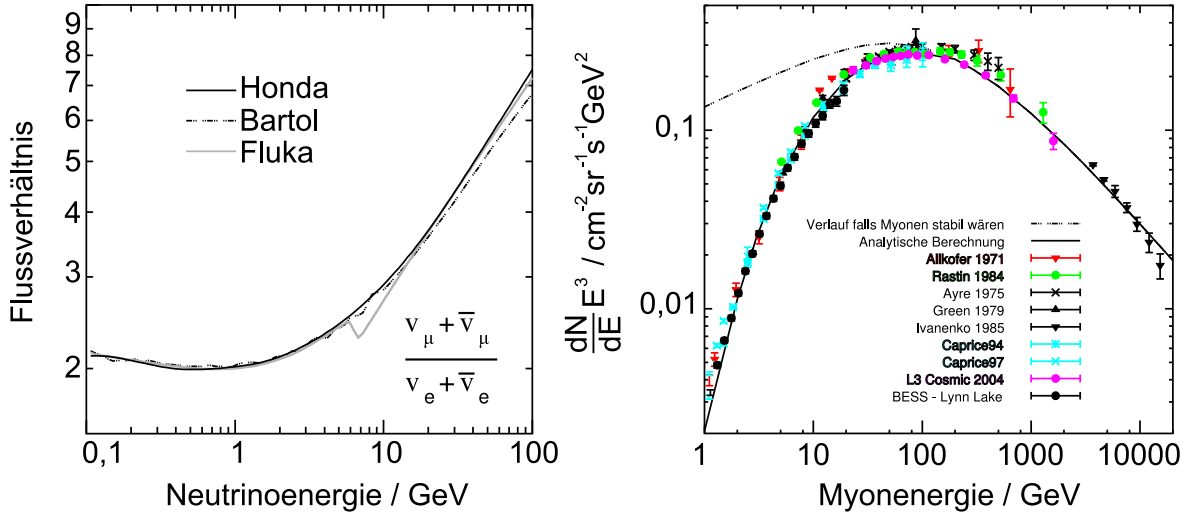
Die Entstehung von Myonen und Neutrinos in Luftschauern sind eng miteinander verknüpft. Sie entstehen aus der hadronischen Komponente der primären kosmischen Strahlung und werden als *atmosphärische Myonen* und *atmosphärische Neutrinos* bezeichnet. Atmosphärische Neutrinos, speziell Myonneutrinos, sind das Untersuchungsobjekt dieser Arbeit und ihre Entstehung soll im Folgenden näher diskutiert werden.

## 2.4. Atmosphärische Neutrinos

Atmosphärische Neutrinos bilden den Hauptanteil der sekundären kosmischen Strahlung an der Erdoberfläche. Wegen ihres geringen Wirkungsquerschnitts ist ihre Vermessung allerdings kompliziert, weshalb ihr Energieflussspektrum im Vergleich zu dem anderer Komponenten der sekundären kosmischen Strahlung weniger bekannt ist. Seit mehr als zehn Jahren sind eine Vielzahl von Experimenten (siehe Anhang A) mit der Vermessung atmosphärischer Neutrinos beschäftigt und liefern neue Erkenntnisse. Mit Hilfe der Daten dieser Experimente können theoretische Vorhersagen zum atmosphärischen Neutrinofluss überprüft und Modelle zu dessen Berechnung verbessert werden.

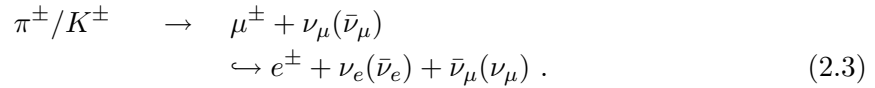
Atmosphärische Neutrinos im Energiebereich von 1 GeV bis 10 TeV entstehen hauptsächlich aus Zerfällen von Pionen und Kaonen aus der hadronischen Komponente der sekundären

<sup>7</sup>Die Intensität der Bremsstrahlung ist proportional zu  $M^{-2}$ .


**Abbildung 2.2.:**

Links: Die Abbildung zeigt das Verhältnis von atmosphärischem Myonenneutrino- zu Elektronenneutrinofluss für verschiedene Modelle (Abbildung entnommen aus [A<sup>+</sup>05]). Rechts: Zu sehen ist der vertikale Myonfluss auf Meereshöhe aus Messungen verschiedener Experimente und das Ergebnis einer theoretischen Berechnung (Abbildung entnommen aus [Gai05]).

kosmischen Strahlung und aus Zerfällen der daraus resultierenden Myonen:



Zählt man die so entstehenden Neutrinos zusammen, erwartet man an der Erdoberfläche ein Flussverhältnis von Myon- zu Elektronenneutrinos von  $N_{\nu_\mu} / N_{\nu_e} \approx 2$ . In Abbildung 2.2 links ist das erwartete  $\nu_\mu / \nu_e$ -Flussverhältnis für drei verschiedene Modelle gezeigt. Bis zu Neutrinoenergien von  $E_\nu \lesssim 1 \text{ GeV}$  ergibt sich das erwartete Verhältnis von etwa zwei. Für höhere Energien steigt es stetig an, da mehr Myonen die Erdoberfläche erreichen bevor sie zerfallen und somit weniger Elektronenneutrinos aus Myonzerfällen erzeugt werden<sup>8</sup>. In Abbildung 2.2 rechts ist der auf Meereshöhe gemessene Fluss atmosphärischer Myonen zu sehen. Die gestrichelte Linie stellt den Fluss dar, der sich ohne Myonzerfall ergeben würde. Zerfallen bei Energien von  $E_\mu \approx 1 \text{ GeV}$  noch fast 100% der Myonen in der Atmosphäre, fällt ihr Anteil mit steigender Energie schnell ab und verschwindet beinahe völlig bei Myonenergien von  $E_\mu \gtrsim 100 \text{ GeV}$ .

Um das Energiespektrum von atmosphärischen Neutrinos abzuschätzen, muss man wissen, welcher Energieanteil beim Zweikörperzerfall eines Pions oder Kaons auf das Neutrino übergeht. Im Ruhesystem des zerfallenden Mesons, wird dessen Impuls  $p_\pi / p_K$  zu gleichen Teilen auf die Tochterteilchen Myon  $p_\mu = 1/2 p_\pi$  und Myonenneutrino  $p_\nu = 1/2 p_\pi$  verteilt und sie bewegen sich in entgegengesetzte Richtungen  $\vec{p}_\mu = -\vec{p}_\nu$ . Nimmt man an, dass die Masse des Neutrinos keine Rolle spielt ( $m_\nu \approx 0$ ) ergeben sich die Impulse der Tochterteilchen im

<sup>8</sup>Der Hauptanteil der atmosphärischen Elektronenneutrinos stammt aus Myonzerfällen, der Rest wird größtenteils direkt in Zerfällen des neutralen  $K_L^0$  (siehe Tabelle 2.1) erzeugt.



Ruhesystem des Mesons zu:

$$p_{\mu}^{\text{SP}} = p_{\nu}^{\text{SP}} = p^{\text{SP}} = \frac{M_{\pi}^2 - m_{\mu}^2}{2M_{\pi}}. \quad (2.4)$$

Für die Energieverteilung auf die Tochterteilchen im Laborsystem  $E_{\nu,\mu}^{\text{Lab}}$  ist der Winkel  $\Theta$  zwischen der Bewegungsrichtung des Mutterteilchens und des vorwärts zerfallenden Tochterteilchens von Bedeutung. Sie ergibt sich zu:

$$E^{\text{Lab}} = \gamma E^{\text{SP}} + \beta \gamma p^{\text{SP}} \cos \Theta \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (2.5)$$

Somit bewegt sich die Energie des Tochterteilchens im Laborsystem zwischen den winkelabhängigen Grenzen ( $0^{\circ} \leq \Theta \leq 180^{\circ}$ ):

$$\gamma (E^{\text{SP}} - \beta p^{\text{SP}}) < E^{\text{Lab}} < \gamma (E^{\text{SP}} + \beta p^{\text{SP}}). \quad (2.6)$$

Bewegt sich das Pion/Kaon mit relativistischen Geschwindigkeiten  $\beta \rightarrow 1$  liegt die Verteilung der Energie des Mutterteilchens auf die Tochterteilchen im Laborsystem innerhalb dieser Grenzen:

$$E_{\pi,K} \cdot \frac{m_{\mu}^2}{m_{\pi,K}^2} \leq E_{\mu} \leq E_{\pi,K} \\ 0 \leq E_{\nu} \leq E_{\pi,K} \cdot \left(1 - \frac{m_{\mu}^2}{m_{\pi,K}^2}\right) \quad (2.7)$$

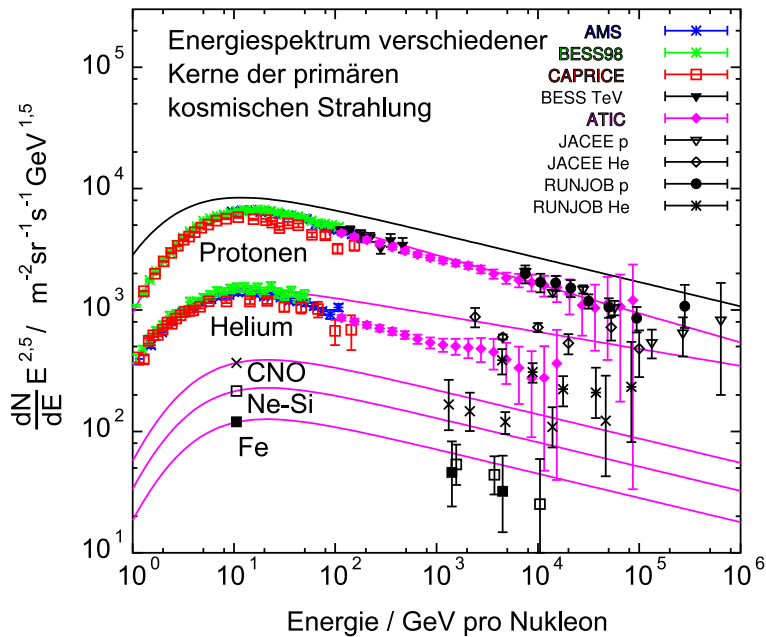
Das bedeutet, dass das Massenverhältnis von Mutter- zu Tochterteilchen über die beim Zerfall auf das Tochterteilchen übertragene Energie entscheidet. Sind die Mutterteilchen nicht polarisiert, kann man mit Kenntnis des Massenverhältnisses den mittleren Energieanteil der Tochterteilchen berechnen.

$$\begin{aligned} \langle E_{\nu} \rangle / E_{\pi} &= 0,21 & \langle E_{\mu} \rangle / E_{\pi} &= 0,79 \\ \langle E_{\nu} \rangle / E_K &= 0,48 & \langle E_{\mu} \rangle / E_K &= 0,52 \end{aligned} \quad (2.8)$$

Das Neutrino trägt in beiden Fällen einen relativ großen Anteil der Energie des Mutterteilchens.

### 2.4.1. Berechnung atmosphärischer Myonneutrinoflüsse

Der atmosphärische Myonneutrinofluss entsteht aus dem Zerfall von Produkten aus tiefinelastischen Streureaktionen von primärer kosmischer Strahlung mit Kernen von Luftmolekülen. Die Berechnung des Neutrinoflusses bedingt die Kenntnis der hadronischen Wirkungsquerschnitte und der Zerfallseigenschaften der beteiligten Teilchen. Die Kenntnis des Spektrums der primären kosmischen Strahlung ist erforderlich, wobei mögliche Einflüsse des Erdmagnetfeldes zu berücksichtigen sind. Die für die Berechnung des Neutrinoflusses wichtigen Faktoren können wie folgt zusammengefasst werden:


**Abbildung 2.3.:**

Gezeigt sind Flussspektren der primären kosmischen Strahlung für verschiedene chemische Elemente oder Elementgruppen. Die Linien entsprechen einfachen exponentiellen Anpassungen der Flussspektren (Abbildung entnommen aus [Gai05]).

### A: Spektrum der primären kosmischen Strahlung

Atmosphärische Myoneneutrinos entstehen hauptsächlich aus zerfallenden Mesonen, die durch Primärteilchen wie beispielsweise Protonen oder leichten Kernen erzeugt werden. Das Spektrum von Protonen und Heliumkernen, der mit über 90% häufigsten Komponenten in der primären kosmischen Strahlung, ist aus Messungen bis zu Energien von  $E_{p,\alpha} \lesssim 100 \text{ GeV}$  gut bekannt. Zu höheren Energien hin nehmen die Unsicherheiten bezüglich der Flüsse zu. Da schwerere Elemente weitaus seltener in der kosmischen Strahlung vorkommen, sind ihre Flüsse weniger genau vermessen, wie man in Abbildung 2.3 erkennen kann.

### B: Einflüsse des Erdmagnetfeldes

Für Neutrinoenergien unterhalb von 10 GeV muss der Einfluss des Erdmagnetfeldes, welches den Fluss der primären kosmischen Strahlung abhängig von Ort und Einfallswinkel moduliert, in die Berechnung des Neutrinoflusses einbezogen werden. Den Effekt des Erdmagnetfeldes auf die Teilchen der primären kosmischen Strahlung kann man als eine Durchlasswahrscheinlichkeit  $R$  darstellen. Sie hängt ab von der Primärteilchenenergie, dem Breiten- und Längengrad  $\Theta, \phi$  des Eintrittsorts und den Eintrittswinkeln  $\Theta_{\text{lokal}}, \phi_{\text{lokal}}$  beim Nachweisort  $R = R_i(E_i, \Theta_i, \phi_i, \Theta_{i,\text{lokal}}, \phi_{i,\text{lokal}})$ .  $R_i$  muss für jede Primärteilchenart getrennt betrachtet werden, da sich die Effekte des Erdmagnetfeldes je nach Steifigkeit<sup>9</sup> eines Teilchens ändern.

<sup>9</sup>Die Steifigkeit, die auch als *Rigidität* bezeichnet wird, ist definiert als das Verhältnis aus Teilchenimpuls zu Teilchenladung.

### C: Neutrinoausbeute pro Primärteilchen

Die Neutrinoausbeute pro Primärteilchen  $Y_i(E_i, E_\nu)$  gibt die Anzahl der mit der Energie  $E_\nu$  produzierten Neutrinos an, die im Mittel aus einem Primärteilchen einer Energie  $E_i$  entstehen. Die Neutrinos werden nicht direkt vom Primärteilchen erzeugt, sondern die Neutrinoproduktion läuft über Zwischenprodukte, im allgemeinen Mesonen, ab. Welche Zwischenprodukte entstehen hängt von der Primärenergie und Primärteilchenart ab.

$Y_i$  wird zum einen aus Schauerberechnungen gewonnen, in welche die Ergebnisse aus Messungen der Zusammensetzung und Geometrie ausgedehnter Luftschauer eingehen. Zusätzlich entscheiden die Wirkungsquerschnitte der Primärteilchen für Wechselwirkungen mit der Atmosphäre und die damit verbundene Produktion von Hadronen über die Anzahl der erzeugten Neutrinos. Diese Wirkungsquerschnitte sind jedoch nur für Energien wie sie in Beschleunigerexperimenten vorkommen bekannt. Für höhere Energie müssen sie extrapoliert werden, wobei die Unsicherheiten mit steigender Energie anwachsen. Die Zerfallsprozesse der Sekundärteilchen die zur eigentlichen Neutrinoproduktion führen sind gut bekannt, jedoch tragen nur diejenigen Sekundärteilchen zur Neutrinoproduktion bei, die nicht selbst mit der Atmosphäre wechselwirken bevor sie zerfallen.

Der individuelle Neutrinofluss pro chemischer Komponente der primären kosmischen Strahlung ergibt sich aus einer Faltung der elementspezifischen Faktoren  $\Phi_i$ ,  $R_i$  und  $Y_i$ . Summiert über die einzelnen chemischen Elemente der primären kosmischen Strahlung lässt sich der Gesamtneutrinofluss folgendermaßen schematisch darstellen:

$$\Phi_\nu = \sum_{i=p,\alpha,Li\dots} \Phi_i(E) \otimes R_i(E, \Theta_i, \phi_i) \otimes Y(E_i, E_\nu) . \quad (2.9)$$

Bei Neutrinoflüssen oberhalb von 10 GeV kann man den Einfluss des Erdmagnetfeldes vernachlässigen. Ebenso spielen Myonneutrinos aus zerfallenen Myonen kaum noch eine Rolle. Der Neutrinofluss wird fast ausschließlich aus zerfallenden Mesonen gebildet. Im Energiebereich von  $(10-10^5)$  GeV sind dies Pionen und Kaonen, darüber  $D$ -Mesonen und schwere Baryonen. Je nach Art der Sekundärteilchen und deren mittlerer Lebensdauer werden Neutrinos unterschiedlicher Energie erzeugt. Somit ist es sinnvoll, den Gesamtfluss  $\Phi_\nu^{\text{ges}}$  atmosphärischer Neutrinos nach den eben genannten Kriterien aufzuteilen:

$$\Phi_\nu^{\text{ges}} = \Phi_\nu^{\text{k}} + \Phi_\nu^{\text{p}} + \dots \quad (2.10)$$

$\Phi_\nu^{\text{k}}$  bezeichnet den so genannten *konventionellen* Neutrinofluss, der aus Pionen und Kaonen stammt. Der *prompte* Neutrinofluss  $\Phi_\nu^{\text{p}}$  besteht aus Neutrinos, die beim Zerfall von Teilchen mit Charm-Quarkanteil erzeugt werden. Der Fluss primärer kosmischer Strahlung höchster Energien ist sehr klein und erstreckt sich bis zu Teilchenenergien von  $E \gtrsim 10^{20}$  eV. In tiefinelastischen Streureaktionen können in der Atmosphäre in geringem Maße auch noch schwerere Sekundärteilchen wie beispielsweise  $B$ -Mesonen entstehen. Der Neutrinoflussanteil aus Zerfällen solcher Teilchen ist jedoch sehr klein. Zu ihm existieren kaum Berechnungen, weshalb er in Gleichung 2.10 nur durch Punkte angedeutet ist. Im Folgenden werden nur der konventionelle und der prompte Neutrinofluss besprochen.

Zerfälle	BR	$\tau$	Ruhemasse
$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$	99,99%	$2,603 \cdot 10^{-8} \text{ s}$	$139 \text{ MeV}/c^2$
$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$	63,4%	$1,238 \cdot 10^{-8} \text{ s}$	$494 \text{ MeV}/c^2$
$\pi^0 + e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e)$	4,9%		
$\pi^0 + \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$	3,3%		
$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \bar{\nu}_e(\nu_e)$	38,8%	$5,18 \cdot 10^{-8} \text{ s}$	$498 \text{ MeV}/c^2$
$\pi^\pm + \mu^\mp + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$	27,2%		

**Tabelle 2.1.:**

Gezeigt sind die wichtigsten Verzweungsverhältnisse (BR) für Pionen- und Kaonzerfälle mit Neutrinos sowie die mittleren Lebensdauern  $\tau$  und Ruhemassen der Mesonen [Y<sup>+</sup>06].

### 2.4.2. Der konventionelle Neutrinofluss $\Phi_\nu^k$

Das Flussspektrum konventioneller Neutrinos weist bei Energien von 10 GeV den selben spektralen Index ( $\gamma \approx 2,7$ ) auf wie die primäre kosmische Strahlung. Für steigende Energien fällt der Fluss konventioneller Neutrinos stärker ab und besitzt ab Energien von wenigen 100 GeV einen spektralen Index von  $\gamma \approx 3,7$ . Neben der geänderten Energieabhängigkeit ist der konventionelle Neutrinofluss im Gegensatz zum Fluss der primären kosmischen Strahlung richtungsabhängig. Die Ursachen für die Unterschiede sind in den Einflüssen der Atmosphäre beim Zerfall von Pionen und Kaonen, den Mutterteilchen der konventionellen Neutrinos, zu suchen.

Werden Pionen und Kaonen in der Atmosphäre durch primäre kosmische Strahlung erzeugt, weist ihr Energieflussspektrum prinzipiell den gleichen spektralen Index wie die primäre kosmische Strahlung auf [Gai90]. Würden alle Pionen und Kaonen in der Atmosphäre zerfallen, müssten auch die so entstehenden Myonen und Neutrinos den selben spektralen Index besitzen. Um abschätzen zu können, ob ein Pion oder Kaon in der Atmosphäre zerfällt muss man zunächst berechnen, welche Strecke ein solches Teilchen bis zu seinem Zerfall im Laborsystem zurücklegt. Die mittlere Zerfallslänge  $\lambda_Z$  hängt von der mittleren Lebensdauer des Teilchens  $\tau$  (siehe Tabelle 2.1) und seiner Geschwindigkeit  $v$  im Laborsystem ab und ergibt sich zu:

$$\lambda_Z = \frac{v \cdot \tau}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (2.11)$$

Folglich kann ein Kaon einer Energie von beispielsweise 100 GeV im Vakuum eine Strecke von circa 730 m zurücklegen, ein Pion gleicher Energie fast 6 km. In der Atmosphäre jedoch können die Mesonen bevor sie zerfallen mit den Kernen der Luftmoleküle wechselwirken und so einen großen Teil ihrer Energie verlieren<sup>10</sup>. Je größer ihre Energie ist, umso mehr atmosphärische Materie können sie durchqueren bevor sie zerfallen und die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung steigt. Somit wird das Energiespektrum der Tochterteilchen, Myon und Neutrino, zu hohen Energien hin steiler, da die Mutterteilchen höherer Energie *wegreagieren* bevor sie zerfallen können. Die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung pro Weglänge wird in der so genannten *Wechselwirkungslänge*  $\lambda_W$  ausgedrückt. In der Atmosphäre, deren Dichte

<sup>10</sup>Kontinuierliche Energieverluste durch Ionisation können hier vernachlässigt werden.

mit abnehmender Höhe zunimmt ( $\rho_{\text{atm}} \propto \exp(-h/h_0)$ ), bezieht man  $\lambda_W$  nicht auf die Länge sondern auf die durchquerte atmosphärische Masse. Für Pionen und Kaonen einer Energie von 100 GeV ergeben sich folgende massebezogene Wechselwirkungslängen [Gai90]:

$$\text{Pion} : \lambda_W = 116 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \qquad \text{Kaon} : \lambda_W = 138 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$$

Vergleicht man dies mit der Massenbelegung der Atmosphäre auf Meereshöhe von  $1030 \text{ g/cm}^2$  erkennt man, dass im Allgemeinen weder Pionen noch Kaonen bis zur Erdoberfläche gelangen<sup>11</sup>.

Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, welcher der beiden Prozesse, ob Zerfall oder Wechselwirkung, bei einer bestimmten Energie dominant ist, bildet die so genannte *kritische* Energie  $\epsilon$ . Für Energien  $E \ll \epsilon$  überwiegt die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall, für Energien  $E \gg \epsilon$  ist eine Wechselwirkung wahrscheinlicher. Die kritischen Energien von Pionen und Kaonen in der Atmosphäre ergeben sich zu:

$$\text{Pion} : \epsilon_\pi = 115 \text{ GeV} \qquad \text{Kaon} : \epsilon_K = 850 \text{ GeV}$$

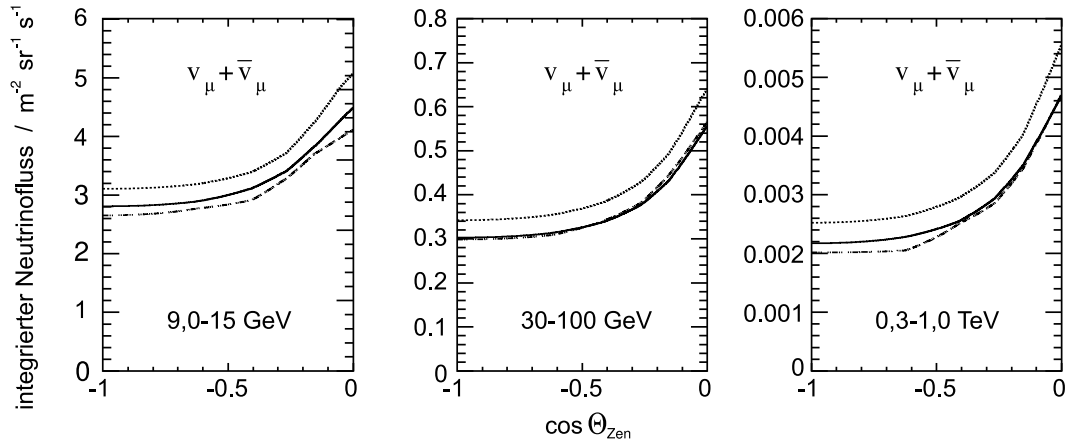
Somit erklärt sich, warum wie zu Beginn des Abschnitts erwähnt das Energiespektrum des konventionellen Neutrinoflusses bei circa 10 GeV beginnt steiler abzufallen. Der Grund liegt im vermehrten Ausbleiben von Pionzerfällen. Bei Neutrinoenergien oberhalb von 100 GeV entsteht der Neutrinofluss größtenteils aus Zerfällen von Kaonen. Bei noch höheren Energien oberhalb von  $\epsilon_K$  beginnen auch die Kaonen mehrheitlich mit der Atmosphäre wechselzuwirken und als Neutrinoquellen in diesem Energiebereich auszufallen. Der spektrale Index des konventionellen Neutrinoflusses fällt im Vergleich zum Spektrum der primären kosmischen Strahlung um eine Größenordnung schneller ab und beträgt etwa  $\gamma \approx 3,7$ .

### Die Richtungsabhängigkeit des konventionellen Neutrinoflusses

Der Einfluss der Atmosphäre auf den konventionellen Neutrinofluss bestimmt nicht nur dessen Energiespektrum, sondern führt auch zu Auswirkungen auf dessen Richtungsverteilung: Ein Teilchen, welches die Erdatmosphäre nicht senkrecht zur Erdoberfläche sondern schräg durchfliegt, durchquert bei gleicher zurückgelegter Strecke weniger Materie, als bei senkrechtem Einfall. Die Ursache liegt in der langsameren Zunahme der Dichte der Atmosphäre entlang der Teilchenflugbahn. Daraus folgt, dass schräg die Atmosphäre durchquerende Pionen und Kaonen bei gleicher Energie mit größerer Wahrscheinlichkeit zerfallen als senkrecht einfallende. Schräg die Atmosphäre durchquerende Teilchen treffen somit innerhalb ihrer Lebensdauer auf weniger Materie, mit der sie wechselwirken könnten. Folglich stehen aus vertikaler Richtung weniger zerfallende Mesonen zur Neutrinoproduktion zur Verfügung als aus horizontaler. Für den konventionellen Neutrinofluss bedeutet das eine Abhängigkeit vom Einfallswinkel, genauer vom Zenitwinkel<sup>12</sup>  $\Theta_\nu$ . Der konventionelle Neutrinofluss aus senkrechter Richtung ( $\Theta_\nu = 0^\circ$  bzw.  $180^\circ$ ) ist folglich im Vergleich zu dem horizontaler Richtung ( $\Theta_\nu = 90^\circ$ ) geringer. In Abbildung 2.4 sind die Ergebnisse einiger Berechnungen von atmosphärischen

<sup>11</sup>Geht man davon aus, dass Pionen und Kaonen im Mittel in etwa 20 km Höhe in der Atmosphäre entstehen, zerfallen aufgrund ihrer kurzen mittleren Lebensdauer ohnehin nahezu alle bevor sie die Erdoberfläche erreichen.

<sup>12</sup>Als Zenitwinkel wird der Winkel zwischen der Normalen der Erdoberfläche und der Teilchentrajektorie bezeichnet. Vom Azimutwinkel, der den Drehwinkel um die Normale beschreibt, ist der konventionelle Neutrinofluss nicht abhängig.


**Abbildung 2.4.:**

Verschiedene Berechnungen zur Zenitwinkelverteilung von atmosphärischen Myonenneutrinos in unterschiedlichen Energiebereichen. Die verschiedenen Modelle stammen aus: durchgezogen [HKKM04], gepunktet [BGL<sup>+</sup>04] und gestreift [BFMS03a] (Abbildung entnommen aus [A<sup>+</sup>05]). Die Unterschiede ergeben sich aus unterschiedlichen Annahmen zum Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung, sowie aus der Verwendung verschiedener Wirkungsquerschnitte für die Produktionsraten von Pionen und Kaonen in der Atmosphäre. Die Ergebnisse unterscheiden sich hauptsächlich in der Vorhersage des absoluten Neutrinoflusses und weniger durch die Form der Richtungsabhängigkeit.

Myonenneutrinoströmen in Abhängigkeit vom Zenitwinkel gezeigt. Die Form der Zenitwinkelverteilung hängt dabei maßgeblich vom angenommenen Energiespektrum der ursächlichen primären kosmischen Strahlung und der angenommenen Anzahl der in der Atmosphäre produzierten Pionen und Kaonen, genauer dem  $K/\pi$ -Verhältnis, ab. Das  $K/\pi$ -Verhältnis hängt von den angenommenen Wirkungsquerschnitten für die Pion- und Kaonproduktion ab, die in Beschleunigerexperimenten bis zu Energien von etwa 100 GeV bestimmt wurden. Für höhere Energien müssen sie extrapoliert werden, wobei man zusätzlich auf die Ergebnisse aus Messungen atmosphärischer Luftschauer zurückgreift.

### Vereinfachte Berechnung des konventionellen Neutrinoströmes

Um einen Überblick über die beteiligten Größen bei der Berechnung des konventionellen Neutrinoströmes zu bekommen, wird eine vereinfachte Berechnungsmethode vorgestellt: Im Folgenden wird angenommen, dass nur die Reaktionen aus Gleichung 2.3 zum konventionellen Fluss beitragen, was im betrachteten Energiebereich des konventionellen Neutrinoströmes von  $10 \text{ GeV} \leq E_\nu \leq 10^5 \text{ GeV}$  hinreichend genau ist. Neutrinos aus Zerfällen neutraler Kaonen oder aus dem Zerfall von Myonen werden vernachlässigt. Ebenso gilt die folgende Näherung nur für Zenitwinkel  $\Theta_\nu < 60^\circ$  und die Krümmung der Erdatmosphäre wird vernachlässigt. Zur Berechnung des konventionellen Gesamtneutrinoströmes behandelt man die Anteile von Pionen und Kaonen getrennt und man kann folgende eindimensionale<sup>13</sup> analytische Näherung

<sup>13</sup>Eindimensionale Schauerberechnungen nehmen an, dass alle Wechselwirkungen und die Flugrichtungen der beteiligten Teilchen auf einer Linie von statten gehen. Dreidimensionale Berechnungen beziehen die volle Reaktions- und Zerfallsgeometrie mit ein. Sie führen insbesondere bei niedrigen Energien ( $E_\nu < 10 \text{ GeV}$ ) zu signifikanten Abweichungen von eindimensionalen Berechnungen.

für die Produktionsrate von  $\nu_\mu$  und  $\bar{\nu}_\mu$  in der oberen Atmosphäre ansetzen [Gai05]:

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = \frac{\Phi_N(E_\nu)}{(1 - Z_{NN})(\gamma + 1)} \cdot \left\{ \text{BR}(\pi \rightarrow \mu \nu) \left[ \frac{Z_{N\pi}(1 - r_\pi)^\gamma}{1 + B_{\pi\nu} \cos\Theta E_\nu/\epsilon_\pi} \right] + \text{BR}(K \rightarrow \mu \nu) \cdot \left[ \frac{Z_{NK}(1 - r_K)^\gamma}{1 + B_{K\nu} \cos\Theta E_\nu/\epsilon_K} \right] \right\} . \quad (2.12)$$

Der erste Summand dieser Gleichung beschreibt den Pionanteil, der zweite den Kaonanteil am konventionellen Neutrinofluss. Der Faktor  $\cos\Theta$  im Nenner der beiden Summanden, beschreibt die Abhängigkeit des Neutrinoflusses vom Zenitwinkel. Die übrigen Größen besitzen die folgende Bedeutung:

- $\Phi_N(E_\nu)$  steht für eine analytisch angepasste Funktion für den Gesamtfluss primärer kosmischer Strahlung, wie sie in Abbildung 2.3 zu sehen ist.
- $r_{\pi,K} = m_\mu^2/m_{\pi,K}^2$  beschreibt das Massenverhältnis von Myon zu Pion oder Kaon.
- $\gamma$  steht für den spektralen Index.
- Die Ausdrücke  $\text{BR}(X \rightarrow \mu \nu)$  repräsentieren die Verzweigungsverhältnisse (siehe Tabelle 2.1) für die Reaktionen  $K^\pm/\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ .
- $Z_{ij}$  sind die so genannten *Z-Faktoren*. Der *Z-Faktor* ist ein mit dem Spektrum gewichteter Impuls. Bei Flüssen unkorrelierter Teilchen beschreibt der *Z-Faktor* den Anteil der Flussenergie der Teilchen  $i$ , welche von den Teilchen  $j$  weggetragen wird. Der *Z-Faktor* ist definiert als:

$$Z_{ij} \equiv \int_0^1 x_{\text{Lab}}^{\gamma-1} F_{ij}(x_{\text{Lab}}) dx_{\text{Lab}} \quad \text{mit} \quad x_{\text{Lab}} = \frac{E_j}{E_i} . \quad (2.13)$$

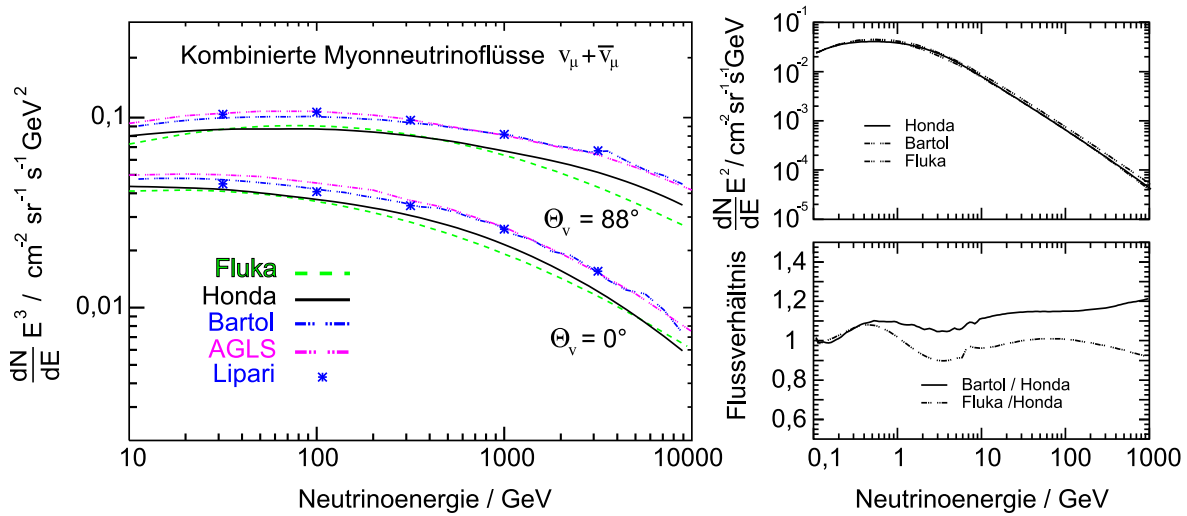
$F_{ij}$  steht für die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit, dass ein einfliegendes Teilchen  $i$ , welches mit einem Nukleon reagiert, ein Teilchen  $j$  mit dem Energieanteil  $E_j/E_i$  produziert. Die Werte der *Z-Faktoren* werden aus Beschleunigerdaten bei niedrigen Energien gewonnen und auf höhere Energien extrapoliert. Für den konventionellen Neutrinofluss sind  $Z_{NN}$ ,  $Z_{N\pi}$  und  $Z_{NK}$  entscheidend.

- In die Faktoren  $B_{x\nu}$  geht die Abhängigkeit des Neutrinoflusses von der Wechselwirkungslänge  $\lambda_W$  und der Zerfallskinetik der Mesonen ein. Sie sind definiert als

$$B_{x\nu} \equiv \left( \frac{\gamma + 2}{\gamma + 1} \right) \left( \frac{1}{1 - r_x} \right) \left( \frac{\Lambda_x - \Lambda_N}{\Lambda_x \ln(\Lambda_x/\Lambda_N)} \right) \quad \text{mit} \quad \Lambda_x \equiv \frac{\lambda_W}{1 - Z_{xx}} . \quad (2.14)$$

Die Größe  $\Lambda_k$  wird als Abschwächungslänge bezeichnet und hängt von der Wechselwirkungslänge  $\lambda_W$  und dem *Z-Faktor* ab.

In Abbildung 2.5 links sind die Ergebnisse genauer Berechnungen des Neutrinoflusses auf Grundlage aktueller Modelle verschiedener Gruppen gezeigt. Der Neutrinofluss ist mit dem Faktor  $E^3$  multipliziert um die Form des Abfalls des Flusspektrums besser kenntlich zu machen. Die Unterschiede in den Ergebnissen der Berechnungen beruhen hauptsächlich auf verschiedenen Annahmen für die hadronischen Wirkungsquerschnitte; die den Berechnungen der verschiedenen Modelle zugrunde liegenden Spektren der primären kosmischen Strahlung


**Abbildung 2.5.:**

Links ist der berechnete Myonenneutrinoeffluss multipliziert mit  $E^3$  für verschiedene Modelle bis in den TeV-Bereich gezeigt: Fluka [BFMS03b], Honda et al. [HKKM04], Bartol [BGL<sup>+</sup>04], AGLS [AGLS96] und Lipari [Lip93] (Abbildung entnommen aus [Gai05]). Rechts oben sind die erwarteten Myonenneutrinoefflüsse gemittelt über alle Zenitwinkel und multipliziert mit  $E^2$  für niedrigere Energien gezeigt. Sie stammen aus den selben Berechnungen von Honda, der Bartol-Gruppe und aus dem Fluka-Modell. Rechts unten ist das Flussverhältnis der Modelle von Bartol zu Honda und Fluka zu Honda dargestellt. Die relativen Unterschiede zwischen den Berechnungen steigen mit wachsender Energie an (Abbildung entnommen aus [A<sup>+</sup>05]).

unterscheiden sich nur wenig. Die Flüsse vertikaler Neutrinos sind erwartungsgemäß niedriger als die der horizontalen. Die Flussberechnung von Lipari, welche durch Sternchen gekennzeichnet ist, bezieht die Neutrinoerzeugung aus Zerfällen von Myonen mit ein. Rechts in Abbildung 2.5 sind die Berechnungen für Myonenneutrinoefflüsse niedrigerer Energien gezeigt, die über alle Zenitwinkel gemittelt und mit  $E^2$  multipliziert sind. Die relativen Unterschiede werden zu hohen Energien hin größer.

### Fehlerquellen bei der Berechnung des konventionellen Neutrinoefflusses

Die größten Unsicherheiten bezüglich der erwarteten Zenitwinkelverteilung der konventionellen atmosphärischen Myonenneutrinos stammen zum einen aus dem angenommenen Energieflusspektrum der primären kosmischen Strahlung und zum anderen aus den Annahmen zur Größe der Wirkungsquerschnitte für Pion- und Kaonproduktion in der Atmosphäre. Die Unsicherheiten wirken sich auf die Vorhersagen sowohl bezüglich des absoluten Neutrinoefflusses als auch bezüglich der Form der Zenitwinkelverteilung aus.

Die Unsicherheiten bezüglich des Energieflusspektrums der primären kosmischen Strahlung liegen zwischen  $\pm 15\%$  für  $E < 100 \text{ GeV}$  und  $\pm 20\%$  für  $E > 100 \text{ GeV}$ . Oberhalb von wenigen TeV steigt der Fehler schnell auf über  $\pm 30\%$  an [GH02]. Die Wirkungsquerschnitte für die Produktion der Mesonen weisen eine Unsicherheit für Pionproduktion von 12% und für Kaonproduktion von 17% auf, woraus sich ein Gesamtfehler von etwa 20% ergibt [AGLS95].

Zusammen ergibt sich ein Fehler von  $\pm(18\% - 22\%)$  auf den absoluten Myonenneutrinoeffluss im Energiebereich bis  $E_{\nu_\mu} < 1 \text{ TeV}$ . Für Energien oberhalb dieses Wertes steigt der Fehler schnell



bis auf über 80% an. Die Modelle zur Flussberechnung unterscheiden sich in der Vorhersage des absoluten Myonenneutrinoflusses untereinander je nach Energiebereich zwischen 5% und 12%. Für Energien unterhalb von 100 GeV wird in [Lip01] aus der Unsicherheit auf das  $\pi/K$ -Produktionsverhältnis und der Unsicherheit auf die Form des Energiespektrums der primären kosmischen Strahlung der Fehler auf die Form der Zenitwinkelverteilung auf 3% abgeschätzt.

### Zusammenfassung

Die Eigenschaften des konventionellen Myonenneutrinoflusses lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Der spektrale Index des Energieflussspektrums von konventionellen Myonenneutrinos und primärerer kosmischer Strahlung ist für Energien unterhalb von 10 GeV in etwa gleich und liegt bei  $\gamma \approx 2,7$
- Für steigende Energie fällt das Neutrinoenergie-Flussspektrum schnell ab und sein spektraler Index entspricht bei Energien oberhalb von weniger 100 GeV einem Wert von  $\gamma \approx 3,7$ .
- Der konventionelle Myonenneutrinofluss wird für Energien oberhalb von 10 GeV fast ausschließlich aus Zerfällen von Pionen und Kaonen erzeugt. Oberhalb von 100 GeV sind es praktisch nur noch Kaonen. Myonenneutrinos aus Zerfällen von Myonen tragen nur unterhalb von 10 GeV zum konventionellen Fluss bei.
- Der konventionelle Myonenneutrinofluss ist zenitwinkelabhängig. Für Myonenneutrinos aus horizontaler Richtung ist er höher als für vertikal einfallende.

Myonenneutrinos aus dem konventionellen Fluss insbesondere diejenigen aus Pion- und Kaonzerfällen bilden in dem für diese Arbeit interessanten Energiebereich zwischen 50 GeV und 100 TeV den nahezu einzigen Beitrag zum atmosphärischen Gesamtneutrinofluss.

#### 2.4.3. Der prompter Neutrinofluss $\Phi_\nu^p$

Bei Neutrinoenergien oberhalb von  $10^5$  GeV beginnt der Zerfall von schwereren Mesonen einen nicht vernachlässigbaren Anteil am Gesamtfluss von atmosphärischen Neutrinos zu bilden. Mit steigender Energie der primären kosmischen Strahlung werden in der hadronischen Komponente der sekundären kosmischen Strahlung auch zunehmend Teilchen mit schweren Quarks, wie dem Charm-Quark, erzeugt. Semileptonische Zerfälle dieser Teilchen, wie  $D^\pm$ ,  $D^0$ ,  $\bar{D}^0$ ,  $D_s^\pm$  und  $\Lambda_c^+$ , sollten Modellen zufolge einen maßgeblichen Beitrag zum atmosphärischen Neutrinofluss oberhalb einer Übergangsenergie  $E_\nu^p$  liefern. Dieser Fluss charm-induzierter Neutrinos wird als *prompter Neutrinofluss* bezeichnet und bezieht seinen Namen aus der Kürze der mittleren Lebensdauern der Charm-Teilchen und der damit verbundenen unverzüglichen Neutrinoproduktion. In Tabelle 2.2 sind die mittleren Lebensdauern einiger Charm-Teilchen und einige Verzweigungsverhältnisse semileptonischer Zerfälle mit Neutrinoproduktion dargestellt. Im Gegensatz zum konventionellen Neutrinofluss, der ab Energien oberhalb von 10 GeV zum Großteil aus  $\nu_\mu$  und nur zu einem kleineren Teil (5%) aus  $\nu_e$  besteht, sind im prompten Fluss ungefähr gleich viele Elektron- wie Myonenneutrinos vorhanden. Zusätzlich erwartet man einen nachweisbaren Anteil an Tauenneutrinos im prompten Fluss.

Aufgrund der sehr kurzen Lebensdauern der Charm-Teilchen zerfallen im Energiebereich bis  $10^6 - 10^7$  GeV praktisch alle bevor sie mit der Atmosphäre wechselwirken können. Somit erwartet man für diesen Energiebereich ein Spektrum, welches wie das der primären

Zerfälle	BR	$\tau$	Ruhemasse
$D^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + Had.$	$17,2 \pm 1,9\%$	$1,04 \cdot 10^{-12} \text{ s}$	$1869,3 \text{ MeV}/c^2$
$D^0 \rightarrow K^- + e^+ + \nu_e$ $K^- + \mu^+ + \nu_\mu$ $e^+ + \nu_e + Had.$ $\mu^+ + \nu_\mu + Had.$	$3,58 \pm 0,18\%$ $3,19 \pm 0,17\%$ $6,87 \pm 0,28\%$ $6,5 \pm 0,8\%$	$4,103 \cdot 10^{-13} \text{ s}$	$1864,5 \text{ MeV}/c^2$
$D_s^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + Had.$ $\mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + Had.$ $\tau^\pm + \nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$	$8 \pm 5\%$ $5 \cdot 10^{-3}\%$ $7 \pm 4\%$	$4,90 \cdot 10^{-13} \text{ s}$	$1968,2 \text{ MeV}/c^2$
$\Lambda_c^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + Had.$ $\mu^+ + \nu_\mu + Had.$	$2,1 \pm 0,6\%$ $2,0 \pm 0,7\%$	$2,00 \cdot 10^{-13} \text{ s}$	$2284,9 \text{ MeV}/c^2$

**Tabelle 2.2.:**

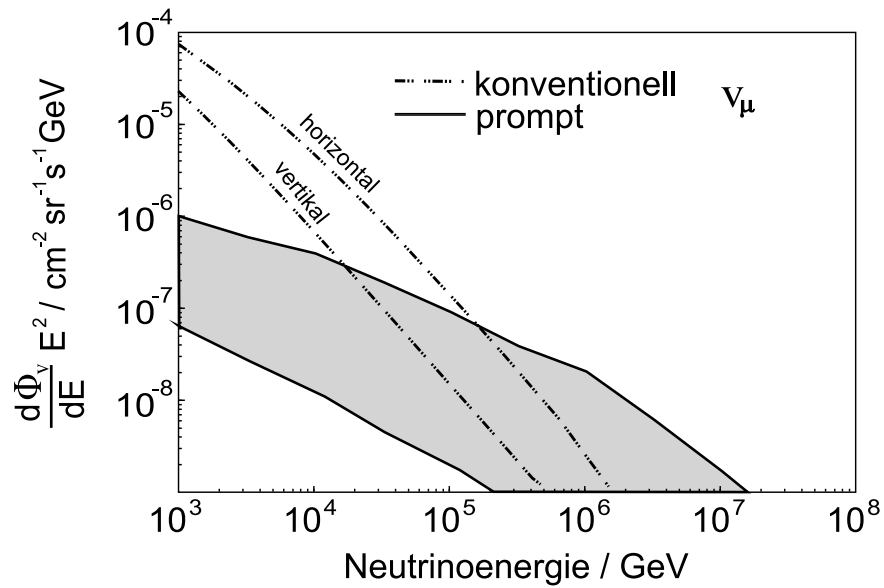
Die Tabelle zeigt die Verzweigungsverhältnisse (BR) einiger semileptonischer Zerfälle mit Neutrino-Produktion von Teilchen mit Charm-Quarkinhalt sowie die mittleren Lebensdauern und Ruhemassen der Charm-Teilchen [Y<sup>+</sup>06].

kosmischen Strahlung mit  $\gamma \approx 2,7$  abfällt (siehe Abbildung 2.6). Da Wechselwirkungen der Charm-Teilchen mit der Atmosphäre in diesem Energiebereich keine Rolle spielen, wird ein isotroper Fluss prompter Neutrinos vorausgesagt. Eine Zenitwinkelabhängigkeit wie beim konventionellen Fluss gibt es nicht.

Nähert man sich der kritischen Energie für Charm-Teilchen  $\epsilon_c$ , wird die Wechselwirkungslänge so groß, dass Reaktionen mit der Atmosphäre wahrscheinlich werden. Je nach Charm-Teilchen werden kritische Energien zwischen  $3,8 \cdot 10^7 \text{ GeV} \lesssim \epsilon_c \lesssim 2,4 \cdot 10^8 \text{ GeV}$  vorhergesagt [CS01]. Das hat zur Folge, dass der prompte Neutrinofluss bei Energien im Bereich von  $10^6 - 10^7 \text{ GeV}$  beginnt stärker abzufallen ( $\gamma > 2,7$ ).

Die Übergangsenergie  $E_\nu^p$  stellt die Grenze dar, ab der die Anzahl prompter Neutrinos im Vergleich zur Anzahl der konventionellen im atmosphärischen Neutrinofluss überwiegt. Berechnungen verschiedener Modelle zur Übergangsenergie  $E_\nu^p$  unterscheiden sich teilweise um bis zu zwei Größenordnungen und liegen zwischen  $10^4 \text{ GeV} \lesssim E_\nu^p \lesssim 10^6 \text{ GeV}$  [TGG96]. Neuere QCD-Berechnungen sehen die Übergangsenergie bei  $E_\nu^p \approx 10^5 \text{ GeV}$  [PR99]. Die großen Unsicherheiten ergeben sich aus der unzureichenden Kenntnis der Wirkungsquerschnitte für Charm-Produktion bei hohen Energien. Sie müssen, wie zur Berechnung des konventionellen Flusses, aus Messungen von Beschleunigerexperimenten zu höheren Energien extrapoliert werden.

In Abbildung 2.6 sind der konventionelle Fluss und die Bandbreite der Ergebnisse verschiedener Modelle zum prompten Neutrinofluss dargestellt. Eine experimentelle Bestimmung des prompten Neutrinoflusses könnte helfen, den Wirkungsquerschnitt für Charm-Produktion bei hohen Energien festzulegen. Ebenso ist eine Messung des Charm-Anteils wichtig für die Suche nach extraterrestrischen Neutrinos. Da sowohl der Energiebereich als auch die Stärke des vorhergesagten prompten Neutrinoflusses mit dem extraterrestrischen Neutrinoflussvorhersagen (siehe Abbildung E.1) in etwa übereinstimmen, stellt er einen Untergrund für die Suche



**Abbildung 2.6.:**

Abgebildet sind mit  $E^2$  gewichtete Myonneutrino Flüsse. Der konventionelle Fluss aus horizontaler Richtung ist durch die gestrichelte Linie oben, der aus vertikaler Richtung durch die untere gekennzeichnet. Das graue Band beschreibt den aus verschiedenen Modellen berechneten Bereich für prompte Flüsse von Myonneutrinos  $\nu_\mu$  (Abbildung entnommen aus [CHC02]).

nach extraterrestrischen Neutrinos dar. Eine ausführliche Zusammenfassung über Modelle zur Flussberechnung prompter atmosphärischer Neutrinos und deren Vorhersagen ist in [CS01] zu finden.

Im für diese Arbeit interessanten Energiebereich von  $50 \text{ GeV} - 10^5 \text{ GeV}$  ist nur ein kleiner Anteil von etwa 3% prompter Myonneutrinos am Gesamtfluss zu erwarten, sodass sich der für diese Arbeit entscheidende Myonneutrino flux praktisch ausschließlich aus konventionellen Neutrinos zusammensetzt.



## 3. Neutrionachweis und der AMANDA Detektor

Nach einer kurzen Einführung in das Funktionsprinzip von Tscherenkow-Licht-Neutrino-detektoren werden in diesem Kapitel zunächst die physikalischen Prozesse besprochen, die dem Neutrionachweis zugrunde liegen. Daraufhin folgt eine genaue Beschreibung des AMANDA-Detektors und seiner Datennahmesysteme. Abschließend wird diskutiert, in wie weit die in Kapitel 1 beschriebenen Oszillationseffekte in den sensitiven Bereich von AMANDA fallen.

### 3.1. Funktionsprinzip eines Tscherenkow-Licht-Neutrino-detektors

Tscherenkow-Licht-Neutrino-detektoren messen Neutrinos indirekt über das Tscherenkow-Licht (siehe Abschnitt 3.1.2), welches aus den Folgeprodukten von Neutrino-Reaktionen entsteht. Die Folgeprodukte sind hauptsächlich geladene Leptonen, welche aus einer geladenen Stromwechselwirkung zwischen Neutrino und Detektormedium entstehen. Der Nachweis des Tscherenkow-Lichts geschieht durch ein dreidimensionales Gitter aus Sekundärelektronenvervielfachern<sup>1</sup>, die sich innerhalb eines optisch durchlässigen Mediums wie beispielsweise Wasser oder Eis befinden. Aus der Lichtsignatur<sup>2</sup>, welche ein Sekundärteilchen im Detektor hinterlässt, kann dessen Flugbahn rekonstruiert werden. Bei ausreichend hoher Energie sind die Flugrichtungen des ursprünglichen Neutrinos und die des Sekundärteilchens in guter Näherung gleich. Zur Abschirmung gegen Teilchen aus der sekundären kosmischen Strahlung werden solche Detektoren in möglichst großer Tiefe platziert. Eine besondere Form von Tscherenkow-Licht-Detektoren sind die so genannten *Neutrino-Teleskope*. Sie sind darauf optimiert den Fluss hochenergetischer Myonenneutrinos mit hoher Richtungsaufösung nachzuweisen. Der Nachweis des Myonenneutrinos geschieht durch das in der Neutrino-Reaktion erzeugte Myon, welches im Gegensatz zu Elektronen und Tauonen lange Strecken im Detektormedium zurücklegen kann (siehe Abschnitt 3.1.3.1). Aufgrund der hohen Reichweite von hochenergetischen Myonen in Materie benötigen Neutrino-Teleskope für deren Messung ein möglichst großes sensitives Volumen, weshalb Neutrino-Teleskope natürliche Vorkommen von H<sub>2</sub>O als Detektormedium nutzen. Die optischen Sensoren von Neutrino-Teleskopen sind in einem meist zylinderförmigen Gitter angeordnet, wodurch eine Vorzugsrichtung festgelegt wird. Der Abstand der Lichtsensoren beträgt typischer Weise 10 m bis 20 m, was im Vergleich zu Super-Kamiokande<sup>3</sup> ( $\approx 1$  m) groß ist.

Gegenwärtig befinden sich zwei Neutrino-Teleskope in Betrieb, die flüssiges Wasser als Detektormedium nutzen. Dies sind zum einen das Teleskop BAIKAL<sup>4</sup>, welches sich im Baikalsee

---

<sup>1</sup>In dieser Arbeit wird für den deutschen Ausdruck Sekundärelektronenvervielfacher häufig die englische Bezeichnung *Photomultiplier* verwendet, die auch im Deutschen gebräuchlich ist.

<sup>2</sup>Als Lichtsignatur werden die gemessenen Zeiten der Photonsignale bezeichnet.

<sup>3</sup>Der Aufbau des Super-Kamiokande-Detektors wurde in Anhang A vorgestellt.

<sup>4</sup>BAIKAL nahm den Betrieb 1993 mit 36 Lichtsensoren auf. Seit 1998 besteht der Detektor aus insgesamt 192 optischen Sensoren in einer Tiefe von 1500 m

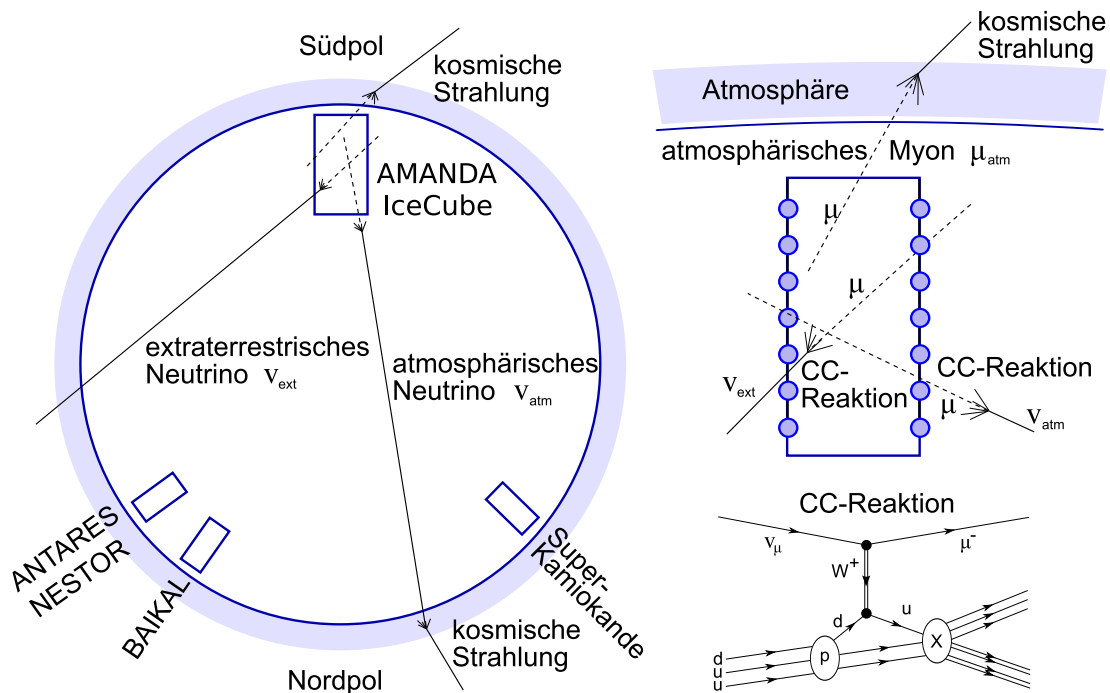


Abbildung 3.1.:

AMANDA befindet sich am Südpol und besteht wie die übrigen eingezeichneten Detektoren im Wesentlichen aus einem Gitter von Lichtsensoren in einem optisch transparenten Medium (Wasser/Eis). Neutrinos erreichen die Detektoren aus allen Richtungen, wobei es sich hauptsächlich um atmosphärische Neutrinos handelt, die in der Erdatmosphäre aus kosmischer Strahlung entstehen. Extraterrestrische Neutrinos konnten bisher nicht nachgewiesen werden. Wird ein Neutrino im sensitiven Volumen des Detektors oder dessen Umgebung durch eine CC-Reaktion in ein Lepton umgewandelt, so kann dieses durch sein Tscherenkow-Licht nachgewiesen werden. Für Neutrino teleskope bilden hochenergetische atmosphärische Myonen, die oberhalb der Detektoren in der Atmosphäre entstehen, den Untergrund bei der Neutrinosuche.

in Russland befindet, und zum anderen NESTOR<sup>5</sup>, das im Mittelmeer vor der griechischen Küste installiert wurde. Vor der französischen Mittelmeerküste bei Toulon wird derzeit das Neutrino teleskop ANTARES<sup>6</sup> errichtet. Seine Fertigstellung ist für das Jahr 2007 geplant.

### AMANDA

Der im Jahr 2000 fertig gestellte AMANDA<sup>7</sup>-Detektor ist das einzige sich in Betrieb befindliche Neutrino teleskop, welches Eis als Detektormedium nutzt. Das Nachfolgeprojekt von

<sup>5</sup>NESTOR = Neutrinos from Supernovae and TeV Sources Ocean Range. Seit dem Jahr 2003 existiert der erste Teil des NESTOR-Detektors bestehend aus zwölf Lichtsensoren in circa 4000 m Tiefe im Mittelmeer. Der weitere Ausbau ist geplant.

<sup>6</sup>ANTARES = Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental Research. Die erste Stahltrasse mit insgesamt 75 Lichtsensoren ist am Meeresboden in einer Tiefe von 2500 m verankert und befindet sich seit 2006 in Betrieb. Bei ANTARES befinden sich jeweils drei in verschiedene Richtungen orientierte Photomultiplier an einem Gitterpunkt. Sein instrumentiertes Volumen soll 0,1 km<sup>3</sup> im Endausbau betragen.

<sup>7</sup>AMANDA = Antarctic Muon And Neutrino Detector Array

AMANDA heißt IceCube und wird gegenwärtig in unmittelbarer Nachbarschaft zum AMANDA-Detektor errichtet. IceCube soll in seiner letzten Ausbaustufe im Jahr 2010 ein Volumen von  $1 \text{ km}^3$  umfassen. Beide Detektoren befinden sich am geographischen Südpol in einer Tiefe von circa 1500 m im Eis.

Die von AMANDA aufgezeichneten Ereignisse stammen zum überwiegenden Anteil aus atmosphärischen Myonen, die in der Erdatmosphäre oberhalb des Detektors entstehen und den Detektor durch das Eis von oben erreichen. Eine Unterscheidung von atmosphärischen Myonen und neutrinoinduzierten Myonen ist nur über deren Einfallsrichtung möglich. Lediglich diejenigen Myonen, die den Detektor von unterhalb des Horizonts erreichen, stammen mit Sicherheit aus der Wechselwirkung eines Neutrinos. AMANDA nutzt auf diese Weise die Erde als Filter gegen atmosphärische Myonen und ist in Richtung des Erdinneren ausgerichtet. Wie man in Abbildung 3.1 erkennt, ist AMANDA das einzige Neutrinoteleskop auf der Südhalbkugel und observiert als einziges den Nordhimmel. Um so gut wie möglich gegen von oben kommende atmosphärische Myonen abgeschirmt zu sein, befindet sich AMANDA in einer Tiefe von 1500 m; trotzdem bilden sie den absolut dominierenden Untergrund in den aufgezeichneten Ereignissen.

Neutrinooteleskope wie AMANDA wurden hauptsächlich zur Suche nach Punktquellen extraterrestrischer Neutrinos errichtet. Die Ereignisse neutrinoinduzierter Myonen, die von AMANDA ausgezeichnet werden, stammen jedoch zum überwiegenden Teil aus atmosphärischen Neutrinos, die den Untergrund für ein extraterrestrisches Neutrinosignal<sup>8</sup> bilden. AMANDA eignet sich somit auch zur Untersuchung von atmosphärischen Neutrinos.

Die untere Grenze des sensitiven Energiebereichs eines Neutrinooteleskops wird durch Abstände seiner Lichtsensoren und durch die Auslösebedingungen, die zur Aufzeichnung eines Ereignisses führen, bestimmt. Sie liegt für AMANDA bei etwa 50 GeV. Die obere Energiegrenze ist Abhängig vom Einfallswinkel des Neutrinos und somit von der Dicke der Materieschicht, die es auf seinem Weg durch die Erde durchquert. Da der Neutrinowirkungsquerschnitt näherungsweise linear mit der Energie ansteigt, wird eine Reaktion mit der Materie der Erde für Neutrinos, welche den Detektor senkrecht von unten erreichen, ab Energien oberhalb von etwa  $E_\nu \gtrsim 10^5 \text{ GeV}$  wahrscheinlich. Zum Horizont hin erhöht sich die obere Grenze auf circa  $10^7 \text{ GeV}$ .

Eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus des AMANDA-Detektors findet sich in Abschnitt 3.2. Zunächst wird besprochen, wie der Neutrinonachweis in Neutrinooteleskopen genau abläuft und welche physikalischen Prozesse dabei eine Rolle spielen.

#### 3.1.1. Reaktionsprodukte von Neutrinowechselwirkungen

Wie in Abschnitt 1.3.2 beschrieben, sind Neutrinos elektrisch neutral und unterliegen ausschließlich der schwachen Wechselwirkung. Dies macht einen direkten Nachweis unmöglich. Will man Neutrinoflüsse messen, muss man das indirekt über die Folgeprodukte tun, die bei Neutrinowechselwirkungen mit einem Detektormedium, in diesem Fall Eis, entstehen. Bei einem Vergleich der Wirkungsquerschnitte für Neutrinos mit Leptonen und Nukleonen für den hier relevanten Energiebereich (siehe Abschnitt 1.3.3, Abbildung 1.3), erkennt man, dass CC-Reaktionen von Neutrinos mit Nukleonen den dominanten Anteil bilden. Der Wirkungsquerschnitt für NC-Reaktionen ist ungefähr um den Faktor fünf kleiner und die Wahrschein-

---

<sup>8</sup>Punktquellen und somit extraterrestrische Neutrinos können nur durch eine statistisch signifikante Anhäufung von Neutrinoereignissen aus einer bestimmten Richtung identifiziert werden.

lichkeit für Neutrinoreaktionen mit den Hüllenelektronen des Detektormediums sind um etwa drei Größenordnungen geringer.

Ist die Energie des Neutrinos ausreichend groß, findet bei einer CC- oder NC-Wechselwirkung zwischen Neutrino und Nukleon ein so großer Impulsübertrag statt, dass hochenergetische Mesonen produziert werden und der getroffene Kern desintegrieren kann. Die Mesonen und Kernbruchstücke initiieren auf die gleiche Weise wie in Luftschauern der sekundären kosmischen Strahlung (siehe Abschnitt 2.3) hadronische und elektromagnetische Kaskaden im Eis. Allerdings sind die freien Weglängen der Sekundärteilchen aufgrund der höheren Dichte von Eis im Vergleich zu Luft sehr viel geringer. Dies wirkt sich auf die Ausdehnung und Form der Kaskaden aus.

Im Gegensatz zu NC-Reaktionen, in welchen das Neutrino überlebt, wird es in einer CC-Reaktion in ein flavorgleiches Lepton umgewandelt. Dieses trägt einen Großteil der ursprünglichen Energie. Das Lepton propagiert durch das Eis und verliert dabei seine Energie in verschiedenen Prozessen, bis es schließlich zerfällt oder absorbiert wird.

In beiden Fällen entstehen durch die Wechselwirkungen der Neutrinoreaktionsprodukte im Eis Photonen im sichtbaren Bereich. Der Photonerzeugung liegt ein physikalischer Prozess zugrunde, der als Tscherenkow-Effekt bezeichnet und im Folgenden beschrieben wird.

#### 3.1.2. Der Tscherenkow-Effekt

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen innerhalb eines polarisierbaren Mediums wird durch die Dispersionsrelationen beschrieben. Danach liegt die Ausbreitungsgeschwindigkeit, genauer die Phasengeschwindigkeit<sup>9</sup>  $c_m^{\text{Ph}}(\lambda)$ , elektromagnetischer Strahlung innerhalb eines Mediums unterhalb der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c_{\text{vak}} > c_m^{\text{Ph}}(\lambda)$ . Der Brechungsindex eines Mediums ist definiert als Verhältnis der beiden Geschwindigkeiten  $n(\lambda) = c_{\text{vak}}/c_m^{\text{Ph}}(\lambda) > 1$ . Bewegt sich ein hochenergetisches geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit  $v = \beta c_{\text{vak}}$  durch ein polarisierbares Medium, und ist  $v$  größer als die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts im Medium  $c_m^{\text{Ph}}(\lambda)$ , dann entsteht so genannte *Tscherenkow-Strahlung*.

Diese Strahlung wurde zum ersten Mal 1934 von P.A. Tscherenkow<sup>10</sup> und S.I. Vavilov beobachtet. Drei Jahre später beschrieben ihn I.E. Tamm und I.M. Frank<sup>11</sup> mit Hilfe der klassischen Elektrodynamik. Demnach polarisiert ein geladenes Teilchen das Material, welches es durchquert. Sein elektrisches Feld induziert entlang seiner Bahn sich zeitlich verändernde Dipolfelder in den Atomen des umgebenden Materials. Ist  $v < c_m^{\text{Ph}}(\lambda)$ , interferiert die so entstehende Dipolstrahlung destruktiv und führt zu keinen sichtbaren Effekten innerhalb des Mediums. Übersteigt die Teilchengeschwindigkeit jedoch die Lichtgeschwindigkeit im Medium, wird das elektromagnetische Feld so stark verzerrt, dass sich die Strahlung der induzierten Dipole nicht mehr gegenseitig auslöscht, sondern konstruktiv überlagert. Es entsteht, ähnlich wie beim Mach-Kegel eines Überschallflugzeugs, eine elektromagnetische Schockwelle im

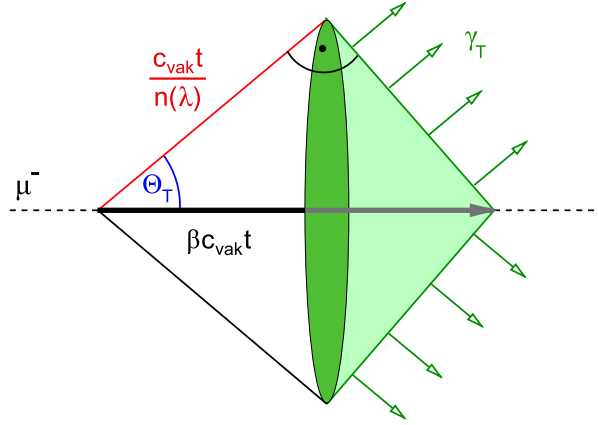
---

<sup>9</sup>Photonen können als Wellenpakete beschrieben werden und propagieren mit der Gruppengeschwindigkeit durch ein Medium. Wellenpakete sind eine sich lokal nicht auslöschende Überlagerung von Elementarwellen verschiedener Frequenzen, die sich unterschiedlich schnell in einem dispersiven Medium bewegen. Die Folge ist ein sich stetig verbreiterndes Wellenpaket, dessen Zentrum sich mit der Gruppengeschwindigkeit bewegt. Für kurze Propagationswege wie in Tscherenkow-Licht-Detektoren spielt der Unterschied zwischen Gruppen- und Phasengeschwindigkeit keine Rolle. Im Vakuum sind Phasen- und Gruppengeschwindigkeit gleich.

<sup>10</sup>Im Deutschen gültige Schreibweisen des russischen Namens sind *Tscherenkow* (Duden-Transkription) oder die wissenschaftliche Transliteration *Čerenkov*. In wissenschaftlichen Arbeiten findet man jedoch am häufigsten die englische Schreibweise *Cherenkov*.

<sup>11</sup>1958 erhielt Tscherenkow gemeinsam mit Frank und Tamm für die Entdeckung dieses Effekts den Nobelpreis.




**Abbildung 3.2.:**

Entlang der Bahn eines hochenergetischen geladenen Teilchens wird beim Durchgang durch ein Medium Tscherenkow-Licht  $\gamma_T$  auf einem Kegelmantel unter dem Winkel  $\Theta_T$  relativ zur Teilchenbahn abgestrahlt.

Medium, die als Tscherenkow-Strahlung beobachtet werden kann.

Die Schwellengeschwindigkeit  $\beta_T$ , ab der Tscherenkow-Licht erzeugt wird, ergibt sich zu:

$$v = \beta_T \cdot c_{\text{vak}} > c_m^{\text{Ph}}(\lambda) = \frac{c_{\text{vak}}}{n(\lambda)} \Rightarrow \beta_T > \frac{1}{n(\lambda)}. \quad (3.1)$$

Die Tscherenkow-Photonen werden unter einem definierten Winkel  $\Theta_T$  zur Ausbreitungsrichtung des geladenen Teilchens abgestrahlt. Dieser ergibt sich aus dem Verhältnis zwischen der Phasengeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle im Medium und der Geschwindigkeit des lichtproduzierenden Teilchens (siehe Abbildung 3.2):

$$\cos \Theta_T = \frac{\frac{c_{\text{vak}}}{n(\lambda)}}{\beta \cdot c_{\text{vak}}} = \frac{1}{\beta \cdot n(\lambda)}. \quad (3.2)$$

Da Photonen als Wellenpakete mit der Gruppengeschwindigkeit durch ein Medium propagieren, wird die Wellenfront aus Tscherenkow-Photonen nicht exakt unter einem Winkel von  $90^\circ - \Theta_T$  ausgestrahlt. Der halbe Öffnungswinkel  $\alpha$  des Tscherenkow-Kegels kann durch folgende Beziehung beschrieben werden:

$$\alpha = \arccos \left( \sqrt{\beta^2 n^2 - 1} + \frac{dn}{d\omega} \frac{n\omega\beta^2}{\sqrt{\beta^2 n^2 - 1}} \right). \quad (3.3)$$

Nur wenn der Brechungsindex nicht von der Wellenlänge abhängig ist ( $dn/d\omega = 0$ ), breiten sich die Photonen senkrecht zur Tscherenkow-Kegelfront aus.

Die Anzahl der emittierten Tscherenkow-Photonen eines Teilchens pro Weg- und Wellenlänge lässt sich über die Frank-Tamm-Formel berechnen:

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \cdot \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2} \right) = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin \Theta_T. \quad (3.4)$$

Hier ist  $\alpha \approx 1/137$  die Feinstrukturkonstante und  $z$  die Ladung des durchquerenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung  $e$ .

Das Wellenlängenspektrum der Tscherenkow-Strahlung ist kontinuierlich. Es beginnt im sichtbaren Bereich und steigt zum UV-Bereich hin an. Sein Maximum erreicht es im niedrigen UV-Bereich und fällt zum oberen UV-Bereich schnell ab, da der Brechungsindex beinahe aller Medien in diesem Wellenlängenbereich im Bereich von  $n = 1$  liegt und somit die Bedingungen für die Entstehung von Tscherenkow-Licht nicht mehr gegeben sind.

Über die Frank-Tamm-Formel lässt sich die Anzahl der Tscherenkow-Photonen, die ein ultrarelativistisches Teilchen  $\beta \approx 1$  im Eis erzeugt, leicht abschätzen. Der Brechungsindex von Eis für eine Wellenlänge  $\lambda = 589,3 \text{ nm}$  liegt bei  $n_{\text{Eis}} \approx 1,31$ . Daraus ergibt sich ein Tscherenkow-Winkel von  $\Theta_{\tau} = 40,2^{\circ}$ . Geht man beispielsweise davon aus, dass ein Sekundärelektronenvervielfacher in einem Wellenlängenbereich von  $400 \text{ nm}$  bis  $700 \text{ nm}$  sensitiv ist, und der Brechungsindex über diesen Bereich näherungsweise konstant ist, berechnet sich die Anzahl an nachweisbaren Tscherenkow-Photonen zu  $N_{\gamma_{\tau}} \approx 322 \text{ cm}^{-1}$ . Allerdings kann der Energieverlust eines Teilchens durch Tscherenkow-Strahlung im Vergleich mit anderen Energieverlustprozessen vernachlässigt werden. Im Wellenlängen-Bereich, in welchem AMANDA sensitiv ist, beträgt der mittlere Brechungsindex des Südpoleises  $\bar{n}_{\text{Eis}} = 1,3195$ . Bei einer daraus folgenden Tscherenkow-Schwelle von  $\beta > 0,758$  ergeben sich für geladene Leptonen folgende Energieschwellen für die Produktion von Tscherenkow-Licht:

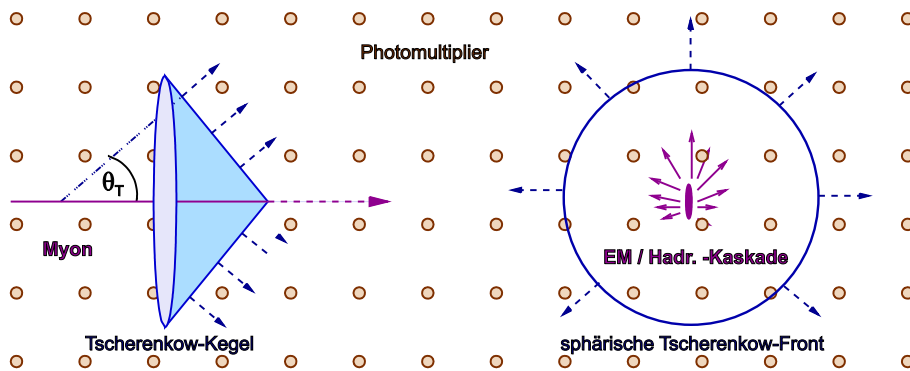
Elektron/Positron	$E_{\text{kin}} \geq 272 \text{ keV}$
Myon	$E_{\text{kin}} \geq 160 \text{ MeV}$
Tauon	$E_{\text{kin}} \geq 2,69 \text{ GeV}$

### 3.1.3. Energieverlustprozesse und Lichtsignaturen der Folgeprodukte aus Neutrinoreaktionen

Wie in Abschnitt 3.1.1 bemerkt, entstehen bei jeder Neutrinowechselwirkung mit ausreichender Energie hadronische und/oder elektromagnetische Kaskaden. Die Anfangsenergie aus dem Impulsübertrag des Neutrinos wird in solchen Kaskaden schnell auf eine exponentiell steigende Zahl von Sekundärteilchen verteilt. Dies geschieht so lange, bis das Schauermaximum bei einer kritischen Energie erreicht wird und die Kaskade abklingt. Die räumliche Ausdehnung eines Schauers hängt einerseits von der Anfangsenergie und andererseits von der Art des Schauers ab. Der Abstand des Schauermaximums  $L_{\text{max}}$  vom Wechselwirkungsvertex der Anfangsreaktion ist ein Maß für die räumliche Ausdehnung einer Kaskade. Die Werte von  $L_{\text{max}}$  für beide Schauerarten sind für verschiedene Energien in Tabelle 3.1 angegeben.

Viele der geladenen Sekundärteilchen in einem Schauer weisen Energien oberhalb der Tscherenkow-Schwelle auf und erzeugen Tscherenkow-Licht. Die anfangs im Laborsystem nach vorne geboosteten Sekundärteilchen fächern in Streureaktionen im Eis auf und die kegelförmigen Tscherenkow-Fronten verschwimmen. Aufgrund der starken Lichtstreuung im Eis bildet sich eine sphärische Lichtfront um den Interaktionsvertex des Neutrinos (siehe Abbildung 3.3 rechts). In Abständen vom Schauervertex, die groß sind gegen die Schauerlänge, gleicht die Lichtsignatur eines Schauers der einer Punktquelle. In aller Regel ist diese Situation für die Lichtsensoren von AMANDA gegeben, deren Abstände untereinander zwischen  $10 \text{ m}$  und  $20 \text{ m}$  liegen. Eine solche sphärische Lichtsignatur wird als *schauerartiges* Ereignis bezeichnet. Eine Abschätzung zur Tscherenkow-Lichtproduktion in Schauern findet sich in [Wie95].

Im Fall einer Neutrino-CC-Reaktion entsteht zusätzlich zum Schauer ein flavorgleiches Lepton hoher Energie. Die Lichtsignatur, die dieses Lepton im Detektor erzeugt, hängt stark von



**Abbildung 3.3.:**

Abgebildet sind die verschiedenen Lichtsignaturen von hochenergetischen Myonen und Elektronen im Eis. Während Myonen (links) langsam an Energie verlieren und dabei entlang ihrer Bahn Tscherenkow-Licht ausstrahlen, wird die Energie von Elektronen (rechts) schnell in elektromagnetischen Kaskaden abgegeben. Somit bilden Myonen spurartige Lichtsignaturen im Eis, wohingegen von Elektronen sphärische Lichtsignaturen erzeugt werden (Abbildung entnommen aus [Kow03]).

Primärenergie / GeV	1	$10^3$	$10^6$
$L_{\max}$ (em.)	0,9 m	3,3 m	5,8 m
$L_{\max}$ (hadr.)	0,1 m	1,4 m	2,7 m

**Tabelle 3.1.:**

Die Tabelle enthält die mittleren Entfernungen zwischen Wechselwirkungsvertex der Anfangsreaktion und Schauermaximum  $L_{\max}$  im Eis. Die Abstände wachsen mit steigender Primärteilchenenergie für Elektronen in elektromagnetischen und Hadronen in hadronischen Schauern. Sie sind im Gegensatz zum Abstand der Lichtsensoren von AMANDA (10 m – 20 m) jedoch klein (Tabelle entnommen aus [Bec05]).

der Art des Leptons ab, da sich die Zusammensetzung der Energieverlustprozesse je Leptonflavor stark unterscheiden. Da Neutrinooteleskope insbesondere zum Nachweis von Myonen aus Myonneutrinos konzipiert sind, sollen im Folgenden zunächst die Lichtsignaturen von Elektron und Tauon kurz besprochen werden, bevor die Energieverlustprozesse von Myonen im nächsten Abschnitt genauer erörtert werden.

### Tauonen aus Tauneutrinos

Tauonen besitzen eine sehr geringe Lebensdauer von  $\tau_\tau = 2,9 \cdot 10^{-13}$  s. Ihre Zerfallslänge beträgt bei einer Energie von  $E_\tau = 10^6$  GeV circa 49 m und wächst linear bis zu Energien von  $10^8$  GeV. Erst dann werden stochastische Energieverlustprozesse des Tauons im Eis entscheidend. Unterhalb dieser Energie zerfallen praktisch alle Tauonen, bevor sie wechselwirken können. Etwa 63% der Tauonen zerfallen in Hadronen, die restlichen zerfallen leptonic. In fast allen Fällen lösen die Zerfallsprodukte hadronische und/oder elektromagnetische Kaskaden aus, die zu einer zweiten schauerartigen Lichtsignatur führen. Ereignen sich beide Reaktionen, die ursprüngliche CC-Reaktion des Tauneutrinos und der Zerfall des Tauons, innerhalb des

sensitiven Volumens eines Detektors, erwartet man eine so genannte *Double-Bang*<sup>12</sup>-*Signatur*, die aus zwei räumlich von einander getrennten, schauerartigen Ereignissen besteht.

#### Elektronen aus Elektronneutrinos

Hochenergetische Elektronen verhalten sich aufgrund ihrer sehr kleinen Masse anders im Eis als Tauonen. Sie verlieren ihre Energie sehr schnell über Bremsstrahlung und erzeugen dabei elektromagnetische Kaskaden, die sich mit den Schauern aus der ursprünglichen CC-Reaktion überdecken. Ihre mittlere Reichweite in Eis ist klein, sodass ihr Tscherenkow-Licht nur bei Detektoren mit geringen Photomultiplier-Abständen, wie z.B. Super-Kamiokande zu einer Richtungsbestimmung verwendet werden kann. Aufgrund ihrer geringen Reichweite können neutrinoinduzierte Elektronen nur gemessen werden, wenn sie innerhalb oder in unmittelbarer Nähe des Detektors entstehen. Die Lichtsignaturen solcher Ereignisse werden ebenso als schauerartig bezeichnet.

Die bisher besprochenen Lichtsignaturen stammen alle von schauerartigen Ereignissen und ähneln sich in ihrer sphärischen Struktur stark. Neutrinoteleskope weisen im Vergleich zu Super-Kamiokande große Abstände zwischen den Lichtsensoren auf und büßen deshalb die gute Ortsauflösung des japanischen Detektors ein. Somit sind die bestehenden Neutrinoteleskope auch nicht in der Lage, elektromagnetische und hadronische Kaskaden zu unterscheiden. Ebenso wenig kann ein Neutrinoteleskop die Kaskaden, die am Wechselwirkungsvertex einer neutralen oder geladenen Stromwechselwirkung entstehen, differenzieren. Tauneutrinos können demnach auch nur dann von Elektronneutrinos oder einer Neutrino-NC-Reaktion unterschieden werden, wenn es zur Ausbildung einer Double-Bang-Signatur kommt.

#### 3.1.3.1. Myonen aus Myonneutrinos

Der Gesamtenergieverlust von hochenergetischen Myonen im Eis besteht aus den Beiträgen verschiedener Energieverlustprozesse. Zu ihnen zählen Ionisation des Detektormediums,  $e^+e^-$ -Paarproduktion am Kern, Bremsstrahlung und photonukleare Reaktionen. Diese Energieverlustprozesse lassen sich in zwei Klassen einteilen.

#### Kontinuierliche Energieverluste

In der ersten Klasse werden diejenigen Prozesse zusammengefasst, die zu einem nahezu kontinuierlichen Energieverlust des Myons im Eis führen. Hierbei verliert das Myon in jeder Wechselwirkung jeweils nur einen geringen Bruchteil seiner Energie. Zu dieser Klasse von Energieverlustprozessen zählt die Ionisation, bei welcher das Myon seine Energie in kleinen Portionen in elastischen Stößen an die Hüllenelektronen des Eises abgibt. Der Energieverlust durch Ionisation wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben und steigt im hier betrachteten Energiebereich in etwa logarithmisch mit der Energie an. Ionisation ist bei niedrigen Myonenergien  $E_\mu < 1000$  GeV der dominante Energieverlustprozess. Ihr Anteil am Gesamtenergieverlust fällt aber zu höheren Energien schnell ab (siehe Abbildung 3.4). Bei den hier betrachteten Myonenergien beträgt der Energieverlust auf die Dichte des Mediums Eis bezogen im Mittel circa  $dE_{\text{Ion}}/\rho dx \approx 2,6$  MeV cm<sup>2</sup>/g. Die Produktion von Tscherenkow-Photonen, die auch zu dieser Klasse von Energieverlustprozessen zählt, ist im Vergleich dazu als Energieverlustprozess zu vernachlässigen. Aus einer einfachen Umformung von Beziehung 3.4 folgt der Energieverlust zu:  $dE_T/dx \approx 850$  eV/cm.

---

<sup>12</sup>Double-Bang = doppelter Einschlag

### Stochastische Energieverluste

Die Energieverlustprozesse der zweiten Gruppe sind von stochastischer Natur, was bedeutet, dass nur die Wahrscheinlichkeit, mit der sie sich entlang der Teilchenbahn eines Myons ereignen, bekannt ist. Somit kann lediglich eine mittlere Häufigkeit solcher Prozesse bezogen auf ein Wegstück der Myonspur angegeben werden. Die Wahrscheinlichkeit für stochastische Energieverluste steigt für hohe Myonenergien an und diese Klasse von Energieverlustprozessen ist oberhalb von  $E_\mu \gtrsim 10^3 \text{ GeV}$  dominant (siehe Abbildung 3.4). Zu dieser Klasse von Energieverlustprozessen gehören:

**Paarproduktion:** Ein Myon genügend hoher Energie kann am Kern oder einem Hüllenelektron unter Photonaustausch ein  $e^+e^-$ -Paar erzeugen. Die beiden erzeugten Leptonen produzieren bei ausreichender Energie elektromagnetische Schauer. Gleichzeitig kann der Kern desintegrieren und eine hadronische Kaskade auslösen, wenn ein ausreichend hoher Impuls auf ihn übertragen wird.

**Bremsstrahlung:** Bremsstrahlung entsteht durch die Wechselwirkung eines Myons mit dem Coulomb-Feld des Kerns. Dabei strahlt das Myon einen Teil seiner Energie in Form hochenergetischer Photonen ab, welche eine elektromagnetische Kaskade im Eis initiieren.

**Photonukleare Reaktion:** Wechselwirkt ein Myon über ein Photon mit einem der Kerne eines Wassermoleküls, kann der dabei übertragene Impuls zur Zerstörung des Kerns und zu hadronischen Kaskaden führen. Man spricht von einer photonuklearen Reaktion.

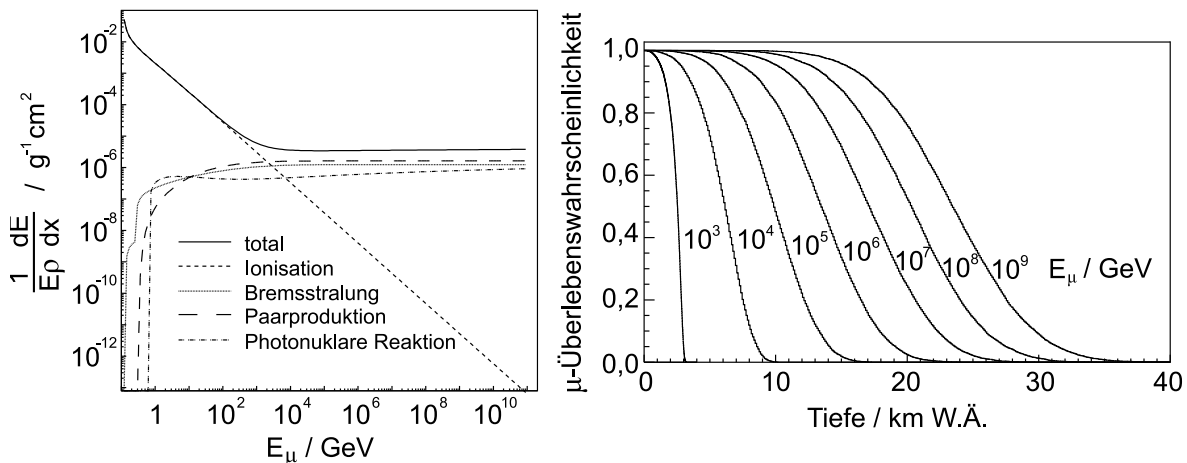
Der Energieverlust durch stochastische Energieverlustprozesse zeigt für alle betrachteten Prozesse in etwa die gleiche Energieabhängigkeit. Er steigt ab Energien von  $E \gtrsim 10 \text{ GeV}$  linear mit der Myonenergie an. In dieser Art von Prozessen verliert das Myon im Allgemeinen einen merklichen Anteil seiner Energie und die entstehenden Sekundärteilchen können hadronische oder elektromagnetische Kaskaden auslösen. Eine ausführliche Beschreibung der Energieverlustprozesse von Myonen ist in [Mio01] zu finden.

### Lichtsignatur eines Myons

Nachdem nun die Energieverlustprozesse von Myonen in Eis bekannt sind, stellt sich die Frage, welche Art von Lichtsignatur ein Myon im interessanten Energiebereich zwischen  $50 \text{ GeV}$  und  $10^5 \text{ GeV}$  in einem Neutrinooteleskop hinterlässt. Die Lichtsignatur eines Myons unterscheidet sich aus den folgenden Gründen von der eines Elektrons oder Tauons:

- Die im Vergleich zum Elektron 205-mal größere Masse des Myons unterdrückt den Energieverlust durch Bremsstrahlung erheblich ( $I_{\text{Brems}} \propto M^{-2}$ ). Insgesamt dominieren stochastische Energieverlustprozesse den Gesamtenergieverlust erst bei hohen Myonenergien oberhalb von  $E_\mu \gtrsim 10^3 \text{ GeV}$ .
- Myonen weisen eine im Vergleich zum Tauon sehr viel längere mittlere Lebensdauer von  $\tau_\mu = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ s} \approx 10^6 \cdot \tau_\tau$  auf. Ein Myon mit einer Energie  $E_\mu = 10^3 \text{ GeV}$  legt somit durchschnittlich  $2500 \text{ m}$  im Eis zurück, bevor es seine Energie verloren hat.

Hochenergetische Myonen bewegen sich somit über lange Strecken gleichmäßig durch das Eis, ohne dass sie zerfallen oder in Wechselwirkungen große Teile ihrer Energie verlieren.



**Abbildung 3.4.:**

Auf der linken Seite sind die verschiedenen Energieverlustprozesse von Myonen in Materie in Abhängigkeit der Energie zu sehen (Abbildung entnommen aus [Mio01]). Rechts ist die Reichweitenverteilung von Myonen in wasser-äquivalenter Materie (W.Ä.) für verschiedene Energien abgebildet (Abbildung entnommen aus [LS91]).

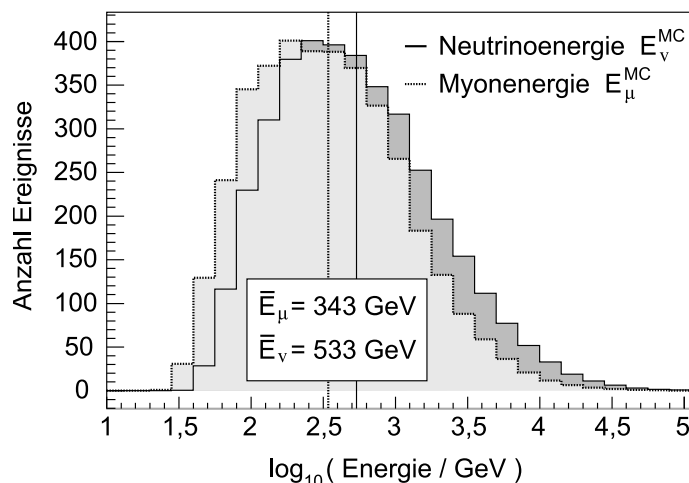
Obwohl die Energieverluste durch Tscherenkow-Strahlung nur einen geringen Bruchteil am Gesamtenergieverlust eines Myons im Eis ausmachen, erzeugen die Tscherenkow-Photonen, die unter einem definierten Winkel zur Teilchenbahn ausgestrahlt werden, eine gut messbare Lichtsignatur. Sie entspricht der Signatur eines Lichtkegels, der sich entlang einer geraden Spur bewegt. Diese Ereignisse werden als *spurartige Ereignisse* bezeichnet und sind eindeutig Myonen zuzuordnen. Der eigentliche Wechselwirkungsvertex des Neutrinos, aus dem das Myon entstanden ist, kann aufgrund der langen Reichweite hochenergetischer Myonen weit außerhalb des sensitiven Bereichs des Detektors liegen.

### Untergrund aus atmosphärischen Myonen

Die große Reichweite hochenergetischer Myonen in Wasser und selbst in Gestein erlaubt es atmosphärischen Myonen, die in der Erdatmosphäre über dem Detektor entstehen, bis zum Detektor vorzudringen. In Abschnitt 3.1 wurde bereits dargestellt, dass die Anzahl atmosphärischer Myonen in den aufgezeichneten Ereignissen von AMANDA diejenige der neutrinoinduzierten Myonen um viele Größenordnungen übertrifft. In Abbildung 3.4 rechts ist die Reichweite hochenergetischer Myonen in Wasser zu sehen. Schon ab einer Energie von  $10^3$  GeV können Myonen bis in Tiefen von 3 km vordringen. Liegt der Wechselwirkungsvertex eines von oben kommenden Myonneutrinos nicht innerhalb des Detektors, kann nicht zwischen atmosphärischem Myon und einem neutrinoinduzierten Myon unterschieden werden.

### Neutrino- und Myonflugrichtung

Je länger eine Lichtspur ist und je mehr Lichtpulse aufgezeichnet werden, umso genauer lässt sich die Bahn des Myons durch den Detektor rekonstruieren. Durch die Kenntnis der Myonbahn und -energie kann man auf die Richtung des ursprünglichen Neutrinos schließen. Wechselwirkt ein hochenergetisches Neutrino über eine geladene Stromwechselwirkung mit einem quasi ruhenden Nukleon im Eis, wird das dabei entstehende Lepton sehr stark in


**Abbildung 3.5.:**

Zu sehen sind die Verteilungen der wahren Myon- und Myoneneutrinoenergie im Monte-Carlo-Datensatz der finalen Ereigniseselektion dieser Arbeit. Die mittlere Energie der Neutrinos liegt bei circa 533 GeV. Diejenige der Myonen liegt im Mittel bei 60% der Neutrinoenergie. Nur für circa 20% der Ereignisse, die eine Myonenergie von  $E_\mu \geq 1000$  GeV aufweisen, ist eine Energierekonstruktion möglich.

Vorwärtsrichtung geboostet. Der mittlere Winkel zwischen beiden ist energieabhängig und stellt sich wie folgt dar [LM00]:

$$\langle \Theta_{\nu\mu} \rangle \approx \frac{0,7^\circ}{(E_\nu/\text{TeV})^{0,7}}. \quad (3.5)$$

Somit kann bei Neutrinoenergien oberhalb von 1 TeV aus Kenntnis der Myonspur quasi direkt auf die Spur des ursprünglichen Neutrinos geschlossen werden. Für niedrigere Energien muss  $\langle \Theta_{\nu\mu} \rangle$  bei der Angabe der Neutrinospur als Unsicherheit im Neutrinowinkel einbezogen werden.

### Energierekonstruktion

Die Energierekonstruktion eines Myons und damit auch eines Myoneneutrinos stellt sich in einem Neutrinooteleskop als sehr schwierig dar. Da Anzahl und der Abstrahlwinkel der Tscherenkow-Photonen von der Myongeschwindigkeit  $\beta$  abhängen, erlauben sie keine Rückschlüsse auf die Energie des Myons. Im betrachteten Energiebereich ist das Myon hochrelativistisch und  $\beta$  ist praktisch nicht von der Energie abhängig ( $\beta \approx 1$ ). Die einzige Möglichkeit für eine Energiebestimmung ergibt sich für Myonen oberhalb von  $10^3$  GeV. In diesem Energiebereich ist die Wahrscheinlichkeit für stochastische Energieverlustprozesse ausreichend groß, so dass man die Myonenergie aus der Lichtmenge abschätzen kann, welche die Teilchen einer Kaskade produzieren. Für Ereignisse unterhalb dieser Energie besteht nur dann eine Chance die Energie zu rekonstruieren, wenn sie inklusive ihres Neutrino-Interaktionsvertex vollständig oder teilweise im Detektor enthalten sind. Diese Fälle werden als  $FC^{13}$  beziehungsweise  $PC^{14}$ -Ereignisse bezeichnet. In Abbildung 3.5 ist die wahre Energieverteilung von Myoneneutrinos

<sup>13</sup>fully contained = voll enthalten

<sup>14</sup>partially contained = teilweise enthalten

und Myonen im Monte-Carlo in der finalen Ereignis Selektion zu sehen. Im Mittel liegt die Myonenenergie bei 60% der Energie des ursprünglichen Myonenneutrinos. Da nur circa 20% der Ereignisse eine Myonenenergie oberhalb von 1000 GeV besitzen, führt eine Energierekonstruktion für diese Analyse zu keinen sinnvollen Ergebnissen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass Neutrino Teleskope sehr effizient sind, wenn es um die Richtungsbestimmung hochenergetischer Myonenneutrinos geht. Zwar hinterlassen auch die beiden anderen Neutrino Flavor messbare Signale im Detektor, die zur Flussbestimmung genutzt werden können, eine Richtungsauflösung ist jedoch kaum möglich. Wie später gezeigt wird, erreicht AMANDA je nach Einfallrichtung des Myons und Anzahl der Signale in den Lichtsensoren eine Winkelauflösung von bis zu  $1,1^\circ$  (siehe Abschnitt 4.6.6). Um eine Myonspur möglichst gut aus den aufgezeichneten Zeiten der Photonsignale rekonstruieren zu können, ist es nötig die Eigenschaften des Detektormediums, durch das die Tscherenkow-Photonen propagieren, genau zu kennen.

#### 3.1.4. Die Eigenschaften des Südpoleises

Der geographische Südpol wird von einem 3000 m mächtigen Eispanzer bedeckt. Dieser ist Teil eines Gletschers<sup>15</sup>, welcher einen großen Teil des antarktischen Kontinents überzieht. Obwohl das Eis in der Antarktis das reinste Wasservorkommen auf dem gesamten Globus darstellt, weist es Verunreinigungen in Form horizontaler Staublagen<sup>16</sup> in verschiedenen Eistiefen auf.

#### Charakteristische Größen zur Beschreibung des Eises

Wie in Abschnitt 3.1.2 über Tscherenkow-Strahlung besprochen, beschreiben die Dispersionsrelationen die Lichtausbreitung in einem Medium. Während für die Beschreibung des Tscherenkow-Effekts die Phasengeschwindigkeit  $c_m^{\text{Ph}}(\lambda)$  entscheidend ist, spielt bei der Zeitmessung reeller Photonen deren Gruppengeschwindigkeit  $c_m^{\text{G}}(\lambda)$  im Eis die Hauptrolle. Der aus  $c_m^{\text{G}}(\lambda)$  abgeleitete Brechungsindex  $n^{\text{G}}(\lambda)$  wurde in [PW01] für AMANDA abgeschätzt. Für 300 nm ist  $n^{\text{G}} = 1,4$  und liegt damit etwa 5% über dem auf die Phasengeschwindigkeit bezogenen Brechungsindex  $n^{\text{Ph}}$ . Zu größeren Wellenlängen hin fällt der Brechungsindex auf  $n^{\text{G}} = 1,33$  bei 600 nm und liegt nur noch 1,4% oberhalb von  $n^{\text{Ph}}$ . Die Auswirkungen der Differenz auf die gemessenen Photonankunftszeiten, welche die Basis der Ereignisrekonstruktion bilden, ist vernachlässigbar, da sie bei den zurückgelegten Strecken unterhalb der Zeitauflösung der Photomultiplier liegt.

Die Lichtausbreitung im Medium wird neben dem Brechungsindex von weiteren Größen beeinflusst. Photonen können im Eis absorbiert oder gestreut werden. Die Absorptionslänge  $\lambda_a$  legt die Strecke fest, nach welcher die Anzahl der nicht absorbierten Photonen bei einem Anteil von  $e^{-1} \approx 37\%$  liegt. Die Streulänge  $\lambda_s$  beschreibt die Strecke im Medium, nach der die Intensität der ungestreuten Photonen auf  $e^{-1}$  abfällt. Zusätzlich zur Streulänge ist die Kenntnis des Streuwinkels  $\Theta_s$  zur vollständigen Beschreibung von Streuvorgängen nötig. Allerdings reicht es in guter Näherung aus, sich auf den mittleren Streuwinkel  $\langle \cos \Theta_s \rangle$  zu beschränken.  $\lambda_s$  und  $\langle \cos \Theta_s \rangle$  fasst man nützlicher Weise zur so genannten *effektiven Streulänge* zusammen:

---

<sup>15</sup>Der Gletscher besteht aus dem aufgeschichteten Niederschlag vieler tausend Jahre, der unter dem zunehmenden Druck ab einer Tiefe von circa 150 m zu Eis wird. Der durchschnittliche Niederschlag pro Jahr beträgt nur circa 50 mm und liegt somit auf dem gleichen Niveau wie der in der Wüste Sahara (45 mm).

<sup>16</sup>Die Staubpartikel stammen vermutlich aus lange zurückliegenden Vulkanausbrüchen und wurden in höheren Schichten der Atmosphäre bis zur Antarktis transportiert, wo sie zusammen mit dem Niederschlag in die heutige Eisschicht eingelagert wurden.



$$\lambda_s^{\text{eff}} = \frac{\lambda_s}{1 - \langle \cos \Theta_s \rangle} . \quad (3.6)$$

Anstelle der Absorptions- und der effektiven Streulänge werden häufig deren Kehrwerte,

$$b_a = 1/\lambda_a \quad \text{und} \quad b_s^{\text{eff}} = 1/\lambda_s^{\text{eff}} , \quad (3.7)$$

zur Charakterisierung eines Mediums benutzt. In Abbildung 3.6 sind diese Größen für das Südpoleis in Abhängigkeit von Tiefe und Wellenlänge dargestellt.

### Tiefenabhängige Besonderheiten des Südpoleises

Der Wert von  $b_s^{\text{eff}}$  wird bis in eine Tiefe von 1300 m maßgeblich von im Eis eingeschlossenen Luftblasen bestimmt. Mit zunehmender Tiefe gehen die Lufteinschlüsse aufgrund des steigenden Drucks in Hydratverbindungen über, die sich in ihrem Brechungsindex kaum von dem des Eises unterscheiden und somit ihren Einfluss auf die Lichtstreuung verlieren.

Ab Tiefen von 1500 m weisen sowohl  $b_s^{\text{eff}}$  als auch  $b_a$  vier deutlich erkennbare Erhöhungen auf, die durch die Buchstaben *A, B, C* und *D* in Abbildung 3.6 gekennzeichnet sind. Ursächlich für die erhöhte Streuung und Absorption von Photonen in diesen Gebieten ist im Eis eingeschlossener Staub, der horizontale Lagen bildet. Wie die Staublagen die Propagation von Licht im Südpoleis beeinflussen, wurde kürzlich mit dem Programmpaket *Photonics* untersucht [Lan05]. *Photonics* simuliert die Propagation von Photonen in inhomogenen Medien und wurde auf die Eisverhältnisse um AMANDA angepasst. Die durch die Staublagen veränderten Eigenschaften des Eises deformieren den Tscherenkow-Kegel eines Myons, welches sich durch den Detektor bewegt, merklich (siehe Abbildung 3.6). Allerdings führen die geänderten Eiseigenschaften in ersten Tests nicht zu nennenswerten Änderungen bezüglich der rekonstruierten Spurparameter von Ereignissen.

Die inverse Absorptionslänge  $b_a$  steigt für Wellenlängen über  $\lambda \gtrsim 450 \text{ nm}$  stark an, was in den Eiseigenschaften begründet liegt. Die Transparenz von Eis nimmt zum unteren Ende des sichtbaren Frequenzbereichs schnell ab. Die Streueigenschaften des Eises sind im Gegensatz dazu in diesem Bereich kaum von der Wellenlänge abhängig.

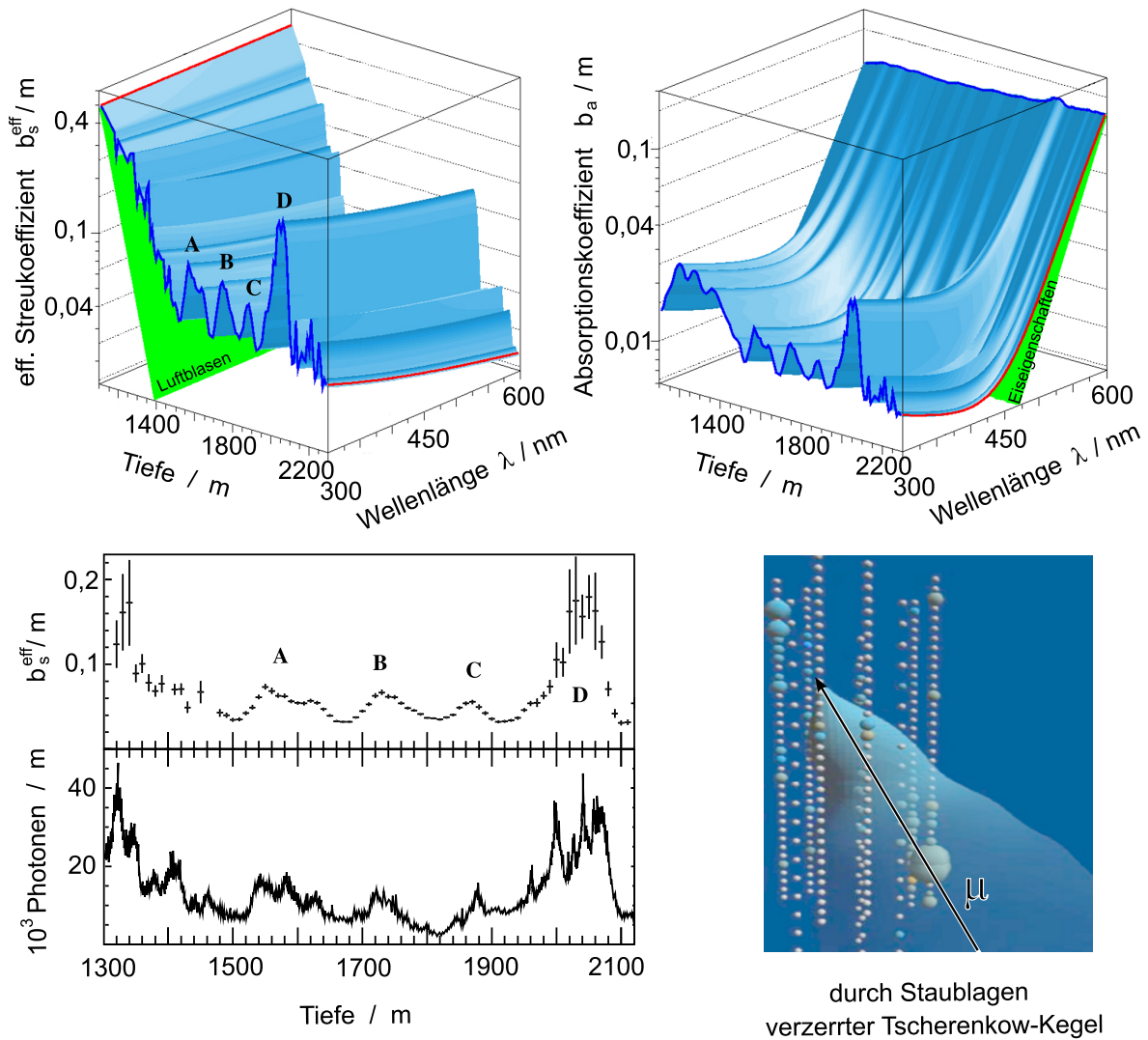
Die Messungen der Eigenschaften des Südpoleises wurden mit dem AMANDA-Detektor selbst durchgeführt. Die Mehrzahl der Lichtsensoren von AMANDA ist mit verschiedenen Lichtquellen unterschiedlicher Wellenlängen ausgestattet. Mit Hilfe der Lichtankunftszeiten ist es möglich die Eiseigenschaften bei verschiedenen Lichtwellenlängen bis zu einer Auflösung von (5 – 10) m zu vermessen (siehe Abbildung 3.6).

Als die ersten Lichtsensoren des IceCube-Detektors im Jahr 2005 in das Südpoleis eingelassen wurden, gelang es die Eiseigenschaften mit einer annähernd  $10^5$ -fach besseren Auflösung durch einen so genannten *Dust-Logger*<sup>17</sup> zu vermessen (siehe Abbildung 3.6, unten). Diese Apparatur emittiert innerhalb eines Bohrlochs Laserpulse in horizontaler Richtung. Am unteren Ende, abgeschirmt vom direkten Licht, befindet sich ein Photomultiplier, der die im Eis gestreuten Photonen zählt. Details zur Vermessung sind in [B<sup>+</sup>05b] beschrieben.

Bei den hier vorgestellten Messungen sind die Auswirkungen von Luftblasen um das Bohrloch herum zu berücksichtigen. Beim Schmelzen des Bohrlochs mit heißem Wasser entstehen Lufteinschlüsse sowohl im schnell frierenden Wasser um den Bohrkanal, als auch innerhalb des Bohrkanals selbst, nachdem die Lichtsensoren in das Eis eingelassen wurden. Der mit Wasser gefüllte Bohrkanal friert in wenigen Tagen zu. Die so eingebrachten Luftblasen bewirken eine

---

<sup>17</sup>Dust-Logger = Staub-Erfasser



**Abbildung 3.6.:**

Die beiden obigen Diagramme beschreiben die Eigenschaften des Südpoleises in Abhängigkeit von Tiefe und Wellenlänge. Die gezeigten Daten [A<sup>+</sup>06] stammen aus Messungen, welche mit den In-Situ-Lichtquellen von AMANDA aufgenommen wurden. Deutlich erkennt man den Einfluss der Luftblasen auf den Streukoeffizienten in geringen Tiefen. Die Ursache der durch A, B, C und D gekennzeichneten Strukturen, liegen in den im Eis eingelagerten horizontalen Staublagen. Diese bilden innerhalb der Tiefe von AMANDA vier Bereiche erhöhter Streuung. Die beiden unteren Histogramme [B<sup>+</sup>05b] zeigen einen Vergleich zwischen dem mit In-Situ-Lichtquellen von AMANDA vermessenen effektiven Streukoeffizienten  $b_s^{\text{eff}}$  und einer Messung, die während der Arbeiten zur Installation von IceCube mit einem so genannten *Dust-Logger* durchgeführt wurde. Während man mit der AMANDA-Messung lediglich eine Auflösung von (5 – 10) m erreicht, kann die neue Methode die Streueigenschaften des Eises bis in den mm-Bereich vermessen. Rechts unten ist der verzerrte Tscherenkow-Kegel eines sich durch den Detektor bewegenden Myons abgebildet. Die Verzerrung kommt durch Lichtabsorption an horizontalen Staublagen zustande.

Vergleich Wasser - Eis			
	Antarktisches Eis	Baikalsee	Meerwasser
Absorptionslänge $\lambda_a/m$	$95 \pm 5$	$21 \pm 1$	40 – 55
effektive Streulänge $\lambda_s^{\text{eff}}/m$	$24 \pm 2$	150 – 300	150 – 300

**Tabelle 3.2.:**

Vergleicht man die Eigenschaften von Wasser und Eis bezüglich der Lichtausbreitung, erkennt man, dass Eis den Vorteil der geringeren Lichtabsorption bietet, wohingegen es im Wasser zu einer weitaus geringeren Lichtstreuung kommt.

stärkere Lichtstreuung in unmittelbarer Nähe der Lichtsensoren.

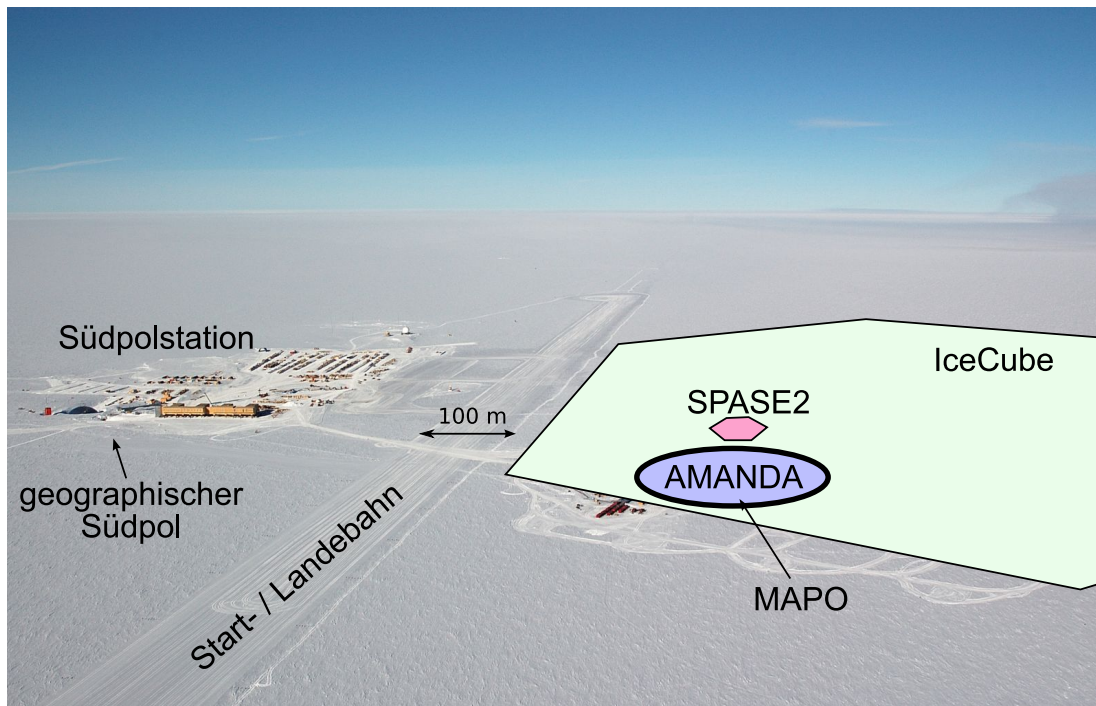
### Vergleich zwischen den Eigenschaften von Eis und Wasser

Die Messungen der Eiseigenschaften zeigen, dass das Südpoleis nur näherungsweise als ein Medium mit homogenen Eigenschaften beschrieben werden kann. Lässt man Luftporen und Staublagen außer Acht, kann man für die Tiefen, in welchen sich die Lichtsensoren von AMANDA befinden, mittlere Werte für die beiden charakteristischen Größen  $b_s^{\text{eff}}$  und  $b_a$  im Eis angeben. In Tabelle 3.2 werden diese mit den Werten für flüssiges Wasser, dem Detektormedium aller anderen Neutrinoobservatorien, verglichen. Offensichtlich ist Eis im Bezug auf Lichtabsorption Wasser überlegen. Photonen propagieren demnach fast doppelt so lange durch Eis und erreichen mit größerer Wahrscheinlichkeit einen Lichtsensor. Allerdings werden sie im Eis häufiger gestreut. Es ist somit weniger wahrscheinlich, dass ein Tscherenkov-Photon im Eis einen optischen Sensor ungestreut erreicht als das in Wasser der Fall ist. Die Dunkelrausraten der Photomultiplier sind in natürlichen Wasservorkommen im Vergleich zu Eis deutlich erhöht. Dies ist auf den Einfluss von Biolumineszenz und auf das erhöhte Vorkommen von im Wasser gelösten, radioaktivem  $^{40}\text{K}$  zurückzuführen. Die Dunkelrausraten liegen im Mittelmeer (ANATRES  $R \approx 30 \text{ kHz}$ ) um den Faktor 30 höher als im Südpoleis (AMANDA  $R \approx 1 \text{ kHz}$ ).

## 3.2. Aufbau und Lage von AMANDA

AMANDA folgt in seinem Aufbau dem zu Beginn dieses Kapitels beschriebenen Prinzip eines Neutrinoobservatoriums. Sein optisches Gitter aus Sekundärelektronenvervielfachern besteht aus 677 Lichtsensoren, den so genannten *optischen Modulen*, die an 19 Stahlseilen, den so genannten *Strings*, aufgereiht sind (siehe Abbildung 3.8). Der Hauptteil des Detektors befindet sich in einer Tiefe von 1500 m bis 2000 m und erreicht so eine gewisse Abschirmung gegen atmosphärische Myonen. Einzelne Strings sind länger (1150 m bis 2350 m) und tragen zusätzliche Module, um Kenntnis über die Eiseigenschaften unter- und oberhalb von AMANDA zu gewinnen. Diese flossen in die Planung des IceCube-Detektors ein. Die 19 Strings von AMANDA sind in drei konzentrischen Kreisen mit Radien von 70 m, 120 m und 200 m angeordnet. Der äußere Zylinder umschließt ein Eisvolumen von etwa  $1,8 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ . Zurzeit<sup>18</sup>

<sup>18</sup>Die genaue Position des Detektors ist nicht konstant, da AMANDA sich innerhalb eines Gletschers befindet und sich mit ihm täglich circa 2 cm in Richtung  $38^\circ$  westlicher Länge bewegt. Pro Jahr summiert sich die Verschiebung zu einer Positionsänderung von circa 11 m auf. Dies führt dazu, dass der AMANDA-Detektor



**Abbildung 3.7.:**

Links sind die Lage der Südpolstation und des geographischen Südpols eingezeichnet. Auf der rechten Seite ist die Oberflächenposition von AMANDA zu sehen. Ebenso ist die Lage des Luftschauerdetektors SPASE2 eingezeichnet. Im Vergleich dazu ist die Fläche abgebildet, welche der sich im Aufbau befindliche IceCube-Detektor einnehmen wird.

befindet sich AMANDA circa 500 m vom geographischen Südpol entfernt.

Die Signale der optischen Module im Eis werden durch Kabelverbindungen über eine Strecke von durchschnittlich 1800 m bis zur Oberfläche in ein Gebäude geleitet, welches sich oberhalb des Gitters aus optischen Modulen befindet. In diesem nach Martin Pomeranz benannten Gebäude *MAPO*<sup>19</sup>, befindet sich die Ausleseelektronik von AMANDA und dort erfolgt die gesamte Datennahme. In Abbildung 3.7 ist die Lage der verschiedenen Einrichtungen am Südpol eingezeichnet. In geringem Abstand vom geographischen Südpol in einer Höhe von etwa 2800 m liegt die Amundsen-Scott-Station<sup>20</sup>, in der die Wissenschaftler und das Stationspersonal während ihres Aufenthalts leben. Inzwischen ist der 1999 begonnene Bau der neuen Südpolstation in unmittelbarer Nachbarschaft der alten nahezu abgeschlossen. Für die Energieversorgung der Station sorgt ein Kraftwerk, das über den Luftweg mit Kerosin versorgt wird. Die einzige Möglichkeit mit der Außenwelt in Kontakt zu treten besteht in der Kommunikation via Satellit, über welche die Station durchschnittlich zwölf Stunden pro Tag<sup>21</sup> Verbindung zum Internet hat.

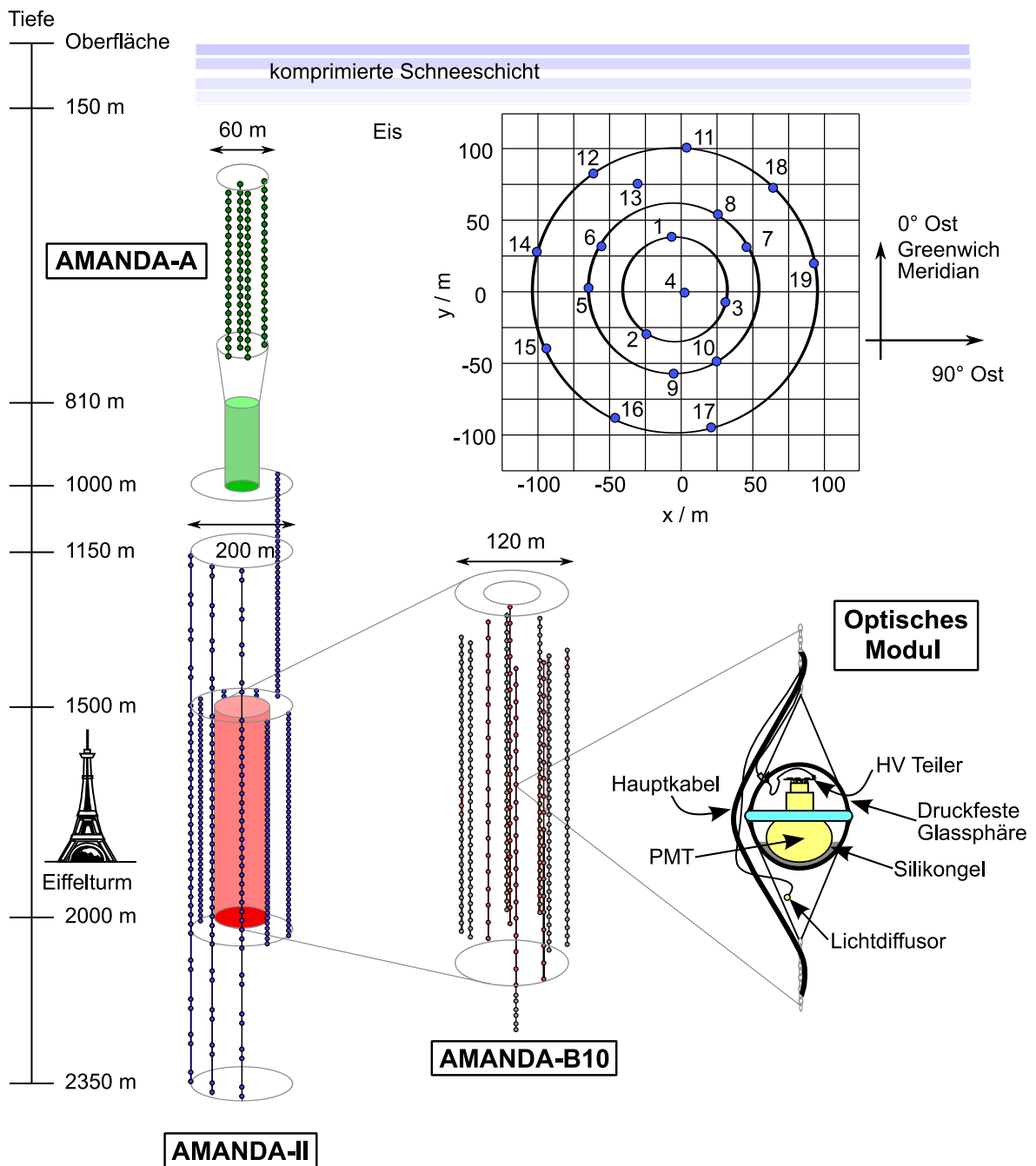
---

in ungefähr 30 000 Jahren im antarktischen Meer enden wird.

<sup>19</sup>MAPO = Martin A. Pomeranz Observatory. Martin A. Pomeranz war der erste Astronom, der in der Antarktis geforscht hat.

<sup>20</sup>Die von US-Amerikanern im Jahr 1956 gegründete Südpolstation ist nach den Forschern R. Amundsen und R. Scott benannt, die im Jahr 1911 beziehungsweise 1912 den geographischen Südpol als erste erreichten.

<sup>21</sup>Das auch am Südpol erreichbare Iridium-Satellitennetz erlaubt nahezu 24 Stunden pro Tag kurze Telefonate.



**Abbildung 3.8.:** Gezeigt ist der Aufbau des AMANDA-II-Detektors. Zum Größenvergleich ist links der Eiffelturm eingezeichnet. Das Gitter von 677 optischen Modulen an 19 Strings bildet drei konzentrische Zylinder im Eis. Der Prototyp-Detektor AMANDA A liegt oberhalb von AMANDA-II, in einer Tiefe, in der das Eis durch mikroskopische Luftblasen unvorteilhafte Streueigenschaften besitzt. Im rechten Bereich der Abbildung ist ein optisches Modul mit dem darin befindlichen Sekundärelektronenvervielfacher skizziert. Er wird über ein Gel in der Glassphäre fixiert. Zur Signalübertragung und Stromversorgung führen je nach baulicher Ausführung eine oder mehrere Kabelverbindungen aus jedem optischen Modul zur Oberfläche.

Die Ausbaustufen des AMANDA Detektors						
Jahr	Detektor	Gesamtzahl der Strings	Gesamtzahl der OM	Fabrikat der Glassphäre	Dunkelrausrate	Signalübertragung
1995/1996	AMANDA-B4	4	86	Billings	~ 400 Hz	elektrisch
1996/1997	AMANDA-B10	10	302	Benthos	~ 1000 Hz	elektrisch
1998/1999	AMANDA-B13	13	428	Billings	~ 1200 Hz	optisch/elektrisch
1999/2000	AMANDA-II	19	677	Billings	~ 900 Hz	optisch/elektrisch

**Tabelle 3.3.:**

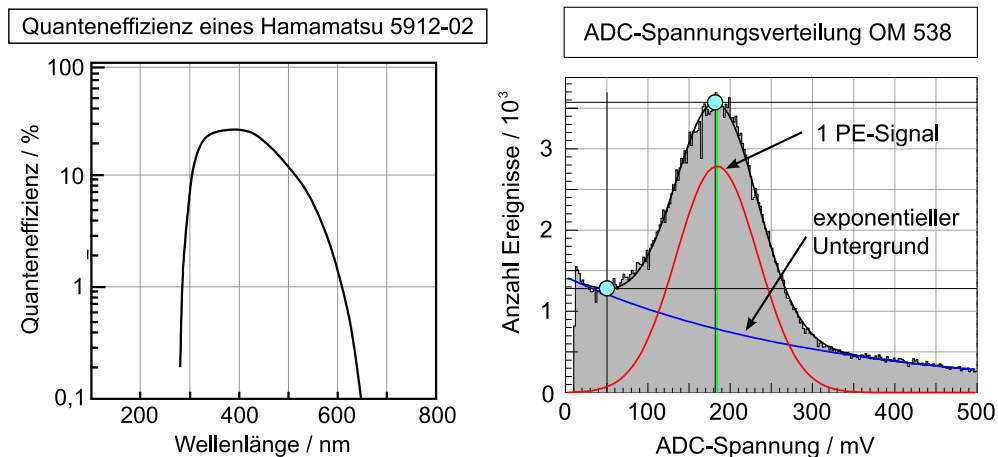
Der AMANDA-Detektor wurde in den Jahren 1995-2000 schrittweise aufgebaut. Die Tabelle vermittelt einen Überblick über die verschiedenen Ausbaustufen. Der genaue Aufbau eines optischen Moduls variiert mit den verschiedenen Detektorausbaustufen. Während des fünfjährigen Aufbaus von AMANDA wurden verschiedene Glassorten für die Glassphären und unterschiedliche Signalübertragungsarten verwendet.

### 3.2.1. Die Bestandteile eines optischen Moduls und die verschiedenen Arten der Signalübertragung

Der Aufbau von AMANDA-II erstreckt sich über fünf Jahre und wird im antarktischen Sommer 1999/2000 fertig gestellt. Während des Aufbaus wurden die Bestandteile der im Eis eingelassenen Lichtsensoren und die Übertragungsarten der Photomultipliersignale zur Oberfläche mehrfach verändert (siehe Tabelle 3.3). Eine genauere Beschreibung der Änderungen, die im Zuge der Errichtung von AMANDA vorgenommen wurden, ist in Anhang F zu finden. Der Nachweis des Tscherenkow-Lichts geschieht mit Hilfe von Sekundärelektronenvervielfachern, die mitsamt ihrer Elektronik in druckfeste Glassphären eingeschlossen werden. Eine solche Einheit wird als *optisches Modul* oder *OM* bezeichnet. Auf der rechten Seite in Abbildung 3.8 sind die wichtigsten Bestandteile eines optischen Moduls dargestellt.

#### Glassphäre

Die Glassphäre besteht aus zwei Halbschalen. Innerhalb der unteren Halbschale werden die Photomultiplier in einem Silikongel fixiert, welches nach dem Erstarren den optischen Kontakt zwischen Glas und Photomultiplier sicherstellt. Aus der oberen Halbsphäre führen über druck- und wasserfeste Stecker die verschiedenen Kabelverbindungen nach außen. Abgedichtet werden die beiden Halbsphären mit Hilfe von speziellem Klebeband. Eine Metallmanschette hält sie zusammen und dient als Befestigungspunkt für die Stahlseile, an welchen zwischen 20 und 42 optische Module in das Eis eingelassen wurden. Fast alle optischen Module sind so ausgerichtet, dass der Photomultiplier in Richtung des Erdinneren zeigt, nur wenige zeigen zur Oberfläche. Der Großteil der Module enthält Lichtquellen, die Lichtpulse verschiedener Frequenzen erzeugen können. Diese Lichtquellen werden zur jährlichen Kalibration des Detektors genutzt (siehe Abschnitt 4.4). Die Glasarten der Sphären weisen unterschiedlich starke Verunreinigungen mit radioaktivem  $^{40}\text{K}$  auf, was die gemessene Dunkelrausrate der Photomultiplier maßgeblich beeinflusst. In Tabelle 3.3 sind die verwendeten Fabrikate und die daraus folgenden Dunkelrausraten aufgetragen.



**Abbildung 3.9.:**

Links ist die Quanteneffizienz der in AMANDA verbauten Hamamatsu Photomultiplier dargestellt [Pho98]. Sie liegt bei über 10% für den größten Teil des sensitiven Wellenlängenbereichs von 330 nm bis 570 nm und erreicht ihr Maximum von 22% bei 390 nm. Rechts ist das Pulshöhenspektrum des Photomultipliers im optischen Modul 538 gezeigt. Die Positionen des Signalmaximums und des Tals sind durch Punkte gekennzeichnet. Dieser Photomultiplier weist ein besonders gutes P-V-Verhältnis (siehe Text) von 2,8 auf. Außerdem sind Anpassungen für die verschiedenen Anteile, aus welchen sich das Pulshöhenspektrum zusammensetzt, gezeigt. Die Abbildung stammt aus dem System zur Datenqualitätsüberwachung (siehe Abschnitt H.2).

### Sekundärelektronenvervielfacher

In allen optischen Modulen werden Hamamatsu R5912-02 Sekundärelektronenvervielfacher mit 14 Dynoden verwendet. Sie erreichen einen Verstärkungsfaktor von  $10^9$ , der nötig ist, um die Signale in bis zu 2 km langen Kabeln elektrisch zur Oberfläche zu übertragen. Die Quanteneffizienz der Photomultiplier ist wellenlängenabhängig (siehe Abbildung 3.9, links) und erreicht ihr Maximum bei 390 nm mit circa 22%. Die hier angegebene Quanteneffizienz gilt für senkrechten Lichteinfall; für seitlich eintreffende Photonen nimmt sie näherungsweise linear mit dem Winkel ab. Das so genannte P-V<sup>22</sup>-Verhältnis beträgt nominell  $P/V \approx 2,2$ . In Abbildung 3.9 rechts ist das P/V-Verhältnis eines sehr guten optischen Moduls ( $P/V = 2,8$ ) zu sehen. Die Verteilung der gemessenen Amplituden-Werte (ADC) eines Photomultipliers setzt sich aus der Überlagerung eines exponentiell abfallenden Rauschuntergrundes und dem Ein-Photon-Signal zusammen. Die nominelle Rauschrate der Hamamatsu-Photomultiplier wird mit 6000 Hz angegeben. Im  $-40^\circ\text{C}$  kalten Eis reduziert sie sich jedoch auf weniger als ein Zehntel.

### Signalübertragung und Stromversorgung

Im AMANDA-Detektor kommen verschiedene Techniken zur Signalübertragung zum Einsatz. Die ersten 302 optischen Module werden ausschließlich elektrisch ausgelesen. Dabei erfolgen

<sup>22</sup>P-V Ratio (Peak to Valley Ratio) = Signal-zu-Tal-Verhältnis. Dieses Verhältnis ist ein gebräuchlicher Qualitätsparameter für Photomultiplier und gibt an, wie gut sich das Ein-Photon-Signal vom Untergrund abhebt.

die Signalübertragung sowie die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier über nur eine Verbindung. Die Signale der Photomultiplier werden auf die Hochspannung aufmoduliert und gelangen so zur Oberfläche. Auf dem zum Teil über 2 km langen Weg zerfließt das Signal aufgrund von Dispersionseffekten im elektrischen Leiter.

Im Fall der ersten vier Strings geschieht die Übertragung über gut abgeschirmte, jedoch sehr schwere Koaxialkabel. Ab String fünf kommen so genannte *Twisted-Pair-Kabel*<sup>23</sup> zum Einsatz, die zu einer Gewichtsersparnis führen und somit längere Strings mit mehr Modulen ermöglichen. Allerdings sind sie sehr viel empfindlicher gegen elektromagnetische Störungen. Quellen solcher Störungen sind zum einen andere Experimente am Südpol, zum anderen können sehr starke Photomultipliersignale durch Übersprechen *Geistersignale* auf den Leitungen der restlichen optischen Module eines Strings induzieren (siehe Abschnitt 4.5.4).

Die neueren optischen Module ab String elf besitzen neben der elektrischen Leitung zusätzlich eine optische Glasfaserverbindung. Dadurch wird eine nahezu verzerrungsfreie Übertragung der Photomultipliersignale gewährleistet. Die mittleren Signallängen der verschiedenen Übertragungsarten unterscheiden sich merklich:

Signalübertragung	mittlere Signallänge
Glasfaser	25 ns
Twisted-Pair-Kabel	230 ns
Koaxialkabel	470 ns

Während die elektrisch übertragenen Signale stark gedehnt werden, erreichen die optisch übertragenen Signale die Oberfläche praktisch unverzerrt.

### 3.3. Signalverarbeitung und AMANDA-Datennahmesysteme

Die Kabelverbindungen aller 677 optischen Module laufen an der Oberfläche im MAPO zusammen, welches die Ausleseelektronik und die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier beherbergt. In Abbildung 3.10 sind die wichtigsten Einheiten der Signalverarbeitungselektronik von AMANDA symbolisch dargestellt.

#### Hochspannungsversorgung und Signalverstärkung

Die individuell justierbare Hochspannungsversorgung der optischen Module wird von den so genannten *SWAMP*<sup>24</sup>-Einheiten bereitgestellt. Für diejenigen Module, die ihre Signale auf elektrischem Weg übertragen, übernehmen die SWAMP die Trennung der Photomultipliersignale von der Hochspannung und die Verstärkung der Signale. Die über Glasfaserverbindungen übertragenen optischen Signale der Photomultiplier werden von den ORB<sup>25</sup> entgegengenommen. Sie wandeln die optischen Signale in elektrische um. Sowohl die SWAMP als auch die ORB leiten ihre Ausgabe, die aus elektrischen, analogen Photomultiplier-Signalen besteht, an die signalverarbeitenden Teile des TWR- und des Myon-Datennahmesystems und an das

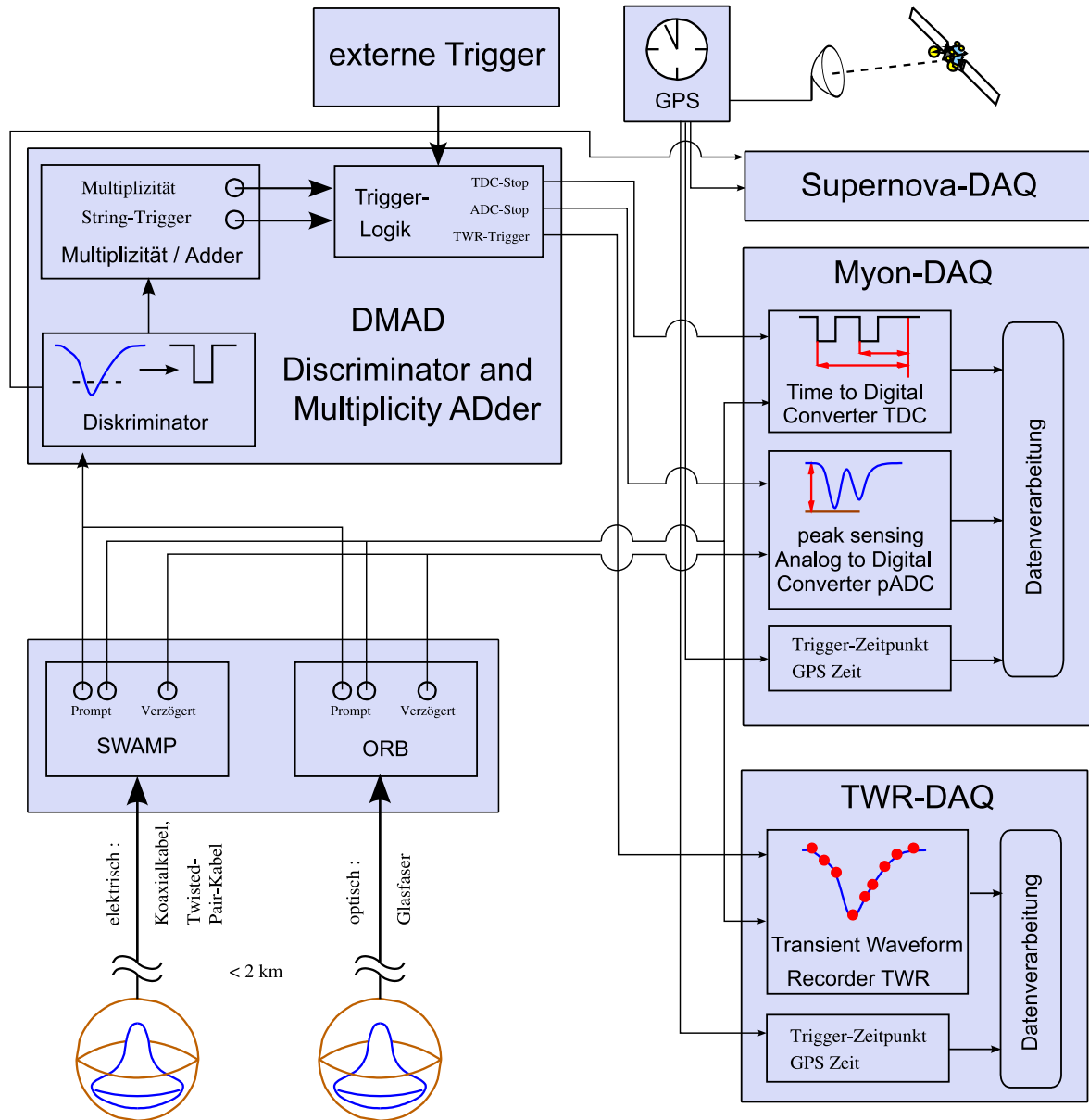
---

<sup>23</sup>Twisted-Pair = Verdrilltes Paar. Als Twisted-Pair-Kabel werden Kabeltypen bezeichnet, bei welchen die beiden Adern (Hinleiter und Rückleiter) eines Adernpaares miteinander verdrillt sind, um weniger störanfällig gegen äußere Einflüsse zu sein.

<sup>24</sup>SWAMP = SWedish AMPlifiers

<sup>25</sup>ORB = Optical Receiver Board





**Abbildung 3.10.:**

Zu sehen ist die Struktur der signalverarbeitenden Einheiten der Datennahmesysteme von AMANDA und der Weg, welchen die Signale der Photomultiplier durch die Elektronik nehmen, bevor sie gespeichert werden (Abbildung entnommen aus [Wag04]).

Trigger<sup>26</sup>-System weiter. Eine zusätzliche, um  $2\ \mu\text{s}$  verzögerte Ausgabe der Photomultiplier-Signale wird an die ADC-Einheiten des Myon-Datennahmesystems geleitet.

#### Das Trigger-System DMAD

Die SWAMP- und ORB-Einheiten leiten ihre Ausgabesignale an das Trigger-System *DMAD*<sup>27</sup> weiter. Diese analogen Signale werden in Diskriminatoren in Rechteckpulse definierter Höhe und dem Originalpuls entsprechender Länge umgewandelt. Die Ausgabe der Diskriminatoren wird drei verschiedenen Einheiten zur Verfügung gestellt (siehe Abbildung 3.10). Diese sind:

- das Supernova-Datennahmesystem (siehe Abschnitt 3.3.3),
- die TDC-Einheiten, die Teil des Myon-Datennahmesystems (siehe Abschnitt 3.3.1) sind, und die Zeitinformationen der Signale verarbeiten,
- und die Trigger-Logik.

Die Signale aus den Diskriminatoren werden, bevor sie die Trigger-Logik erreichen, in Signale einheitlicher Länge ( $2,5\ \mu\text{s}$ ) umgewandelt. Diese genormten Signale enthalten als einzige Information des Originalpulses den Zeitpunkt, zu welchem die ansteigende Signalfanke die Diskriminatorschwelle überschritten hat.

Das Prinzip der Trigger-Logik besteht im Erkennen von koinzidenten Photomultiplier-Signalen mehrerer Module. Für diese Aufgabe stehen zwei Hardware-Trigger zur Verfügung, welche als *Multiplizitäts-* und *String-Trigger* bezeichnet werden. Ist eine Auslösebedingung erfüllt sendet die Trigger-Logik ein Signal an die Einheiten der entsprechenden Datennahmesysteme, was zur Aufzeichnung des Ereignisses führt.

**Der Multiplizitäts-Trigger:** Die Multiplizitäts- oder Majoritäts-Trigger-Einheit ist empfindlich auf zeitlich koinzidente Signale der optischen Module. Elektronisch wird der Multiplizitäts-Trigger über so genannte *Adder*<sup>28</sup> realisiert. Diese Einheiten addieren die auf  $2,5\ \mu\text{s}$  genormten Rechteckpulse und überprüfen, ob das Summensignal eine bestimmte Schwelle  $N$  überschreitet (siehe Abbildung 3.11). Die physikalische Motivation dieser Auslösebedingung geht auf die Tatsache zurück, dass bei einem relevanten Ereignis im sensitiven Volumen des Detektors soviel Licht deponiert wird, dass mehrere OM innerhalb kurzer Zeit ein Signal liefern. Die Laufzeitunterschiede<sup>29</sup> von Signalen aus optischen Modulen, die sich in unterschiedlichen Tiefen befinden<sup>30</sup>, führen zu einem bevorzugten Nachweis von Teilchen, die den Detektor von unten nach oben durchqueren. Für solche Teilchen werden die Zeitunterschiede zwischen den einzelnen OM-Signalen beim Eintreffen an der Oberfläche komprimiert. Ein komprimiertes Signalmuster überschreitet die Schwelle  $N$  der Auslösebedingung mit höherer Wahrscheinlichkeit. Seit Inbetriebnahme des Trigger-Systems im Jahr 2000 beträgt die eingestellte Multiplizitäts-Schwelle für das Myon-Datennahmesystem  $N = 24$ .

---

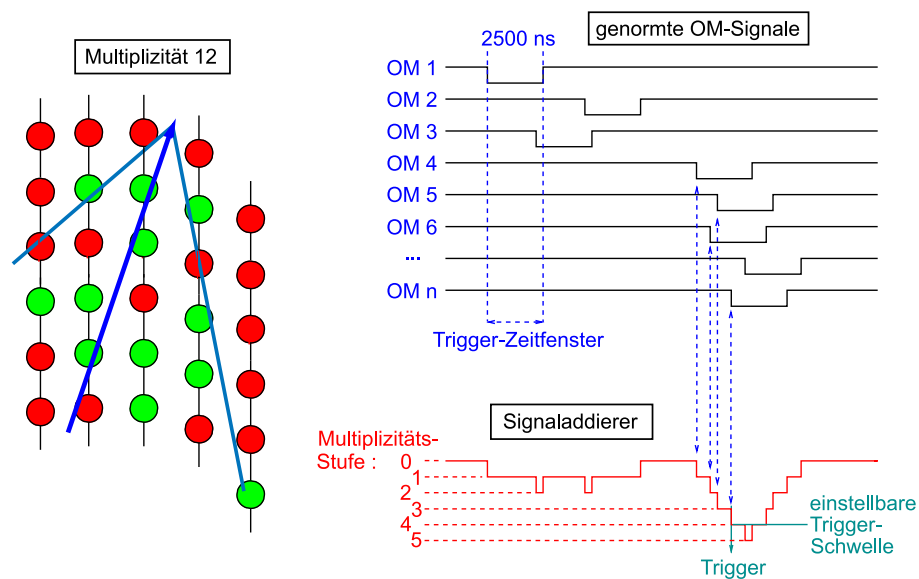
<sup>26</sup>Trigger = Auslösemechanismus. Das Trigger-System überprüft, ob die Auslösebedingungen erfüllt sind, die zur Aufzeichnung eines Ereignisses führen.

<sup>27</sup>DMAD = Discriminator and Multiplicity Adder

<sup>28</sup>Signaladdierer

<sup>29</sup>Bei Analysen werden diese Laufzeitdifferenzen über eine Zeitkalibration ausgeglichen.

<sup>30</sup>Der Länge des Hauptteils des zylindrischen Gitters erstreckt sich über circa 500 m.



**Abbildung 3.11.:**

Auf der linken Seite ist eine erfüllte Multiplizität von 12 dargestellt, wobei getroffene OM hellgrün und nicht getroffene dunkelrot eingefärbt sind. Rechts wird das Funktionsprinzip des Multiplizitäts-Triggers gezeigt (Abbildung aus [Fes00] entnommen).

**Der String-Trigger:** Im Unterschied zum Multiplizitäts-Trigger, für welchen die Signalmuster beliebig über den Detektor verteilt sein können, verlangt die Erfüllung der String-Trigger-Bedingung das Auftreten eines lokal begrenzten Signalmusters. Dabei wird getestet, ob eine Kombination  $N_{ausM}$  benachbarter Module eines Strings ein zeitlich koinzidentes Signal liefert. Der String-Trigger ist in besonderem Maße sensitiv auf vertikale, von unten kommende Teilchen, deren Flugbahn parallel zur Ausrichtung eines Strings ist. Die technische Realisierung des String-Triggers ist komplizierter als die des Multiplizitäts-Triggers und wird hier nicht besprochen<sup>31</sup>. Der String-Trigger ist seit Februar 2001 aktiv. Seine Trigger-Einstellung wurde seitdem mehrere Male zwischen  $6_{aus9}$  und  $7_{aus11}$  variiert.

**Externe Trigger-Signale:** Einen geringen Anteil der Gesamt-Trigger-Rate bilden die externen Koinzidenz-Trigger mit dem Prototyp-Detektor AMANDA-A und dem SPASE2<sup>32</sup>-Detektor. SPASE2 befindet sich an der Oberfläche (siehe Abbildung 3.7) oberhalb von AMANDA und vermisst Luftschauer.

### GPS-Zeit

AMANDA besitzt gegenwärtig drei Datennahmesysteme, die zentral über eine GPS<sup>33</sup>-Uhr mit absoluten Zeitinformationen versorgt werden. Sie zeichnen zu jedem Ereignis die dazugehörige Zeitmarke auf. Die absolute Genauigkeit der GPS-Zeit liegt im  $\mu\text{s}$ -Bereich, sodass eine

<sup>31</sup>Eine ausführliche Darstellung der einzelnen elektronischen Bauteile und der Funktionsweise des DMAD-Trigger-Systems ist in [FK00] zu finden.

<sup>32</sup>SPASE2 = South Pole Air Shower Array2

<sup>33</sup>GPS = Global Positioning System. GPS bezeichnet ein satellitengestütztes System zur Positionsbestimmung, welches auch zur Zeitbestimmung verwendet werden kann.

genauere Zeitauflösung eines Ereigniszeitpunkts nur isoliert im jeweiligen Datennahmesystem über interne Zeitähler relativ zum GPS-Signal erfolgt.

#### 3.3.1. Das Myon-Datennahmesystem

Das Myon-Datennahmesystem, das im Folgenden auch als *Myon-DAQ* bezeichnet wird, ist das Standard-Datennahmesystem<sup>34</sup> von AMANDA. Die Elektronik der Myon-DAQ besitzt eine Zeitauflösung von 1 ns. Aus den Signalen der optischen Module werden jeweils drei charakteristische Pulsgrößen gewonnen, welche aus Zeit- und Amplitudeninformationen bestehen.

##### Zeitinformation

Die Zeitinformationen von Pulsen werden von so genannten *TDC*<sup>35</sup>-Einheiten digitalisiert und zwischengespeichert. Die TDC-Einheiten werden von den Diskriminatoren des DMAD mit Rechteckpulsen versorgt, die lediglich zwei Informationen des analogen Ursprungspulses enthalten. Das ist zum einen der Zeitpunkt der ansteigenden Flanke, die so genannte *LE*<sup>36</sup>-Zeit. Sie entspricht dem Zeitpunkt, zu welchem das OM-Signal die Diskriminatorschwelle überschreitet. Zum anderen ist das die so genannte *TE*<sup>37</sup>-Zeit, die dem Zeitpunkt entspricht, zu welchem das Signal wieder unter die Schwelle absinkt. Die TDC-Einheiten digitalisieren die Zeiten der Rechteckpulse mit einer Zeitauflösung von 1 ns und sind in der Lage in ihren Ringspeichern 16 Flanken pro optischem Modul zwischenzuspeichern. Liefert ein Photomultiplier mehr als 16 Signalfanken, gehen die ersten verloren.

##### Pulshöheninformation

Zur Pulshöhenbestimmung der OM-Signale werden so genannte *pulshöhen-sensitive ADC*<sup>38</sup>-Einheiten eingesetzt. Die ADC-Einheiten beziehen ihre analogen Signale ohne Umwege aus den direkt mit den OM verbundenen Einheiten SWAMP und ORB. Allerdings wird die Ausgabe verzögert an die ADC weitergegeben, um die Laufzeitunterschiede der durch das Trigger-System DMAD laufenden TDC-Signale auszugleichen. Die ADC-Einheiten sind lediglich in der Lage eine Pulshöhe pro OM und Ereignis zwischenzuspeichern. Wird ein Photomultiplier während eines Ereignisses mehrfach von Photonen getroffen, wird der Wert des höchsten Pulses gespeichert.

Die signalverarbeitenden Einheiten des Myon-Datennahmesystems sind im Folgenden aufgelistet:

**TDC-Einheiten:** 6 VME<sup>39</sup>-TDC-V693-Einheiten von LeCroy, mit jeweils 128 Kanälen, jeder mit einem Ringspeicher für 16 Signalfanken,

**ADC-Einheiten:** 44 CAMAC<sup>40</sup>-ADC-7164-Einheiten von Phillips, mit jeweils 16 Kanälen, jeder mit einer Speicherstelle für einen Peak-ADC-Wert.

---

<sup>34</sup> Anders als die Bezeichnung des Datennahmesystems nahe legt, zeichnet das Myon-Datennahmesystem die Lichtsignaturen aller Teilchen auf, die ausreichend Licht im Detektor produzieren.

<sup>35</sup> TDC = Time to Digital Converter

<sup>36</sup> LE = Leading Edge

<sup>37</sup> TE = Trailing Edge

<sup>38</sup> ADC = Analog to Digital Converter. So genannte *pulshöhen-sensitive* ADC-Einheiten speichern jeweils den Wert des Maximums eines Pulses.

<sup>39</sup> VME = Versa Module Europa

<sup>40</sup> CAMAC = Computer Aided Measurement And Control

Diese Einheiten befinden sich in mehreren *Crates*<sup>41</sup>, die mit der Trigger-Logik und dem GPS-Zeitgeber verbunden sind. Die Trigger-Logik des DMAD leitet seine Trigger-Signale verzögert an die TDC- und ADC-Einheiten, um in der Lage zu sein auch noch Licht-Signale aufzuzeichnen, die nach der Erfüllung der Trigger-Bedingungen im Eis entstehen. Damit wird sichergestellt, dass keine physikalischen Informationen verloren gehen. Das verzögerte Trigger-Signal unterbricht die Datennahme und die Ringspeicher der TDC- und ADC-Einheiten werden ausgelesen. Sind alle Informationen eines Ereignisses gesammelt, werden sie über eine Netzwerkverbindung zur weiteren Verarbeitung an eine PC-Farm<sup>42</sup> weitergeleitet. Zur Speicherung eines Ereignisses benötigt das Myon-Datennahmesystem abhängig von der Ereignisgröße<sup>43</sup> einen Zeitraum von circa 2,5 ms. Während dieser Zeit ist die gesamte Datennahme unterbrochen. Ein aufgezeichnetes Ereignis beinhaltet alle innerhalb eines Zeitraums von 32  $\mu$ s um das Trigger-Signal registrierten Pulse. In den Jahren 2000 bis 2003 zeichnete das Myon-Datennahmesystem Ereignisse mit einer Rate zwischen 85 Hz und 100 Hz auf.

#### Das F2000-Datenformat

Das Myon-Datennahmesystem produziert täglich etwa 8 GByte Rohdaten, die in Pakete zu 50 MByte unterteilt werden. Das Rohdatenformat besteht aus den ungeordneten Inhalten der TDC- und ADC-Hardware-Register, Zeitmarken und Trigger-Informationen, welche alle zunächst binär gespeichert werden. Das kollaborationsintern entwickelte F2000-Format wird seit 1998 zur Speicherung der Messdaten und der Ergebnisse verschiedener Analyseschritte genutzt. Es ist ein ASCII<sup>44</sup>-Format, welches ohne Hilfsmittel lesbar ist. Neben der Messdatenspeicherung dient das F2000-Format als zentrale Schnittstelle, über welche die Ergebnisse verschiedener Datenanalyse-Prozesse ausgetauscht werden. Dazu gehören beispielsweise Datenfilterung, Monte-Carlo-Simulation und Spurrekonstruktion. In diesem Analyseformat nimmt die Dateigröße, verglichen mit dem Rohdatenformat, um das vierfache zu. Eine F2000-Datei ist zeilenweise aufgebaut (siehe Abbildung 3.12). Die charakteristischen Größen jedes aufgezeichneten Photomultiplierpulses werden nach Modulnummer geordnet gespeichert. Bei den charakteristischen Größen handelt es sich um die Zeit der aufsteigenden Signalfanke  $t_{LE}$ , die relativ zum Zeitpunkt des ersten Photonsignals eines Ereignisses angegeben wird, und um die Pulslänge  $T_{TOT}$ , also den Zeitraum, den das Signal oberhalb der Schwelle verweilt. Als dritte Größe wird die Pulshöhe aufgezeichnet. Zu jedem Ereignis werden die Zeit des ersten Photonpulses eines Ereignisses, die Trigger-Bedingungen, die zu dessen Aufzeichnung geführt haben, und die dazugehörigen Zeiten der Trigger-Signale gespeichert.

Eine 200 MByte große F2000-Datei umfasst die Aufzeichnungen von circa acht Minuten Datennahme und enthält etwa 55 000 physikalische Ereignisse. Während eines 24-stündigen Messzeitraums, der im Folgenden auch als *Run*<sup>45</sup> bezeichnet wird, werden somit circa  $8 \cdot 10^6$  Ereignisse aufgezeichnet.

---

<sup>41</sup>Crates sind genormte Gehäuse, die Messelektronik und/oder Rechnerkarten beherbergen und über ein Schnittstellensystem verbinden.

<sup>42</sup>Als PC-Farm bezeichnet man mehrere vernetzte Rechner.

<sup>43</sup>Die Ereignisgröße wird durch die Anzahl der aufzuzeichnenden OM-Signale bestimmt.

<sup>44</sup>ASCII = American Standard Code for Information Interchange. Ein gebräuchlicher Standard zur Speicherung von Text.

<sup>45</sup>Die Verwendung des englischen Ausdrucks Run für eine Messperiode ist auch im Deutschen gebräuchlich.

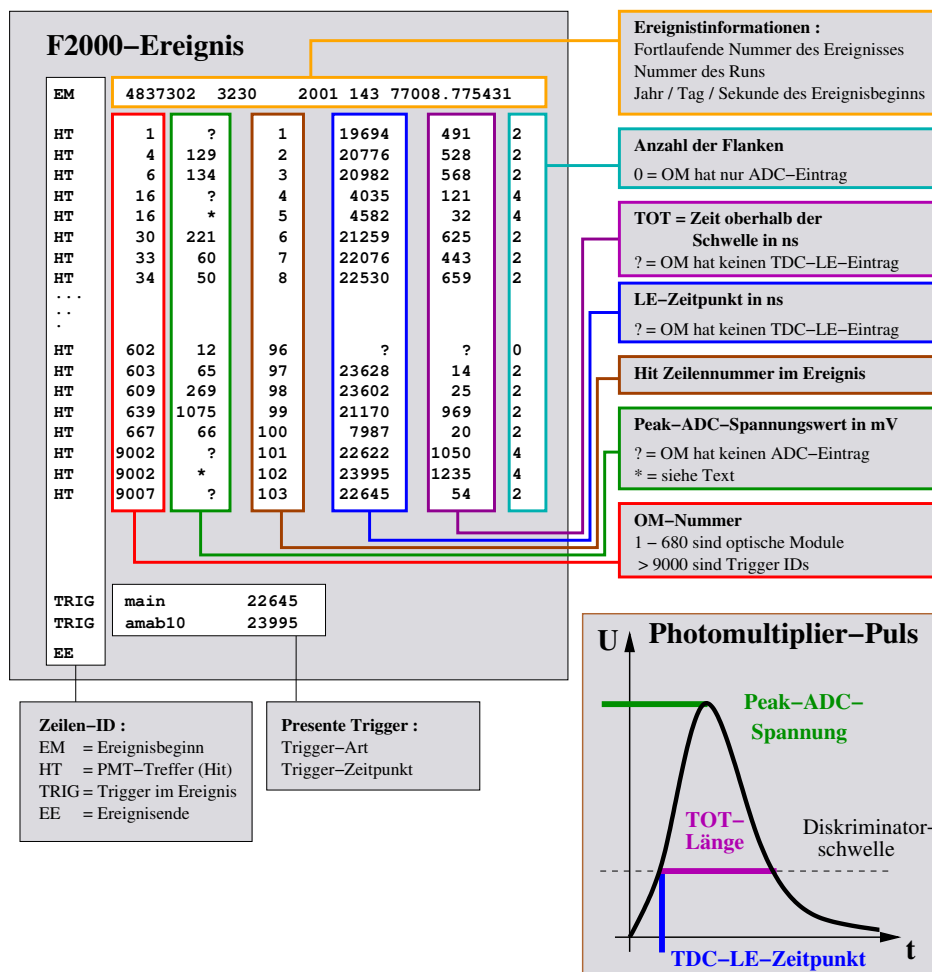


Abbildung 3.12.:

Dargestellt ist der Aufbau eines Ereignisses in einer F2000-Datei. Die einzelnen OM-Signale sind zeilenweise geordnet, und es werden jeweils drei charakteristische Pulsgrößen aufgezeichnet. Zusätzlich werden die Ereigniszeit und Informationen zum auslösenden Trigger gespeichert.

### 3.3.2. Das TWR-Datennahmesystem

Im antarktischen Sommer 2001/2002 wurde die Testversion eines zusätzlichen Datennahmesystems für AMANDA, dem so genannten TWR<sup>46</sup>-Datennahmesystem, am Südpol installiert. Als Testsystem war es lediglich in der Lage, die Pulshöhenverläufe von 48 optischen Modulen mit so genannten *TWR-Einheiten* aufzuzeichnen. Nach einer Erweiterung im darauf folgenden Jahr wurde das TWR-Datennahmesystem im antarktischen Sommer 2003/2004 fertig gestellt. Es liest die Pulshöhenverläufe von 597 optischen Modulen mit 74 TWR-Modulen aus und erhält die analogen Signale direkt von den SWAMP und ORB (siehe Abbildung 3.10). Die TWR-Einheiten wurden von SIS<sup>47</sup> gefertigt und bestehen pro Modul aus acht 12 bit Flash-

<sup>46</sup>Transient Waveform Recorder = Durchgangswellenform-Aufzeichnungsgerät. Diese Einheiten werden auch als Flash-ADC bezeichnet.

<sup>47</sup>Struck Innovative Systeme GmbH

ADC-Einheiten mit einer Abtastfrequenz von 100 MHz, die in einem Ringspeicher jeweils die letzten 1024 Spannungswerte speichern. Somit können 10,24  $\mu\text{s}$  pro Ereignis aufgezeichnet werden, was nur circa einem Drittel des vom Myon-Datennahmesystem aufgezeichneten Zeitraums entspricht. Das TWR-Datennahmesystem besitzt praktisch keine Totzeit, sodass es mit Trigger-Signalen für eine Majoritäts-Trigger-Bedingung von 18 versorgt wird und Ereignisse mit einer Frequenz von etwa 150 Hz aufzeichnet.

Die aufgezeichneten Pulshöhenverläufe, welche das TWR-Datennahmesystem liefert, erlauben, besonders bei der Analyse hochenergetischer Ereignisse im oberen TeV-Bereich, eine genauere Rekonstruktion. Für die Erfassung solcher Ereignisse erweist sich das Myon-Datennahmesystem als weniger geeignet, da es nur die Zeiten der letzten 16 Signalfanken und nur einen Amplitudenwert aufzeichnet. Zudem kann im Falle vieler fast gleichzeitig eintreffender Photonen die Spannung durch ein Übersprechen des Photomultipliers so weit ins Negative umschlagen, dass die Pulse später eintreffender Photonen unter der eingestellten Schwelle bleiben und nicht erkannt werden (siehe Abbildung G.2 in Anhang G).

Während meiner Zeit als Doktorand habe ich an der Softwareentwicklung zur Verarbeitung der TWR-Daten mitgearbeitet. Zum einen war ich verantwortlich für die Programmierung der Software zur Umwandlung der Rohdaten in ein Datenformat, welches sich auch zur späteren TWR-Datenanalyse eignet. Gleichzeitig sollte diese Software zur Überwachung der Funktionsfähigkeit des TWR-Datennahmesystems relevante Größen aus dem Datenstrom extrahieren. Des Weiteren war es meine Aufgabe eine Software zu schreiben, welche eine Auswahl hochenergetischer Ereignisse aus dem TWR-Datenformat in das F2000-Format umwandelt und mit den entsprechenden Ereignissen aus dem Datenstrom des Myon-Datennahmesystems vereinigt. Eine Beschreibung der Funktionsweise dieser Programme ist in Anhang G zu finden.

### 3.3.3. Das Supernova-Datennahmesystem

Wie in Anhang E erwähnt, geht man davon aus, dass dem optischen Signal einer Supernovaexplosion ein Neutrinosignal aus Elektronenneutrinos und Antielektronenneutrinos vorausgeht. Die Detektion eines solchen Neutrinosignals kann in AMANDA nur über die Messung des kurzzeitig erhöhten Flusses von Elektronen und Positronen gelingen, die im Eis in Reaktionen der Supernovaneutrinos entstehen. Dieser Flussanstieg und die damit verbundene erhöhte Wechselwirkungsrate von Elektronenneutrinos im sensitiven Volumen von AMANDA führen zu einer kollektiven Erhöhung der Dunkelrauschraten der Photomultiplier im Bereich einiger Hz. Einzelne Supernovaneutrinos lassen sich nicht nachweisen, da ihre Energie von wenigen MeV weit unterhalb des sensitiven Bereichs von AMANDA liegt. Das Supernova-Datennahmesystem wurde maßgeblich von der Mainzer AMANDA-Gruppe mitentwickelt. Ausführliche Beschreibungen sind in [Fes04], [Hel00] und [Kow05] zu finden.

### 3.3.4. Datenqualitätsüberwachung

Aufgrund der außergewöhnlichen Lage des AMANDA-Detektors stehen während der antarktischen Wintermonate<sup>48</sup> lediglich zwei Wissenschaftler vor Ort zur Wartung und Überwachung des Detektors zur Verfügung. Nach der Fertigstellung von AMANDA im Jahr 2000 war es nur durch direktes Überprüfen der Ausleseelektronik oder durch Nutzung unkomfortabler Programm-Routinen des eigentlichen Myon-Datennahmesystems möglich sich ein Bild von

---

<sup>48</sup>Die antarktische Wintersaison beginnt Mitte Februar und endet in der zweiten Oktoberhälfte. Während dieser Zeit ist die Südpolstation nicht erreichbar.

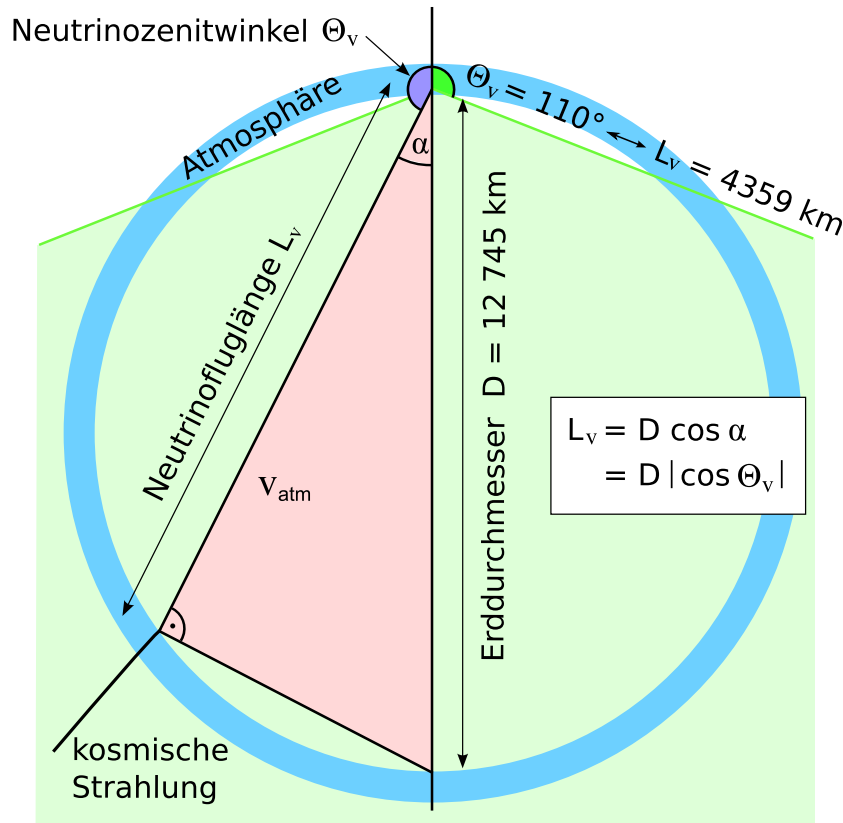
der Funktionsfähigkeit des Detektors zu machen. Komplexere und nicht offensichtliche Fehlerquellen ließen sich mitunter erst Wochen später auffinden, indem ein Teil der aufgezeichneten Daten analysiert wurde. Eine organisierte Datenqualitätsüberwachung fand nicht statt. Aus diesem Defizit heraus wurde im Rahmen meiner Diplomarbeit [Ahr01] die erste Version eines flexiblen Programm-Pakets zur Datenqualitätsüberwachung erstellt. Während des Zeitraums meiner Dissertation war die Weiterentwicklung und Wartung des Systems zur Datenqualitätsüberwachung, sowie die Einteilung und Organisation der Detektorüberwachung eine meiner Aufgaben. In Anhang H ist eine Beschreibung der Funktionsweise der Datenqualitätsüberwachung zu finden. Die Ergebnisse der Datenqualitätsüberwachung werden neben der Detektorüberwachung auch in der Datenanalyse verwendet, um schlechte Messperioden oder fehlerhafte optische Module von der Rekonstruktion in Analysen auszuschließen.

## 3.4. Neutrinooszillation innerhalb des Messbereichs von AMANDA

Bei Messungen von Effekten der Neutrinooszillation sind die Neutrinoenergie und die Fluglänge die entscheidenden physikalischen Observablen. In Abschnitt 3.1.3.1 wurde bereits festgestellt, dass eine Energiebestimmung bei AMANDA erst ab Myonenergien von circa 1 TeV zu brauchbaren Resultaten führt. Da in der Energieverteilung des Monte-Carlos nur ein Anteil von 20% der für diese Analyse selektierten Ereignisse Energien oberhalb dieser Grenze aufweist (siehe Abbildung 3.5), kann keine sinnvolle Energierekonstruktion in dieser Analyse durchgeführt werden. Im Gegensatz dazu ist eine genaue Bestimmung der Neutrinofluglänge mit AMANDA möglich, da Neutrinooteleskope für die genaue Messung der Flugbahn eines Myons optimiert sind. Der gemessene Zenitwinkel  $\Theta$  einer Myonspur steht in direktem Zusammenhang mit der Neutrinofluglänge und bildet den wichtigsten Zugang zur Messung von Oszillationseffekten mit AMANDA. Der Zenitwinkelbereich, der AMANDA zur Messung neutrinoinduzierter Myonen zur Verfügung steht, ist begrenzt, da AMANDA nur über den Zenitwinkel in der Lage ist den Untergrund aus atmosphärischen Myonen von neutrinoinduzierten Myonen zu unterscheiden. Nur wenn ein Myon den Detektor von unterhalb des Detektorhorizonts  $\Theta > 90^\circ$  erreicht, stammt es mit Sicherheit aus einer Neutrinowechselwirkung. Atmosphärische Myonen erreichen den Detektor, der sich in durchschnittlich 1750 m Tiefe befindet, nur von oben ( $\Theta = 0^\circ$ ) bis maximal aus horizontaler Richtung. Durch eine weitere Beschränkung der Zenitwinkelbereichs auf  $\Theta \geq 110^\circ$ , gelingt es den Untergrund aus fehlrekonstruierten atmosphärische Myonen um den Horizont weitgehend zu entfernen. Darüber hinaus kann der Zusammenhang zwischen Neutrinofluglänge  $L_\nu$  und Zenitwinkel stark vereinfacht werden (siehe Abbildung 3.13), woraus sich für den betrachteten Zenitwinkelbereich Fluglängen zwischen 4360 km und 12 745 km ergeben. Die dabei gemachten Vereinfachungen sind folgende:

- Die Erde ist keine ideale Kugel sondern gleicht einem deformierten Ellipsoid. Deshalb unterscheidet sich der Erddurchmesser zwischen den Polen (12 713,5 km) geringfügig von dem am Äquator (12 756,3 km). Vereinfachend wird die Erde als Kugel mit einem Durchmesser von 12 745,6 km angesehen, was dem mittleren Erddurchmesser entspricht. Für Spuren mit einem Zenitwinkel von  $180^\circ$  wird ein Fehler von  $\Delta L_E^{180^\circ} = \pm 21,4$  km abgeschätzt, für  $110^\circ$  wird  $\Delta L_E^{110^\circ} = \pm 14,6$  km.
- AMANDA befindet sich in einer Tiefe zwischen 1500 m und 2000 m. Der Wechselwirkungsververtex einer Neutrino-CC-Reaktion kann aufgrund der hohen Reichweite von Myonen bei einer Energie von  $10^5$  GeV bis zu 10 km (siehe Abbildung 3.4) entfernt vom





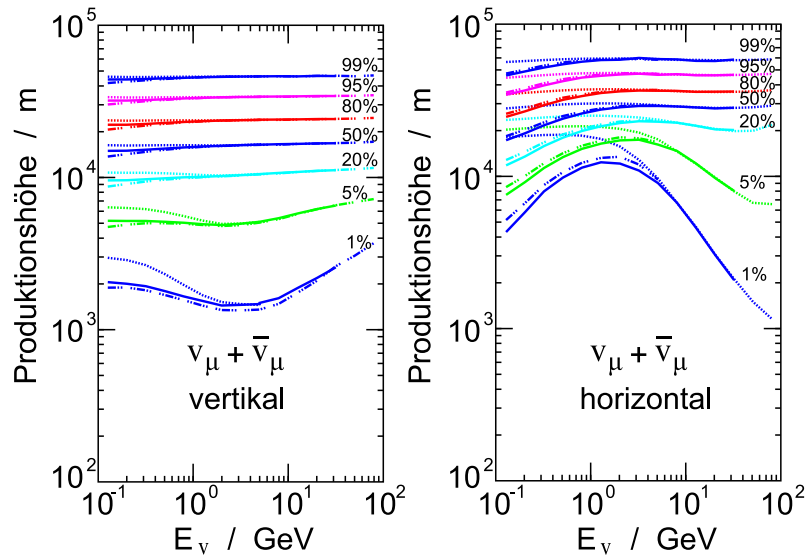
**Abbildung 3.13.:**

Dargestellt ist der vereinfachte Zusammenhang zwischen Neutrinofluglänge  $L_\nu$  und dem Zenitwinkel  $\Theta_\nu$ . Der grüne Bereich entspricht dem in dieser Arbeit analysierten Zenitwinkelbereich von  $110^\circ \leq \Theta_\nu \leq 180^\circ$ .

Detektor liegen. Trotzdem kann das Myon bis zum sensitiven Volumen des Detektors propagieren. Im Monte-Carlo-Datensatz nach der letzten Selektionsstufe ergibt sich eine mittlere Myonenergie von etwa  $\approx 530 \text{ GeV}$ . Verwendet man diesen Wert, verkleinert sich die Reichweite auf circa 3 km. Da als zusätzliche Vereinfachung angenommen wird, dass alle  $\nu_\mu$ -Nukleon-Wechselwirkungs-Vertices im Zentrum des Detektors liegen und sich das Zentrum an der Oberfläche befindet, lässt sich die Unsicherheit bezüglich der Fluglänge aus diesem Beitrag konservativ auf  $\Delta L_{\text{WW}} = \pm 5 \text{ km}$  abschätzen.

- Die mittlere Produktionshöhe von atmosphärischen Neutrinos hängt von deren Einfallrichtung ab (siehe Abbildung 3.14) und liegt zwischen 20 km für horizontale und 15 km für vertikale Neutrinos. Die individuelle Produktionshöhe schwankt jedoch für beide Richtungen in einem Bereich von 60 km. Vereinfachend wird angenommen, dass alle atmosphärischen Neutrinos an der Erdoberfläche entstehen. Daraus lässt sich eine mittlere Unsicherheit für die Fluglängen von  $\Delta L_{\text{PH}} = \pm 30 \text{ km}$  abschätzen.

Schätzt man den Gesamtfehler in der Fluglänge  $\Delta L_{\text{ges}}$  ab und nimmt an, dass die Unsicherheiten  $\Delta L_{\text{E}}^{\text{min,max}}$ ,  $\Delta L_{\text{WW}}$  und  $\Delta L_{\text{PH}}$  nicht korreliert sind, ergeben sich abhängig vom Zenitwinkel Fehler von  $\Delta L_{\text{ges}}^{180^\circ} = \pm 37,1 \text{ km}$  für einen Zenitwinkel von  $180^\circ$  und  $\Delta L_{\text{ges}}^{110^\circ} = \pm 33,7 \text{ km}$  für


**Abbildung 3.14.:**

Zu sehen sind die akkumulierten Produktionshöhen (5%-99%) für vertikale und horizontale Myonenneutrinos in der Atmosphäre. Die durchgezogene und die gestrichelte Linie stammen aus dreidimensionalen Berechnungen für zwei verschiedene Orte auf dem Globus mit unterschiedlichen atmosphärischen Bedingungen (Kamioka, Japan und Nordamerika). Die atmosphärischen Bedingungen spielen jedoch nur bei niedrigen Energien eine Rolle. Die gepunktete Linie resultiert aus eindimensionalen Berechnungen, deren Ergebnis sich im niedrigen Energiebereich stark von dem aus dreidimensionalen Berechnungen unterscheidet. Bei hohen Energien unterscheiden sich die Berechnungen kaum und die 50%-Höhengrenze liegt für Myonenneutrinos aus vertikaler Richtung bei etwa 15 km und für die aus horizontaler Richtung bei etwa 20 km (Abbildung entnommen aus [HKKM04]).

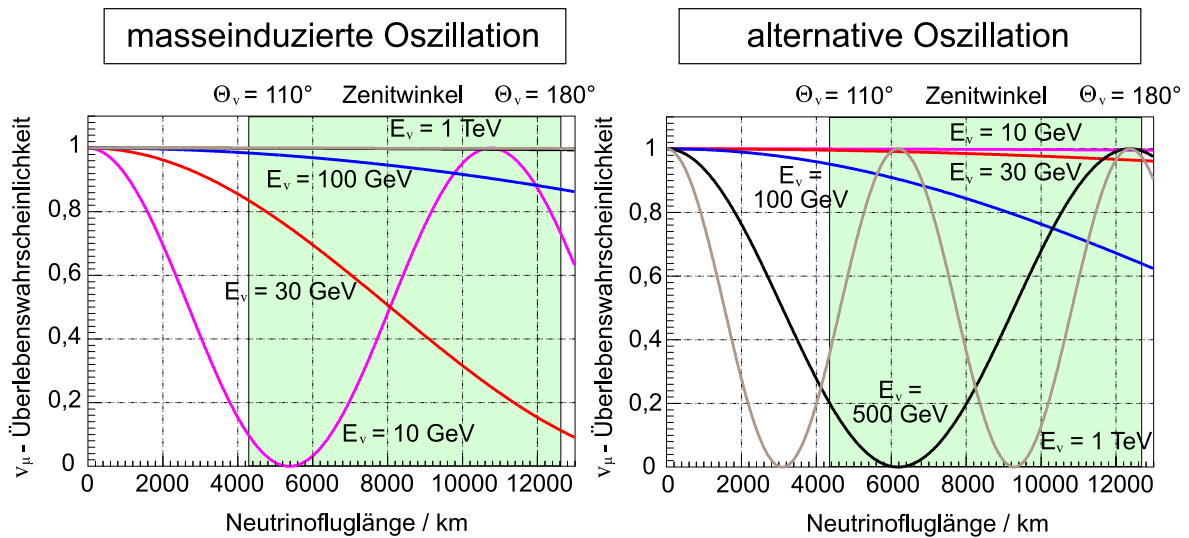
einen Zenitwinkel von  $110^\circ$ . Bezogen auf die jeweilige Fluglänge berechnen sich die relativen Fehler zu:

$$\frac{\Delta L_{\text{ges}}^{110^\circ}}{L(110^\circ)} = 0,8\% \quad \text{und} \quad \frac{\Delta L_{\text{ges}}^{180^\circ}}{L(180^\circ)} = 0,3\% . \quad (3.8)$$

Die Vereinfachung führen somit nur zu kleinen Unsicherheiten in der Fluglänge und werden in der Analyse dieser Arbeit verwendet. Die Auswirkungen auf die Überlebenswahrscheinlichkeit  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$  eines Myonenneutrinos werden in Abschnitt 5.3 abgeschätzt.

### 3.4.1. Masseinduzierte Neutrinooszillationen

Oszillationseffekte wurden von Super-Kamiokande und anderen Experimenten durch ein Defizit atmosphärischer Myonenneutrinos gemessen, die den Detektor von unten erreichen. Die Oszillationen werden auf unterschiedliche Masse- und Flavoreigenzustände von Neutrinos zurückgeführt. Für die Untersuchung atmosphärischer Neutrinooszillationen reicht es aus sich auf ein 2-Flavor-Oszillationsmodell mit dem Übergang  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  zu beschränken. In Abbildung 3.15, links ist die Überlebenswahrscheinlichkeit eines Myonenneutrinos in einer 2-Flavornäherung aus Gleichung 1.56 gezeigt. Für AMANDA sind die Effekte der masseinduzierten Oszillation kaum sichtbar, denn sie treten im untersuchten Energie- und Fluglängenbereich ledig-


**Abbildung 3.15.:**

Links ist die Überlebenswahrscheinlichkeit eines Myon-Neutrinos in einem 2-Flavormodell der masseinduzierten Neutrinooszillation in Abhängigkeit von der Fluglänge für verschiedene Neutrinoenergien zu sehen. Als Werte für die Oszillationsparameter wurden die von Super-Kamiokande gefundenen Werte  $\sin^2 2\Theta_m = 1$  und  $\Delta m^2 = 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4$  gewählt. Für Neutrinoenergien oberhalb 100 GeV sind Oszillationseffekte kaum messbar, wohingegen sie bei einer Energie von 30 GeV zu einer deutlichen Abnahme von Myon-Neutrinos führt. Die Abbildung auf der rechten Seite zeigt die Überlebenswahrscheinlichkeit eines Myon-Neutrinos unter der Annahme eines alternativen Oszillationsmodells. Als Oszillationsparameter wurden hier  $\sin^2 2\Theta_\beta = 1$  und  $\Delta\beta = 10^{-25}$  gewählt. Die Oszillationslänge alternativer Oszillationen nehmen mit steigender Energie ab, wodurch erst ab Energien von 100 GeV Effekte zu sehen sind, die mit zunehmender Energie stärker werden. Die grünen Bereiche in beiden Abbildungen kennzeichnen die Neutrino-Fluglängen beziehungsweise Zenitwinkel, die in der Analyse von Oszillationseffekten in dieser Arbeit eine Rolle spielen.

lich für niedrige Energien und große Fluglängen in Erscheinung. Das in Abschnitt 1.4.1 eingeführte Verhältnis aus Fluglänge zu Energie ist klein und liegt im Bereich zwischen  $0,1 \geq (L/E)/\Delta m^2 \geq 2 \cdot 10^{-5}$ . Die Ereignisse, die in dieser Analyse verwendet werden, stammen aus dem Energiebereich von 50 GeV – 10<sup>5</sup> GeV und dem Fluglängenbereich von 4360 km – 12 745 km. Somit ist kein signifikanter Einfluss durch masseinduzierte Oszillation auf die Zenitwinkelverteilung der gemessenen Ereignisse zu erwarten.

### 3.4.2. Alternative Neutrinooszillationen

Für alternative Neutrinooszillationen, die in Abschnitt 1.5 vorgestellt wurden, besitzt die Oszillationslänge eine geänderte Abhängigkeit von der Neutrinoenergie (siehe Tabelle 1.3). Während sie für masseinduzierte Oszillationen mit der Energie ansteigt ( $\propto E$ ), fällt sie für alternative Oszillationen mit steigender Energie schnell ab ( $\propto 1/E$ ). Dieses Verhalten ist in Abbildung 3.15 rechts zu erkennen, wo die Überlebenswahrscheinlichkeit für eine reine 2-Flavor-VLI(VEP)-Oszillation (siehe Gleichung 1.55) innerhalb des sensitiven Bereichs von AMANDA gezeigt ist. Die Parameter wurden hier zu  $\Delta\beta = 10^{-25}$  und  $\sin^2 2\Theta_\beta = 1$  festgelegt.

Diese Art von Oszillation sollte im sensitiven Bereich von AMANDA zu einem messbaren Defizit von Myonneutrinos und zu einer Veränderung in der Form der Zenitwinkelverteilung führen.

### 3.4.3. Überlebenswahrscheinlichkeit aus einer Kombination von alternativen und masseinduzierten Neutrinooszillationen

Betrachtet man sowohl die masseinduzierte als auch eine alternative Neutrinooszillation, berechnet sich die Überlebenswahrscheinlichkeit eines Myonneutrinos  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$  nach Gleichung 1.81 aus Abschnitt 1.6.  $P$  enthält fünf Oszillationsparameter, von welchen die der masseinduzierten Oszillation wie zuvor zu  $\Delta m^2 = 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4$  und  $\Theta_m = \pi/4$  festgelegt werden. Die Abhängigkeit der Überlebenswahrscheinlichkeit von den Parametern der alternativen Oszillation  $\Delta\beta$  und  $\Theta_\beta$ , sowie der Phase  $\eta$  wird im Folgenden anhand einiger Beispiele besprochen.

#### Maximaler Mischungswinkelbetrag $\Theta_\beta = \pm\pi/4$

Wie in Abschnitt 1.6 besprochen, liegt der interessante Bereich für die Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta\beta$  zwischen  $10^{-23}$  und  $10^{-27}$ . In Abbildung 3.16 ist  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$  in Abhängigkeit von Neutrinoenergie und -fluglänge für verschiedene  $\Delta\beta$  bei maximalem Mischungswinkel  $\Theta_\beta = \pi/4$  und einer Phase von  $\cos\eta = 1$  gezeigt. Die masseinduzierte Oszillation führt im unteren Energiebereich von 10 GeV zu starken Effekten, die zu höheren Energien schnell abnehmen und oberhalb von circa 100 GeV verschwinden. Die Energie, ab welcher die alternativen Oszillationseffekte einsetzen, wird offensichtlich durch die Wahl von  $\Delta\beta$  bestimmt. Im umrahmten Bereich, aus welchem die Ereignisse für diese Oszillationsanalyse von AMANDA stammen, ist für  $\Delta\beta = 2 \cdot 10^{-25}$  ein starker Effekt zu erkennen, der sowohl den absoluten Myonneutrinofluss reduziert als auch die Form der Zenitwinkelverteilung verändert. Der Oszillationseffekt verschiebt sich mit abnehmendem  $\Delta\beta$  zu höheren Energien. Für  $\Delta\beta = 2 \cdot 10^{-27}$  ist innerhalb des Analysebereichs nur für Energien oberhalb von 10 TeV ein Effekt zu sehen. Allerdings liegen nur circa 2% der Ereignisse aus der finalen Ereignis Selektion des Signal-Monte-Carlos in diesem Energiebereich. In der unteren Abbildung ist zu erkennen, dass die Oszillationsfrequenz für eine große Geschwindigkeitsdifferenz von  $\Delta\beta = 4 \cdot 10^{-24}$  im Analysebereich stark ansteigt, was im Mittel zu einer Halbierung des Myonneutrino flusses führt. Auswirkungen auf die Form der Zenitwinkelverteilung sind hier nicht zu erwarten. Für abnehmende Mischungswinkelbeträge nehmen auch die Effekte ab, verschwinden aber nicht völlig bei einem Mischungswinkel  $\Theta_\beta = 0$ .

Aus den Oszillationsparametern  $\Delta m^2$  und  $\Delta\beta$  kann man durch die Definition einer kritischen Energie  $E_{\text{kr}}$  eine anschauliche Größe gewinnen:

$$E_{\text{kr}} = \sqrt{\frac{\Delta m^2}{2\Delta\beta}}. \quad (3.9)$$

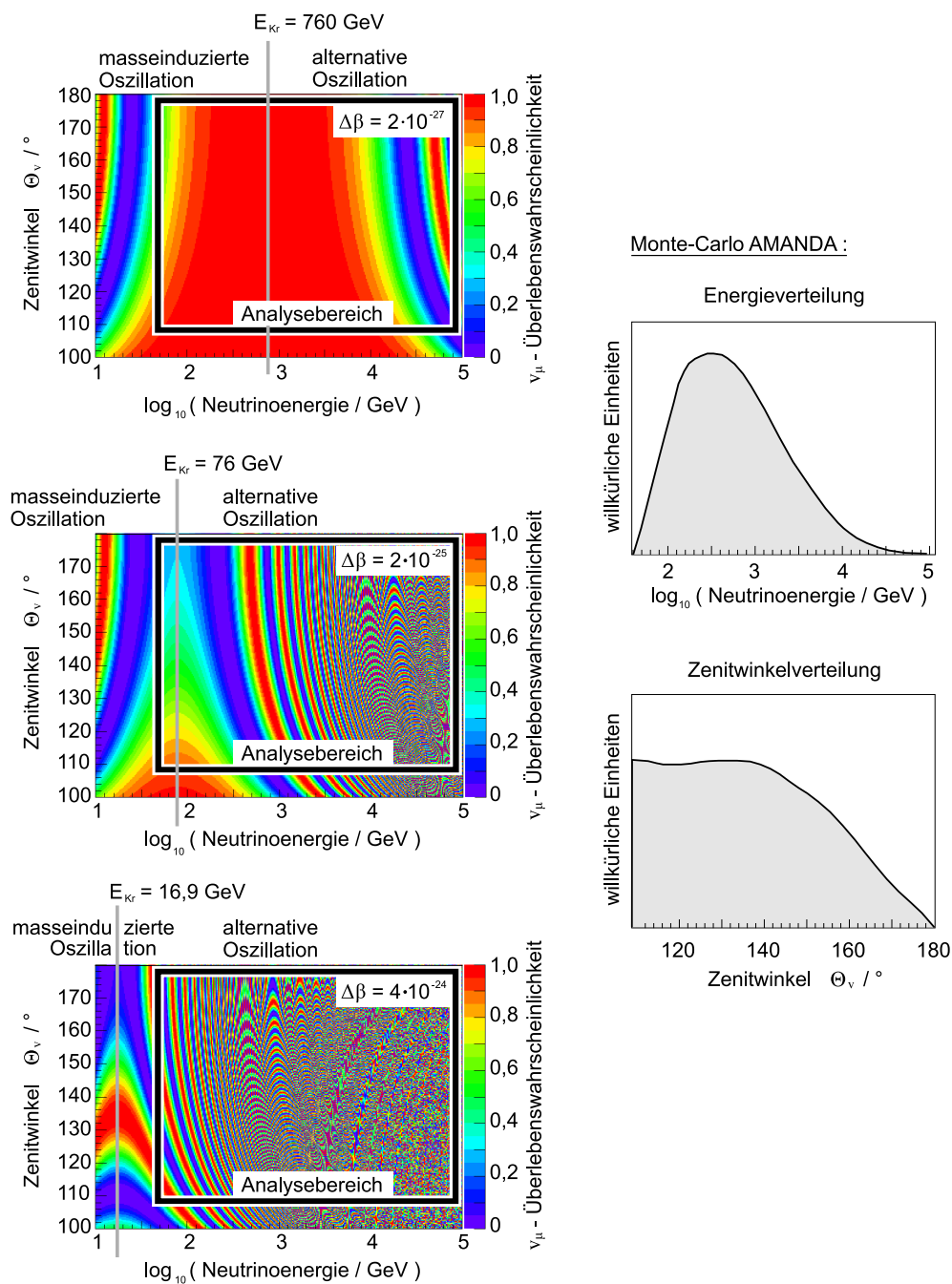
Die kritische Energie gibt an, bei welcher Neutrinoenergie  $E_\nu$  der Übergang von masseinduzierter und alternativer Oszillation liegt. Für  $E_\nu < E_{\text{kr}}$  ist die masseinduzierte Oszillation dominant, für  $E_\nu > E_{\text{kr}}$  hingegen überwiegen die Effekte der VLI(VEP)-Oszillation (siehe Abbildung 3.16).

**Verschwindender Mischungswinkel  $\Theta_\beta = 0$** 

In Abschnitt 1.6 wurde bereits festgestellt, dass es auch für einen verschwindenden Mischungswinkel  $\Theta_\beta$  zu Oszillationseffekten kommt, welche nicht denen der reinen masseinduzierten Neutrinooszillation gleichen. In Abbildung 3.17 sind die Bereiche, für welche ein Effekt zu erwarten ist, in Abhängigkeit von  $\Delta\beta$  und der Neutrinoenergie  $E$  gezeigt. Für den sensitiven Energie- und Fluglängenbereich von AMANDA sind keine signifikanten Effekte zu erwarten. Im Gegensatz dazu sollten Experimente mit einer niedrigeren unteren Energieschwelle wie Super-Kamiokande oder MACRO (siehe Abschnitt 5.5.3) in der Lage sein auch für minimale Mischungswinkel  $\Theta_\beta$  sensitiv auf alternative Oszillationseffekt zu sein.

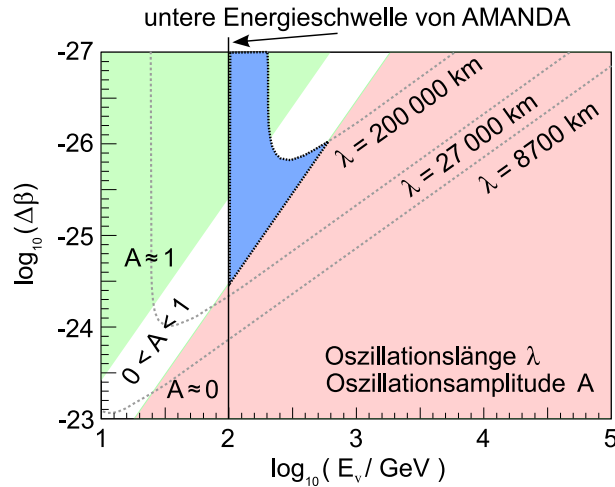
**Der Einfluss der Phase  $\eta$  auf die Überlebenswahrscheinlichkeit.**

Da der Kosinusterm der Phase  $\eta$  in der Überlebenswahrscheinlichkeit immer mit dem Sinusterm des Mischungswinkels  $\Theta_\beta$  verknüpft ist, ist der Einfluss von  $\eta$  für maximale Mischungswinkelbeträge am stärksten. Ein Vergleich der Überlebenswahrscheinlichkeiten für drei verschiedene Werte der Phase  $\eta$  (siehe Abbildung 3.18) führt nur zu leichten Veränderungen innerhalb des Analysebereichs.



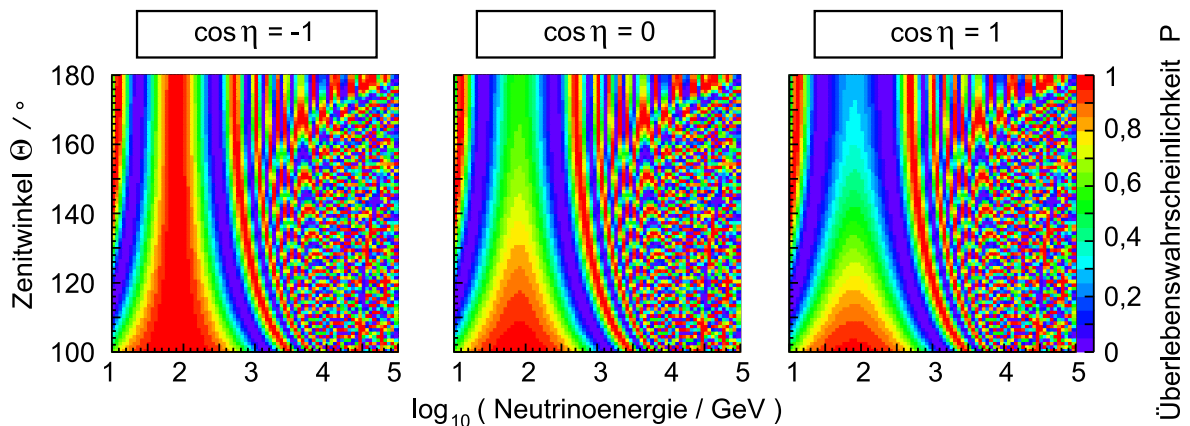
**Abbildung 3.16.:**

Die Abbildung zeigt die kombinierte Überlebenswahrscheinlichkeit eines Myonneutrinos für verschiedene Geschwindigkeitsdifferenzen  $\Delta\beta$  bei  $\Theta_\beta = \pi/4$  und  $\cos \eta = 1$ . Das jeweils umrahmte Gebiet entspricht den in dieser Analyse zugänglichen Bereichen für den Zenitwinkel ( $110^\circ \leq \Theta_\nu \leq 180^\circ$ ) und die Energie ( $50 \text{ GeV} \leq E_\nu \leq 10^5 \text{ GeV}$ ). Bei großen  $\Delta\beta$  *verwaschen* die Oszillationen im interessanten Bereich, und die Überlebenswahrscheinlichkeit liegt im Mittel bei 50%. Für  $\Delta\beta = 2 \cdot 10^{-25}$  ist ein deutlicher Effekt im interessanten Bereich sichtbar, der für weiter fallende  $\Delta\beta$  und damit steigender kritischer Energie abnimmt. Zum Vergleich sind auf der rechten Seite die Formen der Monte-Carlo-Verteilungen der finalen Ereigniseselektion dieser Analyse (siehe Abschnitt 4.6.7) abgebildet. Der Großteil der Ereignisse ist im Energiebereich um 500 GeV und im horizontalen Zenitwinkelbereich zu finden.



**Abbildung 3.17.:**

Die Abbildung zeigt die Bereiche in der  $\Delta\beta$ -Energieebene, für welche auch bei verschwindendem Mischungswinkel  $\Theta_\beta = 0$  Oszillationseffekte zu erwarten sind. Im grün eingefärbten Bereich ist die Oszillationsamplitude  $A$  maximal, wohingegen sie im roten Bereich verschwindet. Die gestreiften Linien deuten den Verlauf verschiedener Oszillationslängen  $\lambda$  an. AMANDA weist die größte Sensitivität für Werte von  $8600 \text{ km} \lesssim \lambda \lesssim 27\,000 \text{ km}$  auf, jedoch ist die Oszillationsamplitude für diesen Bereich gleich Null. Für Energien oberhalb der unteren Grenze des Sensitivitätsbereichs von AMANDA sind kleine Effekte nur im blau gekennzeichneten Bereich zu erwarten, in dem allerdings nur sehr große Oszillationslängen von  $\lambda > 27\,000 \text{ km}$  vorkommen. Nur wenige Ereignisse aus dem abschließend selektierten Monte-Carlo-Datensatz fallen in diesen Bereich, wo es nur für große Fluglängen und niedrige Energien zu Oszillationseffekten kommt. Für AMANDA sollte die alternative Oszillation bei  $\Theta_\beta = 0$  somit zu keinem signifikanten Effekt führen.



**Abbildung 3.18.:**

Der Wert der Phase  $\eta$  hat im Vergleich zu den übrigen Oszillationsparametern nur einen geringen Einfluss auf die Überlebenswahrscheinlichkeit  $P$ . Die Abbildungen zeigen, dass bei einem Mischungswinkel von  $\Theta_\beta = \pi/4$  der Oszillationseffekt für  $\cos \eta = 1$  maximal wird. Für ein  $\Theta_\beta = -\pi/4$  ergibt sich für  $P$  eine umgekehrte Abhängigkeit von der Phase.





## 4. Ereignisselektion

In diesem Kapitel werden zunächst die Methoden zur Erzeugung simulierter Ereignisse besprochen. Anschließend sind die verschiedenen Verfahren, welche man zur Spurrekonstruktion eines hochenergetischen Myons anwendet, Gegenstand der Diskussion. Darauf folgend werden die verschiedenen Variablen zur Untergrundunterdrückung beschrieben und gezeigt, nach welchen Kriterien die Säuberung der Daten von unphysikalischen Photontreffern<sup>1</sup> vonstatten geht. Der letzte Teil dieses Kapitels beschreibt die einzelnen Stufen der Selektion der in dieser Arbeit untersuchten Messdaten der Jahre 2000 bis 2003. Eine Methode kombinierter Schnitte wird vorgestellt und kommt zur Erstellung der finalen Ereignisselektion zur Anwendung.

### 4.1. Simulation von Ereignissen

Um bei Analysen der gemessenen Daten das gewünschte Neutrinosignal zu erhalten und von Untergrundeignissen trennen zu können, werden alle relevanten physikalischen Prozesse in so genannten *Monte-Carlo*-Programmen simuliert. In solchen Monte-Carlo-Programmen werden die aus Messungen und Theorien bekannten Flüsse aller Teilchen, die im Detektor ein messbares Signal liefern, nachgebildet und deren Energieverlustprozesse während der Propagation durch die Erde und das Eis simuliert. Da AMANDA das Tscherenkow-Licht durchfliegender Teilchen misst, muss dessen Ausbreitung in Abhängigkeit der Eiseigenschaften simuliert werden. Im letzten Schritt der Simulation bilden Monte-Carlo-Programme das Detektorverhalten auf das Lichtsignal nach.

In dieser Arbeit spielen die schauerartigen Ereignisse aus Neutrino-NC-Reaktionen oder aus CC-Reaktionen von Elektron- oder Tauneutrinos keine Rolle. Nur die spurartigen, von Myonen ausgelösten Ereignisse sind von Interesse. Deshalb wird im Folgenden auch nur auf diejenigen Monte-Carlo-Programme eingegangen, welche die Erzeugung von atmosphärischen Myonen und neutrinoinduzierten Myonen übernehmen.

Die Ergebnisse der einzelnen Monte-Carlo-Programme werden innerhalb des in Abschnitt 3.3.1 vorgestellten, kollaborationseigenen F2000-Datenformats abgelegt, welches als gemeinsame Schnittstelle für gemessene und simulierte Daten, sowie für später angewendete Analyseprogramme dient. Simulierte Myonen werden zeilenweise als Spuren mit den charakteristischen Größen Erzeugungsort und -zeit, Flugrichtung, Energie und Spurlänge abgelegt. Ist das Myon neutrinoinduziert, werden zusätzlich zu den Parametern der Myonspur auch diejenigen des ursprünglichen Neutrinos mit aufgezeichnet. Ebenso werden die Teilchen, die in Sekundärprozessen entstehen, als eigenständige Spuren gespeichert. Dazu zählen Informationen zu hadronischen oder elektromagnetischen Schauern, die am Neutrino-Myon-Vertex oder während der Propagation eines hochenergetischen Myons durch das Eis auftreten können. Die Photontreffer werden, auf die gleiche Weise wie in den gemessenen Daten, zeilenweise und in Form von drei charakteristischen Größen aufgezeichnet.

---

<sup>1</sup>Als *Treffer* oder *Photontreffer* wird das Signal bezeichnet, welches ein Photon in einem Sekundärelektronenvervielfacher erzeugt und dessen charakteristische Informationen vom Datennahmesystem aufgezeichnet wurden.

#### 4.1.1. Simulation atmosphärischer Myonen

Den absolut dominanten Untergrund im von AMANDA gemessenen Datensatz bilden hochenergetische atmosphärische Myonen. Ab Energien von etwa 400 GeV erreichen sie den Detektor in circa 1500 m Tiefe problemlos. Für steigende Zenitwinkel nimmt der Untergrund bis zum Bereich des Horizonts ( $\Theta \lesssim 90^\circ$ ) schnell ab, da die atmosphärischen Myonen in diesem Fall eine weitaus größere Strecke durch das Eis bis zum Detektor zurücklegen müssen und absorbiert werden, bevor sie AMANDA erreichen. Von unterhalb des Horizonts dringen praktisch keine atmosphärischen Myonen bis zum Detektor vor. Da AMANDA ohnehin nur von unten kommende Myonen eindeutig als neutrinoinduziert identifizieren kann, werden in späteren Selektionsschritten alle Ereignisse, die als von oben kommend rekonstruiert werden, verworfen.

Atmosphärische Myonen können mit dem Programm *CORSIKA*<sup>2</sup> [HKC<sup>+</sup>98, Chi02] im Rahmen der Simulation hochenergetischer Luftschauer erzeugt werden. *CORSIKA* bildet Luftschauer nach, welche von der primären kosmischen Strahlung mit Primärteilchenenergien bis  $10^{11}$  GeV verursacht werden und verwendet dazu das Wechselwirkungsmodell QGSJET für hochenergetische Teilchen. Atmosphärische Neutrinos werden in *CORSIKA* nicht berücksichtigt. Die Erzeugung eines Untergrund-Datensatzes aus atmosphärischen Myonen für diese Analyse ist jedoch mit heutigen Rechnerkapazitäten nicht zu bewerkstelligen, da die Anzahl der Untergründereignisse die der Signalereignisse um den Faktor  $10^7$  übersteigt. Um für die Analyse von Oszillationsphänomenen in dieser Arbeit einen möglichst untergrundfreien Datensatz zu erhalten, werden nur Ereignisse selektiert, die Zenitwinkel  $\Theta \geq 110^\circ$  aufweisen. Ein Untergrund aus fehlrekonstruierten atmosphärischen Myonen ist für diesen Winkelbereich nicht zu erwarten, wie Erfahrungen aus anderen AMANDA-Analysen zeigen.

#### 4.1.2. Simulation von Neutrinoereignissen

Die Simulation von Neutrinoereignissen wird mit dem innerhalb der AMANDA-Kollaboration entwickelten Programm *NUSIM* [Hil96] durchgeführt. Es ermöglicht sowohl die Simulation von atmosphärischen Neutrinos als auch von Punktquellen extraterrestrischer Neutrinos. Letztere spielen in dieser Arbeit keine Rolle.

Der Simulation des Flusses atmosphärischer Neutrinos liegt das Flussmodell von Lipari [LS91] zugrunde. *NUSIM* bietet die Möglichkeit Neutrinoflüsse mit beliebigem Energiespektrum  $E^{-\gamma}$  und beliebigem Zenitwinkelbereich zu erzeugen. Aufgrund der Tatsache, dass mit AMANDA nur von unten kommende Myonen  $\Theta \geq 90^\circ$  als neutrinoinduziert identifiziert werden können, lässt man *NUSIM* lediglich Neutrinos mit Zenitwinkeln  $\Theta_\nu \geq 80^\circ$  erzeugen<sup>3</sup>.

*NUSIM* simuliert sowohl NC- als auch CC-Reaktionen von Neutrinos. Um den Rechenaufwand in Grenzen zu halten verhindert man, dass Neutrinos auf ihrem Weg durch die Erde wechselwirken und lässt sie erst in Detektornähe reagieren. Im Gegenzug zu diesen Vereinfachungen muss man für jedes Ereignis statistische Gewichte einführen, die widerspiegeln wie wahrscheinlich ein so erzwungenes Verhalten ist. Die statistischen Gewichte erlauben auch das Energiespektrum eines einmal erzeugten Datensatzes simulierter Ereignisse zu ändern und somit beispielsweise zwischen einem Neutrino-punktquellenspektrum ( $E^{-2}$ ) oder einem atmosphärischen Neutrinospektrum ( $E^{-3,7}$ ) zu wählen.

---

<sup>2</sup>In Karlsruhe im Rahmen des KASCADE-Experiments entwickeltes Monte-Carlo-Programm zu Simulation ausgedehnter Luftschauer.

<sup>3</sup>Man erzeugt auch Neutrinos über dem Horizont, um Randeffekte bei  $\Theta = 90^\circ$  zu vermeiden und die Rekonstruktionsverfahren zu testen.

NUSIM erzeugt im Falle einer Neutrino-CC-Reaktion in Detektornähe die Spur des hochenergetischen Myons und die dazugehörigen hadronischen Schauer. Die Neutrinowirkungsquerschnitte, die in NUSIM verwendet werden stammen aus [Hil97], die Partonverteilungsfunktionen aus [MSR95]. Die energieabhängige Winkeldifferenz zwischen Neutrino- und Myonflugbahn wird in NUSIM nicht berücksichtigt, sondern beide Flugrichtungen als identisch angenommen, was ab Neutrinoenergien im TeV-Bereich in guter Näherung gilt (siehe Abschnitt 3.1.3.1). Effekte aus Neutrinooszillationen werden in NUSIM ebenfalls außer Acht gelassen. Für die Oszillationsanalyse dieser Arbeit werden diese Effekte im simulierten Datensatz für jedes einzelne Ereignis durch eine Gewichtung mit der Überlebenswahrscheinlichkeit eines Myonneutrinos berücksichtigt (siehe Abschnitt 5.2.1).

#### 4.1.3. Simulation der Propagation von Myonen im Eis

Welchen Energieverlustprozessen Myonen im Eis unterliegen ist in Abschnitt 3.1.4 besprochen worden. Die Simulation der Myonpropagation im Eis wird mit dem Programm *MMC*<sup>4</sup> [CR01] durchgeführt. Es bildet sowohl die kontinuierlichen als auch die stochastischen Energieverlustprozesse nach. Letztere spielen erst ab einer Myonenergie von  $E_\mu \geq 10^3$  GeV eine Rolle (siehe Abschnitt 3.1.3.1). Die in MMC verwendeten Wirkungsquerschnitte stammen aus [RC99].

#### 4.1.4. Simulation der Lichtpropagation im Eis

Zur Nachbildung der Photonpropagation im Eis wird das Programm *PTD*<sup>5</sup> [Kar99] genutzt. Es berechnet die Nachweiswahrscheinlichkeit für Tscherenkow-Photonen aus Tabellen, in welchen die Wahrscheinlichkeitsverteilungen von Photonen in Abhängigkeit von OM-Position und OM-Orientierung relativ zur Myonspur abgelegt sind. Die Simulation der Propagation jedes einzelnen Photons, welches entlang der Myonspur aus Tscherenkow-Strahlung oder in Schauern entsteht, wäre zu zeitaufwändig. Als weitere Parameter gehen die deponierte Energiemenge und die Zeitverzögerung  $t_{\text{res}}$ , mit der ein Photon aufgrund von Streuung im Eis ein optisches Modul erreicht, mit in die Berechnungen ein. Anstatt eines vollen Tscherenkow-Wellenlängenspektrums werden in PTD nur Photonen mit 420 nm simuliert.

Die Eiseigenschaften spielen bei der Berechnung der Lichtpropagation eine wichtige Rolle. In der Simulation durch PTD werden die Eigenschaften des Eises, welches ein Photon durchquert, jeweils aus der lokalen Umgebung des nachweisenden optischen Moduls bestimmt und für den gesamten Weg des Photons als homogen angenommen. Wie in Abschnitt 3.1.4 gezeigt, weist das Südpoleis aber horizontale Lagen erhöhter Absorptions- und Streueigenschaften auf. Photonen, die lange Wege durch das Eis zurücklegen, sind somit tiefenabhängigen Effekten unterworfen, die im Programm PTD nicht berücksichtigt werden. Somit wird durch PTD lediglich das letzte Teilstück des Weges des Photons korrekt simuliert. Das gegenwärtig als Standard in AMANDA-Analysen und auch in dieser Arbeit verwendete *MAM*<sup>6</sup>-Eismodell, welches in PTD verwendet wird und die Eiseigenschaften um die jeweiligen Photomultiplier liefert, ist aus der Vermessung der Zeitresiduen  $t_{\text{res}}$  in Ereignissen aus atmosphärischen Myonen entstanden [H<sup>+</sup>02]. Aus Vergleichen von Daten und Simulationen passt man den Absorptionskoeffizienten des Eises in Abhängigkeit der Tiefe an. Als Resultat wird das Eis in sechzehn horizontale Lagen bestehend aus vier unterschiedlichen Eistypen unterteilt.

<sup>4</sup>MMC = Muon Monte Carlo

<sup>5</sup>PTD = Photon Transport and Detection

<sup>6</sup>MAM = Muon Absorption Modell

Ein sich noch in der Entwicklung befindliches Programm namens *Photonics* [Mio01] versucht die Lichtausbreitung im Eis noch differenzierter zu simulieren. Anstatt die Eiseigenschaften mit einem Stufenmodell wie im MAM-Modell zu beschreiben, werden hier die in Abbildung 3.6 gezeigten wellenlängen- und tiefenabhängigen Änderungen der Absorptions- und Streueigenschaften des Eises voll in die Simulation integriert. Erste Ergebnisse zeigen aber keinen signifikanten Einfluss der veränderten Eiseigenschaften auf simulierte Ereignisse [Lan05].

### 4.1.5. Simulation der Detektorantwort

Die Detektorantwort auf die mit PTD gewonnenen Photonverteilungen wird durch das Programm *AMASIM* [Hun99] simuliert. AMASIM berechnet aus den Photonverteilungen die Photonankunftszeiten und Pulsformen für jedes optische Modul. Dabei sind sowohl die Eigenschaften jedes einzelnen Photomultipliers wie relative Sensitivität, Position des Ein-Photon-Maximums, Dunkelrauschrate, Diskriminatorschwelle und das Nachpulsverhalten, als auch die Transmissionseigenschaften des Glases und des optischen Gels zu berücksichtigen. Ebenso fließt die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit eines Photons vom Einfallswinkel relativ zur OM-Achse in die Simulation ein. Schließlich werden Effekte, die während des Signaltransports zur Oberfläche auftreten und das Verhalten der Elektronik zur Signalauslese beeinflussen, in die Simulation einbezogen.

Elektronische Artefakte, zeitweise Ausfälle von elektronischen Bauteilen sowie ausgefallene oder sich ungewöhnlich verhaltende optische Module, können von AMASIM nicht berücksichtigt werden.

## 4.2. Spurrekonstruktion

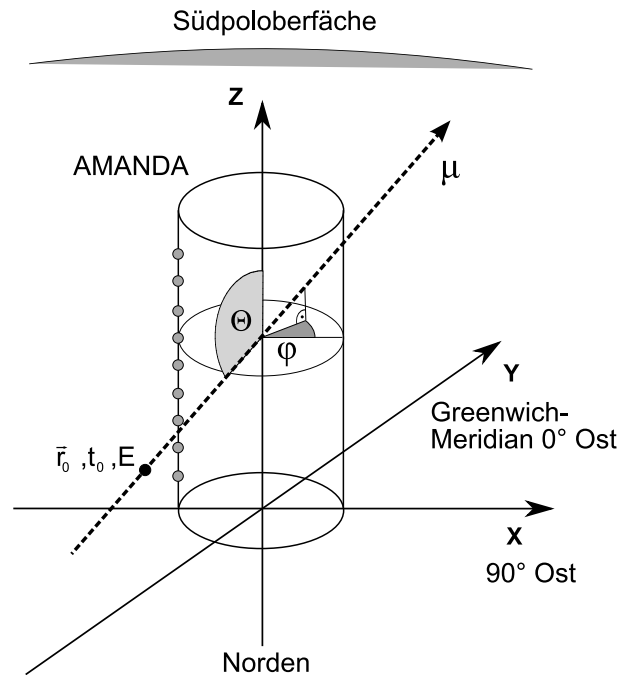
Um die Spur eines Myons aus den Daten eines vom Myon-Datennahmesystem erfassten Ereignisses zu rekonstruieren, stehen grundsätzlich folgende Größen zur Verfügung:

- Ortskoordinaten der (getroffenen) optischen Module  $\vec{r}_i$
- Photonankunftszeiten  $t_i$ , Pulslängen  $T_{TOT}$  und Pulshöhen  $A_{exp}$

Aus Kenntnis der Eiseigenschaften und der Myongeschwindigkeit ( $\beta = 1$ ) ist außerdem der Tscherenkow-Winkel, unter dem die Photonen entlang der Myonbahn abgestrahlt werden, bekannt. Er liegt bei  $\Theta_T = 41^\circ$ .

### 4.2.1. Spurparameter im AMANDA-Koordinatensystem

AMANDA nutzt ein rechtshändiges, kartesisches Koordinatensystem, das sich am Erdkoordinatensystem orientiert und somit die Erdrotation mitausführt. Aus Abbildung 4.1 kann man ersehen, dass die X-Y-Ebene parallel zur Südpoloberfläche liegt, wobei die Y-Achse in Richtung des Nullmeridians zeigt. Die Z-Achse zeigt vom Eisinneren senkrecht nach oben. Die Positionen der optischen Module im Eis  $\vec{r}_i = (x_i, y_i, z_i)$  werden relativ zum Ursprung festgelegt, welcher sich in einer Tiefe von 1730 m im Zentrum des Detektors befindet. Die OM-Positionen sind mit einer Genauigkeit von 1 m (siehe Abschnitt 4.4.1) bekannt. Um die Spur eines hochenergetischen Myons beschreiben zu können, muss sie durch geeignete Größen parametrisiert werden. Dies geschieht durch ein einfaches Geradenmodell. Der Aufpunkt oder *Vertex*  $(\vec{r}_0, t_0)$  ist ein frei wählbarer Raumzeitpunkt auf der Myonspur. Ihre Richtung wird



**Abbildung 4.1.:**

Die Abbildung zeigt, wie das AMANDA-Koordinatensystem relativ zu Erdkoordinaten festgelegt ist. Myonspuren werden durch ihren Zenitwinkel  $\Theta$  und Azimutwinkel  $\phi$  beschrieben. Somit weisen von oben kommende Spuren einen Zenitwinkel von  $\Theta = 0^\circ$ , von unten kommende einen Zenitwinkel von  $\Theta = 180^\circ$  auf.

in Kugelkoordinaten durch den Zenitwinkel  $\Theta$  und den Azimutwinkel  $\phi$  beschrieben. Die Orientierung weist, wie bei Angabe einer Windrichtung in der Meteorologie, entgegengesetzt zur Bewegungsrichtung. Von Richtung Nordpol kommenden Spuren wird somit ein Zenitwinkel von  $\Theta = 180^\circ$  zugeordnet.

Die Energie eines Myons wird als ein weiterer möglicher Rekonstruktionsparameter in den meisten Analysen und Rekonstruktionsverfahren nicht bestimmt. Eine Energiebestimmung ist aus in Abschnitt 3.1.3.1 genannten Gründen sehr schwierig und gelingt nur für sehr hoch-energetische Myonen  $E_\mu \geq 10^3 \text{ GeV}$ . Nimmt man die Energie in den Spurparametersatz  $SP$  auf, verbindet man sie zweckmäßig mit dem Vertex. Diesem muss dann die passende Energie zugeordnet werden. Der Spurparametersatz ergibt sich zu:

$$SP \rightarrow SP(\vec{r}_0, t_0, \Theta, \phi, (E)) . \quad (4.1)$$

Während man auf diese Weise die kontinuierlichen Energieverluste gut beschreiben kann, können die stochastischen Energieverluste, bei welchen das Myon abrupt eine große Menge an Energie verliert, so nicht erfasst werden.

#### 4.2.2. Verschiedene Verfahren zur Spurrekonstruktion

Je nach Analysestufe und der damit verbundenen Datenmenge kommen zu Anfang einfache und schnelle, in höheren Stufen aufwendigere Rekonstruktionsverfahren zum Einsatz. Die

schnelleren Verfahren, wie *Direct-Walk*<sup>7</sup> oder *JAMS*<sup>8</sup> werden zu Beginn der Datenanalyse zur schnellen Beseitigung des Untergrundes aus abwärtslaufenden atmosphärischen Myonen angewendet. Zusätzlich liefern sie eine Spurehypothese, die als Ausgangspunkt für genauere Rekonstruktionsverfahren dient. In höheren Analysestufen mit deutlich weniger verbliebenen Ereignissen greift man auf rechenintensive Likelihood-Verfahren zurück, die eine genauere Spurehypothese errechnen.

#### 4.2.2.1. Direct-Walk-Rekonstruktion

Die so genannte *Direct-Walk*-Methode wurde zur schnellen Spurrekonstruktion entwickelt und beinhaltet drei Einzelschritte. Zunächst sucht man nach koinzidenten direkten Photontrefferpaaren in allen Treffern eines Ereignisses. Selektiert werden diejenigen Paare, welche die Bedingung

$$\frac{D_{ij}^{\text{OM}}}{c_{\text{vak}}} - 30 \text{ ns} < \Delta t_{ij}^{\text{tr}} < \frac{D_{ij}^{\text{OM}}}{c_{\text{vak}}} + 30 \text{ ns} \quad \text{mit} \quad D_{ij}^{\text{OM}} > 50 \text{ m} \quad (4.2)$$

erfüllen.  $D_{ij}^{\text{OM}}$  bezeichnet den Abstand zweier getroffener OM.  $\Delta t_{ij}^{\text{tr}}$  ist die Zeitdifferenz zwischen den beiden Photontreffern. Die Verbindungslinie zwischen beiden getroffenen OM stellt eine gute Schätzung für den momentanen Ort des Myons ( $\vec{r}, t$ ) und dessen Flugrichtung ( $\Theta, \phi$ ) dar. Somit erhält man für jedes qualifizierte Trefferpaar ein Spurelement. Für Ereignisse mit vielen Treffern reduziert man aus Geschwindigkeitsgründen das Zeitfenster aus Gleichung 4.2 von 30 ns schrittweise um 5 ns.

Im zweiten Schritt werden aus den gefundenen Spurelementen volle Spuren erzeugt. Unter Einbeziehung der übrigen Treffer erhält man eine Spurehypothese. Über einfache Qualitätskriterien können eine Vielzahl von Spurelementen ausgeschlossen werden. Es verbleiben nur solche, deren Qualität 70% von der maximal gefundenen Qualität erreichen.

Für den wahrscheinlichen Fall, dass mehrere Spurekandidaten A, B, ..., X mit guter Qualität gefunden werden, zählt man im letzten Schritt für jeden Spurekandidaten (z.B. A) die restlichen Spurekandidaten (B bis X), die innerhalb eines Raumwinkels von 15° um A liegen. Diesen Vorgang wiederholt man für jeden einzelnen Spurekandidaten. Ausgewählt wird letztlich derjenige mit den meisten zugeordneten Spurehypthesen. Die endgültige Spurehypothese wird dann aus dem Mittel der zugeordneten Spurehypthesen berechnet. Mit dem *Direct-Walk*-Verfahren erreicht man eine Winkelauflösung von etwa 10°.

#### 4.2.2.2. JAMS-Rekonstruktion

Die so genannte *JAMS*-Rekonstruktion ist eine Weiterentwicklung der *Direct-Walk*-Methode zur schnellen Spurrekonstruktion. *JAMS* wurde speziell zur Identifikation von Ereignissen koinzidenter, von oben kommender Myonen entwickelt. Durchqueren sie den Detektor mit einer kleinen Zeitdifferenz<sup>9</sup> und kommen von unterschiedlichen Richtungen, wird für solche Ereignisse oft fälschlicher Weise ein aufwärts fliegendes Myon rekonstruiert.

Die *JAMS*-Rekonstruktion besteht aus drei Schritten: Zunächst wird im Treffermuster des Ereignisses nach Trefferkonzentrationen gesucht. Dann werden für gefundene Trefferanhäufungen jeweils die Spureparameter mittels eines schnellen Likelihood-Verfahrens berechnet.

---

<sup>7</sup>Direct-Walk = direkter Spaziergang

<sup>8</sup>JAMS = Just Another Muon Search

<sup>9</sup>kleiner als das Trigger-Fenster von 2,5  $\mu$ s

Abschließend werden die Einzelspuren auf ihre Qualität basierend auf topologischen Kriterien getestet. Maximal drei qualitativ gute Spuren, die sich mindestens um  $15^\circ$  im Raumwinkel unterscheiden müssen, werden ausgewählt. Eine genauere Beschreibung des Verfahrens ist in [Ste02] zu finden. JAMS erreicht eine bessere Winkelauflösung als das Direct-Walk-Verfahren und kann zusätzlich den Untergrund aus koinzidenten atmosphärischen Myonen effizient entfernen.

#### 4.2.2.3. Iterative Likelihood-Rekonstruktionsverfahren

Die Likelihood-Funktion  $\mathcal{L}$  einer Spurhypothese<sup>10</sup> beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein gemessenes Photontreffermuster  $T(\vec{r}_i, t_i)$  mit einer Spurhypothese  $SP(\vec{r}_0, t_0, \Theta, \phi)$ <sup>11</sup> übereinstimmt.  $\mathcal{L}$  wird aus dem Produkt der Wahrscheinlichkeitsdichten  $P(\vec{r}_i, t_i | \vec{r}_0, t_0, \Theta, \phi)$  gebildet:

$$\mathcal{L}(\vec{r}_0, t_0, \Theta, \phi) = \prod_{i=1}^{N_{tr}} P(\vec{r}_i, t_i | \vec{r}_0, t_0, \Theta, \phi) . \quad (4.3)$$

Vergleicht man mehrere Spurhypothesen mit einem Treffermuster ist diejenige die wahrscheinlichste, für welche man den größten Likelihood-Wert erhält. Oft wird der mathematisch einfachere zu behandelnde Logarithmus der Likelihood-Funktion  $L$  zur Ermittlung einer Spurhypothese benutzt. Aus technischen Gründen verwendet man den negativen natürlichen Logarithmus. Die *Log-Likelihood*-Funktion ergibt sich zu

$$L(\vec{r}_0, t_0, \Theta, \phi) = -\ln(\mathcal{L}) = -\ln\left(\prod_{i=1}^{N_{tr}} \mathcal{L}\right) = -\sum_{i=1}^{N_{tr}} \ln[P(\vec{r}_i, t_i | \vec{r}_0, t_0, \Theta, \phi)] . \quad (4.4)$$

Die negative Log-Likelihood-Funktion  $L$  wird für das wahrscheinlichste Treffermuster minimal. Dieses Verhalten macht man sich in so genannten *Maximum-Likelihood-Verfahren* zu nutze. Dort werden die Spurparameter  $\vec{r}_0$ ,  $t_0$ ,  $\Theta$  und  $\phi$  mit Hilfe eines Minimierungsverfahrens solange variiert, bis  $L$  minimal und somit die Likelihood-Funktion  $\mathcal{L}$  maximal wird.

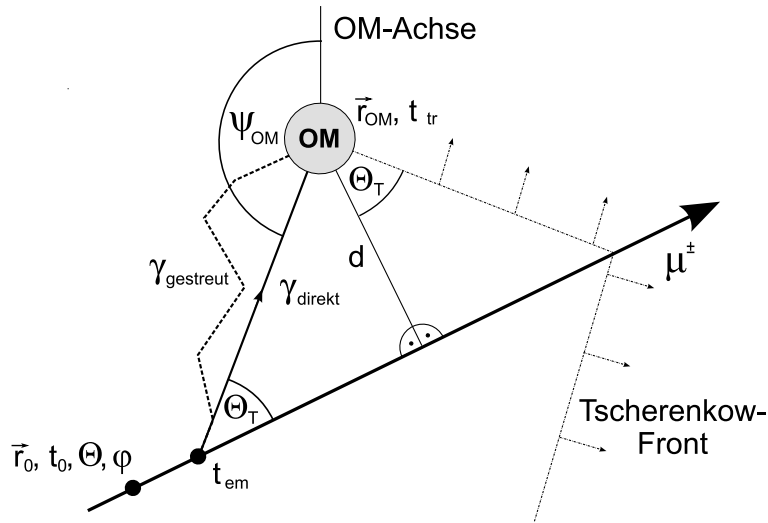
Im Allgemeinen werden zum Auffinden des Minimums numerische Verfahren genutzt, die aus dem Parametersatz einer Starthypothese für eine Spur die Funktion  $L$  minimieren. Das für die negativen Log-Likelihood-Funktionen dieser Arbeit verwendete Minimierungsverfahren ist der so genannte *SIMPLEX-Algorithmus* [PTVF97]. Um zu vermeiden, dass das Minimierungsverfahren ein lokales und nicht das globale Minimum der negativen Log-Likelihood-Funktion findet, hat sich ein so genanntes *iteratives* Likelihood-Verfahren als zweckmäßig erwiesen. Hierbei werden die Winkelkoordinaten der Spur  $\Theta$  und  $\phi$  nach jedem Minimierungsdurchlauf durch ein Zufallsverfahren variiert. Die Spurhypothese mit dem niedrigsten Wert aus allen Iterationen wird dann ausgewählt. Im Folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Likelihood-Verfahren besprochen.

#### 4.2.2.4. Die Pandel-Funktion zur Beschreibung der zeitlichen Verteilung der Lichtsignale

Die schnellen Rekonstruktionsverfahren Direct-Walk und JAMS vernachlässigen Streuphänomene und betrachten zur Berechnung einer Spurhypothese alle Photontreffer als *direkte*

<sup>10</sup>Die Spurhypothese kann beispielsweise aus einem der analytischen Rekonstruktionsverfahren Direct-Walk oder JAMS stammen.

<sup>11</sup>Die Energie des Myons wird aufgrund der schwer zu rekonstruierenden Energie nur in sehr wenigen Rekonstruktionsverfahren als Parameter mit angepasst.



**Abbildung 4.2.:**

Die Abbildung zeigt die Größen, welche man zur Parametrisierung einer Myonspur benötigt. Der Aufpunkt  $(\vec{r}_0, t_0)$  ist ein frei wählbarer fester Punkt auf der Myonspur. Ihre Richtung wird durch die beiden Winkel  $\Theta$  und  $\phi$  beschrieben. Tscherenkow-Photonen werden entlang der Myonspur zu einer Zeit  $t_{em}$  unter einem charakteristischen Winkel  $\Theta_T$  abgestrahlt. Manche Photonen gelangen ohne gestreut zu werden bis zum Photomultiplier eines optischen Moduls  $(\vec{r}_{OM}, t_{tr})$  und werden als direkte Treffer bezeichnet. Andere legen einen mitunter deutlich längeren Weg im Eis zurück, bevor sie ein OM erreichen, da sie mehrfach gestreut werden. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein OM ein Photon registriert, hängt unter anderem vom Winkel  $\psi_{OM}$  zwischen einfallendem Photon und OM-Achse ab.

Treffer, die aus ungestreuten Tscherenkow-Photonen stammen. Zur möglichst genauen Berechnung einer Myonspur muss die Streuung von Photonen auf ihrem Weg durch das Eis mit in Betracht gezogen werden. Im Gegensatz zu ungestreuten Photonen legen gestreute immer einen längeren Weg im Eis zurück, bevor sie ein optisches Modul erreichen. Somit ergibt sich eine zeitliche Differenz zwischen dem gemessenen Trefferzeitpunkt  $t_{tr}$  und dem erwarteten Zeitpunkt  $t_{erw}$  eines direkten Photontreffers. Diese Differenz wird als Zeitresiduum  $t_{res}$  bezeichnet. Eine gute Spurhypothese sollte daher möglichst nur positive  $t_{res}$  aufweisen<sup>12</sup>. Das Zeitresiduum ergibt sich zu:

$$t_{res} = t_{tr} - t_{erw} = t_{tr} - \frac{d}{c_{Eis} \cdot \sin\Theta_T} - t_{em} . \quad (4.5)$$

Hier sind  $\Theta_T$  der Tscherenkow-Winkel,  $d$  der Abstand von Myonspur zum OM und  $c_{Eis}$  die Lichtgeschwindigkeit im Medium Eis. In Abbildung 4.2 ist der Zusammenhang zwischen dem Zeitresiduum  $t_{res}$ , der Emissionszeit  $t_{em}$  und der aufgezeichneten Zeit  $t_{tr}$  zu sehen. Ist  $t_{res} = 0$  handelt es sich um einen direkten Treffer.

Die so genannte *Pandel-Funktion* [Pan96] beschreibt die Verteilung der Zeitresiduen in Abhängigkeit vom effektiven Abstand  $d_{eff}$ , der sich vom geometrischen Abstand  $d_{\perp}$  zwischen Myonspur und Photomultiplier unterscheidet. Der effektive Abstand  $d_{eff}$  bezieht den Einfall-

<sup>12</sup>Der Fehler auf die Zeitaufösung eines Photomultipliers, der auch als Photomultiplier-Jitter (= Zittern) bezeichnet wird, kann zu leicht negativen  $t_{res}$  führen.



winkel  $\psi_{\text{OM}}$  des Photons relativ zur OM-Achse und somit die abnehmende Sensitivität eines Photomultipliers für nicht senkrecht einfallende Photonen in die Beschreibung der Zeitresiduenverteilung ein.  $d_{\text{eff}}$  wurde in [A<sup>+</sup>04b] angepasst zu

$$d_{\text{eff}} = 0,84 \cdot d_{\perp} + (3,1 - 3,9 \cdot \cos \psi_{\text{OM}} + 4,6 \cdot \cos^2 \psi_{\text{OM}}). \quad (4.6)$$

Im Folgenden wird für den effektiven Abstand neben  $d_{\text{eff}}$  auch die Abkürzung  $d$  verwendet. Die Pandel-Funktion hat die Form:

$$P(t_{\text{res}}, d) = \frac{1}{N(d)} \cdot \frac{(t_{\text{res}})^{\frac{d}{\lambda} - 1} \cdot \tau^{-\frac{d}{\lambda}}}{\Gamma\left(\frac{d}{\lambda}\right)} \cdot e^{-\frac{t_{\text{res}}}{\tau} - \frac{t_{\text{res}} c_{\text{Eis}}}{\lambda_{\text{abs}}} - \frac{d}{\lambda_{\text{abs}}}}, \quad (4.7)$$

mit der Normierung:

$$N(d) = e^{-\frac{d}{\lambda_{\text{abs}}}} \left(1 + \frac{\tau \cdot c_{\text{Eis}}}{\lambda_{\text{abs}}}\right)^{-\frac{d}{\lambda}}. \quad (4.8)$$

Die freien Parameter  $\lambda$  und  $\tau$  werden ebenso wie die Absorptionslänge  $\lambda_{\text{abs}}$  aus Simulationen bestimmt. Sie ergeben sich zu  $\tau = 557 \text{ ns}$ ,  $\lambda = 33,3 \text{ m}$  und  $\lambda_{\text{abs}} = 98 \text{ m}$  [A<sup>+</sup>04b].

In den gemessenen Daten beeinflusst die Zeitaufösung der Photomultiplier die Verteilung der Zeitresiduen. Die korrekte Verteilung der Zeitresiduen wird durch die Faltung der Pandel-Funktion mit einer Gauß-Funktion der Breite  $\sigma_t = 15 \text{ ns}$  beschrieben. Da das Faltungsintegral keine einfache analytische Lösung besitzt, wird die Verteilung der Zeitresiduen in der Praxis in drei Abschnitte eingeteilt. Für große Zeitresiduen bleibt die Pandel-Funktion unverändert, für kleine  $t_{\text{res}}$  wird ausschließlich der Gauß-Anteil verwendet. Der Bereich dazwischen ( $0 - 2\pi\sigma_t$ ) wird durch ein Polynom angepasst, was aber zu unerwünschten Effekten für Abstände zwischen  $d = (25 - 50) \text{ m}$  führt (siehe Abbildung 4.3).

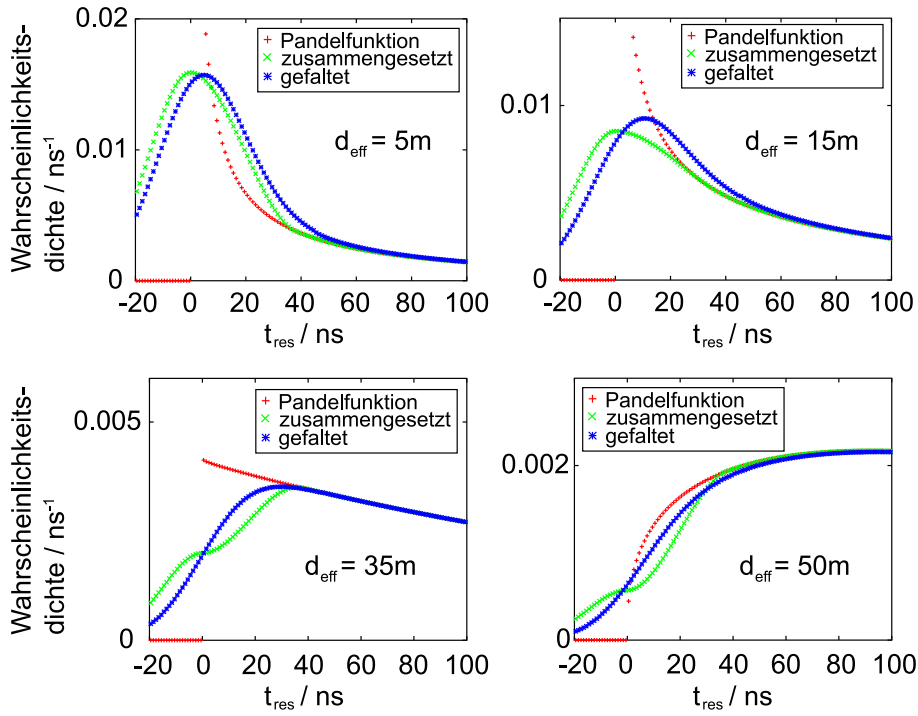
Eine bessere Beschreibung der Verteilung der Zeitresiduen liefert eine halbanalytische Faltung von Gauß- und Pandel-Funktion, die in [Neu04] beschrieben ist. Im Gegensatz zur zusammengesetzten Pandel-Funktion kommt es bei der halbanalytische gefalteten nicht zu den unphysikalischen Schwankungen im zuvor problematischen Bereich. Allerdings ist Anwendung der halbanalytisch gefalteten Pandel-Funktion rechenzeitintensiver und kann daher erst in höheren Analysestufen zum Einsatz kommen.

#### 4.2.2.5. Die Bayesische Methode zur Spurrekonstruktion

Die Bayesische Methode ist ein Likelihood-Verfahren, welches genutzt wird, um die Wahrscheinlichkeit zu ermitteln, ob ein fälschlicherweise als von unten kommend rekonstruiertes Myon eigentlich ein von oben kommendes atmosphärisches Myon ist. In diesem Verfahren wird das Theorem von Bayes verwendet. Es beschreibt den Zusammenhang zwischen bedingten Wahrscheinlichkeiten. Sind  $A$  und  $B$  Aussagen gibt  $P(A|B)$  die bedingte Wahrscheinlichkeit an, dass die Aussage  $A$  unter der Voraussetzung von  $B$  zutrifft:

$$P(A|B) = P(B|A) \frac{P(A)}{P(B)}. \quad (4.9)$$

Bei der Ereignisselektion kann man sich das Theorem von Bayes zu Nutze machen, indem man die Tatsache berücksichtigt, dass auf niedriger Filterstufe der gemessenen Daten die Anzahl der abwärtslaufenden Spuren die der aufwärts laufenden stark übersteigt. Man identifiziert die Annahme  $A$  mit einer Spurhypothese  $SP(\vec{r}_0, t_0, \Theta, \phi)$  und  $B$  mit dem gemessenen Treffermuster  $T(\vec{r}_i, t_i)$ .  $P(A)$  beschreibt die A-priori-Kenntnis, wie wahrscheinlich es

**Abbildung 4.3.:**

Zu sehen sind die Verteilungen der Zeitresiduen  $t_{\text{res}}$  für verschiedene effektive Entfernungen  $d_{\text{eff}}$  zwischen der Spurhypothese und dem getroffenen optischen Modul. Gezeigt sind die Verläufe der ursprünglichen, der zusammengesetzten und der halbanalytisch gefalteten Pandel-Funktion. Die unphysikalischen Verläufe des Polynomanteils der zusammengesetzten Pandel-Funktion für Abstände von  $20 \text{ m} \leq d_{\text{eff}} \leq 50 \text{ m}$  tauchen für die halbanalytisch gefaltete Pandel-Funktion nicht mehr auf. Für große Abstände fällt die durch eine Gauß-Funktion ausgedrückte, endliche Zeitauflösung der Photomultiplier nicht mehr ins Gewicht (Abbildung entnommen aus [Neu04]).

ist, in einer Spurrekonstruktion eine abwärts- oder aufwärtslaufende Spurhypothese zu erhalten. Da die Untergrundereignisse aus atmosphärischen Myonen die Signalereignisse um viele Größenordnungen dominieren, überwiegt die Wahrscheinlichkeit die Spurhypothese eines abwärtslaufenden Myons zu erhalten. Der genaue Verlauf von  $P(A)$  wird aus Monte-Carlo-Simulationen gewonnen, die auf Messungen atmosphärischer Myonen anderer Experimente beruhen.  $P(B|A)$  ist die Wahrscheinlichkeit ein bestimmtes Treffermuster unter der Annahme einer Spurhypothese zu messen und wird durch die Likelihood aus der Pandel-Funktion aus dem vorherigen Abschnitt repräsentiert.  $P(B)$  ist Wahrscheinlichkeit ein bestimmtes Treffermuster zu messen und ist unabhängig von  $A$ .  $P(B)$  dient nur als Normierungsfaktor und kann in den Betrachtungen vernachlässigt werden, da man sich nur für relative Likelihood-Werte interessiert:

$$\mathcal{L}_{\text{Bay}} = P(B|A) \cdot P(A) = \mathcal{L}_{\text{Pan}} \cdot P(A) . \quad (4.10)$$

Aus dem Vergleich der Werte der Bayesianischen Likelihood-Funktion mit denjenigen einer anderen Likelihood-Funktion, lässt sich die später beschriebene Qualitätsvariable der Likelihood-Differenz  $L_{\text{diff}}$  bilden (siehe Abschnitt 4.3.4). Mit ihrer Hilfe ist es möglich, Ereignisse, die

fälschlicherweise als von unten kommend rekonstruiert wurden, zu identifizieren und aus dem Datensatz zu entfernen.

#### 4.2.2.6. Die Methode der Trefferwahrscheinlichkeiten

Die Methode der Trefferwahrscheinlichkeiten berechnet für jedes optische Modul die Wahrscheinlichkeit  $P_{\text{tr}}$  von einem Photon bei einer gegebenen Spurbhypothese  $SP(\vec{r}_0, t_0, \Theta, \phi, E)$  getroffen zu werden. Trivialer Weise ergibt sich  $P_{\text{tr}}$  aus der Wahrscheinlichkeit, dass ein optisches Modul nicht von einem Photon getroffen  $P_{\text{ktr}}$  wird:

$$P_{\text{tr}} = 1 - P_{\text{ktr}} . \quad (4.11)$$

Je näher sich ein optisches Modul an der Myonspur befindet, desto wahrscheinlicher ist es, dass es ein Photon registriert. Andererseits nimmt die Wahrscheinlichkeit eines *Nicht-Treffers* mit wachsendem Abstand zu. Somit lässt sich aus den Einzelwahrscheinlichkeiten  $(P_{\text{tr}})_i$  für jedes getroffene OM und  $(P_{\text{ktr}})_i = 1 - (P_{\text{tr}})_i$  für jedes nicht getroffene OM eine Likelihood-Funktion erstellen:

$$\mathcal{L}_{(P_{\text{tr}}-P_{\text{ktr}})} = \prod_{i=1}^{N_{\text{tr}}} (P_{\text{tr}})_i \cdot \prod_{i=N_{\text{tr}}+1}^{N_{\text{OM}}} (P_{\text{ktr}})_i = \prod_{i=1}^{N_{\text{tr}}} (P_{\text{tr}})_i \cdot \prod_{i=N_{\text{tr}}+1}^{N_{\text{OM}}} [1 - (P_{\text{tr}})_i] . \quad (4.12)$$

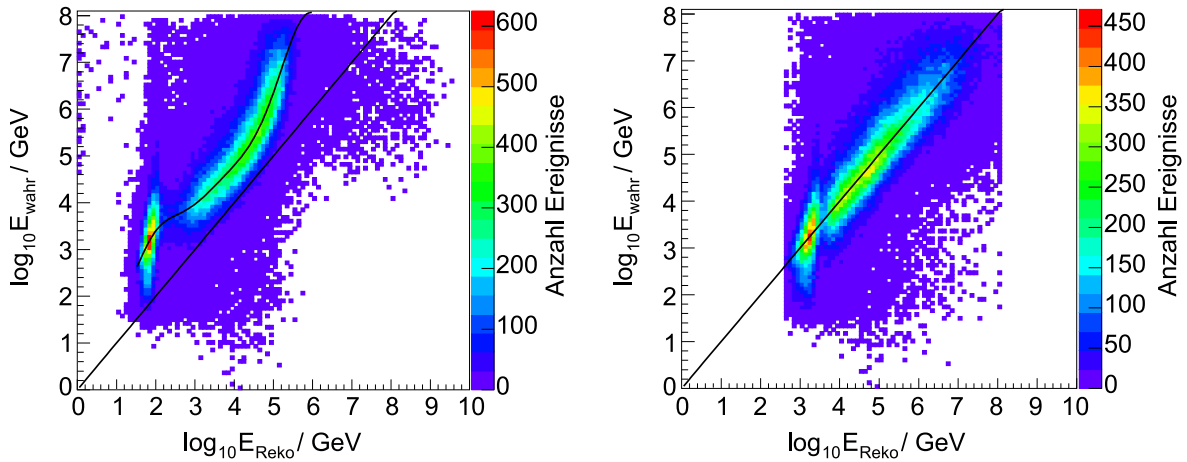
Der erste Faktor steht für die Anzahl getroffener Module, der zweite für die nicht getroffenen Module.  $N_{\text{OM}}$  stellt die Gesamtzahl der verwendeten optischen Module dar.

Das Verfahren der Trefferwahrscheinlichkeiten bezieht beide Klassen von Energieverlustprozessen (siehe Abschnitt 3.1.3.1) in die Spurbestimmung ein und erlaubt eine Energierekonstruktion. In den meisten Fällen liefert diese Methode jedoch falsche Ergebnisse (siehe Abbildung 4.4). Es werden deutlich zu viele Ereignisse im niedrigen Energiebereich rekonstruiert, da nicht die gesamte Myonspur<sup>13</sup> durch das sensitive Volumen des Detektors läuft und somit nur ein Ausschnitt des Gesamtenergieverlustes gemessen werden kann. Zudem ist die Anzahl der pro Wegstrecke erzeugten Tscherenkow-Photonen unabhängig von der Energie. Erst im Energiebereich oberhalb von  $10^3$  GeV gelingt die Energierekonstruktion besser, da Myonen erst hier beginnen ihre Energie durch stochastische Energieverlustprozesse zu verlieren. Eine im Vorfeld dieser Arbeit erstellte Korrekturfunktion (siehe Abbildung 4.4) wurde in der Neutrinopunktquellensuche in [Bec05] eingesetzt, führte jedoch nur zu einer kleinen Verbesserung der Sensitivität. Die Methode der Trefferwahrscheinlichkeiten ist ein sehr zeitaufwendiges Verfahren und kann daher erst in höheren Analysestufen zu Einsatz kommen. Ihr Vorteil im Vergleich zur Spurrekonstruktion über die Likelihood der Pandel-Funktionen liegt in einer verbesserten Winkelauflösung und einer geringeren Anzahl fehlrekonstruierter Ereignisse. Die Ergebnisse der Energierekonstruktion aus der Methode der Trefferwahrscheinlichkeiten werden in dieser Arbeit nicht verwendet.

### 4.3. Qualitätsvariablen zur Untergrundunterdrückung

Durch die im vorigen Abschnitt vorgestellten Methoden zur Spurrekonstruktion werden aus dem aufgezeichneten Treffermuster eines Ereignisses die Parameter einer Spurbhypothese  $\vec{r}_0, t_0, \Theta$  und  $\phi$  ermittelt. Diese Parameter sind nur sehr eingeschränkt dazu geeignet, unerwünschte

<sup>13</sup>Mit der gesamten Myonspur ist diejenige Strecke gemeint, welche das Myon zwischen seinem Entstehungsort und der Stelle, wo es zerfällt oder absorbiert wird, zurücklegt.



**Abbildung 4.4.:**

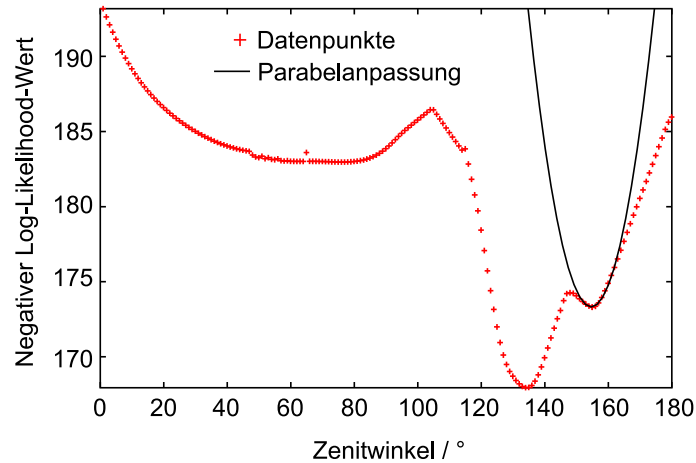
Korrelation zwischen rekonstruierter und wahrer Myonenergie für ein  $E^{-2}$ -Spektrum mit der Methode der Trefferwahrscheinlichkeiten ohne (links) und mit (rechts) applizierter Korrekturfunktion.

oder fehlrekonstruierte Ereignisse aus dem Datensatz zu eliminieren. Aus den Spurparametern und den Informationen aus den Treffermustern lassen jedoch Größen bilden, mit welchen es möglich ist, die Qualität einer Spurhypothese zu bewerten. Durch Schnitte auf diese Qualitätsvariablen lassen sich schlecht rekonstruierbare Ereignisse aus der Analyse ausschließen.

#### 4.3.1. Die Winkelauflösung einer Spur $S$

Die Genauigkeit, mit der sich der Spurwinkel aus dem Treffermuster eines Ereignisses bestimmen lässt, kann über die im vorherigen Abschnitt vorgestellten Likelihood-Methoden, die zur Ermittlung einer Spurhypothese dienen, berechnet werden. Die Spurhypothese folgt aus der Minimierung einer negativen Log-Likelihood-Funktion mit der jeweils zugrunde liegenden Wahrscheinlichkeitsdichte. Aus dem Verlauf in der Umgebung des absoluten Minimums kann man die Qualität eines so gefundenen Parametersatzes einer Spur bestimmen. Durch eine lokale Paraboloid-Anpassung an die Form des Minimums, die mit Hilfe einer  $\chi^2$ -Minimierung durchgeführt wird, lässt sich ein  $1\sigma$ -Konfidenzvolumen bilden [Neu04]. Die eindimensionale Projektion für den Fall einer nur vom Zenitwinkel abhängigen Likelihood ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Das  $1\sigma$ -Konfidenzvolumen ergibt sich aus dem Bereich um das Minimum, welcher sich um den Faktor  $1/2$  vom gefundenen Minimum unterscheidet. Für den eindimensionalen Fall liegt die Wahrscheinlichkeit, dass sich der wahre Wert innerhalb dieses Bereichs befindet bei  $68,23\%$ , für den zweidimensionalen Fall bei  $39,35\%$ . Zur Bestimmung der Winkelauflösung ist nur die Ausrichtung  $(\Theta, \phi)$  der Spur von Interesse. Für diesen zweidimensionalen Fall ergeben sich aus den Parametern des Paraboloids eine Fehlerellipse mit den Halbachsen  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$ . Daraus kann man die Exzentrizität  $\epsilon$  und die Flächenauflösung  $\sigma_f$  bilden:

$$\epsilon = \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \quad \text{und} \quad \sigma_f = \sqrt{\sigma_1 \cdot \sigma_2} \quad . \quad (4.13)$$



**Abbildung 4.5.:**

Zu sehen ist der Verlauf einer negativen Log-Likelihood-Funktion in Abhängigkeit des Zenitwinkels  $\Theta$ , wobei die restlichen Spurparameter schon einer Optimierung unterzogen wurden. In dem gezeigten Fall findet die Parabelanpassung untypischer Weise an ein lokales Minimum statt. Im Allgemeinen wird jedoch das globale Minimum durch den Rekonstruktionsalgorithmus gefunden (Abbildung entnommen aus [Neu04]).

Die interessierende Unsicherheit im Raumwinkel der Spur  $S$  lässt sich durch eine Exzentrizitätskorrektur der Flächenauflösung berechnen und ergibt sich zu:

$$S = 0,57 \cdot \left( \epsilon + \frac{1}{\epsilon} \right) \cdot \sigma_f . \quad (4.14)$$

Diese Methode zur Bestimmung der Spurwinkelauflösung ermöglicht es, für die Spurnhypothese jedes Ereignisses die Genauigkeit des ermittelten Zenit- und Azimutwinkels individuell zu berechnen. Sie eignet sich somit sehr gut als Qualitätsparameter bei der Selektion von Neutrinoereignissen. Die Spurwinkelauflösung entspricht recht gut der Winkelauflösung, die aus dem Median der Raumwinkeldifferenzen zwischen wahrer und rekonstruierter Spur im Monte-Carlo bestimmt wird. Eine ausführliche Darstellung dieser Methode zur Bestimmung der Winkelauflösung eines Ereignisses ist in [Neu04] zu finden.

### 4.3.2. Die Raumwinkeldifferenz zwischen zwei Spurnhypthesen $\Psi$

In Spurrekonstruktionsverfahren, welchen verschiedene Likelihood-Funktionen zugrunde liegen, werden unterschiedliche Spurnhypthesen gefunden. Die Raumwinkeldifferenz  $\Psi$ , die sich aus dem Winkel zwischen den Richtungsvektoren  $\vec{r}_1$ ,  $\vec{r}_2$  zweier unterschiedlicher Spurnhypthesen ergibt, lässt sich als Qualitätsparameter eines Ereignisses nutzen.  $\Psi$  ist definiert als:

$$\Psi = \sphericalangle(\vec{r}_1, \vec{r}_2) . \quad (4.15)$$

Mit steigender Raumwinkeldifferenz  $\Psi$  erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass zum aufgezeichneten Treffermuster mindestens ein Rekonstruktionsverfahren eine nicht verlässliche Spurnhypothese gefunden hat. Folglich wird dem Ereignis eine schlechte Qualität zugeordnet.

Da die Rekonstruktionsverfahren untereinander korreliert sind, bedeutet umgekehrt eine kleine Raumwinkeldifferenz nicht unbedingt, dass die gefundenen Spuren der eigentlichen Spur entsprechen.

### 4.3.3. Spurambiguitäten

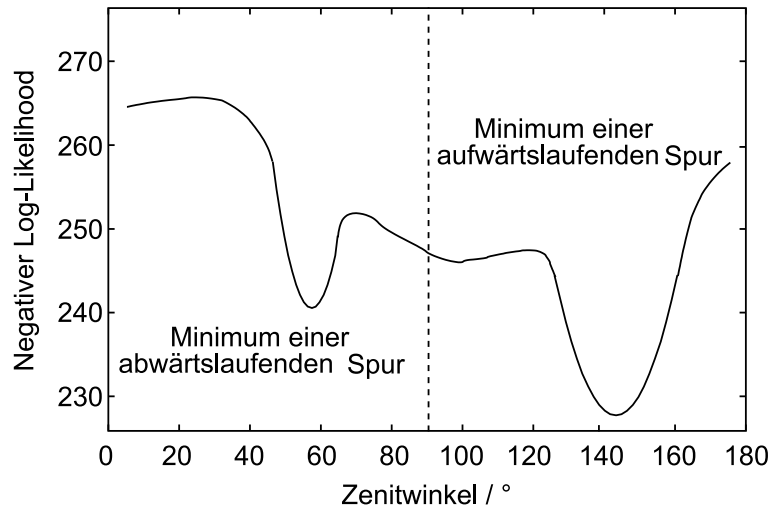
In einigen Fällen wird bei der Likelihood-Rekonstruktion eines Ereignisses fälschlicher Weise nur ein lokales und nicht das globale Minimums gefunden. Dem versucht man mit einer iterativen Likelihood-Rekonstruktion (siehe Abschnitt 4.2.2.3) entgegenzuwirken. Da die Startwerte im iterativen Verfahren bei jedem Iterationsschritt nur in einem engen Rahmen zufällig verändert werden, kann das globale Minimum, wenn es beispielsweise in der entgegengesetzten Hemisphäre liegt, so nicht gefunden werden. Eine Abtastung des gesamten Parameterraums ist aus Zeitgründen nicht möglich. Allerdings hat sich in Untersuchungen gezeigt [Bec05], dass für ein Ereignis, welches fälschlicher Weise als von unten kommend klassifiziert wurde, im Raumwinkelabstand von circa  $120^\circ$  ein globales Minimum für eine von oben kommende Spurhypothese gefunden werden kann. Dies liegt in der Tatsache begründet, dass die Tscherenkow-Wellenfront sowohl eines abwärtslaufenden als auch eines aufwärtslaufenden Myons im Detektor ein gleiches Treffermuster erzeugen kann. Diese Tatsache kann man sich zunutze machen. Wird in einer Spurrekonstruktion ein Log-Likelihood-Minimum für ein aufwärtslaufendes Myon gefunden, kann man gezielt nach dem dazugehörigen Minimum in der anderen Hemisphäre suchen und das mit dem niedrigeren Log-Likelihood-Wert auswählen. Eine genauere Beschreibung dieses Selektionskriteriums der Spurambiguitäten ist in [Bec05] zu finden.

### 4.3.4. Die Likelihood-Differenz zweier Spurhypothesen $L_{\text{diff}}$

Wie im letzten Abschnitt beschrieben kann es vorkommen, dass ein eigentlich abwärts laufendes Myon als aufwärtslaufendes fehlrekonstruiert wird. Oft werden für solche Ereignisse aus verschiedenen Log-Likelihood-Rekonstruktion lokale Minima unterschiedlicher Tiefe in entgegengesetzten Hemisphären gefunden (siehe Abbildung 4.6). Selbst wenn das Minimum für eine abwärtslaufende Spur nicht als das globale identifiziert wird, kann man die Spur als schlecht qualifizieren, wenn die Differenz der Log-Likelihood-Werte der beiden Minima nur gering ist. Die Spur eines solchen Ereignisses ist nicht eindeutig rekonstruierbar. Zur Identifikation solcher Ereignisse wird ein Qualitätsparameter definiert, der sich aus den Differenzen der negativen Log-Likelihood-Werte  $L_{\text{diff}} = L_{\text{ab}} - L_{\text{auf}}$  zweier Minima bildet. Je größer  $L_{\text{diff}}$  zwischen einer abwärts und aufwärts laufenden Spurhypothese des selben Ereignisses ist, desto wahrscheinlicher ist es, das richtige Minimum einer aufwärtslaufenden Spur gefunden zu haben. In der Ereignisselektion dieser Arbeit wird die Log-Likelihood-Differenz aus den Werten der Bayesischen Likelihood-Rekonstruktion, die bevorzugt abwärtslaufende Spurhypothesen liefert, und der Likelihood der Pandel-Funktion gebildet. Die Anwendung eines Schnitts auf Ereignisse mit kleinen Log-Likelihood-Differenzen erlaubt es, die Daten von einer großen Zahl an fehlrekonstruierten Ereignissen zu bereinigen. Im Folgenden wird oft anstatt des korrekten Begriffes der Log-Likelihood-Differenz der Begriff der Likelihood-Differenz verwendet.

### 4.3.5. Die Ebenmäßigkeit einer Spur $ES$

Sieht man von Photonen aus stochastischen Energieverlusten ab, so strahlt ein hochenergetisches Myon entlang seiner Bahn durch das Eis gleichmäßig Tscherenkow-Photonen aus. Die



**Abbildung 4.6.:**

Zu sehen sind zwei Minima der negativen Log-Likelihood in verschiedenen Hemisphären. Die Likelihood-Differenz zwischen beiden Minima kann zur Ereignisselektion verwendet werden (Abbildung entnommen aus [Bec05]).

Ebenmäßigkeit  $ES$  einer Spur bewertet die Gleichmäßigkeit der Verteilung der Treffer entlang einer Spur und wird als Qualitätsparameter verwendet. Zur Bestimmung der Ebenmäßigkeit werden die Positionen der getroffenen optischen Module senkrecht auf die Spur projiziert, wodurch diese in  $N_{tr} - 1$  Abschnitte der Längen  $l_j$  unterteilt wird. Im Fall einer gleichmäßigen Verteilung der Treffer entlang der Spur sollte das Verhältnis aus der Länge  $\sum_{j=0}^k l_j$  vom Ort des ersten Treffers bis zum Abschnitt  $k$  zur Gesamtlänge der Spur  $l_{ges}$  und die Anzahl der Abschnitte  $k - 1$  zur Gesamtzahl von Abschnitten  $N_{tr} - 1$  gleich sein. Somit kann man ausgehend vom ersten Treffer für jedes zusätzliche Teilstück einer Spur die Abweichung  $ES_k$  von der theoretischen Gleichverteilung der Treffer bilden:

$$ES_j = \frac{k - 1}{N_{tr} - 1} - \frac{\sum_{j=0}^k l_j}{l_{ges}} . \quad (4.16)$$

Der Wertebereich für die Abweichung liegt zwischen  $-1 \leq ES_j \leq 1$ , für absolut gleichmäßige Spuren liegen alle  $ES_j$  bei Null. Der Qualitätsparameter der Ebenmäßigkeit  $ES$  wird definiert als derjenige Wert  $ES_j$ , welcher betragsmäßig am weitesten von Null entfernt ist:

$$ES = \sup\{|ES_j|\} . \quad (4.17)$$

Eine positive Ebenmäßigkeit bedeutet eine Konzentration von Treffern zu Beginn der Spur, negative Werte für  $ES$  weisen auf eine Konzentration am Ende hin. Über die Ebenmäßigkeit einer Spur lassen sich koinzidente Myonen und Ereignisse, die mit einer Schauerbildung einhergehen, herausfiltern.

## 4.4. Kalibration

Die gemessenen Größen eines Ereignisses müssen, bevor sie zur Spurrekonstruktion genutzt werden können, kalibriert werden, um aus ihnen die in den Rekonstruktionsverfahren benö-

tigten Größen zu gewinnen. Die zu kalibrierenden Größen sind zum einen die Positionen der optischen Module  $\vec{r}_i$  und zum anderen zwei für jeden Photontreffer aufgezeichnete charakteristische Größen: Der Zeitpunkt, zu welchem die aufsteigende Flanke eines Photonsignals (LE) gemessen wurde  $t_{LE}$  und die zugehörige Pulshöhe  $A_{exp}$ .

Durch genormte Lichtpulse aus den im letzten Kapitel erwähnten In-Situ-Lichtquellen, über die viele der optischen Module verfügen, können alle relevanten Größen kalibriert werden. Zur zusätzlichen Überprüfung und zur Kalibration derjenigen Module, die nicht über die In-Situ-Lichtquellen kalibriert werden können, werden Ereignisse von gut rekonstruierten atmosphärischen Myonen genutzt. Dies geschieht durch einen Vergleich der erwarteten mit der gemessenen zeitlichen Verteilung der Treffer.

Einmal jährlich im antarktischen Sommer werden während der Wartungsperiode Kalibrationsdaten mit künstlichen Lichtpulsen aufgenommen. Aus diesem Datensatz werden die für das folgende Jahr gültigen Kalibrationswerte ermittelt.

#### 4.4.1. Kalibration der OM-Positionen

Im Verlauf der Aufbauphase des AMANDA-Detektors wurden während der Bohrung der Schächte, in welche die optischen Module später im Eis versenkt wurden, Daten über die Neigung des Bohrkopfes und über den Wasserdruck gesammelt. Mit ihrer Hilfe lässt sich aus dem Verlauf des Bohrlochs eine grobe Positionsbestimmung der optischen Module durchführen. Verbessert wird die Positionsbestimmung aus den Messungen mit künstlichen Lichtpulsen. Aus den Photonankunftszeiten und Kenntnis der wellenlängenabhängigen Eiseigenschaften ist es möglich die OM-Position mit einer Genauigkeit von 1 m zu bestimmen. Derzeit wird untersucht, ob die Abschattung der kosmischen Strahlung durch den Mond mit dem AMANDA-Detektor gemessen werden kann. Sollte dies der Fall sein, kann dieser Effekt dazu genutzt werden die Bestimmung der absoluten Ausrichtung von AMANDA zu verbessern, die nur mit  $0,2^\circ$  Genauigkeit bekannt ist.

#### 4.4.2. Zeitkalibration

Die Zeit, zu welcher der Photomultiplier im Eis getroffen wird  $t_{tr}$ , liegt vor der aufgezeichneten Zeit  $t_{LE}$ . Die Verzögerung zwischen beiden setzt sich aus zwei Anteilen zusammen:

$$t_{tr} = t_{LE} - t_0 - \frac{\alpha}{\sqrt{A_{exp}}} . \quad (4.18)$$

Die Zeit  $t_0$  beinhaltet die Laufzeit der Signale vom optischen Modul bis zur zeitsignalverarbeitenden Elektronik an der Oberfläche. Diese Laufzeit wie bei der Ortskalibration durch künstliche Lichtpulse bestimmt. Werden nicht die Eigenschaften desjenigen Moduls, an welchem der künstliche Lichtpuls ausgelöst wurde, vermessen, müssen die Eiseigenschaften bei der Bestimmung von  $t_0$  berücksichtigt werden. Der zweite Anteil  $\alpha/\sqrt{A_{exp}}$  entsteht aus der Pulshöhenabhängigkeit des Zeitpunkts  $t_{LE}$ , zu welchem das Signal die Diskriminatorschwelle übersteigt. Die Zeitverschiebung ist umgekehrt proportional zur Wurzel aus der unkalibrierten Pulshöhe  $A_{exp}$ . Ein Proportionalitätsfaktor  $\alpha$  berücksichtigt die für jedes OM individuell eingestellte Diskriminatorschwelle. Die erzielbaren Genauigkeiten liegen für  $t_0$  bei  $\sigma_{t_0} \approx 7$  ns [Bir02] und für  $\alpha$  bei circa 30% [Bir00].



### 4.4.3. Amplitudenkalibration

Der Großteil der aufgezeichneten Photontreffer eines Ereignisses wird von einzelnen Photonen verursacht. Deren Signal wird im Photomultiplier um den Faktor  $10^9$  verstärkt, um den Transport zu Oberfläche sicherzustellen. Die von den ADC-Einheiten aufgezeichneten Pulshöhen  $A_{\text{exp}}$  werden gemäß folgender Formel in Photoelektronen  $A_{\text{PE}}$  umgerechnet:

$$A_{\text{PE}} = (A_{\text{exp}} - A_{\text{ped}}) \cdot \beta . \quad (4.19)$$

$A_{\text{ped}}$  bezeichnet den Ruhepegel (Pedestal) des Photomultipliers. Der Proportionalitätsfaktor  $\beta$  entspricht dem reziproken Wert des Spannungswertes des Ein-Photonmaximums und wird aus speziellen Messdaten, die mit zufälligen Auslösebedingungen aufgenommen werden, gewonnen. Für  $\beta$  wird eine Genauigkeit von 35% erreicht [Bir02]. Die Verstärkung jedes Photomultipliers wird so eingestellt, dass das Ein-Photonmaximum ( $\approx 500$  mV) ungefähr um den Faktor fünf höher liegt als die Diskriminatorschwelle ( $\approx 100$  mV).

## 4.5. Bereinigung des gemessenen Datensatzes

Bevor die gemessenen Daten analysiert und durch Rekonstruktionsverfahren Spurhypothesen für ein Ereignis gefunden werden, ist es zweckmäßig, den Datensatz zu *säubern*. Der erste Schritt ist die Entfernung von Messzeiträumen, in welchen die Datenqualität nicht gewährleistet ist. Ebenso entfernt werden aufgezeichnete Photontreffer von defekten optischen Modulen. Unphysikalische oder nachweislich nicht zum Ereignis gehörende Treffer werden anhand verschiedener Kriterien in Methoden zur Trefferbereinigung herausgefiltert.

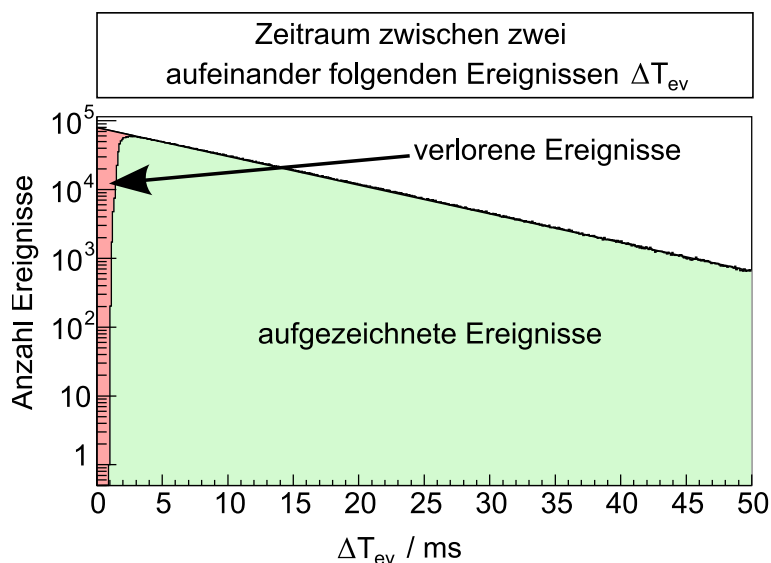
### 4.5.1. Bestimmung auszuschließender Messzeiträume

AMANDA nimmt kontinuierlich Daten auf, welche in gleichlange Messperioden unterteilt werden. Lediglich zur alljährlichen Wartungsperiode von Mitte November bis Mitte Februar wird die Datennahme ganz oder zeitweise unterbrochen. Für diese Zeiträume stehen normalerweise keine gemessenen Daten zur Verfügung. Während des kontinuierlichen Detektorbetriebs außerhalb der Wartungsperiode tauchen immer wieder Störungen auf, welche die Qualität der in einem solchen Zeitraum aufgezeichneten Ereignisse beeinträchtigt. Diese Ereignisse möchte man im Vorfeld einer Datenanalyse aus dem Datensatz entfernen. Die auszuschließenden Datennahmeperioden werden aus den Ergebnissen der Datenqualitätsüberwachung, die in Anhang H näher beschrieben wird, und der Online-Filterung *OFIP*<sup>14</sup> [Bec00] bestimmt. Die Daten einer Messperiode sind in mehreren Dateien gespeichert, welche jeweils die Ereignisse eines Messzeitraums von circa zwölf Minuten beinhalten.

Das wichtigste Kriterium bei der Auswahl guter Datennahmeperioden ist die Stabilität der Trigger-Raten. Treten innerhalb des Messzeitraums einer Datei hohe Schwankungen der Trigger-Rate auf oder liegen diese Raten außerhalb eines zulässigen Bereichs<sup>15</sup>, wird die betreffende Datei nicht in der weiteren Analyse verwendet. Ebenso werden komplette Messperioden, die aufgrund fehlerhafter elektronischer Bauteile eine schlechte Datenqualität aufweisen, aus der Analyse entfernt.

<sup>14</sup>Das System zur Online-Filterung erstellt eine Auswahl von Ereignissen, die schnell vom Südpol zur nördlichen Hemisphäre übertragen werden. Der gesamte Datensatz wird lediglich ein Mal pro Jahr, gespeichert auf Bändern, vom Südpol abtransportiert.

<sup>15</sup>Der erlaubte Bereich wird abhängig von den eingestellten Trigger-Bedingungen festgelegt.



**Abbildung 4.7.:**

Abgebildet ist die Verteilung der Zeiträume zwischen zwei aufeinander folgenden Ereignissen, wie sie von dem Myon-Datennahmesystem aufgezeichnet wurden. Für Zeiträume unterhalb von 1,5 ms sind keine Einträge zu verzeichnen. Bis 3,5 ms ist die Verteilung deutlich von der Totzeit des Detektors beeinflusst. Jenseits von 3,5 ms fällt die Verteilung exponentiell ab. In diesem Bereich wird eine Exponentialfunktion angepasst, die als rote Linie in der Abbildung zu sehen ist und die, ausgedehnt bis  $\Delta T_{ev} = 0$ , einer Verteilung ohne Totzeit entspricht.

#### 4.5.2. Bestimmung der effektiven Detektorlaufzeit

Das Myon-Datennahmesystem ist, wie schon in Abschnitt 3.3.1 bemerkt, totzeitbehaftet. Die Totzeit setzt sich aus der Dauer des Auslesevorgangs der einzelnen TDC- und ADC-Einheiten und der zur Speicherung des Ereignisses benötigten Zeit zusammen. Letzteres stellt den bestimmenden Anteil der Totzeit dar. Somit ist sie hauptsächlich von der Aufzeichnungsgröße des physikalischen Ereignisses abhängig und variiert zwischen  $(1,5 - 3,5) \mu\text{s}$ . Während dieser Zeit ist die Datennahme des Detektors paralyisiert, wie man Abbildung 4.7 erkennen kann, wo die Verteilung der Zeiträume zwischen zwei aufeinander folgenden, aufgezeichneten Ereignissen  $\Delta T_{ev} = 0$  zu sehen ist

Geht man davon aus, dass ein nicht totzeitbehafteter Detektor eine exponentiell abfallende Verteilung der Zeiten zwischen zwei aufeinander folgenden aufgezeichneten Ereignissen  $\Delta T_{ev}$  messen sollte, kann man durch einen Vergleich mit der echten Messung die Anzahl der verlorenen Ereignisse und somit die Totzeit  $T_{tot}$  bestimmen. Die mittleren Totzeiten werden von der Datenqualitätsüberwachung automatisch über Zeiträume von circa zwölf Minuten berechnet. Dazu wird eine mit  $\tau$  abfallende Exponentialfunktion an den oberen Bereich des Verlaufs der histogrammierten Zeiträume  $\Delta T_{ev}$  angepasst. Über das Verhältnis aus dem Integral über die gemessenen Verteilung zum Integral über die angepasste Funktion, die bis zu  $\Delta T_{ev} = 0$  ausgedehnt wurde, lässt sich der Anteil der durch die Totzeit verlorenen Ereignisse bestimmen.

Nachdem die Totzeit und die von der Analyse ausgeschlossenen Datennahmeperioden bestimmt sind, lässt sich der Messzeitraum ermitteln, den der verbleibende Datensatz reprä-

sentiert. Diesen Zeitraum bezeichnet man als effektive Detektorlaufzeit  $T_L$  und er setzt sich folgendermaßen zusammen:

$$T_L = T_{\text{ges}} - T_{\text{tot}} - T_{\text{stör}} . \quad (4.20)$$

Die resultierenden effektiven Detektorlaufzeiten, Totzeiten und ausgeschlossenen Datennahmeperioden  $T_{\text{stör}}$  für die einzelnen Jahre sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

### 4.5.3. Selektion der stabilen optischen Module

Die Photomultiplier, die sich innerhalb der optischen Module von AMANDA befinden, sind empfindliche Geräte, die im Laufe ihres Funktionszeitraums Schwankungen bezüglich ihrer Messqualität unterworfen sind und teilweise komplett ausfallen. Zur Bildung einer Auswahl fehlerhafter OM werden die im Anhang H.2 beschriebenen Klassifizierungen der Stabilität der optischen Module benutzt, die im Zuge der automatischen Überwachung wichtiger Größen durch die Datenqualitätsüberwachung erstellt werden.

Für jedes Jahr wird somit eine Liste mit fehlerhaften Modulen erstellt, deren Photontreffer von der Spurrekonstruktion ausgeschlossen werden. Ein zeitweiser Ausschluss von optischen Modulen ist mit den benutzten Analyseprogrammen nicht möglich. Im Jahr 2000, dem ersten Jahr der vollen Ausbaustufe von AMANDA, wurden mehrere Modifikationen während der Messsaison zwischen Mitte Februar und Mitte November an der Ausleseelektronik vorgenommen. Dieses Jahr wird deshalb in drei Perioden unterteilt, die unterschiedlich behandelt werden und für welche unterschiedliche Listen mit fehlerhaften OM zusammengestellt wurden.

Zusätzlich werden alle Module, die nicht im Hauptbereich (äußerer Zylinder zwischen 1500 m und 2000 m Tiefe) des Detektors (siehe Abbildung 3.8) liegen, von der Spurrekonstruktion ausgeschlossen. Hierzu zählen alle Module von String 17 und die Module, die zur Messung der Eiseigenschaften ober- und unterhalb von AMANDA ins Eis verbracht wurden.

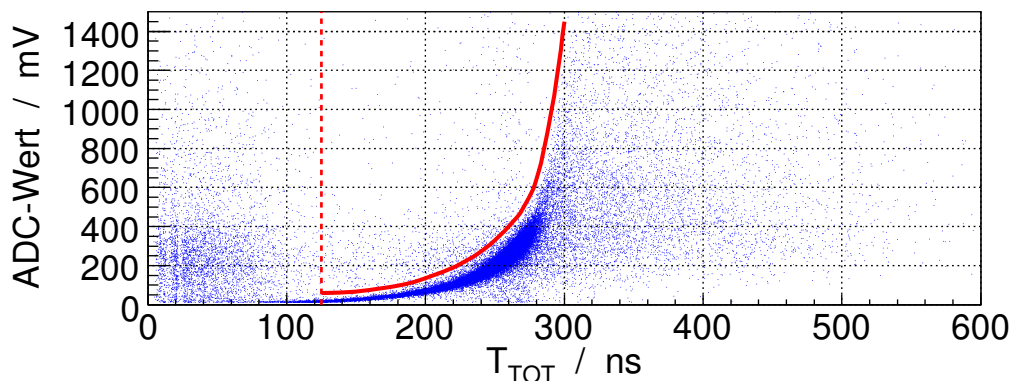
### 4.5.4. Trefferbereinigung

Will man eine Spurrhypothese aus einem gemessenen Treffermuster bestimmen, muss man versuchen, möglichst alle nicht zum physikalischen Ereignis gehörenden Photontreffer, die im Folgenden als *falsche* Treffer bezeichnet werden, von der Rekonstruktion auszuschließen. Abhängig vom Rekonstruktionsverfahren führen falsche Treffer zu unterschiedlich hohen Anzahlen fehlrekonstruierter Spuren. Bevor eine Trefferbereinigung durchgeführt wird, muss die Kalibration der Daten erfolgt sein.

Aus den aufgezeichneten Treffermustern stehen pro Modul und Photontreffer drei Größen zur Verfügung: Der Trefferzeitpunkt  $t_{\text{tr}}$ , die Pulslänge  $T_{\text{TOT}}$  und die Amplitudenhöhe  $A_{\text{PE}}$ . Die Ursachen für falsche Treffer in den gemessenen Daten sind vielzählig und werden im Folgenden erläutert:

#### A: Meteorologische Einflüsse

Besonders in den Monaten von April bis September verschlechtern sich die klimatischen Bedingungen am Südpol stark. Es kommt zu zum Teil kräftigen Winden mit starken Windböen. Da die Kabelverbindungen der optischen Module aller Stings an der Oberfläche in einer geringen Tiefe von nur wenigen Metern zum Ort der Ausleseelektronik geführt werden, können solche Windböen elektrische Störungen verursachen. Dies gilt insbesondere für optische Module, die mit Twisted-Pair-Kabeln angebunden sind. Die Ursache der elektrischen Störungen ist vermutlich statische Elektrizität, die durch die Druckänderung im Eis zwischen



**Abbildung 4.8.:**

Abgebildet ist der Amplitudenwert  $A$  gegen die gemessene Pulslänge  $T_{\text{TOT}}$  für die Ereignisse eines optischen Moduls. Die Treffer, die durch ein Übersprechen verursacht werden, können durch zwei einfache Schnitte größtenteils entfernt werden (Abbildung entnommen aus [Bec05]).

den einzelnen Kabelsträngen entsteht. Die so erzeugten Pulse führen zur Aufzeichnung von falschen Photontreffern und müssen vor einer Spurrekonstruktion beseitigt werden. Diese als *Flarechecking*<sup>16</sup> bezeichnete Trefferbereinigung basiert auf Auswahlkriterien, die hauptsächlich aus dem Zusammenhang zwischen Pulslänge  $T_{\text{TOT}}$  und Pulshöhe  $A_{\text{PE}}$  eines Signals gebildet werden. Eine ausführliche Beschreibung der Selektionskriterien ist in [Poh04] zu finden.

### B: Übersprechen zwischen Kanälen

Die Signale, die von elektrisch ausgelesenen optischen Modulen eines Strings stammen, können sich auf ihrem Weg zur Oberfläche und zur signalverarbeitenden Elektronik gegenseitig beeinflussen. Davon sind ausschließlich diejenigen OM betroffen, die ihre Signale über schlecht gegen Störfelder isolierte Twisted-Pair-Kabel zur Oberfläche übertragen (siehe Abschnitt 3.2.1). Die korrelierten Pulse zeichnen sich durch sehr kurze Signallänge im Vergleich zur Pulshöhe aus. Zusätzlich kann man durch die bestehende Korrelation zwischen Signallänge  $T_{\text{TOT}}$  und Amplitude  $A_{\text{PE}}$  eines echten Photonsignals weitere falsche Treffer ausschließen (siehe Abbildung 4.8). Durch eine einfache Kombination aus Schnitten können solche durch so genannten *Crosstalk*<sup>17</sup> verursachten Photontreffer entfernt werden. Die Schnittparameter werden alljährlich zu Beginn der Messsaison für jedes optische Modul bestimmt.

### C: Geometrische Ausschlusskriterien

Über geometrische Bedingungen, die aus der spurartigen Form eines Treffermusters folgen, lassen sich so genannte *isolierte* Photontreffer entfernen. Alle Photontreffer, zu welchen sich in einer Entfernung von 100 m und innerhalb eines Zeitraums von 500 ns kein weiterer Treffer findet, werden ausgeschlossen. Bei diesen Treffern handelt es sich meist um Signale, die aus dem unkorrelierten Rauschen der Photomultiplier stammen.

<sup>16</sup>Flarechecking = Böen-Überprüfung

<sup>17</sup>Crosstalk = gegenseitiges (Über)sprechen

**D: Ausschlusskriterien basierend auf der Analyse von Zeitresiduen**

In [Bec05] wurde ein Verfahren zur Trefferbereinigung entwickelt, in welchem Photontreffer anhand der Zeitdifferenz  $\Delta t$  zwischen erwartetem und gemessenem Zeitresiduum ausgeschlossen werden. Hierzu werden die Positionen sämtlicher getroffener optischer Module auf die zuvor durch ein Rekonstruktionsverfahren gefundene Myonspur projiziert. Dann wird der Abstand  $d$  der Module zum Startpunkt der Spur berechnet. Dabei wird das Modul mit dem kürzesten Abstand zur Spur als Startpunkt verwendet. In Abhängigkeit von  $d$  werden dann die Zeitdifferenzen  $\Delta t$  berechnet und aus deren Streuung eine  $3\sigma$ -Grenze gebildet. Bei deren Überschreitung, wird der entsprechende Treffer ausgeschlossen. Treffer mit großem  $\Delta t$  entstehen beispielsweise durch koinzidente Myonen oder aus elektronischen Artefakten wie rauschenden Photomultipliern.

**E: Weitere Ausschlusskriterien**

Im Folgenden werden weitere Ausschlusskriterien aufgezählt, die bei der Trefferselektion für den Datensatz dieser Arbeit verwendet werden:

- E1:** Nur Photontreffer innerhalb eines Zeitraums von  $-2,5 \mu\text{s} \leq t \leq 4,5 \mu\text{s}$  um den Triggerzeitpunkt werden zur Spurrekonstruktion verwendet.
- E2:** Der Bereich der zulässigen Amplitudenwerte beträgt  $0,1 - 1000$  Photoelektronen.
- E3:** Nur der erste Photontreffer pro OM und Ereignis wird zur Spurrekonstruktion verwendet.
- E4:** Die Signallänge  $T_{\text{TOT}}$  darf für elektrisch ausgelesene OM ( $50-200$ ) ns<sup>18</sup> und für optischen ausgelesene  $5$  ns nicht unterschreiten.

Eine ausführliche Darstellung des Zustandekommens der Kriterien zur Trefferbereinigung sind in [Bös02] zu finden.

**F: Nachträgliche Überprüfung der Trigger-Bedingungen**

Durch Anwendung der Trefferbereinigung und dem Ausschluss fehlerhafter optischer Module werden eine Vielzahl von Photontreffern aus den Ereignissen entfernt. Als Konsequenz erfüllen einige Ereignisse die ursprünglichen Trigger-Bedingungen nicht mehr. Dies gilt insbesondere für diejenigen Ereignisse, die aufgrund der Multiplizitäts-Trigger-Bedingung, welche zumindest 24 Treffer innerhalb von  $2,5 \mu\text{s}$  verlangt, aufgezeichnet wurden und diese Bedingung zuvor knapp erfüllten. Durch die nachträgliche Überprüfung der Trigger-Bedingungen werden diese Ereignisse so gekennzeichnet, dass sie von weiteren Spurrekonstruktionsschritten ausgeschlossen werden. Auf diese Weise wird sichergestellt, dass die Ereignisse der gemessenen und der simulierten Daten den gleichen Trigger-Bedingungen entsprechen.

**4.6. Selektion der Neutrinoereignisse**

In dieser Arbeit werden die Ereignisse, die im Zeitraum der Jahre 2000 bis 2003 von AMANDA aufgezeichnet wurden, zur Analyse von Oszillationsphänomenen genutzt. Die dieser Arbeit

<sup>18</sup>Die maximale Signallänge liegt im angegebenen Bereich und wird für elektrisch ausgelesene optische Module individuell festgelegt.

zugrunde liegenden Datensätze aus gemessenen und simulierten Ereignissen entstammen einer Vorselektion von Ereignissen, welche von der AMANDA-Gruppe aus Zeuthen erstellt und der Kollaboration als Grundlage für Analysen zur Verfügung gestellt wurde<sup>19</sup>. Alle weiteren Analyseschritte bis zur endgültigen Selektion wurden in Mainz durchgeführt. Die Datensätze aus gemessenen Rohdaten und simulierten Neutrinoereignissen der einzelnen Jahre wurden alle auf die gleiche Weise in der Analyseketten behandelt. Jedoch unterscheiden sich die Kalibrationskonstanten, die von der Analyse ausgeschlossenen optischen Module und die Kriterien zur Trefferbereinigung aus übersprechenden Kanälen für die entsprechenden Jahre.

### 4.6.1. Der Datensatz aus simulierten Neutrinoereignissen

Der Datensatz aus simulierten Neutrinoereignissen wurde mit dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen Programmen erstellt. Dabei wurden die Ereignisse für jedes Jahr getrennt mit den entsprechenden Kalibrationseinstellungen und der jeweils gültigen Auswahl an fehlerfrei funktionierenden optischen Modulen erzeugt. Somit stehen jeweils 300 000 ungewichtete Ereignisse für Neutrinos und Antineutrinos pro Jahr zur Verfügung. Um einen repräsentativen Datensatz aus simulierten atmosphärischen Neutrinoereignissen zu erhalten, müssen diese Ereignisse mit dem atmosphärischen Neutrinoenergiespektrum ( $\gamma = 3, 7$ ) gewichtet und auf die mittlere Detektorlaufzeit des entsprechenden Jahres angepasst werden.

### 4.6.2. Rohdaten

Die aufgezeichneten und komprimierten Rohdaten der Jahre 2000 bis 2003 umfassen eine Größe von 8 TByte und beinhalten circa  $7 \cdot 10^9$  Ereignisse, die hauptsächlich aus atmosphärischen Myonen stammen. Alljährlich werden die auf Band gespeicherten Rohdaten vom Südpol zur nördlichen Hemisphäre transportiert und dort in das in Abschnitt 3.3.1 beschriebene F2000-Format zur Analyse umgewandelt. Nach der Umwandlung umfasst der Datensatz in unkomprimierter Form eine Größe von circa 10 TByte pro Jahr.

### 4.6.3. Rekonstruktionen und Ereignisselektion auf niedriger Stufe

Die in Zeuthen durchgeführten Analyseschritte wurden mit dem kollaborationseigenen Programmpaket *SIEGLINDE* [AK02] durchgeführt. Es stellt Routinen zur Spurrekonstruktion, zur Trefferbereinigung und zum Retriggering bereit.

Bevor die Verfahren zur Spurrekonstruktion zum Einsatz kommen, werden zu Beginn der Ereignisselektion folgende Schritte durchgeführt:

- Der Messdatensatz wird von auszuschließenden Messperioden gesäubert (siehe Abschnitt 4.5.1).
- Die Treffer aus schlechten optischen Modulen werden entfernt (siehe Abschnitt 4.5.3).
- Amplitudenkorrektur und Zeitkorrekturen werden durchgeführt (siehe Abschnitt 4.4).
- Die Trefferbereinigungen C und E1 bis E4 werden angewendet (siehe Abschnitt 4.5.4).

---

<sup>19</sup>Aufgrund der großen Rohdatenmenge von vier Jahren ist es nicht praktikabel die Vorselektion für jede Analyse in jedem Institut erneut zu erstellen.

Messperioden					
Jahr	2000	2001	2002	2003	gesamt
Gesamtzeitraum / Tage	248,8	267,4	269,6	277,6	1063,4
ausgeschlossene Zeiträume / Tage	10,9	21,2	29,6	26,1	87,8
mittlere Totzeit / Tage (Prozent)	40,9 (17,2%)	53,2 (21,6%)	36,6 (15,2%)	38,4 (15,3%)	169,1 (17,3%)
eff. Detektorlaufzeit / Tage	197,0	193,0	204,2	213,0	807,2
Ereignisanzahl nach Schnitten der Vorselektion					
Rohdaten	$1,37 \cdot 10^9$	$2,00 \cdot 10^9$	$1,91 \cdot 10^9$	$1,86 \cdot 10^9$	$7,14 \cdot 10^9$
$\Theta_{DW} \leq 70^\circ$	$45,5 \cdot 10^6$	$81,1 \cdot 10^6$	$68,3 \cdot 10^6$	$65,3 \cdot 10^6$	$260,2 \cdot 10^6$
$\Theta_{JAMS} \leq 80^\circ$	$5,50 \cdot 10^6$	$6,87 \cdot 10^6$	$7,59 \cdot 10^6$	$8,02 \cdot 10^6$	$27,98 \cdot 10^6$
$\Theta_{L(32,zPan)} \leq 80^\circ$	$1,63 \cdot 10^6$	$1,90 \cdot 10^6$	$2,10 \cdot 10^6$	$2,22 \cdot 10^6$	$7,85 \cdot 10^6$

**Tabelle 4.1.:**

Die Tabelle zeigt die Detektorlaufzeit und die Ereignisanzahl der selektierten Datenereignisse nach den einzelnen Schnitten der Vorselektion für die einzelnen Jahre.

Im Anschluss daran werden, wie in Abschnitt 4.5.4 F beschrieben, alle Ereignisse nachträglich auf die Erfüllung der Trigger-Bedingungen überprüft und bei Nicht-Erfüllung verworfen.

Auf diesen reduzierten Datensatz werden zunächst schnelle Spurrekonstruktionsverfahren angewendet, um den gewaltigen Untergrund von atmosphärischen Myonen zu entfernen, welche den Detektor von oben kommend erreichen. Die Zenitwinkel der gefundenen Spurrhypothesen dienen als Schnittparameter:

**Reko DW:** Zunächst wendet man die Direct-Walk-Methode aus Abschnitt 4.2.2.1 an, welche die Myonspuren mit einer Genauigkeit von circa  $10^\circ$  rekonstruiert.

**Schnitt  $\Theta_{DW} \leq 70^\circ$ :** Alle Ereignisse mit einem Zenitwinkel von  $\Theta_{DW} \leq 70^\circ$  werden entfernt. Durch Anwendung dieses Schnitts erreicht man eine erste erhebliche Reduktion der Ereignisse (siehe Tabelle 4.1).

**Reko JAMS:** Als zweites Rekonstruktionsverfahren wird das JAMS-Rekonstruktionsverfahren aus Abschnitt 4.2.2.2 angewendet, welches eine geringfügig bessere Winkelauflösung erzielt und mit dessen Hilfe man Ereignisse koinzidenter Myonen entfernen kann.

**Schnitt  $\Theta_{JAMS} \leq 80^\circ$ :** Alle Ereignisse mit einem Zenitwinkel von  $\Theta_{JAMS} \leq 80^\circ$  werden entfernt, wodurch eine weitere erhebliche Reduktion der Ereignisse erreicht wird.

**TrefB B und F:** Im nächsten Schritt schließt man die durch Übersprechen (siehe Abschnitt 4.5.4 B) erzeugten Treffer aus den Ereignissen aus und führt ein weiteres Retriggerring

durch. Durch die bisher durchgeführten Schnitte hat sich der Datensatz der gemessenen Ereignisse auf etwa 1% der ursprünglichen Ereignisanzahl verringert.

**Reko L(32,zPan):** Der Datensatz ist nun ausreichend verkleinert, sodass zum ersten Mal ein rechenintensives Likelihood-Verfahren zur Ermittlung einer Spurhypothese eingesetzt wird. Als Anfangsspur dient die Spurhypothese aus der JAMS-Rekonstruktion. Die Likelihood aus der zusammengesetzten Pandel-Funktion  $L(32, zPan)$  aus Abschnitt 4.2.2.4 wird in 32 Iterationen berechnet und die erhaltenen Spurhypothesen gespeichert.

**Schnitt  $\Theta_{L(32,zPan)} \leq 80^\circ$ :** Auf den ermittelten Zenitwinkel der Likelihood-Rekonstruktion wird bei  $\Theta_{L(32,zPan)} \leq 80^\circ$  geschnitten.

**Reko L(64,Bay):** Abschließend kommt das Likelihood-Verfahren aus Bayesischen Wahrscheinlichkeiten  $L(64, Bay)$  aus Abschnitt 4.2.2.5 in 64 Iterationen zur Anwendung. In dieser Methode werden bevorzugt von oben kommende Spuren rekonstruiert. Als Ausgangsspur wird wiederum die Spurhypothese aus der JAMS-Rekonstruktion verwendet.

Insgesamt führen die in Zeuthen durchgeführten Selektionsschritte zu einer Reduktion der Daten um einen Faktor 1000. Die Ereigniszahlen der einzelnen Jahre nach jedem Schnitt sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Die einzelnen Analyseschritte dieser in Zeuthen angefertigten Vorselektion von Ereignissen sind nochmals in der Reihenfolge ihrer Anwendung in Tabelle I.1 in Anhang I zusammengefasst.

#### 4.6.4. Ereignisselektion auf hoher Stufe

Der Datensatz, mit welchem in Mainz die Ereignisselektion begonnen wurde, enthält  $7,85 \cdot 10^6$  Ereignisse. Demgegenüber stehen 15 489,1 Ereignisse aus dem Signal-Monte-Carlo. In den nächsten Schritten in der Analyseketten werden die rechenintensivsten Rekonstruktionsverfahren eingesetzt und aus den so gewonnenen Spurhypothesen ein Satz von fünf Qualitätsvariablen gebildet:

**Schnitt  $\Theta_{L(32,zPan)} \leq 90^\circ$ :** Zunächst werden alle Ereignisse oberhalb des Horizonts mit einem Zenitwinkel von  $\Theta_{L(32,zPan)} \leq 90^\circ$ , welcher aus der Spurhypothese des Rekonstruktionsschritts  $L(32, zPan)$  gewonnen wurde, entfernt.

**Reko L(10,Tr):** Nun kommt zum ersten Mal das sehr zeitaufwendige Likelihood-Verfahren der Trefferwahrscheinlichkeiten  $L(10, Tr)$  aus Abschnitt 4.2.2.6 zum Einsatz. Dieses Verfahren erzielt die beste Spurauflösung bei der Rekonstruktion und kommt in zehn Iterationen  $L(10, Tr)$  zum Einsatz. Gleichzeitig werden die erhaltenen Spurhypothesen auf die in Abschnitt 4.3.3 beschriebenen Spurambiguitäten getestet und diejenige Spur behalten, welche den kleineren Likelihood-Wert aufweist.

**TrefB D:** Eine Trefferbereinigung nach der Methode der Zeitresiduen aus Abschnitt 4.5.4 D wird durchgeführt.

**Reko L(0,Tr):** Nach der Trefferbereinigung wird eine erneute Spurrekonstruktion nach dem Verfahren der Trefferwahrscheinlichkeiten  $L(0, Tr)$  auf den Spuren von  $L(10, Tr)$  durchgeführt.

**Var  $\Theta_{L(0,Tr)}$ :** Aus den Spurparametern dieser Rekonstruktion wird der Zenitwinkel als eine der fünf in dieser Arbeit verwendeten Qualitätsvariablen gewonnen.



**Var  $S_{L(0,Tr)}$ :** Aus den selben Rekonstruktionsergebnissen wird eine weitere Qualitätsvariable gewonnen. Die Spurwinkelauflösung  $S$  wird mit der in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Paraboloid-Anpassung bestimmt.

**Var  $ES_{L(0,Tr)}$ :** Des Weiteren wird die Qualitätsvariable der Ebenmäßigkeit einer Spur  $ES$  (siehe Abschnitt 4.3.5) aus der Spurhypothese des Rekonstruktionsschritts  $L(0, Tr)$  gebildet.

**Reko  $L(1, fPan)$ :** Das Rekonstruktionsverfahren der gefalteten Pandel-Funktion  $L(1, fPan)$  aus Abschnitt 4.2.2.4 wird mit einem Iterationsschritt auf die Ergebnisse der in Zeuthen erstellten Likelihood-Rekonstruktion  $L(32, zPan)$  angewendet, um eine genauere Spurhypothese zu erhalten. Gleichzeitig wird auch hier nach Spurambiguitäten gesucht.

**TrefB D:** Eine weitere Trefferbereinigung nach der Methode der Zeitresiduen kommt zum Einsatz.

**Reko  $L(0, fPan)$ :** Nach der Trefferbereinigung wird eine erneute Spurrekonstruktion nach dem Verfahren der Likelihood aus der gefalteten Pandel-Funktion  $L(1, fPan)$  durchgeführt, wo speziell nach aufwärtslaufenden Spuren gesucht wird. Ausgegangen wird von der Spurhypothese aus  $L(1, fPan)$ .

**Reko  $L(0, Bay)$ :** Eine Rekonstruktion  $L(0, Bay)$  mit der Bayesischen Methode wird durchgeführt um eine Spurhypothese für abwärtslaufende Spuren zu erhalten. Die Ausgangsspurhypothese stammt aus den Ergebnissen der Rekonstruktion  $L(64, Bay)$  aus Zeuthen.

**Var  $L_{diff}$ :** Die in Abschnitt 4.3.4 beschriebene Qualitätsvariable der Likelihood-Differenz wird aus den Ergebnissen der beiden letzten Likelihood-Rekonstruktionsverfahren gewonnen:  $L_{diff} = L(0, Bay) - L(0, fPan)$

**Var  $\Psi$ :** Als fünfte Qualitätsvariable wird die Raumwinkeldifferenz  $\Psi$  (siehe Abschnitt 4.3.2) aus dem Winkel zwischen zwei Spurhypthesen verschiedener Likelihood-Verfahren gebildet. Konkret setzt sich  $\Psi$  aus der Richtung der Spurhypothese aus der Likelihood der Trefferwahrscheinlichkeit und der Richtung der Spurhypothese aus der Likelihood der gefalteten Pandel-Funktion zusammen:  $\Psi = \angle(\vec{r}_{L(0,Tr)}, \vec{r}_{L(0,fPan)})$ .

**TrefB A:** Im letzten Schritt werden die Signale, welche durch meteorologische Einflüsse (Windböen) entstanden sind, aus dem Datensatz entfernt (siehe Abschnitt 4.5.4 A).

Nach dieser Analysestufe sind alle relevanten Qualitätsvariablen bestimmt, die zur Erstellung der finalen Selektion benutzt werden:  $\Theta_{L(0,Tr)}$ ,  $S_{L(0,Tr)}$ ,  $ES_{L(0,Tr)}$ ,  $L_{diff}$  und  $\Psi$ . Die Ereignisanzahlen nach dieser Rekonstruktionsstufe sind in Tabelle 4.2 zu sehen. In Tabelle I.2 in Anhang I sind die einzelnen Analyseschritte der Ereignisselektion auf hoher Stufe, welche für diese Arbeit erstellt wurde, nochmals zur besseren Übersichtlichkeit in der Reihenfolge ihrer Anwendung zusammengefasst.

### Korrektur der Spurwinkelauflösung

In Analysen, in welchen die in Abschnitt 4.3.1 beschriebene Methode zur Bestimmung der Spurwinkelauflösung  $S$  zur Anwendung kommt, hat sich gezeigt, dass  $S$  für simulierte Ereignisse um circa 7% [Ack06] zu gut eingeschätzt wird. Die in den folgenden Abschnitten beschriebenen Schritte bis zur finalen Ereignisselektion wurden zunächst ohne eine Korrektur

auf die Spurwinkelauflösung  $S$  durchgeführt. Nach Beendigung aller Schritte konnte eine ähnliche Diskrepanz für die Spurwinkelauflösungen von gemessenen und simulierten Ereignissen beobachtet werden. In einer im Abschnitt 4.6.8 beschriebenen Untersuchung hat sich eine Korrektur der Spurwinkelauflösung der simulierten Ereignisse um einen Wert von  $\Delta S = +0,12^\circ$  als optimal erwiesen. Alle in den folgenden Abschnitten beschriebene Selektionsschritte, wurden mit der korrigierten Spurwinkelauflösung durchgeführt.

#### 4.6.5. Optimierung einfacher Basisschnitte

Im letzten Schritt der Selektion wird durch eine Optimierung von Schnitten auf die zuvor gewonnenen Qualitätsvariablen versucht, eine möglichst untergrundfreie Auswahl an Neutrinoereignissen zu erhalten. Zunächst werden folgende Schnitte, die im Folgenden als *Basis-schnitte* bezeichnet werden, ausgeführt:

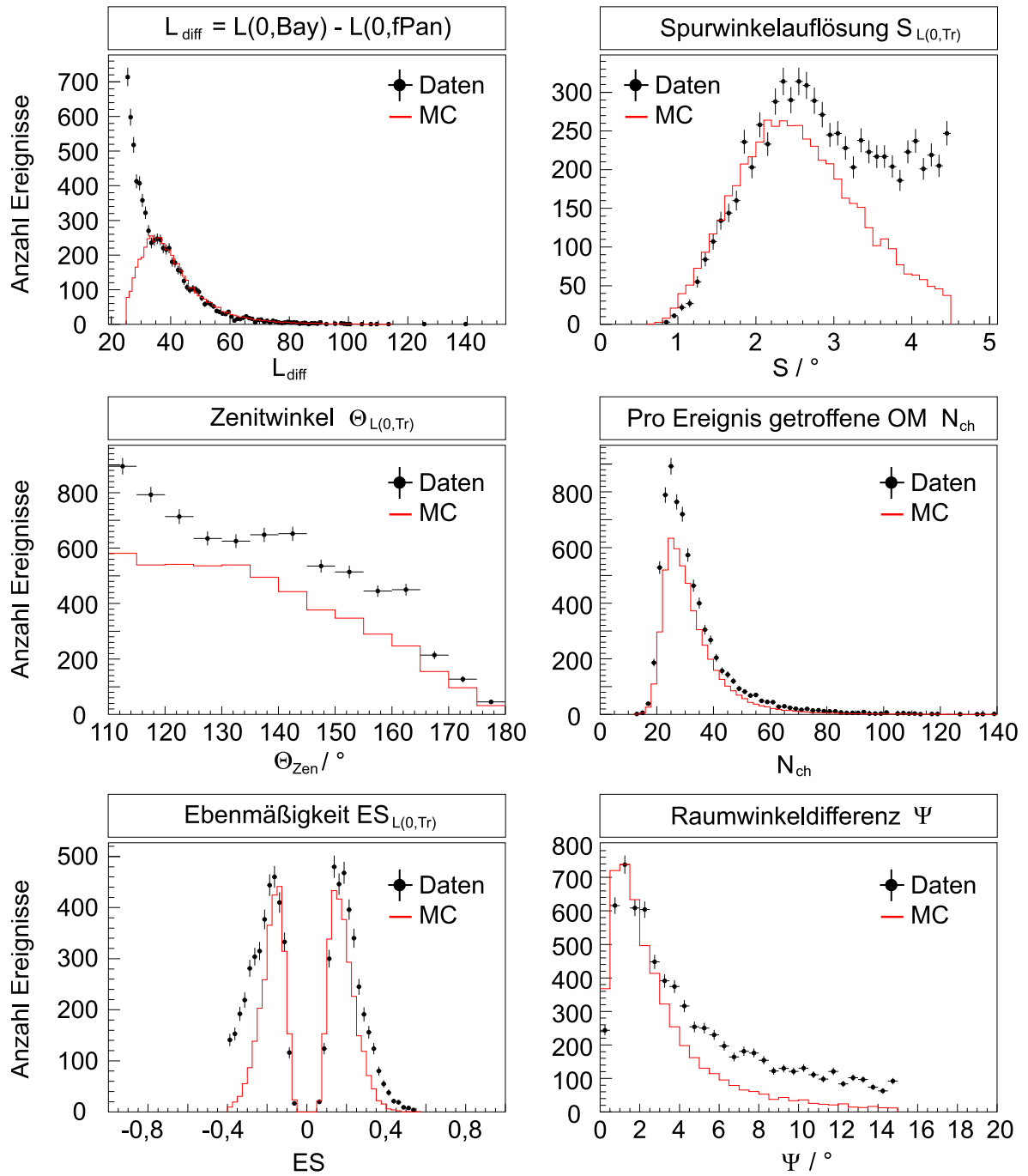
Zenitwinkel	$\Theta_{L(0,Tr)} < 110^\circ$
Ebenmäßigkeit	$ES_{L(0,Tr)} > -0,4$
Raumwinkeldifferenz	$\Psi = \sphericalangle(\vec{r}_{L(0,Tr)}, \vec{r}_{L(0,fPan)}) > 15^\circ$
Likelihood-Differenz	$L_{diff} = L(0, Bay) - L(0, fPan) < 25$
Spurwinkelauflösung	$S_{L(0,Tr)} > 4,5^\circ$

In Tabelle 4.2 sind die Anzahl der Ereignisse zu sehen, welche nach diesen Basisschnitten verbleiben. In Abbildung 4.9 sind die Verteilungen der Qualitätsvariablen in den Datensätzen der gemessenen und simulierten Ereignisse nach diesen Schnitten dargestellt. In der Verteilung von  $L_{diff}$  ist deutlich ein Untergrund bei niedrigen Log-Likelihood-Differenzen zu erkennen. Ähnliches stellt man bezüglich der Verteilung der Winkelauflösung fest, die einen Überschuss für schlecht auflösbare Spuren aufweist. Einfache Schnitte bei  $L_{diff} \geq 35$  und  $S_{L(0,Tr)} \leq 2,0^\circ$  könnten den Untergrund weitgehend entfernen, jedoch würde dies zu einem großen Verlust an Signalereignissen führen. Für die Analyse dieser Arbeit ist ein möglichst untergrundfreier Datensatz wichtig, gleichzeitig ist man aber daran interessiert eine möglichst hohe Zahl an Neutrinoereignissen mit einer möglichst flachen Akzeptanz in der Zenitwinkelverteilung zu behalten. Zusätzlich zu diesen Qualitätsvariablen spielt die Anzahl pro Ereignis getroffener Module  $N_{ch}$  eine wichtige Rolle bei der Ereignisselektion. Sie wird im nächsten Abschnitt besprochen.

#### Bestimmung der optimalen Schnittstärke $S_{St}$ aus einfachen Schnitten

Die im Folgenden vorgestellten Schnitte werden als *einfache* Schnitte bezeichnet. Zur Bestimmung der optimalen Schnittstärke werden nun die Schnittgrenzen der folgenden Qualitätsvariablen zwischen den folgenden Grenzen variiert:

Ebenmäßigkeit	$-0,4 \leq ES \leq -0,3$
Raumwinkeldifferenz	$5^\circ \leq \Psi \leq 15^\circ$
Likelihood-Differenz	$25 \leq L_{diff} \leq 35$
Spurwinkelauflösung	$2,5^\circ \leq S \leq 4,5^\circ$

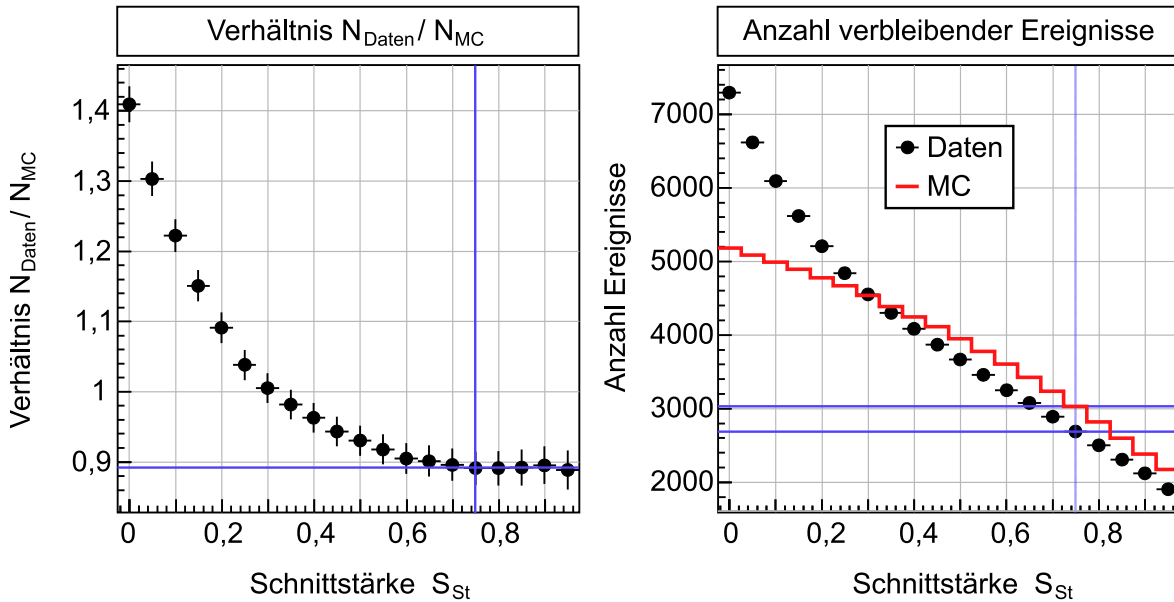
**Abbildung 4.9.:**

Zu sehen sind die Verteilungen der wichtigsten Qualitätsvariablen nach den Basisschnitten. Die gemessenen Daten sind durch Punkte mit den dazugehörigen statistischen Fehlern dargestellt. Die Linien zeigen die Verteilungen der Ereignisse aus dem Signal-Monte-Carlo. Besonders in den Verteilungen der Likelihood-Differenz  $L_{\text{diff}}$  und der Spurwinkelauflösung  $S$  ist ein Untergrund in den Daten sichtbar, der durch härtere Schnitte größtenteils entfernt werden kann.

Ereignisanzahl nach jeweiliger Analysestufe				
	Daten		Signal-MC	
Zeuthen	$7,85 \cdot 10^6$	100%	15 489,1	100%
Mainz ( $\Theta_{L(32,zPan)} \leq 90^\circ$ )	$8,28 \cdot 10^5$	10,54%	9951,75	64,25%
Basisschnitte	7292	0,88%	5219,37	52,45%

**Tabelle 4.2.:**

Aufgeführt sind die jeweiligen Ereigniszahlen und Durchlassraten in der Analyseketten ausgehend von der Vorselektion aus Zeuthen. Der Schnitt auf den Zenitwinkel  $\Theta_{L(32,zPan)} \leq 90^\circ$  verringert die Anzahl der Ereignisse in dem Maße, dass rechenintensive Rekonstruktions-schritte zur Anwendung kommen können. Durch die Basisschnitte auf die Qualitätsvariablen aus Abschnitt 4.6.5 wird die Anzahl der gemessenen und simulierten Ereignisse auf die gleiche Größenordnung gebracht.

**Abbildung 4.10.:**

Abgebildet ist links das Verhältnis  $N_{\text{Daten}}/N_{\text{MC}}$  in Abhängigkeit der Schnittstärke  $S_{St}$ . Ab  $S_{St} \geq 0,7$  wird das Verhältnis nahezu konstant. Als beste Schnittstärke wird  $S_{St} = 0,75$  am Beginn des konstanten Bereichs ausgewählt, um möglichst viele Signalereignisse zu behalten. Auf der rechten Seite ist die Anzahl der nach jeder Schnittstärke verbleibenden Ereignisse für den gemessenen und den simulierten Datensatz (MC) zu sehen.

Dabei entspricht eine Schnittstärke von beispielsweise  $S_{St} = 50\%$  den gleichzeitigen Schnitten aller Qualitätsvariablen beim Mittelwert des jeweiligen Intervalls. Abhängig von der Schnittstärke werden die jeweils verbleibenden Ereignisse aus dem gemessenen  $N_{\text{Daten}}$  und simulierten Datensatz  $N_{\text{MC}}$  verglichen. Sobald sich das Verhältnis  $N_{\text{Daten}}/N_{\text{MC}}$  nicht weiter verkleinert und sich einem konstanten Wert nähert, ist der Untergrund durch ein weiteres Anziehen der Schnitte nicht weiter zu reduzieren. In Abbildung 4.10 ist zu erkennen, dass das Verhält-

nis  $N_{\text{Daten}}/N_{\text{MC}}$  ab einer Schnittstärke  $S_{\text{St}} \geq 0,75$  nicht weiter abfällt und nahezu konstant bleibt. Mit dem Ziel möglichst viele Signalereignisse zu behalten, wird  $S_{\text{St}} = 0,75$  als optimale Schnittstärke mit folgenden Schnitten ausgewählt:

$$ES < -0,375 ; \quad \Psi > 7,5^\circ ; \quad L_{\text{diff}} < 32,5 ; \quad S > 3,0^\circ . \quad (4.21)$$

Nach diesen Schnitten verbleiben 2687 Datenereignisse und 3015 simulierte Ereignisse mit dem Verhältnis  $N_{\text{Daten}}/N_{\text{MC}} = 0,891$ . Die Tatsache, dass die Anzahl der erwarteten Ereignisse um circa 11% höher liegt als die der gemessenen, ist bei einer Unsicherheit des Gesamtneutrinoflusses von  $> 20\%$  nicht bedenklich und wurde in ähnlicher Größe schon in früheren Analysen von AMANDA-Daten einzelner Jahre beobachtet [Neu04] [Bec05] [Hau03].

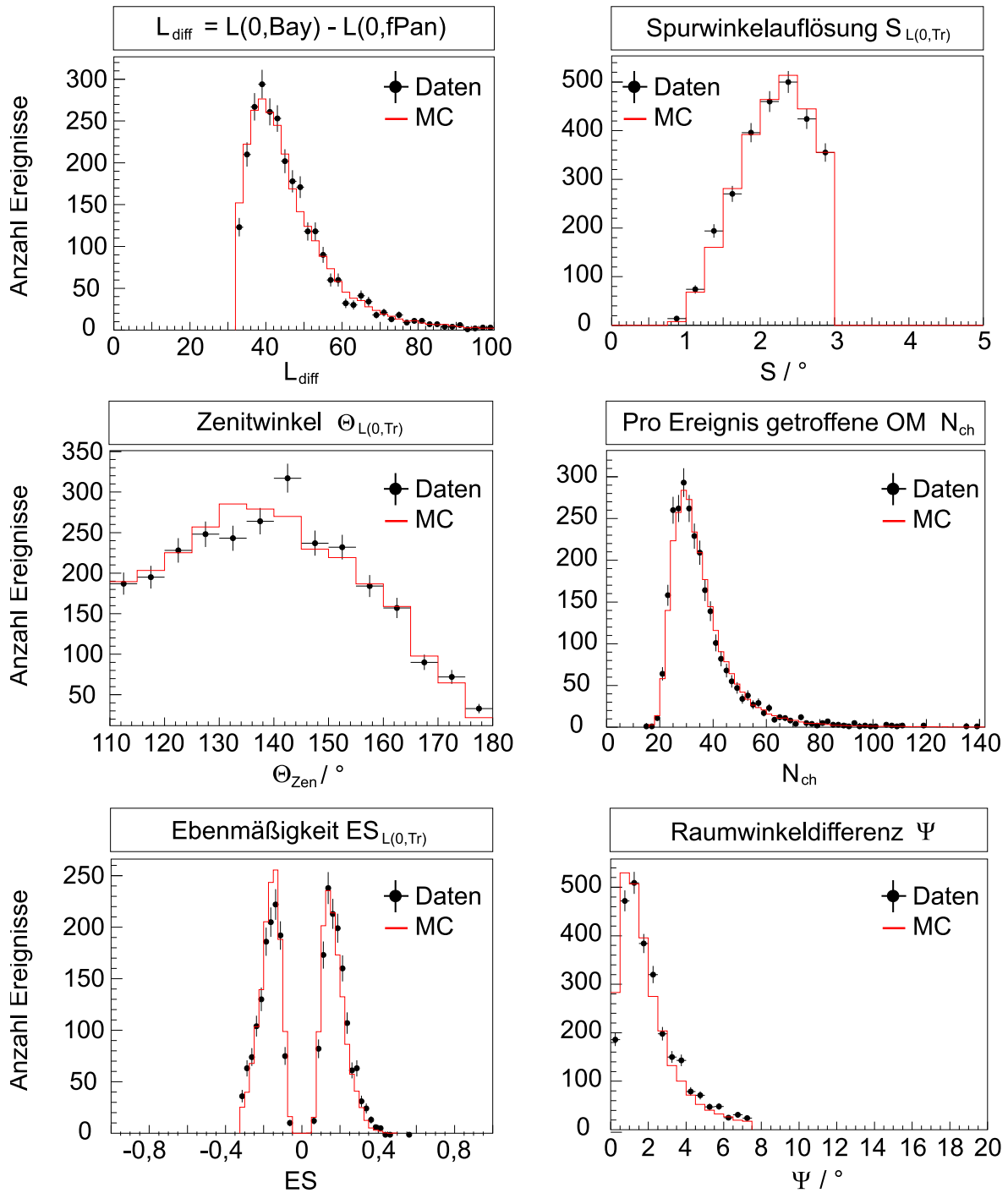
Die Verteilungen der Qualitätsvariablen und der  $N_{\text{ch}}$ -Verteilung sind in Abbildung 4.11 nach Anwendung eines Schnitts der Schnittstärke  $S_{\text{St}} = 0,75$  zu sehen. Zum besseren Vergleich wurde die Anzahl der Ereignisse von gemessenen und simulierten Daten aufeinander normiert. Die Verteilungen zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und simulierten Ereignissen. Lediglich die Zenitwinkelverteilungen weichen leicht voneinander ab. Es ist unklar, ob dies auf einen physikalischen Grund oder auf eine falsch eingeschätzte OM-Sensitivität zurückzuführen ist. Auffällig ist der Überschuss der gemessenen Ereignisse mit  $\Theta = 145^\circ$ , der auch in [Bec05] beobachtet wurde. Sein Ursprung konnte bisher nicht identifiziert werden. Durch Anwendung der einfachen Schnitte mit  $S_{\text{St}} = 0,75$  sind die Verteilungen weitgehend untergrundfrei. Jedoch verliert man gleichzeitig einen Großteil ( $\approx 40\%$ ) des simulierten Signals.

#### 4.6.6. Konstruktion einer Schnittmatrix $M^P(\Theta, N_{\text{ch}})$

Der Untergrund kann effizienter als durch das Anziehen einfacher Schnitte zu reduziert werden. Hierzu kann man die Abhängigkeit der beiden Qualitätsvariablen der Spurauflösung  $S$  und der Likelihood-Differenz  $L_{\text{diff}}$  vom Zenitwinkel  $\Theta$  und der Anzahl getroffener Module  $N_{\text{ch}}$  nutzen. Die geometrische Anordnung der Photomultiplier in AMANDA und die Trigger-Bedingungen bevorzugen den Nachweis vertikaler Myonen ( $\Theta_\nu = 180^\circ$ ), die den Detektor von unten nach oben durchqueren. Sie passieren auf ihrem Weg mehr Module als horizontale Myonen mit  $\Theta_\nu = 90^\circ$ , wodurch die Wahrscheinlichkeit eines Tscherenkow-Photontreffers mit steigendem Zenitwinkel wächst. Damit einher geht im Mittel eine Verbesserung der Werte für die Qualitätsvariablen  $S$  und  $L_{\text{diff}}$ , da zu ihrer Berechnung eine größere Anzahl von Stützstellen zur Verfügung steht. Diesen Zusammenhang kann man sich zur Konstruktion von 2-dimensionalen Schnitten zu Nutze machen. Im Folgenden wird die Konstruktion einer Schnittmatrix am Beispiel der Spurauflösung  $S$  gezeigt.

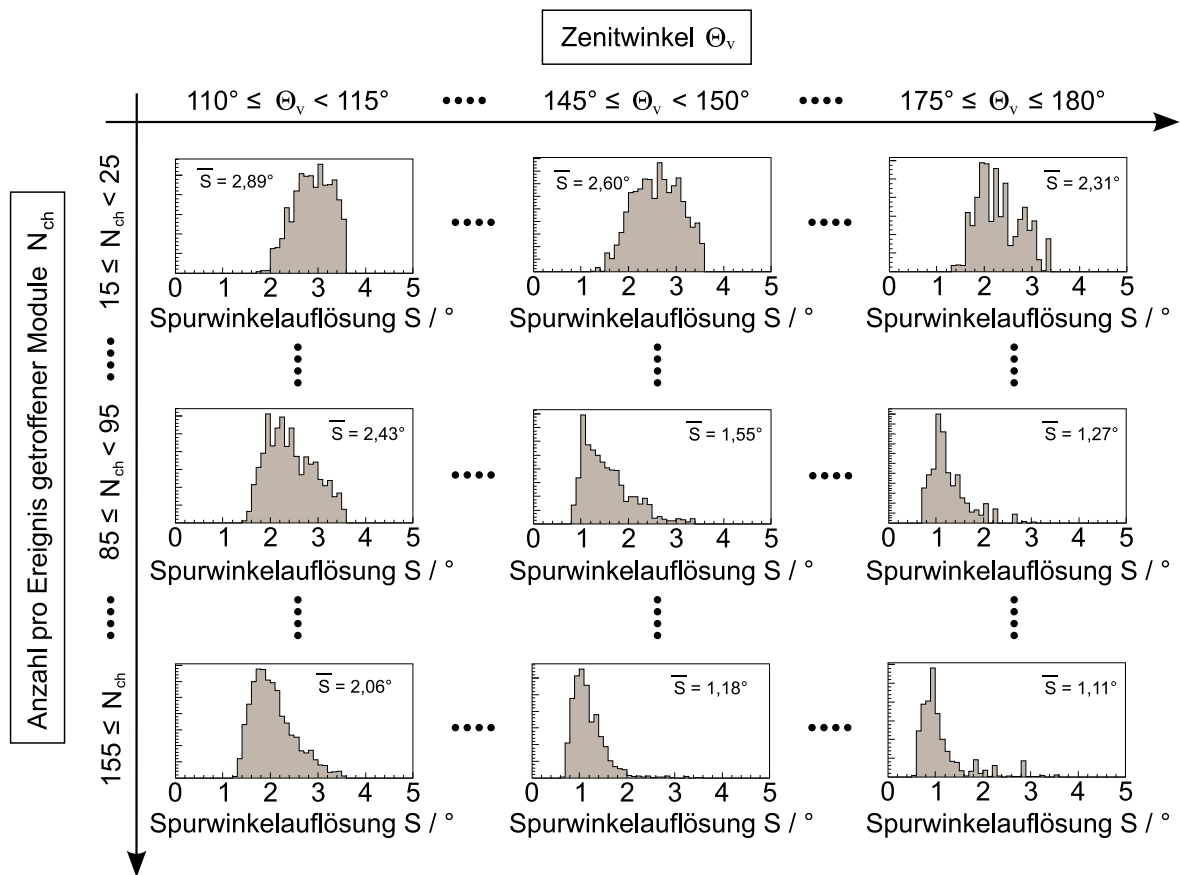
##### A: Schnittmatrix zur Spurauflösung $S$

Zur Konstruktion eines Schnitts auf die Spurauflösungen in Abhängigkeit von  $\Theta_\nu$  und  $N_{\text{ch}}$  werden die Spurauflösungen der simulierten Ereignisse nach den Basisschnitten aus Abschnitt 4.6.5 in ein 2-dimensionales Feld von Intervallen eingeteilt. Eine Achse dieses 2-dimensionalen Feldes repräsentiert die Zenitwinkel  $\Theta_\nu$  von  $110^\circ$  bis  $180^\circ$  und wird in 14 gleichgroße  $5^\circ$ -Intervalle unterteilt. Die Unterteilung in 14 Intervalle entspricht einem Kompromiss zwischen möglichst kleiner Intervallbreite und ausreichend großer Anzahl an simulierten Ereignissen innerhalb eines Intervalls. Die zweite Achse des 2-dimensionalen Feldes gibt die Anzahl der pro Ereignis getroffenen Module  $N_{\text{ch}}$  an. Sie wird ebenfalls in 14 gleichgroße Intervalle von 15



**Abbildung 4.11.:**

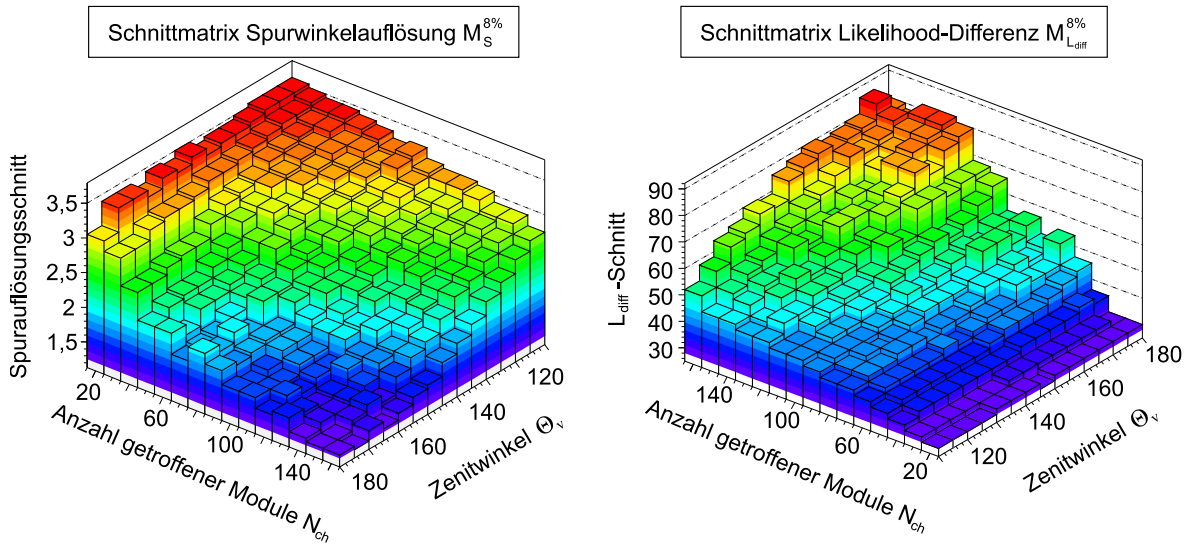
Zu sehen sind die Verteilungen der wichtigsten Qualitätsvariablen nach Anwendung einfacher Schnitte mit der Schnittstärke  $S_{\text{St}} \geq 0,75$ . Signalereignisse sind durch Punkte mit den dazugehörigen statistischen Fehlern gekennzeichnet, simulierte Ereignisse durch eine Linie. Die Anzahl der Ereignisse beider Datensätze ist aufeinander normiert.



**Abbildung 4.12.:**

Die Abbildung zeigt eine Auswahl verschiedener Verteilungen der Spurwinkelauflösung simulierter Ereignisse nach einem einfachen Schnitt bei  $S \geq 3,6^\circ$ . Die mittlere Spurwinkelauflösung  $\bar{S}$  verbessert sich sowohl in Abhängigkeit des Zenitwinkels  $\Theta_\nu$  als auch in Abhängigkeit der Anzahl an pro Ereignis getroffenen optischen Modulen  $N_{\text{ch}}$ . Für jedes dieser Intervalle wird eine Spurwinkelauflösungsgrenze bestimmt, oberhalb derer ein Prozentsatz  $p$  schlecht aufgelöster Ereignisse liegt.

bis 155 Treffern unterteilt. Anders als bei den Zenitwinkeln, die durch die vorherigen Schnitte auf den Bereich von  $110^\circ$  bis  $180^\circ$  begrenzt sind, können die OM-Treffer pro Ereignis den Wert von 155 übersteigen. Solche Ereignisse werden einem zusätzlichen, dem fünfzehnten,  $N_{\text{ch}}$ -Intervall zugeordnet. Die Verteilungen der  $\Theta_\nu$  und  $N_{\text{ch}}$  werden in jedem Intervall näherungsweise als flach angenommen, sodass die Mitte des Intervalls gleichzeitig dem Mittelwert von  $\Theta_\nu$  beziehungsweise  $N_{\text{ch}}$  in jedem Intervall entspricht. Die Spurauflösungen des Datensatzes der simulierten Ereignisse werden in die entsprechenden  $14 \times 15$  Zellen eingefüllt. In Abbildung 4.12 ist ein Ausschnitt des Intervall-Feldes für die Spurauflösung gezeigt. Die mittlere Spurauflösung  $\bar{S}(\Theta, N_{\text{ch}})$  verbessert sich wie erwartet mit steigenden  $\Theta_\nu$  und  $N_{\text{ch}}$ . Nun wird in jeder der  $14 \times 15$  Zellen die Spurauflösungsgrenze  $S_p(\Theta, N_{\text{ch}})$  bestimmt, oberhalb derer ein Prozentsatz  $p$  von schlecht aufgelösten Ereignissen liegt. Aus den so ermittelten Grenzen erhält eine Schnittfunktion auf die Spurauflösung. Diese Schnittfunktion  $S^p(\Theta_\nu, N_{\text{ch}})$  hängt ab von  $\Theta_\nu$  und  $N_{\text{ch}}$  und muss jeweils für die gewünschte Schnitttiefe in Prozent  $p$  aus



**Abbildung 4.13.:**

Zu sehen ist eine dreidimensionale Darstellung der Schnittmatrizen für die Spurauflosung  $M_S^{8\%}$  (links) und für die Likelihood-Differenz  $M_{L_{diff}}^{8\%}$  (rechts) für einen Prozentsatz  $p = 8\%$  entfernter Ereignisse und einer vorherigen Anwendung einfacher Schnitte der Schnittstärke  $S_{St} = 0,4$ .

dem simulierten Datensatz bestimmt werden. Trägt man die jeweiligen Werte für  $\bar{S}$  in ein 2-dimensionales Feld ein, erhält man die Schnittmatrix  $M_S^p(\Theta_\nu, N_{ch})$ . Die Schnittmatrix für einen Prozentsatz von  $p = 8\%$  bei einem vorherigen einfachen Schnitt der Schnittstärke von  $S_{St} = 0,4$  ist in Abbildung 4.13 links zu sehen.

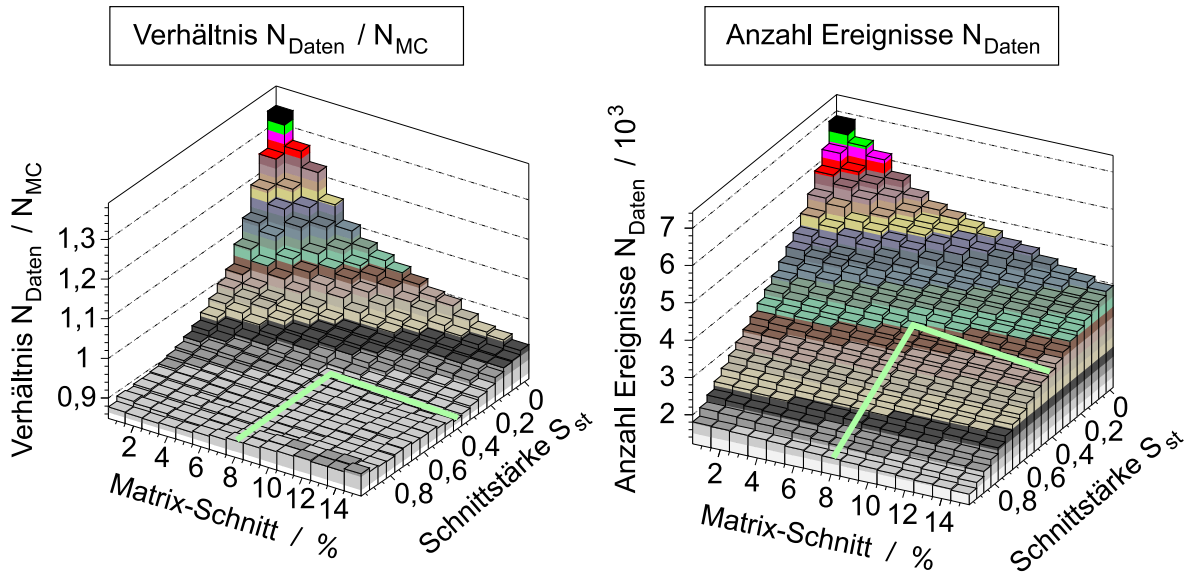
### B: Schnittmatrix zur Likelihood-Differenz $L_{diff}$

Analog zur Vorgehensweise bei der Bestimmung von  $M_S^p(\Theta_\nu, N_{ch})$  aus den mittleren Spurauflosungen wird für die Qualitätsvariable der Likelihood-Differenz  $L_{diff}$  vorgegangen. In diesem Fall jedoch wachsen die Likelihood-Differenzen mit steigenden  $\Theta_\nu$  und  $N_{ch}$ , sodass eine Schnittmatrix  $L_{diff}^p(\Theta_\nu, N_{ch})$  die Ereignisse mit niedrigen Likelihood-Differenzen entfernt. In Abbildung 4.13 rechts ist die Schnittmatrix der Likelihood-Differenz dargestellt.

Durch die Anwendung eines Matrixschnitts werden im Vergleich zu einfachen Schnitten weniger Signalereignisse entfernt, wie man anhand eines Beispiels erkennen kann: Eine Spurauflosung von  $3^\circ$  für niedrige  $\Theta_\nu$  und  $N_{ch}$  gilt als gute Spurauflosung, wohingegen ein solcher Wert für Ereignisse mit hohen  $\Theta_\nu$  und  $N_{ch}$  einer schlechten Spurauflosung entspricht. Somit würde ein einfacher Schnitt auf die Spurauflosung eigentlich *gute* Spuren für niedrige  $\Theta_\nu$  und  $N_{ch}$  entfernen, wobei die *schlechten* Spuren für hohe  $\Theta_\nu$  und  $N_{ch}$  im Datensatz verbleiben würden.

Prinzipiell können mit dieser Methode Schnittfunktionen für beliebige andere Qualitätsvariablen in Abhängigkeit beliebiger Größen gebildet werden. Die für diese Arbeit erstellten Programme zur Berechnung solcher Schnittmatrizen werden der AMANDA-Kollaboration zur Verfügung gestellt.





**Abbildung 4.14.:**

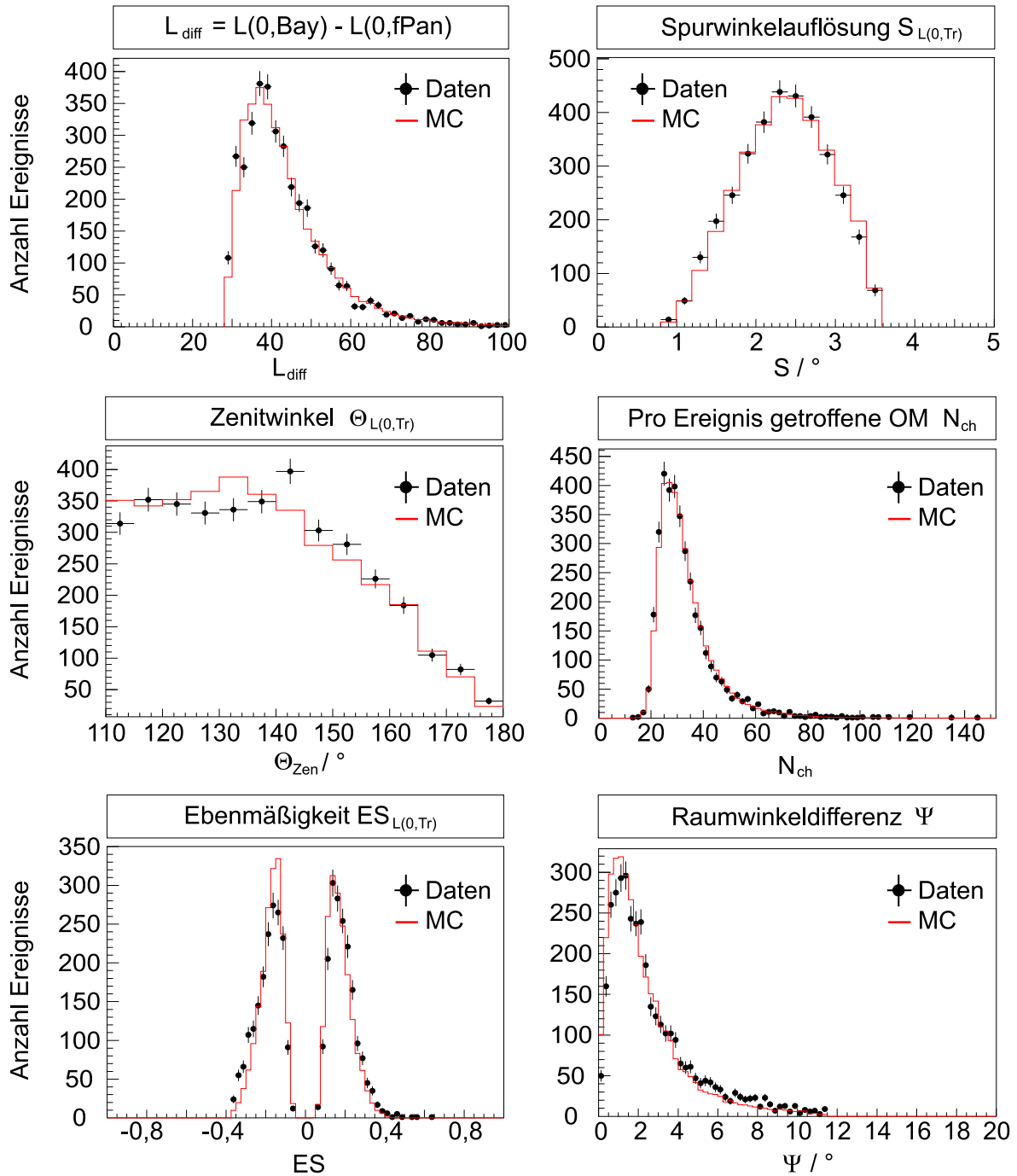
Auf der linken Seite ist das Verhältnis  $N_{\text{Daten}}/N_{\text{MC}}$  nach Anwendung einer Schnittkombination aus einfachen Schnitten der Schnittstärke  $S_{\text{st}}$  und Matrixschnitten  $M_{L_{\text{diff}}}^p$  und  $M_S^p$  einer prozentualen Schnittstärke  $p$  dargestellt. Rechts ist die Anzahl verbleibender Datenereignisse nach entsprechender Schnittkombination abgebildet. Die hellgrünen Linien kennzeichnen die für die finale Ereignis Selektion gewählte Schnittkombination.

#### 4.6.7. Finale Ereignis Selektion

Um einen möglichst untergrundfreien Datensatz mit möglichst vielen Ereignissen zu erhalten, wird eine Kombination der Schnittmethoden der einfachen Schnitte aus Abschnitt 4.6.5 und der Matrixschnitte aus Abschnitt 4.6.6 zur Bestimmung der finalen Ereignis Selektion angewendet.

Zunächst werden einfache Schnitte mit Schnittstärken zwischen  $0 \leq S_{\text{st}} \leq 1$  in zwanzig Schritten auf den Datensatz simulierter Ereignisse angewendet. Aus den verbleibenden Ereignissen werden dann jeweils 15 Schnittmatrizen für  $S$  und  $L_{\text{diff}}$  berechnet, die jeweils einen Prozentsatz zwischen  $p = 1\%$  und  $p = 15\%$  von Ereignissen schlechter Qualität aus den entsprechenden Intervallen entfernen. Anschließend werden diese  $15 \times 20$  Schnittkombinationen auf die Datensätze der simulierten und gemessenen Daten angewendet. Als optimaler Schnitt wird diejenige Kombination aus Schnitten betrachtet, für welche das Verhältnis aus der Anzahl der verbleibenden gemessenen Ereignisse  $N_{\text{Daten}}$  zur Anzahl der verbleibenden simulierten Ereignisse  $N_{\text{MC}}$  flach wird und gleichzeitig möglichst viele gemessene Ereignisse aufweist. In Abbildung 4.14 ist das Verhältnis  $N_{\text{Daten}}/N_{\text{MC}}$  in Abhängigkeit der jeweiligen Schnittstärken zu sehen. Für geringe Schnittstärken sowohl der einfachen Schnitte  $S_{\text{st}}$  als auch für die beiden gleichzeitig angewendeten Matrixschnitte  $M_S^p(\Theta_\nu, N_{\text{ch}})$  und  $M_{L_{\text{diff}}}^p(\Theta_\nu, N_{\text{ch}})$  fällt das Verhältnis  $N_{\text{Daten}}/N_{\text{MC}}$  schnell ab. Mit steigender Schnittstärke bildet sich ein Tal von nahezu konstanten Verhältnissen.

Als optimale Schnittkombination gilt diejenige, welche sich bei möglichst großer Anzahl von übrig bleibenden Ereignissen gerade noch innerhalb des Tals befindet. Diesem Kriterium folgend wird eine Schnittstärke  $S_{\text{st}} = 0,4$  und ein Prozentsatz von  $p = 8\%$  gewählt. Der so



**Abbildung 4.15.:**

Abgebildet sind die Verteilungen der finalen Ereignis Selektion nach Anwendung einer Kombination aus einfachen Schnitten mit  $S_{\text{St}} = 0,4$  und den Schnittmatrizen  $M_S^{8\%}(\Theta, N_{\text{ch}})$  und  $M_{L_{\text{diff}}}^{8\%}(\Theta, N_{\text{ch}})$ . Die gemessenen Daten sind durch Punkte mit den dazugehörigen statistischen Fehlern dargestellt. Die roten Linien zeigen die Verteilungen aus simulierten Signalereignissen.

Anzahl Ereignisse nach jeweiliger Analysestufe - Daten						
Jahr		2000	2001	2002	2003	gesamt
Mainz	$N_{\text{ev}}$	150 497	192 287	228 278	256 541	827 603
BS	$N_{\text{ev}}$	1462	1697	1975	2158	7292
	$R_{\text{pass}}$	0,97%	0,88%	0,87%	0,84%	0,88%
Final	$N_{\text{ev}}$	603	798	996	1004	3401
	$R_{\text{pass}}$	41,24%	47,02%	50,04%	46,52%	46,64%

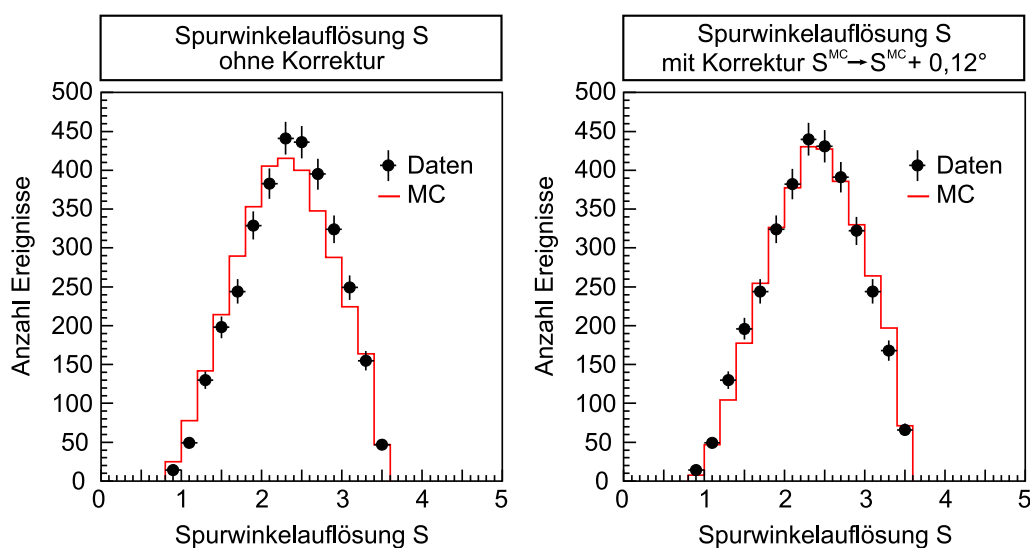
  

Anzahl Ereignisse nach jeweiliger Analysestufe - Monte-Carlo						
Jahr		2000	2001	2002	2003	gesamt
Mainz	$N_{\text{ev}}$	1821,11	2335,21	2804,06	2991,37	9951,75
BS	$N_{\text{ev}}$	1002,82	1233,29	1436,41	1546,85	5219,37
	$R_{\text{pass}}$	55,07%	52,81%	51,23%	51,71%	52,45%
Final	$N_{\text{ev}}$	721,58	898,73	1063,52	1120,76	3804,60
	$R_{\text{pass}}$	71,96%	72,87%	74,04%	72,45%	72,89%

**Tabelle 4.3.:**

Aufgelistet sind die Ereigniszahlen  $N_{\text{ev}}$  und Durchlassraten  $R_{\text{pass}}$  für die gemessenen und simulierten Ereignisse nach verschiedenen Selektionsstufen. Mit *Mainz* sind die Werte nach dem Selektionsschritt aus Abschnitt 4.6.4 gekennzeichnet. *BS* bezieht sich auf die Basisschnitte aus Abschnitt 4.6.5. Als *Final* sind die Werte der finalen Ereignisselektion aufgelistet, die aus einer Kombination von einfachen Schnitten und Matrixschnitten erstellt wurde und mit welcher die Oszillationsanalyse durchgeführt wird.

gewonnene Datensatz enthält 3401 gemessene und 3804,6 simulierte Ereignisse. Auch in diesem Fall ergibt sich ein Verhältnis von  $N_{\text{Daten}}/N_{\text{MC}} = 0,8939$ , welches praktisch identisch mit dem in Abschnitt 4.6.5 erhaltenen Verhältnis ist. Die Verteilungen der wichtigsten Qualitätsvariablen nach diesen Schnitten ist in Abbildung 4.15 dargestellt, wobei die Ereignisanzahl der simulierten Daten, zur besseren Vergleichbarkeit, auf die der gemessenen Daten normiert wurde. Abgesehen vom Normierungsfaktor stimmen die Verteilungen gut überein. Die Zenitwinkelverteilungen weisen eine leichte Diskrepanz auf. Der Überschuss bei  $\Theta = 145^\circ$  in der Verteilung der gemessenen Ereignisse ist auch nach diesen Schnitten noch deutlich erkennbar.



**Abbildung 4.16.:**

Links ist die Verteilung der Spurwinkelauflösung ohne Korrektur zu sehen. Deutlich zu erkennen ist die leicht überschätzte Spurwinkelauflösung der simulierten Ereignisse (Linie). Auf der rechten Seite sind die Verteilungen nach einer Korrektur von  $S^{\text{MC}} \rightarrow S^{\text{MC}} + 0,12^\circ$  zu sehen, wonach die beiden Verteilungen besser zueinander passen.

#### 4.6.8. Korrektur der Spurwinkelauflösung der simulierten Ereignisse

In Abschnitt 4.6.4 wurde darauf hingewiesen, dass die Verteilungen der Spurwinkelauflösungen  $S$  von simulierten und gemessenen Ereignissen eine leichte Diskrepanz aufweist. Als Ursache wird ein systematischer Fehler in der Ereignisrekonstruktion vermutet<sup>20</sup>. Um  $S$  für die simulierten Ereignisse an die Daten anzupassen, wurden zwei unterschiedliche Spurwinkelkorrekturen untersucht:

- Eine additive Korrektur  $K_a$ :  $S^{\text{MC}} \rightarrow S^{\text{MC}} + \alpha$  mit  $0,0^\circ \leq \alpha \leq 0,2^\circ$
- Eine multiplikative Korrektur  $K_m$ :  $S^{\text{MC}} \rightarrow S^{\text{MC}} \cdot m$  mit  $1,0 \leq m \leq 1,1$

<sup>20</sup>Die Ursache für die Diskrepanz könnte auch in einem Untergrund fehlrekonstruierter Ereignisse in den Daten zu suchen sein. Diese Ursache ist jedoch insofern auszuschließen, als dass die Diskrepanz auch nach einer Anwendung sehr harter Schnitte mit einer Schnittstärke  $S_{\text{St}} = 1$  weiterhin in selber Weise zu beobachten ist, obwohl die Daten nun weitgehend als untergrundfrei angesehen werden können.

Ausgehend von den Basisschnitten aus Abschnitt 4.6.5 wurden die Schnittkombination aus dem vorherigen Abschnitt zusammen mit jeweils einer Spurwinkelkorrektur auf die Ereignisse des Signal-Monte-Carlos angewendet. Dabei wurden innerhalb des angegebenen Korrekturbereichs für die Korrekturterme  $K_a$  beziehungsweise  $K_m$  jeweils 20 Werte getestet. Der Vergleich der so erhaltenen korrigierten Verteilungen von  $S$  mit derjenigen der gemessenen Ereignisse wurde mit einem  $\chi^2$ -Test durchgeführt und zeigt die beste Übereinstimmung für eine additive Korrektur von  $S^{\text{MC}} \rightarrow S^{\text{MC}} + 0,12^\circ$ . Unter der Annahme unkorrelierter Fehler, entspricht dies einem zusätzlichen mittleren Fehlerbeitrag von  $X = 0,77^\circ$  bei einer mittleren Spurauflösung von  $\bar{S} = 2,5^\circ$ :

$$\begin{aligned}
\text{wirkliche Auflösung : } S' &= S^{\text{MC}} + 0,12^\circ \\
\text{für unkorrr. Fehler gilt : } S' &= \sqrt{(S^{\text{MC}})^2 + X^2} \\
\implies X &= \sqrt{(S')^2 - (S^{\text{MC}})^2} = \sqrt{(S^{\text{MC}} + 0,12^\circ)^2 - (S^{\text{MC}})^2} \\
&= \sqrt{0,24^\circ \cdot S^{\text{MC}} + (0,12^\circ)^2} \approx \sqrt{0,24^\circ \cdot S^{\text{MC}}} \\
X &\approx \sqrt{0,24^\circ \cdot 2,5^\circ} = 0,77^\circ .
\end{aligned}$$

In Abbildung 4.16 sind die Verteilungen der Spurwinkelauflösung vor und nach der Korrektur gezeigt. Die Auswirkungen der Korrektur auf die Anzahl der Ereignisse ergibt sich zu:

	<b>Daten</b>	<b>Monte-Carlo</b>
Ohne Korrektur	3394	3923
$S^{\text{MC}} + 0,12^\circ$	3401	3804

Die Anwendung dieser Korrektur hat lediglich eine leichte Änderung der Ereignisanzahl der finalen Selektion zur Folge. Die Auswirkungen auf die Daten ist gering und kommt aus der Veränderung des Matrixschnitts  $M_S^p(\Theta, N_{\text{ch}})$ , die sich für die jeweilige Korrektur der Spurwinkelauflösung ergeben. Aus der unterschiedlichen Anzahl der simulierten Ereignisse lässt sich der systematische Fehler, welcher durch die Korrektur verursacht wird, abschätzen zu:  $1 - 3804/3923 = 0,03 \hat{=} 3\%$ .



## 5. Oszillationsanalyse

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden die Auswirkungen einer Änderung der OM-Sensitivität auf die Zenitwinkelverteilung diskutiert und die Sensitivitätsdifferenz zwischen gemessenem und simuliertem Datensatz abgeschätzt. Nach der Bestimmung der systematischen Fehler wird die Analysemethode vorgestellt, mit der in dieser Arbeit nach Effekten von Neutrinooszillationen gesucht wird. Dazu werden die Zenitwinkelverteilungen gemessener und simulierter Ereignisse unter der Berücksichtigung von Oszillationseffekten mittels eines  $\chi^2$ -Tests verglichen. Die Bestimmung der optimalen Analyseparameter wird mit Hilfe eines so genannten *Toy-Monte-Carlos*<sup>1</sup> durchgeführt. Abschließend werden die Ergebnisse der Analyse vorgestellt.

### 5.1. OM-Sensitivitätsstudien

Durch seine zylindrische Bauform besitzt der AMANDA-Detektor eine höhere Effizienz für die Messung von unten kommender Myonen im Vergleich zu eher horizontalen Ereignissen. Zusammen mit der Trigger-Schwelle hat die angenommene Sensitivität der Photomultiplier starke Auswirkungen auf die Form der Zenitwinkelverteilung und die Anzahl der erwarteten Ereignisse. Insbesondere für eher horizontale Ereignisse ( $\Theta \leq 135^\circ$ ) schlägt sich eine erhöhte Sensitivität in einer höheren Nachweiseffizienz nieder. Das in Abschnitt 4.6.7 erhaltene Verhältnis von  $N_{\text{DATA}}/N_{\text{MC}}$  von 0,893 könnte darauf hindeuten, dass die Sensitivität der optischen Module in der Simulation überschätzt wird. Die Abschätzung der OM-Sensitivität ist komplex, da sie aus einer Kombination mehrerer Faktoren besteht:

- winkelabhängige Quanteneffizienz der Photomultiplier
- Lichtabsorption durch das Glas der druckfesten Sphäre
- Lichtabsorption durch das optische Kontaktgel
- Streuung im wiedergefrorenen Eis um die optischen Module

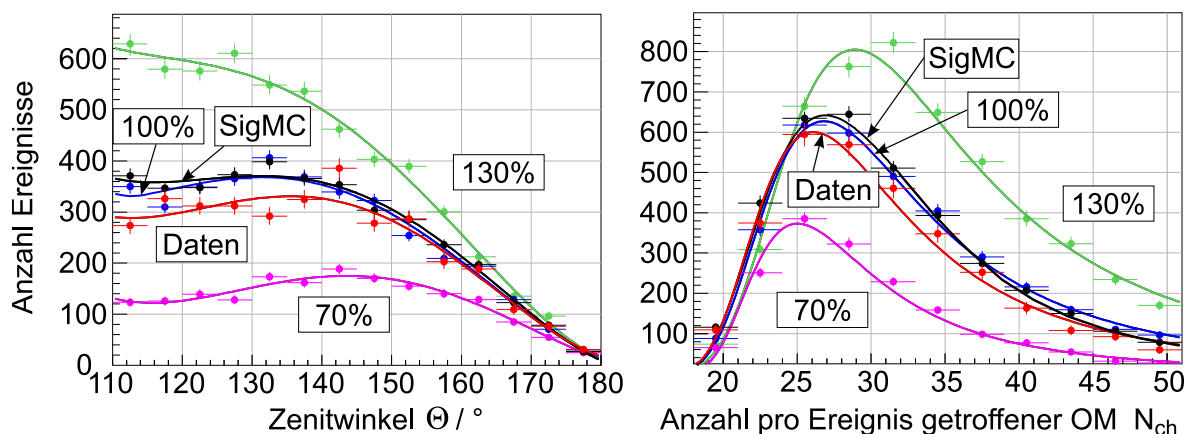
Zusätzlich müssen die Wellenlängenabhängigkeit dieser Faktoren und das Verhalten an den optischen Grenzflächen zwischen Eis, Glassphäre und optischem Gel bei der Simulation einbezogen werden. Zu welchen Auswirkungen auf das Zenitwinkelspektrum die Unsicherheit bezüglich der OM-Sensitivität führt, wird im Folgenden untersucht.

#### 5.1.1. Auswirkung der OM-Sensitivität auf die Zenitwinkelverteilung

Um die Auswirkungen einer geänderten OM-Sensitivität zu untersuchen, müssen zunächst geeignete Monte-Carlo-Datensätze für verschiedene Sensitivitäten erzeugt werden. Die angenommenen Sensitivitäten der einzelnen optischen Module werden bei der Simulation der

---

<sup>1</sup>Toy = Spielzeug. Als Toy-Monte-Carlo bezeichnet man einen simulierten Datensatz, der aus parametrisierten Verteilungen erstellt wird, ohne die grundlegenden physikalischen Prozesse zeitaufwendig zu simulieren, wie das für ein *echtes* Monte-Carlo der Fall ist.



**Abbildung 5.1.:**

Links: Dargestellt sind die Zenitwinkelverteilungen bei verschiedenen angenommenen Sensitivitäten mit Anpassungen eines Polynoms des Grades 4. Zum Vergleich ist auch die Zenitwinkelverteilung der gemessenen Daten eingezeichnet. Rechts: Abgebildet sind die  $N_{ch}$ -Verteilungen zusammen mit den zugehörigen angepassten Landau-Funktionen. Aus ihren Parametern wird die Sensitivität der gemessenen Verteilung abgeschätzt. Zusätzlich sind die als *SigMC* gekennzeichneten Verteilungen der finalen Ereignis Selektion des Signal-Monte-Carlo zum Vergleich eingezeichnet.

Detektorantwort auf ein simuliertes Ereignis noch vor der Ereignisrekonstruktion implementiert. Somit müssen zur Simulation einer geänderten OM-Sensitivität alle Schritte, Trefferbereinigungs- und Spurrekonstruktionsalgorithmen sämtlicher Rekonstruktionsstufen erneut durchlaufen werden. Um dies in akzeptabler Zeit zu bewerkstelligen, beinhalten die Datensätze der simulierten Ereignisse eine zehnfach geringere Statistik als der zur Analyse in dieser Arbeit verwendete Signal-Monte-Carlo-Datensatz. Ebenfalls wurde die Anzahl der Iterationen der Spurrekonstruktionsalgorithmen reduziert. Die Unterschiede zum aufwendig erzeugten Signal-Monte-Carlo sind gering (siehe Abbildung 5.1).

Es wurden drei verschiedene Datensätze mit OM-Sensitivitäten von 70%, 100% und 130% erzeugt. Die Abschätzung der Sensitivität des gemessenen Datensatzes kann nicht aus den sensitivitätsabhängigen Veränderungen der Zenitwinkelverteilung, die Gegenstand der Untersuchung dieser Arbeit ist, bestimmt werden. In Abbildung 5.1 links sind die Zenitwinkelverteilungen der drei verschiedenen Sensitivitäten, inklusive einer Anpassung eines Polynoms vierten Grades zur besseren Übersichtlichkeit, gezeigt. Deutlich zu erkennen sind zum einen die starke Abhängigkeit der Ereigniszahl von der Sensitivität und zum anderen der mit steigender Sensitivität höhere Anteil an horizontalen Ereignissen. Erwartungsgemäß nimmt die relative Anzahl der eher horizontalen Ereignisse ( $\Theta \leq 135^\circ$ ) mit steigender Sensitivität zu, was sich aus der oben beschriebenen Tatsache erklärt, dass insbesondere diese bei einer höheren Sensitivität die Trigger-Schwelle leichter überwinden.

Zur Abschätzung der OM-Sensitivität wird die Verteilung der Anzahl pro Ereignis getroffener Module  $N_{ch}$  verwendet. Ihre Form verändert sich im Vergleich zu derjenigen der Zenitwinkelverteilung weniger stark in Abhängigkeit der OM-Sensitivität. Dadurch lässt sich eine Parametrisierung der  $N_{ch}$ -Verteilung durch eine Funktion mit wenigen Freiheitsgraden



erreichen. Als geeignet zeigt sich eine Landau-Funktion<sup>2</sup>. Zur Abschätzung der Sensitivität wird jeweils eine Landau-Funktion an jede der drei  $N_{\text{ch}}$ -Verteilungen der verschiedenen Sensitivitäten angepasst, aus welchen zwei Parameter extrahiert werden. Das sind der so genannte MPV<sup>3</sup>, der die Lage des wahrscheinlichsten Wertes in einer Landau-Verteilung beschreibt, und die Breite der Verteilung  $\sigma_{\text{L}}$ .

### 5.1.2. Abschätzung der Sensitivität des gemessenen Datensatzes

Das Ziel ist aus der gemessenen  $N_{\text{ch}}$ -Verteilung und der Parameter einer darauf angepassten Landau-Funktion auf die Sensitivität der optischen Module zu schließen. Dazu muss der Verlauf der Parameter für beliebige Sensitivitäten bekannt sein. Er wird aus den für verschiedene Sensitivitäten simulierten Datensätzen bestimmt. Im Folgenden wird die Vorgehensweise für den Parameter  $\sigma_{\text{L}}$  beschrieben, für den zweiten Parameter MPV wird analog vorgegangen.

Man trägt die aus der Landau-Anpassung der drei Sensitivitäten erhaltenen  $\sigma_{\text{L}}^i$  und deren Fehler  $\delta\sigma_{\text{L}}^i$  gegen die Sensitivität auf und kann durch lineare Regression eine Gerade  $\sigma_{\text{L}} = m \cdot \text{Sensitivität} + b$  anpassen<sup>4</sup>. Dabei wird angenommen, dass  $\sigma_{\text{L}}$  in Abhängigkeit der Sensitivität annähernd linear verläuft. Um nun den Sensitivitätsbereich zu einer beliebigen  $N_{\text{ch}}$ -Verteilung mit Hilfe des gefundenen sensitivitätsabhängigen Parameterverlaufs abzuschätzen, interessiert man sich zunächst für den sensitivitätsabhängigen Fehler  $\Delta\sigma_{\text{L}}(\text{Sens})$ , welcher aus der Geradenanpassung folgt. Dieser ergibt sich zu

$$\Delta\sigma_{\text{L}} = \sqrt{\text{Sens}^2 \cdot \Delta m^2 + \Delta b^2 + 2 \cdot \text{Sens} \cdot \text{cov}(m, b)}. \quad (5.1)$$

Hier sind  $\Delta m$  und  $\Delta b$  die Fehler der Parameter, die sich aus der Geradenanpassung ergeben. Man erhält ein Fehlerband um die angepasste Gerade, wie in Abbildung 5.2 links zu sehen ist.

Nun trägt man den Wert  $\sigma_{\text{L}}^{\text{Daten}}$  aus der Verteilung der Daten auf die Gerade auf, woraus sich die entsprechende Sensitivität  $\text{SENS}^{\text{Daten}}$  ergibt. Zusätzlich werden zwei weitere Punkte, die dem Bereich des Fehlers  $\delta\sigma_{\text{L}}^{\text{Daten}}$  entsprechen, eingetragen. Aus diesem  $\sigma_{\text{L}}^{\text{Daten}}$ -Bereich kann man den entsprechenden Unsicherheitsbereich der Sensitivität aus dem Fehlerband abschätzen.

Diese Prozedur wird analog für die Bestimmung der Sensitivität aus den MPV<sup>i</sup> der Landau-Verteilungen durchgeführt. Die Ergebnisse für die Sensitivitätsbestimmung aus den verwendeten Parametern sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Die endgültige Sensitivität folgt aus dem fehlergewichteten Mittelwert der beiden erhaltenen Sensitivitätsschätzungen. Der Gesamtfehler ergibt sich zu:  $\sigma_{\text{ges}}^2 = (1/\sigma_{\text{MPV}}^2 + 1/\sigma_{\sigma_{\text{L}}}^2)^{-1}$ , da die Korrelation der Parameter gering ist. Dabei wurde konservativ der jeweils größte Wert der leicht asymmetrischen Fehler in der Berechnung verwendet. Die Sensitivität der optischen Module in den gemessenen Daten wird auf  $(91, 3 \pm 7, 8)\%$  der nominellen Sensitivität bestimmt.

### 5.1.3. Abschätzung der Sensitivität des simulierten Datensatzes

Um das Verfahren zu testen, wurde die Sensitivität auch für den Datensatz des Signal-Monte-Carlos abgeschätzt. Zudem wurde vor kurzer Zeit festgestellt [Lan05], dass die Sensitivität der

<sup>2</sup>Die  $N_{\text{ch}}$ -Verteilung hat im physikalischen Sinne nichts mit einer Landau-Verteilung zu tun, welche die Energieverlustverteilung von ionisierender Strahlung in Materie beschreibt. Die Landau-Verteilung wurde zur Anpassung gewählt, da sie die  $N_{\text{ch}}$ -Verteilung mit wenigen Parametern qualitativ gut beschreibt.

<sup>3</sup>MPV = Most Probable Value

<sup>4</sup>Die Sensitivitäten werden als nicht fehlerbehaftet angesehen.

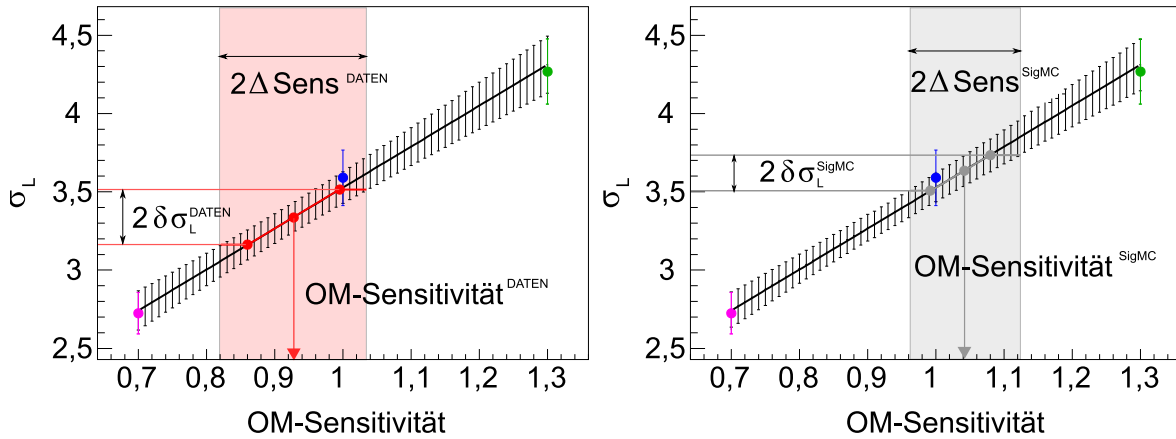


Abbildung 5.2.:

Aus der linearen Anpassung der drei  $\sigma_L^i$  lässt sich ein Fehlerband berechnen. Mit seiner Hilfe wird die Abschätzung der Sensitivität der gemessenen (links) und simulierten (rechts) Datensätze aus den jeweiligen  $\sigma_L^{\text{Daten,SigMC}}$  und den Fehlern  $\delta\sigma_L^{\text{Daten,SigMC}}$  durchgeführt.

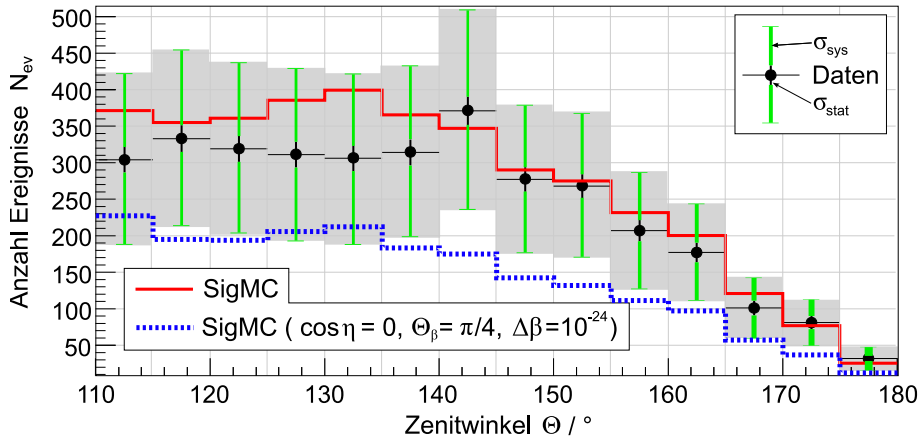
Sensitivität in % aus:			
	MPV	$\sigma_L$	gesamt
Daten	$89,9^{+11,1}_{-11,3}$	$92,6^{+10,4}_{-10,7}$	$91,3 \pm 7,8$
Monte-Carlo	$100,1^{+8,0}_{-8,0}$	$104,1^{+8,1}_{-8,0}$	$102,1 \pm 5,7$

Tabelle 5.1.: Abschätzung der Sensitivität.

zentralen Strings 1 bis 4 in der Detektorsimulation und somit auch in dem in dieser Arbeit verwendeten Signal-Monte-Carlo überschätzt wurde. Die Abschätzung dessen OM-Sensitivität geschieht auf die gleiche Weise, wie es für die gemessenen Daten durchgeführt wurde. Für die das Signal-Monte-Carlo ergibt sich eine Sensitivität von  $(102,1 \pm 5,7)\%$ , was in guter Übereinstimmung mit der Erwartung einer leicht erhöhten OM-Sensitivität im Vergleich zum 100%-Sensitivitäts-Monte-Carlo liegt. Die aus der Anpassung gewonnenen Sensitivitätswerte für die einzelnen Parameter sind in Tabelle 5.1 zu sehen. Die in diesem Verfahren gewonnene Abschätzung der Sensitivität der optischen Module ist im Rahmen dieser Arbeit ausreichend genau. Somit wird der Fehler von 7,8% aus der Abschätzung der Sensitivität des gemessenen Datensatzes aus dem vorherigen Abschnitt als systematischer Fehler auf die OM-Sensitivität in dieser Analyse angenommen.

## 5.2. Die Analysemethode

Die Analyse, welche in dieser Arbeit durchgeführt wird, sucht nach Oszillationseffekten in der gemessenen Zenitwinkelverteilung von AMANDA. Für die Analyse wird die Überlebenswahrscheinlichkeit des 2-Flavor-Oszillations-Mechanismus  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  aus Abschnitt 1.5.1 Gleichung 1.81 verwendet, in welchem sowohl die masseinduzierte Neutrinooszillation als auch ein alternativer Oszillations-Mechanismus Berücksichtigung finden. Die Analyse geschieht über den



**Abbildung 5.3.:**

Diese Abbildung zeigt die gemessene Zenitwinkelverteilung der finalen Ereigniseselektion aus Abschnitt 4.6.7 mit statistischen und systematischen Fehlern (siehe Abschnitt 5.3). Ebenfalls eingezeichnet sind die Zenitwinkelverteilung des Signal-Monte-Carlos und eine mit  $\Delta\beta=10^{-24}$ ,  $\Theta_\beta = \pi/4$  und  $\cos\eta = 0$  oszillationsvariierte Monte-Carlo-Zenitwinkelverteilung.

Vergleich zwischen der gemessenen Zenitwinkelverteilung und einer oszillationsvariierten Zenitwinkelverteilung des Signal-Monte-Carlos (siehe Abbildung 5.3). Die Grundlage bildet der Datensatz der finalen Ereigniseselektion aus Abschnitt 4.6.7. Als Vergleichsmethode zwischen beiden Verteilungen dient ein  $\chi^2$ -Test. Im Fall eines signifikanten Nachweises von alternativen Oszillationseffekten können die entsprechenden Werte für die Oszillationsparameter  $\Delta\beta$ ,  $\Theta_\beta$  und  $\cos\eta$  aus dem Minimum der  $\chi^2$ -Verteilung bestimmt werden. Anderenfalls kann der erlaubte Raum der Parameter eingeschränkt und Obergrenzen für relativitätstheorieverletzende Effekte bestimmt werden.

### 5.2.1. Simulation der Oszillationseffekte

Da in den simulierten Ereignissen Oszillationseffekte bisher nicht berücksichtigt sind, werden sie in dieser Analyse über die Gewichtung der individuellen Ereignisse gemäß ihrer Überlebenswahrscheinlichkeit in den Datensatz integriert. Die der Erzeugung eines simulierten Ereignisses zugrunde liegende so genannte *wahre* Energie und der *wahre* Zenitwinkel sind bekannt. Anhand dieser für Oszillationseffekte entscheidenden Observablen kann die Überlebenswahrscheinlichkeit aus Abschnitt 1.5.1 berechnet und das jeweilige Ereignis mit dieser gewichtet werden. Somit erhält man für jede Kombination der alternativen Oszillationsparameter  $\Delta\beta$ ,  $\Theta_\beta$  und  $\cos\eta$  eine oszillationsvariierte Zenitwinkelverteilung:

$$\text{SigMC} \rightarrow \text{SigMC}(\Delta\beta, \Theta_\beta, \cos\eta) . \quad (5.2)$$

Die Parameter für die masseinduzierte Oszillation werden für alle oszillationsvariierten Zenitwinkelverteilungen auf die von Super-Kamiokande gefundenen Werte von  $\Delta m^2 = 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4$  und  $\Theta_m = \pi/4$  gesetzt.

### 5.2.2. Der $\chi^2$ -Test – Methode der kleinsten Quadrate

Die Methode der kleinsten Quadrate wird benutzt, um die Übereinstimmung zweier Häufigkeitsverteilungen zu testen. Der  $\chi^2$ -Test ist modellfrei, wodurch er auf beliebige Verteilungsfunktionen angewendet werden kann. Dabei ist zu beachten, dass der statistische Inhalt der Verteilung in jedem Zählbereich, der im Folgenden auch als *Bin* bezeichnet wird, genügend groß ist ( $N \geq 5$ ), also eine ausreichende Anzahl von Einträgen (Ereignissen) aufweist. Die hier betrachteten Verteilungen sind die Zenitwinkelverteilungen der finalen Ereignis Selektion. Sie erstrecken sich über einen Bereich von  $110^\circ \leq \Theta \leq 180^\circ$ , der in jeweils  $N_{\text{Bins}}$  Bereiche aufgeteilt wird. Die Ereignisse werden entsprechend ihres Zenitwinkels in die entsprechenden Bins eingefüllt. Die Anzahl der Ereignisse im jeweiligen Bin  $i$  wird für gemessene Ereignisse als  $N_i^{\text{D}}$  und für simulierte Ereignisse als  $N_i^{\text{MC}}$  bezeichnet. Berücksichtigt man nur die statistischen Fehler der beiden Verteilungen  $\sigma_i^{\text{D}}$  und  $\sigma_i^{\text{MC}}$ , ergibt sich folgende  $\chi^2$ -Definition:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{Bins}}} \frac{(N_i^{\text{D}} - N_i^{\text{MC}})^2}{(\sigma_i^{\text{D}})^2 + (\sigma_i^{\text{MC}})^2} . \quad (5.3)$$

Der so berechnete  $\chi^2$ -Wert ist ein Maß für die statistischen Abweichungen zwischen beiden Verteilungen. Unter Einbeziehung der Anzahl der Freiheitsgrade, die sich aus der Anzahl der Zählbereiche ergibt, lässt sich aus  $\chi^2$ -Tabellen die Wahrscheinlichkeit, dass die verglichenen Verteilungen dieselbe Verteilung beschreiben, ermitteln.

Die Aussagekraft der Ergebnisse eines  $\chi^2$ -Tests zweier Verteilungen hängt von der korrekten Einbeziehung der systematischen Fehler ab, die in der bisherigen  $\chi^2$ -Definition noch nicht berücksichtigt werden. Die Auswirkungen solcher Unsicherheiten ergeben eine zusätzliche Freiheit bezüglich der absoluten Anzahl der erwarteten Ereignisse sowie bezüglich der Form der erwarteten Zenitwinkelverteilung. Diesem kann durch Einführung von Funktionen<sup>5</sup>  $f_j(p_j)$ , die von einem Fehlerparameter  $p_j$  abhängen, und additiven so genannten *Penalty*<sup>6</sup>-Termen Rechnung getragen werden. Die Funktionen  $f_j(p_j)$  modifizieren die erwartete Anzahl von Ereignissen  $N_i^{\text{MC}}$  pro Bin in Abhängigkeit eines Fehlerparameters  $p_i$ , der bei der Berechnung des  $\chi^2$  durch Minimierungsprogramme<sup>7</sup> minimiert wird. Die Penalty-Terme werden aus dem quadrierten Quotienten von  $p_i/\sigma_{p_i}$  gebildet. Somit ergibt sich unter Einbeziehung der systematischen Fehler die folgende  $\chi^2$ -Definition:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{Bins}}} \frac{\left(N_i^{\text{D}} - \prod_{j=1}^{N_j} f_j^i(p_j) \cdot N_i^{\text{MC}}\right)^2}{(\sigma_i^{\text{D}})^2 + (\sigma_i^{\text{MC}})^2} + \sum_{j=1}^{N_j} \left(\frac{p_j}{\sigma_{p_j}}\right)^2 . \quad (5.4)$$

Im Folgenden werden die systematischen Fehler ermittelt, die sich aus den theoretischen Unsicherheiten bezüglich der atmosphärischen Neutrino flusses (siehe Abschnitt 2.4.2) und aus systematischen Fehlern bei der Messung und der Rekonstruktion zusammensetzen.

## 5.3. Systematische Fehler

In diesem Abschnitt werden die Quellen systematischer Unsicherheiten besprochen und die sich daraus ergebenden Fehler abgeschätzt. Die systematischen Fehler führen zu Unsicherheiten

<sup>5</sup>Die Funktionen  $f_j(p_j)$  sind linear in  $p_j$ .

<sup>6</sup>Penalty = Strafe. Ein Penalty-Term beschränkt die Freiheit bezüglich eines Fehlerparameters  $p_j$  im zu minimierenden  $\chi^2$ -Ausdruck.

<sup>7</sup>In dieser Analyse wird das Programm MIGRAD zur Minimierung genutzt.

ten bezüglich der erwarteten absoluten Anzahl an Ereignissen und der Form der Zenitwinkelverteilung der Myonneutrinoereignisse. Im letzteren Fall müssen die systematischen Fehler für jedes Zenitwinkel-Bin einzeln bestimmt werden.

Da für diese Analyse keine Energieverteilung der gemessenen Neutrinoereignisse zur Verfügung steht, müssen alle energieabhängigen Unsicherheiten über den hier betrachteten Energiebereich gemittelt werden. Dabei wird die Verteilung der wahren Energie des simulierten Datensatzes genutzt. Bei der Mittelung werden die Fehler mit der jeweiligen Anzahl der Ereignisse im entsprechenden Energiebereich gewichtet.

Die Quellen systematischer Fehler lassen sich in mehrere Gruppen einteilen:

#### **A: Theoretische Unsicherheiten**

Im betrachteten Energiebereich liegen für die Wirkungsquerschnitte der Pion- und Kaonproduktion, die bei der Wechselwirkung der primären kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre eine Rolle spielt, kaum Ergebnisse aus Beschleuniger-Messungen vor. Das gleiche gilt für die Neutrino-Nukleon-Wirkungsquerschnitte, deren Kenntnis wichtig für die Vorhersage der Flüsse neutrinoinduzierten Myonen ist. Somit müssen Vorhersagen zum atmosphärischen Neutrinofluss und zur Zenitwinkelverteilung aus Berechnungen gewonnen werden, welche auf theoretischen Modellen beruhen (siehe Abschnitt 2.4.2).

#### **B: Systematische Fehler aufgrund der Simulation**

Systematische Fehler ergeben sich aus der begrenzten Kenntnis der Eiseigenschaften und der damit verbundenen Unsicherheiten bezüglich der Geometrie der Lichtausbreitung. Ebenso zählen die Unsicherheiten bezüglich der Sensitivität der optischen Module und Unsicherheiten, die sich aus der Detektorkalibration und der Ereignisrekonstruktion ergeben, zur dieser Gruppe.

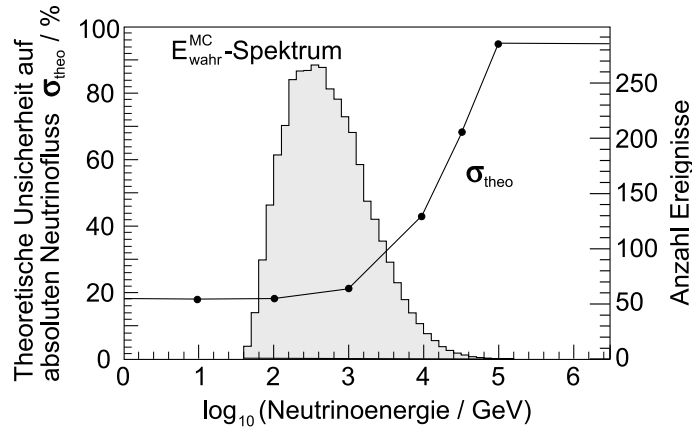
#### **C: Vereinfachungen**

Die letzte Gruppe besteht aus den systematischen Fehlern die sich aus Vereinfachungen wie der vereinfachten Berechnung der Neutrinofluglänge oder der Nicht-Berücksichtigung des Winkels zwischen Neutrino- und Myonbahn ergeben.

Einige der Auswirkungen der systematischen Fehler auf die Unsicherheiten bezüglich der Zenitwinkelverteilung können im Rahmen dieser Arbeit nicht selbst abgeschätzt werden, weshalb auf die Fehlerabschätzung anderer Arbeiten mit vergleichbaren Datensätzen zurückgegriffen wird. Da diese Untersuchungen nicht immer direkt auf diese Arbeit übertragbar sind, werden die dort angenommenen systematischen Fehler konservativ abgeschätzt. Im Folgenden werden die einzelnen Beiträge der Unsicherheiten zu den systematischen Fehlern besprochen:

#### **Absoluter Neutrinofluss**

Die theoretischen Unsicherheiten im absoluten Neutrinofluss im Energiebereich von 50 GeV bis  $5 \cdot 10^4$  GeV ergeben sich zum Großteil aus den Unsicherheiten von 20 – 25% auf das Spektrum des Flusses primärer kosmischer Strahlung. Die Modelle verschiedener Theoriegruppen zur Neutrinoflussberechnung weisen vergleichbare theoretische Unsicherheiten bezüglich des absoluten Neutrinoflusses auf. Des Weiteren trägt die ungenaue Kenntnis der hadronischen Wirkungsquerschnitte für Pion- und Kaonproduktion in der Atmosphäre mit 20% zur Unsi-



**Abbildung 5.4.:**

Abgebildet ist der Verlauf der theoretischen Unsicherheit im absoluten Myonenneutrinofluss  $\sigma_{\text{theo}}$  in Abhängigkeit der Neutrinoenergie aus [Hod06]. Zusätzlich ist die wahre Neutrinoenergieverteilung des Datensatzes aus simulierten Ereignissen abgebildet. 70% der Ereignisse liegen unterhalb von  $10^3$  GeV und weisen einen Fehler von  $\sigma_{\text{theo}} \leq 21\%$  auf. Zwischen  $(10^3 - 10^4)$  GeV liegen 27% der Ereignisse bei Fehlern im Bereich von  $21\% \leq \sigma_{\text{theo}} \leq 43\%$ . Lediglich 3% aller Neutrinoereignisse besitzen Energien oberhalb von  $10^4$  GeV. In diesem Bereich sind die Vorhersagen für den absoluten Myonenneutrinofluss noch sehr ungenau.

cherheit zum systematischen Gesamtfehler auf den Neutrinofluss bei. In Abbildung 5.4 ist der Gesamtfehler auf den absoluten Myonenneutrinofluss  $\sigma_{\text{theo}}$  in Abhängigkeit der Neutrinoenergie  $E_\nu$  aufgetragen. Zusätzlich ist die Verteilung der wahren Energie des für diese Analyse selektierten Datensatzes simulierter Ereignisse dargestellt. Wie man erkennen kann, liegt für den Großteil der Ereignisse der Fehler im Bereich von 20%. Bei Energien oberhalb von  $10^3$  GeV beginnt die Unsicherheit bezüglich des absoluten Neutrinoflusses stark zuzunehmen. Zur Abschätzung des mittleren systematischen Fehlers  $\bar{\sigma}_{\text{theo}}$  auf die absolute Ereigniszahl wird der Verlauf von  $\sigma_{\text{theo}}$  in entsprechende Bins aufgeteilt und mit der jeweiligen Ereignisanzahl der wahren Energieverteilung gewichtet. Der mittlere Fehler ergibt sich zu  $\bar{\sigma}_{\text{theo}} = 22,3\%$ .

### Modellabhängigkeit des Neutrinoflusses

Die Vorhersagen der Modelle verschiedener Theoriegruppen zur absoluten Ereigniszahl unterscheiden sich energieabhängig im Bereich von  $(50 - 1000)$  GeV um durchschnittlich 9% (siehe Abbildung 2.4). Für höhere Energien steigen die Abweichungen stärker an, so dass sich im Mittel eine Unsicherheit von 12% ergibt.

### Neutrino-Nukleon-Wirkungsquerschnitt

Die Wirkungsquerschnitte tiefinelastischer Neutrino-Nukleon-Reaktionen im Bereich oberhalb von 100 GeV sind nur durch wenige Messungen (siehe Abbildung 1.4 aus Abschnitt 1.3.3) bekannt. Der Einfluss des  $W$ -Propagators auf die Neutrinowirkungsquerschnitte bei den gemessenen Energien ist gering (siehe Abbildung 1.3 aus Abschnitt 1.3.3), sodass von einer linearen Energieabhängigkeit ausgegangen wird. Die Auswirkungen der Unsicherheiten bezüglich des Neutrino-Nukleon-Wirkungsquerschnitts auf die absolute Ereigniszahl wird in [Tab02] mit Hilfe der Fehlertabellen der Partonverteilungsfunktionen aus [P<sup>+</sup>02] abgeschätzt

und mit 5% angegeben. Sie werden für diese Analyse übernommen.

### Neutrinoenergiespektrum $E_\nu^{-\gamma}$

Den simulierten Daten liegt die Annahme zugrunde, dass der spektrale Index des Neutrinoenergiespektrums konstant  $\gamma = 3,7$  über den betrachteten Energiebereich zwischen 50 GeV und  $5 \cdot 10^5$  GeV beträgt. Diese Annahme gilt nur näherungsweise und eine Unsicherheit in  $\gamma$  hat Auswirkungen auf die erwartete absolute Ereignisanzahl. Der daraus resultierende systematische Fehler wird in [Kow03] auf 5% abgeschätzt.

### Unsicherheiten auf die Form der Zenitwinkelverteilung

Konventionelle atmosphärische Neutrinos stammen aus Zerfällen von Pionen und Kaonen, die aus der Wechselwirkung der primären kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre hervorgehen. Die ungenaue Kenntnis der Wirkungsquerschnitte für Pion- oder Kaonproduktion und die Unsicherheit bezüglich der Energieabhängigkeit der primären kosmischen Strahlung führen in dieser Arbeit betrachteten Energiebereich zu zenitwinkelabhängigen Veränderungen des erwarteten Neutrinoflusses. Für Energien unterhalb von 100 GeV wird in [Lip01] aus der Unsicherheit auf das  $K/\pi$ -Produktionsverhältnis und der Unsicherheit auf die Form des Energiespektrums der primären kosmischen Strahlung der Fehler auf die Form der Zenitwinkelverteilung auf 3% abgeschätzt. Da die mittlere Energie der in dieser Arbeit verwendeten Ereigniselektion im Monte-Carlo um den Faktor fünf höher liegt, wird die Unsicherheit auf die Form der Zenitwinkelverteilung konservativ auf  $\sigma_\epsilon = 6\%$  abgeschätzt.

### Eiseigenschaften

Die Parameter der Eiseigenschaften aus Abschnitt 3.1.4, wie die inverse effektive Streulänge  $b_s^{\text{eff}}$  und die inverse Absorptionslänge  $b_a$ , bestimmen wie viel Licht eines durchfliegenden Myons die Module erreichen kann und beeinflussen somit die Nachweiseffizienz für ein Ereignis. Die Parameter der Eiseigenschaften wurden durch direkte und indirekte Messungen bestimmt und weisen Unsicherheiten auf. Des Weiteren sind die Einflüsse der Staublagen auf die Streulänge in der Simulation nicht vollständig berücksichtigt. Der Einfluss auf die absoluten Ereigniszahlen wurden in [Kow03] simuliert und auf 12% abgeschätzt.

### Unsicherheiten aus der Kalibration

Unsicherheiten, die aus der limitierten Genauigkeit der Messungen der OM-Positionen (siehe Abschnitt 4.4.1) und der Kabellängen entstehen, führen zu systematischen Fehlern in der Bestimmung der Zeitauflösung der optischen Module. Die Zeitauflösung wird durch Lasermessungen oder aus Analysen von atmosphärischen Myonen bestimmt. Die Unsicherheiten wirken sich auf die Genauigkeit der zur Spurrekonstruktion verwendeten gemessenen Zeitresiduen aus. Die Auswirkungen auf die absolute Ereigniszahl sind in [Bir00] auf 5% abgeschätzt und werden in dieser Arbeit übernommen.

### Unsicherheiten aus der Sensitivität der optischen Module

Die OM-Sensitivität der gemessenen und simulierten Ereignisse wurde in Abschnitt 5.1 durch ein Monte-Carlo mit verschiedenen angenommenen OM-Sensitivitäten abgeschätzt. Für diese Analyse wird der Fehler auf die OM-Sensitivität  $\sigma_\kappa$  aus dem Fehler aus der OM-Sensitivitätsabschätzung des gemessenen Datensatzes ( $\sigma_\kappa = 7,8\%$ ) verwendet. Dieser Fehler auf die OM-

Sensitivität führt zu einer Unsicherheit auf die absolute Ereignisanzahl von 12,9% und hat auch Auswirkungen auf die Form der Zenitwinkelverteilung. Wie die Unsicherheit bezüglich der Sensitivität in die  $\chi^2$ -Definition eingebunden wird, ist im nächsten Abschnitt dargestellt.

### $\Theta_{\nu\mu}$ und Spurwinkelauflösung $S$

Die Winkeldifferenz zwischen Neutrino- und Myonflugbahn  $\Theta_{\nu\mu}$  bei einer CC-Reaktion wird in der Simulation nicht berücksichtigt. Aus der Beziehung 3.5 aus Abschnitt 3.1.3.1 folgt, dass es nur für Energien unterhalb von  $10^3$  GeV zu nennenswerten Winkeldifferenzen kommt. Bei einer Energie von 100 GeV beträgt sie im Mittel  $3,5^\circ$ , für Energien oberhalb von  $10^3$  GeV liegt sie unterhalb von  $1^\circ$ . Über den in dieser Analyse betrachteten Energiebereich gemittelt ergibt sich im Mittel eine Unsicherheit von  $2,3^\circ$ .

Die Abhängigkeit der gemessenen Spurwinkelauflösung  $S$  von den Größen  $N_{\text{ch}}$  und  $\Theta_\nu$  wurde in Abschnitt 4.6.6 besprochen. Für niedrige Werte von  $N_{\text{ch}}$  und  $\Theta_\nu$  beträgt  $S$  im Mittel  $3,5^\circ$  und nimmt für höhere Werte bis auf  $1,1^\circ$  ab. Über den in dieser Analyse betrachteten Energiebereich ergibt sich im Mittel eine Unsicherheit von  $2,5^\circ$ .

Betrachtet man beide Quellen als unkorreliert, kann man die Fehler nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz addieren und erhält daraus einen Fehler auf den Zenitwinkel von  $3,4^\circ$ . Die sich daraus ergebenden Unsicherheiten im Bezug auf die absolute Ereignisanzahl wurde zu 4% bestimmt.

### Unsicherheit aus der Korrektur der Spurwinkelauflösung

Die Spurauflösung wird in den simulierten Daten um  $0,12^\circ$  zu gut angenommen, was nachträglich durch eine Korrekturfunktion ausgeglichen wurde. Der Fehler auf die erwartete Ereignisanzahl, welcher sich durch die Korrektur ergibt, wurde bestimmt und beträgt 3% (siehe Abschnitt 4.6.8).

### Prompter Neutrinofluss und extraterrestrische Neutrinos

Ein Untergrund aus prompten Neutrinos, deren Eigenschaften in Abschnitt 2.4.3 beschrieben wurden, ist nur für den oberen Energiebereich der selektierten Neutrinoereignisse zu erwarten. Da der prompte Neutrinofluss als isotrop vorhergesagt wird und eine Energiemessung nicht für diese Analyse nicht zur Verfügung steht, sind lediglich Auswirkungen auf die absolute Ereignisanzahl zu erwarten. Nur 30% der simulierten Ereignisse weisen Energien oberhalb von  $10^3$  GeV auf und nur 3% liegen oberhalb von  $10^4$  GeV. Entscheidet man sich für die höchste der Vorhersagen des prompten Neutrinoflusses aus Abbildung 2.6, wird ein Beitrag prompter Neutrinos von 5% – 20% für Ereignisse von Energien zwischen  $10^3$  GeV und  $10^4$  GeV erwartet. Für  $E_\nu > 10^4$  GeV steigt der vorhergesagte Anteil auf bis zu 80%. Somit wird der Fehler auf die absolute Anzahl an erwarteten Ereignissen konservativ auf 3% abgeschätzt. Der vorhergesagte Beitrag extraterrestrischer Neutrinos (siehe Anhang E) im untersuchten Energiebereich entspricht in etwa dem der prompten Neutrinos und kann konservativ auf ebenfalls 3% abgeschätzt werden.

### Auswirkungen von Vereinfachungen auf die Oszillationswahrscheinlichkeit $P$

Die Auswirkungen der Vereinfachungen aus Abschnitt 3.4 betreffen die Umrechnung des Zenitwinkels  $\Theta_\nu$  auf die Neutrinofluglänge  $L_\nu$ . Die sich daraus ergebende Unsicherheit bezüglich der Oszillationslänge und damit der Oszillationswahrscheinlichkeit hängen zusätzlich vom gewählten Wert des Oszillationsparameters  $\Delta\beta$  und von der Neutrinoenergie  $E_\nu$  ab. Die Aus-



<b>Theoretische Unsicherheiten</b>		
Quelle	Unsicherheit	$\chi^2$ -Parameter
Absoluter Neutrinofluss	22,3%	$\alpha$
Modellabhängiger absoluter Neutrinofluss	12%	$\alpha$
$\nu$ -Nukleon-Wirkungsquerschnitt	5%	$\alpha$
spektraler Index des $\nu_\mu$ -Flusses	5%	$\alpha$
Fehler auf die Form der Zenitwinkelverteilung	6%	$\epsilon$
<b>Experimentelle systematische Unsicherheiten</b>		
Quelle	Unsicherheit	$\chi^2$ -Parameter
Eiseigenschaften	12%	$\alpha$
OM-Sensitivität	7,8%	$\kappa$
Kalibration	5%	$\alpha$
Korrektur der Spurwinkelauflösung	3%	$\alpha$
<b>Systematische Fehler aus Vereinfachungen</b>		
Quelle	Unsicherheit	$\chi^2$ -Parameter
$\Theta_{\nu,\mu}$ und Spurwinkelauflösung	4%	$\alpha$
Prompte und extra- terrestrische Neutrinos	4,2%	$\alpha$

**Tabelle 5.2.:**

Die Tabelle zeigt die Abschätzung der einzelnen systematischen Fehler auf die Zenitwinkelverteilung. Der Großteil führt zu Unsicherheiten bezüglich der absoluten Ereignisanzahl  $\alpha$ , die zu einem systematischen Gesamtfehler von  $\sigma_\alpha = 30,1\%$  führen. Systematische Fehler auf die Form der Zenitwinkelverteilung aus dem  $K/\pi$ -Verhältnis werden auf  $\sigma_\epsilon = 6\%$  abgeschätzt. Die Unsicherheit bezüglich der OM-Sensitivität wurde zu  $\sigma_\kappa = 7,8\%$  bestimmt und besitzt Auswirkungen sowohl auf die absolute Ereignisanzahl als auch auf die Form der Zenitwinkelverteilung (siehe Abschnitt 5.1).

wirkungen auf die erwartete Anzahl der Neutrinoereignisse wurden abgeschätzt indem die Fluglänge entsprechend der Unsicherheiten aus Abschnitt 3.4 verändert und das Verhältnis der jeweiligen Ereigniszahlen gebildet wurde. Für einen maximalen Mischungswinkel ergeben sich die größten Abweichungen. In Abhängigkeit von  $\Delta\beta$  bewegt sich der Anteil der Veränderung für  $\Delta\beta > 10^{-24}$  bei 1,0% und wird ab  $\Delta\beta < 10^{-24}$  vernachlässigbar klein ( $< 0,3\%$ ). Für kleine Mischungswinkel ist der Effekt entsprechend geringer und liegt unterhalb von 0,01%. Somit kann der systematische Fehler aus der Unsicherheit in der Fluglänge vernachlässigt werden.

Alle hier besprochenen systematischen Fehlerquellen sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Die Unsicherheiten bezüglich der absoluten Ereignisanzahl lassen sich, wenn man davon ausgeht, dass die einzelnen Beiträge nicht korreliert sind, nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz addieren und führen zu einem systematischen Gesamtfehler von  $\sigma_\alpha = 30,1\%$ .

Nicht berücksichtigt wurden Effekte des Erdmagnetfeldes, die nur für Neutrinoenergien unterhalb von 10 GeV eine Rolle spielen, und der MSW<sup>8</sup>-Effekt, der nur für Elektronneutrinos zu einer signifikanten Änderung der Oszillationslänge führt. Ebenso unberücksichtigt bleiben andere Flavorübergänge als  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ , die bei den hier betrachteten Fluglängen und den derzeit gültigen Oszillationsparametern zu keinen Effekten führen sollten.

### 5.3.1. Berücksichtigung der Fehler im $\chi^2$ -Ausdruck

Die systematischen Fehler aus dem vorherigen Abschnitt werden zur Einbindung in die  $\chi^2$ -Definition in drei Gruppen aufgeteilt, die jeweils die erwartete Anzahl von Ereignissen pro Bin  $N_i^{\text{MC}}$  für die Zenitwinkelverteilung der simulierten Ereignisse modifiziert. Die angenommenen Unsicherheiten werden in Form von Penalty-Termen in die  $\chi^2$ -Definition integriert. Die Fehlerparameter  $\alpha$ ,  $\kappa$  und  $\epsilon$ , welche die aus den systematischen Fehlern folgenden Freiheiten beschreiben, werden bei der Berechnung des  $\chi^2$ -Wertes minimiert.

#### Absolute Ereignisanzahl $\alpha$

Alle systematischen Unsicherheiten, die sich zenitwinkelunabhängig nur auf die absolute Ereignisanzahl auswirken, wurden zu einem Fehler von  $\sigma_\alpha = 30,1\%$  zusammengefasst. Sie wurden als unkorreliert angenommen und nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz addiert.

$$N_{\text{MC}}^i{}' = f_\alpha \cdot N_{\text{MC}}^i = (1 + \alpha) \cdot N_{\text{MC}}^i . \quad (5.5)$$

Der Term  $f_\alpha$  sorgt für eine Freiheit bezüglich der erwarteten absoluten Ereignisanzahl.

#### Auswirkungen auf die Form der Zenitwinkelverteilung

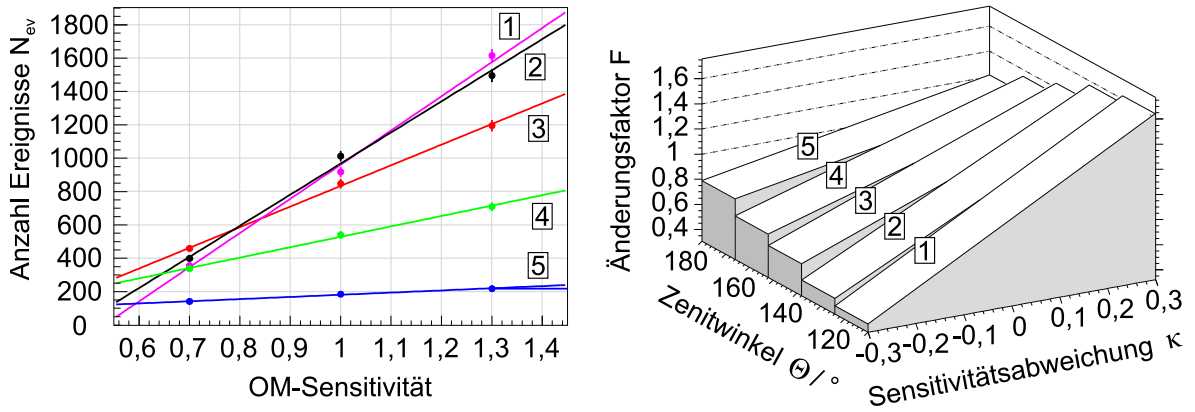
Die Auswirkung der Unsicherheit bezüglich des  $K/\pi$ -Verhältnisses und des Energiespektrums der primären kosmischen Strahlung auf die Form der Zenitwinkelverteilung wurde beispielsweise in [Des04] und [Nit03] bin-weise durch folgende Beziehung beschrieben und mit dem dazugehörigen Penalty-Term folgendermaßen in den Ausdruck für das  $\chi^2$  integriert:

$$N_{\text{MC}}^i{}' = f_\epsilon \cdot N_{\text{MC}}^i = (1 + 2\epsilon (\cos \Theta_\nu + 0,5)) \cdot N_{\text{MC}}^i . \quad (5.6)$$

Hier steht  $\Theta_\nu$  für den Mittelwert des jeweiligen Zenitwinkel-Bins und die Funktion  $f_\epsilon$  beschreibt die Auswirkungen auf die Form der Zenitwinkelverteilung, die aus einer Abweichung

---

<sup>8</sup>MSW = Mikheyev Smirnov Wolfenstein. Der MSW-Effekt beschreibt die resonante Verstärkung der Neutrinooszillation in Materie.



**Abbildung 5.5.:**

Links sind, am Beispiel für fünf Zenitwinkel-Bins, die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit der OM-Sensitivität und die dazugehörige angepasste Gerade, für jedes Bin dargestellt. Auf der rechten Seite sind die transformierten Verläufe zu sehen, welche die Änderung der Ereignisanzahl in Abhängigkeit der Sensitivitätsdifferenz  $\kappa$  im Vergleich zu 100% zeigt.

vom angenommenen  $K/\pi$ -Verhältnis und vom angenommenen Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung entsteht. Der Fehler auf die Form der Zenitwinkelverteilung wird auf  $\sigma_\epsilon = 6\%$  abgeschätzt.

#### Unsicherheit bezüglich der OM-Sensitivität $\kappa$

Wie in Abschnitt 5.1 beschrieben beeinflusst die Sensitivität der optischen Module die Zenitwinkelverteilung maßgeblich. Die Veränderung der Zenitwinkelverteilung in Abhängigkeit von der OM-Sensitivität muss auf geeignete Weise in die  $\chi^2$ -Definition integriert werden, um bei der Analyse die Unsicherheiten bezüglich der Sensitivität zu berücksichtigen. Dazu soll eine Funktion  $f_\kappa^i$  der folgenden Form gebildet werden:

$$N_{MC}^i{}' = f_\kappa^i \cdot N_{MC}^i \quad \text{mit } f_\kappa^i = m_i \cdot \kappa + 1. \quad (5.7)$$

$\kappa$  steht für die Abweichung von einer Sensitivität von 100%, sodass ein Wert von beispielsweise  $\kappa = -0,1$  für eine Zenitverteilung von 90% angenommener Sensitivität steht. Ist  $\kappa = 0$  wird  $f_\kappa^i = 1$  für alle  $i$  und führt daher zu keiner Veränderung der Anzahl der Ereignisse. Die Funktion  $f_\kappa^i$  wird folgendermaßen bestimmt.

Die Zenitwinkelverteilungen der drei verschiedenen Sensitivitäten aus Abbildung 5.1 links werden in  $N_{\text{Bins}}$  Abschnitte aufgeteilt. Für jeden Abschnitt stehen die Anzahl der Ereignisse für drei Sensitivitäten zur Verfügung  $N_E^{70\%}$ ,  $N_E^{100\%}$  und  $N_E^{130\%}$ . Trägt man diese gegen die Sensitivität auf, kann man eine Gerade der Form

$$g(\text{SENS}) = N_E = M \cdot \text{SENS} + B \quad (5.8)$$

anpassen.  $N_E$  steht für die entsprechende Anzahl der Ereignisse im jeweiligen Bin. In Abbildung 5.5 sind die Funktionen  $g^i(\text{SENS})$  für  $N_{\text{Bins}} = 5$  zu sehen. Um daraus eine Funktion der Form  $f_\kappa^i$  zu erhalten, muss  $\text{SENS}$  durch  $\kappa = \text{SENS} - 1$  substituiert werden. Außerdem muss die Funktion  $g$  auf die Ereignisanzahl im jeweiligen Bin normiert werden, sodass gilt:

$$f_\kappa^i = \frac{g(\text{SENS})}{g(\text{SENS} = 1)} = \frac{M(\kappa + 1) + B}{M + B} = \frac{M}{M + B} \cdot \kappa + 1. \quad (5.9)$$

Die Funktion  $f_\kappa^i$  hat die gewünschte Form und gibt für ein Zenitwinkel-Bin an, mit welchem Wert die Anzahl der Ereignisse multipliziert werden muss, um mit der einer bestimmten Sensitivität  $1 + \kappa$  übereinzustimmen. Für jeden Zenitwinkelbereich erhält man auf diese Weise eine Funktion  $f_\kappa^i$ . In Abbildung 5.5 sind die Funktionen  $f_\kappa^i$  für  $N_{\text{Bins}} = 5$  in Abhängigkeit vom Zenitwinkel dargestellt. Der systematische Fehler aus der OM-Sensitivität wurde in Abschnitt 5.1 zu  $\sigma_\kappa = 7,8\%$  bestimmt und beinhaltet eine Unsicherheit auf die absolute Ereignisanzahl von  $12,9\%$ .

### Statistische Fehler

Der statistische Fehler pro Zenitwinkel-Bin wird als Poisson-verteilt angenommen, da der Bin-Inhalt aus einer Zählung von Ereignissen zustande kommt. Für die Daten ergibt sich der statistische Fehler zu  $\sigma_i^{\text{D}} = \sqrt{N_i^{\text{D}}}$ . Die Grundlage des Datensatzes der simulierten Ereignisse bildet eine Anzahl von 178 597 Ereignissen, welche, nachdem sie gemäß des erwarteten atmosphärischen Neutrino fluxes gewichtet wurden,  $N_i^{\text{MC}} = 3805,6$  Ereignissen entsprechen. Somit ergibt sich der statistische Fehler pro Zenitwinkel-Bin  $\sigma_i^{\text{MC}}$  aus der Wurzel der gewichteten Summenquadrate  $w_i^2$  jedes Ereignisses und ist somit kleiner als der Poissonsche Fehler aus der gewichteten Ereignisanzahl  $N_i^{\text{MC}}$ . Je nach gewählter Bin-Anzahl liegt der statistische Fehler  $\sigma_i^{\text{MC}}$  relativ zum Poissonschen Fehler  $\sqrt{N_i^{\text{MC}}}$  im Bereich von 15% bis 50%.

### Untergrund in den Daten

Auch in der finalen Selektion verbleibt ein Untergrund fehlrekonstruierter Ereignisse im gemessenen Datensatz. Um diesen abzuschätzen, bietet sich die Verteilung der Raumwinkeldifferenz  $\Psi$  an (siehe Abbildung 4.15), für die ein leichter Überschuss in den Daten für hohe  $\Psi$  erkennbar ist. Um zenitwinkelabhängige Effekte zu erkennen, wird zu jedem untersuchten Zenitwinkelbereich die jeweilige Verteilung der Raumwinkeldifferenz erstellt. Im Bereich von  $0^\circ \leq \Psi \leq 4^\circ$  werden die Verteilungen von gemessenen und simulierten Daten aufeinander normiert. Der Untergrund wird bin-weise aus den jeweiligen Ereigniszahl-Differenzen zwischen gemessenen und simulierten Daten im Bereich  $4^\circ < \Psi \leq 10^\circ$  bestimmt. Für jedes der Zenitwinkel-Bins ergibt sich so ein Untergrund  $N_i^{\text{BG}}$ , der sich zwischen 3,5% und 4% bewegt und kaum zenitwinkelabhängig ist. Dies ist sicherlich eine konservative Abschätzung, da schon in der Verteilung der Spurwinkelauflösung  $S$  zu sehen war, dass diese im Monte-Carlo zu optimistisch eingeschätzt wurde.

Unter Berücksichtigung aller systematischen und statistischen Fehler, lässt sich nun die endgültige  $\chi^2$ -Funktion bilden:

---


$$\chi^2(\Delta\beta, \Theta_\beta, \cos\eta) = \sum_{i=1}^{N_{\text{Bins}}} \frac{(N_i^{\text{D}} - N_i^{\text{BG}} - f_\alpha \cdot f_\kappa^i \cdot f_\epsilon^i \cdot N_i^{\text{MC}}(\Delta\beta, \Theta_\beta, \cos\eta))^2}{N_i^{\text{D}} + N_i^{\text{BG}} + (\sigma_i^{\text{MC}})^2} + \left(\frac{\alpha}{\sigma_\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\kappa}{\sigma_\kappa}\right)^2 + \left(\frac{\epsilon}{\sigma_\epsilon}\right)^2 \quad (5.10)$$


---

Hier stehen die Funktionen  $f_j^{(i)}$  mit  $j = \alpha, \kappa, \epsilon$  und die Penalty-Terme für die zuvor bestimmten Freiheiten, die durch die systematischen Fehler entstehen. Ob eine so definierte Größe auch

einer mathematischen  $\chi^2$ -Verteilung folgt und welche Aussage über die Wahrscheinlichkeit ein daraus erhaltener  $\chi^2$ -Wert liefert, wird in Abschnitt 5.4.2 besprochen. Die resultierende Anzahl der Freiheitsgrade ist aufgrund der Penalty-Terme und möglicher Korrelationen nicht offensichtlich.

## 5.4. Oszillationsanalyse

Mit dem im letzten Abschnitt gewonnenen  $\chi^2$ -Ausdruck lassen sich nun die Zenitwinkelverteilungen von gemessenen und oszillationsvariierten, simulierten Ereignissen (siehe Abschnitt 5.2.1) über einen  $\chi^2$ -Test vergleichen. Für jeden Satz an Oszillationsparametern  $\Theta_\beta$ ,  $\Delta\beta$  und der Phase  $\eta$  wird eine Zenitwinkelverteilung entsprechender Oszillationswahrscheinlichkeit erzeugt. Der jeweilige Satz von Oszillationsparametern wird aus folgenden Bereichen gebildet, die in der aufgeführten Anzahl von Schritten durchlaufen werden:

- $\Delta\beta$  wird im Bereich von  $10^{-23} \geq \Delta\beta \geq 10^{-27}$  in 50 Schritten durchlaufen. Werte oberhalb von  $10^{-23}$  sind bereits von anderen Analysen ausgeschlossen worden (siehe Abschnitt 5.5.3). Für Werte unterhalb von  $10^{-27}$  wird für diese Analyse aufgrund der oberen Energie-Sensitivitätsgrenze von AMANDA keine Sensitivität für alternative Oszillationseffekte erwartet.
- $\Theta_\beta$  wird im Bereich von  $-\pi/4 \geq \Theta_\beta \geq \pi/4$  in 50 Schritten durchlaufen. Somit wird der gesamte Wertebereich  $-1 \leq \sin 2\Theta_\beta \leq 1$  abgedeckt.
- $\cos \eta$  wird im Bereich von  $-1 \geq \cos \eta \geq 1$  in nur 5 Schritten durchlaufen, da der Einfluss der Phase auf die Oszillationswahrscheinlichkeit gering ist.

Folglich wird der Parameterraum mit  $5 \times 50 \times 50 = 12\,500$  Stützstellen abgetastet. Aufgetragen werden die aus dem jeweiligen Test erhaltenen  $\chi^2$ -Werte in einer  $\Delta\beta$ - $\sin 2\Theta_\beta$ -Ebene für eine jeweils feste Phase  $\cos \eta = \{-1, -1/2, 0, 1/2, 1\}$ . Somit erhält man ein dreidimensionales Histogramm oder „ $\chi^2$ -Gebirge“ (siehe Abschnitt 5.4.3, Abbildung 5.10). Niedrige  $\chi^2$ -Werte deuten auf große Übereinstimmungen zwischen beiden Verteilungen hin. Für erhöhte  $\chi^2$ -Werte hingegen ist eine Übereinstimmung der Verteilungen unwahrscheinlich.

Bevor abschließend die gemessenen Daten der Analyse unterzogen werden, soll mit Hilfe eines vereinfachten simulierten Datensatzes überprüft werden, ob der für diese Analyse zu verwendende  $\chi^2$ -Ausdruck aus der Beziehung 5.10 die mathematischen Eigenschaften einer typischen  $\chi^2$ -Verteilung besitzt und in wie weit die Oszillationsanalyse durch Veränderung in der Anzahl der Zenitwinkel-Bins  $N_{\text{Bins}}$  optimiert werden kann.

### 5.4.1. Toy-Monte-Carlo zur Bestimmung der $\chi^2$ -Eigenschaften und der optimalen Analyseparameter

In den folgenden Abschnitten sollen die Eigenschaften des  $\chi^2$ -Ausdrucks aus der Beziehung 5.10 überprüft und die für diese Analyse optimale Anzahl der Zenitwinkel-Bins  $N_{\text{Bins}}$  ermittelt werden. Zu diesem Zweck wird aus der Zenitwinkelverteilung der simulierten Ereignisse ein statistisch ausreichend großer Satz von Toy-Monte-Carlo-Verteilungen erzeugt. Ein solcher Satz beinhaltet 100 000 Toy-Monte-Carlo-Verteilungen, die durch zufällige Variation der Fehlerparameter  $\alpha$ ,  $\kappa$  und  $\epsilon$  sowie der statistischen Fehler  $\sigma_i^{\text{MC}}, \sigma_i^{\text{D}}$  und des Untergrundes  $N_i^{\text{BG}}$  pro Bin erzeugt werden. Dazu werden aus Gauß-Verteilungen der Breiten  $\sigma_\alpha$ ,  $\sigma_\kappa$  und  $\sigma_\epsilon$  für

jede Toy-Monte-Carlo-Verteilung drei Zufallszahlen  $\alpha$ ,  $\kappa$  und  $\epsilon$  gezogen und die Anzahl der Ereignisse jedes einzelnen Bins der Zenitwinkelverteilung entsprechend der Funktionen  $f_\alpha$ ,  $f_\kappa^i$  und  $f_\epsilon^i$  verändert. Zusätzlich werden zur Simulation der statistischen Fehler für jedes Bin aus Gauß-Verteilungen der Breiten  $\sigma_i^{\text{MC}}, \sigma_i^{\text{D}}$  und  $N_i^{\text{BG}}$  Zufallszahlen gezogen und die Anzahl der Ereignisse pro Bin damit variiert. Alle Fehler werden als Gauß-verteilt angenommen.

### 5.4.2. Eigenschaften des $\chi^2$ -Ausdrucks

Bevor der  $\chi^2$ -Ausdruck aus der Beziehung 5.10 auf ihre Eigenschaften getestet wird, sollen kurz die Eigenschaften der eigentlichen  $\chi^2$ -Verteilung resümiert werden.

#### Die mathematische $\chi^2$ -Verteilung

Bei der  $\chi^2$ -Verteilungsfunktion  $W$  handelt es sich um eine kontinuierliche Wahrscheinlichkeitsverteilung (auch Wahrscheinlichkeitsdichte). Sie hängt ab vom eigentlichen  $\chi^2$ -Wert und einem normalerweise ganzzahligen Parameter  $N_F$  – der Anzahl der Freiheitsgrade.  $W$  kann geschrieben werden als:

$$W_{N_F}(\chi^2) = \left(\frac{1}{2}\right)^{N_F/2} \frac{(\chi^2)^{N_F/2-1} \cdot e^{-\chi^2/2}}{2^{N_F/2} \cdot \Gamma(N_F/2)} \quad \text{für } \chi^2 \geq 0. \quad (5.11)$$

Hier steht  $\Gamma(x)$  für die Gamma-Funktion<sup>9</sup>. Der Erwartungswert der Verteilung ist  $\langle W \rangle = N_F$ , die Varianz ergibt sich zu  $\sigma_W = 2N_F$ . Die  $\chi^2$ -Verteilungsfunktion ist verwandt mit der Poisson-Verteilung und geht für große  $N_F$  in die Normalverteilung über.

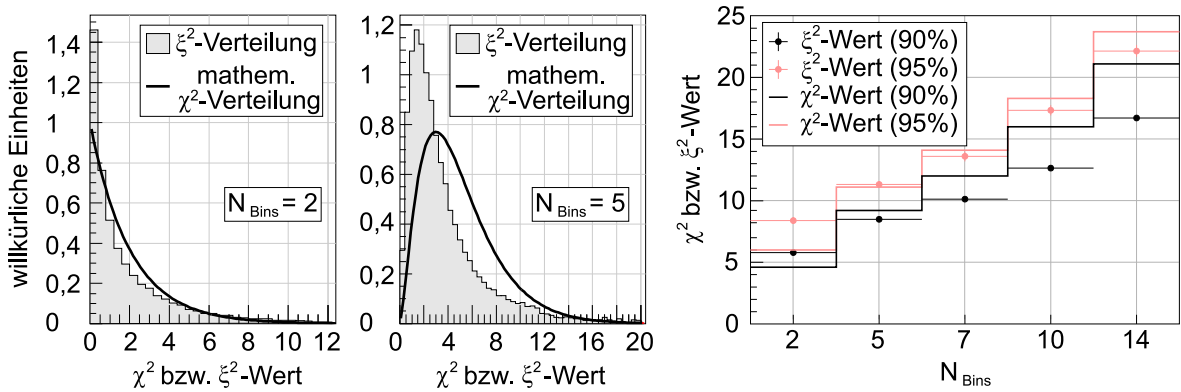
Im Allgemeinen ist die Anzahl der Freiheitsgrade einer  $\chi^2$ -Funktion identisch mit der Anzahl der gewählten Bins der gemessenen Verteilung. Für jede Zwangsbedingung reduziert sich  $N_F$  um eins. Dies ist beispielsweise der Fall wenn die gemessene und erwartete Verteilung aufeinander normiert sind. Die gemeinsame Zahl an Ereignissen bedeutet eine Einschränkung der Freiheit. Oft sollen freie Parameter einer theoretischen Verteilung aus einer Gemessenen durch eine Minimierung des  $\chi^2$  angepasst werden, wodurch sich für jeden dieser freien Parameter die Anzahl der Freiheitsgrade um eins reduziert.

Beim  $\chi^2$ -Test wird als so genannte *Nullhypothese* angenommen, dass die beiden Verteilungen gleich und die Differenzen auf zufällige Fehler zurückzuführen sind. Zur Bewertung, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine gemessene Verteilung zur Erwarteten passt, muss der  $\chi^2$ -Wert in Abhängigkeit der Anzahl der Freiheitsgrade in eine Wahrscheinlichkeit umgerechnet werden. Dabei wird das Integral  $I$  über die normierte  $\chi^2$ -Verteilungsfunktion von 0 bis zum  $\chi^2$ -Wert der getesteten Verteilung berechnet. Die Wahrscheinlichkeit dass gemessene und erwartete Verteilung übereinstimmen ergibt sich zu  $P_{\bar{0}} = 1 - I$ . Die Wahrscheinlichkeit, dass eine Übereinstimmung ausgeschlossen werden kann ist somit  $P_{\bar{a}} = I$ . Im Allgemeinen müssen die Wahrscheinlichkeiten nicht explizit berechnet werden, sondern können bei Kenntnis der Freiheitsgrade aus existierenden Tabellen abgelesen werden.

#### Bestimmung der Eigenschaften des $\chi^2$ -Ausdrucks

Da der  $\chi^2$ -Ausdruck aus der Beziehung 5.10 von der eigentlichen Definition einer  $\chi^2$ -Funktion abweicht, soll im Folgenden überprüft werden, in wie fern seine Eigenschaften denen einer  $\chi^2$ -Verteilung entsprechen. Zur besseren Unterscheidung von der theoretischen  $\chi^2$ -Verteilung wird der Ausdruck aus 5.10 in  $\xi^2$  umbenannt.

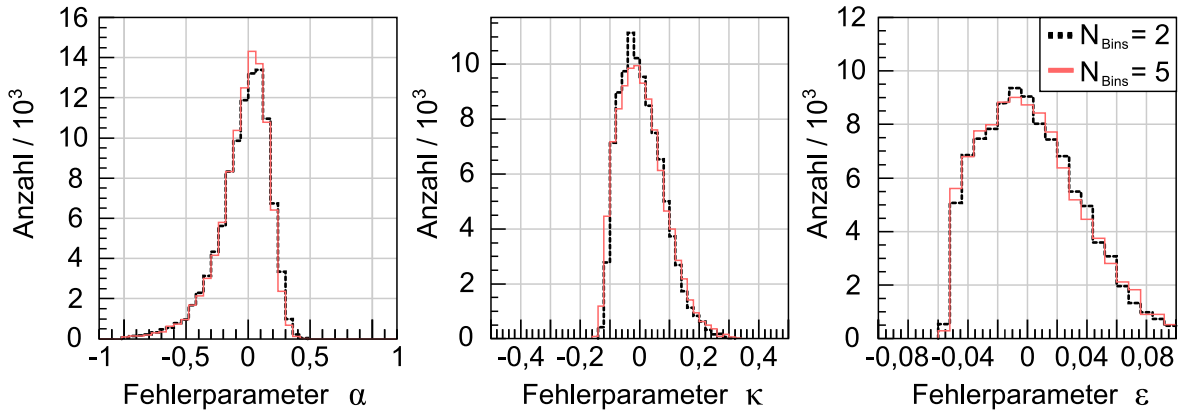
<sup>9</sup>Definition:  $\Gamma(x) = \int_0^\infty t^{x-1} e^{-t} dt$ .

**Abbildung 5.6.:**

Auf der linken Seite sind die Verteilungen der  $\xi^2$ -Werte für  $N_{\text{Bins}} = 2$  und  $N_{\text{Bins}} = 5$  abgebildet. Zum Vergleich sind die Verläufe der mathematischen  $\chi^2$ -Verteilung mit dem Wert der jeweiligen Bin-Anzahl  $N_{\text{Bins}}$  als Anzahl der Freiheitsgrade eingezeichnet. Rechts sind die Werte für die 90%- und 95%-CL-Ausschlussgrenzen der  $\xi^2$ - und  $\chi^2$ -Verteilungen für verschiedene  $N_{\text{Bins}}$  zu sehen.

Der Ausdruck  $\xi^2$  beinhaltet drei Funktionen  $f_\alpha$ ,  $f_\kappa^i$  und  $f_\epsilon^i$ , die von den *Normalisierungsfaktoren* oder Fehlerparametern  $\alpha$ ,  $\kappa$  und  $\epsilon$  abhängen. Sie tragen im  $\xi^2$ -Ausdruck der zusätzlichen Freiheit Rechnung, die durch die systematischen Fehler und theoretischen Unsicherheiten bezüglich der Zenitverteilung entstehen und werden bei der Berechnung des  $\xi^2$  minimiert. Allerdings verringert sich in diesem Fall die Anzahl der Freiheitsgrade nicht, da das  $\xi^2$  zusätzliche Penalty-Terme enthält und diese die Anzahl der Freiheitsgrade wieder ausgleichen. Da die Anzahl der Ereignisse von gemessener und erwarteter Zenitverteilung in dieser Analyse nicht aufeinander normiert sind und somit keine zusätzliche Einschränkung existiert, erwartet man, dass die effektive Anzahl der Freiheitsgrade  $N_F$  identisch mit der gewählten Anzahl der Zenitwinkel-Bins ist. Jedoch sind die Fehlerparameter nicht voneinander unabhängig.  $\kappa$  verändert sowohl die Anzahl der Ereignisse als auch deren Zenitverteilung, die jeweils auch durch  $\alpha$  beziehungsweise  $\epsilon$  variiert wird. Somit überschneiden sich die Einschränkungen, die durch die Fehlerparameter hervorgerufen werden.

Die Auswirkungen der Fehlerparameter  $\alpha$ ,  $\kappa$  und  $\epsilon$  werden im Folgenden mit Hilfe der zuvor besprochenen Toy-Monte-Carlo-Verteilungen (siehe 5.4.1) untersucht. Für fünf verschiedene Anzahlen an Zenitwinkel-Bins  $N_{\text{Bins}} = \{2, 5, 7, 10, 14\}$  wurden jeweils 100 000 Toy-Monte-Carlo-Verteilungen erzeugt und über einen  $\xi^2$ -Test mit der nicht-oszillationsvariierter Zenitwinkelverteilung des Signal-Monte-Carlos verglichen. Da die Toy-Monte-Carlo-Verteilungen aus zufälligen Gauß'schen Fluktuation aller in der  $\chi^2$ -Definition enthaltenen Fehler erzeugt werden, entspricht dies einem statistischen Test, für welchen eine  $\chi^2$ -artige Verteilung der jeweils 100 000 berechneten  $\xi^2$ -Werte erwartet wird. In Abbildung 5.6 sind die so erhaltenen  $\xi^2$ -Verteilungen und die theoretischen  $\chi^2$ -Verteilungen für zwei der fünf getesteten Bin-Anzahlen  $N_{\text{Bins}} = 2$  und  $N_{\text{Bins}} = 5$  dargestellt. Wie man erkennen kann, sind sich  $\chi^2$ - und  $\xi^2$ -Verteilungen qualitativ ähnlich. Jedoch unterscheiden sie sich jedoch bezüglich des Erwartungswertes und der Breite. Der Verlauf der Unterschiede lässt sich besser durch die Berechnung einiger Übereinstimmungswahrscheinlichkeiten aus dem Integral der  $\xi^2$ -Verteilung darstellen. Die 90%-Ausschlussgrenze  $\xi^2(90\%)$  beispielsweise ergibt sich aus dem  $\xi^2$ -Wert, für


**Abbildung 5.7.:**

Abgebildet sind die Verteilungen der Fehlerparameter  $\alpha$ ,  $\kappa$  und  $\epsilon$  aus dem Vergleich der Toy-Monte-Carlo-Verteilungen mit dem Signal-Monte-Carlo. Die Verteilungen ähneln Gauß-Verteilungen, sind jedoch verzerrt. Die asymmetrische Verzerrung kann auf die gegenseitige Abhängigkeit der Fehlerparameter zurückgeführt werden.

welchen das Integral über die  $\xi^2$ -Verteilung 90% der getesteten Toy-Monte-Carlo-Verteilungen ergibt:

$$90\,000 = \int_0^{\xi^2(90\%)} W(\xi^2) d\xi^2. \quad (5.12)$$

Der Fehler auf die so erhaltenen Ausschlussgrenzen  $\Delta\xi^2(90\%)$  wird aus dem Poisson-Fehler auf die Anzahl der getesteten Toy-Monte-Carlo-Verteilungen berechnet:

$$90\,000 \pm \sqrt{90\,000} = \int_0^{\pm\Delta\xi^2(90\%)} W(\xi^2) d\xi^2. \quad (5.13)$$

In Tabelle J.1 sind die Erwartungswerte und Ausschlussgrenzen mit den jeweiligen Fehlern für alle getesteten Bin-Anzahlen  $N_{\text{Bins}}$  aufgelistet. Für die 90%- und 95%-CL-Ausschlussgrenzen bewegen sich die Fehler im Bereich von 1,5% – 3%, für die 99%-CL-Ausschlussgrenzen liegen sie aufgrund des flachen Verlaufs der  $\xi^2$ -Verteilung diesem Bereich bei  $\approx 15\%$ . Die 90%- und 95%-CL-Ausschlussgrenzen  $\xi^2(90\%)$  und  $\xi^2(95\%)$  in Abhängigkeit der Anzahl der Zenitwinkel-Bins und die entsprechenden tabellarischen Ausschlussgrenzen aus der theoretischen  $\chi^2$ -Verteilung  $\chi^2(90\%)$  und  $\chi^2(95\%)$  sind in Abbildung 5.6 rechts zu sehen. Beim Vergleich zwischen dem Verlauf der  $\xi^2$ - und  $\chi^2$ -Werte, erkennt man, dass der Anstieg der  $\xi^2$ -Werte geringer ist als derjenige der  $\chi^2$ -Werte. Für  $N_{\text{Bins}} = 2$  liegen die  $\xi^2$ -Werte oberhalb der  $\chi^2$ -Werte, ansonsten liegen sie unterhalb.

Die Verteilung der Fehlerparameter  $\alpha$ ,  $\kappa$  und  $\epsilon$  aus der Minimierung des  $\xi^2$ -Ausdrucks sind in Abbildung 5.7 zu sehen. Sie entsprechen in etwa Gauß-Verteilungen, sind jedoch leicht asymmetrisch, was auf die gegenseitige Abhängigkeit der Fehlerparameter zurückzuführen ist.

Die Eigenschaften der überprüften  $\xi^2$ -Definition ähneln der einer theoretischen  $\chi^2$ -Verteilung, weichen jedoch bezüglich des Erwartungswertes und der Varianz von ihr ab. Deshalb müssen die Übereinstimmungswahrscheinlichkeiten und Ausschlussgrenzen für einen  $\xi^2$ -Test aus den geeigneten Toy-Monte-Carlo-Verteilungen für jede Bin-Einteilung aus der



$\xi^2$ -Verteilung ermittelt werden. Der  $\xi^2$ -Test besitzt eine zum  $\chi^2$ -Test ähnliche Aussagekraft bezüglich der Bewertung der Übereinstimmungswahrscheinlichkeit zweier Zenitwinkelverteilungen und wird im Folgenden in dieser Analyse verwendet.

### 5.4.3. Bestimmung der optimalen Bin-Anzahl $N_{\text{Bins}}$

Für die in dieser Arbeit durchgeführte Oszillationsanalyse stellt sich die Frage, wie die Anzahl an Zenitwinkel-Bins  $N_{\text{Bins}}$  die Suche nach alternative Oszillationseffekten beeinflusst und welche Wahl von  $N_{\text{Bins}}$  eine optimale Sensitivität bietet. Ein Verfahren zur Bestimmung der Sensitivität wird im Folgenden vorgestellt und anschließend zur Ermittlung der optimalen Anzahl an Zenitwinkel-Bins verwendet.

#### 5.4.3.1. Verfahren zur Bestimmung der Sensitivität auf alternative Oszillationseffekte

Das Verfahren wird am Beispiel einer Zenitwinkelverteilung mit zwei Bins vorgestellt. Für diese Zenitwinkelverteilung wird der im vorherigen Abschnitt erstellte Satz von Toy-Monte-Carlo-Verteilungen in einer 10-fach geringeren Statistik verwendet und ein Satz oszillationsvariiertes Signal-Monte-Carlo-Verteilungen für den in Abschnitt 5.4 abgegebenen Parameter-raum für  $\Delta\beta$  und  $\Theta_\beta$  erzeugt. Jede der Toy-Monte-Carlo-Verteilungen wird mit dem Satz oszillationsvariiertes Signal-Monte-Carlo-Verteilungen über den  $\xi^2$ -Test verglichen und die  $\xi^2$ -Werte in Abhängigkeit von  $\Delta\beta$  und  $\Theta_\beta$  aufgetragen. In Abbildung 5.8 oben ist, stellvertretend<sup>10</sup> für alle, eine der 10000  $\xi^2$ -Verteilung gezeigt. Im Bereich kleiner Mischungswinkel  $\Theta_\beta$  und kleiner Geschwindigkeitsdifferenzen  $\Delta\beta$  sind die  $\xi^2$ -Werte klein, was bedeutet, dass Toy- und oszillationsvariierte Monte-Carlo-Verteilung im Rahmen der Fehler für diesen Bereich des Parameterraums gut übereinstimmen. Für große Mischungswinkel und Werte für  $\Delta\beta > 10^{-26}$  steigen die  $\xi^2$ -Werte an und die  $\xi^2$ -90%-CL-Ausschlussgrenze, welche für  $N_{\text{Bins}} = 2$  bei  $\xi^2(90\%CL) = 5,8$  liegt, wird bei  $\Delta\beta^{90\%} = 4 \cdot 10^{-26}$  überschritten. Für den Bereich  $\xi^2 \geq \xi^2(90\%CL)$  stimmen Toy- und oszillationsvariierte Monte-Carlo-Verteilung mit großer Wahrscheinlichkeit nicht überein, sodass Oszillationseffekte hier ausgeschlossen werden können.

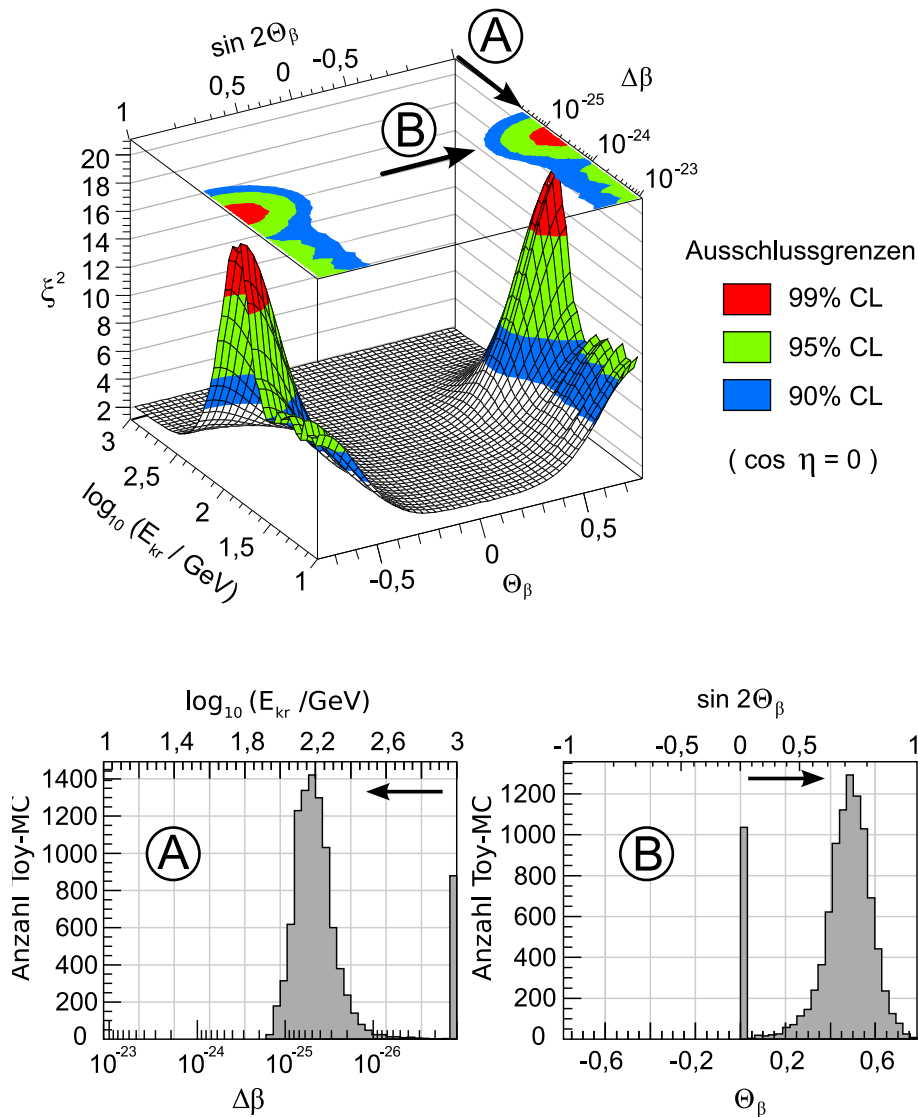
Zur Bestimmung der Sensitivität auf alternative Oszillationseffekte werden die erstellten 10000  $\xi^2$ -Verteilungen entlang zweier Wege durchlaufen, wobei der jeweilige Startpunkt im Gebiet niedriger  $\xi^2$ -Werte liegt:

- beginnend bei  $\Delta\beta = 10^{-27}$  in positiver Richtung für einen festen Mischungswinkel  $\Theta_\beta = \pi/4$ ,
- beginnend bei  $\Theta_\beta = 0$  in positiver Richtung<sup>11</sup> für eine feste Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta\beta = 10^{-25}$ .

Wird auf diesen Wegen die  $\xi^2$ -90%-CL-Ausschlussgrenze überschritten, wird der jeweilige Wert der Parameter  $\Delta\beta^{90\%}$  beziehungsweise  $\Theta_\beta^{90\%}$  histogrammiert. In Abbildung 5.8 unten sind die so erhaltenen Verteilungen der  $\Delta\beta^{90\%}$ - und  $\Theta_\beta^{90\%}$ -Werte gezeigt. Die Spitzen bei  $\Delta\beta = 10^{-27}$  und  $\Theta_\beta = 0$  entstehen durch die Einträge für jene  $\xi^2$ -Verteilungen, deren gesamte  $\xi^2$ -Werte schon bei den Startpunkten oberhalb des  $\xi^2$ -90%-CL-Wertes liegen. Aufgrund der

<sup>10</sup>Die restlichen zeigen eine qualitativ ähnliche Verteilung.

<sup>11</sup>Die positive Richtung ist hier ausreichend, da die Oszillationswahrscheinlichkeiten für eine verschwindende Phase  $\eta$  symmetrisch bezüglich negativer und positiver  $\sin 2\Theta_\beta$  werden.

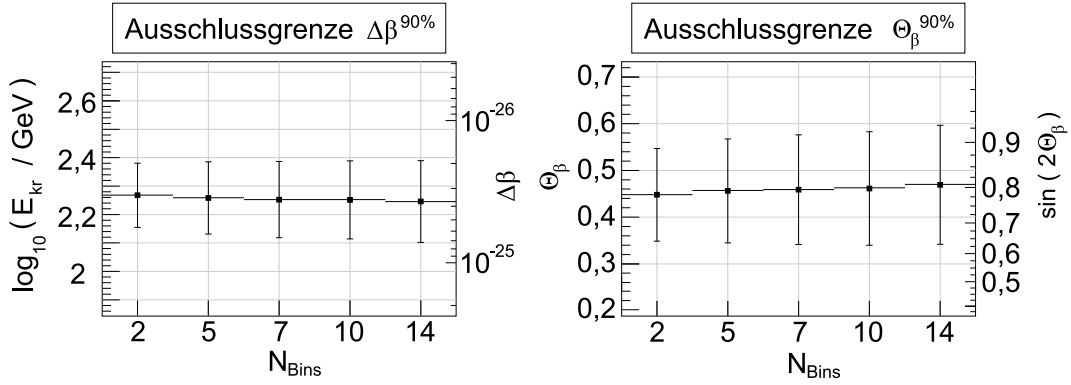


**Abbildung 5.8.:**

Oben ist die  $\chi^2$ -Verteilung für eine exemplarische Toy-Monte-Carlo-Verteilung abgebildet. Die Pfeile deuten die Richtungen und die Startpunkte der zur Sensitivitätsbestimmung durchlaufenen Wege an. Die Abbildungen unten zeigen die Verteilung der 90%-CL-Ausschlussgrenzen in Abhängigkeit von  $\Delta\beta^{90\%}$  (links, Weg A) und von  $\Theta_\beta$  (rechts, Weg B), wie sie beim Vergleich von 10 000 Toy-Monte-Carlo-Verteilungen mit dem oszillationsvariierten Signal-Monte-Carlo für zwei Zenitwinkel-Bins gefunden wurden. Die Mittelwerte dieser Verteilungen dienen als Maß für die Sensitivität auf alternative Oszillationseffekte.

großen systematischen Fehler, durch deren Variation die Toy-Monte-Carlo-Verteilungen erzeugt wurden, stimmen wie erwartet einige der Toy-Monte-Carlo-Verteilungen kaum mit der oszillationsfreien Signal-Monte-Carlo-Verteilung überein.

Um möglichst sensitiv auf den Ausschluss möglicher alternativer Oszillationseffekte zu sein, sollte ein möglichst großes Gebiet aus dem Parameterraum ausgeschlossen werden können. Als Sensitivitätsmaß für die optimale Anzahl an Zenitwinkel-Bins wird aus den  $\Delta\beta^{90\%}$ - und

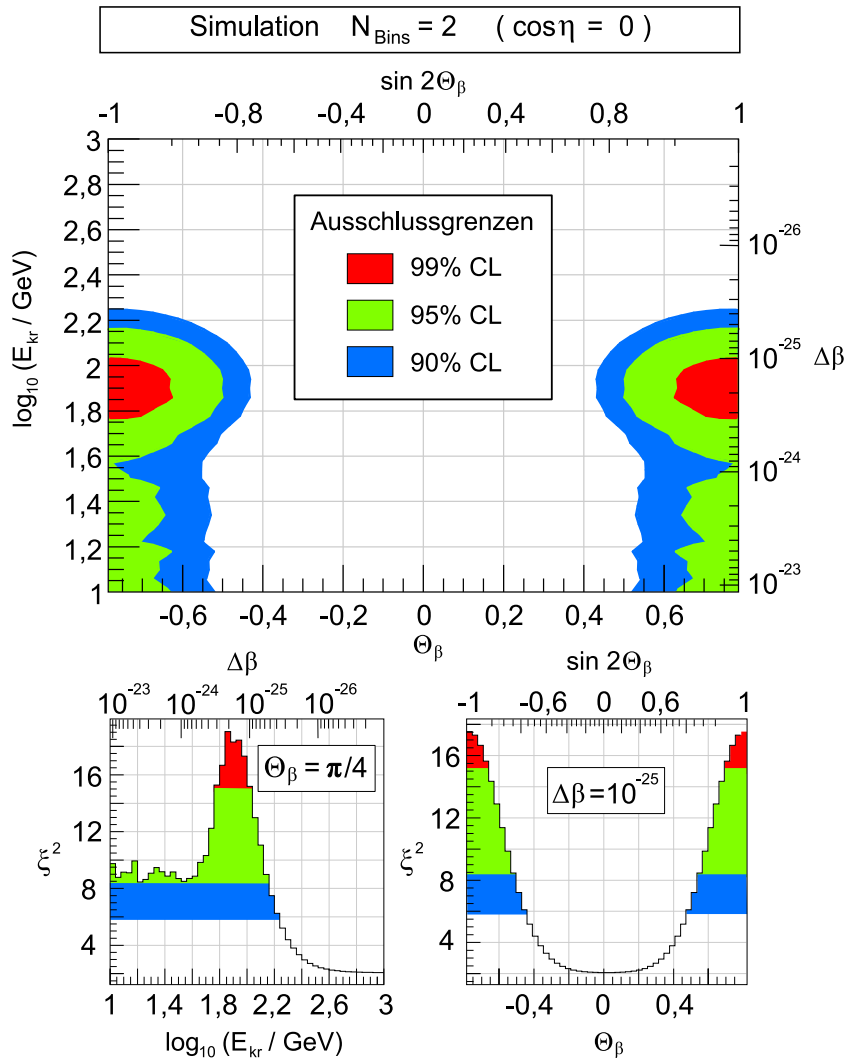
**Abbildung 5.9.:**

Zu sehen sind die Verläufe der Mittelwerte der 90%-Ausschlussgrenzen in Abhängigkeit von  $N_{\text{Bins}}$ . Jeweils 10 000-Toy-Monte-Carlo-Verteilungen wurden für jede Anzahl von Zenitwinkel-Bins mit den oszillationsvariierten Zenitwinkelverteilungen des Signal-Monte-Carlos verglichen. Offensichtlich wirkt sich die Anzahl der Bins kaum auf die Sensitivität für alternative Neutrinooszillationen aus.

$\Theta_{\beta}^{90\%}$ -Verteilungen der jeweilige Mittelwert gebildet. Die so gefundenen Mittelwerte für die Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta\beta^{90\%} = 2,3 \cdot 10^{-26}$  und den Mischungswinkel  $\Theta_{\beta}^{90\%} = 0,45$  gelten für  $N_{\text{Bins}} = 2$ . Eine Variation der Phase  $\eta$  führt zu praktisch keiner Veränderung im Bezug auf  $\Delta\beta^{90\%}$ . Lediglich die Werte für  $\Theta_{\beta}^{90\%}$  variieren leicht je nach Vorzeichen des Terms  $\cos \eta$ , was für die Bestimmung der optimalen Sensitivität jedoch nicht Bedeutung ist.

#### 5.4.3.2. Sensitivitätsbestimmung für $N_{\text{Bins}}$

Dieses Verfahren führt man für die verbleibenden Bin-Anzahlen  $N_{\text{Bins}}$  nach Erzeugung des entsprechenden oszillationsvariierten Signal-Monte-Carlos durch und erhält die jeweiligen Mittelwerte der  $\Delta\beta^{90\%}$ - und  $\Theta_{\beta}^{90\%}$ -Verteilungen. In Abbildung 5.9 sind diese Mittelwerte in Abhängigkeit von  $N_{\text{Bins}}$  dargestellt. Offensichtlich hat die Anzahl der Zenitwinkel-Bins im Rahmen der Genauigkeit der Ergebnisse kaum einen Einfluss auf die zu erzielende Sensitivität der Analyse. Somit wird sich in dieser Arbeit aus Gründen der Einfachheit auf eine Oszillationsanalyse mit nur zwei Zenitwinkel-Bins – einem Horizontalen ( $110^{\circ} - 145^{\circ}$ ) und einem Vertikalen ( $145^{\circ} - 180^{\circ}$ ) – beschränkt. In Abbildung 5.10 ist die gemittelte  $\xi^2$ -Verteilung aus allen 10 000 Toy-Monte-Carlo-Verteilungen in Abhängigkeit von  $\Delta\beta$  und  $\Theta_{\beta}$  für  $\cos \eta = 0$  und  $N_{\text{Bins}} = 2$  zu sehen. Die Ergebnisse der aus den Toy-Monte-Carlo-Verteilungen gewonnenen  $\xi^2$ -Werte und damit verbundenen Ausschlussgrenzen stehen im Einklang mit den aus der Oszillationswahrscheinlichkeit bestimmten sensitiven Gebieten im Parameterraum (siehe Abschnitt 3.4). Für kleine Mischungswinkel  $\Theta_{\beta} \approx 0$  sind keine Effekte im AMANDA-Experiment zu erwarten. Ebenso verschwinden die Oszillationseffekte für kleine  $\Delta\beta$ , wo sie nur bei höheren Neutrinoenergien ( $E_{\nu} > 10^6$  GeV) signifikant werden. In Abbildung 5.10 unten ist zu erkennen, dass die  $\xi^2$ -Werte für diesen Bereich gut mit dem Erwartungswert  $\langle \xi^2 \rangle_{N_{\text{Bins}}=2} = 2,24$  übereinstimmen. Für maximale Mischungswinkelbeträge  $\Theta_{\beta} = \pm\pi/4$  sollten die alternativen Oszillationseffekte für AMANDA im Bereich von  $\Delta\beta \geq 4 \cdot 10^{-26}$  sichtbar sein.

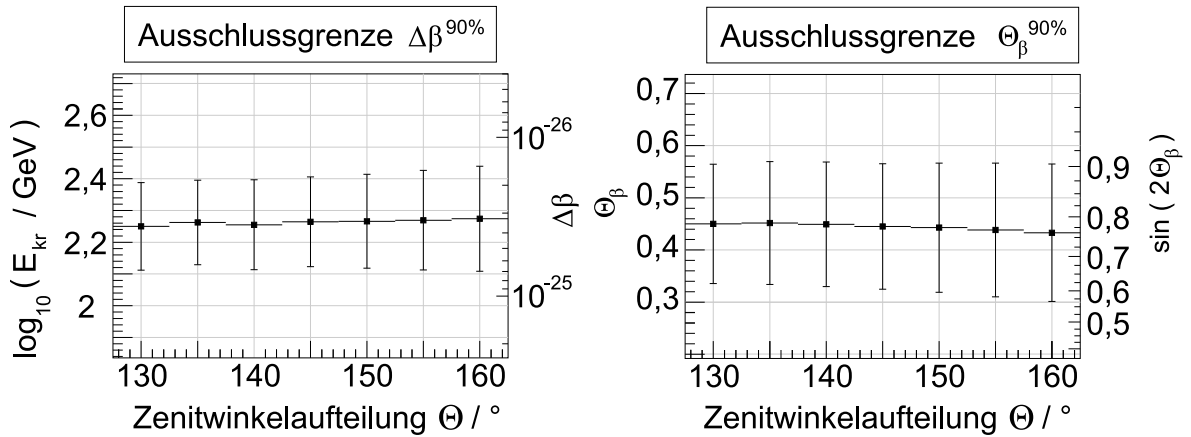


**Abbildung 5.10.:**

Die Abbildung oben zeigt die  $\chi^2$ -Verteilung aus dem Vergleich zwischen Toy-Monte-Carlo- und oszillationsvariierter Monte-Carlo in Abhängigkeit der Oszillationsparameter  $\Delta\beta$  und  $\Theta_\beta$  für  $N_{\text{Bins}} = 2$  erhalten wurde. Die 90%--, 95%- und 99%-CL-Ausschlussgrenzen für alternative Oszillationseffekte sind farblich dargestellt. Für kleine Mischungswinkel  $\Theta_\beta$  scheint AMANDA gemäß des Toy-Monte-Carlos nicht sensitiv auf alternative Oszillationseffekte zu sein, wohingegen für große  $\Theta_\beta$  ein Ausschluss solcher Effekte möglich sein sollte. Die beiden unteren Abbildungen zeigen einen Querschnitt durch obige Verteilung für feste  $\Delta\beta$  (rechts) und feste  $\Theta_\beta$  (links).

#### 5.4.4. Bestimmung der optimalen Zenitwinkel-Bin-Aufteilung

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob eine asymmetrische Aufteilung der beiden verwendeten Zenitwinkel-Bins zu einer erhöhten Sensitivität der Oszillationsanalyse führt. Die beiden symmetrischen Zenitwinkel-Bins der Zenitwinkelverteilung des Monte-Carlos werden in zwei asymmetrische Zenitwinkelbereiche aufgeteilt. Die Grenze  $N_\Theta$  zwischen beiden Bereichen wird zwischen  $130^\circ$  und  $160^\circ$  in  $5^\circ$ -Schritten verändert. Bevor analog zur Bestimmung



**Abbildung 5.11.:**

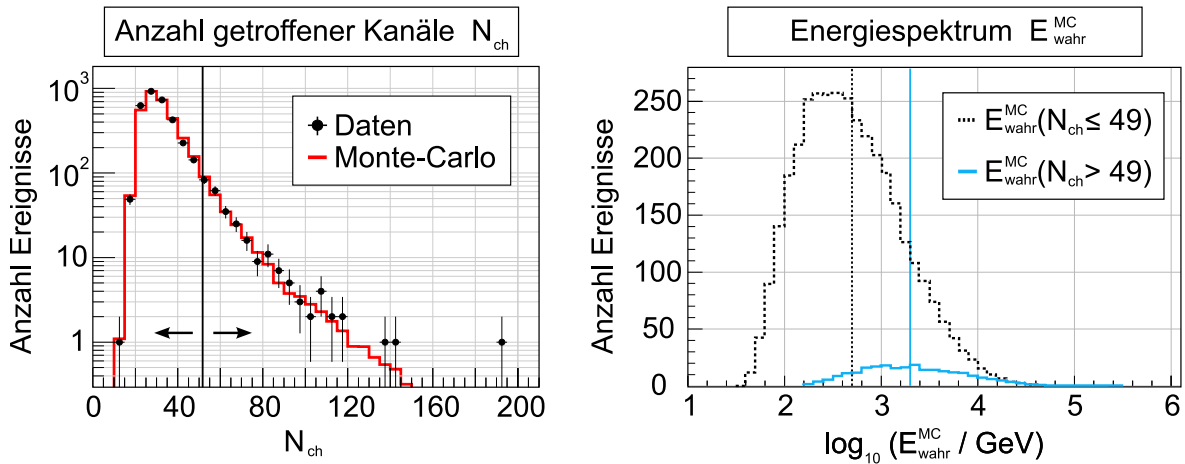
Die Abbildung zeigt die Verläufe der Mittelwerte der 90%-Ausschlussgrenzen in Abhängigkeit der asymmetrischen Zenitwinkel-Bin-Aufteilung von  $N_{\Theta}$ . Die Sensitivität für alternative Oszillationseffekte hängt kaum von der Bin-Aufteilung ab.

der optimalen Sensitivität in Abschnitt 5.4.3.2 jeweils 10 000 Toy-Monte-Carlo-Verteilungen mit asymmetrischer Bin-Aufteilung erzeugt werden können, muss zunächst noch die Funktion  $f_{\kappa}^i$  der Fehlerparameter aus der  $\xi^2$ -Definition an eine asymmetrische Bin-Aufteilung angepasst werden. Anschließend werden die Toy-Verteilungen<sup>12</sup> erzeugt und aus einem Vergleich mit der Zenitwinkelverteilung des Signal-Monte-Carlos die  $\xi^2$ -Verteilungen in Abhängigkeit der Bin-Aufteilung bestimmt. Sind die entsprechenden  $\xi^2$ -Ausschlussgrenzen berechnet, wird die optimale Bin-Aufteilung auf die selbe Weise wie im vorherigen Abschnitt die optimale Bin-Anzahl ermittelt. In Abbildung 5.11 sind die Mittelwerte von  $\Delta\beta^{90\%}$  und  $\Theta_{\beta}^{90\%}$  aufgetragen. Auch hier ist lediglich eine schwache Abhängigkeit der Sensitivität von der Zenitwinkel-Bin-Aufteilung zu erkennen. Demzufolge wird die symmetrische Aufteilung bei  $N_{\Theta} = 145^{\circ}$  beibehalten.

### 5.4.5. Einbeziehung der Neutrinoenergie

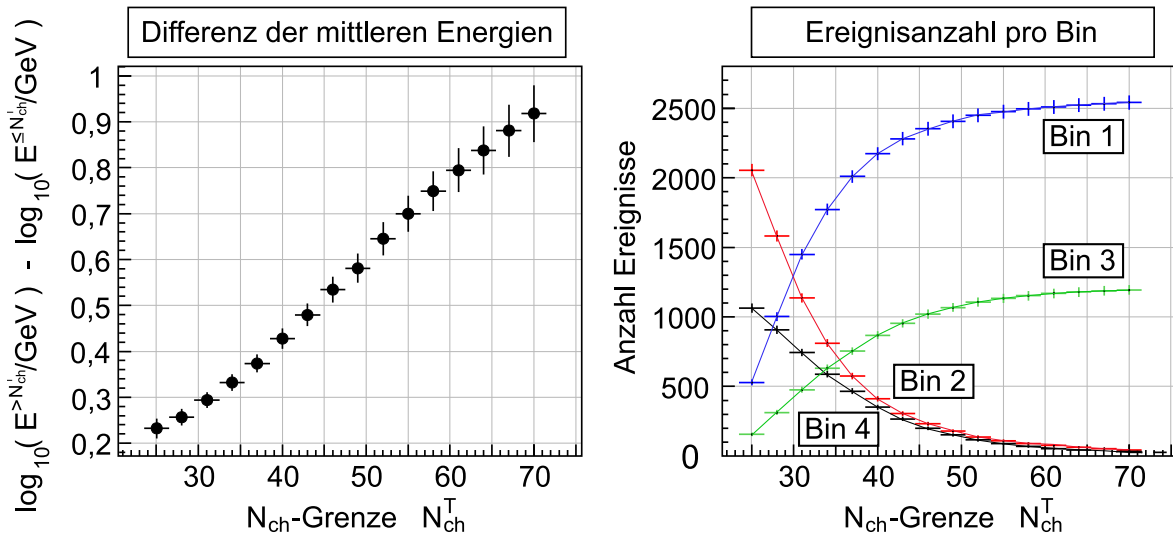
Wie schon in Abschnitt 3.1.3.1 besprochen führen die zur Verfügung stehenden Energierekonstruktionsalgorithmen erst ab Myonenergien von  $E_{\nu} \geq 10^3 \text{ GeV}$  zu brauchbaren Resultaten. Aus der Verteilung der wahren Energie der simulierten Neutrinoereignisse lässt sich der Anteil solcher Ereignisse auf kleiner als 20% abschätzen. Eine Energierekonstruktion ist somit in dieser Analyse nicht sinnvoll anwendbar. Dennoch ist es möglich zumindest indirekt die Neutrinoenergie in die Oszillationsanalyse mit einzubeziehen. Obwohl die Anzahl getroffener Module  $N_{\text{ch}}$  nicht direkt mit der Neutrinoenergie zusammenhängt, zeigt  $N_{\text{ch}}$  eine Abhängigkeit von  $E_{\nu}$ , wenn man annimmt, dass die Energieverteilung der gemessenen Ereignisse mit der wahren Energieverteilung der simulierten Ereignisse übereinstimmt. Teilt man die  $N_{\text{ch}}$ -Verteilung der simulierten Ereignisse beim Wert  $N_{\text{ch}}^{\text{T}}$  in zwei Bereiche auf und histogrammiert jeweils die wahre Energie, erhält man zwei Energieverteilungen, deren Mittelwerte sich je nach Aufteilung um bis zu einer Größenordnung unterscheiden. In Abbildung 5.12 sind die Energieverteilungen für  $N_{\text{ch}}^{\text{T}} = 49$  dargestellt.

<sup>12</sup>Die Berechnung der  $\xi^2$ -Ausschlussgrenzen und Erwartungswerte geschieht mit einem Satz von 100 000 Toy-Monte-Carlo-Verteilungen. Die dabei ermittelten Werte sind in Tabelle J.2 zu finden.



**Abbildung 5.12.:**

Links ist die Verteilung der Anzahl pro Ereignis getroffener OM abgebildet. Die Signal-Monte-Carlo-Verteilung ist zum besseren Vergleich auf die Ereignisanzahl der Daten normiert. Auf der rechten Seite ist die Verteilungen der wahren Energie aus dem Signal-Monte-Carlo für  $N_{\text{ch}}^T \leq 49$  und  $N_{\text{ch}}^T > 49$  zu sehen. Die Mittelwerte der Verteilungen liegen bei  $\log_{10} \bar{E} = 2,69$  und  $\log_{10} \bar{E} = 3,27$  und sind durch vertikale Linien gekennzeichnet. Die beiden Energiemittelwerte unterscheiden sich um den Faktor  $1862 \text{ GeV} / 490 \text{ GeV} = 3,8$ .



**Abbildung 5.13.:**

Links: Dargestellt sind die Differenzen des Logarithmus der mittleren Energien für verschiedene  $N_{\text{ch}}^T$ -Aufteilungen. Rechts: Abgebildet sind die Ereigniszahlen des Monte-Carlos pro Analyse-Bin. Für hohe Werte von  $N_{\text{ch}}^T$  verbleiben nur wenige Ereignisse in den Bins 2 und 4.

Um diese zusätzliche Energieinformation in der Oszillationsanalyse zu nutzen, werden zwei Zenitverteilungen aus den jeweiligen  $N_{\text{ch}}$ -Bereichen gebildet. Somit erhöht sich die Anzahl der Zenitwinkel-Bins von zwei auf vier. Die Ereignisse werden folgendermaßen in folgende vier Bins eingeordnet:

- **Bin 1:**  $N_{\text{ch}} \leq N_{\text{ch}}^{\text{T}}$  und  $\Theta_{\nu} \leq 145^\circ$
- **Bin 2:**  $N_{\text{ch}} \leq N_{\text{ch}}^{\text{T}}$  und  $\Theta_{\nu} > 145^\circ$
- **Bin 3:**  $N_{\text{ch}} > N_{\text{ch}}^{\text{T}}$  und  $\Theta_{\nu} \leq 145^\circ$
- **Bin 4:**  $N_{\text{ch}} > N_{\text{ch}}^{\text{T}}$  und  $\Theta_{\nu} > 145^\circ$

Die optimale Aufteilung sollte der entsprechen, für welche die Energiemittelwerte den größten Unterschied aufweisen, wobei gleichzeitig alle Zenitwinkel-Bins aus statistischen Gründen noch über eine ausreichend große Anzahl von Ereignissen verfügen sollen. Variiert man  $N_{\text{ch}}^{\text{T}}$  im Intervall von [25, 70] in 16 Schritten ergeben sich die in Abbildung 5.13 gezeigten Differenzen der logarithmischen Energiemittelwerte  $\log_{10}(E^{>N_{\text{ch}}^{\text{T}}}) - \log_{10}(E^{\leq N_{\text{ch}}^{\text{T}}})$ . Sie wachsen bei steigendem  $N_{\text{ch}}^{\text{T}}$  bis zu beinahe einer Größenordnung an. Gleichzeitig nimmt die Ereignisanzahl für Bins 2 und 4 stark ab.

### Bestimmung der optimalen $N_{\text{ch}}^{\text{T}}$ -Aufteilungen

Die Auswirkungen auf die Oszillationsanalyse wurden mit einem angepassten Toy-Monte-Carlo simuliert, wobei 16 verschiedene Werte für die  $N_{\text{ch}}$ -Aufteilungen  $N_{\text{ch}}^{\text{T}}$  aus obigem Intervall getestet wurden. Für jede Aufteilung  $N_{\text{ch}}^{\text{T}}$  wurden 10 000 Toy-Monte-Carlo-Verteilungen erzeugt und mit dem oszillationsvariieren simulierten Datensatz in analoger Weise wie in Abschnitt 5.4.3 verglichen. Zuvor wurden die Funktionen des Fehlerparameters  $f_{\kappa}^i$  an die Bin-Aufteilungen angepasst und die  $\xi^2$ -90-CL-Ausschlussgrenzen neu berechnet<sup>13</sup>. In Abbildung 5.15 sind die Mittelwerte der dabei erhaltenen Grenzen  $\Delta\beta^{90\%}$  und  $\Theta_{\beta}^{90\%}$  zu sehen. Für  $\Delta\beta^{90\%}$  ist eine Abhängigkeit von der Aufteilung  $N_{\text{ch}}^{\text{T}}$  zu erkennen. Die Werte für  $\Delta\beta^{90\%}$  steigen bis  $N_{\text{ch}}^{\text{T}} = 46$  an und werden dann nahezu konstant, bis sie für  $N_{\text{ch}}^{\text{T}} > 67$  wieder abfallen.

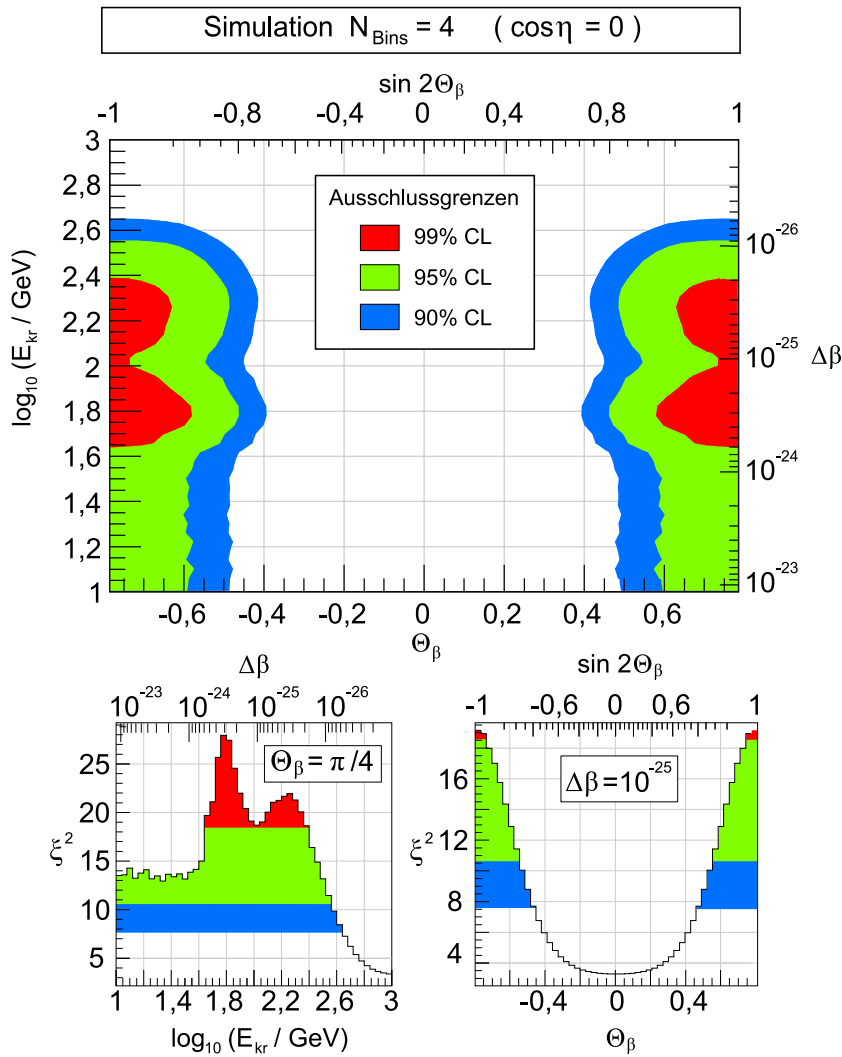
Der Verlauf von des Wertes von  $\Theta_{\beta}^{90\%}$  zeigt eine schwächere Abhängigkeit von der Aufteilung  $N_{\text{ch}}^{\text{T}}$ , jedoch ergeben sich auch hier Werte zwischen  $40 \leq N_{\text{ch}}^{\text{T}} \leq 60$  als beste Wahl. Für die Oszillationsanalyse wird eine Aufteilung bei  $N_{\text{ch}}^{\text{T}} = 49$  gewählt.

In Abbildung 5.14 ist die gemittelte  $\xi^2$ -Verteilung für vier Zenitwinkel-Bins und einer Aufteilung bei  $N_{\text{ch}}^{\text{T}} = 49$  gezeigt. Im Vergleich zur gemittelten  $\xi^2$ -Verteilung für zwei Bins (siehe Abbildung 5.10) ist eine deutlich höhere Sensitivität für kleine  $\Delta\beta$  zu erkennen. Offensichtlich führt die Einbeziehung der Energieinformationen aus der  $N_{\text{ch}}$ -Verteilung zu einer verbesserten Sensitivität für alternative Oszillationseffekte.

## 5.5. Die Ergebnisse der Oszillationsanalyse

Die Oszillationsanalyse wurde für zwei verschiedene Bin-Einteilungen durchgeführt. Die erste Analyse verwendet die Aufteilung in zwei symmetrische Zenitwinkel-Bins, wie sie in Abschnitt

<sup>13</sup>Die  $\xi^2$ -Ausschlussgrenzen und Erwartungswerte wurden mit 100 000 Toy-Monte-Carlo-Verteilungen berechnet und sind in Tabelle J.3 aufgelistet.

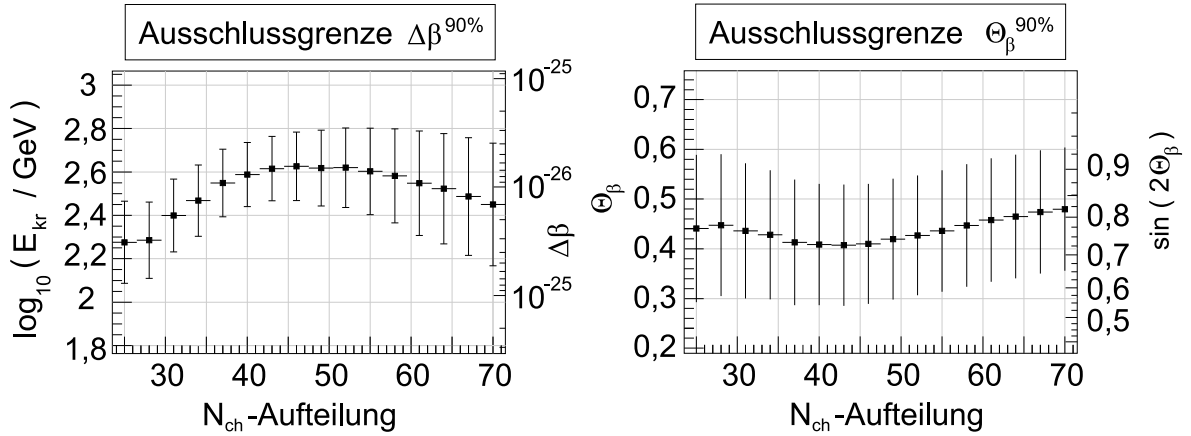


**Abbildung 5.14.:**

Die Abbildung oben zeigt die gemittelte  $\chi^2$ -Verteilung aus dem Vergleich zwischen Toy-Monte-Carlo- und oszillationsvariiertem Monte-Carlo in Abhängigkeit der Oszillationsparameter  $\Delta\beta$  und  $\Theta_\beta$  für vier Zenitwinkel/ $N_{\text{ch}}$ -Bins. Die 90%-, 95%- und 99%-CL-Ausschlussgrenzen für alternative Oszillationseffekte sind farbig dargestellt. Im Vergleich zur  $\chi^2$ -Verteilung für zwei Bins (siehe Abbildung 5.10) ist eine deutlich höhere Sensitivität für kleine  $\Delta\beta$  zu erkennen. Die beiden unteren Abbildungen zeigen Querschnitte aus obiger Verteilung, wobei die Rechte für ein festes  $\Delta\beta$  und die Linke für ein festes  $\Theta_\beta$  erstellt wurde.

5.4.3 besprochen wurde. Hier werden ausschließlich Zenitwinkel-Informationen zur Analyse verwendet. Die zweite Oszillationsanalyse bezieht statistische Energieinformationen aus der  $N_{\text{ch}}$ -Verteilung mit ein, was gemäß der Sensitivitätsbestimmung durch das Toy-Monte-Carlo zu erweiterten Ausschlussregionen für alternative Oszillationseffekte führen sollte.



**Abbildung 5.15.:**

Zu sehen sind die Verläufe der Mittelwerte der 90%-Ausschlussgrenzen in Abhängigkeit von  $N_{\text{ch}}^T$ . Verglichen wurden 10 000 Toy-Monte-Carlo-Verteilungen mit den oszillationsvariieren simulierten Zenitwinkelverteilungen. Danach ist beste Sensitivität der Analyse für  $\Delta\beta^{90\%}$  und  $\Theta_\beta^{90\%}$  zwischen  $40 \leq N_{\text{ch}}^T \leq 60$  zu erwarten.

### 5.5.1. 2-Bin-Analyse für getrennte Zenitwinkelbereiche

Die Ergebnisse der Oszillationsanalyse in zwei Zenitwinkel-Bins für  $\cos\eta = 0$ , gemäß der Aufteilung aus Abschnitt 5.4.3, sind in Abbildung 5.16 zu sehen. Die Ausschlussregionen stimmen gut mit der Erwartung aus der Simulation (siehe Abbildung 5.10) überein:

- Im Bereich für kleine Mischungswinkel  $\Theta_\beta$  ist AMANDA aufgrund des kleinen Effekts, welcher nur bei Energien unterhalb von 100 GeV signifikant ansteigt, nicht sensitiv auf alternative Oszillationseffekte. Oszillationsvariiertes Monte-Carlo und Daten stimmen im Rahmen der Fehler gut überein.
- Für kleine Werte von  $\Delta\beta \approx 10^{-27}$  ist die Oszillationslänge im Energiebereich der Analyse so groß, dass es zu keinen signifikanten Oszillationseffekten kommt. In diesem Bereich von  $\Delta\beta$  machen sich Oszillationseffekte erst ab Neutrinoenergien von  $E_\nu \geq 10^5$  GeV signifikant bemerkbar. Diese Energien liegen jedoch außerhalb des sensitiven Energiebereichs von AMANDA, wodurch auch für diesen Bereich oszillationsvariiertes Monte-Carlo und Daten gut übereinstimmen.
- Der  $\xi^2$ -Wert liegt in diesen beiden Bereichen mit kleinen Oszillationseffekten in guter Übereinstimmung mit dem Erwartungswert  $\langle \xi^2 \rangle$  (siehe Tabelle J.1).
- Im Bereich großer Mischungswinkelbeträge  $|\sin 2\Theta_\beta| \geq 0,8$  führt die alternative Oszillation ab Geschwindigkeitsdifferenzen  $\Delta\beta \geq 4 \cdot 10^{-26}$  zu großen Veränderungen in der simulierten Zenitwinkelverteilung. Daten und oszillationsvariiertes Monte-Carlo stimmen hier nicht überein, wodurch für die gekennzeichneten Bereiche ein Oszillationseffekt in den Daten ausgeschlossen werden kann.
- Steigt  $\Delta\beta$  weiter an, nehmen die Effekte ab und die Ausschlussregion gilt nur noch für sehr große Mischungswinkelbeträge. In diesem Bereich führt eine kurze Oszillationslänge zu einer schnellen Oszillation und die Effekte der alternativen Oszillation lassen den

absoluten Neutrinofluss auf die Hälfte abfallen. Die Form der simulierten Zenitwinkelverteilung wird kaum verändert.

Zur genauen Ermittlung des Wertes der 90%-CL-Ausschlussgrenze für  $\Delta\beta$  wird der Parameterraum im Bereich von  $10^{-25} \geq \Delta\beta \geq 10^{-26}$  für  $\Theta_\beta = \pi/4$  in 1000 Schritten abgetastet. Bei maximalem Mischungswinkel  $\Theta_\beta = \pi/4$  kann für  $\Delta\beta$  unter Einbeziehung der Fehler folgende untere Grenze angegeben werden:

$$\Delta\beta \leq 4,38 \cdot 10^{-26} \quad \text{für} \quad \sin 2\Theta_\beta = 1 \quad \text{und} \quad \cos \eta = 0. \quad (5.14)$$

Die Fehler auf die  $\xi^2$ -Werte der Ausschlussgrenzen (siehe Tabelle J.1) liegen bei 2,1% und führen bei der Bestimmung von  $\Delta\beta^{90\%}$  auf einen Fehler von 1,1%. Aus der Abtastung des Parameterraums in endlichen Schritten ergibt sich mit 0,2% ein Fehler auf  $\Delta\beta^{90\%}$ , welcher vernachlässigbar ist.

### 5.5.2. 4-Bin-Analyse für getrennte Zenitwinkel- und $N_{\text{ch}}$ -Bereiche

Die Berücksichtigung der Energieinformation aus der  $N_{\text{ch}}$ -Verteilung bei der 4-Bin-Analyse führt bezüglich der Form der Ausschlussregionen zu einem qualitativ ähnlichen Resultat wie im Fall der 2-Bin-Analyse aus dem letzten Abschnitt. Die dort gemachten Aussagen zur Verteilung der Ausschlussregionen gelten hier in gleicher Weise. Allerdings erstrecken sich die Ausschlussregionen über ein größeres Gebiet im Parameterraum, wie in Abbildung 5.17 zu sehen ist. Für maximale Mischungswinkelbeträge  $\Theta_\beta = \pm\pi/4$  führen die Oszillationseffekte schon ab einer Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta\beta \approx 5 \cdot 10^{-27}$  zu signifikanten Veränderungen in der oszillationsvariierten Zenitwinkelverteilung. Die Ausschlussbereiche sind im Vergleich zur 2-Bin-Analyse breiter und reichen maximal bis zu einem Wert von  $\sin 2\Theta_\beta = \pm 0,7$ .

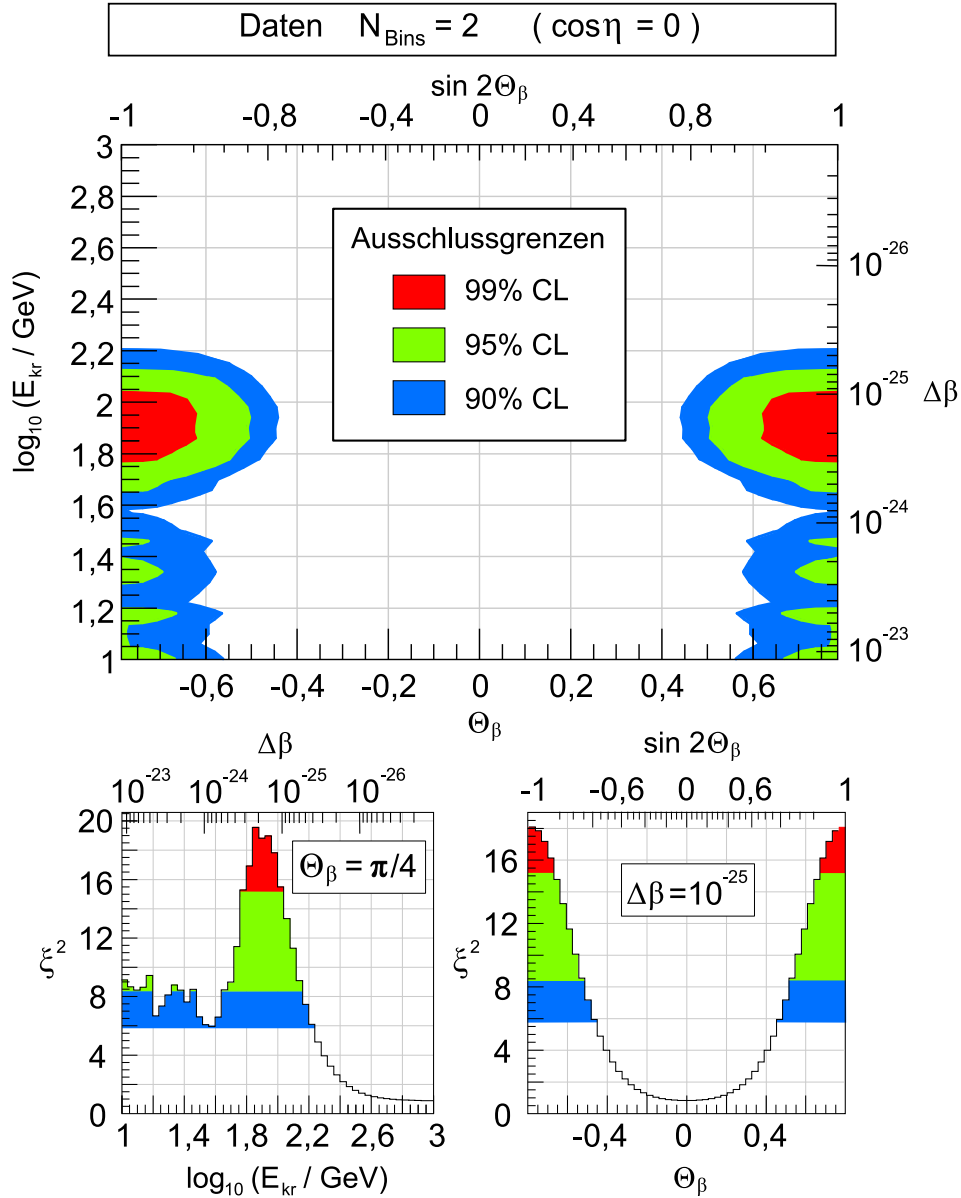
#### Der Einfluss der Phase $\eta$ auf die Ausschlussgrenzen

Eine Variation der Phase  $\eta$  führt nur zu geringen Veränderung der Ausschlussregionen, wie in Abbildung K.1 in Anhang K für  $\cos \eta = 1$  zu sehen ist. Im Bereich positiver Mischungswinkel steigen die Effekte der alternativen Oszillation an, wohingegen sie für negative Mischungswinkel abnehmen. Der direkte Zusammenhang zwischen  $\Delta\beta$  und  $\cos \eta$  für einen festen Mischungswinkel  $\Theta_\beta = \pi/4$  ist in K.2 abgebildet. Offensichtlich ist der Wert der Phase  $\eta$  kaum von Bedeutung für die untere Grenze von  $\Delta\beta$ . Sie verändert sich lediglich um  $0,19 \cdot 10^{-27}$  zwischen den maximalen Werten für den Phasenterm  $\cos \eta = \pm 1$ . Für einen negativen Mischungswinkel von  $\Theta_\beta = -\pi/4$  ergibt sich die gleiche Ausschlussregion wie in K.2, lediglich an der  $\Delta\beta$ -Achse bei  $\Theta_\beta = 0$  gespiegelt<sup>14</sup>.

Wie im letzten Abschnitt wird zur Ermittlung des Wertes der 90%-CL-Ausschlussgrenze für  $\Delta\beta$  der Parameterraum genauer abgetastet, in diesem Fall im Bereich zwischen  $10^{-27} \leq \Delta\beta \leq 10^{-26}$ . Für maximale Mischungswinkelbeträge  $\Theta_\beta = \pm\pi/4$  können unter Berücksichtigung der Fehler auf  $\Delta\beta^{90\%}$  von 1,2%, der sich aus dem Fehler von 1,7% auf die  $\xi^2$ -90%-CL-

---

<sup>14</sup>Aus Gleichung 1.80 der Oszillationswahrscheinlichkeit kann man ersehen, dass der Phasenterm  $\cos \eta$  nur zusammen mit dem Sinusterm des Mischungswinkels  $\Theta_\beta$  erscheint. Im Fall eines maximalen Mischungswinkelbetrags und eines Phasenterms  $\cos \eta = \pm 1$  führt ein gleichzeitiger Wechsel der Vorzeichen der Terme  $\sin 2\Theta_\beta$  und  $\cos \eta$  zu keiner Änderung in der Oszillationswahrscheinlichkeit.


**Abbildung 5.16.:**

Abgebildet sind die Ausschlussregionen für alternative Oszillationseffekte aus dem Vergleich zwischen Daten und oszillationsvariiertem Monte-Carlo in zwei Zenitwinkel-Bins. Die beiden unteren Abbildungen zeigen einen Querschnitt durch obige Verteilung für feste  $\Delta\beta$  (rechts) und feste  $\Theta_\beta$  (links).

Ausschlussgrenzen (siehe Tabelle J.3) ergibt, folgende untere Grenzen angegeben werden<sup>15</sup>:

$$\begin{aligned}
 \Delta\beta &\leq 5,15 \cdot 10^{-27} && \text{für } \sin 2\Theta_\beta = \pm 1 \text{ und } \cos \eta = \mp 1 \\
 \Delta\beta &\leq 5,03 \cdot 10^{-27} && \text{für } \sin 2\Theta_\beta = \pm 1 \text{ und } \cos \eta = 0 \\
 \Delta\beta &\leq 4,96 \cdot 10^{-27} && \text{für } \sin 2\Theta_\beta = \pm 1 \text{ und } \cos \eta = \pm 1
 \end{aligned} \tag{5.15}$$

Die Ergebnisse zur unteren Grenze auf die Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta\beta$  gelten gleichzeitig für die Differenz der relativen Kopplungskonstanten an ein Gravitationspotential  $2|\phi| \Delta\gamma$  (siehe Abschnitt 1.6). Als untere Grenzen ergeben sich bei maximalen Mischungswinkelbeträgen  $\Theta_\beta$  ( $\Theta_\gamma$ ) =  $\pm\pi/4$  und beliebigem Wert von  $\cos \eta$ :

---


$$\begin{aligned}
 \Delta\beta &\leq 5,15 \cdot 10^{-27} && \text{bei 90\% Konfidenzniveau,} \\
 |\phi| \Delta\gamma &\leq 2,58 \cdot 10^{-27} && \text{bei 90\% Konfidenzniveau.}
 \end{aligned} \tag{5.16}$$


---

### 5.5.3. Vergleich mit Analyseergebnissen von MACRO und Super-Kamiokande

Um die Ergebnisse dieser Oszillationsanalyse einordnen zu können, werden sie mit den Ergebnissen anderer ähnlich durchgeführter Analysen verglichen.

#### Oszillationsanalyse von MACRO

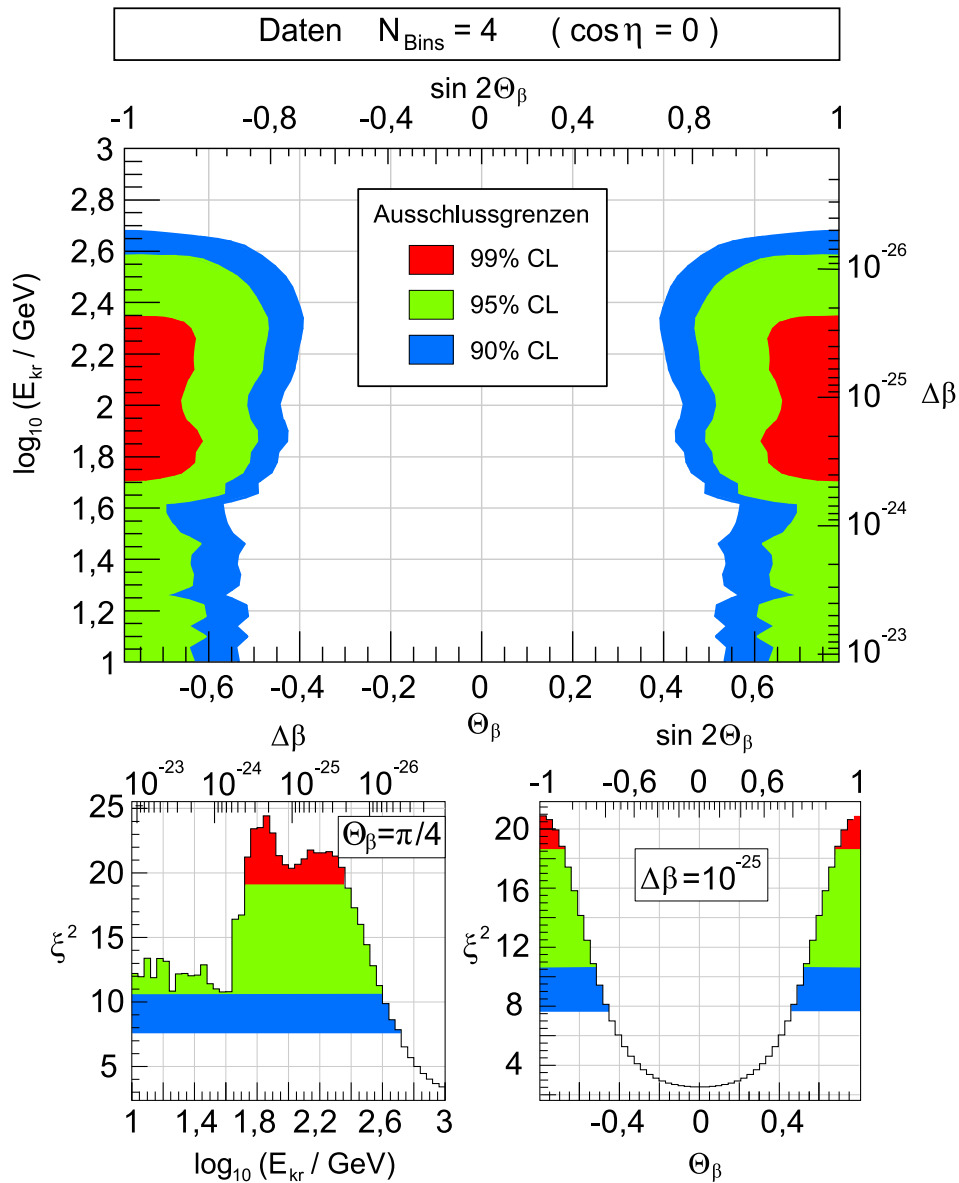
Der MACRO<sup>16</sup>-Detektor befand<sup>17</sup> sich in Halle B des Gran-Sasso-Labors in Italien in einer Tiefe von 3,7 km unterhalb der Abruzzen. Er wurde zur Suche nach magnetischen Monopolen gebaut, wie sie in GUT-Theorien vorhergesagt werden, ist aber auch sensitiv auf von unten kommende Myonen, die aus CC-Reaktionen atmosphärischer Myonneutrinos von der gegenüberliegenden Hemisphäre stammen. Die Ausmaße des Detektor betragen  $76,6 \times 12,0 \times 9,3 \text{ m}^3$ . Er besteht aus 14 Lagen von Streamer-Tubes zur Bestimmung der Teilchentrajektorie und 3 Lagen von Flüssig-Szintillatoren, mit welchen Flugzeitmessungen (TOF) durchgeführt werden und der Energieverlust bestimmt werden kann. MACRO ist im Neutrinoenergiebereich von 1 GeV bis  $10^5 \text{ GeV}$  sensitiv. Seine beste Sensitivität erreicht MACRO im Bereich von  $10 \text{ GeV} \leq E \leq 10^3 \text{ GeV}$  und kann somit masseinduzierte Neutrinooszillation nachweisen [GM04]. Im Gegensatz zu AMANDA ist MACRO in der Lage auch für Ereignisse unterhalb von  $E < 10^3 \text{ GeV}$  eine Energierekonstruktion durchzuführen. In [B<sup>+</sup>05a] wird eine mit dieser Arbeit vergleichbare Oszillationsanalyse durchgeführt, in der nach alternativen Oszillationseffekten gesucht wurde. Die Analyse erfolgte in zwei Energie-Bins mit Energien von  $E < 28 \text{ GeV}$  mit 44 Ereignissen und  $E > 142 \text{ GeV}$  mit 35 Ereignissen und wurde mit einer  $\chi^2$ -Methode durchgeführt. In dieser Analyse bestimmt MACRO eine untere Grenze auf die Geschwindigkeitsdifferenz von  $\Delta\beta \leq (2,5 - 5) \cdot 10^{-26}$  bei maximalem Mischungswinkelbetrag von  $\sin 2\Theta_\beta = \pm 1$  und einem verschwindenden Phasenterm  $\cos \eta = 0$ . Bei beliebigem Mischungswinkel steigt die untere Grenze auf  $\Delta\beta \leq 6 \cdot 10^{-24}$  an. Für die Parameter der masseinduzierten Oszillation wurden wie in dieser Arbeit  $\Delta m^2 = 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4$  und  $\sin^2 2\Theta_m = 1$  aus Analysen von Super-Kamiokande verwendet.

---

<sup>15</sup>Der Fehler auf  $\Delta\beta^{90\%}$  aus der Abtastung des Parameterraums in endlichen Schritten ist mit 0,2% vernachlässigbar.

<sup>16</sup>MACRO = Monopole, Astrophysics and Cosmic Ray Observatory

<sup>17</sup>Der Detektor ist seit dem Jahr 2001 nicht mehr in Betrieb


**Abbildung 5.17.:**

In der Abbildung sind die Ausschlussregionen für alternative Oszillationseffekte aus dem Vergleich zwischen Daten und oszillationsvariiertem Monte-Carlo in vier Zenitwinkel-Bins bei einer  $N_{\text{ch}}$ -Aufteilung von  $N_{\text{ch}}^{\text{T}} = 49$  zu sehen. Im Vergleich zur 2-Bin-Analyse gelingt es hier, ein größeres Gebiet aus dem Parameterraum auszuschließen. Die Region für kleine Mischungswinkel liegt außerhalb des Sensitivitätsbereichs von AMANDA. Die beiden unteren Abbildungen zeigen einen Querschnitt durch obige Verteilung für feste  $\Delta\beta$  (rechts) und feste  $\Theta_\beta$  (links).

Vergleich der unteren Grenzen für $\Delta\beta$			
Analyse	$\Delta\beta_{\text{ex}}^{90}$	$\cos \eta$	$\sin(2\Theta_\beta)$
Super-Kamiokande	$\lesssim 10^{-25}$	1	$\sin^2(2\Theta_\beta) = 1$
	$6 \cdot 10^{-24}$	1	beliebig
MACRO	$2,5 \cdot 10^{-26}$	1	1
	$5 \cdot 10^{-26}$	1	-1
	$6 \cdot 10^{-24}$	1	beliebig
AMANDA	$5,15 \cdot 10^{-27}$	1(-1)	-1(1)
	$5,03 \cdot 10^{-27}$	0	1, -1
	$4,96 \cdot 10^{-27}$	1(-1)	1(-1)

**Tabelle 5.3.:**

Eingetragen sind die in den Analysen von MACRO [B<sup>+</sup>05a], Super-Kamiokande [FLMS99] und dieser Arbeit bestimmten unteren Grenzen für  $\Delta\beta$  in Abhängigkeit von  $\cos \eta$  und  $\sin(2\Theta_\beta)$ .

### Oszillationsanalyse von Super-Kamiokande

In einer ähnlichen Analyse [FLMS99] mit atmosphärischen Neutrinos von Super-Kamiokande<sup>18</sup> wurde nach alternativen Oszillationseffekten gesucht. Mit dem Datensatz, bestehend aus 751 atmosphärischen Neutrinoereignissen im Energiebereich von  $(1-10^3)$  GeV, wurde eine  $\chi^2$ -Analyse in 30 Zenitwinkel-Bins durchgeführt. Die Phase wurde zu  $\cos \eta = 1$  festgelegt. Für die Parameter der masseinduzierten Oszillation wurden  $\Delta m^2 = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4$  und  $\sin^2 2\Theta_m = 1$  angenommen<sup>19</sup>. In der Analyse wird eine untere Grenze von  $\Delta\beta \leq 6 \cdot 10^{-24}$  für beliebige Mischungswinkel und  $\Delta\beta \leq 10^{-25}$  für maximale Mischungswinkelbeträge angegeben.

### Vergleich der Ergebnisse

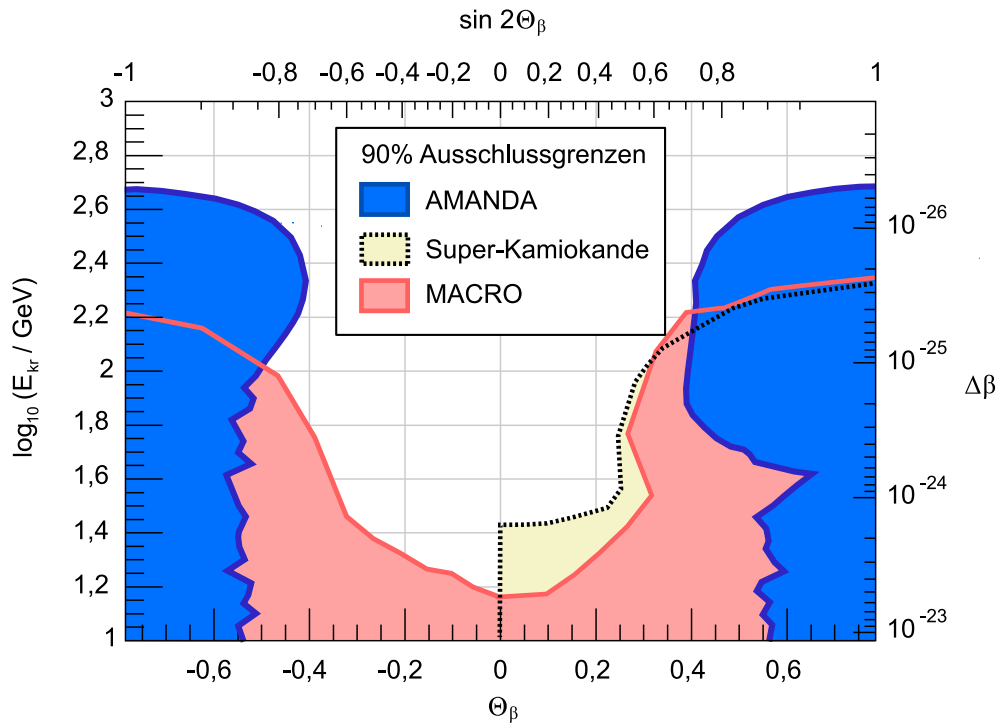
In Abbildung 5.18 sind die 90%-CL-Ausschlussgrenzen  $\Delta\beta_{\text{ex}}^{90}$  dieser Analyse und der Analysen von MACRO und Super-Kamiokande zu sehen. Zwei Dinge fallen auf:

- Im Bereich kleiner Mischungswinkel  $\Theta_\beta$  sind die Analysen von MACRO und Super-Kamiokande sensitiv auf alternative Oszillationseffekte und können somit für den gesamten Bereich  $-1 \leq \sin 2\Theta_\beta \leq 1$  eine untere Grenze für  $\Delta\beta$  angeben.
- Im Bereich großer Mischungswinkel zeigt sich die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse im Vergleich zu Analysen von MACRO und Super-Kamiokande als sensitiver. Obere Grenzen können jedoch nur abhängig vom Mischungswinkel und nur für diesen Mischungswinkel-Bereich angegeben werden.

Die unterschiedlichen Ergebnisse erklären sich zum einen aus der mittleren Energie der in den Analysen verwendeten Neutrinoereignisse. Sie liegen für die Analysen von MACRO und

<sup>18</sup>Der Super-Kamiokande-Detektor wird in Anhang A vorgestellt.

<sup>19</sup>Da diese Analyse aus dem Jahr 1999 stammt, wurde der damals gültige Wert für  $\Delta m^2$  verwendet, der sich vom heutigen leicht unterscheidet.



**Abbildung 5.18.:**

Zu sehen sind in verschiedenen Analysen ermittelten 90%-CL-Ausschlussgrenzen für alternative Oszillationseffekte für eine Phase  $\cos \eta = 1$ . MACRO [B<sup>+</sup>05a] und Super-Kamiokande [FLMS99] sind auch im Bereich kleiner Mischungswinkel sensitiv, wo AMANDA alternative Oszillationseffekte nicht ausschließen kann. Für große Mischungswinkel lassen sich durch diese Analyse kleinere  $\Delta\beta$  ausschließen. Die eingezeichnete Grenze von Super-Kamiokande entspricht den Ergebnissen einer reinen  $\chi^2$ -Analyse. Die eingezeichnete Grenze gilt in Abhängigkeit von  $\sin^2 2\Theta_\beta$  und wurden für diese Abbildung an eine  $\sin 2\Theta_\beta$ -Achse angepasst. Die in [FLMS99] angegebenen konservativeren Grenzen, die in Tabelle 5.3 übernommen wurden, entstammen einer erweiterten Analyse.

Super-Kamiokande um circa eine Größenordnung unterhalb der mittleren Energie dieser Analyse. Somit sind MACRO und Super-Kamiokande in der Lage Oszillationen auch für kleine oder verschwindende Mischungswinkel auszuschließen. Andererseits verhilft der höhere Energiebereich von AMANDA dieser Analyse zu einer besseren Sensitivität im Bereich kleiner  $\Delta\beta$ . Ein weiterer Grund für die unterschiedlichen Ergebnisse ergibt sich aus der Tatsache, dass die Detektoren MACRO und Super-Kamiokande auch im Multi-GeV-Bereich in der Lage sind die Energie pro Ereignis zu rekonstruieren, wohingegen diese Analyse nur eine statistische Aussage zur mittleren Energie aller Ereignisse machen kann. Diesen Nachteil kann diese Analyse nur zum Teil durch eine um den Faktor fünf (Super-Kamiokande) beziehungsweise 45 (MACRO) größere Anzahl an Ereignissen und entsprechender statistischer Genauigkeit ausgleichen.

#### 5.5.4. Fazit

Eine 4-Bin-Analyse mit getrennten Zenitwinkel- und  $N_{\text{ch}}$ -Bereichen führt im Vergleich mit der 2-Bin-Analyse zu einer höheren Sensitivität auf alternative Oszillationseffekte. Eine untere Grenze für die Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta\beta$  zwischen zwei VLI-Neutrinoeigenzuständen, wie sie in Lorentz-Invarianz-verletzenden Theorien (siehe Abschnitt 1.5.2) vorhergesagt werden, kann unabhängig vom Wert der Phase  $\eta$  nur für große Mischungswinkelbeträge angegeben werden. Für kleine Mischungswinkelbeträge ist die Sensitivität auf alternative Oszillationseffekte zu gering. Die hier bestimmte untere Grenze für  $\Delta\beta$  gilt gleichzeitig für den Parameter  $2|\Delta\gamma\phi|$  aus Theorien zur Verletzung des Äquivalenzprinzips (siehe Abschnitt 1.5.1). Für eine beliebige Phase  $\eta$  und einen Mischungswinkelbetrag von  $\Theta_\gamma = \pm\pi/4$  kann die untere Grenze bei 90% Konfidenzniveau zu  $\Delta\beta (2|\Delta\gamma\phi|) \leq 5,15 \cdot 10^{-27}$  bestimmt werden. Im Vergleich zu ähnlichen Analysen von MACRO- und Super-Kamiokande-Daten bedeutet dies eine Verbesserung für maximale Mischungswinkelbeträge um den Faktor fünf beziehungsweise neun.



# Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde in der von AMANDA gemessenen Zenitwinkelverteilung neutrinoinduzierter Myonen nach alternativen Oszillationseffekten gesucht. Alternative Oszillationen werden in einigen Theorien für den Fall vorhergesagt, dass kleine Abweichungen von Prinzipien der Relativitätstheorie existieren. In einigen Theorien führt die Verletzung der Lorentz-Invarianz und damit der speziellen Relativitätstheorie zu alternativen Oszillationseffekten. Andere Theorien sagen Oszillationen für den Fall voraus, dass das schwache Äquivalenzprinzip und damit ein Prinzip der allgemeinen Relativitätstheorie verletzt ist. In beiden Fällen wird neben den Flavoreigenzuständen der Neutrinos ein zusätzliches System von Neutrinoeigenzuständen eingeführt. Beide Effekte können durch einen gemeinsamen Formalismus beschrieben werden und führen zu identischen Oszillationswahrscheinlichkeiten. Die für die untersuchten alternativen Oszillationseffekte relevanten Oszillationswahrscheinlichkeiten wurden diskutiert. Effekte der masseinduzierten und der alternativen Oszillation wurden gegenübergestellt und ein aus beiden Oszillationsformen zusammengesetztes Oszillationsszenarium vorgestellt. Für dieses gemischte Modell wurde die Abhängigkeit der Oszillationswahrscheinlichkeit von den jeweiligen Oszillationsparametern untersucht. Der für diese Analyse interessante Parameterraum wurde festgelegt und es wurde gezeigt, welche Effekte innerhalb des sensitiven Energie- und Zenitwinkelbereichs von AMANDA zu erwarten sind.

Die Entstehung atmosphärischer Neutrinos aus den Zerfallsprodukten der Reaktionen der primären kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre war Gegenstand der Diskussion. Im betrachteten Energiebereich ( $50 \text{ GeV} - 10^5 \text{ GeV}$ ) besteht der Gesamtneutrinofluss fast ausschließlich aus dem konventionellen Anteil. Dieser wird fast ausschließlich aus Zerfällen von Pionen und Kaonen gebildet, wobei das Anzahlverhältnis aus in der Atmosphäre produzierten Kaonen zu Pionen Auswirkungen auf die Zenitwinkelverteilung der Neutrinos hat.

Der prompter Flussanteil, der sich aus Zerfällen von  $D$ -Mesonen bildet, spielt erst für höhere Energien als den hier betrachteten eine signifikante Rolle. Anhand einfacher Methoden zur Berechnung von konventionellen Neutrinoströmen wurden die Ursachen für die Zenitwinkelabhängigkeit des konventionellen Neutrinoströms besprochen und erklärt wie dessen Energiespektrum von  $E \propto E^{-3,7}$  zustande kommt. Es wurde festgestellt, dass die systematischen Unsicherheiten aus aktuellen Berechnungen des konventionellen Flusses für diese Analyse im Mittel bei 22,3% liegen. Aufgrund der begrenzten Kenntnis der hadronischen Produktionsraten für Pionen und Kaonen im betrachteten Energiebereich wurde die Unsicherheit auf die Form der Zenitwinkelverteilung zu  $\sigma_\epsilon = 6\%$  abgeschätzt.

Die Ereignisselektion für die Oszillationsanalyse wurde aus dem AMANDA-Rohdatensatz der Jahre 2000 bis 2003 erstellt, der aus etwa  $7 \cdot 10^9$  Ereignissen besteht, die in 807 Tagen effektiver Detektorlaufzeit aufgezeichnet wurden. Es wurden 3401 Ereignisse selektiert. Die Selektion wurde mit Hilfe der Spurhypothesen und den aus ihnen gebildeten Qualitätsvariablen erstellt. Die Spurhypothesen wurden mit den vorgestellten Spurrekonstruktionsverfahren berechnet. Durch Schnitte auf die Qualitätsvariablen konnte der Untergrund aus atmosphärischen Myo-

nen und fehlrekonstruierten Ereignissen weitgehend entfernt werden. Mit den für diese Arbeit entwickelten kombinierten Schnitten auf die Anzahl der getroffenen Module  $N_{\text{ch}}$  und den Zenitwinkel  $\Theta$  konnte, im Vergleich zur Selektion mit einfachen Schnitten, eine um 27% höhere Anzahl an Neutrinoereignissen in der finalen Ereignisselektion erreicht werden. Der Anteil an Untergrundereignissen in der finalen Ereignisselektion wurde zu 3% bestimmt. Die Form der Verteilungen der wichtigsten Qualitätsvariablen von gemessenen und simulierten Daten in der finalen Ereignisselektion stimmen gut überein. Das Verhältnis aus der Anzahl gemessener zur Anzahl simulierter Ereignisse von  $N_{\text{Daten}}/N_{\text{MC}} = 0,8939$  ist im Rahmen der Unsicherheit auf den Gesamtneutrinofluss von über 20% zufriedenstellend. Die beiden Zenitwinkelverteilungen weisen eine leichte Diskrepanz auf. Allerdings ist unklar, ob die Ursache für die Unterschiede physikalischer Natur ist oder auf eine falsch eingeschätzte OM-Sensitivität zurückzuführen ist. Ebenso konnte der Ursprung des auffälligen Überschusses bei  $\Theta = 145^\circ$  in der Zenitwinkelverteilung der gemessenen Ereignisse nicht identifiziert werden.

Die theoretischen Unsicherheiten und AMANDA-spezifischen systematischen Fehler auf die Zenitwinkelverteilung wurden ermittelt. Auf die absolute Anzahl an zu erwartenden Ereignissen ergibt sich ein Gesamtfehler von  $\sigma_\alpha = 30,1\%$ . Der Fehler auf die Sensitivität der optischen Module wurde durch ein vereinfachtes Monte-Carlo abgeschätzt und liegt bei  $\sigma_\kappa = 7,8\%$ . Die Auswirkungen der Fehler auf die Ereignisanzahl pro untersuchtem Zenitwinkel-Bin wurden durch geeignete Funktionen, die von den Fehlerparametern  $\alpha$ ,  $\kappa$  und  $\epsilon$  abhängen, in eine gewöhnliche  $\chi^2$ -Funktion integriert. Den jeweiligen Fehlern wurde durch Penalty-Terme Rechnung getragen. Der so entstandene  $\xi^2$ -Ausdruck wurde auf seine Eigenschaften hin überprüft. Die  $\xi^2$ -Erwartungswerte und 90%-, 95%- und 99%-Ausschlussgrenzen wurden bestimmt. Über ein vereinfachtes Monte-Carlo wurde die optimale Zenitwinkelaufteilung ermittelt und gezeigt, dass weder die gewählte Anzahl der Zenitwinkel-Bins noch eine asymmetrische Aufteilung der Zenitwinkelbereiche einen signifikanten Einfluss bezüglich der Sensitivität auf alternative Oszillationseffekte haben. Durch die Einbeziehung von statistischen Energieinformationen aus der  $N_{\text{ch}}$ -Verteilung konnte eine Verbesserung der erwarteten Sensitivität auf alternative Oszillationen erreicht werden. Dazu wurde eine Aufteilung in vier Zenitwinkel-Bins gewählt, wobei jeweils zwei Zenitwinkelbereiche mit Ereignissen aus unterschiedlichen  $N_{\text{ch}}$ -Bereichen gefüllt wurden.

Die Oszillationsanalyse wurde durch einen Vergleich zwischen den Zenitwinkelverteilungen gemessener und simulierter Daten mit Hilfe des  $\xi^2$ -Ausdrucks durchgeführt. In einer 2-Bin- und einer 4-Bin-Analyse wurde nach alternativen Oszillationseffekten gesucht. Es konnten keine alternativen Neutrinooszillationen gefunden werden. In Bereichen um kleine Mischungswinkelbeträge oder bei kleinen Geschwindigkeitsdifferenzen stimmen die  $\xi^2$ -Werte gut mit den Erwartungswerten überein. Für maximale Mischungswinkelbeträge  $\Theta_\beta = \pm\pi/4$  und große Geschwindigkeitsdifferenzen können einige Bereiche im Parameterraum der alternativen Oszillationen mit Hilfe der Daten von AMANDA ausgeschlossen werden. Aus den Ergebnissen der 4-Bin-Analyse lässt sich ein größerer Parameterraum ausschließen als über die 2-Bin-Analyse, was durch einen Vergleich der Abbildungen 5.16 und 5.17 zu erkennen ist. Es ist nicht gelungen eine untere Grenze für die relativitätstheorie-verletzenden Parameter  $\Delta\beta$  beziehungsweise  $2|\phi|\Delta\gamma$  zu finden, welche für den gesamten Wertebereich des Mischungswinkel-Terms  $-1 \leq \sin 2\Theta_{\beta(\gamma)} \leq 1$  gültig ist. Es war aufgrund des sensitiven Energiebereichs des AMANDA-Detektors von  $50 \text{ GeV} - 10^5 \text{ GeV}$  und der großen theoretischen Unsicherheiten und systematischen Fehlern zu erwarten, dass AMANDA im Bereich kleiner Mischungswinkelbeträge keine ausreichende Sensitivität auf alternative Oszillationseffekte besitzt. Untere Gren-

---

zen für die Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta\beta$  beziehungsweise für die relativen Kopplungskonstanten an ein Gravitationspotential ( $2|\phi|\Delta\gamma$ ) können lediglich für den Bereich um maximale Mischungswinkelbeträge gesetzt werden. Bei beliebiger Phase  $\eta$  und bei einem Konfidenzniveau von 90% ergeben sie sich zu:

$$\begin{aligned} \Delta\beta &\leq 5,15 \cdot 10^{-27} && \text{für } \sin 2\Theta_\beta = \pm 1 , \\ |\phi|\Delta\gamma &\leq 2,58 \cdot 10^{-27} && \text{für } \sin 2\Theta_\gamma = \pm 1 . \end{aligned}$$

Im Vergleich zu ähnlichen Analysen von MACRO- und Super-Kamiokande-Daten bedeutet dieses Ergebnis eine Verbesserung im Bereich maximaler Mischungswinkelbeträge um den Faktor fünf beziehungsweise neun.

### Ausblick

Eine verbesserte Sensitivität auf alternative Oszillationseffekte wird sich durch die Einbeziehung der Neutrinoereignisse der Messdaten der Jahre 2004 bis 2006 erreichen lassen. Durch eine leicht erhöhte Trigger-Rate in diesen Jahren ist eine Verdopplung der Neutrinoereignisse und ein damit verbundener geringerer statistischer Fehler zu erwarten. Mit einem so vergrößerten Datensatz sollte eine Analyse, die nur die Ereignisse oberhalb von 1000 GeV einbezieht, mit ausreichender Statistik möglich sein. Mit einer solchen Auswahl an hochenergetischen Ereignissen ist dann eine Energierekonstruktion möglich, die zu einer Verbesserung der Sensitivität auf alternative Oszillationseffekte und insbesondere zu einer kleineren unteren Grenze auf  $\Delta\beta$  führen sollte.

Eine Reduktion der großen theoretischen Fehler bezüglich des Neutrinoflusses, neue Messungen von Neutrinoexperimenten und daraus resultierende genauere Modelle können zu einer Verbesserung der Ergebnisse beitragen. Des Weiteren können ein besseres Verständnis des AMANDA-Detektors und eine damit einhergehende Verkleinerung der systematischen Fehler zu einer besseren Sensitivität auf alternative Neutrinooszillationen führen.

Der sich im Aufbau befindende 1 km<sup>3</sup> große IceCube-Detektor wird im Vergleich zu AMANDA auf circa zwei Größenordnungen höhere Energien sensitiv sein und in der Lage sein die untere Grenze für  $\Delta\beta$  um zumindest eine weitere Größenordnung zu verbessern [MGGM05].



# A. Experimente zur Bestimmung von Neutrinoströmen

Die Experimente zum Nachweis von Neutrinooszillationen sind im Allgemeinen nicht auf alle Neutrinoarten sensitiv und müssen sich auf die Vermessung eines oder weniger Oszillationsübergänge beschränken. Der Abstand der Experimente zur Neutrinoquelle und die Art der untersuchten Quelle bestimmen neben den eingesetzten Detektionstechniken die Übergänge, auf welche ein Experiment sensitiv ist.

## Bestimmung der Oszillationsparameter solarer Neutrinos

Wie in Abschnitt 1.2 erwähnt, produziert die Sonne in verschiedenen Fusionsreaktionen einen sehr hohen Elektroneutrinofluss, der auch auf der Erde nachweisbar ist. Die Energien der solaren Neutrinos liegen im MeV-Bereich und ihre Fluglänge entspricht ungefähr einer astronomischen Einheit AU<sup>1</sup>. Als vor rund 40 Jahren radiochemische Experimente begannen den Fluss solarer Neutrinos zu bestimmen, beobachteten sie eine signifikante Abweichung des Flusses von der Vorhersage des Standardsonnenmodells SSM. Das so genannte *Homestake-Experiment*<sup>2</sup> war das erste, welches Ende der 60er Jahre über die Reaktion  $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$  ein Defizit vom erwarteten Fluss solarer Neutrinos gemessen hat. Da das SSM bis dahin alle ansonsten beobachtbaren Eigenschaften der Sonne gut beschrieb, wurde eine mögliche Ursache für das gemessene Defizit in Neutrinooszillationen vermutet. Wenn Neutrinos auf ihrem Weg von der Sonne zur Erde Flavoroszillationen unterliegen, kann das Defizit an solaren Elektroneutrinos, welches je nach Messung zwischen 30% und 50% betrug, mit dem Übergang  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  erklärt werden. Der Nachweis der Elektroneutrinos geschah in diesen Experimenten über die Folgeprodukte der CC-Reaktionen  $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ .

Der SNO<sup>3</sup>-Detektor ist in der Lage den Fluss solarer Neutrinos über geladene *und* neutrale Stromwechselwirkungen nachzuweisen. Der Detektor befindet sich in der Creighton-Mine in Sudbury, Kanada, in einer Tiefe von 2100 m und besteht aus einem Tank, welcher mit 1000 t reinstem Deuterium gefüllt ist. Elektroneutrinos  $\nu_e$  können über die CC-Reaktion  $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$  nachgewiesen werden, indem das Tscherenkow-Licht<sup>4</sup> des entstehenden Elektrons von radial um den Tank angeordneten Sekundärelektronenvervielfachern<sup>5</sup> detektiert wird. Der Nachweis von Neutrinos über NC-Reaktionen geschieht durch die indirekte Messung des Neutrons, welches bei der Aufspaltung von Deuterium frei wird. Das freie Neutron wird von <sup>35</sup>Cl-Kernen eingefangen, welche dem schweren Wasser in Form von NaCl beigemischt

<sup>1</sup>AU = Astronomical Unit. Eine astronomische Einheit entspricht der Entfernung von Sonne zu Erde  $1 \text{ AU} \approx 150 \cdot 10^6 \text{ km}$

<sup>2</sup>Das Homestake-Experiment befand sich in einer Goldmine in 1500 m Tiefe in South Dakota, USA und bestand aus einem Tank mit 615 t flüssigem Perchloräthylen  $\text{C}_2\text{Cl}_4$ . Zur Bestimmung des Neutrinoflusses musste das Argon aus dem Tank extrahiert die Menge an <sup>37</sup>Ar über die Zählrate seines radioaktiven Zerfalls ( $\tau_{1/2} = 34, 8\text{d}$ ) bestimmt werden.

<sup>3</sup>SNO = Sudbury Neutrino Observatory

<sup>4</sup>siehe Abschnitt 3.1.2

<sup>5</sup>In dieser Arbeit wird für den deutschen Ausdruck Sekundärelektronenvervielfacher häufig die englische Bezeichnung *Photomultiplier* verwendet, die auch im Deutschen gebräuchlich ist.

wurden. Beim Einfang des Neutrons werden Gammaquanten einer charakteristischen Energie abgestrahlt und somit die NC-Reaktion eines Neutrinos nachgewiesen. SNO war auf diese Weise in der Lage, zum ersten Mal den  $^8\text{B}$ -Fluss<sup>6</sup> aller Neutrinoarten zu messen. Während der reine Elektroneneutrinofluss das bekannte Defizit aufweist, stimmt der Gesamtfluss mit den Vorhersagen des SSM überein. Aus den Flussbestimmungen von SNO wurden zusammen mit anderen Resultaten zum solaren Neutrinofluss die solaren Oszillationsparameter  $\Delta m_{12}^2$  und  $\Theta_{12}$  bestimmt:  $\Delta m_{12}^2 = 7,1_{-0,6}^{+1,2} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2/c^4$  und  $\Theta_{12} = 32,5_{-2,3}^{+2,4} [A^{+04a}]$ .

### Bestimmung der Oszillationsparameter von Reaktor-neutrinos

So genannte Reaktorexperimente wie CHOOZ<sup>7</sup> vermessen die Oszillationsübergänge  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$  der in einem Kernreaktor entstehenden Antielektroneneutrinos (siehe Abschnitt 1.2) und sind in wenigen Kilometern Abstand zu einem Kernreaktor platziert. In solchen Experimenten sind Neutrinofluglänge und -energie sowie die Zusammensetzung der Materie, welche die Neutrinos auf ihrem Weg zum Detektor durchqueren, sehr gut bekannt. Reaktorexperimente sind folglich auch auf subdominante Oszillationseffekte sensitiv, und mit ihnen lassen sich die Werte einzelner Oszillationsparameter mit hoher Genauigkeit bestimmen. CHOOZ detektiert den Fluss von Antielektroneneutrinos über die Produkte aus der Reaktion:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + \text{freies } n$ . In einem gut abgeschirmten Behälter 300 m unterhalb der Erdoberfläche befinden sich 4,9 t eines Flüssigszintillators mit gelöstem Gadolinium Gd. Ein  $\bar{\nu}_e$ -Ereignis wird in Koinzidenz der Reaktionen des Positrons und des freien Neutrons identifiziert. Bei der Positron-Anihilation entstehen unmittelbar zwei sich in entgegengesetzter Richtungen bewegendes Gammaquanten ( $E_\gamma = 511 \text{ keV}$ ). Das Neutron wird zwischen 10–100  $\mu\text{s}$  nach der Reaktion von Gd-Kernen eingefangen. Dabei strahlen diese Gammaquanten einer Energie von insgesamt 8 MeV ab. Die Gammaquanten aus beiden Reaktionen erzeugen beim Durchgang durch den Szintillator Licht, welches von Sekundärelektronenvervielfachern registriert wird, die um den Tank platziert sind. Aus Messungen von CHOOZ wird eine obere Grenze für den noch weitgehend unbekanntes Wert des Mischungswinkels  $\Theta_{13}$  von  $\sin^2 \Theta_{13} < 0,2$  bestimmt [A<sup>+03c</sup>].

### Bestimmung der Oszillationsparameter von Neutrinos aus Beschleunigern

Ähnlich wie Reaktorexperimente nutzen Beschleunigerexperimente für ihre Messungen diejenigen Neutrinos, welche als Nebenprodukt schon bestehender Anlagen entstehen. Bei Beschleunigerexperimenten werden die so genannten *Beam-Dumps*<sup>8</sup> als Neutrinoquelle genutzt. Treffen hochenergetische Protonen auf das Beam-Dump-Target, werden bei deren Abbremsung große Mengen von Pionen<sup>9</sup> erzeugt. Beim Zerfall geladener Pionen entstehen fast ausschließlich Myonen und Myoneneutrinos. Diese Art von Experimenten ist dazu geeignet den Übergang  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_x$  zu vermessen.

Eine interessante Idee Neutrinooszillationen genauestens zu vermessen, sind so genannte *Off-Axis*<sup>10</sup>-Beschleunigerexperimente. Hier werden in speziellen Targets, die mit hochenergetischen Protonen beschossen werden, möglichst viele Pionen in Vorwärtsrichtung erzeugt.

---

<sup>6</sup>Aus der Reaktion  $^8\text{B}(e^+, \nu_e)^8\text{Be}^*$ , die Teil einer Kette von Fusionsreaktionen der Sonne ist, erwartet man scharfe Neutrinoenergien von 14,06 MeV

<sup>7</sup>Das Experiment ist nach der französischen Kleinstadt Chooz benannt, in dessen Nähe der Detektor errichtet wurde.

<sup>8</sup>Beam-Dump = Strahlmüllhalde

<sup>9</sup>Bei ausreichend hoher Energie werden auch zahlreiche Kaonen produziert, die zum Teil (siehe Tabelle 2.1) auch in Neutrinos zerfallen.

<sup>10</sup>Off-Axis = neben der Strahlachse

Der Pionstrahl wird fokussiert und die Pionen zerfallen in einem Zerfallsrohr. Über die Zerfallskinetik der dabei entstehen Myonen und Myonneutrinos, kann man die gewünschte maximale Neutrinoenergie bestimmen, indem ein Neutrinodetektor um wenige Grad neben der eigentlichen Strahlachse platziert wird. Durch Off-Axis-Experimente erhofft man sich eine präzise Bestimmung des noch wenig bekannten Wertes des Oszillationsparameters  $\Theta_{13}$ .

### Bestimmung der Oszillationsparameter atmosphärischer Neutrinos

Der Super-Kamiokande-Detektor ist ein so genannter *Wasser-Tscherenkow-Licht*-Detektor und befindet sich nahe der japanischen Stadt Kamioka circa 1 km unter der Erdoberfläche. Gebaut wurde er für die Suche nach Protonzerfällen  $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ , die in großen Vereinigungstheorien vorhergesagt werden<sup>11</sup>. Er besteht aus einem mit 50 000 t reinstem Wasser gefüllten Tank, dessen Innenwände mit 11 200 Photomultipliern bestückt sind. Mit Super-Kamiokande ist man in der Lage, Elektroneneutrino- und Myonneutrinoefflüsse richtungsaufgelöst zu bestimmen. Dies geschieht anhand des Tscherenkow-Lichts von Elektronen und Myonen, die aus CC-Reaktionen von Neutrinos stammen<sup>12</sup>. Super-Kamiokande ist in der Lage, sowohl solare als auch atmosphärische Neutrinos nachzuweisen. Besonders interessante Ergebnisse liefert Super-Kamiokande zu atmosphärischen Neutrinos  $\nu_\mu$  und  $\nu_e$ . Sie werden in der Erdatmosphäre von kosmischer Strahlung erzeugt<sup>13</sup>. In Abbildung A.1 rechts ist Anzahl von Elektronereignissen aus Elektroneneutrinos und Myonereignissen aus Myonneutrinos im Energiebereich von einigen GeV gezeigt. Für Myonen, die den Detektor von unten erreichen ( $\cos \Theta < 0$ ) gibt es einen Unterschied zwischen der Messung und der Vorhersage, die Oszillationen nicht berücksichtigt. Die Anzahl neutrinoinduzierter Myonen, die den Detektor von oben erreichen ( $\cos \Theta > 0$ ) entspricht hingegen den Erwartungen ohne Oszillation. Die Zenitwinkelverteilung neutrinoinduzierter Elektronen zeigt keine Abweichung vom erwarteten Verlauf. Erklärt wird das Defizit von Myonen und damit Myonneutrinos durch die Flavoroszillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ , welcher Myonneutrinos auf ihrer bis zu 12 800 km langen Flugstrecke quer durch die Erde unterliegen. Durch eine  $\chi^2$ -Analyse wurden die erlaubten Regionen im Parameterraum für die beiden atmosphärischen Oszillationsparameter  $\Delta m_{23}^2$  und  $\sin^2 2\Theta_{23}$  bestimmt. In Abbildung A.1 sind die erlaubten Gebiete im Parameterraum und die Verläufe um die  $\chi^2$ -Minima in Abhängigkeit der Oszillationsparameter zu sehen. Eingezeichnet sind jeweils die Konfidenzniveaus für 68%, 90% und 99%. Die Werte der atmosphärischen Oszillationsparameter  $\Delta m_{23}^2$  und  $\Theta_{23}$  wurden von Super-Kamiokande bestimmt:  $\Delta m_{23}^2 = 2,3_{-0,8}^{+1,4} \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4$  und  $\sin^2 2\Theta_{23} > 0,92 [A^{+05}]$ .

### Abweichende Ergebnisse von LSND

Die aus den Ergebnissen des LSND<sup>14</sup>-Detektors bestimmten Oszillationsparameter sind nicht verträglich mit denjenigen aller anderen Experimente. LSND hat den Übergang  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  vermessen, wobei die Antimyonneutrinos  $\bar{\nu}_\mu$  aus zerfallenden Myonen  $\mu^+$  und Pionen  $\pi^+$  aus dem nahen Beam-Dump des LAMPF<sup>15</sup>-Beschleunigers stammen. Der Detektor besteht aus einem Tank, an dessen Innenseite sich 1220 Photomultiplier befinden. Gefüllt ist der Tank mit  $167 \text{ m}^3$

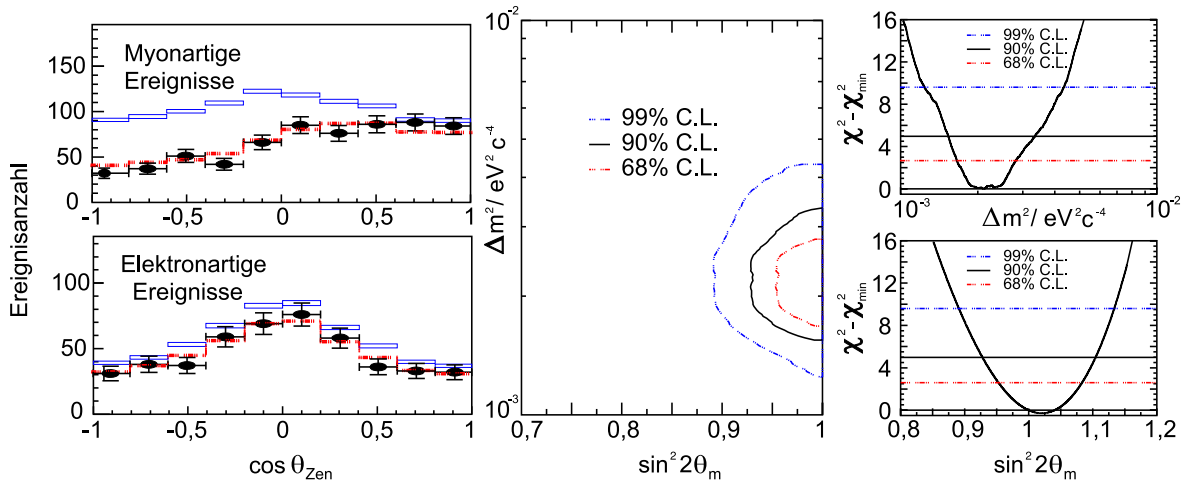
<sup>11</sup>Bisher können Protonzerfälle bis zu einer oberen Grenze der Protonen-Lebensdauer von  $\tau_p > 10^{35} \text{ a}$  durch Super-Kamiokande ausgeschlossen werden. Verschiedene GUT-Modelle hatten eine Lebensdauer von  $10^{31} \text{ a} > \tau_p > 10^{36} \text{ a}$  vorhergesagt.

<sup>12</sup>Das Nachweisprinzip eines Tscherenkow-Lichtdetektors wird in Kapitel 3 genauer besprochen.

<sup>13</sup>Die Entstehung atmosphärischer Neutrinos aus kosmischer Strahlung wird in Kapitel 2 ausführlich besprochen.

<sup>14</sup>LSND = Liquid Scintillator Neutrino Detector

<sup>15</sup>LAMPF = Los Alamos Meson Physics Facility



**Abbildung A.1.:**

Links: Super-Kamiokande-Messungen der neutrinoinduzierten Ereignisse von Elektronen und Myonen in Abhängigkeit des Zenitwinkels. Die Kästchen zeigen den Verlauf der Vorhersagen ohne Oszillation, die rote Linie denjenigen mit. Die Messdaten sind als Punkte mit ihren Fehlerbalken eingezeichnet und geben dem Oszillationsmodell recht (Abbildung entnommen aus [H<sup>+</sup>06]). Mitte: Gezeigt sind die erlaubten Gebiete für die Oszillationsparameter  $\Delta m^2_{33}$  und  $\sin^2 2\Theta_{23}$  für unterschiedliche Konfidenzniveaus, gewonnen aus Anpassung an Super-Kamiokande-Messdaten. Rechts daneben sieht man die  $\chi^2$ -Minima, aus deren Lage der Wert des jeweiligen Oszillationsparameters bestimmt wird (Abbildungen entnommen aus [A<sup>+</sup>05]).

Mineralöl, welches 0,031 g/l des Flüssigszintillators b-PBD<sup>16</sup> enthält. Im niederenergetischen Bereich stammt die Neutrinosignatur aus der CC-Reaktion  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ , auf welche die Reaktion  $n + p \rightarrow d + \gamma$  (2,2 MeV) folgt. Die Gammaquanten werden wie bei CHOOZ indirekt durch das Licht, welches beim Durchgang der Gammaquanten durch den Szintillator entsteht, über Photomultiplier nachgewiesen. Für höherenergetische Neutrinos geschieht der Nachweis über das Tscherenkow-Licht, welches durch das Elektron entsteht. LSND hat für die Massenquadratdifferenz  $\Delta m^2_{31}$  einen unerwartet hohen Wert von  $0,2 \text{ eV}^2/c^4 \lesssim \Delta m^2_{31} \lesssim 2 \text{ eV}^2/c^4$  gemessen [A<sup>+</sup>02]. Dieser Wert steht im Widerspruch zu den gut bestimmten Massenquadratdifferenzen  $\Delta m^2_{12}$  und  $\Delta m^2_{23}$  und könnte auf eine vierte Neutrino-generation hindeuten.

<sup>16</sup>b-PBD = 2-(4-Biphenyl)-5-(4-T-Butylphenyl)-1,3,4-Oxadiazol



## B. Das Gravitationspotential

Das Newtonsche Gravitationspotential  $\phi$ , welches durch eine Masse  $M$  erzeugt wird, lässt sich über die Änderung der potentiellen Energie  $\Delta W$  einer Probemasse  $m$  beschreiben. Die Probemasse bewegt sich innerhalb des von  $M$  erzeugten Gravitationsfeldes vom einem Punkt mit einem Abstand  $r_1$  zu  $M$  zum einem Punkt mit dem Abstand  $r_2$  zu  $M$ . Die Änderung der potentiellen Energie  $\Delta W$  ergibt sich zu:

$$\Delta W = \int_{r_1}^{r_2} G \frac{M \cdot m}{r^2} dr = G \cdot M \cdot m \cdot \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (\text{B.1})$$

$G$  ist die Gravitationskonstante, die im SI<sup>1</sup> einen Wert von  $(6,6742 \pm 0,0010) \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$  hat. Das Gravitationspotential  $\phi$  ist unabhängig von der Probemasse  $m$  und ist folgendermaßen definiert:

$$\phi = \frac{\Delta W}{m} = G M \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (\text{B.2})$$

Das Potential hängt noch vom Bezugspunkt  $r_1$  ab. Verschiebt man diesen ins Unendliche, wo das Potential verschwindet, erhält man:

$$\phi(r) = G \frac{M}{r} \quad \text{mit} \quad r = r_2 \quad \text{und} \quad \phi(r \rightarrow \infty) = 0. \quad (\text{B.3})$$

Die Variable  $r$  beschreibt den Abstand zum Schwerpunkt der Masse  $M$ . Für das Gravitationspotential der Erde<sup>2</sup> ergibt sich somit an der Erdoberfläche eine Wert von  $\phi_{\text{EO}} \approx -7 \cdot 10^{-10} \text{ c}^2$ . Das Gravitationspotential der Sonne<sup>3</sup>  $\phi_{\text{S}}$  besitzt in der Umgebung der Erde einen um circa eine Größenordnung höheren Wert  $\phi_{\text{S}} \approx 10^{-8} \text{ c}^2$  und dominiert somit das Gravitationspotential der Erde. Will man den absoluten Wert des in der Umgebung der Erde herrschenden Gravitationspotentials abschätzen, muss man seinen Blick weiter auf Abstände bis in die so genannte *lokale quasi-Newtonsche* Nachbarschaft LQNN<sup>4</sup> ausdehnen.

Unsere Galaxis ist Teil einer Ansammlung von Galaxien, die *lokale Gruppe* genannt wird. Die lokale Gruppe wiederum befindet sich am Rand einer noch größeren Struktur: dem *lokalen Supercluster*<sup>5</sup>, der auch als *Virgo-Cluster* bezeichnet wird. Das Zentrum des Virgo-Clusters befindet sich in einem Abstand von circa 60 Millionen Lichtjahren von unserer Galaxis. Der Virgo-Cluster besitzt eine Masse von etwa  $4 \cdot 10^{14}$  Sonnenmassen. Innerhalb des so genannten *Centaurus-Clusters* befindet sich eine ungeheure Gravitationsquelle, von welcher alle Supercluster in unserer LQNN-Umgebung angezogen werden. Die Masse dieses als *Great Attractor* GA bezeichneten Objekts wird auf  $3 \cdot 10^{16}$  Sonnenmassen geschätzt. Der Great Attractor ist eine der stärksten bisher bekannten Gravitationsquellen und befindet sich in einem Abstand

<sup>1</sup> SI = Système international d'unités. SI ist ein internationales Einheitensystem.

<sup>2</sup>Die Erdmasse beträgt circa  $5,9736 \cdot 10^{24} \text{ kg}$ .

<sup>3</sup>Die Masse der Sonne beträgt circa  $1,9891 \cdot 10^{30} \text{ kg}$ . Ihr Abstand zur Erde beträgt etwa  $1,5 \cdot 10^{11} \text{ m} = 1 \text{ AU}$ .

<sup>4</sup>Die lokale quasi-Newtonsche Nachbarschaft entspricht einem Gebiet mit einem Radius von etwa 1000 Millionen Lichtjahren, in welchem sich etwa 300 Super-Cluster befinden.

<sup>5</sup>Supercluster, die auch als Galaxienhaufen bezeichnet werden, beinhalten bis zu einige tausend Galaxien, wohingegen man bei weniger als 50 Galaxien von Galaxiengruppen spricht.

Beiträge zum Gravitationspotential		
Position	Quelle	$ \phi /c^2$
Erdoberfläche	Erde	$7 \cdot 10^{-10}$
Erde	Sonne	$1 \cdot 10^{-8}$
Sonnensystem	Galaxis	$6 \cdot 10^{-7}$
Sonnensystem	Virgo-Cluster	$1 \cdot 10^{-6}$
Sonnensystem	Shapley Konzentration	$2 \cdot 10^{-6}$
Sonnensystem	Great Attractor	$3 \cdot 10^{-5}$

**Tabelle B.1.:**

Die Tabelle zeigt die verschiedenen Beiträge zum Gravitationspotential in Erdnähe und im Sonnensystem. Das hier herrschende Gravitationspotential wird vom Potential des Great Attractors dominiert (Werte entnommen aus [HLP96] und [ARMA00]).

von etwa 150 Millionen Lichtjahren von unserer Galaxis. Eine ähnliche starke Gravitationsquelle bildet die so genannte *Shapley Konzentration* SK mit etwa  $10^{16}$  Sonnenmassen, die sich in einer Entfernung von 700 Millionen Lichtjahren befindet.

Das hier herrschende Gravitationspotential des GA liegt im Bereich von  $\phi_{GA} \approx -3 \cdot 10^{-5} c^2$  [Ken90] und übertrifft das der Erde und der Sonne um Größenordnungen. Fasst man die schwersten Objekte innerhalb des LQNN zusammen ergibt sich ein Gravitationspotential von etwa  $|\phi_{\text{ges}}| \gtrsim 3,3 \cdot 10^{-5}$ . Ein möglicher kosmischer Beitrag zum lokalen Gravitationspotential ist hier nicht berücksichtigt. Ein solcher Beitrag sollte jedoch auf jeden Fall in Längenmaßstäben, die vergleichbar mit denen unserer Galaxis sind, konstant sein. In Tabelle B.1 sind die Beiträge zum hier in der Umgebung der Erde herrschenden Gravitationspotential aufgelistet. Die wichtigste Folgerung im Bezug auf VEP-Oszillationsphänomene von Neutrinos, die in Abschnitt 1.5.1 beschrieben werden, ist, dass man das Gravitationspotential in Erdnähe als nahezu konstant betrachten kann.

Obwohl die Potentiale der eben besprochenen Objekte die Umgebung unseres Sonnensystems dominieren, führen deren Gravitationsfelder auf lokalen Maßstäben zu keinen messbaren Auswirkungen. Der Grund ergibt sich aus dem schwachen Äquivalenzprinzip und der Universalität des freien Falls: Unsere gesamte Galaxis und damit auch unser Sonnensystem wird von den beiden massereichsten Objekten (GA und SK) angezogen und befindet sich sozusagen *im freien Fall* in deren Richtung. Somit ist deren Gravitationskraft nicht messbar. Das Gravitationsfeld der Erde hingegen hat messbare Auswirkungen auf seine Umgebung, da es lokal viel stärker abfällt ( $\nabla\phi_E \gg \nabla\phi_{\text{ges}}$ ).

## C. Experimente zur Messung kosmischer Strahlung

Das aus einer Vielzahl gemessener Daten gewonnene Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung erstreckt sich über mehr als elf Größenordnungen. Verschiedenste Experimente haben zur Messung des Energiespektrums beigetragen. Sie lassen sich in zwei Kategorien einteilen:

### A. Direkte Messungen

Die Messungen von Satelliten- und Ballonexperimenten werden als *direkte* Messungen bezeichnet und erfassen die kosmische Strahlung, bevor sie auf die Erdatmosphäre trifft. Beide, ballon- sowie satellitengestützte Experimente, verfügen über eine nur geringe Detektionsfläche und benötigen zu verlässlichen Messungen einen ausreichend großen Fluss. Sie eignen sich daher zu Messungen im gesamten unteren Energiebereich der kosmischen Strahlung ( $E < 10^5$  GeV) bei Flüssen zwischen  $\Phi_{KS} = 1 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  und  $\Phi_{KS} = 0,1 \text{ a}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ .

**Satellitenexperimente:** Experimente, die in Satelliten die Erde umkreisen, können die kosmische Strahlung direkt und nahezu außerhalb des Einflussbereichs des Erdmagnetfeldes messen. Sie liefern über viele Jahre hinweg Daten und sind heute die genauesten Instrumente zur Erforschung der kosmischen Strahlung.

**Ballonexperimente:** Ballongestützte Experimente erreichen den Bereich der Stratosphäre in Höhen von (10 – 50) km. In diesen Höhen kommt es im Mittel zur ersten Reaktion der Teilchen der primären kosmischen Strahlung mit Kernen der Luftmoleküle. Ballonexperimente sind – wie die Satellitenexperimente – in der Lage, direkt die primäre kosmische Strahlung zu messen, allerdings schon unter dem Einfluss des Erdmagnetfeldes. Ballonexperimenten steht im Vergleich zu Satellitenexperimenten nur ein geringer Zeitraum<sup>1</sup> zum Sammeln der Daten zur Verfügung.

Satellitengestützte Experimente wie PAMELA<sup>2</sup> oder AMS<sup>3</sup> und Ballonexperimente wie ATIC<sup>4</sup>, oder BESS<sup>5</sup> kombinieren eine Vielzahl von Detektoren auf einem sehr begrenzten Raum. Viele nutzen Szintillationszähler oder wie BESS supraleitende Magnetspektrometer in Kombination mit Driftkammern zur Flussmessung. Zusätzlich messen TOF<sup>6</sup>-Hodoskope Geschwindigkeit und Energieverluste der Strahlung. Ein Schwellen-Tscherenkow-Zähler dient zur Teilchenidentifikation [A<sup>+</sup>03a].

---

<sup>1</sup>Ballonexperimente gehen in der Regel über Zeiträume von 24 Stunden bis zu wenigen Tagen. Am Südpol mit seinen zirkularen Winden gelingt es, Messungen über mehrere Wochen durchzuführen.

<sup>2</sup>PAMELA = Payload for Antimatter Matter Exploration and Light nuclei Astrophysics

<sup>3</sup>AMS = Anti Matter Spectrometer

<sup>4</sup>ATIC = Advanced Thin Ionization Calorimeter

<sup>5</sup>BESS = Balloon-borne Experiment with a Superconducting Spectrometer

<sup>6</sup>TOF = Time Of Flight

## B. Indirekte Messungen

Bei Energien oberhalb von  $E > 10^6$  GeV sinkt der Fluss der kosmischen Strahlung so stark ab, dass nur noch erdgebundene Experimente in der Lage sind, ausreichend viele Ereignisse zu messen. Über riesige Flächen verteilte Detektoren registrieren die Folgeprodukte der primären kosmischen Strahlung, welche die Erdoberfläche erreichen. Trifft die primäre kosmische Strahlung auf die Atmosphäre, entsteht in hadronischen und elektromagnetischen Kaskaden lawinenartig eine große Anzahl von Teilchen. Diese Kaskaden werden als *ausgedehnte Luftschauer*, bezeichnet.

Sehr schnelle und lichtempfindliche UV-Kameras messen bei Experimenten wie HiRes<sup>7</sup> oder HEGRA<sup>8</sup> das Fluoreszenz- beziehungsweise Tscherenkow-Licht, welches in ausgedehnten Luftschauern erzeugt wird. AGASA<sup>9</sup> und KASCADE-Grande<sup>10</sup> nutzen eine Vielzahl von Flüssigkeits- oder Plastiksintillatoren in Kombination mit Photomultipliern zur Schauervermessung am Boden. AGASA deckt ein Gebiet von circa  $100 \text{ km}^2$  mit insgesamt 138 Detektoren ab, KASCADE mit 252 Detektoren etwa  $40\,000 \text{ m}^2$ .

Das in Argentinien gelegene Pierre-Auger-Observatorium nutzt eine Kombination beider Messmethoden. Es besteht aus 1600 mit Photomultipliern ausgerüsteten Wassertanks zur Messung der Schauerteilchen am Erdboden und zwei lokal getrennten UV-Kameras, die eine *Stereo*-Sicht auf den Schauer ermöglichen.

---

<sup>7</sup>HiRes = High Resolution Fly's Eye

<sup>8</sup>HEGRA = High Energy Gamma Ray Astronomy

<sup>9</sup>AGASA = Akeno Giant Air Shower Array

<sup>10</sup>KASCADE = KARlsruhe Shower Core and Array DETector

## D. Entstehung der primären kosmischen Strahlung

Letztlich ist die Herkunft der hochenergetischen kosmischen Strahlung noch nicht endgültig geklärt, ihre Quellen müssen sich jedoch weit außerhalb der näheren Umgebung unseres Sonnensystems<sup>1</sup> befinden. Die geladene Komponente der hochenergetischen kosmischen Strahlung erreicht die Erde isotrop, ohne Hinweise auf eine lokale Anhäufung. Auf ihrem Weg von der Quelle zu unserem Sonnensystem sind diese geladenen Teilchen der Ablenkung durch lokale Magnetfelder sowie dem galaktischen Magnetfeld unterworfen. Ihre Einfallsrichtung auf der Erde lässt somit keine eindeutigen Rückschlüsse auf ihre Quelle zu. Die direkte Identifikation einer Quelle ist lediglich über den Nachweis von hochenergetischen Gammaquanten möglich, die die Erde weitgehend unabgelenkt erreichen. Sie lassen Rückschlüsse auf den Entstehungsort und die Art der Mechanismen der Beschleunigung kosmischer Strahlung zu.

### D.1. Das Energiespektrum unterhalb des Knies

Der Verlauf des Energiespektrums der kosmischen Strahlung bis hin zu Energien von etwa  $E \approx 10^5$  GeV ist aufgrund zahlreicher direkter Messungen von Satelliten- und Ballonexperimenten gut bekannt. Es weist einen spektralen Index von  $\gamma \approx 2,7$  auf.

#### A: Quellen

Gängigen Modellen zufolge ist die kosmische Strahlung unterhalb des Knies galaktischen Ursprungs. Als Quellen gelten Schockfronten von Supernovaexplosionen, so genannte *Supernova-überreste* SNR<sup>2</sup>, die den Großteil des ursprünglichen Sternenmaterials mit Geschwindigkeiten von bis zu 10 000 km/s in den interstellaren Raum tragen. An solchen Schockfronten können Teilchen des interstellaren Mediums ISM<sup>3</sup> oder Teilchen aus benachbarten Gaswolken auf extrem hohe Energien beschleunigt werden.

#### B: Fermis Beschleunigungsmechanismus

Der Beschleunigung von Teilchen in Schockfronten von Supernovaüberresten liegt ein Mechanismus zugrunde, der als Fermi-Beschleunigung oder Fermi-Mechanismus bezeichnet wird [Fer49][Fer54]. Er wurde 1949 von E. Fermi vorgeschlagen, um das Zustandekommen hochenergetischer kosmischer Strahlung zu erklären.

---

<sup>1</sup>Die Sonne sowie die Sterne in unserer Umgebung sind lediglich in der Lage, Teilchen in Sonneneruptionen auf Energien von wenigen GeV zu beschleunigen.

<sup>2</sup>SNR = SuperNova Remnants

<sup>3</sup>Das interstellare Medium bezeichnet den Materie- und Strahlungsinhalt des Raumes zwischen Sternsystemen innerhalb der Galaxis. Dazu zählen sowohl teilweise ionisiertes Gas und Staub als auch elektromagnetische Felder. Das Material stammt aus Sternenwinden oder Supernovaexplosionen und besteht zu 90% aus Wasserstoff und ansonsten größtenteils aus Helium. Seine Dichte beträgt etwa ein Teilchen pro  $\text{cm}^3$ .

Mit dem Fermi-Mechanismus erster Ordnung lässt sich beschreiben, wie Teilchen des ISM in Schockfronten auf extrem hohe Geschwindigkeiten beschleunigt werden. Bewegt sich abgesprengtes Sternmaterial aus einer Supernovaexplosion mit Überschallgeschwindigkeit<sup>4</sup> durch das interstellare Medium, kommt es zur Ausbildung einer Schockfront. Teilchen des ISM wie beispielsweise Protonen können mehrfach an der Schockfront gestreut werden. Bei jedem Durchgang durch die Schockfront erfahren sie einen Energiegewinn. Dieser ergibt sich als mittlerer relativer Energiegewinn zu:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \approx \frac{4}{3} \beta_s \quad \text{mit} \quad \beta_s = \frac{v_s}{c}. \quad (\text{D.1})$$

Hier bezeichnet  $v_s$  die Geschwindigkeit der Schockfront. Bei einer Ausgangsenergie  $E_0$  des Teilchens ergibt sich seine Energie nach  $j$  Stößen zu:

$$E_j = E_0 \left( 1 + \frac{4}{3} \beta_s \right)^j. \quad (\text{D.2})$$

Um das resultierende Energiespektrum berechnen zu können, muss die Fluchtwahrscheinlichkeit  $P_F$  eines Teilchens aus dem Beschleunigungsgebiet nach jeder Reaktion ebenfalls berücksichtigt werden. Es ergibt sich ein exponentiell abfallendes Energiespektrum, wie es auch für das Energiespektrum der kosmischen Strahlung der Fall ist:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{1}{E_0} \cdot \left( \frac{E}{E_0} \right)^{\frac{\ln(1-P_F)}{\ln(1+4/3\beta_s)}} \propto E^{-\gamma}. \quad (\text{D.3})$$

Aus dieser Beziehung kann der spektrale Index  $\gamma$  numerisch abgeschätzt werden. Abhängig von den Annahmen [Bie95] variiert er zwischen  $2,1 \lesssim \gamma \lesssim 2,4$ . Das auf der Erde beobachtete Spektrum ist jedoch steiler ( $\gamma \approx 2,7$ ).

### C: Diffusionseffekte

Für diese Differenz zwischen erwartetem und beobachtetem spektralen Index werden Diffusionseffekte verantwortlich gemacht, die sich während der Propagation der kosmischen Strahlung durch die Galaxis ereignen. Nach so genannten *Diffusions-* oder *Leaky-Box*<sup>5</sup>-Modellen schließt das galaktische Magnetfeld, welches im ionisierten Gas des ISM *eingefroren* ist und eine Stärke von circa  $3 \mu\text{G}$  aufweist, die kosmische Strahlung weitgehend in der Galaxis ein. Diesen Modellen zufolge steigt die Wahrscheinlichkeit, dass Teilchen der galaktischen kosmischen Strahlung unsere Galaxis verlassen mit der Teilchenenergie an. Somit sind sie in der Lage, die Differenz im spektralen Index von  $\Delta\gamma \approx 0,3 - 0,6$  zwischen bei Fermi-Beschleunigung erzeugtem und auf der Erde gemessenem  $\gamma$  zu erklären. Die Aussagen der Diffusionsmodelle werden von Erkenntnissen, die aus Messungen der chemischen Zusammensetzung der kosmischen Strahlung gewonnen wurden, unterstützt.

### D: Propagationseffekte und chemische Zusammensetzung

Den weitaus größten Anteil der kosmischen Strahlung (98%) bilden vollständig ionisierte

<sup>4</sup>Die Schallgeschwindigkeit im ISM beträgt circa  $10 \text{ km/s}$ .

<sup>5</sup>Leaky Box = Leckende Kiste. Die Galaxis und ihr Magnetfeld werden als *Kiste* angesehen, aus der Teilchen durch *Lecks* austreten können. Die Anzahl oder Größe der Lecks steigt mit zunehmender Teilchenenergie an.

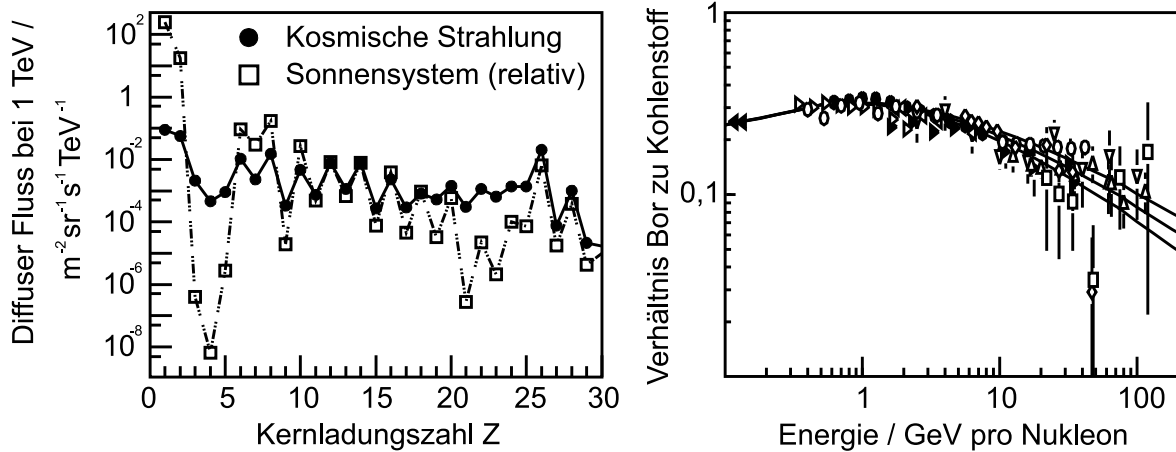


Abbildung D.1.:

Links ist die Elementhäufigkeit in der chemischen Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung bei Energien von 1 TeV abgebildet. Sie weicht in einigen Elementen stark von der Elementhäufigkeit in unserem Sonnensystem ab. Rechts ist das Verhältnis von Bor zu Kohlenstoff in der kosmischen Strahlung abhängig von der Energie pro Nukleon zu sehen (Abbildungen entnommen aus [Hoe05]).

Atomkerne. Die chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung im TeV-Bereich ist der chemischen Komposition unseres Sonnensystems ähnlich, weicht bei einigen Elementen jedoch stark ab, wie man in Abbildung D.1 erkennen kann. So sind insbesondere Lithium, Beryllium und Bor ( $Z = 3, 4, 5$ ) und Elemente mit  $Z = 20, \dots, 25$  relativ gesehen häufiger in der primären kosmischen Strahlung vorhanden. Als Ursache des Überschusses dieser Elemente in der kosmischen Strahlung gelten Spallationsreaktionen im interstellaren Raum [GS05]. Folglich stammt der Überschuss der leichten Elemente der ersten Gruppe aus Spallation von Kohlenstoff und Sauerstoff, derjenige der zweiten aus der Spallation von Eisen. Aus der energieabhängigen Häufigkeit des Elements Bor kann man die durchschnittliche Propagationsdauer von kosmischer Strahlung in der Galaxis abschätzen, wenn man davon ausgeht, dass die Elementzusammensetzung der kosmischen Strahlung an ihrer Quelle der typischen Zusammensetzung in der Galaxis (und in unserem Sonnensystem) folgt. Man kommt zu dem Ergebnis, dass kosmische Strahlung im GeV-Bereich im Schnitt  $(5-10) \text{ g cm}^{-2}$  Materie durchquert. Dies entspricht in etwa einer 10 000-maligen Durchquerung der galaktischen Scheibe<sup>6</sup>.

Die Abnahme der relativen Häufigkeit der Spallationsprodukte, insbesondere des Bor-Anteils bei Energien oberhalb von 1 GeV, deutet darauf hin, dass die Verweildauer der kosmischen Strahlung in der Galaxis mit zunehmender Teilchenenergie abnimmt (siehe Abbildung D.1). Diese Tatsache steht im Einklang mit den Vorhersagen der zuvor besprochenen Diffusionsmodelle.

<sup>6</sup>Der Durchmesser der galaktischen Scheibe beträgt 30 kpc ihre Dicke circa (200 – 300) pc. Die Erde liegt ungefähr 8 kpc vom Zentrum der Galaxis entfernt. Die Einheit pc oder *Parsec* (parallax of one arc second) ist ein gebräuchliches Längenmaß in der Astronomie. Ein Parsec ist definiert als der Abstand zwischen Erde und einem Stern, der von der Erde aus gesehen aufgrund der Erdbewegung um die Sonne eine Parallaxe von einer Bogensekunde aufweist. Ein Parsec entspricht somit einer Strecke von circa 3,26 Lichtjahren oder  $3,1 \cdot 10^{16} \text{ m}$ . Die Entfernung zu unserer Nachbargalaxie Andromeda beträgt etwa 0,77 Mpc.

### E: Evidenzen für Schockbeschleunigung aus Gammastrahlen

Wichtige Hinweise auf die Vorgänge in SNR liefern die von dort stammenden Photonemissionen im Frequenzbereich von Radiowellen bis zu Röntgenstrahlung. Die gemessene Röntgenstrahlung wird als Synchrotronstrahlung von beschleunigten Elektronen interpretiert [Ber03].

Das HEGRA-Experiment [A<sup>+</sup>01] hat Gammastrahlung im TeV-Bereich aus dem SNR in Cassiopeia A gemessen. Diese Gammastrahlung könnte einerseits durch inverse Compton-Streuung von beschleunigten Elektronen an niedrigerenergetischen Photonen erzeugt werden. Sie könnte andererseits auch als Hinweis auf beschleunigte Hadronen, dem Hauptbestandteil der kosmischen Strahlung, angesehen werden. In letzterem Fall entsteht die Gammastrahlung aus Wechselwirkungen von im Quellgebiet beschleunigten Protonen mit Teilchen des ISM oder Teilchen aus Gaswolken in der Nähe der Quelle. Die dabei entstehenden  $\pi^0$  zerfallen in die nachgewiesenen Gamma-Quanten:

$$p + N \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^0 + X ; \quad \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (\text{BR} = 98,8\%) \quad . \quad (\text{D.4})$$

Ein direkter Beweis für die Beschleunigung von Hadronen in Schockfronten und die damit verbundene Klärung des Ursprungs der geladenen kosmischen Strahlung fehlt bislang.

### F: Der Abbruch des spektralen Index beim Knie bei $10^6$ GeV

Das Zustandekommen des Knies wird mit der oberen Energiegrenze der Beschleunigungsmechanismen der kosmischen Strahlung in der Galaxis assoziiert. Die endliche Überlebenszeit einer Schockfront eines SNR von ungefähr 10 000 Jahren ergibt eine maximal erreichbare Energie von  $E_{max} \approx Z \cdot 10^6$  GeV [Hoe05]. Somit brechen zuerst die Spektren von Protonen, dann von Heliumkernen bis hin zu Eisenkernen sukzessive ab und erzeugen den am Knie beobachteten Übergang im spektralen Index des Allteilchenspektrums (siehe Abbildung D.2). Eine solche elementabhängige Energiegrenze erklärt das Spektrum oberhalb des Knies jedoch nur bis  $\approx 3 \cdot 10^7$  GeV. Die Herkunft des restlichen galaktischen Anteils des Spektrums bis zum Knöchel ist noch nicht geklärt. Eine Möglichkeit, die diskutiert wird, sieht den Fluss schwererer Elemente mit  $Z > 28$  als den gesuchten Anteil.

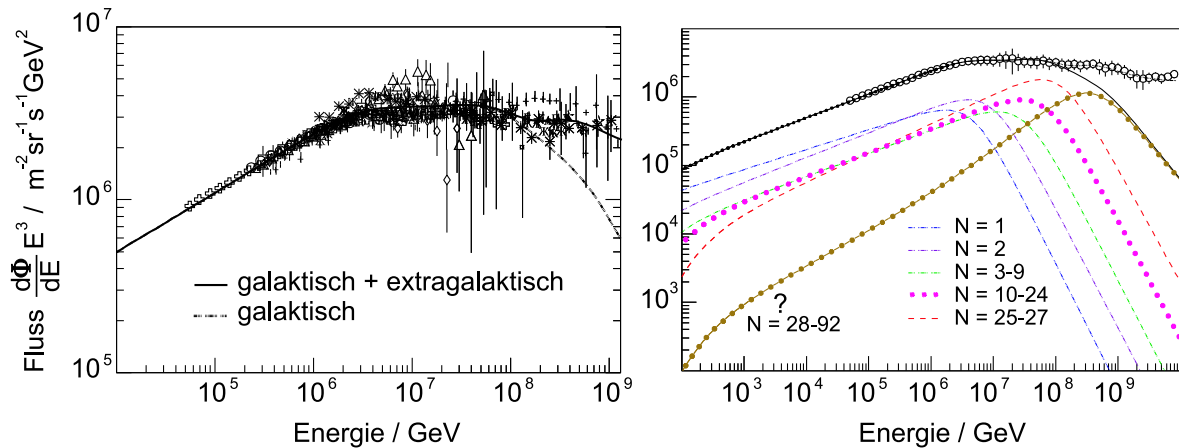
In anderen Modellen werden mögliche Quellen mit noch höheren Schockenergien als SNR herangezogen, wie beispielsweise Gammastrahlenausbrüche GRB<sup>7</sup>, die über kurze Zeiträume ungeheure Energiemengen in Form von  $\gamma$ -Quanten freisetzen. Beschrieben werden sie durch das so genannte *relativistische Feuerball-Modell*, nach welchem Schockfronten aus auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigtem Plasma entstehen. Via Fermi-Mechanismus könnten Teilchen somit auf Energien von  $10^5$  GeV bis zu  $10^{11}$  GeV beschleunigt werden [WDA04].

Zusammenfassend kann man sagen, dass die existierenden Modelle zur Erklärung des Spektrums der primären kosmischen Strahlung dessen Zustandekommen bis zu Energien oberhalb der Knies qualitativ gut erklären. Ihnen zufolge ist die kosmische Strahlung galaktischen Ursprungs und stammt hauptsächlich aus Teilchen, die an Schockfronten von Supernovaüberresten beschleunigt wurden. Das Quellspektrum mit einem spektralen Index von  $\gamma \approx 2,2$  wird durch Diffusionseffekte, welchen die kosmische Strahlung während der langen Propagation durch die Galaxis ausgesetzt ist, steiler und führt zum auf der Erde gemessenen spektralen Index der kosmischen Strahlung von  $\gamma = 2,7$ . Der stärkere Abfall des Spektrums beim Knie ( $\gamma = 3,1$ ) wird durch das Erreichen der oberen Energiegrenze bei der Beschleunigung von Teilchen in Schockfronten von Supernovaüberresten erklärt.

---

<sup>7</sup>GRB = Gamma Ray Bursts





**Abbildung D.2.:**

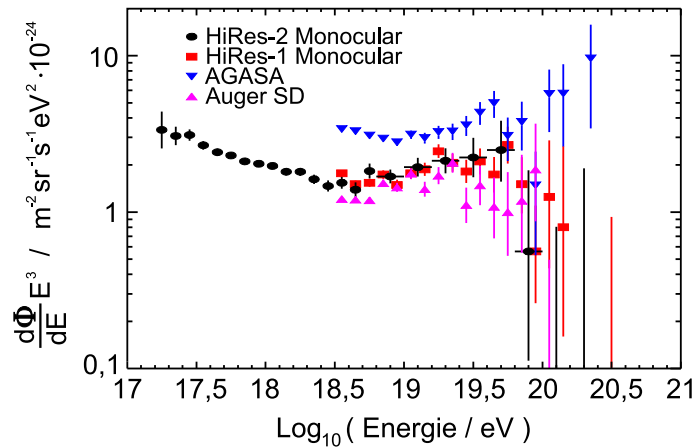
Links: Abgebildet sind Flussmessungen verschiedener erdgebundener Luftschauer-Experimente. Das mit  $E^3$  multiplizierte Energiespektrum macht die Änderung des spektralen Index im Bereich des Knies bei  $E \approx 3 \cdot 10^6$  GeV deutlich. Rechts: Gemittelter Verlauf der gemessenen Flüsse für verschiedene Kernladungszahlen der Teilchen der kosmischen Strahlung. Die mit einem Fragezeichen ? versehene Kurve ist eine Interpolation aus Ergebnissen im GeV-Bereich für Beiträge schwerer Kerne, für die keine genauen Messungen vorliegen (Abbildung entnommen aus [Hoe05]).

## D.2. Extragalaktische kosmische Strahlung

Der so genannte *Knöchel* des Energiespektrums bei einer Energie  $E \approx 3 \cdot 10^9$  GeV repräsentiert vermutlich den Übergang von galaktischen zu extragalaktischen Quellen. In Abbildung D.3 sind Messungen des oberen Endes des Spektrums der primären kosmischen Strahlung abgebildet. Oberhalb des Knöchels wird das Energiespektrum im Vergleich zur Region zwischen Knie und Knöchel wieder flacher und weist einen spektralen Index von  $\gamma \approx 2,7$  auf. Für Energien oberhalb von  $E \approx 4 \cdot 10^{19}$  eV sind die Messungen mit großen Fehlern behaftet, da die Ereignisrate mit einem Teilchen pro  $\text{km}^2$  und Jahrhundert sehr niedrig ist. Die Messungen von AGASA scheinen auf keinen Abfall des Flusses kosmischer Strahlung bei höchsten Energien hinzudeuten. In Gegensatz dazu scheinen die Ergebnisse von HiRes und Auger einen Abfall zu bestätigen. Aufgrund der großen Unsicherheiten sind die Ergebnisse aber statistisch noch miteinander vereinbar. Über die Prozesse, die zur Entstehung des Bereichs oberhalb des Knöchels führen, herrscht wenig Gewissheit. Die Beschleunigung an Schockfronten, wie sie in Supernovaüberresten und Gammastrahlenblitzen vorhergesagt wird, kann über den gleichen Mechanismus auch in aktiven galaktischen Kernen AGN<sup>8</sup> zur Erzeugung höchstenergetischer kosmischer Strahlung herangezogen werden. Im Zentrum jeder Spiralgalaxie vermutet man ein supermassives Schwarzes Loch ( $M \approx 10^6 - 10^{10}$  Sonnenmassen). Als aktiv<sup>9</sup> werden galaktische Kerne bezeichnet, wenn sie Materie von Sternen in ihrer unmittelbaren Nähe ansaugen und teilweise in Strahlung umwandeln. Aus Gründen der Drehimpulserhaltung kommt es dabei zur Bildung einer so genannten *Akkretionsscheibe*. Senkrecht zur Akkretionsscheibe bilden sich Objekte, die Materie mit hochrelativistischen Energien vom Kern weg beschleuni-

<sup>8</sup>AGN = Active Galactic Nuclei

<sup>9</sup>Circa 1% aller Galaxien weist ein helles Zentrum auf und gilt als aktiv.



**Abbildung D.3.:**

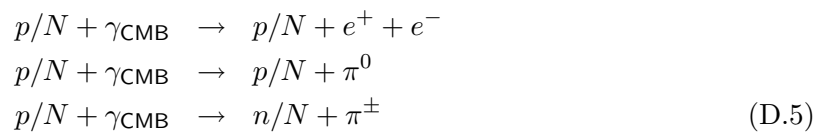
Die Abbildung zeigt Messergebnisse aus dem oberen Bereich des Flusspektrums der kosmischen Strahlung verschiedener Luftschauerexperimente. Der Messpunkt der höchsten jemals gemessenen Energie stammt von HiRes mit  $E = 10^{20,5}$  eV (Abbildung entnommen aus [HRR03]).

gen, so genannte *Jets*. Noch ist ihr endgültiger Entstehungsmechanismus nicht geklärt, aber man nimmt an, dass sich Jets durch frei werdende Gravitationsenergie und extrem starke Magnetfelder bilden. Jets können Ausdehnungen von (1 – 50) kpc erreichen.

AGN sollen Modellen zufolge in der Lage sein, Materie in den Schockfronten ihrer Jets auf Energien von  $10^{12}$  GeV und höher zu beschleunigen. Die Messung von Röntgenstrahlung aus AGN deutet darauf hin, dass wie bei SNR auch bei AGN zumindest Elektronen beschleunigt werden. Detektierte  $\gamma$ -Strahlung aus den AGN Markarian 412 und Markarian 501 können für die Existenz beschleunigter Hadronen sprechen, die bei Wechselwirkungen mit Materie oder Strahlung in der Umgebung des Jets entstehen [LM00].

### GZK-Cutoff

Sollte das Spektrum der primären kosmischen Strahlung bei Energien oberhalb von etwa  $10^{11}$  GeV abbrechen, wie das die Messungen einiger Experimente nahe legen, liegt eine mögliche Erklärung in Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung mit Photonen aus der Zeit kurz nach dem Urknall. Kurze Zeit nach der Entdeckung der kosmischen Mikrowellen-Hintergrundstrahlung CMB weisen sowohl Greisen [Gre66] als auch Zatsepin und Kuzmin [ZK66] darauf hin, dass kosmische Strahlung extrem hoher Energie mit den Photonen der CMB wechselwirken sollten. Über folgende Reaktionen erzeugen demnach Teilchen aus der kosmischen Strahlung, wie Protonen oder schwerere Kerne, Sekundärteilchen und verlieren so an Energie:



Als Folge dieser Wechselwirkungen erwartet man eine obere Energiegrenze für Teilchen der

kosmischen Strahlung. Diese Grenze  $E_{\text{GZK}}$  bezeichnet man als GZK-Cutoff<sup>10</sup>, und sie kann für die Pionproduktion abgeschätzt werden zu:

$$E_{\text{GZK}} = \frac{m_\pi(m_N + m_\pi/2)}{\epsilon} \approx 6,8 \cdot 10^{10} \left( \frac{\epsilon}{10^{-3} \text{ eV}} \right)^{-1} \text{ GeV} \quad . \quad (\text{D.6})$$

Hier stehen  $m_N$  für die Masse eines Nukleons und  $m_\pi$  für die eines Pions. Mit typischen CMB-Photonenergien von  $\epsilon \approx 10^{-3} \text{ eV}$  ergeben sich GZK-Energien im Bereich oberhalb von  $10^{10} \text{ GeV}$  [Sig01]. Für die  $e^+e^-$ -Produktion liegen sie circa zwei Größenordnungen darunter. Die Wechselwirkungslänge für kosmische Strahlung in diesem Energiebereich liegt bei  $20 \text{ Mpc}$ . Um den Fluss der von AGASA gemessenen höchstenergetischen Ereignisse zu erklären, müsste eine Quelle innerhalb von  $100 \text{ Mpc}$  liegen, wenn der GZK-Cutoff existiert.

### Exotische Modelle

Die Szenarien zur Erklärung des Ursprungs der höchstenergetischen kosmischen Strahlung aus Beschleunigungsmechanismen in Schockfronten kosmischer Objekte werden als so genannte *Bottom-Up*<sup>11</sup>-Szenarien bezeichnet. In ihnen werden niederenergetische Teilchen beispielsweise durch supermassive AGN auf extrem hohe Energien beschleunigt.

Eine komplett andere Art von Theorien bevorzugt so genannte *exotische* Modelle zur Erklärung der Existenz höchstenergetischer kosmischer Strahlung. So genannte *Top-Down*<sup>12</sup>-Szenarien versuchen die Entstehung extrem hochenergetischer kosmischer Strahlung über Zerfälle schwerer exotischer Teilchen zu erklären, die einigen Modellen zufolge Massen jenseits von  $10^{20} \text{ GeV}/c^2$  aufweisen. Je nach Theorie könnte es sich um Teilchen aus topologischen Defekten aus der Zeit des frühen Universum handeln oder um so genannte WIMPs<sup>13</sup>, schwere Teilchen die lediglich schwach wechselwirken. Eine ausführliche Beschreibung entsprechender Modelle zur Erzeugung ultrahochenergetischer kosmischer Strahlung ist in [BS99] zu finden.

<sup>10</sup>Cutoff = Abschaltung, Abriss

<sup>11</sup>Bottom-Up = von unten nach oben

<sup>12</sup>Top-Down = von oben herab

<sup>13</sup>WIMP = Weakly Interacting Massive Particles



## E. Extraterrestrische Neutrinos

Im letzten Abschnitt wurde dargestellt, dass gängigen Theorien zufolge die Beschleunigung von Materie an Schockfronten von stellaren oder galaktischen Objekten zur Produktion von kosmischer Strahlung führt. Bestätigt werden diese Theorien durch die Messung von Röntgen- oder Gammastrahlung aus Gebieten mit Objekten wie Supernovaüberresten oder aktiven galaktischen Kernen. Die von dort stammende gemessene Röntgenstrahlung wird als Synchrotronstrahlung beschleunigter Elektronen interpretiert. Die gemessene Gammastrahlung könnte auf die Beschleunigung von Hadronen hindeuten. In diesem Fall werden Reaktionen der beschleunigten Teilchen mit interstellarer Materie oder Gaswolken, die sich in der Nachbarschaft der Produktionsgebiete der kosmischen Strahlung befinden, für die Entstehung von Gammastrahlung verantwortlich gemacht. In solchen Vorgängen, die auch als Beam-Dump<sup>1</sup>-Reaktionen bezeichnet werden, entstehen hochenergetische Photonen aus dem Zerfall neutraler Pionen (siehe Reaktion D.4).

Neben neutralen Pionen sollten ebenso auch geladene Pionen oder Kaonen in solchen Beam-Dump-Reaktionen entstehen. Im Zuge der Produktion von geladenen Mesonen werden bei deren Zerfall auch hochenergetische Neutrinos produziert:

$$p + N \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^\pm + X ; \quad \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad . \quad (\text{E.1})$$

Auch Wechselwirkungen zwischen beschleunigten Hadronen mit der Synchrotronstrahlung von Elektronen in Gebieten um die Beschleunigungsregion könnten zur Mesonen- und somit auch zur Neutrinoherstellung führen:

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^\pm \quad \text{oder} \quad p + \pi^0 \quad . \quad (\text{E.2})$$

Solchen Überlegungen zufolge erwartet man aus diesen Regionen messbare Neutrinoströme. Nach solchen Neutrinoquellen wird intensiv gesucht, wären sie doch der endgültige Beweis, dass hadronische Beschleunigung in solchen Objekten stattfindet und sie somit Quellen der kosmischen Strahlung sind. Neutrinos bieten darüber hinaus den Vorteil, dass sie aufgrund ihrer Eigenschaften nicht wie geladene Teilchen von Magnetfeldern abgelenkt werden oder wie Photonen in Staubschichten absorbiert werden können. Deshalb sollte es möglich sein, selbst Neutrinos aus dem Kern eines AGN zu messen, da sie das extrem dichte Gas in dessen Umgebung nahezu ungehindert durchdringen können.

Gelingt es solche als galaktische oder kosmische Neutrinos bezeichneten Teilchen nachzuweisen, kann aus der Einfallsrichtung der Neutrinos direkt auf die Richtung zur Quelle geschlossen werden. Bisher ist es jedoch noch nicht gelungen, nachgewiesene Neutrinos einer Punktquelle zuzuordnen. Außer Sonnenneutrinos im MeV-Bereich, die nicht als Teil der kosmischen Strahlung gelten, konnten bisher, bis auf eine Ausnahme, noch keine extraterrestrischen Neutrinoquellen identifiziert werden.

---

<sup>1</sup>Analog zu Reaktionen im Beam-Dump bei Beschleuniger-Experimenten werden auch hier eine Vielzahl von Sekundärteilchen erzeugt. In diesem Fall fungieren jedoch Gas- oder Plasmawolken als Beam-Dump.

Die einzig gemessenen Neutrinoereignisse, die einer Quelle außerhalb unseres Sonnensystems eindeutig zugeordnet werden können, sind die der Supernova 1987A, der Sternexplosion eines massereichen blauen Riesen in der Magellanschen Wolke. Insgesamt wurden 16 koinzidente Neutrinoereignisse<sup>2</sup> einige Stunden vor der Entdeckung des optischen Signals gemessen. Die detektierten Ereignisse stammen von Antielektronneutrinos  $\bar{\nu}_e$  mit Energien im MeV-Bereich und sie stehen im Einklang mit den Vorhersagen von Modellen zu Supernovaexplosionen. Eine ausführliche Beschreibung zu Zusammenhängen zwischen Neutrinos und Supernovae kann in [Fes04] gefunden werden.

Die Vorhersagen für extraterrestrische Neutrinoflüsse hängen vom betrachteten Objekt ab. In Abbildung E.1 sind die Fluss-Vorhersagen einiger Modelle für Supernovaüberreste und aktive galaktische Kerne gezeigt. Die nummerierten Grenzen stehen für folgende Flussmodelle:

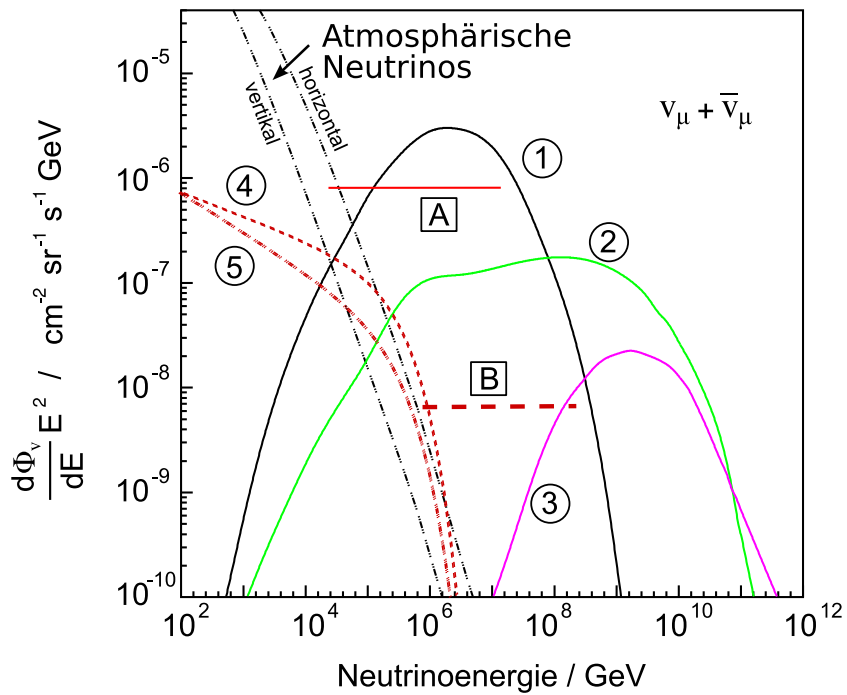
1. Modell von Stecker und Salamon für Neutrinos aus Proton-Gamma-Reaktionen im Inneren von AGN [SS96],
2. Mannheim et al. Maximum-AGN-Modell für Neutrinos aus Proton-Gamma-Reaktionen [MPR01],
3. Rachen und Biermann, Proton-Reaktionen mit der kosmischen Hintergrundstrahlung [RB93],
4. Modell von Gaisser et al. für den Supernovaüberrest IC444 [GPS98],
5. Modell von Gaisser et al. für den Supernovaüberrest  $\gamma$  Cygni [GPS98].

Während die Modelle für Supernovaüberreste Flüsse im Bereich bis  $10^6$  GeV voraussagen, liegen die Vorhersagen für extragalaktische Neutrinoquellen im Bereich von  $10^3$  GeV bis über  $10^{10}$  GeV. Zusätzlich ist ein Flussmodell für Neutrinos aus Wechselwirkungen von Protonen mit der kosmischen Hintergrundstrahlung eingezeichnet. Für solche so genannten GZK-Neutrinos werden Flüsse im Bereich von  $10^7$  GeV bis über  $10^{11}$  GeV vorhergesagt. Außer den hier vorgestellten Objekten wie SNR und AGN existieren noch eine Vielzahl weiterer Objekte im Universum für die messbare Neutrinoflüsse vorhergesagt werden. Eine ausführliche Zusammenstellung ist in [LM00] zu finden.

Noch liegen die meisten vorhergesagten Flüsse unterhalb der Sensitivitätsgrenzen derzeitiger Neutrinooteleskope wie AMANDA. Zukünftige Neutrinooteleskope wie IceCube werden mit einer um zwei Größenordnungen höheren Sensitivität in der Lage sein, viele der Flussvorhersagen für kosmische Neutrinos zu überprüfen.

---

<sup>2</sup>Die Ereignisse wurden von den Experimenten KamiokandeII und IMB<sup>3</sup>, zwei Wasser-Tscherenkow-Detektoren, gemessen.



**Abbildung E.1.:**

Abgebildet sind die vorhergesagten Neutrino-flüsse für verschiedene Punktquellen (Erläuterung im Text). Zusätzlich sind die Flussobergrenzen für den diffusen Myon-neutrino-fluss von AMANDA-B10 (A) [A<sup>+</sup>03b] und die erwartete Obergrenze für den sich im Aufbau befindlichen IceCube-Detektor (B) [Rib04] eingezeichnet. Außerdem ist zum Vergleich der Fluss atmosphärischer Myon-neutrinos dargestellt (Abbildung entnommen aus [Hal06] und [LM00]).





## F. Schrittweiser Aufbau von AMANDA

Im Folgenden werden die einzelnen Erweiterungen, die während des Aufbaus von AMANDA vorgenommen wurden, genauer beschrieben:

### AMANDA-A

Die Geschichte der Entstehung des heutigen AMANDA-Detektors beginnt mit der Installation des Prototyp-Detektors AMANDA-A. Während des antarktischen Sommers von Oktober 1993 bis Februar 1994 werden erstmals vier Stahltrossen mit insgesamt 80 optischen Modulen ins Eis eingelassen. Zugleich ist dies die erste Gelegenheit die Bohrtechnik zu erproben. 73 funktionsfähige<sup>1</sup> OM werden in einer Tiefe von 800 m bis 1000 m versenkt. Die Eigenschaften des Eises in diesen Tiefen wurden jedoch falsch eingeschätzt. Wie man wenig später erkennt, verringern mikroskopisch kleine Luftblasen im Eis in dieser Tiefe die Streulänge für das Tscherenkow-Licht so stark, dass Teilchenspuren nicht rekonstruierbar sind. Später wird AMANDA-A zu Luftschauermessungen und zur Kalibration von AMANDA-II genutzt. Im antarktischen Sommer 2004/2005 wird AMANDA-A aus Kostengründen abgeschaltet.

### AMANDA-B4

Der erste Teil von AMANDA-II wird zwei Jahre nach dem Prototyp-Detektor in einer Tiefe von 1500 m bis 2000 m platziert. Diese als AMANDA-B4 bezeichnete Ausbaustufe besteht aus vier Stahltrossen mit jeweils 20 optischen Modulen, die untereinander einen Abstand von 20 m aufweisen. Die Signalübertragung und Hochspannungsversorgung erfolgt über Koaxial-Kabel. Der zuletzt in das Eis eingelassene String trägt an seinem Ende vier zusätzliche Module, um die Eiseigenschaften in größeren Tiefen zu erforschen. Diese Module werden testweise mit so genannten *Twisted-Pair*<sup>2</sup>-Verbindungen versehen.

### AMANDA-B10

Im antarktischen Sommer 1996/97 wird der Ausbau von AMANDA-II fortgesetzt. Sechs weitere Stahltrossen mit insgesamt 216 optischen Modulen werden ins Eis eingebracht. Alle sind mit Twisted-Pair-Verbindungen ausgestattet und ihr Abstand untereinander wird auf 10 m verkürzt. Außerdem wird das Fabrikat der Glassphären gewechselt. Es stellt sich jedoch wenig später heraus, dass das Glas stärker mit radioaktivem <sup>40</sup>K belastet ist, was eine signifikante Erhöhung der Dunkelrauschraten der Photomultiplier zur Folge hat.

### AMANDA-B13

Eine zusätzliche Erweiterung erfährt AMANDA 1998/99. Drei Stahltrossen mit jeweils 42 optischen Modulen bilden den Anfang eines neuen Zylindermantels von optischen Modulen. Der OM-Abstand beträgt 15 m für die 28 inneren Module. Die äußeren Module werden in 80 m Abstand angeordnet, um die Eiseigenschaften über- und unterhalb des bisherigen Detektors

<sup>1</sup>Weitere sieben OM werden bei der Einbringung in das Eis zerstört.

<sup>2</sup>siehe Abschnitt 3.2.1

im Hinblick auf den sich derzeit im Aufbau befindlichen IceCube-Detektor zu untersuchen. Diese optischen Module werden erstmals zusätzlich zur elektrischen Verbindung mit einer Glasfaserverbindung ausgestattet. Die optische Signalübertragung läuft im Gegensatz zur elektrischen praktisch verzerrungsfrei.

### AMANDA-B19 - AMANDA-II

In der Sommersaison 1999/2000 wird AMANDA-II fertig gestellt. Die letzte Ausbaustufe AMANDA-B19 mit zusätzlich 252 optischen Modulen an sechs Stahltrossen komplettiert den im vorhergehenden Jahr begonnenen äußeren Zylindermantel. Beim Versenken der 17. Stahltrosse treten Probleme auf und einige optische Module frieren in zu geringer Tiefe an der Außenwand des Bohrlochs fest, was die Positionierung des Strings in seiner vorgesehene Tiefe unmöglich macht. Die optischen Module von String 17 sind zwar weitgehend funktionsfähig, ihre Signale werden jedoch in Analysen meist nicht berücksichtigt. Ein Teil der optischen Module von String 18 gehören einer neuen Generation von Modulen an. Die so genannten *DOM*<sup>3</sup> übertragen ihre Signale ausschließlich optisch. Ein weiterer Unterschied zu den restlichen optischen Modulen besteht in der Art der Hochspannungsversorgung. Die Hochspannung, die diese Photomultiplier versorgt, wird innerhalb des optischen Moduls erzeugt, wodurch sie von der Oberfläche nur noch mit Niedrigspannung versorgt werden müssen. Sie sind die Prototyp-Module für den IceCube-Detektor. Im gleichen Jahr wird die Ausleseelektronik komplett neu verkabelt und das sich bis heute im Einsatz befindende Trigger-System von AMANDA *DMAD* installiert (siehe Abschnitt 3.3).

---

<sup>3</sup>DOM = Digital Optical Module

## G. TWR-Software

Im Rahmen der Installation des TWR-Datennahmesystems am Südpol in den Jahren 2002 bis 2004 war es notwendig Software zu entwickeln, welche folgende Aufgaben erledigt:

- Entwicklung eines zur Analyse geeigneten TWR-Datenformats,
- Umwandlung der TWR-Rohdaten in das neue TWR-Datenformat,
- Extraktion von relevanten Größen aus dem TWR-Datenstrom zur Überwachung des TWR-Datennahmesystems,
- Selektion und Zusammenführung von hochenergetischen Ereignissen aus den Datenströmen von Myon- und TWR-Datennahmesystem.

Die Datenmenge, welche durch das TWR-Datennahmesystem erzeugt wird, übertrifft die des Myon-Datennahmesystems um ein Vielfaches und lastet die am Südpol vorhandene Netzwerk-Infrastruktur zu einem großen Teil aus. Pro Tag werden circa 60 GByte an TWR-Rohdaten und 8 GByte an Rohdaten durch das Myon-Datennahmesystem erzeugt. Die gesamte Datenmenge muss von der TWR-Software verarbeitet werden, wodurch sie vor allem im Hinblick auf Verarbeitungsgeschwindigkeit und eine möglichst geringe Netzwerklast optimiert werden muss.

### G.1. Umwandlung des TWR-Rohdatenstroms in ein geeignetes Analyseformat

Der TWR-Rohdatenstrom enthält die aufgezeichneten Pulshöhenverläufe aller TWR-Einheiten in einem binären Format. Diese Pulshöhenverläufe sind nach Ereignissen und optischen Modulen gruppiert und werden im Folgenden als Wellenformen bezeichnet. Zusätzlich zu den Wellenformen sind Ereigniszeit und Trigger-Zeitpunkt sowie der Wert der Nulllinie gespeichert. Im Allgemeinen wird nicht die gesamte Wellenform aufgezeichnet, sondern nur diejenigen Abschnitte, welche sich von der Nulllinie unterscheiden. Ein solcher Ausschnitt wird als Wellenfragment bezeichnet und besteht aus den binären Werten des mit 100 Hz abgetasteten und digitalisierten Spannungsverlaufs eines Photomultipliersignals. Da die wenigsten Ereignisse mehrfache Photonsignale in einem optischen Modul aufweisen, lässt sich die Datenmenge durch die beschriebene Reduktion auf Wellenfragmente durchschnittlich um 90% verringern.

Bei der Auswahl eines geeigneten Analyseformats fiel die Wahl auf eine Ereignisstruktur, die sich aus ineinander geschachtelten C++<sup>1</sup>-Klassen zusammensetzt, die in Form eines so genannten ROOT<sup>2</sup>-Trees<sup>3</sup> abgespeichert werden. Die Kombination aus der Programmierspra-

<sup>1</sup>C++ ist eine objektorientierte Programmiersprache.

<sup>2</sup>siehe Abschnitt H.1

<sup>3</sup>Ein ROOT-Tree entspricht einem erweiterten n-Tupel, so wie es aus PAW (siehe Abschnitt H.1) bekannt ist. Über so genannte *Streamer*-Klassen ist ein schneller Zugriff auf die im ROOT-Tree gespeicherte Information möglich.

che C++ und ROOT erfüllt die Bedingung einer hohen Verarbeitungsgeschwindigkeit. Die Struktur einer geschachtelten C++-Klasse, welche zur Speicherung eines TWR-Ereignisses verwendet wird, ist in Abbildung G.1 symbolisch dargestellt. Die Software zur Umwandlung des TWR-Rohdatenformats, die als *TWR-Reader* bezeichnet wird, füllt die binär abgelegten Informationen in die entsprechenden C++-Klassen des TWR-Analyseformats.

### Extraktion der überwachungsrelevanten Größen aus dem TWR-Datenstrom

Während der Umwandlung des TWR-Rohdatenformats in das TWR-Analyseformat werden gleichzeitig Größen extrahiert, mit welchen die Funktionsfähigkeit des TWR-Datennahmesystems und die Qualität seiner Daten beurteilt werden kann. Dazu zählen unter anderen die Trigger-Rate, die Totzeit und Informationen über die Anzahl an Wellenformen und Wellenfragmenten, die pro optischem Modul aufgezeichnet werden. Diese TWR-Überwachungsdaten werden in eigenen Dateien abgespeichert und zusammen mit den Überwachungsdaten des Myon-Datennahmesystems (siehe Abschnitt H) per Satellit an Rechner geschickt, die sich in Mainz befinden. Von dort sind sie über ein Web-Interface<sup>4</sup> kollaborationsweit zugänglich.

## G.2. Zusammenführung der Datenströme aus TWR- und Myon-Datennahmesystem

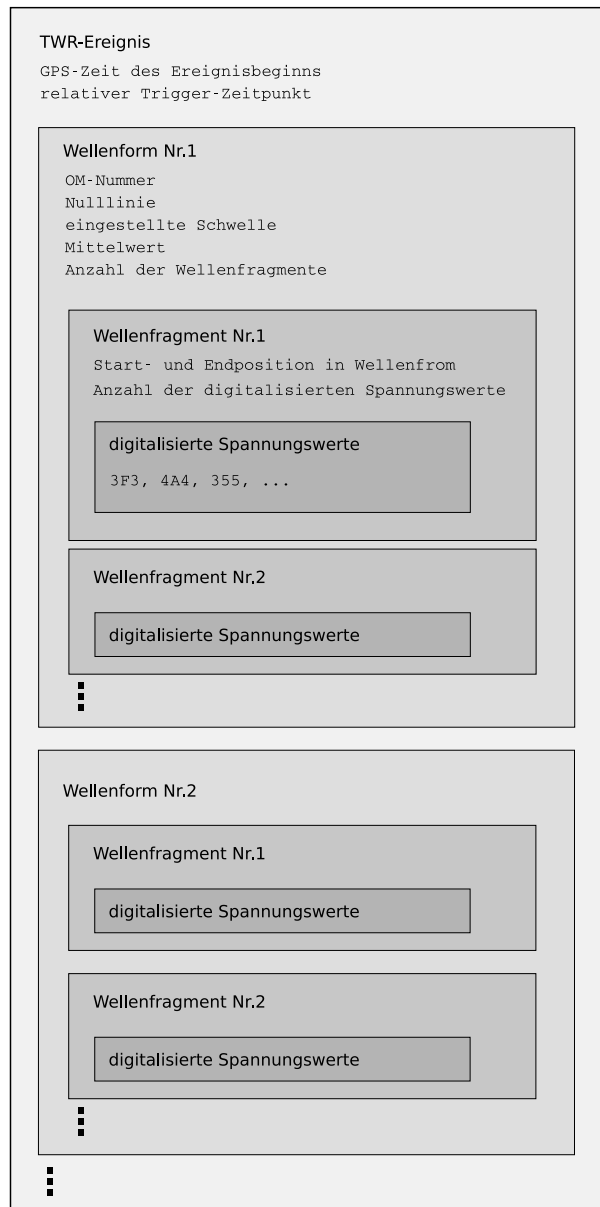
Da die Satellitenübertragungskapazität nur ausreicht, um einen kleinen Teil der Daten des Myon-Datennahmesystems zu übermitteln, steht der Übertragung der Daten des TWR-Datennahmesystems ebenfalls nur eine sehr geringe Bandbreite zur Verfügung. Deshalb werden die gesamten TWR-Rohdaten ebenso wie die Daten der Myon-DAQ auf Band gespeichert. Nur ein kleiner Teil der Daten wird zeitnah in die nördliche Hemisphäre übertragen. Der Vorteil des TWR-Datennahmesystems liegt in einer besseren Auflösung einzelner Photonsignale bei hochenergetischen Ereignissen. In solchen Ereignissen wird viel Licht im Detektor deponiert und sehr viele optische Module werden mehrfach getroffen.

Die Software, die als *Myon-TWR-Merger* bezeichnet wird, verrichtet ihre Arbeit am Südpol und analysiert die beiden Datenströme aus TWR- und Myon-Datennahmesystem. Die zu verarbeitenden Ereignisse sind im TWR-Analyseformat beziehungsweise im F2000-Format gespeichert. Der Myon-TWR-Merger identifiziert diejenigen Ereignisse, in welchen die Anzahl getroffener optischer Module  $N_{\text{ch}}$  einen festgelegten Wert überschreitet und legt sie in einer F2000-Datei ab. Gleichzeitig wird im TWR-Datenstrom nach passenden Ereignissen gesucht. Neben der Selektion dieser hochenergetischen Ereignisse wird ein repräsentativer Datensatz extrahiert, der jedes hundertste Ereignis enthält. Da die beiden Datennahmesysteme mit unterschiedlichen Trigger-Raten arbeiten, muss sich die Zusammenführung passender Ereignisse am Vergleich der Ereigniszeiten orientieren, die durch einen gemeinsamen GPS-Zeitgeber ermittelt werden. Die GPS-Zeiten sind jedoch nur bis in den  $\mu\text{s}$ -Bereich<sup>5</sup> genau und die GPS-Einheiten von gelegentlichen Ausfällen gekennzeichnet, weshalb eine alleinige Auswahl zusammenpassender Ereignisse über die GPS-Zeit nicht ausreichend ist. Daher erfolgt zusätzlich ein Vergleich der im jeweiligen Ereignis getroffenen optischen Module. Allerdings wird ein einfacher Vergleich dadurch erschwert, dass zum einen nicht alle optischen Module an

---

<sup>4</sup>Web Interface = Netz-Schnittstelle. Als Web-Interface werden Programme bezeichnet, die es einem Benutzer erlauben, über das Internet auf Informationen zuzugreifen.

<sup>5</sup>Eine genauere Zeitaufösungen wird von internen Zeitgebern in jedem Datennahmesystem zur Verfügung gestellt.

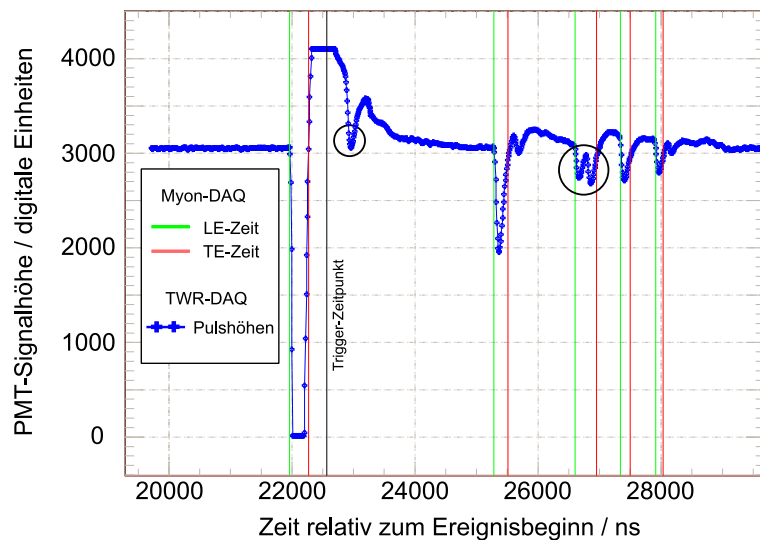


**Abbildung G.1.:**

Zu sehen ist die symbolische Darstellung einer TWR-Ereignisklasse, die aus ineinander geschachtelten Klassen von Wellenformen und Wellenfragmenten besteht. Die TWR-Ereignisse werden innerhalb eines ROOT-Trees in solchen Klassen gespeichert, die einen schnellen Zugriff auf die TWR-Daten erlauben und deren komfortable Verwaltung ermöglichen.

die TWR-Datennahme angeschlossen sind und sich zum anderen die Aufzeichnungszeiträume<sup>6</sup> eines Ereignisses zwischen beiden Datennahmesystemen unterscheiden. Da ein genauer Vergleich zwischen den aufgezeichneten Photonsignalzeiten des Myon-Datennahmesystems und den aufgezeichneten Wellenformen aus Zeitgründen nicht möglich ist, muss man sich

<sup>6</sup>Das TWR-Datennahmesystem zeichnet alle Treffer im Bereich von  $10,24 \mu\text{s}$ , das Myon-Datennahmesystem im Bereich von  $32 \mu\text{s}$  um den Trigger-Zeitpunkt auf.



**Abbildung G.2.:**

Abgebildet ist der vom TWR-Datennahmesystem aufgezeichnete Signalverlauf eines optisch ausgelesenen Photomultipliers für ein lichtintensives Ereignis. Die vertikalen Linien zeigen die vom Myon-Datennahmesystem gemessenen Zeiten der aufsteigenden und abfallenden Signalflanke des selben Ereignisses. Diejenigen Pulse, die von Myon-Datennahmesystem entweder gar nicht oder nur mit schlechter Auflösung erkannt wurden, sind durch Kreise gekennzeichnet. Der dynamische Bereich der TWR-Einheiten von 12 bit wird in diesem Beispielergebnis sowohl nach unten als auch nach oben durchschritten. Der abrupte Spannungsabfall führt zu einem Umschlagen der Photomultiplier-Spannung, wodurch die Nulllinie des Photomultipliers für kurze Zeit stark verschoben wird.

neben den Zeitinformationen aus den GPS-Zeitmarken auf den einfachen Vergleich übereinstimmender Module beschränken, die innerhalb eines Ereignisses getroffen wurden. Als ausreichend gutes Vergleichskriterium hat sich ein Prozentsatz von 80%<sup>7</sup> an übereinstimmenden optischen Modulen erwiesen. In Abbildung G.2 ist der aufgezeichnete Pulshöhenverlauf eines Photomultiplier-Signals gezeigt. Zusätzlich sind die aus dem Myon-Datennahmesystem digitalisierten Zeiten eingetragen, zu welchen die Diskriminatorschwelle überschritten (LE) und unterschritten (TE) wurde. Offensichtlich werden nicht alle Photonen, die während dieses lichtintensiven Ereignisses das betrachtete optische Modul getroffen haben, vom Myon-Datennahmesystem registriert.

Die TWR-Software lief von Ende 2002 bis Ende 2004 am Südpol und diente neben der Überwachung des TWR-Datennahmesystems hauptsächlich zur Bereitstellung einer aktuellen Selektion hochenergetischer TWR- und Myon-DAQ-Ereignisse. Zur Saison 2005 wurde die Arbeit zur Weiterentwicklung und Anpassung<sup>8</sup> der TWR-Software an ein Mitglied der Kollaboration abgegeben [Dre05].

<sup>7</sup>Der Prozentsatz von 80% bezieht sich auf die Anzahl der getroffenen optischen Module in einem Ereignis des Myon-Datennahmesystems.

<sup>8</sup>In diesem Jahr wurde mit der Implementierung eines so genannten *Software-Triggers* in das TWR-Datennahmesystem begonnen, was eine umfangreiche Modifikation des Aufbaus und der Rohdatenereignisstruktur mit sich brachte.

## H. Datenqualitätsüberwachung

Die Infrastruktur von AMANDA am Südpol ist kaum mit der von anderen Experimenten auf den fünf Kontinenten vergleichbar. Eine Versorgung ist ausschließlich über den Luftweg und nur während des antarktischen Sommers von Ende Oktober bis Mitte Februar möglich. Somit müssen Ersatzteile in ausreichender Anzahl vor Ort vorhanden sein, um den reibungslosen Detektorbetrieb auch während der Wintermonate sicherzustellen. Des Weiteren muss die gesamte Kommunikation der Südpol-Station über Satellitenverbindungen abgewickelt werden, da eine kabelgebundene Kommunikationsleitung quer durch die Antarktis nicht existiert. Zwar ist eine Verbindung per Satellit durchschnittlich zwölf Stunden pro Tag möglich, allerdings ist die Bandbreite sehr begrenzt. Sie reicht lediglich dazu aus, einen kleinen Prozentsatz der täglich aufgezeichneten Daten zeitnah zu verschicken. Deshalb werden die Rohdaten am Südpol auf Band aufgezeichnet und nur ein Mal pro Jahr zu Beginn des antarktischen Sommers ausgeflogen. Während des antarktischen Winters wird der Detektor von zwei Wissenschaftlern gewartet. Bis zum Jahr 2001 mussten die Überwinterer zur Überprüfung der Datenqualität auf ein Unterprogramm des Myon-Datennahmesystems zurückgreifen, welches lediglich in der Lage war, die wichtigsten Größen graphisch darzustellen. Es steht zudem nur Personen vor Ort zur Verfügung und ist nicht zur regelmäßigen Detektorüberwachung geeignet.

### H.1. Funktionsweise der Datenqualitätsüberwachung

Das im Rahmen meiner Diplomarbeit [Ahr01] entstandene Programm-Paket zur Datenqualitätsüberwachung ermöglicht eine standortunabhängige Überprüfung der Datenqualität und ist zur regelmäßigen Detektorüberwachung geeignet. Es besteht aus drei unabhängig voneinander laufenden Programmen, die ihre Aufgaben an verschiedenen Orten erfüllen.

#### **A: Extraktion der überwachungsrelevanten Größen aus dem Rohdatenstrom des Detektors**

Die erste Aufgabe dieses Programmteils ist es, alle überwachungsrelevanten Größen aus dem vom Rohdatenformat ins F2000-Format umgewandelten Datenstrom zu extrahieren. Im Verarbeitungsprozess werden aus den aufgezeichneten Größen der Ereignisse (siehe Abschnitt 3.3.1) Informationen zur Funktionsfähigkeit der einzelnen optischen Module, des Trigger-Systems und der Bauteile des Myon-Datennahmesystems zusammengestellt. Des Weiteren werden charakteristische Detektorgrößen wie beispielsweise Rausch- und Trigger-Raten berechnet. Diese so genannten *Monitoring-* oder Überwachungsinformationen werden in einer ROOT<sup>1</sup>-Datei zusammengestellt und enthalten die relevanten Größen aus circa zwölf Minuten Datennahme. Sind die Überwachungsdaten eines Runs<sup>2</sup>, der durchschnittlich 24 Stunden

---

<sup>1</sup>Das am CERN entwickelte ROOT-Analyse-Paket ist die Umsetzung des auf der Programmiersprache FORTRAN basierenden und weit verbreiteten Programm-Pakets PAW (= Physics Analysis Workstation) in die objektorientierte Programmiersprache C++. ROOT wird kontinuierlich um neue Funktionen erweitert und sein heutiger Funktionsumfang entspricht dem von PAW.

<sup>2</sup>*Run* bezeichnet im Englischen eine Messperiode und ist auch im Deutschen eine gebräuchliche Bezeichnung.

andauert, gesammelt, werden die Informationen zusammengefasst. Eine solche run-basierte ROOT-Datei beinhaltet den zeitlichen Verlauf der überwachten Größen in einer Auflösung von circa zwölf Minuten. Die Überwachungsdaten einer Messperiode werden im ROOT-Format aufgezeichnet und automatisch komprimiert, wonach sie eine Größe von circa 10 MByte aufweisen. So verpackt werden die Überwachungsdaten anschließend dem nächsten Programm der Datenqualitätsüberwachung zugeführt.

Zum einen existiert ein vollständiges System zur Datenqualitätsüberwachung am Südpol, um die Personen vor Ort von der Satellitenverbindung unabhängig mit Überwachungsdaten zu versorgen. Zum anderen werden die Überwachungsdatenpakete per Satellit mit Zwischenstation in den USA nach Mainz übertragen, wo sich die Rechner befinden, über welche die Detektorüberwachung durchgeführt wird.

### **B: Verarbeitung der Überwachungsdatenpakete**

Der zweite Teil des Programm-Pakets zur Datenqualitätsüberwachung verarbeitet die run-basierten Überwachungsdatenpakete weiter und führt die eigentliche Überwachung der relevanten Größen durch. Die neu eingetroffenen Daten werden zunächst in eine run-basierte Datenbank eingefügt, welche die Überwachungsergebnisse und -größen aller zuvor durchgeführten Runs beinhaltet. Im nächsten Schritt werden anhand einer Kombination aus festen Wertebereichen und gleitenden Mittelwerten die neuen Daten bewertet und die Ergebnisse ebenfalls in die Datenbank eingetragen. Details sind im nächsten Abschnitt zu finden. Die Ergebnisse und die Datenbank der Datenqualitätsüberwachung werden außer zur Detektorüberwachung auch bei der Datenanalyse verwendet. Sie werden dazu genutzt schlechte Messperioden oder fehlerhafte optischen Module von einer Analyse auszuschließen.

### **C: Darstellung der Überwachungsergebnisse zur organisierten Detektorüberwachung**

Der Zugang zu den Daten und Überwachungsergebnissen der Datenqualitätsüberwachung erfolgt über den dritten Teil des Programm-Pakets. Ein Web-Interface<sup>3</sup>, welches über einen Internet-Browser unabhängig von der jeweiligen Computerarchitektur bedienbar ist, bietet jedem Kollaborationsmitglied einen interaktiven Zugang zur Datenbank der gesamten Monitoring-Daten der Jahre 2000 bis heute. Ebenso dient das Web-Interface dazu in wöchentlich wechselnden Schichten die Detektorüberwachung von Mitarbeitern aller Kollaborationsinstitute durchführen zu lassen (siehe Abschnitt H.3).

## **H.2. Automatisch überwachte Größen**

Die Datenqualitätsüberwachung bewertet die Monitoring-Daten eines Runs nach zwei Kriterien. Zum einen müssen sich die Überwachungsgrößen innerhalb fest definierter Wertebereiche befinden. Zum anderen wird aus den Werten der 30 letzten Runs ein gleitender Mittelwert gebildet. Um diesen Mittelwert wird aus der Streuung der Einzelwerte ein  $6\sigma$ -Intervall berechnet, innerhalb dessen sich der aktuelle Wert befinden muss. Treffen beide Kriterien zu, wird die Überwachungsgröße in der Datenbank als normal klassifiziert. Anderenfalls wird sie als auffällig bewertet. Folgende Größen werden automatisch überwacht:

- Dunkelrauschrage aller Photomultiplier,

---

<sup>3</sup>Web-Interface = Netz-Schnittstelle. Als Web-Interface werden Programme bezeichnet, die es einem Benutzer erlauben, über das Internet auf Informationen zuzugreifen.



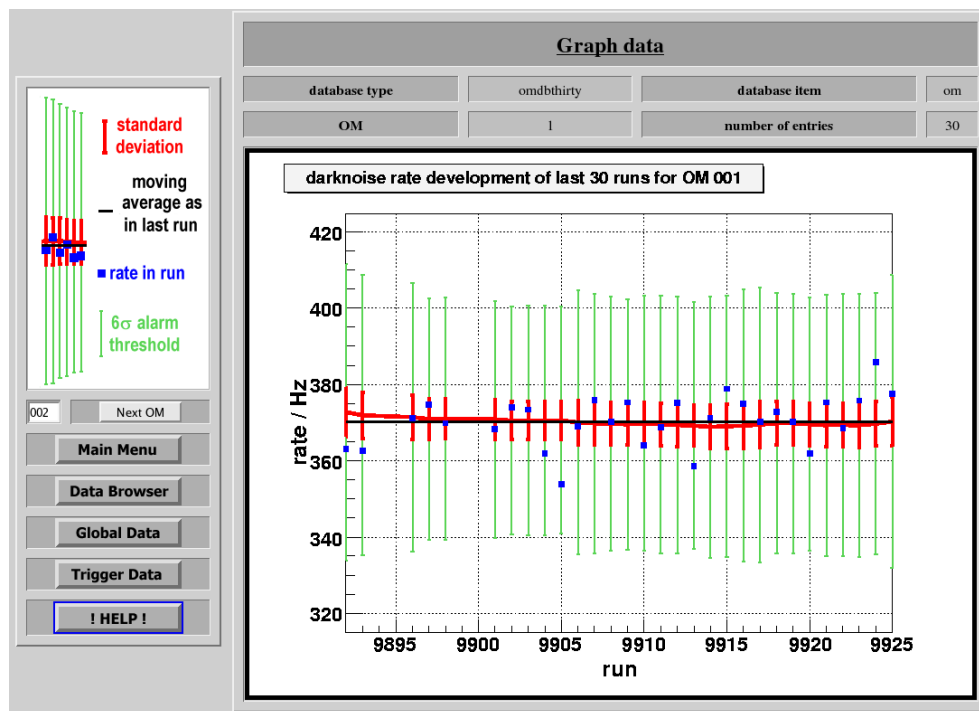


Abbildung H.1.:

Dargestellt ist der Verlauf der Dunkelrausrate des optischen Moduls 001 über den Zeitraum von 30 Runs, was circa 30 Tagen entspricht. Der gleitende Mittelwert und die mittlere Streuung der Dunkelrausrate jedes Runs werden aus dem Verlauf der 30 vorhergehenden Runs gebildet. Übersteigt oder unterschreitet der Wert der Dunkelrausrate die 6 $\sigma$ -Alarmgrenze, wird das betroffene optische Modul als auffällig gekennzeichnet.

- Rate der gemessenen Photonsignale aller OM,
- Rate der Amplituden-Information pro Ereignis und OM,
- Lage des Ein-Photon-Maximums aller Photomultiplier,
- Peak-to-Valley-Verhältnis<sup>4</sup> aller Photomultiplier,
- Gesamt-Trigger-Rate und die inklusiven und exklusiven Einzel-Trigger-Raten<sup>5</sup>,
- mittlere Totzeit,
- Indikatoren zur Bewertung der Beeinflussung der Daten durch Windböen (siehe Abschnitt 4.5.4).

<sup>4</sup>siehe Abschnitt 3.2.1

<sup>5</sup>Ein Ereignis kann gleichzeitig die Trigger-Bedingungen verschiedener Trigger (siehe Abschnitt 3.3) erfüllen. Als inklusive Rate eines Einzel-Triggers wird diejenige Rate bezeichnet, mit welcher diese Trigger-Bedingung allein oder in Kombination mit anderen Einzel-Triggern für die Aufzeichnung eines Ereignisses verantwortlich ist. Die exklusive Rate einer Kombination von Einzel-Triggern ist diejenige Rate von Ereignissen, in welchen genau diese Kombination aus Einzel-Triggern zu dessen Aufzeichnung geführt hat.

Alle diese automatisch überwachten Größen werden aus den im F2000-Format aufgezeichneten Messgrößen der Ereignisse, wie Ereigniszeit, Trigger-Art und -Zeitpunkt, und den charakteristischen Größen der einzelnen Photonsignale berechnet. Die Werte der mittleren Totzeit sowie der Lage des Ein-Photon-Maximums und des Peak-to-Valley-Verhältnisses werden aus Anpassungen an Verteilungen der Messgrößen gewonnen<sup>6</sup>. In Abbildung H.1 ist exemplarisch für alle automatisch überwachten Größen der Verlauf der mittleren Dunkelrauschrage des optischen Moduls 001 über 30 Runs dargestellt. In seiner aktuellen Form überwacht die Datenqualitätsüberwachung über 3500 Monitoring-Größen und beinhaltet in seiner Datenbank pro Run über 10 000 Histogramme zu allen relevanten Detektordaten.

### H.3. Web-Interface zur Detektorüberwachung

Ein Großteil der Web-Seiten, die das Web-Interface zur Verfügung stellt, wird erst zum Zeitpunkt ihrer Anfrage durch einen Browser erstellt. Dies geschieht mit Hilfe von so genannten *CGI*<sup>7</sup>-Skripten, welche die angeforderten Informationen aus der Datenbank zusammenstellen und daraus eine HTML<sup>8</sup>-Seite bilden, die zum Nutzer gesendet wird.

#### Run-basierte Detektorüberwachung mittels eines HTML-Formulars

Eine HTML-Seite, die so genannte *Shift-Tour*-Seite, bildet das zentrale Werkzeug zur Detektorüberwachung. Schritt für Schritt wird der Anwender durch die einzelnen Abschnitte geführt, wo er in einer Auswahl von Histogrammen wichtige Detektorgrößen überprüfen kann und auf auffällige Größen aus der automatischen Überwachung hingewiesen wird. Seine Ergebnisse trägt der Benutzer in HTML-Felder ein und bewertet das Gesamtergebnis nach einem vorgegebenen Bewertungsschema. Hat er seine Aufgabe beendet, werden seine Eingaben in einem standardisierten Überwachungsbericht zusammengefasst und automatisch per E-Mail an den zentralen Server der Kollaboration geschickt.

#### Interaktiver Zugang zur Datenbank

Sämtliche Histogramme der run-basierten Monitoring-Daten sowie die Datenbanken der automatisch überwachten Größen sind nach Jahren geordnet über das Web-Interface zugänglich. Der Verlauf der automatisch überwachten Größen über das gesamte Jahr oder im Zeitraum der letzten 30 Runs kann graphisch oder in Tabellenform abgerufen werden. Über ein HTML-Formular ist es dem Benutzer möglich beim Begutachten von Histogrammen die Darstellung der Achsen und die gewünschten Achsenabschnitte zu verändern, wie Abbildung H.2 am Beispiel der ADC-Wert-Verteilung eines optischen Moduls stellvertretend für alle Histogramme entnommen werden kann.

Während meiner Zeit als Doktorand wurde die Datenqualitätsüberwachung mehrmals an Veränderungen am Myon-Datennahmesystem und in der Datenverarbeitung am Südpol angepasst und einmal einer kompletten Quelltext-Revision unterzogen. Ein ausführliches Hilfesystem wurde in die Datenqualitätsüberwachung integriert, welches die Inhalte der einzelnen Histogramme und die Bedeutung der Überwachungsgrößen erklärt, sowie unerfahrenen Anwen-

---

<sup>6</sup>Beispielsweise ist das Ergebnis der Bestimmung der Lage des Ein-Photon-Maximums in Abbildung 3.9 aus Abschnitt 3.2.1 zu sehen.

<sup>7</sup>CGI = Common Gateway Interface

<sup>8</sup>HTML = Hypertext Markup Language

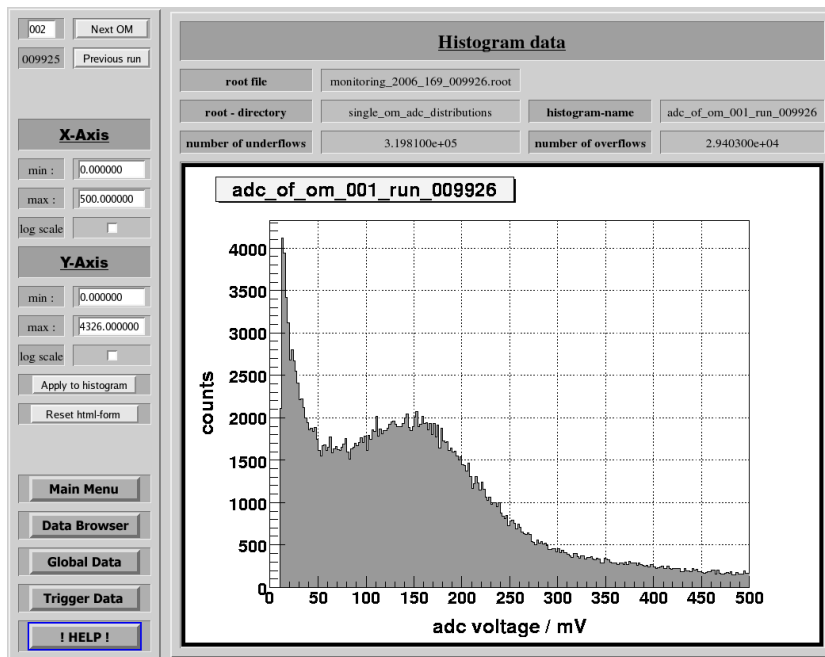


Abbildung H.2.:

Das Web-Interface der Datenqualitätsüberwachung erlaubt es dem Nutzer, die Achsenabschnitte eines Histogramms, in diesem Fall der ADC-Wert-Verteilung des optischen Moduls 001, frei zu wählen. Schaltflächen ermöglichen den schnellen Wechsel zu beliebigen optischen Modulen oder Runs.

den als Anleitung zur Detektorüberwachung dient. Die Anzahl der automatisch überwachten Größen wurde ebenso wie die Anzahl der in der Datenbank vorgehaltenen Histogramme zu relevanten Detektordaten erhöht. Im Jahr 2003 wurde die Datenqualitätsüberwachung um die Verarbeitung von Daten des neueren TWR-Datennahmesystems erweitert. Die Datenqualitätsüberwachung läuft stabil und praktisch wartungsfrei.



# I. Selektionstabellen

Analyseschritte der Vorselektion aus Zeuthen				
	Analyseschritt		Anfangsspur- hypothese aus [ ]	siehe Abschnitt
1	DatS	Säuberung der Datensätze von auszuschließenden Messperioden	–	4.5.1
2	TrefB OM	Trefferbereinigung von Treffern disqualifizierter optischer Module	–	4.5.3
3	Kalib	Amplituden- und Zeitkorrekturen	–	4.4
4	TrefB C	Trefferbereinigungen geo- metrisch isolierter Treffer	–	4.5.4 C
5	TrefB E	verschiedene Trefferbereinigungen	–	4.5.4 E
6	TrefB F	Nachträgliche Überprüfung der Trigger-Bedingungen	–	4.5.4 F
7	Reko DW	Direct-Walk DW	–	4.2.2.1
8	Schnitt 1	Zenitwinkel $\Theta_{DW} \leq 70^\circ$	–	–
9	Reko JAMS	JAMS	–	4.2.2.2
10	Schnitt 2	Zenitwinkel $\Theta_{JAMS} \leq 80^\circ$	–	–
11	TrefB B	Trefferbereinigung von Treffern aus Übersprechen	–	4.5.4 B
12	TrefB F	Nachträgliche Überprüfung der Trigger-Bedingungen	–	4.5.4 F
13	Reko L(32, zPan)	LH zusammeges. Pandelf. L(32, zPan)	Reko JAMS [9]	4.2.2.4
14	Schnitt 3	Zenitwinkel $\Theta_{L(32,zPan)} \leq 80^\circ$	–	–
15	Reko L(64, Bay)	LH Bayesisch L(64, Bay)	Reko L(32, zPan) [13]	4.2.2.5

DatS = Rohdatensäuberung

Kalib = Kalibration

Reko = Rekonstruktionsverfahren

SpurT = Spurtest

TrefB = Trefferbereinigung

**Tabelle I.1.:** Die Tabelle zeigt die einzelnen Analyseschritte, die zur Erstellung der Vorselektion durchgeführt wurden.

<b>Analyseschritte der Ereignisselektion aus Mainz</b>				
	Analyseschritt		Anfangsspur- hypothese aus [ ]	siehe Abschnitt
16	Schnitt 4	Zenitwinkel $\Theta_{L(32,zPan)} \leq 90^\circ$	–	–
17	Reko L(10, Tr)	LH Trefferwahrscheinlichkeit L(10, Tr)	Reko L(32, zPan) [13]	4.2.2.6
18	SpurT	Spurtest auf Spurambiguitäten	–	4.3.3
19	TrefB D	Trefferbereinigung mit der Methode der Zeitresiduen	–	4.5.4 D
20	Reko L(0, Tr)	LH Trefferwahrscheinlichkeit L(0, Tr)	Reko L(10, Tr) [17]	4.2.2.6
21	Var $S$	Spurwinkelauflösung $S_{L(0,Tr)}$	Reko L(0, Tr) [20]	4.3.1
22	Var $\Theta$	Zenitwinkel $\Theta_{L(0,Tr)}$	Reko L(0, Tr) [20]	–
23	Var $ES$	Ebenmäßigkeit $ES_{L(0,Tr)}$	Reko L(0, Tr) [20]	4.3.5
24	Reko L(1, fPan)	LH gefaltete Pandelf. L(1, fPan)	Reko L(32, zPan) [13]	4.2.2.4
25	SpurT	Spurtest auf Spurambiguitäten	–	4.3.3
26	TrefB D	Trefferbereinigung mit der Methode der Zeitresiduen	–	4.5.4 D
27	Reko L(0, fPan)	LH gefaltete Pandelf. L(0, fPan)	Reko L(1, fPan) [24]	4.2.2.4
28	Reko L(0, Bay)	LH Bayesisch L(0, Bay)	Reko L(64, Bay) [15]	4.2.2.5
29	Var $L_{diff}$	Likelihood-Differenz $L_{diff} = L(0, Bay) - L(0, fPan)$	Reko L(0, Bay) [28] L(0, fPan) [27]	4.3.4
30	Var $\Psi$	Raumwinkel-Differenz $\Psi = \sphericalangle(\vec{r}_{L(0,Tr)}, \vec{r}_{L(0,fPan)})$	Reko L(0, Tr) [20] L(0, fPan) [27]	4.3.2
31	TrefB A	Trefferbereinigung von Treffern aus meteorologischen Einflüssen	–	4.5.4 A
<b>Basisschnitte</b>				
32	Schnitt 5a	Zenitwinkel $\Theta_{L(0,Tr)} \leq 110^\circ$	–	4.6.5
33	Schnitt 5b	Ebenmäßigkeit $ES_{L(0,Tr)} < -0,4$	–	4.6.5
34	Schnitt 5c	Likelihood-Differenz $L_{diff} < 25$	–	4.6.5
35	Schnitt 5d	Spurwinkelauflösung $S_{L(0,Tr)} \geq 4,5^\circ$	–	4.6.5
36	Schnitt 5e	Raumwinkel-Differenz $\Psi \geq 15^\circ$	–	4.6.5

Reko = Rekonstruktionsverfahren

SpurT = Spurtest

TrefB = Trefferbereinigung

Var = Variablenbestimmung

**Tabelle I.2.:** Die Tabelle zeigt die einzelnen Analyseschritte, die zur Erstellung der Ereignisselektion in Mainz durchgeführt wurden. Die Schnitte, die nach den Basisschnitten zur Erstellung der finalen Ereignisselektion angewendet wurden, sind in Abschnitt 4.6.7 beschrieben.

## J. $\xi^2$ -Erwartungswerte und Ausschlussgrenzen

Erwartungswerte und Ausschlussgrenzen für verschiedene $N_{\text{Bins}}$				
$N_{\text{Bins}}$	$\langle \xi^2 \rangle$	$(\xi^2)^{90\%}$	$(\xi^2)^{95\%}$	$(\xi^2)^{99\%}$
2	$2,24 \pm 0,01$	$5,80^{+0,12}_{-0,11}$	$8,39^{+0,24}_{-0,24}$	$15,23^{+2,29}_{-1,45}$
5	$3,95 \pm 0,01$	$8,46^{+0,12}_{-0,13}$	$11,28^{+0,30}_{-0,22}$	$21,83^{+2,95}_{-2,05}$
7	$5,02 \pm 0,01$	$10,11^{+0,15}_{-0,14}$	$13,56^{+0,40}_{-0,42}$	$25,01^{+3,57}_{-2,21}$
10	$6,62 \pm 0,02$	$12,60^{+0,20}_{-0,18}$	$17,27^{+0,43}_{-0,48}$	$30,25^{+3,56}_{-2,39}$
14	$8,74 \pm 0,02$	$16,65^{+0,24}_{-0,22}$	$22,05^{+0,49}_{-0,52}$	$36,52^{+3,36}_{-2,70}$

**Tabelle J.1.:** Die Tabelle enthält die Erwartungswerte und Ausschlussgrenzen für verschiedene Anzahlen von Zenitwinkel-Bins  $N_{\text{Bins}}$ .

Erwartungswerte und Ausschlussgrenzen für verschiedene $N_{\Theta}$				
$N_{\Theta}$	$\langle \xi^2 \rangle$	$(\xi^2)^{90\%}$	$(\xi^2)^{95\%}$	$(\xi^2)^{99\%}$
$130^\circ$	$2,29 \pm 0,01$	$5,97^{+0,12}_{-0,11}$	$8,63^{+0,22}_{-0,26}$	$15,82^{+2,29}_{-1,54}$
$135^\circ$	$2,29 \pm 0,01$	$5,96^{+0,12}_{-0,12}$	$8,62^{+0,23}_{-0,26}$	$15,69^{+2,31}_{-1,47}$
$140^\circ$	$2,25 \pm 0,01$	$5,88^{+0,11}_{-0,12}$	$8,55^{+0,22}_{-0,27}$	$15,39^{+2,32}_{-1,43}$
$145^\circ$	$2,24 \pm 0,01$	$5,80^{+0,12}_{-0,11}$	$8,39^{+0,24}_{-0,24}$	$15,23^{+2,29}_{-1,45}$
$150^\circ$	$2,20 \pm 0,01$	$5,67^{+0,11}_{-0,12}$	$8,17^{+0,23}_{-0,24}$	$14,85^{+2,29}_{-1,34}$
$155^\circ$	$2,12 \pm 0,01$	$5,46^{+0,11}_{-0,12}$	$7,86^{+0,21}_{-0,23}$	$14,14^{+2,15}_{-1,39}$
$160^\circ$	$2,045 \pm 0,01$	$5,22^{+0,09}_{-0,12}$	$7,47^{+0,20}_{-0,21}$	$13,87^{+2,23}_{-1,22}$

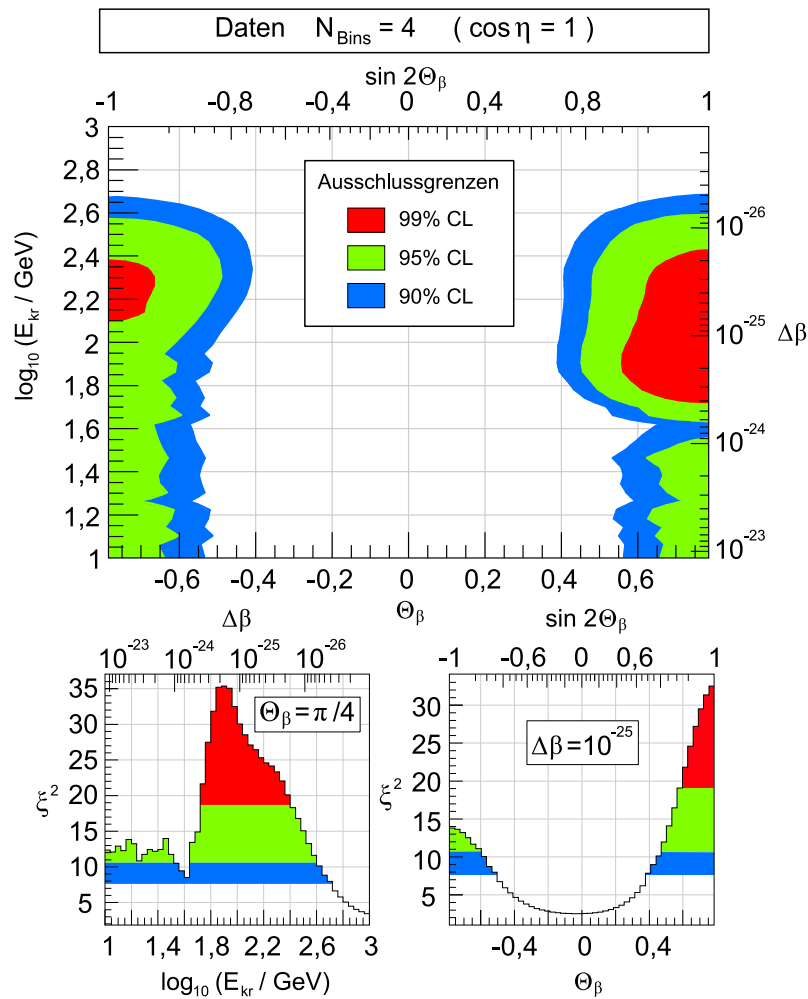
**Tabelle J.2.:** Die Tabelle enthält die Erwartungswerte und Ausschlussgrenzen für verschiedene asymmetrische Zenitwinkel-Bin-Aufteilungen  $N_{\Theta}$ .

Erwartungswerte und Ausschlussgrenzen für verschiedene $N_{\text{ch}}^{\text{T}}$				
$N_{\text{ch}}^{\text{T}}$	$\langle \xi^2 \rangle$	$(\xi^2)^{90\%}$	$(\xi^2)^{95\%}$	$(\xi^2)^{99\%}$
25	$3,15 \pm 0,01$	$7,20_{-0,10}^{+0,10}$	$9,88_{-0,24}^{+0,27}$	$16,92_{-1,49}^{+2,01}$
28	$3,15 \pm 0,01$	$7,23_{-0,10}^{+0,11}$	$10,02_{-0,24}^{+0,23}$	$17,13_{-1,46}^{+2,06}$
31	$3,18 \pm 0,01$	$7,31_{-0,11}^{+0,11}$	$10,16_{-0,24}^{+0,29}$	$17,49_{-1,39}^{+2,19}$
34	$3,21 \pm 0,01$	$7,38_{-0,11}^{+0,10}$	$10,27_{-0,27}^{+0,29}$	$17,70_{-1,45}^{+2,18}$
37	$3,24 \pm 0,01$	$7,53_{-0,11}^{+0,13}$	$10,61_{-0,25}^{+0,33}$	$19,90_{-2,01}^{+3,33}$
40	$3,26 \pm 0,01$	$7,48_{-0,12}^{+0,12}$	$10,43_{-0,25}^{+0,30}$	$18,17_{-1,60}^{+2,08}$
43	$3,28 \pm 0,01$	$7,51_{-0,11}^{+0,12}$	$10,50_{-0,27}^{+0,28}$	$18,26_{-1,55}^{+2,16}$
46	$3,31 \pm 0,01$	$7,55_{-0,12}^{+0,13}$	$10,53_{-0,26}^{+0,30}$	$18,43_{-1,60}^{+2,17}$
49	$3,34 \pm 0,01$	$7,60_{-0,12}^{+0,13}$	$10,57_{-0,27}^{+0,28}$	$18,56_{-1,62}^{+2,09}$
52	$3,37 \pm 0,01$	$7,65_{-0,13}^{+0,13}$	$10,61_{-0,26}^{+0,23}$	$18,71_{-1,60}^{+2,17}$
55	$3,39 \pm 0,01$	$7,68_{-0,12}^{+0,13}$	$10,64_{-0,24}^{+0,19}$	$18,80_{-1,56}^{+2,19}$
58	$3,41 \pm 0,01$	$7,72_{-0,13}^{+0,12}$	$10,65_{-0,23}^{+0,16}$	$18,87_{-1,50}^{+2,32}$
61	$3,44 \pm 0,01$	$7,75_{-0,12}^{+0,13}$	$10,63_{-0,19}^{+0,17}$	$18,99_{-1,59}^{+2,26}$
64	$3,46 \pm 0,01$	$7,79_{-0,13}^{+0,12}$	$10,64_{-0,19}^{+0,15}$	$19,18_{-1,66}^{+2,26}$
67	$3,47 \pm 0,01$	$7,82_{-0,13}^{+0,11}$	$10,64_{-0,17}^{+0,16}$	$19,25_{-1,62}^{+2,27}$
70	$3,48 \pm 0,01$	$7,83_{-0,11}^{+0,12}$	$10,65_{-0,17}^{+0,16}$	$19,37_{-1,66}^{+2,24}$

**Tabelle J.3.:** Die Tabelle enthält die Erwartungswerte und Ausschlussgrenzen für verschiedene Aufteilungen  $N_{\text{ch}}^{\text{T}}$  der  $N_{\text{ch}}$ -Verteilung.

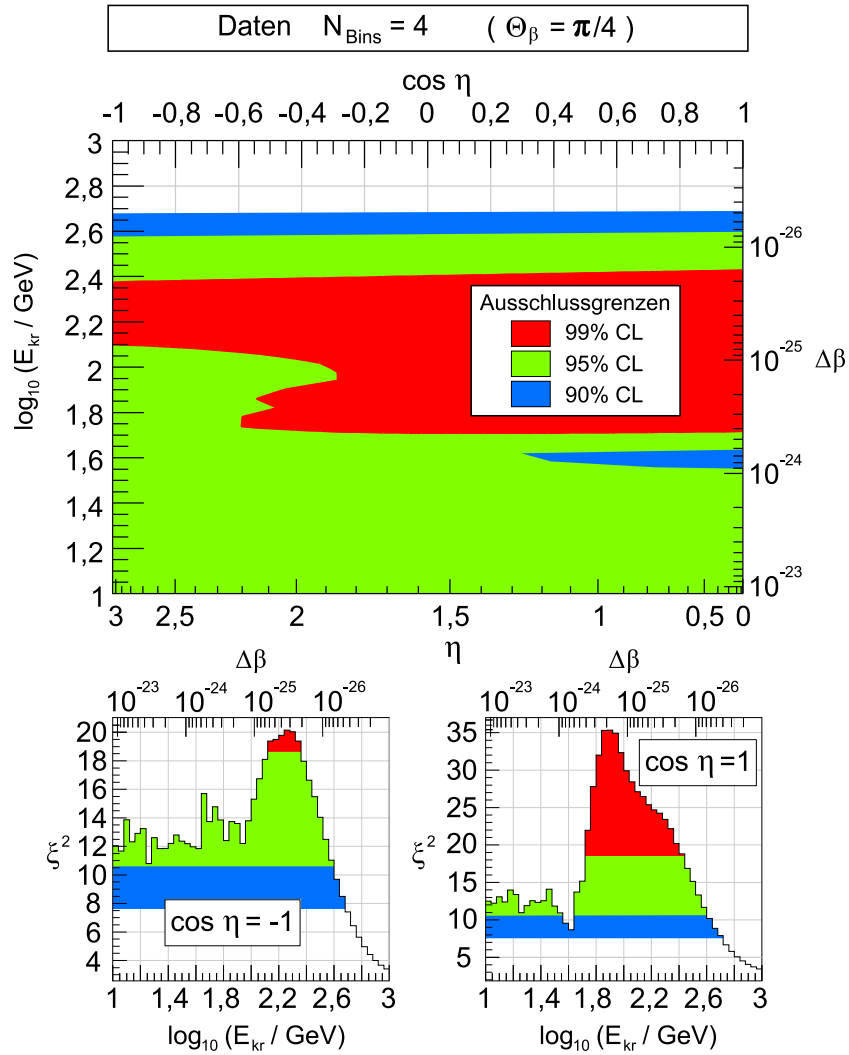


## K. Ausschlussregionen in Abhängigkeit der Phase $\eta$



**Abbildung K.1.:**

Die Abbildung oben zeigt die Ausschlussregionen aus einer 4-Bin-Oszillationsanalyse für  $\cos \eta = 1$ . Im Vergleich zur Ausschlussregion mit einem verschwindenden Phasenterm  $\cos \eta = 0$  ergibt sich hier bezüglich des Mischungswinkels eine asymmetrische Verteilung der Ausschlussregionen. Für eine Phase  $\cos \eta = -1$  ergibt sich nur insofern ein Unterschied, als dass die Verteilung an der  $\Delta\beta$ -Achse bei  $\Theta_\beta = 0$  gespiegelt ist. Die beiden unteren Abbildungen zeigen Schnitte der obigen  $\chi^2$ -Verteilung entlang der  $\Theta_\beta$ -Achse für  $\Delta\beta = 10^{-25}$  und entlang der  $\Delta\beta$ -Achse bei  $\Theta_\beta = \pi/4$ .



**Abbildung K.2.:**

Abgebildet sind die Ausschlussregionen in Abhängigkeit von  $\cos \eta$  für einen festen Mischungswinkel  $\Theta_\beta = \pi/4$ . Die Phase  $\eta$  besitzt kaum Einfluss auf die erzielbare untere Grenze  $\Delta\beta^{90\%}$  für relativitätstheorie-verletzende Effekte. Die beiden unteren Abbildungen zeigen Querschnitte aus obiger Verteilung, wobei die Rechte für ein festes  $\Delta\beta$  und die Linke für ein festes  $\Theta_\beta$  erstellt wurde.

# Literaturverzeichnis

- [A<sup>+</sup>01] F. Aharonian et al. Evidence for TeV gamma ray emission from Cassiopeia A. *Astronomy and Astrophysics*, 370:112, 2001. arXiv:astro-ph/0102391.
- [A<sup>+</sup>02] A. Aguilar et al. Evidence for Neutrino Oscillations from the Observation of Electron Anti-neutrinos in a Muon Anti-Neutrino Beam. *Physical Review D*, 64:112007, 2002. arXiv:hep-ex/0104049.
- [A<sup>+</sup>03a] K. Abe et al. Measurement of Proton, Helium and Muon Spectra at Small Atmospheric Depths with the BESS Spectrometer. *Physics Letters B*, 564:8–20, 2003. arXiv:astro-ph/0304102.
- [A<sup>+</sup>03b] J. Ahrens et al. Limits on diffuse fluxes of high energy extraterrestrial neutrinos with the AMANDA-B10 detector. *Physical Review Letters*, 90:251101, 2003. arXiv:astro-ph/0303218.
- [A<sup>+</sup>03c] M. Apollonio et al. Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station. *European Physical Journal C*, 27:331–374, 2003. arXiv:hep-ph/0301017.
- [A<sup>+</sup>04a] S. Ahmad et al. Measurement of the Total Active  $^8B$  Solar Neutrino Flux at the Sudbury Neutrino Observatory with Enhanced Neutral Current Sensitivity. *Physical Review Letters*, 92:181301, 2004. arXiv:nucl-ex/0309004.
- [A<sup>+</sup>04b] J. Ahrens et al. Muon Track Reconstruction and Data Selection Techniques in AMANDA. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A524:169–194, 2004. arXiv:astro-ph/0407044.
- [A<sup>+</sup>05] Y. Ashie et al. A Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillation Parameters by Super-Kamiokande. *Physical Review D*, 71:112005, 2005. arXiv:astro-ph/0501064.
- [A<sup>+</sup>06] M. Ackerman et al. The ICECUBE prototype string in AMANDA. *Journal Geophysical Research*, 111:D13203, 2006. arXiv:astro-ph/0601397.
- [Ack06] Marcus Ackermann. *Searches for signals from cosmic point-like sources of high energy neutrinos in 5 years of AMANDA-II data*. PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, Germany, 2006.
- [AGLS95] V. Agrawal, T. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev. Atmospheric neutrino flux above 1 GeV. *Physical Review D*, 53:1314–1323, 1995. arXiv:hep-ph/9509423.
- [AGLS96] V. Agrawal, T. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev. Atmospheric neutrino flux above 1 GeV. *Physical Review D*, 53:1314–1323, 1996. arXiv:hep-ph/9509423.

- [Ahr01] Jens Ahrens. Ein web-basiertes Überwachungssystem für das AMANDA-Neutrinoobservatorium. Diploma thesis, Universität Mainz, Mainz, Germany, 2001.
- [AK02] AMANDA-Kollaboration. SIEGLINDE, 2002. <http://www-zeuthen.desy.de/nuastro/sieglinde/sieglinde.html>.
- [AN37] D. Anderson and S. Neddermeyer. Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. *Physical Review*, 51:884, 1937.
- [And32] D. Anderson. The Positive Electron. *Physical Review*, 43:491–494, 1932.
- [ARMA00] G. Adunas, E. Rodriguez-Milla, and D. Ahluwalia. Probing Quantum Aspects of Gravity. *Physics Letters B*, 485:215–223, 2000. arXiv:gr-qc/0006021.
- [B<sup>+</sup>05a] G. Battistoni et al. Search for a Lorentz invariance violation contribution in atmospheric neutrino oscillations using MACRO data. *Physics Letters*, B615:14–18, 2005. arXiv:hep-ex/0503015.
- [B<sup>+</sup>05b] N. E. Bramall et al. A deep high-resolution optical log of dust, ash, and stratigraphy in South Pole glacial ice. *Geophysical Research Letters*, 32:L21815, 2005.
- [BD75] D. G. Boulware and S. Deser. Classical general relativity derived from quantum gravity. *Annals of Physics*, 89:193, 1975.
- [Bec00] Thomas Becka. Entwicklung einer Echtzeit-Datenfilterung für das Neutrinoobservatorium AMANDA. Diploma thesis, Universität Mainz, Mainz, Germany, 2000.
- [Bec05] Thomas Becka. *Nachweis atmosphärischer Myonenneutrinos und Suche nach extraterrestrischen Neutrinoquellen in den AMANDA-Daten des Jahres 2002*. PhD thesis, Universität Mainz, Mainz, Germany, 2005.
- [Ber03] E. G. Berezhko. Gamma-ray emission from Cassiopeia A produced by accelerated cosmic rays. *Astronomy and Astrophysics*, 400:971, 2003. arXiv:astro-ph/0301205.
- [BFMS03a] G. Battistoni, A. Ferrari, T. Montaruli, and P.R. Sala. High energy extension of the FLUKA atmospheric neutrino flux. 2003. *Contributed to the 28th International Cosmic Ray Conference 2003*. arXiv:hep-ph/0305208.
- [BFMS03b] G. Battistoni, A. Ferrari, T. Montaruli, and P.R. Sala. The FLUKA atmospheric neutrino flux calculation. *Astroparticle Physics*, 19:269, 2003. arXiv:hep-ph/0207035.
- [BGL<sup>+</sup>04] G. Barr, T. Gaisser, P. Lipari, S. Robbins, and T. Stanev. A three-dimensional calculation of atmospheric neutrinos. *Physical Review D*, 70:023006, 2004. arXiv:astro-ph/0403630.
- [Bie95] P. L. Biermann. The Origin of Cosmic Rays. *Space Science Reviews*, 74:385, 1995. arXiv:astro-ph/9501003.
- [Bir00] A. Biron. Reconstruction Uncertainties due to Time Calibration Errors. AMANDA Internal report AIR/20001101, AMANDA Collaboration, 2000.

- [Bir02] Alexander Biron. *Search for Atmospheric Muon-Neutrinos and Extraterrestrial Neutrino Point Sources in the 1997 AMANDA-B10 Data*. PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, Germany, 2002.
- [BMT03] P.L. Biermann and G. Medina-Tanco. Ultra high energy cosmic ray sources and experimental results. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 122:86–97, 2003. arXiv:astro-ph/0301299.
- [Bös02] Sebastian Böser. Separation of atmospheric Neutrinos with the AMANDA-II detector. Diploma thesis, Technische Universität München, München, Germany, 2002.
- [BP72] Braginsky and Panov. The equivalence of inertial and passive gravitational mass. *Sov. Phys. JEPT*, 34:463, 1972.
- [BPG03] J. N. Bahcall and C. Pena-Garay. A road map to solar neutrino fluxes, neutrino oscillation parameters, and tests for new physics. *Journal of High Energy Physics*, 0311:004, 2003. arXiv:hep-ph/0305159.
- [BS99] P. Bhattacharjee and G. Sigl. Origin and Propagation of Extremely High Energy Cosmic Rays. *ASPCS*, 183:70–77, 1999. arXiv:astro-ph/9811011.
- [CG97] S. Coleman and S.L. Glashow. Cosmic Ray and Neutrino Tests of Special Relativity. *Physics Letters B*, 405:249–252, 1997. arXiv:hep-ph/9703240.
- [CG99] S. Coleman and S.L. Glashow. High-Energy Tests of Lorentz Invariance. *Physical Review D*, 59:116008, 1999. arXiv:hep-ph/9812418.
- [Cha05] J. Charles. CP Violation and the CKM Matrix: Assessing the Impact of the Asymmetric B Factories. *European Physical Journal C*, 41:1–131, 2005. arXiv:hep-ph/0406184.
- [CHC02] C.G.S. Costa, F. Halzen, and C. Salles. The prompt TeV-PeV atmospheric neutrino window. *Physical Review D*, 66:113002, 2002. arXiv:hep-ph/0104039.
- [Chi02] D. Chirkin. dCORSIKA Update. AMANDA Internal report AIR/20020802, AMANDA Collaboration, 2002.
- [CR01] D. Chirkin and W. Rhode. Muon Monte Carlo: A new high-precision tool for tracking of muons in medium. *Proc. 27th ICRC*, 3:1017-1020. Hamburg, Germany, August 2001. HE.220.
- [CS01] C.G.S. Costa and C. Salles. Prompt atmospheric neutrinos: Phenomenology and implications. 2001. Talk given at PHENO 2001. arXiv:hep-ph/0105271.
- [Des04] Shantanu Desai. *High Energy Neutrino Astrophysics with Super-Kamiokande*. PhD thesis, Boston University, Boston, USA, 2004.
- [Dre05] Jens Dreyer. Überwachung der Datenqualität beim AMANDA-II Detektor und Hardwareentwicklung für den IceCube-Detektor. Diploma thesis, Universität Dortmund, Dortmund, Germany, 2005.

- [F<sup>+</sup>98] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Physical Review Letters*, 81:1562–1567, 1998. arXiv:hep-ph/.
- [F<sup>+</sup>00] Y. Fukuda et al. Tau Neutrinos Favored over Sterile Neutrinos in Atmospheric Muon Neutrino Oscillations. *Physical Review Letters*, 85:3999–4003, 2000. arXiv:hep-ex/0009001.
- [Fer49] E. Fermi. On the Origin of Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75:1169, 1949.
- [Fer54] E. Fermi. Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation. *Astroparticle Physics*, 119:1, 1954.
- [Fes00] Thomas Feser. Triggerstudien am AMANDA Detektor. Diploma thesis, Universität Mainz, Mainz, Germany, 2000.
- [Fes04] Thomas Feser. *Echtzeitsuche nach Neutrinoausbrüchen von Supernovae mit dem AMANDA-II Detektor*. PhD thesis, Universität Mainz, Mainz, Germany, 2004.
- [FK00] T. Feser and L. Köpke. Study of Multiplicity and String trigger. AMANDA Internal report AIR/20000903, Universität Mainz, Mainz, Germany, 2000.
- [FLMS99] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone, and G. Scioscia. Testing violations of special and general relativity through the energy dependence of  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$  oscillations in the Super-Kamiokande atmospheric neutrino experiment. *Physical Review D*, 60:053006, 1999. arXiv:hep-ph/9904248.
- [FV82] P. H. Frampton and P. Vogel. Massive neutrinos. *Physics Reports*, 82:339, 1982.
- [G<sup>+</sup>98] R. Gandhi et al. Neutrino interactions at ultrahigh energies. *Physical Review D*, 58:093009, 1998. arXiv:hep-ph/9807264.
- [Gai90] T. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, 1990.
- [Gai05] T. Gaisser. Atmospheric neutrino fluxes. *Physica Scripta*, T121:51–56, 2005. arXiv:astro-ph/0502380.
- [Gas88] M. Gasperini. Testing the principle of equivalence with neutrino oscillations. *Physical Review D*, 38:2635, 1988.
- [Gas89] M. Gasperini. Experimental constraints on a minimal and nonminimal violation of the equivalence principle in the oscillations of massive neutrinos. *Physical Review D*, 39:3606, 1989.
- [GH02] T. Gaisser and M. Honda. Flux of atmospheric neutrinos. *Annual Reviews of Nuclear and Particle Science*, 52:153–199, 2002. hep-ph/0203272.
- [GHK<sup>+</sup>97] S. Glashow, A. Halprin, P. Krastev, C. Leung, and J. Pantaleone. Comments on Neutrino Tests of Special Relativity. *Physical Review D*, 56:02433–2434, 1997. arXiv:hep-ph/9703454.
- [GM04] G. Giacomelli and A. Margiotta. New MACRO results on atmospheric neutrino oscillations. *Physics of Atomic Nuclei*, 67:1139, 2004. arXiv:hep-ex/0407023.

- [GPS98] T. Gaisser, R. Protheroe, and T. Stanev. Gamma-Ray Production in Supernova Remnants. *Astrophysical Journal*, 492:219–227, 1998. arXiv: astro-ph/9609044.
- [Gre66] K. Greisen. End to the cosmic ray spectrum? *Physical Review Letters*, 16:748–750, 1966.
- [GS05] T. Gaisser and T. Stanev. High-energy cosmic rays. 2005. *To be published in Nuclear Physics A*. arXiv:astro-ph/0510321.
- [H<sup>+</sup>02] G. Hill et al. Ice property investigations with muons and implications for AMANDA analyses. Talk at Collaboration Meeting in Berkeley, 2002.
- [H<sup>+</sup>06] J. Hosaka et al. Three flavor neutrino oscillation analysis of atmospheric neutrinos in Super-Kamiokande. *Physical Review D*, 74:013010, 2006. arXiv: astro-ph/0604011.
- [Hal06] F. Halzen. Astroparticle Physics with High Energy Neutrinos: from AMANDA to IceCube. 2006. *Review article submitted to EPJC*. arXiv:astro-ph/0602132.
- [Hau03] Tonio Hauschildt. *Search for Extraterrestrial Neutrino Point Sources in the 2000 AMANDA Data*. PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, Germany, 2003.
- [Hel00] Marc Hellwig. Aufbau eines Supernovanachweissystems am AMANDA Detektor. Diploma thesis, Universität Mainz, Mainz, Germany, 2000.
- [Hil96] Gary C. Hill. *Experimental and Theoretical Aspects of High Energy Neutrino Astrophysics*. PhD thesis, University of Adelaide, Adelaide, Australia, 1996.
- [Hil97] G. Hill. Detecting neutrinos from AGN: New fluxes and cross sections. *Astroparticle Physics*, 6:215–227, 1997. arXiv:astro-ph/9607140.
- [HK99] A. Halprin and H. Kim. Mapping Lorentz Invariance Violations into Equivalence Principle Violations. *Physics Letters B*, 469:78–80, 1999. arXiv:hep-ph/9905301.
- [HKC<sup>+</sup>98] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw. CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. Wissenschaftlicher Bericht FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, Germany, 1998.
- [HKKM04] M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara, and S. Midorikawa. A New calculation of the atmospheric neutrino flux in a 3-dimensional scheme. *Physical Review D*, 70:043008, 2004. arXiv:astro-ph/0404457.
- [HL91] A. Halprin and C.N. Leung. Can the Sun shed light on neutrino gravitational interactions? *Physical Review Letters*, 67:1833, 1991.
- [HLP96] A. Halprin, C.N. Leung, and J. Pantaleone. A possible violation of the equivalence principle by neutrinos. *Physical Review D*, 53:5365, 1996. arXiv:hep-ph/9512220.
- [Hod06] J. Hodges. A limit on the diffuse flux of muon neutrinos using data from 2000-2003. Talk at AMANDA collaboration meeting and private communication, 2006.

- [Hoe05] J.R. Hoerandel. Overview on direct and indirect measurements of cosmic rays. *International Journal of Modern Physics A*, 20:6753, 2005. arXiv: astro-ph/0501251.
- [HRR03] A. Haungs, H. Rebel, and M. Roth. Energy spectrum and mass composition of high-energy cosmic rays. *Reports of Progress in Physics*, 66:1145–1206, 2003.
- [Hun99] Stephan Hundertmark. AMASIM Neutrino Detector Simulation Program. In Spiering [Spi99], pages 276–286.
- [Kar99] A. Karle. Monte Carlo simulation of photon transport and detection in deep ice: muons and cascades. In Spiering [Spi99], pages 174–185.
- [KBB<sup>+</sup>05] Ch. Kraus, B. Bornschein, L. Bornschein, J. Bonn, B. Flatt, A. Kovalik, B. Ostrick, E. W. Otten, J. P. Schall, Th. Thummmler, and Ch. Weinheimer. Final Results from phase II of the Mainz Neutrino Mass Search in Tritium  $\beta$  Decay. *European Physical Journal C*, 40:447, 2005. arXiv:hep-ex/0412056.
- [Ken90] I.R. Kenyon. A Recalculation of the Gravitational Mass Difference between the  $K^0$  and  $\bar{K}^0$  Mesons. *Physics Letters B*, 237:274, 1990.
- [Kow03] Marek Kowalski. *Search for Cascades from extraterrestrial Neutrinos with the AMANDA-II Detector*. PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, Germany, 2003.
- [Kow05] Thomas Kowarig. *Suche nach Supernovae und magnetischen Monopolen mit dem AMANDA-II Detektor*. Diploma thesis, Universität Mainz, Mainz, Germany, 2005.
- [KP93] C. W. Kim and A. Pevsner. *Neutrinos in Physics and Astrophysics*. Harwood Academic Publishers, Chur, Schweiz, 1993.
- [Lan05] R. L. Lang. *Search for Point Sources of High-Energy Neutrinos with the AMANDA Detector*. Diploma theses, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, Germany, 2005.
- [Lip93] P. Lipari. Lepton spectra in the earth’s atmosphere. *Astroparticle Physics*, 1:195–227, 1993.
- [Lip01] P. Lipari. Systematic uncertainties in the prediction of the atmospheric  $\nu$  fluxes. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 100:136–138, 2001.
- [LM00] J. G. Learned and K. Mannheim. High-Energy Neutrino Astrophysics. *Annual Reviews of Nuclear and Particle Science*, 50:679–749, 2000.
- [LMOP47] C. Lattes, H. Muirhead, G. Occhialini, and C. Powell. Report of the discovery of the pion. *Nature*, 159:694, 1947.
- [LS91] P. Lipari and T. Stanev. Propagation of multi-TeV muons. *Physical Review D*, 44:3543, 1991.
- [Maj37] E. Majorana. Teoria simmetrica dell’elettrone e del positrone. *Il Nuovo Cimento*, 14:171, 1937.



- 
- [MGGM05] F. Halzen M.C. Gozales-Garcia and M. Maltoni. Physics Reach of High-Energy and High-Statistics IceCube Atmospheric Neutrino Data. *Physical Review D*, 71:093010, 2005. arXiv:astro-ph/0502223.
- [Mio01] Predrag Miočinović. *Muon energy reconstruction in the Antarctic Muon and Neutrino Detector Array (AMANDA)*. PhD thesis, University of California at Berkeley, Berkeley, California, USA, 2001.
- [MPR01] K. Mannheim, R. Protheroe, and J. Rachen. Cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production. *Physical Review D*, 63:023003, 2001. arXiv:astro-ph/9812398.
- [MSR95] A. D. Martin, W. J. Stirling, and R. G. Roberts. Pinning down the glue in the proton. *Physics Letters B*, 354:155–162, 1995. arXiv:hep-ph/9502336.
- [Neu04] Till Neunhöffer. *Die Entwicklung eines neuen Verfahrens zur Suche nach kosmischen Neutrino-Punktquellen mit dem AMANDA-Neutrino-Teleskop*. PhD thesis, Universität Mainz, Mainz, Germany, 2004.
- [Nit03] Kazunori Nitta. *Neutrino Oscillation Analysis of Upward Through-going and Stopping Muons in Super-Kamiokande*. PhD thesis, Osaka University, Osaka, Japan, 2003.
- [P<sup>+</sup>02] J. Pumplin et al. New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis. *JHEP07*, 012, 2002. arXiv:hep-ph/0201195.
- [Pan96] Dirk Pandel. Bestimmung von Wasser- und Detektorparametern und Rekonstruktion von Myonen bis 100 TeV mit dem Baikal-Neutrino-Teleskop NT-72. Diploma thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, Germany, February 1996.
- [Pho98] Hamamatsu Photonics. Photomultiplier Tube - R5912-02. Datasheet, 1998.
- [PM04] P. Pal and R. Mohapatra. *Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics 3rd Edition*. World Scientific Publishing, Singapore, 2004.
- [Poh04] Arvid Pohl. *A Statistical Tool for Finding Non-Particle Events from the AMANDA Neutrino Telescope*. PhD thesis, Uppsala Universitet, Uppsala, Sweden, 2004.
- [PR99] L. Pasquali and L. Reno. Lepton fluxes from atmospheric charm. *Physical Review D*, 59:034020, 1999. arXiv:hep-ph/9806428.
- [PTVF97] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. V. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical Recipes in C – The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2nd edition, 1997.
- [PW01] P. Buford Price and K. Woschnagg. Role of Group and Phase Velocity in High-Energy Neutrino Observatories. *Astroparticle Physics*, 15:97–100, 2001. arXiv:hep-ex/0008001.
- [RB47] G. D. Rochester and C. C. Butler. Discovery of the kaon. *Nature*, 160:855–857, 1947.

- [RB93] J. Rachen and P. Biermann. Extragalactic ultra high energy cosmic rays, I. Contribution from hot spots in FR-II galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, 272:161, 1993. arXiv:astro-ph/9301010.
- [RC99] W. Rhode and C. Cârloganu. “Proceedings of Workshop on the Simulation and Analysis Methods for Large Neutrino Telescopes”. In Spiering [Spi99], pages 247–261.
- [Rib04] M. Ribordy. AMANDA: Status and latest Results. 2004. 39th Rencontres de Moriond, Electroweak Interactions and Unified Theories, arXiv:astro-ph/0405035.
- [Sch06] T. Schwetz. Global fits to neutrino oscillation data. *Physica Scripta*, T127:1–5, 2006. arXiv:hep-ph/0606060.
- [Sig01] G. Sigl. Ultra-High Energy Cosmic Rays: A Probe of Physics and Astrophysics at Extreme Energies. *Science*, 291(5501):73–79, 2001. arXiv:astro-ph/0104291.
- [Spi99] Christian Spiering, editor. “*Proceedings of Workshop on the Simulation and Analysis Methods for Large Neutrino Telescopes*”, DESY-Proc-1999-01, DESY Zeuthen, Germany, July 1999.
- [SS96] F. Stecker and M. Salamon. High Energy Neutrinos from Quasars. *Space Science Reviews*, 75:341–355, 1996. arXiv:astro-ph/9501064.
- [Ste02] P. Steffen. JAMS. Technical report, AMANDA Collaboration, 2002.
- [Tab02] Ignacio Taboada. *Search for High Energy Neutrino Induced Cascades with the AMANDA-B10 Detector*. PhD thesis, University of Pennsylvania, Philadelphia, USA, 2002.
- [TGG96] M. Thunman, G. Ingelman, and P. Gondolo. Charm Production and High Energy Atmospheric Muon and Neutrino Fluxes. *Astroparticle Physics*, 5:309, 1996. arXiv:astro-ph/9505417.
- [Wag04] Wolfgang Wagner. *Design and Realisation of a new AMANDA Data Acquisition System with Transient Waveform Recorders*. PhD thesis, Universität Wuppertal, Wuppertal, Germany, 2004.
- [WDA04] S. Wick, C. Dermer, and A. Atoyan. High-Energy Cosmic Rays from Gamma-Ray-Bursts. *Astroparticle Physics*, 21:125, 2004. arXiv:astro-ph/0310667.
- [Wie95] Christopher Wiebusch. *The detection of Faint Light in Deep Underwater Neutrino Telescopes*. PhD thesis, Rheinisch Westfälische Technische Hochschule Aachen, Aachen, Germany, 1995.
- [Wil93] C. M. Will. *Theory and Experiment in Gravitational Physics*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, 1993.
- [Y+06] W. M. Yao et al. Review of particle physics. *Journal of Physics*, G 33:1, 2006.
- [ZK66] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *JETP Letters*, 4:78–80, 1966.