



FACHBEREICH PHYSIK
UNIVERSITÄT DORTMUND

**Messung des
atmosphärischen Neutrinospektrums
mit dem AMANDA-II Detektor**

**Bestimmung von oberen Grenzen auf
den extraterrestrischen Neutrinoflußbeitrag**

**Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
von
Kirsten Münich**

Dortmund, November 2007

*In liebevoller Erinnerung an meinen Vater
Karl-Heinz Goldmann*

Abstract

Extragalactic objects such as active galactic nuclei (AGN) and gamma-ray bursts (GRB) are potential sources for the ultra-high energy cosmic ray flux. Assuming hadronic processes in these sources, a diffuse neutrino flux might be produced together with the charged cosmic ray component. To measure this diffuse extraterrestrial neutrino flux is one of the main goals of the Antarctic Muon and Neutrino Detector Array (AMANDA-II). Neutrino spectra, based on a one year (2000) and a four year data set (2000-2003), are presented. The spectrum agrees with the atmospheric neutrino flux predictions. Upper limits to isotropic extraterrestrial contributions are derived that are most restrictive.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Astroteilchenphysik	3
2.1	Primäre kosmische Strahlung	5
2.1.1	Greisen Zatsepin Kuzmin Cutoff	8
2.2	Die Fermi–Beschleunigung	9
2.3	Galaktische Quellen	13
2.3.1	Supernovaexplosionen	13
2.3.2	Supernovaüberreste	13
2.3.3	Doppelsternsysteme	14
2.3.4	Pulsare	14
2.3.5	Mikroquasare	15
2.4	Extragalaktische Quellen	16
2.4.1	Aktive Galaktische Kerne	16
2.4.2	Gamma–Ray–Bursts	17
2.5	Atmosphärische Neutrinos	18
2.5.1	Konventionelle atmosphärische Neutrinos	18
2.5.2	Prompte atmosphärische Neutrinos	22
2.5.3	Modelle prompter atmosphärischer Neutrinos	23
2.6	Extraterrestrische Neutrinos	27
2.6.1	Restneutrinos	27
2.6.2	Solare Neutrinos	29
2.6.3	Galaktische Neutrinos	30
2.6.4	Extragalaktische Neutrinos	31
3	Das Neutrino teleskop AMANDA	35
3.1	Das Detektionsprinzip	35
3.1.1	Der Čerenkov–Effekt	35

3.1.2	Untergrundreduktion	39
3.1.3	Die Energieverlustprozesse von Myonen	39
3.2	Der Detektoraufbau	44
3.3	Die Datenauslese	47
3.4	Das Datennahmesystem	48
3.4.1	Das Triggersystem	48
3.4.2	Die MuonDaq	48
3.4.3	Die TWRDaq	50
3.5	Die gemessenen Observablen	51
3.6	Die Energierekonstruktion	52
3.7	Die Zukunft – Der IceCube–Detektor	52
4	Analysekette	55
5	Kombination energieabhängiger Observablen	57
5.1	Neuronale Netze	57
5.1.1	Multi–Layer–Perceptron	58
5.1.2	Erstellen der Lern- und Testfiles	60
5.2	Die Observablen	61
5.3	Neuronales Netz zur Analyse der Daten des Jahres 2000	65
5.4	Neuronales Netz zur Analyse der Daten der Jahre 2000 bis 2003	68
5.5	Vergleich der Neuronalen Netze	70
6	Rekonstruktion des Energiespektrums	73
6.1	Entfaltung	73
6.1.1	Diskretisierung	74
6.1.2	Entfaltung ohne Regularisierung	75
6.1.3	Entfaltung mit Regularisierung	76
6.2	RUN	78
6.2.1	Entfaltungsparameter	79
6.3	Entfaltung der Daten	80
6.4	Entfaltetes Spektrum der Daten des Jahres 2000	81
6.5	Entfaltetes Spektrum der Daten der Jahre 2000 bis 2003	87
7	Vergleich der Daten mit prompten atmosphärischen Neutrinoflußmodellen	95
7.1	Prompte atmosphärische Neutrinoflußmodelle	96

8 Obere 90%–Konfidenzgrenze für gaußverteilte Meßgrößen	99
8.1 Obere Grenze des gesamten Neutrinoflusses	99
8.2 Bestimmung des atmosphärischen Neutrinoflußanteils	102
8.3 Obere Grenze des extraterrestrischen Neutrinoflusses	104
9 Obere 90%–Konfidenzgrenze nach Feldman & Cousins	107
9.1 Vereinheitlichter Ansatz nach Feldman & Cousins	108
9.2 Individuelle Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen	114
9.2.1 Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des Jahres 2000	115
9.2.2 Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Jahre 2000 bis 2003	121
9.3 Konfidenzbänder für individuelle Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen	127
9.3.1 Konfidenzbänder des Jahres 2000	127
9.3.2 Konfidenzbänder der Jahre 2000 bis 2003	129
9.4 Obere 90%–Konfidenzgrenzen des Jahres 2000	132
9.5 Obere 90%–Konfidenzgrenzen der Jahre 2000 bis 2003	134
10 Ergebnisdiskussion	137
10.1 Vergleich mit AGN–Modellen	137
10.2 Obere 90%–Grenzen für TeV–Blasare	139
11 Allgemeine obere Grenze	143
11.1 Wahrscheinlichkeit pro Bin	143
12 Zusammenfassung	153
A Basis–Spline–Funktionen	157
B Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen	159
C Datentabellen	166
Abbildungsverzeichnis	168
Tabellenverzeichnis	173
Literaturverzeichnis	174

Einleitung

Der Ursprung und Aufbau der Materie beschäftigt seit jeher die Menschheit. Bereits in der Antike haben Naturphilosophen verschiedene Gedankenexperimente durchgespielt, ohne diese jedoch überprüfen zu können. Seitdem nahm das Wissen über den Aufbau und die Wechselwirkungen der Materie einen rasanten Verlauf. In der Physik haben sich im Laufe der Zeit für die jeweiligen Fragestellungen unterschiedliche Disziplinen entwickelt. Dem jungen Gebiet der Astroteilchenphysik wird hierbei eine besondere Rolle zugewiesen, da es als einzige Disziplin die verschiedenen Fragestellungen aus der Elementarteilchenphysik, der Astrophysik und der Kosmologie vereint. In der Astroteilchenphysik wird mit Hilfe von Photonen, Protonen und Neutrinos, die Beschaffenheit astrophysikalischer Quellen studiert. Neutrinos haben gegenüber den anderen Teilchen den großen Vorteil, daß sie ungehindert vom Objekt bis zur Erde gelangen und somit als idealer Informationsträger dienen. Die Detektion astrophysikalischer Neutrinos wird mit großvolumigen Neutrinoteleskopen wie AMANDA durchgeführt.

Die Hauptziele des am Südpol befindlichen Neutrinoobservatoriums AMANDA-II ist die Messung des isotropen kosmischen Neutrinoflusses und die Identifizierung astronomischer Neutrinoquellen.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Suche nach extraterrestrischen Neutrinos und der damit einhergehenden Messung des atmosphärischen Neutrinoflußspektrums. Es werden Neutrinoereignisse verwendet, die mit dem AMANDA-Detektor in den Jahren 2000 bis 2003 aufgezeichnet wurden.

Mit einer Kombination aus Neuronalem Netz und regularisierter Entfaltung werden die Neutrinoflußspektren bestimmt. In der vorliegenden Arbeit wird das Neuronale Netz für die Analyse des Vierjahresdatensatzes (2000–2003) trainiert. Im Vergleich zu dem Neuronalen Netz des Jahres 2000 wird ein wesentlich größerer dynamischer Bereich mit einer deutlich besseren Energiekorrelation erreicht.

Für verschiedene Energiebereiche werden obere Grenzen des maximalen Beitrages extraterrestrischer Neutrinos angegeben. Hierzu werden zwei verschiedene Methoden verwendet. Zum einen werden die berechneten statistischen Fehler des Entfaltungsprogramms genutzt, um mit der klassischen Methode eine obere 90%–Grenze des Gesamtneutrinoflusses zu ermitteln. Daraus wird mit Hilfe eines atmosphärischen Flußmodells die Grenze an den extraterrestrischen Fluß für verschiedene Energie-

bereiche bestimmt. Im zweiten Ansatz zur Bestimmung einer Grenze an den extraterrestrischen Fluß wird zum ersten Mal der vereinheitlichte Ansatz nach Feldman & Cousins auf den Entfaltungsfomalismus angewendet. Diese neue Analysemethode berücksichtigt die Korrelationen benachbarter Energieintervalle. Hierzu wird die statistische Verteilung der Datenpunkte nach der Entfaltung aus Monte-Carlo-Simulationen präzise berechnet. Unter Verwendung der individuell berechneten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen werden für verschiedene Energieschnitte Konfidenzbänder nach Feldman & Cousins erstellt, die zur Bestimmung von oberen 90%–Grenzen auf den extraterrestrischen Neutrinoflußbeitrag angewendet werden. Die Ergebnisse werden mit verschiedenen Flußmodellen extraterrestrischer Neutrinos verglichen und interpretiert. Bei bekannter Korrelation der entfalteten Energieintervalle ist es möglich, die Ereignisanzahlen, die mit der beschriebenen Analysemethode bestimmt werden, für beliebige Flußmodelle zu berechnen und mit den entfalten Ereignisanzahlen zu vergleichen. Hierzu wird die Korrelation der Energieintervalle ermittelt und die Wahrscheinlichkeit, Ereignisse in einem bestimmten Energieintervall zu messen, in Abhängigkeit vom wahren Neutrinofluß berechnet.

Aus dem gemessenen atmosphärischen Neutrinoflußspektrum können Rückschlüsse auf den Charm–Wirkungsquerschnitt bei minimalen Björken- x Werten gezogen werden. Ab einer Energie oberhalb von 10 – 100 TeV wird das Gesamtneutrinospektrum durch Neutrinos aus Charm–Zerfällen dominiert. Das Neutrinoflußspektrum wird in dieser Arbeit bis zu einer Neutrinoenergie von 316 TeV bestimmt und kann somit zu der interessanten Diskussion zur Bestimmung des Charm–Wirkungsquerschnittes bei hohen Energien beitragen. Die entfalten Spektren der Jahre 2000 bis 2003 werden mit den aktuell diskutierten Flußmodellen prompter Neutrinos verglichen.

Astroteilchenphysik

Im Forschungsgebiet der Astroteilchenphysik werden kosmische Quellen und deren Beschleunigungsmechanismus durch die Beobachtung der von den Quellen emittierten Teilchen untersucht. Die Eigenschaften der verschiedenen Teilchenarten sind bei der Beobachtung der Quellen von besonderer Bedeutung. In Abbildung 2.1 ist die

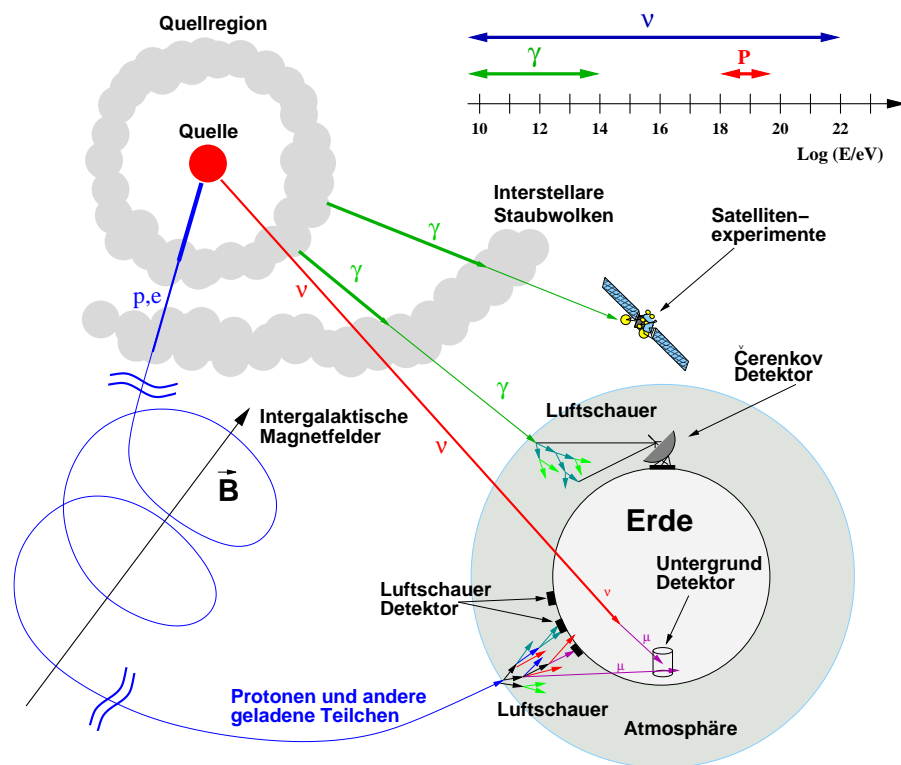


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Teilchenpropagation im interstellaren Raum und der Detektion der astrophysikalischen Teilchen auf der Erde. Oben links: Energieskala der Teilchenemission. Modifiziert nach [Wag04].

Propagation der verschiedenen kosmischen Teilchen (ν , γ , p) von einer Quelle durch das interstellare Medium bis zur Erde dargestellt. Die Art und Weise der Propagation von Neutrinos, Photonen und Protonen hängt maßgeblich von den jeweiligen Eigenschaften der Teilchen ab.

- *Photonen* geben Aufschluß über die Oberfläche von Quellen. Aufgrund der für Photonen hohen optischen Tiefe können diese nicht zur Erforschung des Inneren einer Quelle verwendet werden. Desweiteren können die Photonspektren während der Propagation von Gas- oder Staubwolken modifiziert oder komplett absorbiert werden: Bei Photonen mit einer Energie oberhalb von etwa $2 \cdot 10^{14}$ eV kommt es zu einer Wechselwirkung der Teilchen mit den extragalaktischen Photonen der Hintergrundstrahlung. So ergibt sich beispielsweise für ein Photon mit einer Energie von 10^{15} eV ein Propagationshorizont von 7 kpc. Zusammengefaßt bedeutet dies, daß der Photonfluß einer Quelle geringer wird, je größer der zurückgelegte Weg ist und je größer die Photonenergie ist [LM00].
- *Hochenergetische, geladene Teilchen* werden aus dem Inneren der Quelle emittiert. Auf ihrem Weg durch das interstellare Medium werden sie an intergalaktischen Magnetfeldern abgelenkt und verlieren dadurch ihre Richtungsinformation. Aus diesem Grund kann auf der Erde nur ein isotroper Fluß geladener Teilchen gemessen werden. Ab einer Teilchenenergie von ($E > 3 \cdot 10^{19}$ eV) ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der geladenen Teilchen mit der kosmischen Hintergrundstrahlung signifikant, und die hochenergetischen Teilchen erreichen die Erde nicht mehr, sofern die Quellen weiter als ca. 50 Mpc entfernt sind.
- *Neutrinos*, die aus einer Quelle emittiert werden, können diese aufgrund ihres sehr kleinen Wechselwirkungsquerschnittes ungehindert verlassen. Dadurch ermöglichen Neutrinos einen uneingeschränkten Blick ins Innere von Quellen. Im Gegensatz zu Photonen werden Neutrinos wegen ihrer geringen Wechselwirkung mit anderen Teilchen nicht durch Materiewolken oder durch die extragalaktische Hintergrundstrahlung abgeschwächt. Da sie keine Ladung besitzen, werden sie nicht durch Magnetfelder abgelenkt und bewahren ihre Richtungsinformation auf ihrem Weg durch das interstellare Medium. Aufgrund der unveränderten Richtungs- und Energieinformation sind Neutrinos von großer Bedeutung beim Erforschen kosmischer Quellen und deren Beschleunigungsmechanismen. Wegen des sehr kleinen Wechselwirkungsquerschnittes von Neutrinos werden zu ihrer Detektion Teleskope mit großvolumigen Wechselwirkungsmedien wie Eis oder Wasser benötigt.

Im folgenden wird das Spektrum der primären kosmischen Strahlung diskutiert. Es werden Beschleunigungsmechanismen und verschiedene Neutrinoquellen vorgestellt.

2.1 Primäre kosmische Strahlung

Bei der primären kosmischen Strahlung handelt es sich um sehr energiereiche geladene Teilchen mit Energien zwischen 10^6 eV und 10^{20} eV, die isotrop in die Erdatmosphäre eindringen. Sie setzt sich etwa zu 98% aus Atomkernen, zu 2% aus Elektronen und zu 1% aus schwereren Elementen zusammen. Hierbei handelt es sich bei den Atomkernen zu etwa 87% um Protonen (Wasserstoffkerne), zu 12% um α -Teilchen (Heliumkerne) und zu 1% um schwerere Elemente [KZ97]. Durch das Auftreffen der primären kosmischen Strahlung auf die Atmosphäre wird sekundäre kosmische Strahlung in Form ausgedehnter Luftschauer erzeugt. Das Aufschauern der Teilchen ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Hier trifft ein primäres Teilchen auf ein Luftmolekül und erzeugt durch eine hadronische Wechselwirkung Mesonen ($K^0, K^\pm, \pi^0, \pi^\pm$) und Baryonen (n, p), die ihrerseits Sekundärteilchen durch Wechselwirkungen erzeugen.

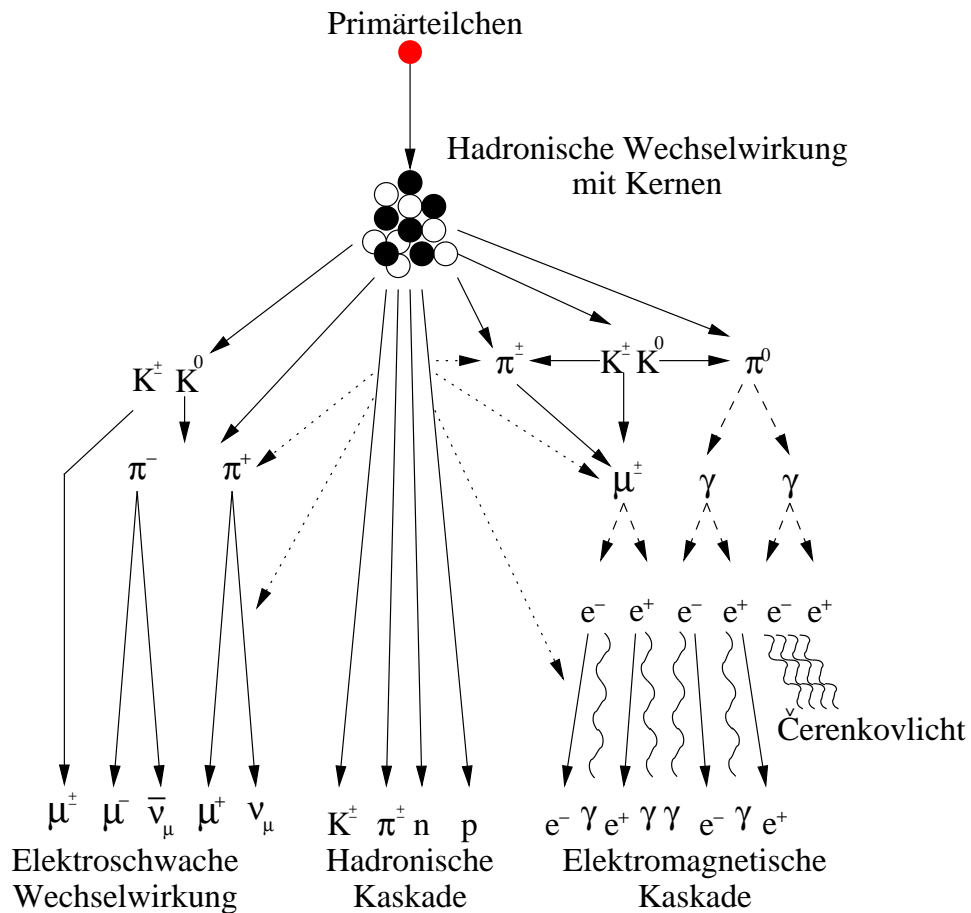
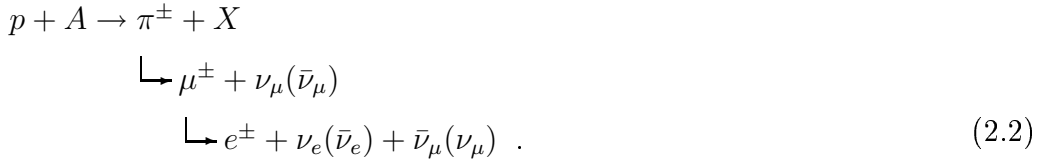
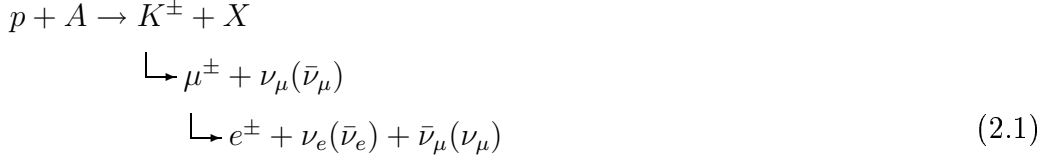


Abbildung 2.2: Durch kosmische Strahlung induzierter Luftschauer.

Die zugehörigen Zerfallskanäle, in denen Myonen und Neutrinos entstehen, sind in den Gleichungen 2.1 und 2.2 beschrieben. Bei der Wechselwirkung eines Protons mit der Atmosphäre werden geladene Kaonen (Gleichung 2.1) oder geladene Pionen (Gleichung 2.2) erzeugt. Diese wechselwirken entweder ebenfalls mit Molekülen der

Atmosphäre, oder zerfallen in Myonen und Myonneutrinos. Die Myonen zerfallen wiederum in Elektronen, Elektronenneutrinos und Myonneutrinos.



Das Spektrum der kosmischen Strahlung aller Teilchenarten ist in Abbildung 2.3 zu sehen. In dieser ist der mit E^2 gewichtete Fluß gegen den Logarithmus der Energie aufgetragen. Das Energiespektrum wurde unabhängig von der Elementzusammensetzung von verschiedenen Experimenten bestimmt, wodurch ein Energiebereich von einigen TeV bis zu 10^{20} eV abgedeckt wird. Für Energien unterhalb von 10^{14} eV werden direkte Messungen mit Ballon- und Satellitenexperimenten durchgeführt, wohingegen die indirekten Messungen über erdgebundene Experimente für Energien oberhalb von 10^{14} eV stattfinden. Die beiden Bereiche sind in der Abbildung 2.3 eingezeichnet. Die Bereiche in denen der Verlauf des Spektrums einen Knick aufweist, sind durch Pfeile markiert. Der erste Bereich liegt zwischen Energien von 10^{15} eV bis 10^{16} eV und wird als *Knies* bezeichnet. Der zweite Bereich wird *Ferse* genannt und befindet sich im Energieintervall von 10^{18} eV bis 10^{19} eV.

Der gemessene Fluß kann durch ein segmentiertes Potenzgesetz der Form

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-\alpha} \tag{2.3}$$

mit den spektralen Indizes [WBM98]

$$\alpha \approx \begin{cases} 2.67, & E < 5 \cdot 10^{15} \text{ eV} \\ 3.10, & 5 \cdot 10^{15} \text{ eV} < E < 3 \cdot 10^{18} \text{ eV} \\ 2.75, & 3 \cdot 10^{18} \text{ eV} < E < 10^{21} \text{ eV} \end{cases} \tag{2.4}$$

beschrieben werden. Die Ursache für die Umbruchstellen im Spektrum kann beispielsweise der Übergang zwischen den Teilchenspektren verschiedener Quellklassen sein. Somit geben die Bereiche des *Knies* und der *Ferse* die Energiegrenzen für die jeweiligen Beschleunigerklassen an.

Fast die gesamte kosmische Strahlung kommt von Quellen, die innerhalb der Galaxie, jedoch außerhalb unseres Sonnensystems liegen. Es wird davon ausgegangen, daß die von Supernovaexplosionen ausgehenden Schockfronten Teilchen bis zu Energien des *Knies* beschleunigen. Höhere Teilchenenergien können durch schwere Supernovaüberreste und galaktische Quellen wie beispielsweise Mikroquasare erzeugt

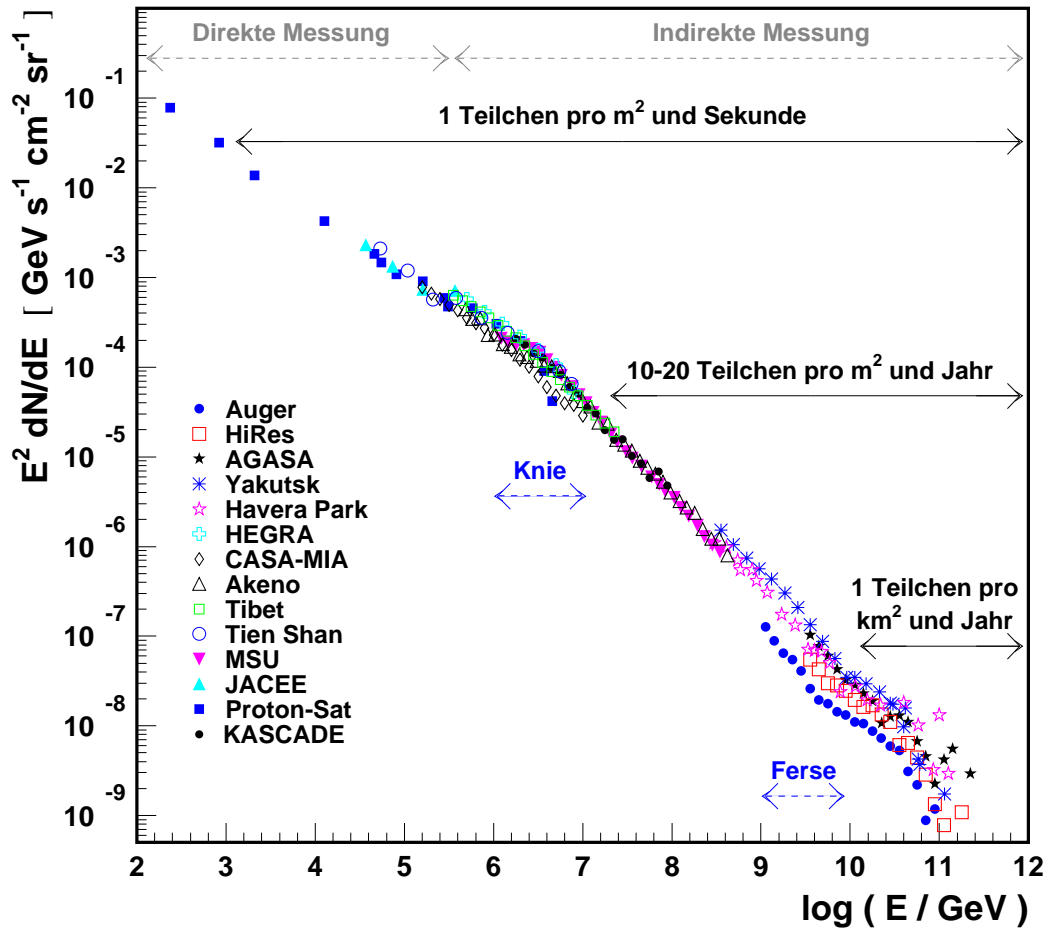


Abbildung 2.3: *Spektrum der kosmischen Strahlung aller Teilchenarten. Sowohl die Umbruchstellen im Spektrum für $\log(E/\text{GeV}) \approx 6.7$ (Knie) und $\log(E/\text{GeV}) \approx 9.5$ (Ferse) als auch die Energiebereiche für die direkte und indirekte Messung des Spektrums sind skizziert. Die Datenpunkte stammen von den Experimenten: Auger [Yf07], HiRes [The02], AGASA [Y+95], Yakutsk [KKK+85], Haverah Park [AHK+01], HEGRA [AAB+99], CASA-MIA [GCC+99], Akeno [KKK+85], Tibet [OT03], Tien Shan [AAG+95], MSU [KFK+94], JACEE [ABe95], Proton-Sat [GSB+75], KASCADE [AAB+05].*

werden [Mir04]. Um Teilchen auf Energien oberhalb der *Ferse* zu beschleunigen, kommen nur extragalaktische Quellen in Betracht. Hierbei gehören Aktive Galaktische Kerne und Gamma-Ray-Bursts zu den möglichen Quellklassen.

2.1.1 Greisen Zatsepin Kuzmin Cutoff

Während der Propagation hochenergetischer kosmischer Strahlung von ihren Quellen zur Erde kommt es zum Prozess der Photopion-Produktion und einem daraus resultierendem Energieverlust. Der GZK-Cutoff beschreibt diesen Energieverlust durch inelastische Wechselwirkungsprozesse hochenergetischer Protonen mit den Photonen der 2.7 K Mikrowellenhintergrundstrahlung (CMB¹). Bei der Wechselwirkung eines Protons p mit der kosmischen Hintergrundstrahlung γ_{CMB} wird eine Deltaresonanz Δ^+ erzeugt. Diese zerfällt in ein Proton und ein ungeladenes Pion oder in ein Neutron und ein positiv geladenes Pion [Gro00], siehe Gleichung 2.5.



Die Zerfallsteilchen haben weniger Energie als das einlaufende Proton. Für Protonen mit Energien oberhalb der Cutoff-Energie ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit so groß, daß die mittlere freie Weglänge kleiner als 50 Mpc ist. Die mittlere freie Weglänge verringert sich stark mit größer werdender Energie. Daher können diese Protonen keine größeren Entfernungen zurücklegen. Es wird davon ausgegangen, daß der Prozess der Photopion-Produktion eine Unterdrückung des Flusses der kosmischen Strahlung oberhalb einer Energie von etwa 10^{20} eV bewirkt [Gre66, ZK66]. Sollte es dennoch kosmischen Strahlung mit Energien oberhalb des Cutoffs geben, können diese nur aus Quellen stammen, die weniger als 50 Mpc entfernt sind. Dennoch wurden mit dem AGASA-Experiment² hochenergetische Teilchen der kosmischen Strahlung gemessen [Y⁺95], die ein Weiterreichen des Spektrums in Regionen oberhalb des GZK-Cutoffs vermuten lassen (siehe Abbildung 2.3). Durch die Messungen des HiRes-Experimentes³ [The02] konnten diese Daten jedoch nicht bestätigt werden, da diese ein Abfallen des Spektrums zeigen. Allerdings sind die systematischen Unsicherheiten bei beiden Messungen sehr groß. Die Frage nach der Existenz des GZK-Cutoffs wurde dieses Jahr (2007) durch das im Aufbau befindliche Pierre-Auger-Experiment beantwortet. Das Experiment verwendet zur Detektion eine Hybrid-Technik bestehend aus einem 300 km^2 großen Bodenarray aus Cherenkov-Wasserdetektoren und vier Fluoreszenz-Teleskopen. Die Größe des Bodenarrays und die Kombination dieser beiden Detektionsmethoden ermöglicht eine maßgebliche Verringerung der systematischen Unsicherheiten. Die Fertigstellung des Experimentes ist für Ende des Jahres 2007 geplant. Bisher sind alle vier Fluoreszenz-Teleskope aufgebaut und mehr als 85% des Oberflächenarrays instrumentiert. Durch die aufgezeichneten Daten die bereits während der Aufbauphase gemessen wurden, kann der GZK-Cutoff eindeutig bestätigt werden [Yf07]. Die Daten sind in Abbildung 2.3 durch blaue Punkte dargestellt.

Für die Erzeugung kosmischer Strahlung zu Energien oberhalb von $3 \cdot 10^{18}$ eV existieren zwei Modelle: das Top-down und das Bottom-up Modell. Durch die Bestätigung des GZK-Cutoffs ist die Erzeugung durch das Top-down Szenario, das auf

¹CMB – Cosmic Microwave Background

²AGASA – Akeno Giant Air Shower Array

³HiRes – High Resolution Fly's Eye

dem Zerfall schwerer Reste des frühen Universums oder topologischer Defekte basiert, eher unwahrscheinlich. Das Bottom-up Modell ist hingegen das favorisierte Szenario. In diesem werden Protonen durch Beschleunigungsprozesse in entfernten Quellen erzeugt. Eine allgemeine Beschreibung der Beschleunigungsmechanismen ist in Kapitel 2.2 gegeben.

2.2 Die Fermi-Beschleunigung

Bereits im Jahre 1949 wurde von Enrico Fermi ein Beschleunigungsmechanismus vorgeschlagen [Fer49], um den Verlauf des Spektrums der kosmischen Strahlung zu erklären (siehe Gleichung 2.3 und 2.4). Die grundlegende Idee der Fermi-Beschleunigung ist, daß geladene Teilchen an einem ausgedehnten Objekt, das sich relativ zur Umgebung bewegt mehrfach beschleunigt werden können. Hierbei wird je nach Art des Energiegewinns zwischen der Fermi-Beschleunigung erster und zweiter Ordnung unterschieden. Der grundlegende Beschleunigungsmechanismus läßt sich anhand eines Objektes das zwischen zwei aufeinander zulaufenden Wänden reflektiert wird erklären. Bei jeder Reflektion an einer Wand erhöht sich die Geschwindigkeit des reflektierten Objektes um die Geschwindigkeit der bewegten Wand. Im Fall der Fermi-Beschleunigung entspricht das Objekt einem geladenen Teilchen, daß an den Fluktuationen im Magnetfeld einer Plasmawolke gestreut wird.

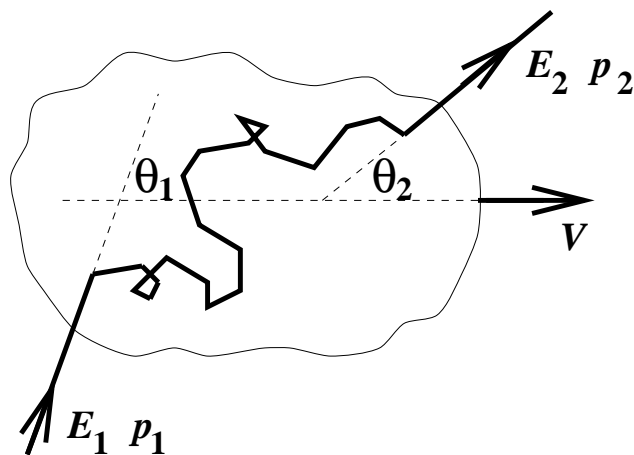


Abbildung 2.4: Fermi-Beschleunigung zweiter Ordnung. Beschleunigung an einer magnetisierten Gaswolke [Pro96, Pro99]. Ein geladenes Teilchen mit einer Energie E_1 und einem Impuls p_1 wird in einer bewegten Wolke beschleunigt. Nachdem es aus der Wolke wieder austritt, besitzt es die größere Energie E_2 und Impuls p_2 . Die Winkel zwischen der Flugrichtung des Teilchens vor und nach dem Streuprozess und der Flugrichtung der Wolke sind mit θ_1 und θ_2 bezeichnet.

Die Fermi–Beschleunigung zweiter Ordnung beschreibt wie ein geladenes Teilchen in einer magnetisierten Gaswolke, die sich mit einer Geschwindigkeit V durch das interstellare Medium bewegt, beschleunigt werden kann. Das Prinzip der Beschleunigung ist in Abbildung 2.4 skizziert. Gelangt ein geladenes Teilchen in eine ionisierte Plasmawolke, wird es an den Irregularitäten des Magnetfeldes „gestreut“⁴. Es handelt sich hierbei um elastische „Streuungen“, da diese innerhalb der Wolke nur aufgrund der Bewegung der Magnetfeldlinien stattfinden. Somit bleibt die Energie des Teilchens im Ruhesystem der Wolke unverändert [Gai90]. Durch eine Lorentztransformation von dem Bezugssystem der Wolke in das Laborsystem, das heißt in das Referenzsystem der Galaxis oder der Erde, ergibt sich ein Energiegewinn des Teilchens. Dieser ist proportional zum Quadrat der lorentztransformierten Wolken­geschwindigkeit β^2 , hierbei ist $\beta = V/c$. Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit wird diese Beschleunigung Fermi–Beschleunigung zweiter Ordnung genannt.

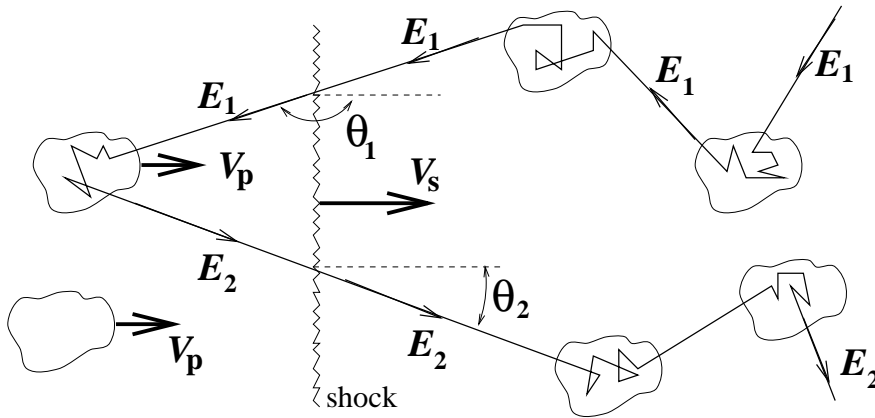


Abbildung 2.5: Fermi–Beschleunigung erster Ordnung. Beschleunigung an einer Schockfront, die sich mit einer Geschwindigkeit V_s bewegt. [Pro96,Pro99].

Eine effizientere Beschleunigung wird durch das diffuse Schockbeschleunigungsmodell beschrieben. In diesem Modell werden die zu beschleunigenden Teilchen ebenfalls in magnetisierten Wolken gestreut. Jedoch befindet sich in diesem Beschleunigungsmodell zwischen den Wolken eine Schockfront, die sich mit einer Geschwindigkeit V_s bewegt. Durch die „Streuung“ der Teilchen durchqueren diese viele Male die Schockfront und gewinnen mit jedem Durchgang eine durchschnittliche Energie die proportional zu $\beta = V_s/c$ ist. Aufgrund der linearen Proportionalität wird diese Beschleunigung auch Fermi–Beschleunigung erster Ordnung genannt.

Die maximale Energie, die ein Teilchen mit der Ladung Ze durch eine Beschleunigung gewinnen kann, ist durch das Magnetfeld innerhalb der Beschleunigungsquelle bestimmt. Je größer die Magnetfeldstärke B innerhalb einer Quelle ist, desto länger kann das Teilchen in ihr gebunden und somit weiter beschleunigt werden. Der

⁴Das Wort „gestreut“ ist in Anführungszeichen gesetzt, da es sich hierbei um eine kollisionslose Streuung im Sinne von Wechselwirkung zwischen Teilchen handelt.

Zusammenhang zwischen der Maximalenergie E_{\max} und der Magnetfeldstärke ist durch

$$\left(\frac{E_{\max}}{10^{18}\text{eV}}\right) = \beta \cdot Z \cdot \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}}\right) \cdot \left(\frac{R}{1 \text{kpc}}\right) \quad (2.6)$$

gegeben [Hil84]. Die Größe des zur Beschleunigung verwendeten Objektes wird durch R beschrieben. In der so genannten Hillas-Darstellung, siehe Abbildung 2.6, ist der Logarithmus der Magnetfeldstärke gegen den Logarithmus der Objektgröße für verschiedene Objekte aufgetragen. Objekte, die sich auf den eingezeichneten Linien befinden, können Teilchen bis zu einer bestimmten Energie beschleunigen. Die obere rote Linie gibt die Objektpositionen für eine Beschleunigung von Protonen ($Z = 1$) bis zu Energien von $E = 1 \text{ ZeV} = 10^{21} \text{ eV}$ an. Die gepunktete rote Linie markiert die Position für eine Protonbeschleunigung bis zu $E = 100 \text{ EeV} = 100 \cdot 10^{18} \text{ eV}$ und die grüne Linie kennzeichnet die Position für die Beschleunigung von Eisenkernen ($Z = 26$) bis zu $E = 100 \text{ EeV}$.

Eine mögliche Ursache zur Erklärung der Knicke im Spektrum der kosmischen Strahlung sind die verschiedenen kosmischen Beschleuniger, siehe Kapitel 2.1. Mit der Hillas-Darstellung können die unterschiedlichen Quellen für die Beschleunigung der Teilchen in die verschiedenen Bereiche des Spektrums der kosmischen Strahlung (unterhalb des Knies, zwischen Knie und Ferse, oberhalb der Ferse) eingeteilt werden. So können beispielsweise galaktische Quellen (Supernova remnants-SNR) Teilchen nur bis zu Energien unterhalb der Ferse ($E = 3 \cdot 10^{18} \text{ eV}$) beschleunigen. Eine Beschleunigung der Teilchen zu höheren Energien ist nur durch extragalaktische Quellen wie beispielsweise Aktive Galaktische Kerne oder Gamma-Ray-Bursts (GRB), möglich. Die verschiedenen Beschleuniger werden in den nachfolgenden Kapiteln beschrieben.

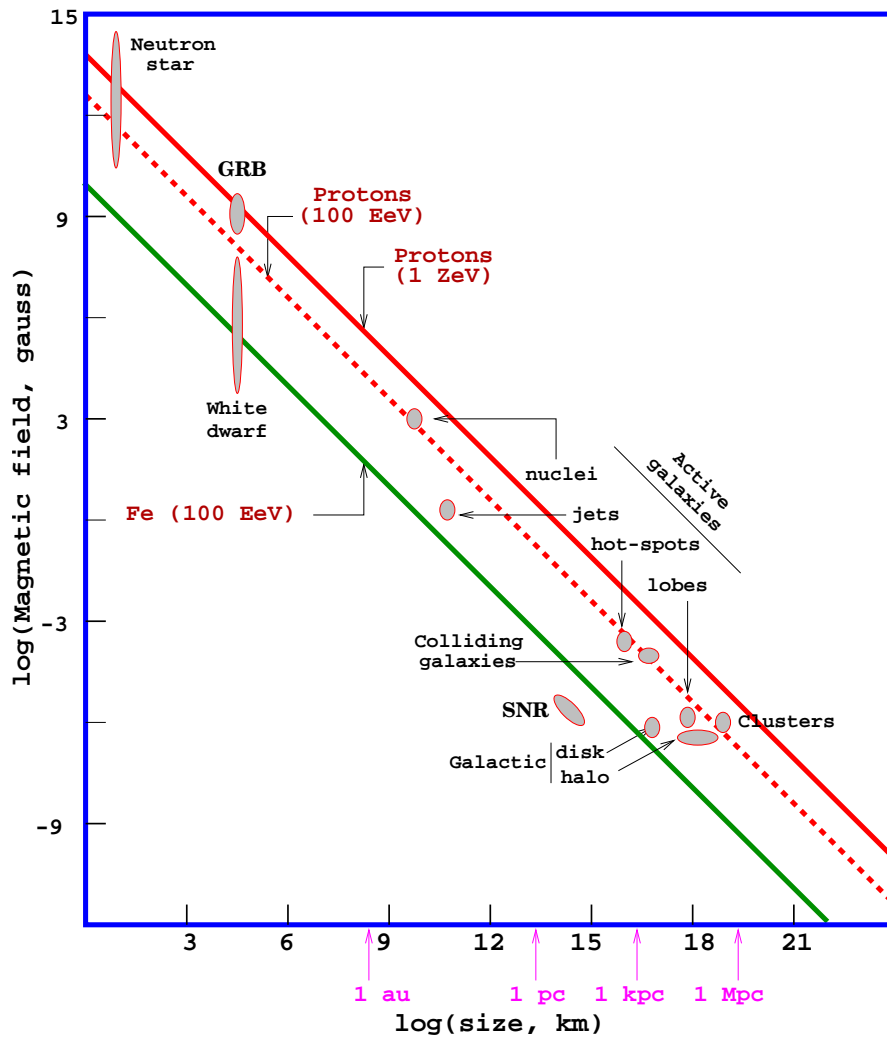


Abbildung 2.6: In der Hillas-Darstellung ist der Logarithmus der Magnetfeldstärke gegen den Logarithmus der Objektgröße für verschiedene kosmische Objekte aufgetragen [LPN]. In dieser Darstellung liegen alle Objekte, die bis zu einer bestimmten Energie beschleunigen können, auf einer Linie. Beispielsweise können Objekte, die sich auf der rot gepunkteten Linie befinden, Protonen bis zu der maximalen Energie $E = 100 \text{ EeV}$ beschleunigen.

2.3 Galaktische Quellen

Die Klasse der galaktischen Quellen umfaßt Supernovaexplosionen sowie den daraus entstehenden Supernovaüberresten, Pulsaren (schnell rotierende Neutronensterne), Mikroquasaren.

2.3.1 Supernovaexplosionen

Das Ende eines massereichen Sterns wird durch einen Gravitationskollaps eingeleitet, der eine Explosion des Sterns zur Folge hat. Diese Explosion wird als Supernovaexplosion (SN-Explosion) oder auch als Supernova (SN) bezeichnet.

Der Endzustand eines sterbenden Sterns hängt maßgeblich von seiner Masse M ab. Ein massearmer Stern mit einer Masse unterhalb der kritischen Masse M_c von ungefähr acht Sonnenmassen ($M < M_c$) wird in seinem Endzustand zu einem Weißen Zwerg. Befindet sich der Weiße Zwerg in einem Doppelsternsystem, kann die Masse des Begleitsterns vom weißen Zwerg akkretiert werden. Sobald die Masse des Weißen Zwerges die kritische Massengrenze von 1.4 Sonnenmassen (Chandrasekhar-Masse) überschreitet, kommt es zu einer Supernovaexplosion. Diese Art der Supernova wird als SNIa bezeichnet und eignet sich sehr gut als Standardkerze zur Entfernungsmessung.

Handelt es sich bei dem sterbenden Stern hingegen um einen sehr massereichen Stern mit einer Masse oberhalb der kritischen Massengrenze ($M > M_c$), steht am Ende der aktiven Sternlebensdauer ein Gravitationskollaps des Sterneisenkerns, der zu einem großen Neutrinoausbruch führt. Durch den Kernkollaps wird eine Stoßwelle erzeugt, die zur Explosion des Sterns führt. Bei dieser SN handelt es sich um eine SN vom Typ II [Sch97].

Supernovae werden je nach ihren Spektrallinien in die Typen Ia, Ib, Ic und II wie folgt unterteilt: Eine Typ I SN besitzt keine sichtbaren Wasserstoffspektrallinien, wohingegen bei einer Typ II SN sichtbare Wasserstofflinien vorhanden sind. Die Supernovae Ia und Ib haben beide eine Siliziumabsorptionslinie. Diese ist jedoch bei einer SNIa mit einer wesentlich deutlicheren Intensität vorhanden als bei einer SN Ib. Da Supernovae vom Typ Ic einen sehr massereichen Vorläuferstern haben, (beispielsweise einen Wolf-Rayet-Stern) besitzen sie keine Heliumlinie. Desweiteren werden SNIc-Explosionen als möglicher Vorläuferstern von langen Gamma-Ray-Bursts beschrieben [MPE⁺03] und es wird davon ausgegangen, daß sie für die Erzeugung der kosmischen Strahlung im Energiebereich zwischen Knie und Ferse verantwortlich sind. Ein Ausstoß von Neutrinos wird von den Supernovae vom Typ Ib, Ic und II erwartet [Sch97].

2.3.2 Supernovaüberreste

Nach einer SN-Explosion bleibt ein Neutronestern (Pulsar) sowie eine sich ausbreitende Gaswolke, der so genannte Supernovaüberrest (SNR), zurück. Es handelt

sich hierbei um eine sich ausbreitende Gaswolke, die sich als Schockwelle durch das interstellare Medium bewegt. Das bekannteste Beispiel eines SNR ist der Krebsnebel.

2.3.3 Doppelsternsysteme

Ein Doppelsternsystem (engl. binary star) beinhaltet zwei Sterne, die gemeinsam ihren Masseschwerpunkt umkreisen. Eine spezielle Form des Doppelsternsystems ist das so genannte Röntgendoppelsternsystem (engl. X-ray binary), von welchem Gammastrahlung emittiert wird. Ein X-ray binary besteht aus einem kompakten Objekt, dem Endzustand eines kollabierten Sterns (Weißer Zwerg, Neutronenstern oder schwarzes Loch), und einem Begleitstern, einem normalen Hauptreihen- oder Riesenstern. Durch die Anziehungskraft des sehr dichten, kompakten Objektes wird Materie von dem Begleitstern, in Form einer Akkretionsscheibe zum kompakten Objekt hin, angesammelt. Durch den Prozess der Akkretion wird Gammastrahlung emittiert [GHS95]. In Abbildung 2.7 (links) ist eine schematische Darstellung eines Doppelsternsystems (Mikroquasar beziehungsweise Mikroblasar) zu sehen. Als kompaktes Objekt ist ein schwarzes Loch abgebildet.

2.3.4 Pulsare

Nach einer SN-Explosion kann, neben dem SNR (siehe Kapitel 2.3.2), ein Neutronenstern zurückbleiben. Während des Gravitationskollaps bleibt der Drehimpuls des kollabierenden Sterns fast vollständig erhalten, wodurch der zurückbleibende Neutronenstern den Drehimpuls des Vorläufersterns übernimmt. Desweiteren verkleinert sich durch den Sternkollaps der Radius des kollabierten Sterns um etwa vier Größenordnungen, wodurch sich aufgrund der Drehimpulserhaltung eine Verkleinerung der Periode des Neutronensterns um acht Größenordnungen ergibt. Hierbei wird die ursprüngliche Magnetfeldstärke ebenfalls um acht Größenordnungen verstärkt. Ein schnell rotierender Neutronenstern mit einem Radius von $r_{ns} \approx 10^6$ cm, einer Rotationsperiode von $P_{ns} \approx 1$ ms sowie einem sehr starken Magnetfeld ($B_{ns} \approx 10^{12}$ G) [LM00, GHS95], wird als Pulsar bezeichnet. Da die Rotationsachse des Pulsars nicht mit seiner Magnetfeldachse übereinstimmt, rotiert die in einem Doppelkegel emittierte Strahlung mit dem Stern mit. Dadurch erscheint die emittierte Strahlung beim Beobachter wie ein gepulstes Signal. Ein bekanntes Beispiel für einen Pulsar, der sowohl im optischen, als auch im Röntgen- und Gammabereich gepulste Strahlung beobachten kann ist der Krebsnebelpulsar PSR 0531 + 21.

Ein Neutronenstern muß jedoch nicht zwangsläufig der Endzustand nach einer SN-Explosion sein. Befindet sich beispielsweise der Neutronenstern in einem Röntgendoppelsternsystem, akkretiert er Masse aus der umgebenden Sternhülle des Begleitsterns. Überschreitet die Neutronensternmasse durch den Massenzuwachs die Oppenheimer-Volkova Masse ($M_{OV} = 2.5$ Sonnenmassen), wird aus dem Neutronenstern ein schwarzes Loch.

2.3.5 Mikroquasare

Alternativ zum Neutronenstern kann als Endprodukt einer Supernovaexplosion auch ein schwarzes Loch zurückbleiben, das den Kern eines Mikroquasars bildet. Mikroquasare sind Röntgendoppelsternsysteme, in denen das kompakte Objekt durch ein schwarzes Loch gebildet wird. Der massereiche Begleitstern gibt Masse in Form einer flachen Akkretionsscheibe an das schwarze Loch ab, das im Zentrum der Akkretionsscheibe liegt. Durch die Akkretion wird Röntgenstrahlung emittiert. Jeweils senkrecht zur Akkretionsscheibe existiert ein relativistischer Radiojet [Mir04]. Aufgrund der Anwesenheit einer Akkretionsscheibe und zweier Jets ähneln sie kleinen Quasaren, weshalb diese Objekte *Mikroquasare* genannt werden [DGWL02]. Desweiteren wird davon ausgegangen, daß die Physik von Quasaren und Mikroquasaren gleich ist [Mir04]. In Abbildung 2.7 sind verschiedene Quellen kosmischer Strahlung dargestellt. Jedes Objekt besitzt eine Akkretionsscheibe und senkrecht zu dieser jeweils einen Jet. Das linke Objekt stellt einen Mikroquasar dar. Sowohl die Massenakkretion durch den Begleitstern sowie die daraus folgende Röntgenstrahlung ist dargestellt. Ist der Jet des Mikroquasars auf den Beobachter gerichtet, wird der Mikroquasar als Mikroblazar bezeichnet. Die Kennzeichnung eines Aktiven Galaktischen Kerns hängt ebenfalls von seiner Orientierung zum Beobachter ab. Die mittlere Darstellung zeigt einen Quasar beziehungsweise Blazar (siehe Kapitel 2.4.1). In der rechten Darstellung ist ein Gamma-Ray-Burst (siehe Kapitel 2.4.2) zu sehen. Beide Objekte werden in den folgenden Kapitel beschrieben.

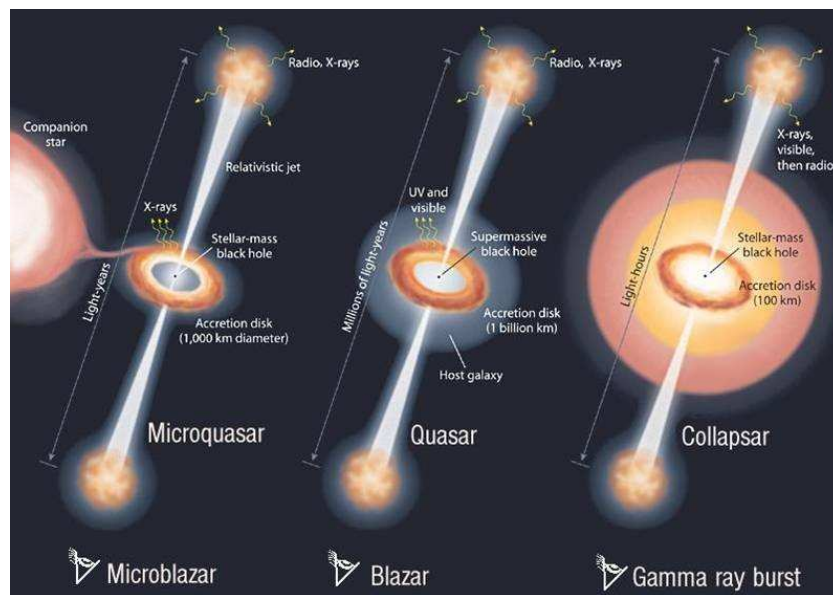


Abbildung 2.7: Verschiedene Jet–disk Systeme als mögliche Quellen der kosmischen Strahlung. Abgebildet sind von links nach rechts: Doppelsternsystem (Mikroblazar, –quasar), AGN (Blazar, Quasar) und GRB [Mir02].

2.4 Extragalaktische Quellen

2.4.1 Aktive Galaktische Kerne

Aktive Galaktische Kerne (AGN – Aktive Galactic Nuclei) sind die leuchtstärksten Objekte im Universum. Im Zentrum jeder AGN befindet sich ein supermassives schwarzes Loch mit einer Masse zwischen $10^6 M_{\odot}$ und $10^{10} M_{\odot}$. In Abbildung 2.8 ist eine schematische Skizze einer rotationssymmetrischen AGN in doppelt logarithmischen Einheiten abgebildet. Die Rotationsachse des schwarzen Loches zeigt hierbei in die Richtung des Jets. In der AGN-Mitte befindet sich ein supermassives schwarzes Loch, der AGN-Kern.

Die vom schwarzen Loch gravitativ angezogene Materie bildet eine Akkretionsscheibe (roter Bereich) um den AGN-Kern. Von der Akkretionsscheibe werden Photonen im ultravioletten und optischen Wellenlängenbereich emittiert. Senkrecht zur Akkretionsscheibe befindet sich jeweils ein Jet (gelber Bereich) in dem ein Teil, der über die Akkretionsscheibe eingesammelten Materie, wieder ausgestoßen wird. In den keulenförmigen, relativistischen Jets können Schockfronten entstehen, mit denen es möglich sein kann, Teilchen zu beschleunigen. Entlang des Jets befinden

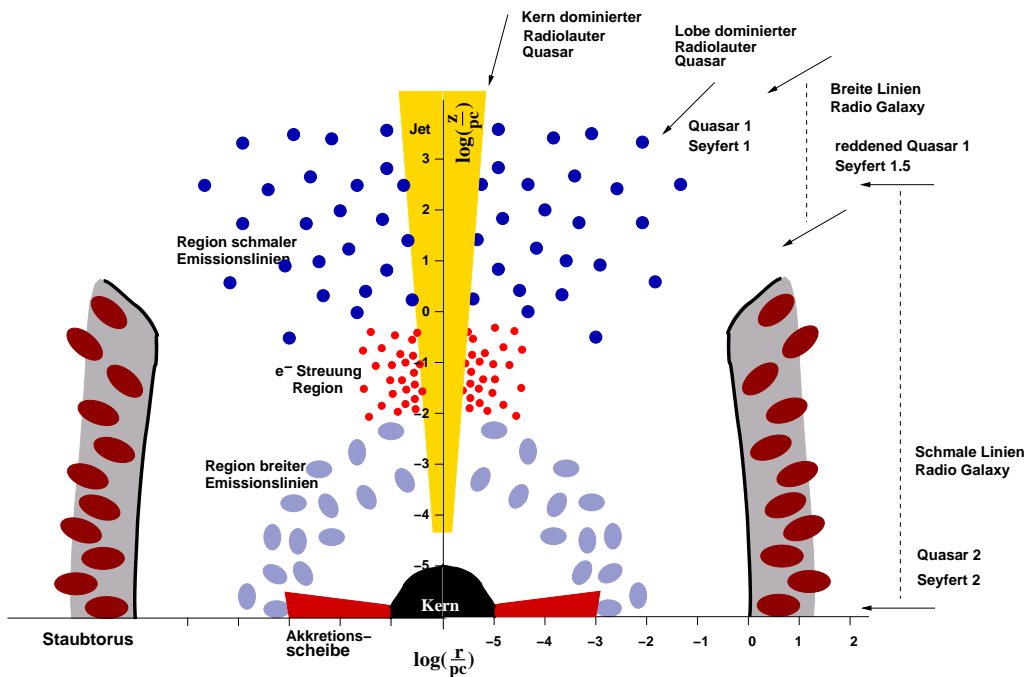


Abbildung 2.8: Schematische Skizze einer rotationssymmetrischen AGN aufgetragen in der r - z Ebene in doppelt logarithmischen Einheiten. Die Achsen sind auf 1 pc normiert. Die Stellen der BLR, ESR und NLR sind auf der linken Bildseite eingezeichnet. Die vom Blickwinkel abhängige Klassifizierung der AGN ist rechts zu sehen. Modifiziert nach [ZB02].

sich heiße Stellen, auch Knoten genannt, die im Radiobereich emittieren. Der Akkretionsscheibe umliegend befindet sich ein Staubtorus (grauer Bereich mit roten Ellipsen), aus dem die Materie in die Akkretionsscheibe gezogen wird. Die roten Ellipsen innerhalb des Staubtorus kennzeichnen Wolken, die durch stellare Winde erzeugt werden. Vom Staubtorus wird Licht im infraroten Wellenlängenbereich, sowie Radiostrahlung emittiert.

Die Klassifizierung einer aktiven Galaxie ist abhängig von der Orientierung der AGN zum Beobachter. Zu der Gruppe der Aktiven Galaktischen Kerne gehören Quasare, Seyfert-Galaxien, Blazare und Radiogalaxien. In Abbildung 2.8 sind die verschiedenen Klassifizierungen in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel dargestellt. Die Klassifizierung zwischen Quasar und Blasar ist ebenfalls in Abbildung 2.7 zu sehen.

2.4.2 Gamma-Ray-Bursts

Gamma-Ray-Bursts (GRB) sind sehr hochenergetische Gammastrahlungsausbrche, die zwischen 0.01 Sekunden bis zu einigen 100 Sekunden andauern. GRBs werden anhand ihrer Dauer in lange und kurze Gammastrahlungsausbrche unterteilt. Zu der Klasse der kurzen Gammastrahlungsausbrche gehören alle GRBs die weniger als zwei Sekunden andauern ($T_{90} < 2 \text{ sec}$)⁵. Es wird davon ausgegangen, daß kurze GRBs durch die Verschmelzung umeinander kreisender Neutronensterne entstehen. Näheres hierzu ist in [CLF04], sowie den darin aufgeführten Referenzen zu finden. Die Klasse der langen Gammastrahlungsausbrche beinhaltet alle GRBs, die eine Dauer von mehr als zwei Sekunden haben ($T_{90} > 2 \text{ sec}$) [Pir05]. Das favorisierte Szenario zur Entstehung der langen GRBs ist die Explosion eines sehr massereichen Wolf-Rayet-Sterns ($M > 25 M_{\odot}$) in einer Hypernova-Explosion⁶ [OJM07]. Die Explosion verläuft in Form zweier entgegengesetzt ausgestoßener Jets, in Abhängigkeit von der Stärke des Drehimpulses, oder des Magnetfeldes des explodierenden Sterns (siehe Abbildung 2.7). Im Anschluß an den Ausbruch im Gammabereich ist ein langanhaltendes Nachglühen im optischen und im Radiowellenlngenbereich, der so genannte *Afterglow*, zu beobachten [Pir05]. Die gemessenen GRBs sind isotrop am Himmel verteilt [MFW⁺92], was sich dadurch erklären läßt, daß die Strahlung von Quellen in fernen Galaxien stammt. Der gesamte beobachtete Fluß pro GRB entspricht einer isotropen Luminosität von $10^{51} - 10^{52} \text{ ergs/sec}$ ⁷. Somit sind GRBs die leuchtstärksten Objekte am Himmel. Da heute jedoch bekannt ist, daß die meisten GRBs in einem schmalen Jet emittieren, liegen die korrespondierenden Energien bei 10^{51} ergs , was sie vergleichbar mit der gesamten Energiefreigabe einer Supernova macht [Pir05]. Da die Gammastrahlungsausbrche nur Millisekunden andauern und dabei trotz ihrer kosmologischen Entfernung eine sehr große Intensität haben, kann es sich bei der Emissionsquelle nur um ein kleines kompaktes Objekt handeln. Zur

⁵Die Dauer eines Gammastrahlungsausbruchs wird gewöhnlich mit T_{90} angegeben. Dies ist die Zeit, in der 90% der GRB Zhtrate eingetroffen ist.

⁶Eine Hypernova ist eine sehr hochenergetische Supernova.

⁷1 Joule = 10^7 erg . Es werden ungefähr 1000 erg benötigt, um ein Gramm um einen Zentimeter hochzuheben.

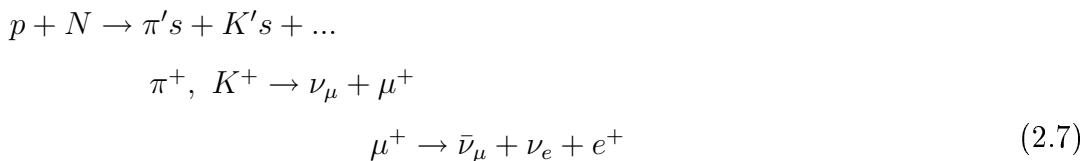
Erklärung der hohen Energiekonzentration auf sehr kleinem Raum wurde das Konzept des Feuerball-Modells (engl. fireball model) [Pir05] entwickelt. Mit diesem können viele der beobachteten Eigenschaften der prompten Emission und des Afterglows gut erklärt werden. GRBs stellen eine mögliche Quelle zur Produktion hochenergetischer kosmischer Strahlung dar. Neben der Emission kosmischer Strahlung wird in den Modellen von Waxman und Bahcall [WB97] sowie Vietri [Vie98b, Vie98a] von einer Neutrinoemission aufgrund in GRBs beschleunigter Protonen ausgegangen.

2.5 Atmosphärische Neutrinos

Bei den atmosphärischen Neutrinos wird zwischen konventionellen und prompten atmosphärischen Neutrinos unterschieden. Die konventionellen Neutrinos entstehen durch den Zerfall von Pionen und Kaonen, wohingegen die prompten Neutrinos durch den Zerfall von Hadronen mit einem wesentlichen Charmanteil (D und Λ_c^\pm Hadronen) erzeugt werden. Wenn der Begriff 'atmosphärische Neutrinos' alleine verwendet wird, sind im allgemeinen die konventionellen atmosphärischen Neutrinos gemeint.

2.5.1 Konventionelle atmosphärische Neutrinos

Bis zu einer Energie von 100 TeV werden atmosphärische Neutrinos hauptsächlich durch den Zerfall von Pionen und Myonen erzeugt, die durch die Wechselwirkung eines Protons der kosmischen Strahlung mit Molekülen der Atmosphäre produziert werden (siehe Kapitel 2.1 sowie Gleichung 2.7 [ZHV93]).



Daher läßt sich das Spektrum der atmosphärischen Neutrinos ebenso wie das der kosmischen Strahlung durch ein Potenzgesetz beschreiben. Aufgrund der großen Zerfallslänge von Pionen und Kaonen ($\tau \sim 10^{-8} s$) wechselwirkt ein großer Anteil der Teilchen mit der Atmosphäre bevor sie zerfallen. Unter Verwendung eines Primärteilchenspektrums ($E^{-2.7}$) mit Primär Energien oberhalb von 10^3 GeV folgt für das Spektrum der atmosphärischen Neutrinos, daß es proportional zu $E_\nu^{-3.7}$ und somit um eine Potenz steiler als das der kosmischen Strahlung ist [Rho02].

Für Neutrinoenergien E_ν unterhalb von 100 GeV läßt sich das Spektrum durch den Ansatz von Honda et al. [H⁺95] beschreiben. Das Energiespektrum ($E_\nu > 100$ GeV)

in Abhängigkeit vom Zenitwinkel θ läßt sich gemäß Volkova [Vol80] für Myonneutrinos durch

$$\left. \frac{dN}{dE_\nu d\Omega} \right|_{\nu_\mu} (E_\nu, \theta) = \begin{cases} 0.0285 \cdot E_\nu^{-2.69} \cdot \left[\frac{1}{1+6E_\nu/E_\pi(\theta)} + \frac{0.213}{1+1.44E_\nu/E_{K^\pm}(\theta)} \right] & \text{für } 100 \text{ GeV} \leq E_\nu < 5.4 \cdot 10^5 \text{ GeV} \\ 0.48 \cdot E_\nu^{-4.04} \cdot [E_\pi(\theta) + 0.89E_{K^\pm}(\theta)] & \text{für } E_\nu \geq 5.4 \cdot 10^5 \text{ GeV} \end{cases}$$

sowie für Elektronenneutrinos durch

$$\left. \frac{dN}{dE_\nu d\Omega} \right|_{\nu_e} (E_\nu, \theta) = \begin{cases} 0.0024 \cdot E_\nu^{-2.69} \cdot \left[\frac{0.05}{1+1.5E_\nu/E_{K^\pm}(\theta)} + \frac{0.185}{1+1.44E_\nu/E_{K^0}(\theta)} + \frac{11.4E^\zeta(\theta)}{1+1.21E_\nu/E_\pi(\theta)} \right] & \text{für } 100 \text{ GeV} \leq E_\nu < 3.7 \cdot 10^5 \text{ GeV} \\ 0.0071 \cdot E_\nu^{-4.045} \cdot [E_{K^\pm}(\theta) + 3.7E_{K^0}(\theta)] & \text{für } E_\nu \geq 3.7 \cdot 10^5 \text{ GeV} \end{cases}$$

beschreiben. Für den Exponenten ζ gilt

$$\zeta(\theta) = a(\theta) + b(\theta) \cdot \log(E_\nu). \quad (2.8)$$

Die Werte von $E_\pi(\theta)$, $E_{K^\pm}(\theta)$, $E_{K^0}(\theta)$, $a(\theta)$ und $b(\theta)$ sind in Tabelle 2.1 aufgeführt.

$\cos(\theta)$	$E_\pi(\theta)$	$E_{K^\pm}(\theta)$	$E_{K^0}(\theta)$	$a(\theta)$	$b(\theta)$
1.0	121	897	194	-1.0	0.0
0.6	202	1500	324	-0.355	-0.23
0.4	298	2190	473	-0.687	-0.01
0.3	392	2900	628	-0.619	-0.007
0.2	572	4220	915	-0.384	-0.09
0.1	886	6540	1410	-0.095	-0.165
0.05	1060	7820	1690	0.0	-0.186
0.0	1190	8760	1890	0.083	-0.215

Tabelle 2.1: Parameter der Winkelverteilung [Vol80].

Da die Flugstrecke der Teilchen durch die Atmosphäre vom Zenitwinkel abhängt, ist auch die mittlere freie Weglänge der Teilchen beim Durchqueren zenitwinkelabhängig. Deshalb haben Pionen und Kaonen bei einer Durchquerung mit einer großen horizontalen Wegkomponente mehr Zeit zu zerfallen als, bei einer reinen vertikalen Wegstrecke. Dies führt dazu, daß der horizontale Neutrinofluß größer ist als der vertikale. In Abbildung 2.9 sind die mit E^2 gewichteten, vertikalen und horizontalen atmosphärischen Myonneutrino Flüsse ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) gegen den Logarithmus der Energie

für drei unterschiedliche Neutrinoflußmodelle aufgetragen. Das schwarz gepunktete Band zeigt das Modell nach Volkova [Vol80], das pink gestreifte Band entspricht dem Modell nach Honda [HKKM04] und das blaue Band repräsentiert die Modellvorhersage nach Barr [BGL⁺04, BGL⁺, GHLS01]. Der jeweils obere (untere) Rand jedes Bandes entspricht der horizontalen (vertikalen) Flußvorhersage.

Eine isotrope Darstellung ist in der Abbildung 2.10 zu sehen. In dieser sind die Flussvorhersagen über die Zenitwinkel zwischen 90° und 180° integriert dargestellt. Die Modellunsicherheiten sind nicht eingezeichnet.

Eine weitere Quelle atmosphärischer Neutrinos bilden die semileptonische Zerfälle kurzlebiger Charm-Hadronen, die im folgenden Kapitel beschrieben werden.

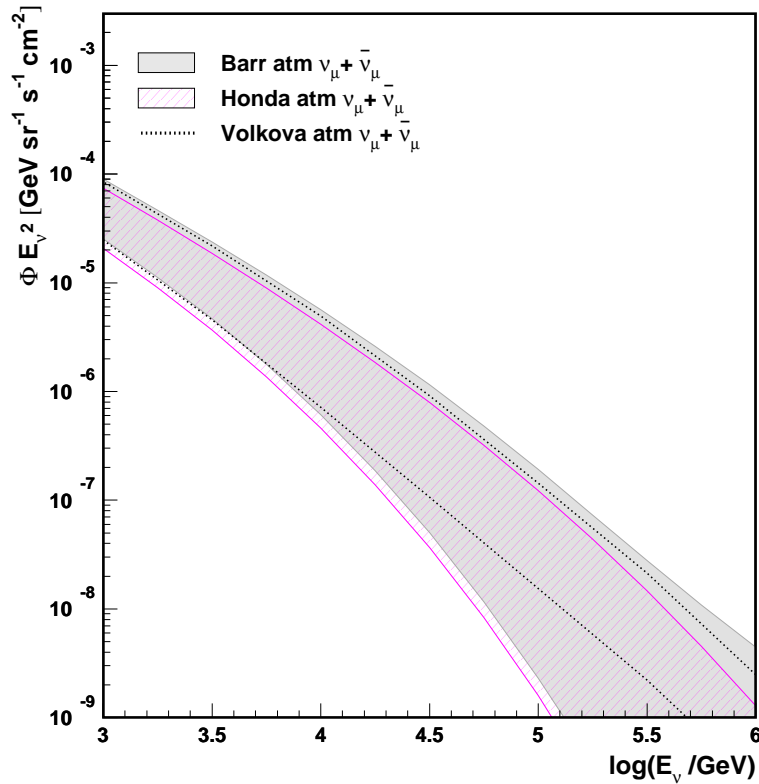


Abbildung 2.9: Mit E^2 gewichtete Flußmodelle für atmosphärische Myon-Neutrinos ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) nach Barr [BGL⁺04, BGL⁺, GHLS01], Honda [HKKM04] und Volkova [Vol80]. Der jeweils obere (untere) Rand jedes Bandes entspricht der horizontalen (vertikalen) Flußvorhersage. Die Modellunsicherheiten sind nicht eingezeichnet.

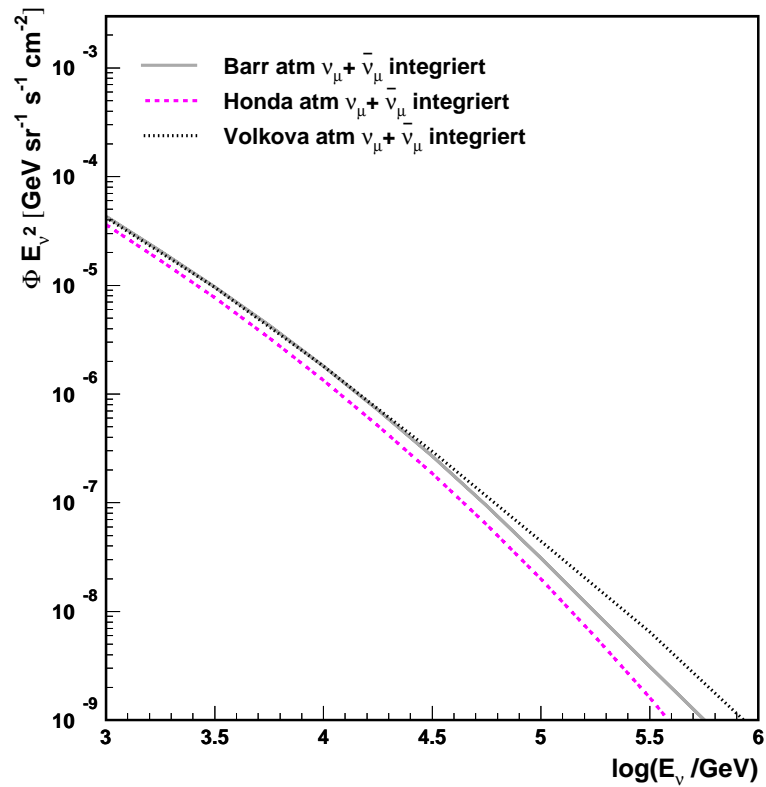


Abbildung 2.10: Mit E^2 gewichtete Flußmodelle für atmosphärische Myon-neutrinos ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) nach Barr [BGL⁺04, BGL⁺, GHLS01], Honda [HKKM04] und Volkova [Vol80]. Die Flußvorhersagen sind über die Zenitwinkel zwischen 90° und 180° integriert dargestellt. Die Modellunsicherheiten sind nicht eingezeichnet.

2.5.2 Prompte atmosphärische Neutrinos

Eine weitere Quelle atmosphärischer Neutrinos ist die Erzeugung durch den Zerfall von Hadronen mit Charmanteil (D^- - und Λ_c^\pm -Hadronen). Die so erzeugten Neutrinos werden als *prompte* (engl. prompt) atmosphärische Neutrinos bezeichnet. Aufgrund der sehr kurzen Lebensdauer von D^- - und Λ_c^\pm -Hadronen mit einer Zerfallslänge von $\tau \lesssim 10^{-12}$ s findet eher ein Hadronzerfall als eine Wechselwirkung mit anderen Teilchen statt. Dadurch folgt das Neutrinospektrum prompter Neutrinos bis zu Energien von circa 10^3 TeV annähernd dem gleichen Potenzgesetz wie das Spektrum der primären kosmischen Strahlung ($\Phi \propto E_\nu^{-2.7}$) [ZHV93].

Neben den prompten atmosphärischen Neutrinos werden auf die gleiche Weise auch prompte atmosphärische Myonen erzeugt. Die mit E^3 gewichteten vertikalen Flüsse von Myonen ($\mu^+ + \mu^-$), Myonneutrinos ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) und Elektronneutrinos ($\nu_e + \bar{\nu}_e$) sind in Abbildung 2.11 gegen den Logarithmus der Energie aufgetragen. Die drei oberen Bilder stellen die Spektren konventioneller atmosphärischer Myon- und Neutrino-flüsse aus Pion- und Kaon-Zerfällen dar. Auf der linken Seite ist der Myonfluß ($\mu^+ + \mu^-$) zu sehen. In der mittlere Darstellung ist der Myonneutrinofluß ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) abgebildet und auf der rechten Seite ist der Elektronneutrinofluß ($\nu_e + \bar{\nu}_e$) dargestellt. Die Spektren zeigen den in Kapitel 2.5.1 beschriebenen Verlauf. In den drei unteren Darstellungen sind die vertikalen prompten Myon- und Neutrino-flüsse aus D^- - und Λ_c^\pm -Zerfällen gegen den Logarithmus der Energie aufgetragen. Wie bereits in den oberen Bildern ist links das Spektrum von Myonen ($\mu^+ + \mu^-$), mittig das von Myonneutrinos ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) und rechts das Spektrum von Elektronneutrinos ($\nu_e + \bar{\nu}_e$) zu sehen. Die Spektren steigen bis zu Energien von ungefähr 1000 TeV an und fallen danach wieder ab. Somit folgt, daß die Spektren für Energien bis 1000 TeV annähernd dem Potenzgesetz der primären kosmischen Strahlung folgen.

In Abbildung 2.12 ist der gesamte vertikale Fluß (*total*) aus den Beiträgen von Pion- und Kaon-Zerfällen (*conventional*) und den Beiträgen aus den Charm-Zerfällen (*prompt*) dargestellt. Der Fluß ist mit E^3 gewichtet und gegen den Logarithmus der Energie in GeV aufgetragen. Die Reihenfolge der Spektren ist die gleiche wie in Abbildung 2.12. Da das Spektrum prompter atmosphärischer Myonen und Neutrinos um eine Potenz flacher ist als das der konventionellen atmosphärischen Teilchen, wird das Gesamtspektrum ab Energien oberhalb von 10 – 100 TeV durch Myonen und Neutrinos aus Charm-Zerfällen dominiert [ZHV93].

Bei der Suche nach kosmischen Neutrinos wird der Hintergrund durch die prompten atmosphärischen Neutrinos gebildet. Daher ist ihre genaue Bestimmung von besonderem Interesse. Dies führt jedoch direkt zu der genauen Bestimmung des Produktionswirkungsquerschnittes schwerer Mesonen, da prompte atmosphärische Neutrinos durch den Zerfall von Hadronen mit Charmanteil erzeugt werden. Der Charm-Wirkungsquerschnitt wiederum hängt stark vom Verhalten der Gluonstrukturfunktion bei kleinen Björken- x -Werten ab und diese ist je nach Energiebereich kaum, beziehungsweise nicht, bekannt. Im folgenden Kapitel werden verschiedene Modelle zur Bestimmung des prompten atmosphärischen Neutrino-flusses diskutiert.

2.5.3 Modelle prompter atmosphärischer Neutrinos

Zur Berechnung des Flusses prompter atmosphärischer Neutrinos wird der Charm-Wirkungsquerschnitt benötigt. Die bisher gemessenen Daten zur Charmproduktion stammen von Teilchenbeschleunigern und liegen unterhalb von 10^4 GeV. Mit Hilfe der perturbativen Quantenchromodynamik (pQCD) können diese Daten unter Berücksichtigung der störungstheoretischen Beiträge bis zur nächstführenden Ordnung (NLO) beschrieben werden. Zur Reproduktion der Daten reicht auch die Verwendung der Störungsreihe bis zur führenden Ordnung (LO), wenn die LO-Beiträge mit einem Faktor $K \simeq 2.3$ multipliziert werden [MRS03]. Aus diesem Grund wird in vielen Modellen zur Bestimmung des Flusses prompter atmosphärischer Neutrinos die Theorie der pQCD verwendet. Die Extrapolation zu höheren Energien beziehungsweise zu kleinen Björken- x -Werten ist jedoch schwierig [MRS03], da für den minimalen Björken- x -Bereich ($x < 10^{-4}$) keine Daten zur Bestimmung der Gluon-Partondichte existieren. Im relevanten Energiebereich ($10^4 - 10^8$ GeV) existieren

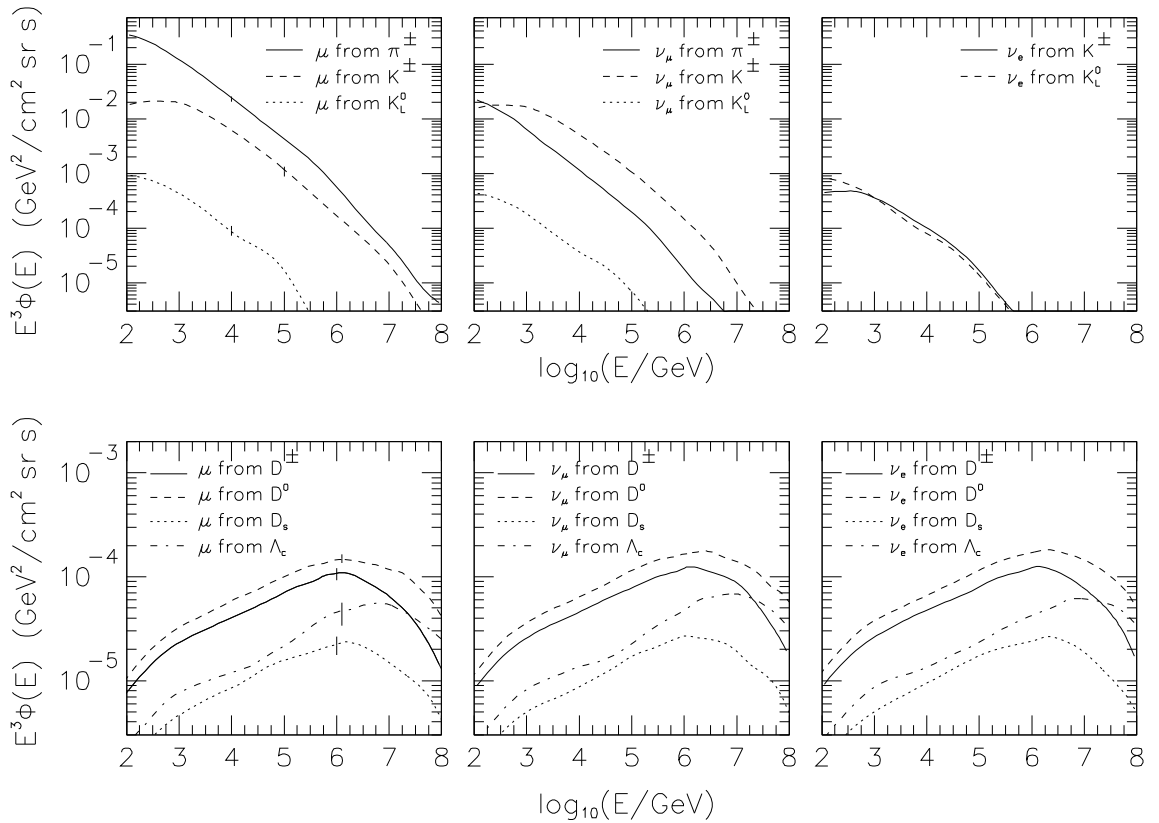


Abbildung 2.11: Mit E^3 gewichteter, vertikaler Myon- ($\mu^+ + \mu^-$), Myon-neutrino- ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) und Elektronneutrino- ($\nu_e + \bar{\nu}_e$) vom Zerfall verschiedener Teilchen. Die statistische Genauigkeit der Monte Carlo Simulation wird durch die Fehlerbalken angezeigt [TIG96].

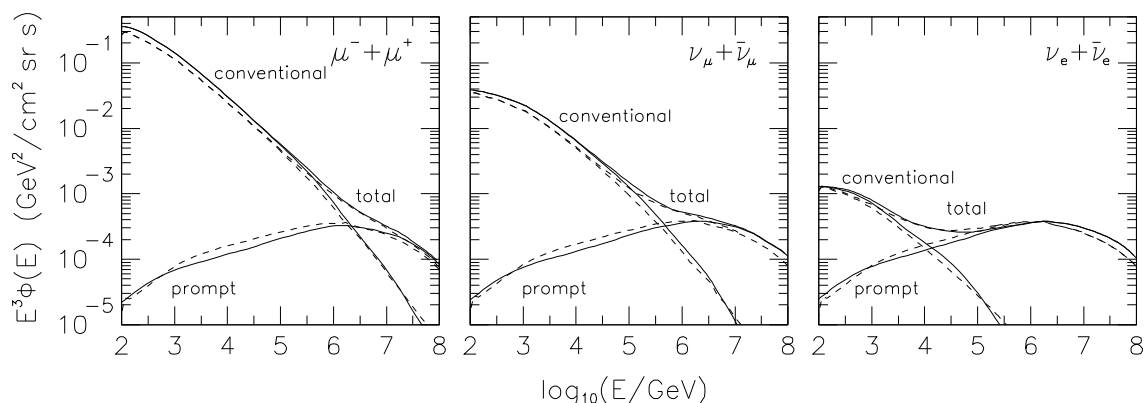


Abbildung 2.12: Mit E^3 gewichteter, vertikaler Myon-, Myon-Neutrino- und Elektron-Neutrino-Fluss von π -, K -Zerfällen (conventionell) und von Charm-Zerfällen (prompt), sowie der Gesamtfluss (total). Die gestrichelte und durchgezogene Linie zeigen die Simulationsergebnisse für zwei unterschiedliche Approximationen [TIG96].

unterschiedlichste Modelle zur Bestimmung des Flusses prompter Neutrinos, wobei die Vorhersagen um mehr als zwei Größenordnungen variieren können [MRS03]. Im folgenden werden die Modelle von Martin [MRS03], Naumov [FNV01, BNSZ89a] und Costa [Cos01] diskutiert. Ein Vergleich der verschiedenen Modelle ist in Abbildung 2.13 gezeigt. Hier ist der mit E^3 gewichtete, über alle Winkel gemittelte, diffuse Myon-Neutrino-Fluss gegen den Logarithmus der Energie aufgetragen.

Martin

In [MRS03] werden für den Bereich $x < 10^{-5}$ drei physikalisch motivierte Modelle zur Extrapolation der Partondichte des Gluons vorgestellt:

- MRST (Martin, Roberts, Stirling, Thorne):
Unter Verwendung der DGLAP⁸-Entwicklung kann die Quark- und Gluondichte mit Q^2 in Abhängigkeit von x bestimmt werden. Im MRST-Modell wird ein DGLAP-Gluon mit einer double-leading-log (DLL)-Extrapolation unter Verwendung von MRST2001-Partonen [MRST02] verwendet. Die Fortsetzung des führenden $\alpha_s \ln Q^2 \ln 1/x$ -Terms wird innerhalb des DGLAP-Systems durchgeführt.
- KMS (Kwiecinski, Martin, Stasto):
In diesem Modell erfolgt die Extrapolation durch das Lösen der vereinheitlichten DGLAP/BFKL⁹-Gluon-Gleichung [KMS97] mit einer $x^{-\lambda}$ Extrapolation für $x < 10^{-7}$.

⁸DGLAP – Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi

⁹BFKL – Balitzkij, Fadin, Kuraev, Lipatov

- GBW (Golec-Biernat, Wüsthoff) :
Im GBW-Modell wird bei der Extrapolation der Sättigungs-Effekt bei einer tiefinelastischen Streuungen (DIS¹⁰) berücksichtigt. Hierfür wird das GBW-Modell [GBW98] für DIS verwendet.

Beim Vergleich der drei Modelle in [MRS03] erweist sich das GBW-Modell als das genaueste Modell [MRS03].

Costa

Die Berechnung des prompten Leptonflusses wird maßgeblich vom Verhalten des Charmproduktions-Modells bestimmt. Drei verschiedene Modelle werden in [Cos01] vorgestellt und miteinander verglichen.

- QGSM (Quark gluon string model):
Das GBSM-Modell ist ein halbempirisches Modell der Charmproduktion basierend auf nicht perturbativen QCD-Berechnungen nach Kaidalov und Piskunova [Kai86]. Das Modell wurde auf Beschleunigerdaten normiert und auf die prompten Myonberechnungen nach Volkova [Vol87] angewendet.
- RQPM (Recombination quark parton model):
Das RQPM-Modell ist ein phenomenologischer nicht perturbativer Ansatz. In diesem Modell wird der intrinsische Charmbeitrag zum Wirkungsquerschnitt berücksichtigt, siehe [BMN⁺98, BNSZ89b].
- pQCD (Perturbative QCD basierende Modell):
Hier wird die Charmproduktion nach [TIG96] direkt bis zur leading-order (LO) der Kopplungskonstanten berechnet. Der NLO-Verteilungseffekt wird als ein Gesamtfaktor mit berücksichtigt, siehe [Cos01].

Naumov

In [FNV01, BNSZ89a] werden die gleichen Ansätze wie bereits von Costa et. al. [Cos01] diskutiert (RQPM und QGSM). Der atmosphärische Neutrinofluß wird mit eindimensionalen Berechnungen durchgeführt. In diese gehen aktuelle Daten der primären kosmischen Strahlung und der Hadronwechselwirkungen mit ein.

¹⁰DIS – deep inelastic scattering

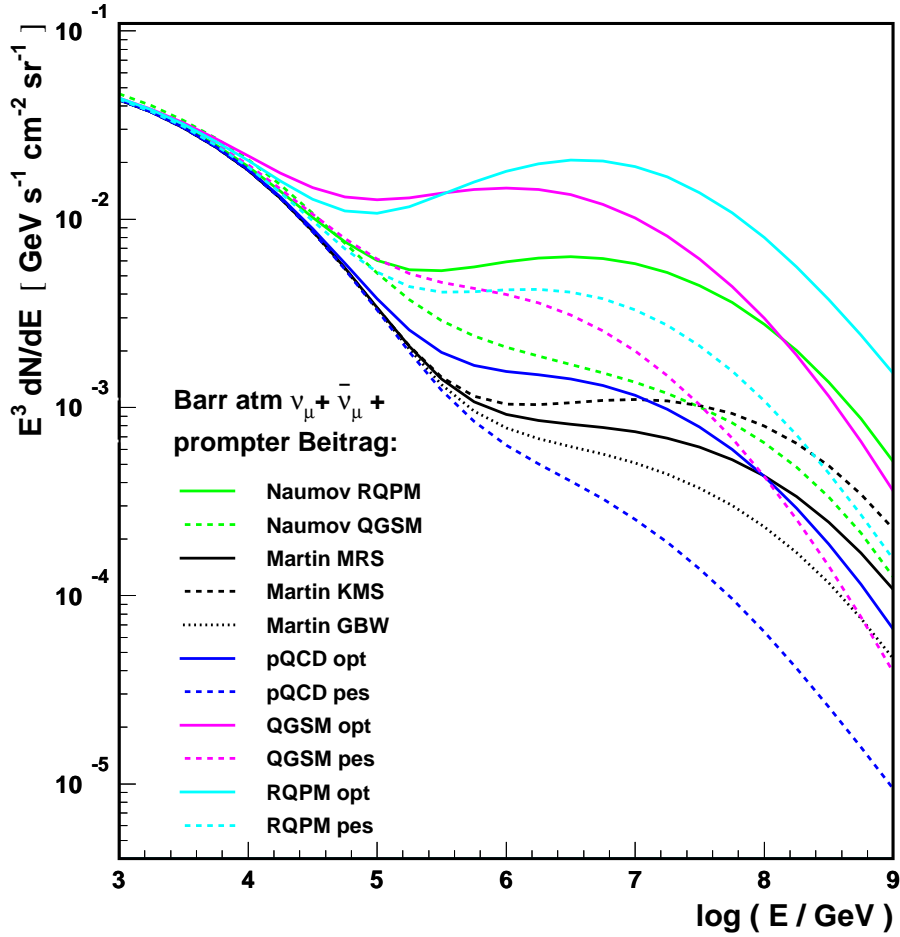


Abbildung 2.13: Mit E^3 gewichteter, über alle Winkel gemittelter Myon-neutrino fluß. Der Gesamtfluß setzt sich aus den Beiträgen von Pion- und Kaon-Zerfällen (*conventional*) und den Beiträgen aus den Charm-Zerfällen (*prompt*) zusammen. Der konventionelle Fluß ist nach Barr [BGL⁺04, BGL⁺, GHLS01] bestimmt. Für den prompten Beitrag sind die Modelle nach Naumov (RQPM, QGSM) [FNV01, BNSZ89a], Martin (MRS, KMS, GBW) [MRS03] sowie nach Costa (pQCD_opt, pQCD_pes, RQPM_opt, RQPM_pes, QGSM_opt, QGSM_pes) [Cos01] eingezeichnet.

2.6 Extraterrestrische Neutrinos

Zu den niederenergetischen extraterrestrischen Neutrinos gehören Neutrinos aus Sternen oder aus Supernovaexplosionen sowie die so genannten Restneutrinos. Die Restneutrinos, auch kosmologische Neutrinos genannt, besitzen mit $E_\nu \sim 5 \cdot 10^{-4}$ eV die geringste Neutrinoenergie. Die energetisch nächsthöher liegenden Neutrinos entstehen in Sternen durch thermonukleare Fusionsprozesse ($E_\nu \lesssim 20$ MeV), wie zum Beispiel in der Sonne, oder in Supernovaexplosionen ($E_\nu \lesssim 100$ MeV) [Sch97]. Ein Vergleich der verschiedenen Neutrinospektren vom meV- bis zum EeV-Bereich ist in Abbildung 2.14 dargestellt. In dieser sind die mit E^2 gewichteten Neutrinoflüsse gegen den Logarithmus der Neutrinoenergie aufgetragen. Der isotrope Fluß von Restneutrinos ($C\nu B^{11}$) liegt deutlich unterhalb der Energie von Neutrinos aus Fusionsprozessen wie beispielsweise aus der Sonne (durchgezogene blaue Linien) oder denen von Supernovae (gepunktete rote Linien). Zur Orientierung sind ebenfalls die in Kapitel 2.5.1 diskutierten atmosphärischen Neutrinoflüsse nach Volkova [Vol80] (gestrichelte schwarze Linien) eingezeichnet.

Die Spektren hochenergetischer extraterrestrischer Neutrinos liegen oberhalb von $E_\nu \gtrsim 50$ GeV. Hochenergetische kosmische Neutrinos entstehen durch astrophysikalische Beschleuniger wie AGN oder GRBs. In Abbildung 2.14 ist der maximale Beitrag von Neutrinos aus AGN [MPR01] (Modell Nummer 1) sowie ein generisches GRB-Spektrum [WB97, WB99] (Modell Nummer 2) dargestellt. Der erwartete Neutrinofluß durch die Absorption von Protonen durch den GZK-Effekt [YT93] ist ebenfalls eingezeichnet.

Im folgenden werden die verschiedenen Neutrinoquellen diskutiert.

2.6.1 Restneutrinos

Nach dem Kosmologischen Standardmodell gibt es analog zum bereits beobachteten kosmischen Mikrowellenhintergrund, der sich aus Photonen zusammensetzt, eine Neutrino Hintergrundstrahlung ($C\nu B$) bestehend aus Restneutrinos. Ungefähr eine Sekunde nach dem Urknall, als die Teilchenenergie bei ungefähr 1 MeV lag, kam es zur Abkopplung der schwach wechselwirkenden Neutrinos von den übrigen Teilchen des primordialen Plasmas. Die abgekoppelten Neutrinos bildeten ein Neutrino Gas, das sich immer weiter ausdehnt und abkühlt. Nach der Entkopplung der Neutrinos, als das Universum ungefähr 10 Sekunden alt war, kam es zu einer Annihilation der e^\pm -Paare. Da durch die Annihilation nur die Photonen, nicht aber die entkoppelten Neutrinos, erhitzt wurden, liegt die heutige Temperatur des $C\nu B$ leicht unterhalb der Temperatur des Mikrowellenhintergrundes $T_{\gamma,0} = 2.7$ K. Heute bildet das Neutrino Gas die isotrope kosmische Neutrino Hintergrundstrahlung mit einer Neutrino Temperatur von $T_{\nu,0} = (4/11)^{1/3} T_{\gamma,0} = 1.95$ K. Die Energien der Restneutrinos liegen im meV-Bereich ($\langle E_\nu \rangle \sim 5 \cdot 10^{-4}$ eV), was einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt zur Folge hat. Dadurch ist ihre Detektion mit den derzeitigen Methoden nicht möglich [Sch97]. Das $C\nu B$ -Spektrum ist in Abbildung 2.14 zu sehen.

¹¹ $C\nu B$ – Cosmic neutrino Background

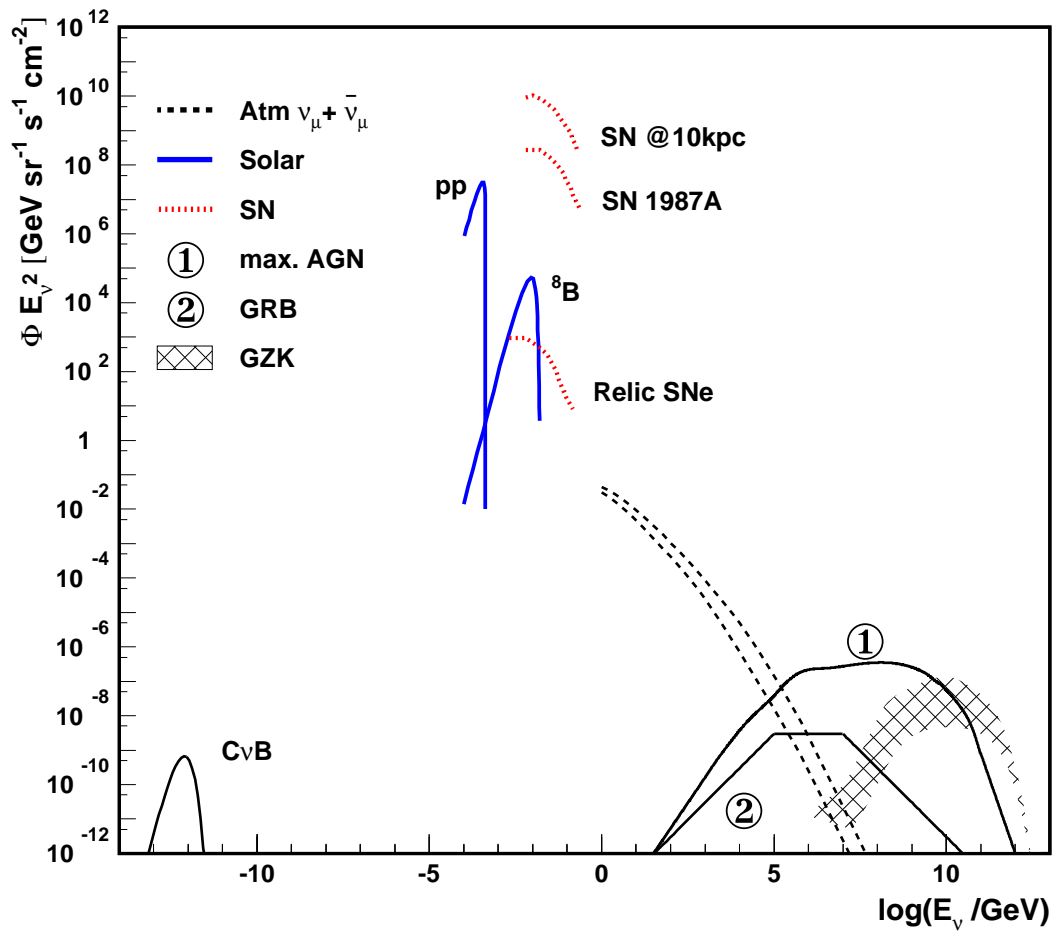


Abbildung 2.14: Mit E^2 gewichtete astrophysikalische Neutrinospektren im meV- bis EeV-Bereich, modifiziert nach [Rou00, Kos92, Bec07]. Gezeigt ist der kosmische Neutrino hintergrund (CνB) im meV-Bereich; die Neutrinospektren solarer Neutrinos (blaue Linien) nach dem Standard-Sonnenmodell [BU88] und Supernovaneutrinos (SN) (gepunktete rote Linien) im MeV-Bereich. Im GeV- bis TeV-Bereich sind die atmosphärischen $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ Neutrino flüsse nach [Vol80] eingezeichnet (gestrichelte schwarze Linien). Die extragalaktischen Neutrinospektren liegen im TeV- bis ZeV-Bereich und umfassen den maximalen Beitrag von AGN [MPR01], ein generisches GRB-Spektrum [WB97, WB99], sowie den erwarteten Neutrino fluß durch die Absorption von Protonen durch den GZK-Effekt [YT93]. Zum besseren Vergleich der isotropen Neutrinospektren mit den Punktquellenspektren sind die Punktquellen flüsse mit $1/(4\pi)$ skaliert.

2.6.2 Solare Neutrinos

Solare Neutrinos entstehen durch thermonukleare Fusionsprozesse innerhalb der Sonne. Ihre Energien liegen im MeV-Bereich. Die Fusionsreaktionen kommen durch die pp -Kette oder den CNO-Zyklus zustande, wobei die pp -Kette einen wesentlich größeren Beitrag zur Energieerzeugung liefert als der CNO-Zyklus. Insgesamt gibt es drei Prozesse aus der pp -Kette, die ein kontinuierliches Neutrino-flußspektrum erzeugen: die pp -Reaktion, der 8B -Zerfall und die sehr seltene hep -Reaktion [Sch97]. Die Spektren der Sonnenneutrinos aus der pp -Reaktion ($p + p \rightarrow D + e^+ + \nu_e$), mit verhältnismäßig niedrigen Neutrinoenergien, ($E_\nu \leq 0.42$ MeV) und der 8B -Neutrinos (${}^8B \rightarrow {}^8Be + e^+ + \nu_e$) mit den zweithöchsten solaren Neutrinoenergien ($E_\nu \leq 14.6$ MeV) [Sch97] sind in Abbildung 2.14 dargestellt. Die höchsten solaren Neutrinoenergien ($E_\nu \leq 18.8$ MeV) werden von den sehr seltenen hep -Neutrinos (${}^3He + p \rightarrow {}^4He + e^+ + \nu_e$) erreicht. Jedoch sind selbst diese relativ hohen Energien noch weit unterhalb der Energieschwellen von Neutrino-teleskopen wie AMANDA und IceCube, und daher mit diesen nicht meßbar. Die Neutrinoenergien sind nach dem Bahcall-Pinsonneault-Standard-Sonnenmodell (BP-SSM) [BP92, BPW95] angegeben, siehe auch [Sch97].

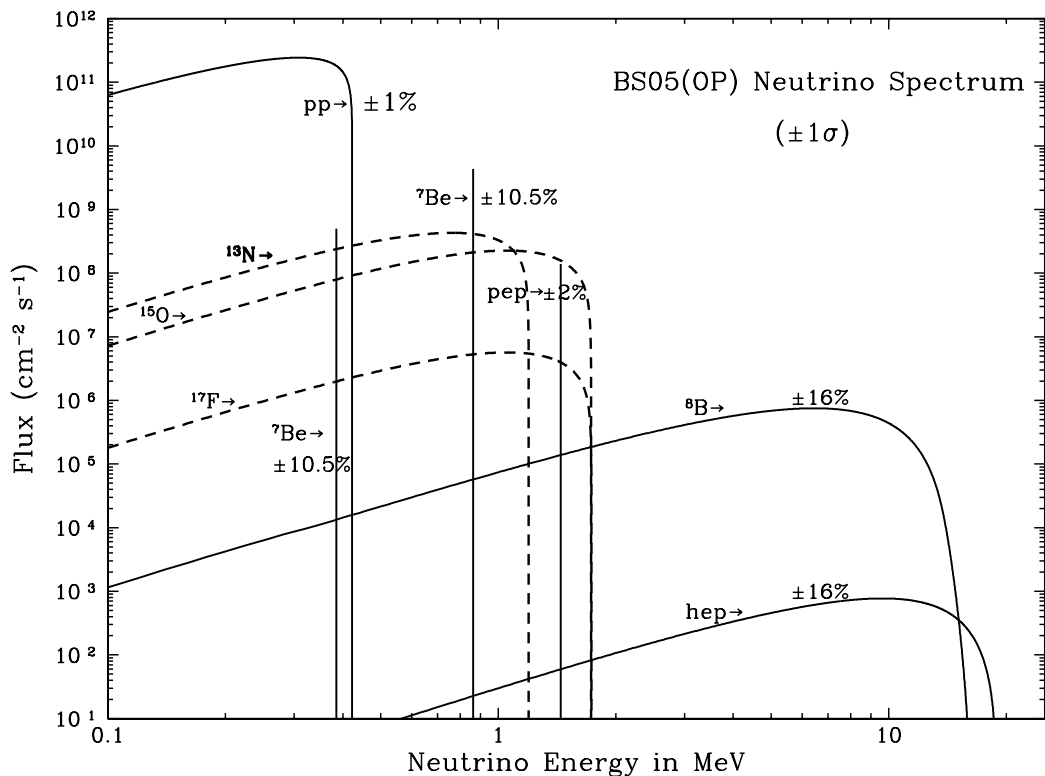


Abbildung 2.15: Energiespektren solarer Neutrinos aus verschiedenen Fusionsprozessen [BSB05].

2.6.3 Galaktische Neutrinos

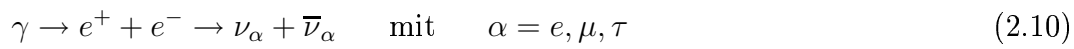
Galaktische Neutrinos können in Supernovaexplosionen sowie den daraus entstehenden Supernovaüberresten, Pulsaren, Mikroquasaren, oder Doppelsternsystemen entstehen. In Abbildung 2.14 ist der theoretische Fluß galaktischer Neutrinos aus SN-Resten und von einer hypothetischen galaktischen Quelle (SN) mit einer Entfernung von 10 kpc gezeigt. Desweiteren ist das gemessene Neutrinospektrum der Supernova 1987A abgebildet.

Supernovaneutrinos

Bei einer SN-Explosion des Typs II kommt es zu einem Gravitationskollaps des Stern-Eisenkerns, die zu einem großen Neutrinoausbruch führt. Durch die Implosion verbinden sich Elektronen und Protonen zu Neutronen, wodurch Neutrinos erzeugt werden, siehe Gleichung 2.9. Dieser Vorgang wird Deleptonisation genannt.



Der weit größere Neutrinoanteil (90%) wird durch die Abkühlung des Kerns über die thermische Neutrinoerzeugung emittiert, siehe Gleichung 2.10.



Während der Abkühlung werden mehrere Sekunden lang Neutrinos und Antineutrinos aller Flavour erzeugt [KZ97]. Durch den Kernkollaps wird eine Stoßwelle erzeugt, die zur Explosion des Sterns führt. Ein Ausstoß von Neutrinos wird von den SN vom Typ Ib, Ic und II erwartet. Da es bei SN vom Typ Ia zu keiner Deleptonisation kommt, werden hier keine Neutrinos erwartet.

Neutrinos aus jungen Supernovaüberresten

Neutrinos können durch die Beschleunigung von Protonen mit anschließender Wechselwirkung der Protonen mit niederenergetischen Targetprotonen oder Targetphotonen in einem jungen SNR erzeugt werden. Hierbei wird zwischen zwei verschiedenen Erzeugungsmöglichkeiten unterschieden [Ber91]. In der so genannten inneren Neutrinoerzeugung werden Protonen in der sich ausbreitenden SN-Hülle beschleunigt, beispielsweise durch ein stark rotierendes Magnetfeld des Pulsars oder eines schwarzen Loches. Treffen die Protonen auf die Hüllenmaterie, können in einer Reaktion, wie sie in Gleichung 2.12 beschrieben ist, hochenergetische Neutrinos erzeugt werden. Bei der äußeren Neutrinoerzeugung werden die Neutrinos ebenfalls durch die Beschleunigung von Protonen erzeugt mit dem Unterschied, daß hier die Protonen an zwei aufeinander zulaufenden Schockfronten beschleunigt werden [Sch97].

von $E_\nu \gtrsim 50$ GeV. UHE-Neutrinos hingegen werden in $p\gamma$ -Reaktionen erzeugt und haben mit $E_\nu \gtrsim 10^6$ GeV eine wesentlich höhere Energie. Im folgenden werden Aktive Galaktische Kerne und kosmische Gammastrahlungsausbrüche (Gamma-Ray-Bursts) als mögliche Neutrinoquellen diskutiert.

Neutrinos aus Aktiven Galaktischen Kernen

Entlang eines AGN-Jets können Protonen auf durch diffuse Schockbeschleunigung zu sehr hohen Energien beschleunigt werden. Die beschleunigte Protonen können durch die Wechselwirkung mit UV-Photonen (siehe Gleichung 2.16) Neutrinos erzeugen.

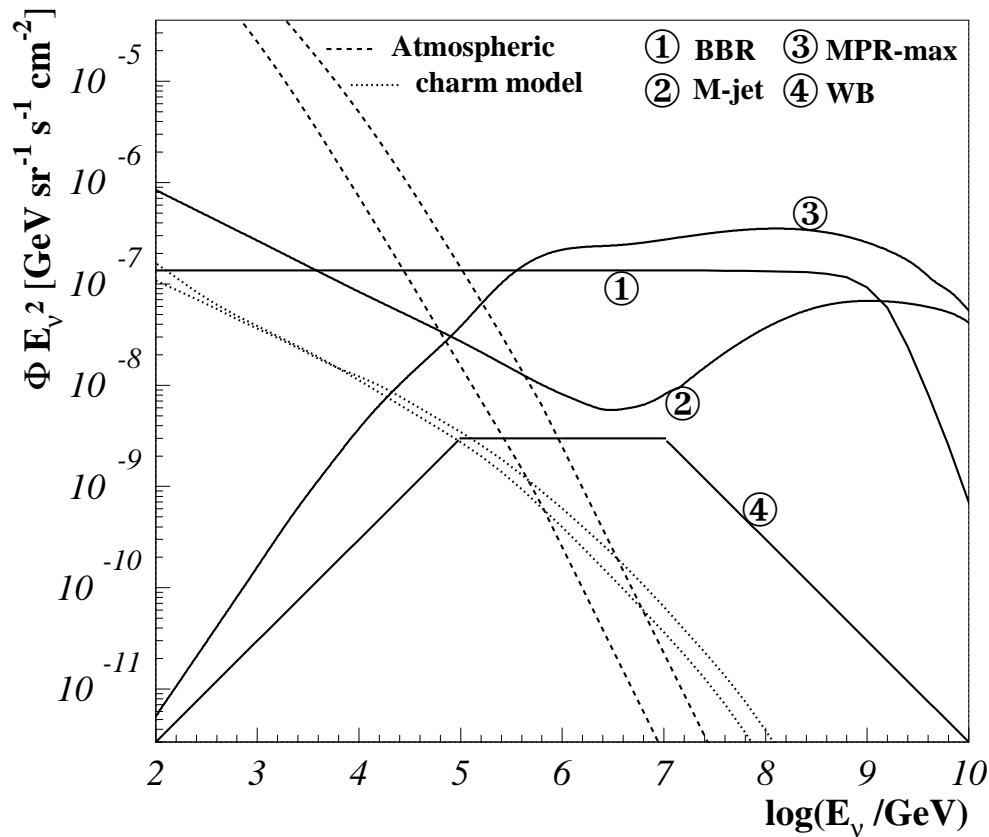


Abbildung 2.16: Überblick über Neutrinospektren extragalaktischer Neutrinos von verschiedenen Quellen. Atmosphärisch [Vol80], charm [MRS03], Modell 1 [BBR05], Modell 2 [Man95], maximalen Beitrag von AGN [MPR01] (Modell 3), generisches GRB-Spektrum [WB97, WB99] (Modell 4).

Neutrinos von GRBs

Es wird davon ausgegangen, daß Neutrinos in drei verschiedenen GRB-Phasen emittiert werden. Hochenergetische Neutrinos werden durch interne oder externe Schocks, die während des GRB-Prozesses auftreten, erzeugt. Die Neutrinoproduktion geschieht sowohl durch Proton-Proton als auch durch Proton-Photon Wechselwirkungen (siehe Gleichung 2.16). Die Produktion in der ersten Phase wird in dem *Vorläufermodell* (engl. precursor model) [RMW03] beschrieben. In dieser Phase werden Neutrinos mit Energien oberhalb von 10^5 GeV alleine durch Proton-Photon Wechselwirkungen erzeugt. Die Messungen von precursor-Neutrinos ist mit AMANDA wegen der geringen Flüsse nicht möglich.

Eine direkte Korrelation der prompten Photonemission mit der Neutrinoemission wird in der zweiten Phase erwartet. Bei hohen Energien sind die durch beschleunigte Elektronen erzeugten Photonen die dominanten Wechselwirkungspartner der Protonen. Waxman und Bahcall [WB97] sowie Vietri [Vie98b, Vie98a] gehen von einer Beschleunigung von Protonen in GRBs bis zu Energien von 10^{20} eV aus. Mit einem ausreichend hohen Photonenfluß im relevanten Energiebereich könnten dadurch Neutrinos mit Energien bis zu 10^{19} eV erzeugt werden. Ein möglicher signifikanter Neutrinofluß mit Neutrinoenergien von ungefähr 10^{14} eV wurden von Paczynski und Xu [PX94], und Waxman und Bahcall [WB97] berechnet [Pir05]. In diesen entsteht der Fluß durch die Wechselwirkung von GRB Photonen mit Protonen die in internen Schocks beschleunigt werden. In den Modellen von Waxman und Bahcall [WB97] wird das Neutrinospektrum durch ein segmentiertes Potenzgesetz der Form

$$\frac{d\Phi_\nu}{dE} = A \begin{cases} E^{-1}/E_b & \text{für } E < E_b \\ E^{-2} & \text{für } E_b < E < E_\pi \\ E^{-3} \cdot E_\pi & \text{für } E > E_\pi \end{cases} \quad (2.12)$$

beschrieben. Hierbei ist A die Flußnormierungskonstante, E_b die Energie, an der die erste Umbruchstelle im Spektrum liegt, und E_π die Energie der zweiten Umbruchstelle, deren Ursprung Pionenergieverluste sind. Das Spektrum ist in Abbildung 2.16 als Modell 4 gekennzeichnet. Es ist jedoch zu beachten, daß die Form des Spektrums von einzelnen GRBs mitunter stark von diesem generischen Spektrum abweichen können [GHA⁺04, BSHR06]. Abschätzungen zeigen, daß von jedem GRB durchschnittlich ein Fluß von ungefähr 10^{-9} GeV cm⁻² s⁻¹ sr⁻¹ produziert wird. Das entspricht 0.01 Ereignissen in einem km³ Detektor wie IceCube [GSW01].

Die *afterglow* Neutrinos werden in der dritten Phase emittiert. Dies geschieht durch das Auftreffen interner Fireballschocks auf das interstellare Medium wodurch externe Schocks produziert werden [WB00]. Diese Neutrinos sind sehr hochenergetisch und können aufgrund der niedrigen Flüsse nicht mit AMANDA, oder IceCube detektiert werden.

3

Das Neutrinoteleskop AMANDA

AMANDA¹ ist ein Neutrinoteleskop zur Messung des isotropen kosmischen Neutrinoflusses und zur Identifizierung astronomischer Neutrinoquellen. Für den Nachweis hochenergetischer Neutrinos wird wie auch bei anderen Neutrino-teleskopen, der Čerenkov-Effekt genutzt. Während bei anderen Neutrino-teleskopen (DUMAND² [Gri92], Baikal [CS90]) Wasser als Detektionsmedium verwendet wird, ist AMANDA das einzige Teleskop, das als Detektionsmedium Eis benutzt. Im Gegensatz zu Wasser handelt es sich bei Eis um ein reines Medium, wodurch störende Einflüsse wie beispielsweise Biolumineszenz nicht auftreten. Desweiteren sind im Eis keine radioaktiven Verunreinigungen durch ⁴⁰K vorhanden, wodurch die Rauschrate der Lichtsensordesignale im Detektor sehr gering ist.

3.1 Das Detektionsprinzip

Der Wechselwirkungsquerschnitt von Neutrinos mit Materie zur Produktion von Leptonen beträgt zwischen 1 GeV und 3 TeV [Sch97]:

$$\sigma \simeq 0.5 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \cdot \frac{E_\nu}{\text{GeV}} . \quad (3.1)$$

Zur Detektion eines Teilchens mit einem derart geringen Wechselwirkungsquerschnitt werden große Detektionsvolumina benötigt. Die Messung der Čerenkov-Strahlung erfolgt über Photomultiplier, die sich an Ketten aufgereiht im Detektionsmedium befinden, siehe Abbildung 3.1. Das sich ausbreitende Čerenkov-Licht ist für Myonenneutrinos (links) und Elektronenneutrinos (rechts) schematisch dargestellt.

3.1.1 Der Čerenkov-Effekt

Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch ein durchsichtiges Medium mit Brechungsindex n und mit einer Geschwindigkeit v , die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit

¹AMANDA – Antarctic Muon And Neutrino Detector Array

²DUMAND – Deep Underwater Muon And Neutrino Detector

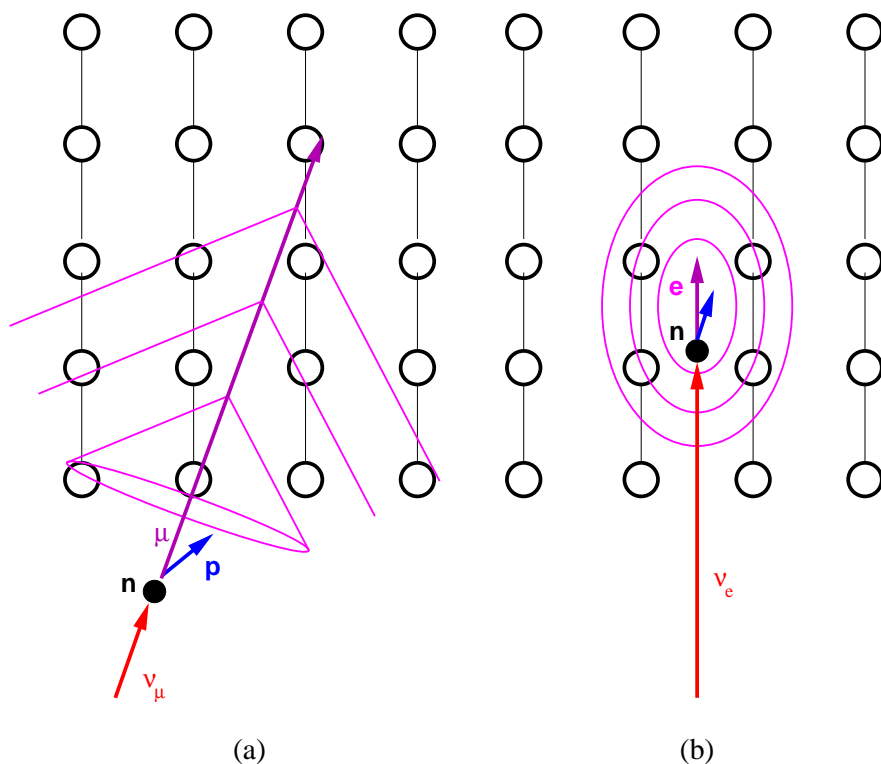


Abbildung 3.1: Schematische Skizze eines Neutrino detektors mit eingetragener Teilchenspuraus einer Myonenneutrino (links) und Teilchenschauers einer Elektronenneutrino (rechts) [Wag04].

in diesem Medium $c' = \frac{c}{n}$, wird eine charakteristische elektromagnetische Strahlung emittiert. Diese Strahlung wird als Čerenkov-Strahlung bezeichnet und ihre Emission lässt sich durch den sogenannten Čerenkov-Effekt erklären.

Durchdringt ein geladenes Teilchen ein Medium, kommt es zu einer kurzzeitigen Polarisation der Atome entlang seiner Bahn. Durch die Polarisation werden die Atome zu elektrischen Dipolen und emittieren elektromagnetische Strahlung durch die zeitliche Veränderung des Dipolfeldes.

Bewegt sich das geladene Teilchen mit einer Geschwindigkeit $v < c'$, ergibt sich eine symmetrische Anordnung der Dipole um die Teilchenbahn. Dadurch nimmt das über alle Dipole integrierte Dipolfeld den Wert Null an und es bleibt somit keine resultierende Strahlung übrig.

Teilchen, die sich hingegen mit einer Geschwindigkeit von

$$v > \frac{c}{n} \quad (3.2)$$

bewegen, heben die Symmetrie der Dipolanordnung auf; das daraus resultierende Dipolmoment verursacht die Emission elektromagnetischer Strahlung [Gru93]. Diese wird in Abhängigkeit von der Teilchengeschwindigkeit in einem bestimmten Winkel zur Teilchenbahn abgestrahlt. Der Winkel θ zwischen Ausbreitungsrichtung der

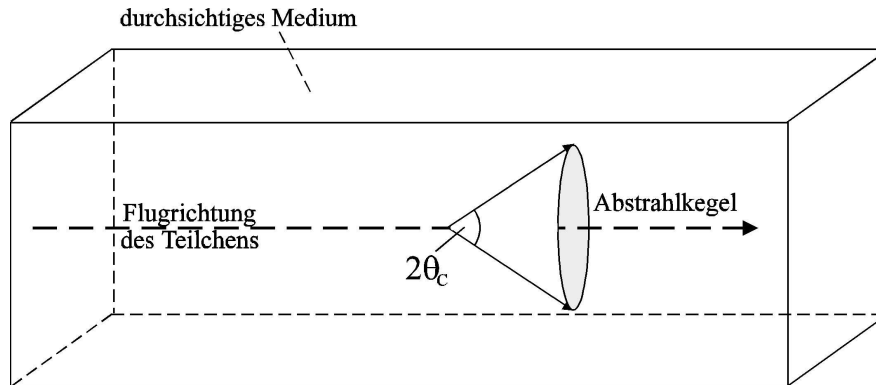


Abbildung 3.2: Abstrahlgeometrie der Čerenkov-Strahlung [Gru93].

Čerenkov-Strahlung und Bewegungsrichtung des Teilchens ergibt sich wie folgt aus der Vakuumgeschwindigkeit c und der Teilchengeschwindigkeit v :

$$\theta = \arccos \frac{c}{nv} . \quad (3.3)$$

Besitzt das geladene Teilchen die untere Grenzgeschwindigkeit $v = c'$, breitet sich die Strahlung in Flugrichtung aus; es ergibt sich $\theta = 0$.

Für den Grenzfall $v \rightarrow c$ läßt sich der für das Medium charakteristische Winkel berechnen:

$$\theta_{Max} = \arccos \frac{1}{n} . \quad (3.4)$$

Damit ergibt sich zum Beispiel für das Medium Eis, das einen Brechungsindex von $n \approx 1.33$ besitzt, ein charakteristischer Winkel von $\theta_{Max} \approx 41.2^\circ$. Zusammengefaßt ergibt sich, daß der Čerenkov-Effekt ein Schwelleneffekt ist, da die Emission von elektromagnetischer Strahlung nur ab einer bestimmten Teilchengeschwindigkeit, der sogenannten Schwellengeschwindigkeit $v = c/n$ auftritt. Die zugehörige Schwellenenergie berechnet sich gemäß:

$$E_s = \gamma_s \cdot m_0 c^2 \quad (3.5)$$

mit

$$\gamma_s = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_s^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} . \quad (3.6)$$

Durchquert ein Myon mit einer Masse von $m_0 c^2 = 105.65$ MeV das Medium Eis, berechnet sich die Schwellenenergie zu $E_s = 160$ MeV. Aus Gleichung (3.5) ergibt sich, daß der Lorentzfaktor γ_s , ab dem Čerenkov-Strahlung emittiert wird, bei fester Energie von der Masse der Teilchen abhängt. Dadurch eignet sich die Messung der

Čerenkov-Strahlung auch zur Teilchenidentifikation.

Die Absorptionslängen und effektiven Streulängen von Eis und Wasser sind in der Tabelle 3.1 aufgelistet.

Medium	Eis	Wasser
Absorptionslänge [m]	90 – 100	50 – 60
Eff. Streulänge [m]	25 – 30	2000

Tabelle 3.1: Absorptionslänge und Eff. Streulänge von Eis und Wasser [LM00].

In Abbildung 3.3 ist die optische Streuung und Absorption für verschiedene Tiefen im Südpol-Eis gezeigt. Die Tiefenabhängigkeit zwischen 1100 m und 2300 m und die Wellenlängenabhängigkeit zwischen 300 nm und 600 nm für den effektiven Streukoeffizienten (links) und für die Absorption (rechts) sind als schattierte Oberflächen dargestellt. Der Luftbläschenbeitrag zur Streuung und der reine Eisbeitrag zur Absorption sind als steil abgeschrägte Oberflächen zu sehen. Die gestrichelte Linie für Streuungen bei 1100 m zeigt, daß die Streuung an Luftblasen nahezu unabhängig von der Wellenlänge ist. Die Neigung in der durchgezogenen Linie für Absorption bei 600 nm ist in der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Eisabsorption [Ack06] begründet.

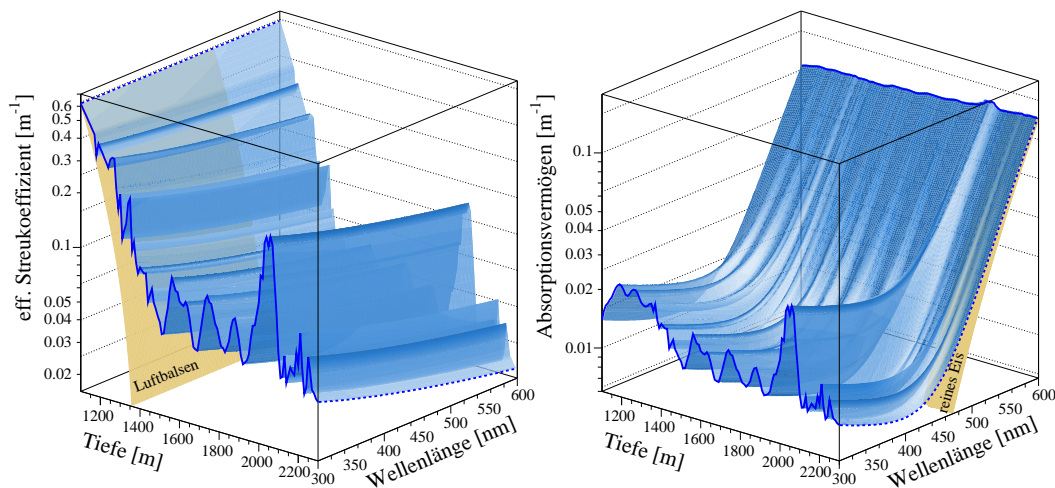


Abbildung 3.3: 3D Abbildung der optischen Streuung und Absorption im tiefen Südpol-Eis [Ack06].

3.1.2 Untergrundreduktion

In Neutrinoobservatorien bilden atmosphärische Neutrinos das dominierende Untergrundsignal. Zur Reduktion des Untergrundes wird die Erde als Filter verwendet und es werden nur Signale gemessen, die durch die komplette Erde propagieren. In Abbildung 3.4 sind die verschiedenen Teilchen und zu erwartenden Flüsse abgebildet.

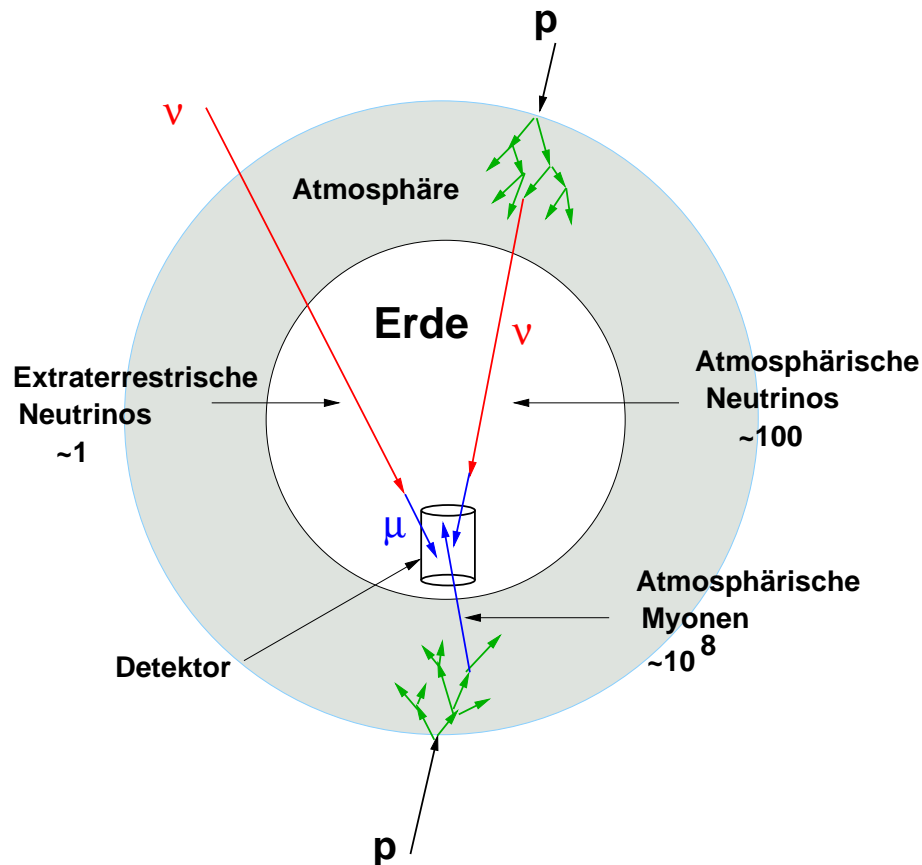


Abbildung 3.4: Quellen und zu erwartende Flüsse für Signale in einem Neutrinoobservatorium

3.1.3 Die Energieverlustprozesse von Myonen

Durchdringt ein Myon Materie, ist sowohl ein diskreter als auch ein kontinuierlicher Energieverlust dE/dx zu beobachten. Der kontinuierliche Energieverlust geschieht durch Ionisation und lässt sich durch die Bethe-Bloch-Formel beschreiben. Ab einer Myonenergie von $E_\mu > 500$ GeV dominieren die diskreten Energieverluste. Das sind Prozesse, die eine eng begrenzte räumliche Energiedeposition zur Folge haben, wie beispielsweise die Bremsstrahlung, die elektromagnetischen Wechselwirkungen mit Kernen oder die Paarbildung. Unter Betrachtung des kompletten Energiebereiches setzt sich der gesamte Energieverlust aus dem kontinuierlichen Energieverlust (Ioni-

sation) und den diskreten Energieverlusten der einzelnen Prozesse zusammen (siehe Gleichung 3.7).

$$\frac{dE}{dx}\Big|_{total} = \frac{dE}{dx}\Big|_{Ionisation} + \frac{dE}{dx}\Big|_{Brems.} + \frac{dE}{dx}\Big|_{Paarerz.} + \frac{dE}{dx}\Big|_{Photonukl.} \quad (3.7)$$

Ab Myonenergien von 10 GeV kann der gesamte Energieverlust durch

$$\frac{dE_\mu}{dx} = -\alpha - \frac{E}{K} \quad (3.8)$$

mit $K^{-1} = K_{brems}^{-1} + K_{Paar}^{-1} + K_{Hadron}^{-1}$ und $\alpha \approx 2 \frac{\text{MeV}}{\text{g cm}^2}$ beschrieben werden [Gai90]. In Abbildung 3.5 ist der Gesamtenergieverlust von Myonen im Eis (dunkelblau gestrichelte Linie), sowie eine Anpassung an diese Kurve mit der Funktion 3.9 (grüne Linie) dargestellt.

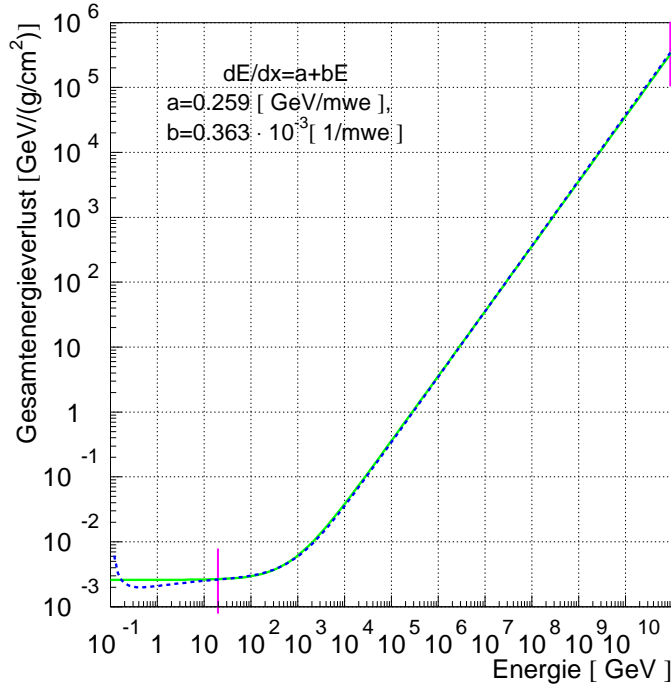


Abbildung 3.5: *Energieverlust von Myonen im Eis [RC07].*

Unter Betrachtung von Abbildung 3.5 zeigt sich, daß der Myonenergieverlust im Eis ab einer Energie von $E_\mu > 10$ GeV sehr gut durch die Gleichung

$$\frac{dE_\mu}{dx} = a + b \cdot E_\mu. \quad (3.9)$$

mit $a \approx 2 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$ und $b \approx 3.6 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$ [Gro00] approximiert werden kann. Die Prozesse, die zu Energieverlusten von Myonen in Materie beitragen, werden im folgenden diskutiert.

Die Ionisation

Durchquert ein Myon Materie, verliert es durch Ionisation kontinuierlich Energie. Dies geschieht durch Wechselwirkungen des Myons mit Hüllenelektronen der Atome, die dadurch aus den Atomhüllen herausgelöst werden. Der mittlere Energieverlust dE pro Wegstrecke dx wird durch die Bethe-Bloch-Formel [Per00] beschrieben.

$$\frac{dE_\mu}{dx} = \alpha^2 2\pi N \lambda_e^2 \frac{Z m_e}{A \beta^2} \left\{ \ln \frac{2 m_e \beta^2 \gamma^2 E'_m}{I^2(Z)} - 2\beta^2 + \frac{1}{4} \frac{E'_m{}^2}{E^2} - \delta \right\} \quad (3.10)$$

Hierbei ist:

- $\alpha = \frac{1}{137}$ die Feinstrukturkonstante,
- $N = 6.023 \cdot 10^{23}$ die Avogadrozahl,
- Z die Kernladungszahl und A die Massenzahl der absorbierenden Materie,
- m_e und m_μ die Ruhemasse des Elektrons und des Myons,
- $\beta = \frac{p}{E}$ mit Myonimpuls p ,
- $\gamma = \frac{E}{m_\mu}$,
- $\lambda_e = 3.8616 \cdot 10^{-11}$ cm die Comptonwellenlänge des Elektrons,
- $I(Z)$ das mittlere Ionisationspotential des Materials,
- E'_m der maximale Energietransfer zum Elektron,

$$E'_m = 2m_e \frac{p^2}{m_e^2 + m_\mu^2 + m_e \sqrt{p^2 + m_\mu^2}} \quad , \quad (3.11)$$

- δ die Dichtekorrektur.

Der Energieverlust durch Ionisation ist ab Energien $E_\mu \gtrsim 10$ GeV nahezu konstant. Der gesamte Energieverlust wird bis zu Energien von einigen 100 GeV durch die Ionisation dominiert. Ab Energien oberhalb von etwa 500 GeV dominieren die diskreten Energieverlust, die beispielsweise durch den Prozess der Bremsstrahlung erzeugt werden.

Die Bremsstrahlung

Es wird zwischen der elastischen und der inelastischen Bremsstrahlung unterschieden. Die elastische Bremsstrahlung kommt durch die Wechselwirkung eines schnellen geladenen Teilchens mit dem Coulombfeld von Atomkernen beim Durchdringen von Materie zustande. Wird das Teilchen durch das Coulombfeld abgebremst, kommt es zu einer Abstrahlung eines Teils der kinetischen Energie des Teilchens in Form von

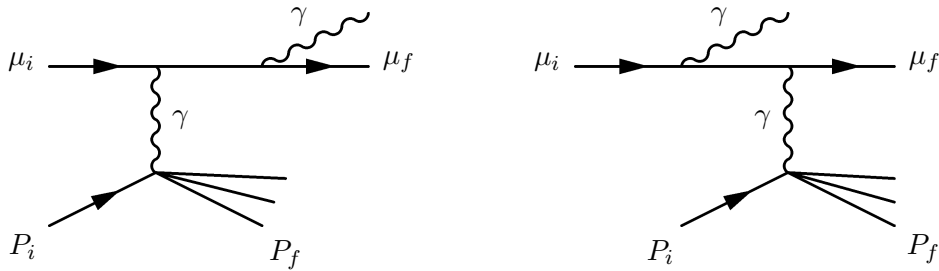


Abbildung 3.6: *Elastische Bremsstrahlung. Wechselwirkung eines Myons mit einem Kern [RC07].*

Photonen, die sogenannte Bremsstrahlung. Dieser Prozess wird durch die Feynman-Diagramme in Abbildung 3.6 beschrieben.

Die inelastische Bremsstrahlung wird ausgelöst durch die Wechselwirkung des einfallenden Teilchens mit dem Hüllenelektron. Der Prozess ist durch die Diagramme in Abbildung 3.7 und 3.8 für ein wechselwirkendes Myon beschrieben.

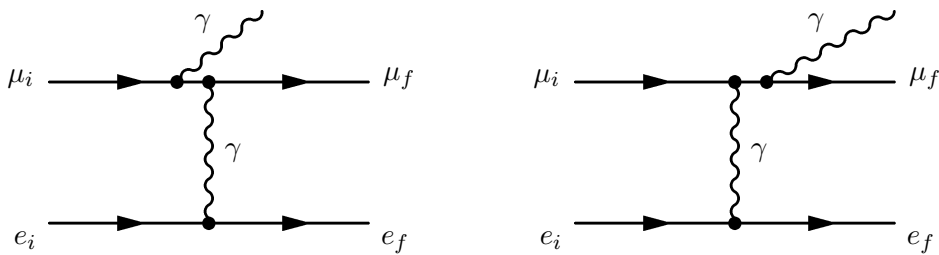


Abbildung 3.7: *Inelastische Bremsstrahlung (μ Feynman-Diagramme). Wechselwirkung eines Myons mit einem Hüllenelektron [RC07].*

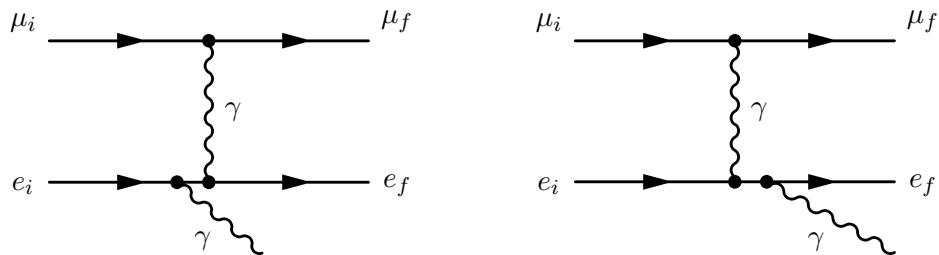


Abbildung 3.8: *Inelastische Bremsstrahlung (e Feynman-Diagramme). Wechselwirkung eines Myons mit einem Hüllenelektron [RC07].*

Insgesamt trägt der Energieverlust durch Bremsstrahlung von Myonen im Eis zu circa 40% zum gesamten Energieverlust von hochenergetischen Myonen bei. Einen größeren Effekt auf den Energieverlust bei Myonen hat der Prozess der Paarbildung.

Die Paarbildung

Wechselwirkt ein Teilchen mit dem Coulombfeld eines Kerns, können Elektron–Positron–Paare über virtuelle Photonen erzeugt werden. Dieser Effekt wird Paarbildung genannt. Der resultierende Energieverlust ist proportional zur Energie. Der Prozess der Paarbildung durch ein wechselwirkendes Myon ($\mu + \text{Kern} \rightarrow \mu + e^+ + e^- + \text{Kern}$) wird insgesamt durch vier verschiedene Feynmann-Diagramme beschrieben. Zwei Diagramme, die den dominanten Teil des Prozesses entsprechen, sind in Abbildung 3.9 dargestellt. Für Myonen ist der Energieverlust durch den Prozess der Paarbildung etwas größer als der Verlust durch die Bremsstrahlung. Er bewirkt ungefähr 50% des Energieverlustes von hochenergetischen Myonen. Der geringste Energieverlust wird durch photonukleare Wechselwirkungen erzeugt.

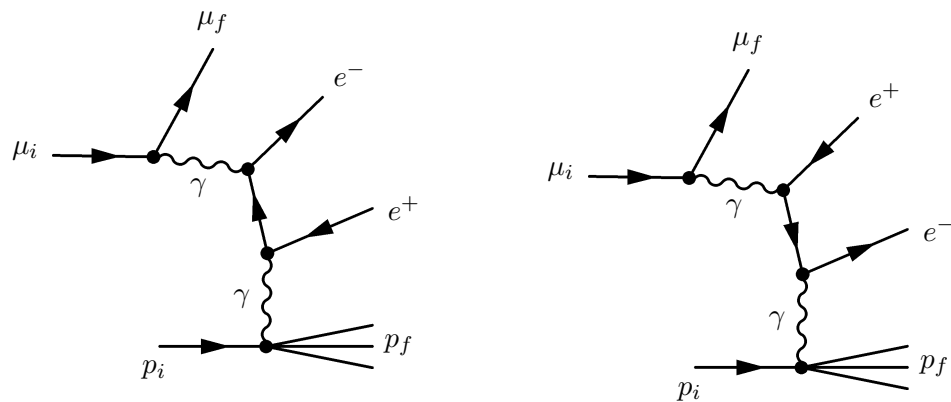


Abbildung 3.9: Paarbildung [RC07].

Energieverlust durch photonukleare Wechselwirkungen

Bei den photonuklearen Wechselwirkungen handelt es sich um tief-inelastische Wechselwirkungen des Myons mit dem Atomkern ($\mu + \text{Kern} \rightarrow \mu + \text{Hadronen}$). Die Wechselwirkung geschieht über den Austausch von virtuellen Photonen. Dieser Energieverlust ist proportional zur Energie und trägt ab Energien im TeV–Bereich zu circa 10% zum gesamten Energieverlust bei. Der Wechselwirkungsprozess ist in Abbildung 3.10 durch das zugehörige Feynman–Diagramm dargestellt.

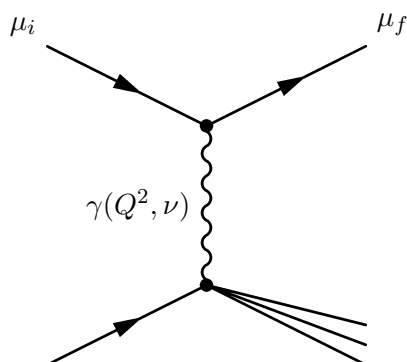


Abbildung 3.10: Photonukleare Wechselwirkung [RC07].

3.2 Der Detektoraufbau

AMANDA befindet sich in der Antarktis am geographischen Südpol, der von einer nahezu 3 km dicken Gletscherschicht bedeckt ist. Um diese Eisschicht als Detektormedium nutzen zu können, wurde das AMANDA-Teleskop in einer Tiefe von ungefähr 1.5 km bis 2 km unterhalb der Eisoberfläche installiert. Zum Nachweis des Čerenkov-Lichtes im Eis werden Photonen-Vervielfacher-Röhren (PMT³) verwendet, die sich inklusive ihrer Elektronik in einer druckfesten Glaskugel befinden. Die Einheit dieser Komponenten wird als Optisches Modul (OM) bezeichnet. Der Detektor besteht aus 677 optischen Modulen an 19 Stahlseilen, auch *Strings* genannt. Das aus OMs gebildete zylinderförmige Gitter umfaßt ein Eisvolumen von $1.8 \cdot 10^6 \text{ m}^3$. Ein schematischer Aufbau des AMANDA-Detektors ist in Abbildung 3.11 zu sehen. Links ist der im Jahre 2000 fertiggestellte AMANDA-II-Detektor inklusive des Eifelturms als Größenvergleich dargestellt. In der Bildmitte ist eine Vergrößerung des AMANDA-B10 Detektors zu sehen. AMANDA-B10 bildet die zweite Ausbaustufe des AMANDA-II Detektors und besteht aus 10 Strings. Weitere Ausbaustufen des Detektors sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Im rechten Teil der Abbildung 3.11 ist die vergrößerte Skizze eines an einem String montierten optischen Moduls dargestellt.

Jahr	Detektor	Stringanzahl	OM-Anzahl	Signalübertragung
1995–96	AMANDA–B4	4	86	elektrisch
96–97	AMANDA–B10	10	302	elektrisch
97–98	AMANDA–B13	13	428	optisch/elektrisch
99–00	AMANDA–II	19	677	optisch/elektrisch

Tabelle 3.2: Ausbaustufen des AMANDA-Detektors. Modifiziert nach [Ahr01].

³PMT – Photo Multiplier Tube

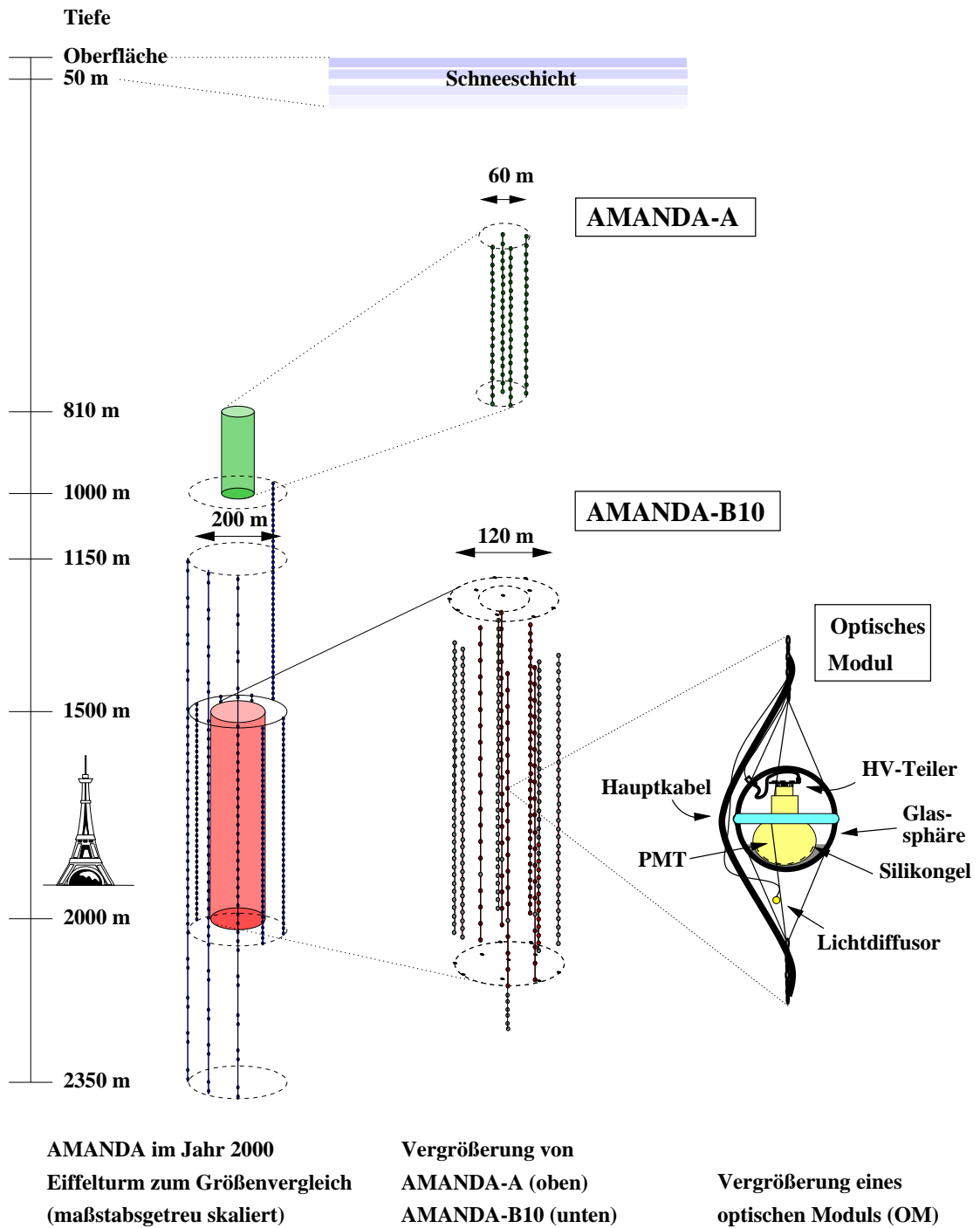


Abbildung 3.11: Schematischer Aufbau des AMANDA-Neutrinooteleskops.
 Modifiziert nach [C⁺02].

Eine detailliertere Ansicht des optischen Modulaufbaus ist in Abbildung 3.12 zu sehen. Die druckfeste Glassphäre ist in zwei Halbebenen aufgebaut. In der unteren Halbebene befindet sich ein PMT, der mittels Silikongel im OM fixiert ist. Mit Hilfe des Gels wird ein optischer Kontakt zwischen dem PMT und der Glaswand hergestellt. Der PMT kann mit einer maximalen Verstärkung von 10^9 betrieben werden, die den Nachweis von einzelnen Photonen ermöglicht. Für einen senkrechten Lichteinfall liegt das Quanteneffizienzmaximum des PMTs bei einer Wellenlänge von 400 nm.

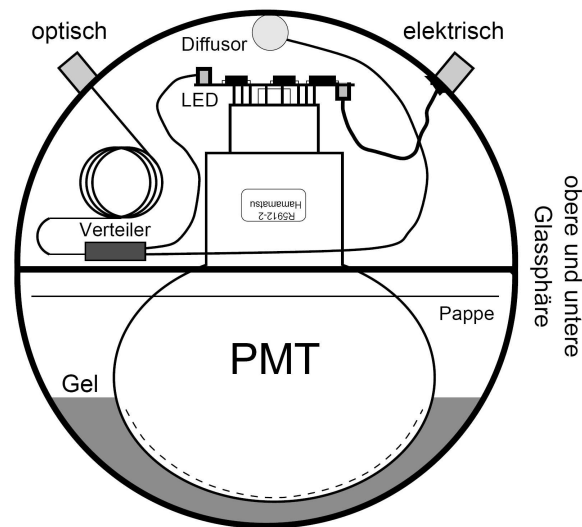


Abbildung 3.12: Aufbau eines optischen Moduls [Sch02].

In der oberen Halbebene befindet sich die Hochspannungs-Elektronik inklusive eines Hochspannungs-Verteilers. Desweiteren sind die meisten OMs mit einem LED-Lichtemitter und einem Diffusor ausgestattet, der zur Kalibration des optischen Moduls dient und über ein optisches Kabel mit der Elektronik an der Oberfläche verbunden ist. An der oberen Außenwand sind zwei druck- und wasserfeste Stecker befestigt, die das optische und das elektrische Signal aus dem OM herausführen.

3.3 Die Datenauslese

Das mit den PMTs detektierte Signal wird analog über eine 2 km lange Strecke durch das Eis bis an die Oberfläche transferiert. Im AMANDA-Detektor wird sowohl eine elektrische, als auch eine optische Signalübertragung verwendet, da die Signalübertragungstechnologie während des mehrjährigen Detektoraufbaus verbessert wurde. Die Ausbaustufen AMANDA-B4 und -B10 haben nur eine elektrische Datenübertragung und die Strings 14 bis 19 verfügen sowohl über eine optische, als auch eine elektrische Datenübertragung, siehe Tabelle 3.2. In Abbildung 3.13 ist eine elektrische, optische und digitale Übertragung dargestellt. Bei einer analogen, elektrischen Datenübertragung dispergiert das Signal sehr stark während des Übertragungsweges. Bei der Übertragung über 2 km verbreitert sich beispielsweise eine Pulslänge von 20 ns auf 200 ns [Ahr01]. Bei einer optischen Übertragung hingegen kommt der Puls dispersionsfrei an der Oberfläche an. Zum Vergleich ist in der Abbildung auch eine digitale Datenübertragung, wie sie in einzelnen Modulen zum Test für IceCube verwendet wird, aufgeführt.

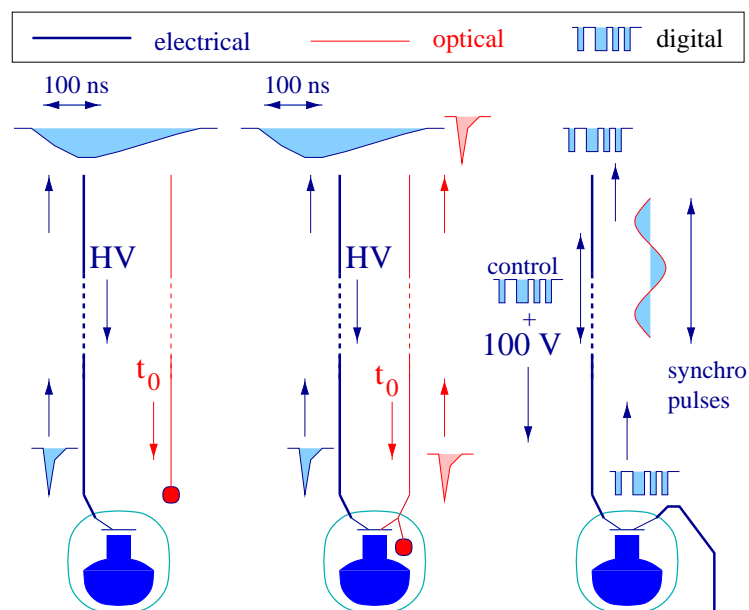


Abbildung 3.13: Signalübertragung: analog (links), optisch (mitte) und digital (rechts) [Mes06].

An der Oberfläche werden die Signalpulsmaxima durch pADC⁴ gemessen. Über einen TDC⁵ werden die einzelnen Pulsflanken aufgenommen. Die Totzeit der MuonDaq beträgt 2.2 ms was zu einem Datenverlust von 15% führt.

⁴pADC – peak sensing Analog to Digital Converter

⁵TDC – Time to Digital Converter

3.4 Das Datennahmesystem

Das AMANDA Datennahmesystem (Daq⁶) besteht aus zwei separaten Systemen, der MuonDaq und der TWRDaq. Diese können parallel für die Datennahme verwendet werden. Eine schematische Darstellung des kompletten Datennahmesystems ist in Abbildung 3.14 gezeigt. Das in den OMs detektierte PMT-Signal wird optisch oder elektrisch zur Auslese an die Oberfläche übertragen (1). An der Oberfläche gelangt das elektrische Signal in den SWAMP⁷. In diesem werden die PMT-Signale aus der Hochspannung ausgekoppelt (2). Das optische Signal hingegen wird über ein ORB⁸ in ein elektrisches Signal konvertiert und verstärkt (3). Die elektrischen Signale werden zum Triggersystem weitergeleitet.

3.4.1 Das Triggersystem

Das AMANDA-Triggersystem besteht aus einem Diskriminator (4) und einem Multiplicity Adder (9), die zu dem DMAD-2000⁹ zusammengefaßt sind, sowie einer Triggerlogik (10) zur Bildung des Triggersignals. Der DMAD-2000 beinhaltet einen Multiplizitäts-Trigger und einen String-Trigger (9). Im Multiplizitäts-Trigger wird in einem fest vorgegebenen Triggerzeitfenster mit dem DMAD-2000 die Anzahl der optischen Module, die ein Signal detektiert haben, gezählt. Diese OM-Anzahl wird Multiplizität genannt. Sobald die Multiplizität einen Schwellenwert überschreitet (Multiplizität $\geq M$), wird der Trigger ausgelöst und das Ereignis zu den Datennahmesystemen weitergeleitet. Ein weiterer Trigger, der String-Trigger, wird verwendet, um sensitiv auf Koinzidenzen innerhalb eines Strings zu sein.

3.4.2 Die MuonDaq

Das Muon-Datennahmesystem (MuonDaq) wird seit Beginn der AMANDA Datennahme verwendet. Mit ihm wird die Höhe und Breite der analogen PMT-Pulse aufgezeichnet. In Abbildung 3.14 ist der MuonDaq-Aufbau schematisch dargestellt. Die Signalpulsmaxima werden durch pADC gemessen (6). Die Messung geschieht innerhalb eines Zeitfensters von circa 6 μ s um den Triggerzeitpunkt. Für die Ereignisrekonstruktion wird nur die Ankunftszeit und die Photonenzahl eines PMT Pulses jedes OMs benötigt.

⁶Daq – Data acquisition

⁷SWAMP – „Swedish“ Amplifier

⁸ORB – Optical Receiver Board

⁹DMAD – Discriminator and Multiplicity Adder

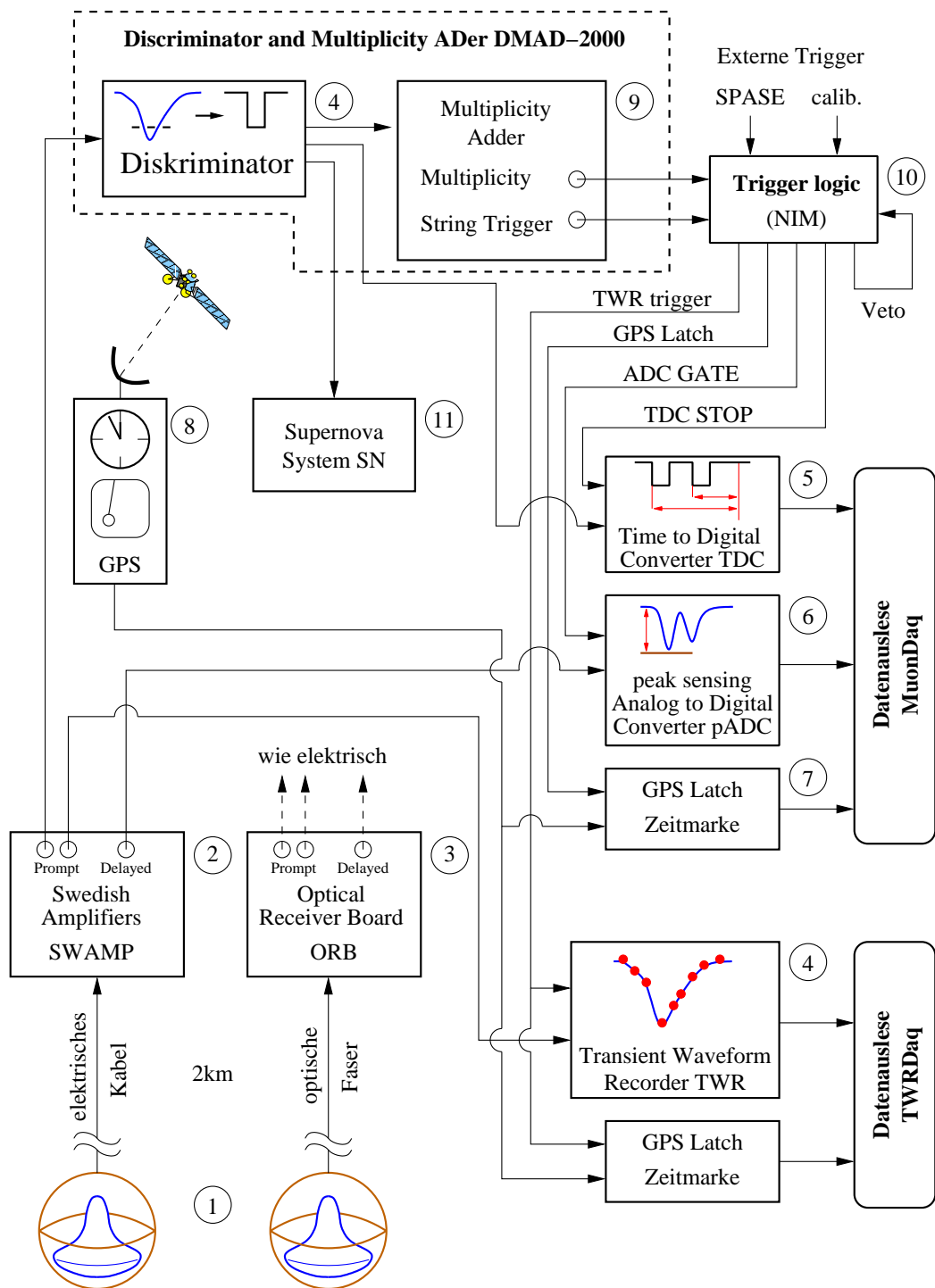


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung des AMANDA Datennahmesystems [Wag04].

3.4.3 Die TWRDaq

Neben der MuonDaq besitzt das AMANDA-Teleskop ein zweites Datennahmesystem, die TWRDaq, siehe Punkt (4) in Abbildung 3.14. Diese verwendet Flash ADCs zur Digitalisierung des Pulses, wodurch die komplette Wellenform eines PMTs gespeichert wird. Abbildung 3.15 zeigt zwei typische Wellenformen eines optischen Moduls mit elektrischer und optischer Signalübertragung. Die Wellenformen beinhalten einen Einzelphotonpuls. Die TWRDaq wurde während der Jahre 2001 bis 2004 aufgebaut und wurde bis Anfang 2007 zusammen mit der MuonDaq betrieben. Im Jahre 2007 wurde die TWRDaq in das IceCube Datennahmesystem integriert und die MuonDaq nicht mehr verwendet. In der vorliegenden Arbeit werden Daten, die mit der MuonDaq in den Jahren 2000 bis 2003 aufgezeichnet wurden, analysiert.

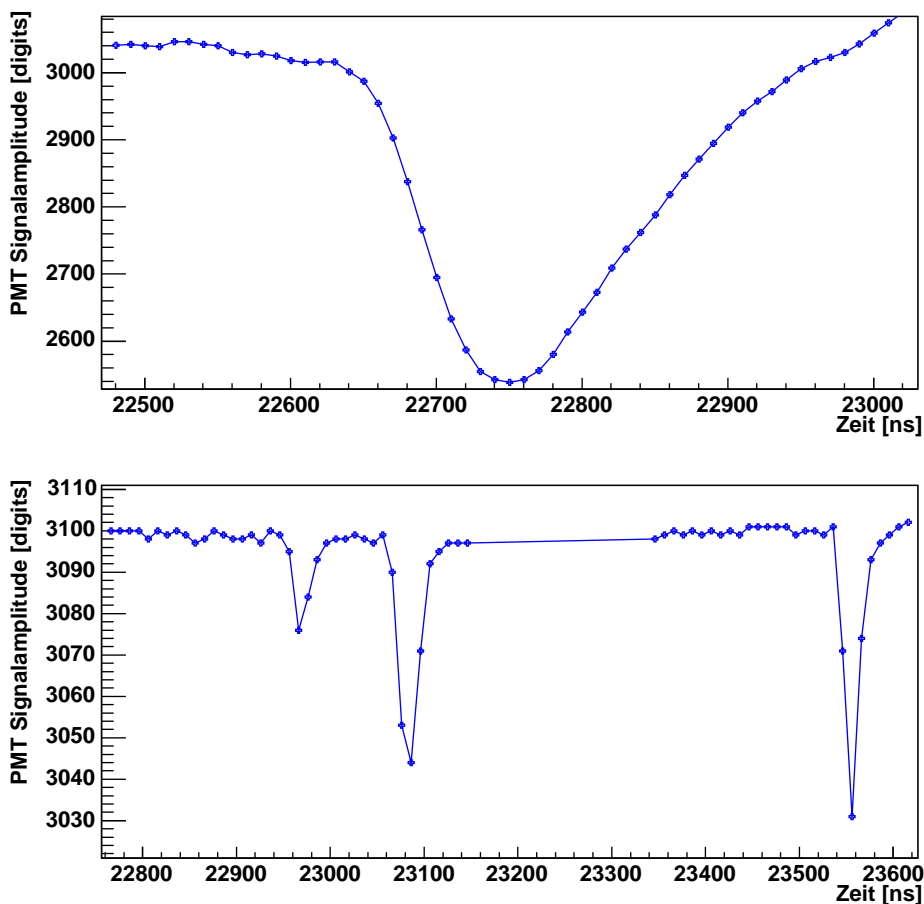


Abbildung 3.15: Typische Wellenformen eines OMs mit elektrischer (oben) und optischer (unten) Signalübertragung [Wag04].

3.5 Die gemessenen Observablen

Für einen Einzelphotoelektron-Puls (1.p.e.¹⁰) beträgt die Pulslänge eines PMT-Pulses 20 ns. In Abbildung 3.16 sind die Form eines PMT-Pulses sowie die aus diesem Puls abgeleiteten Observablen skizziert. Auf den Achsen ist die Spannung gegen die Zeit aufgetragen. Die rot-gestrichelte horizontale Linie gibt die eingestellte Schwellenspannung ein, die zur Separation des PMT-Rauschens vom Photonsignal verwendet wird. Befindet sich die im PMT gemessene Spannung unterhalb der

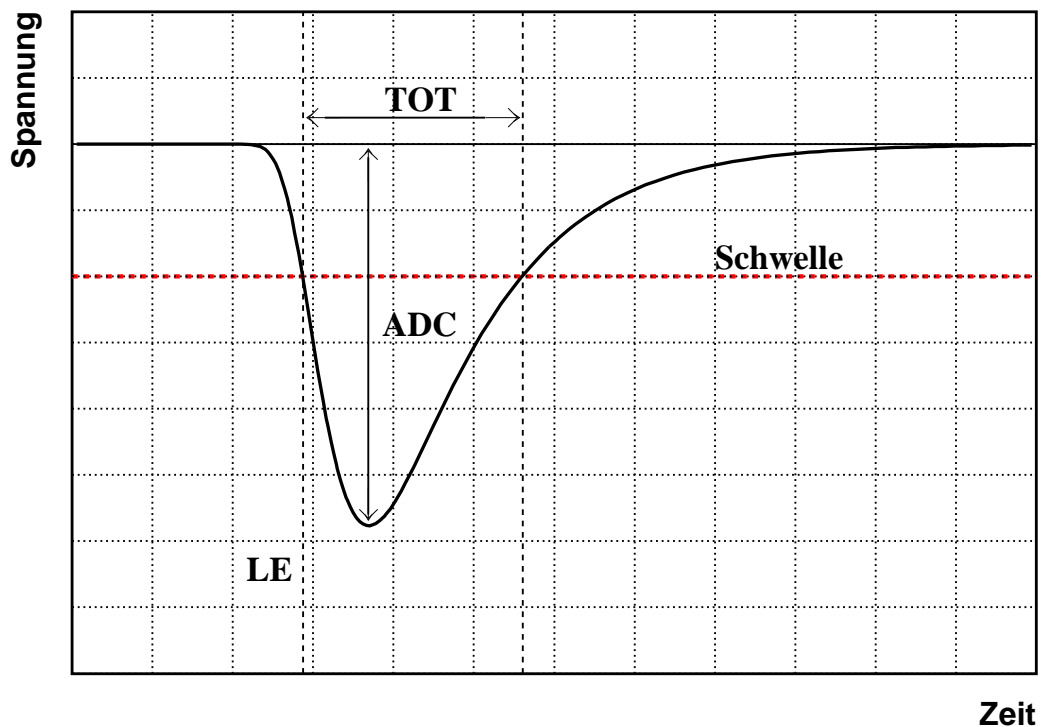


Abbildung 3.16: PMT-Puls

Schwellenspannung, wird der PMT-Puls, definiert durch die Variablen ADC, TOT¹¹ und LE¹² abgespeichert. Der Abstand zwischen der Grundlinie und dem Amplitudenmaximum wird ADC genannt. TOT gibt die Zeitspanne an, in der sich der Puls unterhalb der Schwellenspannung befindet. Mit LE wird der Zeitpunkt bezeichnet, an dem der Pulswert bei abfallender Flanke gleich dem Schwellenwert ist. Die Gesamtheit dieser Informationen wird *Hit*¹³ genannt. Innerhalb eines Ereignisses kann das Datennahmesystem bis zu 8 Hits pro OM aufzeichnen.

¹⁰ 1.p.e. – single photon electron

¹¹ TOT – Time Over Threshold

¹² LE – Leading Edge

¹³ engl. Treffer

3.6 Die Energierekonstruktion

In AMANDA existieren zwei Standard-Methoden zur Rekonstruktion der Myonenergie, die $(P_{hit} - P_{nohit})$ -Methode und die N_{OM}^{hit} -Methode. Beide Verfahren verwenden als Grundprinzip die Maximierung von Likelihoodfunktionen mit der Myonenergie als freien Parameter. Eine detaillierte Beschreibung dieser Methoden ist in [eaAc04] zu finden. Die Verfahren benötigen eine erste Abschätzung der Energie, um die Maximierung im korrekten Parameterraum zu beginnen. Dadurch ist das Fit-Ergebnis von der ersten Energieabschätzung abhängig. Die Genauigkeit des Verfahrens hängt von der Qualität der Myonspur-Rekonstruktion ab. In [Gee02] wurde ein alternatives Verfahren zur Bestimmung der Myonenergie entwickelt. Dieses basiert auf einem Neuronalen Netz, genannt ANNE¹⁴, welches die rekonstruierte Energie von Einzelmyonen bestimmt.

3.7 Die Zukunft – Der IceCube-Detektor

Seit der Südpol-Saison 2004/2005 wird das Nachfolgeexperiment zum AMANDA Neutrino-Teleskop, der IceCube-Detektor, aufgebaut. Ebenso wie der AMANDA-Detektor wird das IceCube-Experiment am Südpol im antarktischen Eis instrumentiert. Der Detektor wird ein instrumentiertes Volumen von 1 km^3 umfassen, wodurch – verglichen mit AMANDA – eine größere Sensitivität zum Nachweis von Neutrinos erreicht wird. Insgesamt soll der Detektor über 80 Strings mit je 60 digitalen optischen Modulen (DOM) verfügen. Im Gegensatz zum AMANDA-Experiment werden bei IceCube die aufgenommenen Daten bereits im optischen Modul verarbeitet und anschließend in digitaler Form an die Eisoberfläche gesendet. Zur Zeit wird das AMANDA-Teleskop als Subdetektor von IceCube integriert. Aufgrund der niedrigeren Energieschwelle kann AMANDA als Trigger für IceCube dienen.

¹⁴ANNE - AMANDA Neural Network Energy reconstruction

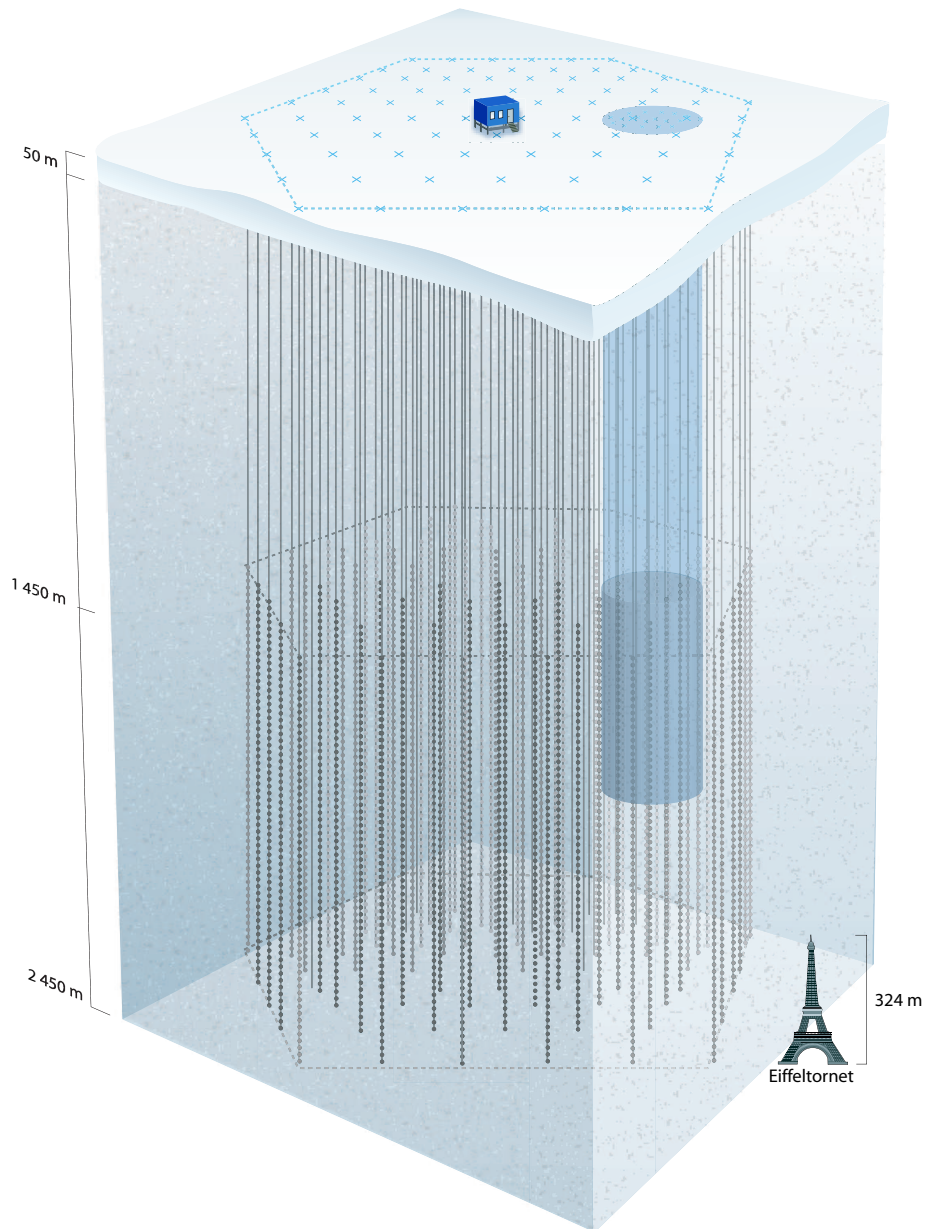


Abbildung 3.17: Der schematische Aufbau von IceCube [Ice] .

Analysekette

Die Rekonstruktion des Spektrums erfolgt über eine Kombination aus Neuronalem Netz und regularisierter Entfaltung. Die Analysekette zur Bestimmung des Spektrums der gemessenen Daten der Jahre 2000 bis 2003 ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

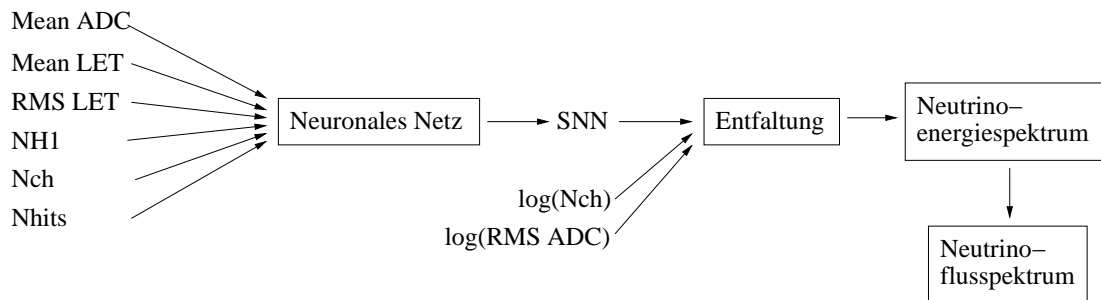


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Analysekette zur Rekonstruktion des Neutrinoenergiespektrums der Daten der Jahre 2000 bis 2003.

Zu Beginn der Analyse werden sechs energieabhängige Observablen zu einer neuen energieabhängigen Variablen unter Verwendung eines Neuronalen Netzes kombiniert (Kapitel 5). Die Netzausgabe durchläuft zusammen mit zwei weiteren Observablen eine regularisierte Entfaltung. Die Entfaltungsausgabe enthält das statistische Gewicht der Ereignisse pro Energieintervall, welches der Ereignisanzahl entspricht. Aus diesem Neutrinoenergiespektrum wird das Neutrinoenergiespektrum berechnet (Kapitel 6).

Der Vergleich des entfalteten Neutrinospektrums der Daten mit der theoretischen Vorhersage des atmosphärischen Neutrinospektrums zeigt keinen Beitrag extraterrestrischer Neutrinos. Aus diesem Grund wird eine obere Grenze des maximalen Beitrags für einen Konfidenzgrad von 90% angegeben. Die 90%–Grenze wird über zwei verschiedene Methoden bestimmt (Abbildung 4.2). In der Standardmethode wird der im Entfaltungsprogramm berechnete statistische Fehler unter der Annah-

me eines gaußverteilten Meßwertes genutzt, um eine obere Grenze des Gesamtneutrino­flusses ($\phi \cdot E_\nu^2$)_{gesamt} zu berechnen. Über die Anpassung eines atmosphärischen Flußmodells an die Daten wird der atmosphärische Anteil am Gesamtfluß bestimmt. Die Subtraktion des atmosphärischen Anteils von der oberen Grenze des Gesamtneutrino­flusses ergibt eine obere 90%–Grenze des extraterrestrischen Neutrino­flusses (Kapitel 8).

Alternativ wird in einer zweiten Methode der allgemeine Ansatz von Feldman & Cousins auf individuell bestimmte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen angewendet. Hierzu werden Monte–Carlo–Simulationen mit verschiedenen Kombinationen aus atmosphärischen und extraterrestrischen Neutrinos generiert. Zur Bestimmung der zugehörigen Energiespektren durchlaufen die Simulationen die in Abbildung 4.1 dargestellte Analyse­kette. Die Ergebnisse der Entfaltung dienen anschließend zur Berechnung individueller Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF). Unter Verwendung dieser Funktionen in Kombination mit dem Feldman & Cousins Ansatz wird ein Konfidenzband bestimmt. In diesem wird die obere 90%–Grenze im Konfidenzband in Abhängigkeit vom Entfaltungsergebnis der Daten abgelesen (Kapitel 9). Durch diese Methode wird die Korrelation der Entfaltungsintervalle bei der Berechnung der oberen Grenze berücksichtigt.

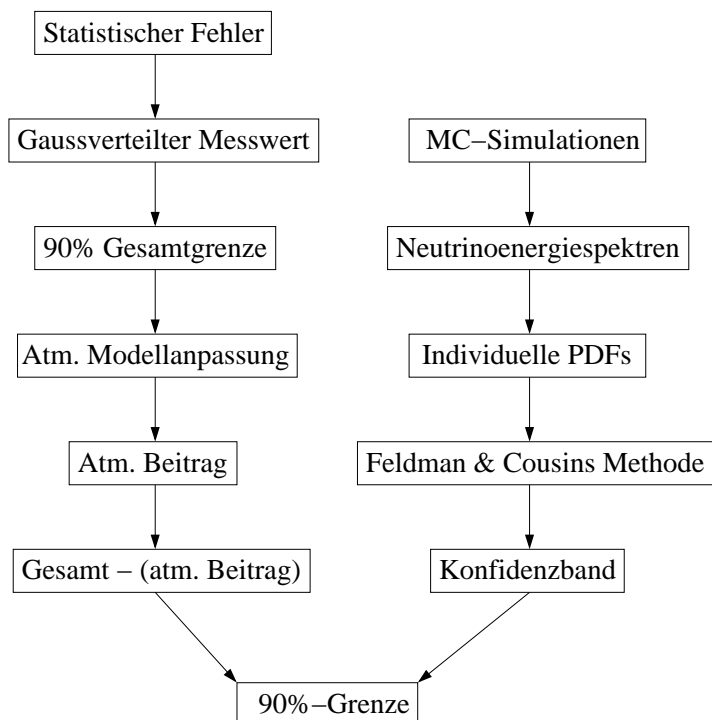


Abbildung 4.2: Methoden zur Bestimmung einer oberen 90%–Grenze.
 Linke Seite: Standardmethode. Rechte Seite: Feldman & Cousins unter Verwendung individueller PDFs.

Kombination energieabhängiger Observablen

Zur Bestimmung des Energiespektrums werden energieabhängige Variablen gemessen und mittels einer Responsmatrix entfaltet. Für die regularisierte Entfaltung wird das Programm RUN [Blo96] verwendet. Dieses ermöglicht die Entfaltung von bis zu drei Observablen. Da in dieser Analyse mehr als drei energieabhängige Variablen zur Verfügung stehen, werden alle geeigneten Variablen bis auf zwei über ein Neuronales Netz zu einer neuen energieabhängigen Variable kombiniert. Die Ausgabevariable des Neuronalen Netzes sowie die beiden noch nicht verwendeten Variablen dienen im Anschluß zur Entfaltung des Energiespektrums. Im folgenden werden die energieabhängigen Variablen vorgestellt und die Kombination dieser mittels Neuronalem Netzwerk für die Analyse der Daten des Jahres 2000 sowie der Jahre 2000 bis 2003 diskutiert.

5.1 Neuronale Netze

Das menschliche Gehirn ist durch seine parallele Funktionsweise in der Lage, komplexe Probleme zu lösen, wie sie beispielsweise in der Mustererkennung vorkommen. Sequentiell arbeitende Computer hingegen werden bei dieser Problemlösung häufig durch ihre Rechenleistung beschränkt. Durch die Verwendung Neuronaler Netze wird diese Beschränkung umgangen. In diesen wird die Schnelligkeit eines Computers mit der parallelen Funktionsweise eines menschlichen Gehirns zusammengefügt. Ebenso wie ein Mensch lernt das Neuronale Netz, Muster und Korrelationen zwischen den Eingabevariablen zu erkennen, und für die Problemlösung zu berücksichtigen. In der Hochenergiephysik werden Neuronale Netze häufig für die Bestimmung von Selektionskriterien zur Separation zweier Häufigkeitsverteilungen benutzt. In der hier vorgestellten Analyse wird das Neuronale Netz zur Erkennung von Energiekorrelationen einzelner Observablen und zur geeigneten Verbindung dieser zu einer neuen Variable verwendet.

5.1.1 Multi-Layer-Perceptron

Multi-Layer-Perceptrons (MLP) sind Neuronale Netze mit mehr als einer Ebene, die nur vorwärtsgerichtete Verbindungen zwischen den Neuronen erlauben [BH03]. Bei dieser Art von Neuronalen Netzen sind keine Verbindungen zwischen den Knotenpunkten innerhalb einer Ebene zugelassen. In Abbildung 5.1 ist die Topologie eines vorwärtsgerichteten MLP-Netzwerkes mit zwei verdeckten Ebenen skizziert.

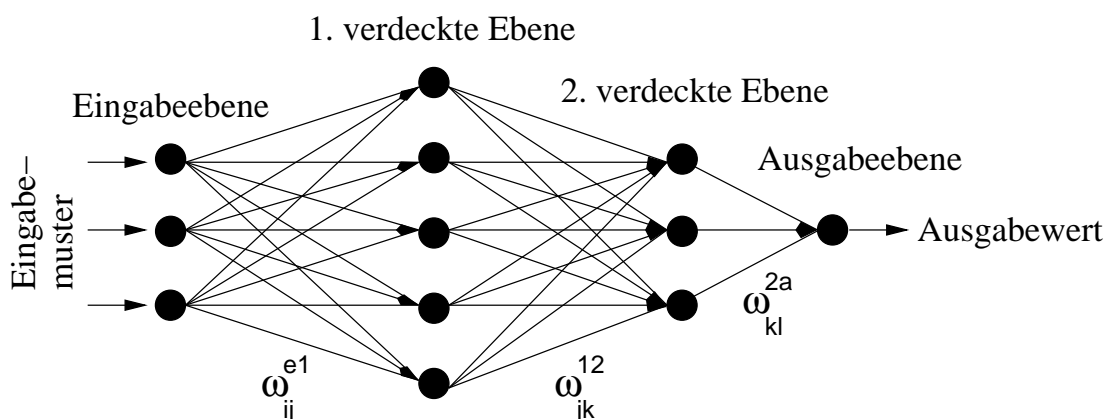


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung eines Multi-Layer-Perceptrons mit zwei verdeckten Ebenen.

Jede Ebene des Neuronalen Netzes kann mehrere Neuronen enthalten, wobei die einzelnen Neuronen zweier benachbarter Schichten jeweils miteinander verbunden sind (Abbildung 5.1). Die zur Separation verwendeten Eingabegrößen werden den Neuronen der Eingabeebene übergeben. Die Eingabeneuronen leiten das Signal über die Neuronenverbindungen zur nächsten Netzwerkschicht weiter. Jede Neuronenverbindung besitzt einen Wichtungsfaktor ω_{ik}^{mn} , der die Weiterleitung des Signals vom Neuron i aus der Ebene m zum Neuron k aus der Ebene n bestimmt. Innerhalb eines Neurons werden die Produkte der ankommenden Signale und Gewichte aufsummiert und der Aktivierungsfunktion A übergeben. Das Ergebnis wird an alle Neuronen der nächsten Schicht weitergeleitet (Abbildung 5.2).

Der Eingabewert $s_{m,k}$ des Neurons k in der Neuronalen Netzebene m lässt sich durch die Gleichung 5.1 bestimmen:

$$s_{m,k} = \sum_{i=1}^n w_{i,k} \cdot x_i. \quad (5.1)$$

Der Ausgabewert $y_{m,k}$ des Neurons wird über eine Aktivierungsfunktion ermittelt. Als Aktivierungsfunktion wird üblicherweise eine sigmoide Funktion (Gleichung 5.2) verwendet. Der Funktionsverlauf ist in Abbildung 5.3 dargestellt. In der hier vorgestellten Arbeit wird ebenfalls die in Gleichung 5.2 beschriebene Aktivierungsfunktion

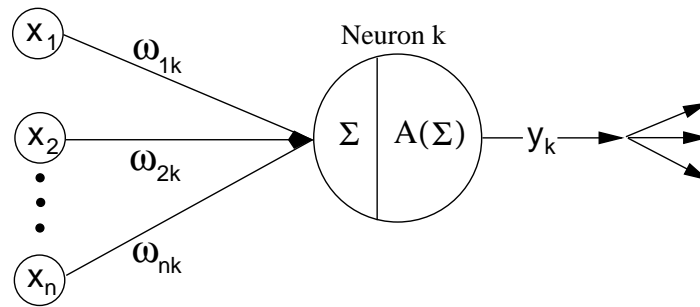


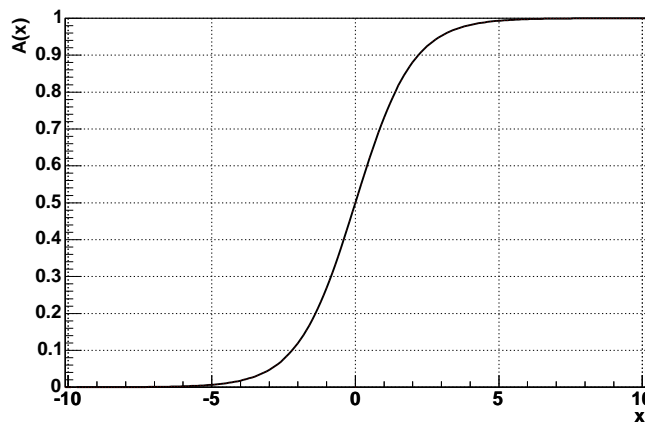
Abbildung 5.2: Schematische Darstellung eines Neurons.

angewendet:

$$A(s_{m,k}) = \frac{1}{1 + e^{-(s_{m,k})}}. \quad (5.2)$$

Unter Verwendung der Gleichungen 5.1 und 5.2 berechnet sich der Ausgangswert $y_{m,k}$ des Neurons k der Ebene m durch:

$$y_{m,k} = \frac{1}{1 + e^{-(\sum_{i=1}^n w_{i,k} \cdot x_i)}}. \quad (5.3)$$

Abbildung 5.3: Sigmoidale Aktivierungsfunktion, $A(x) = (1 + \exp(-x))^{-1}$.

In der Lernphase des Neuronalen Netzes durchlaufen die simulierten Daten in mehreren Zyklen das Neuronale Netz. Dabei werden die Gewichte, die zu Beginn der Lernphase zufällig gesetzt wurden, durch jeden Lernzyklus nachjustiert. Gesucht sind die Gewichte, die ein vorgegebenes Eingabemuster \vec{x} in ein vorgegebenes Ausgabemuster \vec{y} abbilden. Dazu werden in der Lernphase nach jedem Lernzyklus die

Netzausgabe o mit der erwarteten Netzausgabe t des Lernmusters über eine Fehlerfunktion verglichen:

$$E = \frac{1}{2} \sum (t - o)^2. \quad (5.4)$$

Während der Lernphase ist darauf zu achten, daß nicht zu viele Lernzyklen durchgeführt werden. Durch das sogenannte Übertrainieren eines Neuronalen Netzes werden die spezifischen Merkmale des Lernbeispiels übernommen. Das Neuronale Netz arbeitet in diesem Fall nur für das Lernbeispiel optimal, jedoch ist die Übereinstimmung bei realen Daten entsprechend schlecht. Daher arbeitet das Neuronale Netz nicht in der gewünschten Art und Weise. Aus diesem Grund durchläuft in der Lernphase ein unabhängiges Testbeispiel das Neuronale Netz. Der Lernprozess wird gestoppt, sobald der Wert der Fehlerfunktion beginnt wieder anzusteigen.

5.1.2 Erstellen der Lern- und Testfiles

Ein geeignetes Lernfile wird durch Verwendung der kompletten AMANDA–Monte–Carlo–Kette erstellt. In dieser werden Ereignisse im Energiebereich zwischen 500 GeV bis 5 PeV in einem zylindrischen Volumen von 400 m Radius, mit dem Generator *muo0*¹ [H⁺01] erzeugt. Der gewählte Energiebereich wird dadurch bestimmt, daß unterhalb von 500 GeV der Energieverlust durch Strahlungsprozesse nicht mehr dominiert, wohingegen oberhalb von einigen PeV alle optischen Module ein Signal nachweisen und sich der Detektor im Sättigungsbereich befindet. Um eine Bevorzugung einzelner Energien während der Lernphase zu verhindern, wird ein flaches Energiespektrum generiert. Somit liegen für jede Energie gleichviele Ereignisse zum Trainieren des Neuronalen Netzes vor. Nach der Erzeugung der Teilchen erfolgt zunächst die Teilchenpropagation durch das Programm *m.m.c* [CR04] mit einer nachfolgenden Simulation des Detektorverhaltens durch *amasim* [Ste98]. In einem abschließenden Schritt durchlaufen die simulierten Daten alle Selektionskriterien, die für eine Punktquellenanalyse [Ach07] verwendet werden, sowie einen zusätzlichen Zenitwinkelschnitt von 10° unterhalb des Horizontes.

¹multi purpose event generator for simple tracks (muons)

5.2 Die Observablen

Um eine Unabhängigkeit von Rekonstruktionsalgorithmen zu gewährleisten, werden nur Observablen untersucht, die vor einer Rekonstruktion aufgezeichnet wurden. Dadurch werden mögliche Fehler oder Ungenauigkeiten, die durch eine Rekonstruktion auftreten können, direkt ausgeschlossen. Jede Observable wird auf ihre Energiekorrelation hin getestet. Für die Analyse werden die Observablen verwendet, die eine eindeutige Korrelation aufweisen. Folgende sechs Variablen zeigen die beste Energiekorrelation:

- Mean ADC:
Summe aller ADC-Messungen in Photoelektronen (Kapitel 3.5) dividiert durch die Anzahl der aufgezeichneten Signale. Dies ist gleichbedeutend mit der mittleren Anzahl der ankommenden Photonen.
- Mean LET:
Summe aller Leading Edge Times (LET, Kapitel 3.5) in einem Ereignis pro Signal. Dies entspricht dem Mittelwert der Signalankunftszeit.
- RMS LET:
Das RMS^2 der LET-Verteilung der optischen Module ist die Standardabweichung der Signalankunftszeitverteilung.
- NH1:
Anzahl der Kanäle (optischen Module), die genau ein Signal detektiert haben.
- NCH³:
Anzahl der Kanäle (optischen Module), die ein oder mehrere Signale gemessen haben.
- NHITS⁴:
Anzahl der Treffer – Gesamtanzahl der detektierten Signale in einem Ereignis.

Innerhalb eines Ereignisses können mehrere Signale auf das gleiche optische Modul treffen. Dadurch können mehrere Treffer in einem Kanal gemessen werden.

Die Energiekorrelation der sechs Observablen für eine Monte-Carlo-Simulation der Jahre 2000 bis 2003 ist in den Abbildungen 5.4 bis 5.9 dargestellt. Auf der linken Seite der jeweiligen Abbildung ist ein dreidimensionales Oberflächendiagramm mit einer Konturenansicht auf der Oberseite zu sehen. Die rechte Seite zeigt das zugehörige Streudiagramm. Alle Abbildungen zeigen einen eindeutigen, linearen Zusammenhang zwischen der Observablen und der Neutrinoenergie.

²RMS – Root Mean Square

³NCH – Number of channels

⁴NHITS – Number of hits

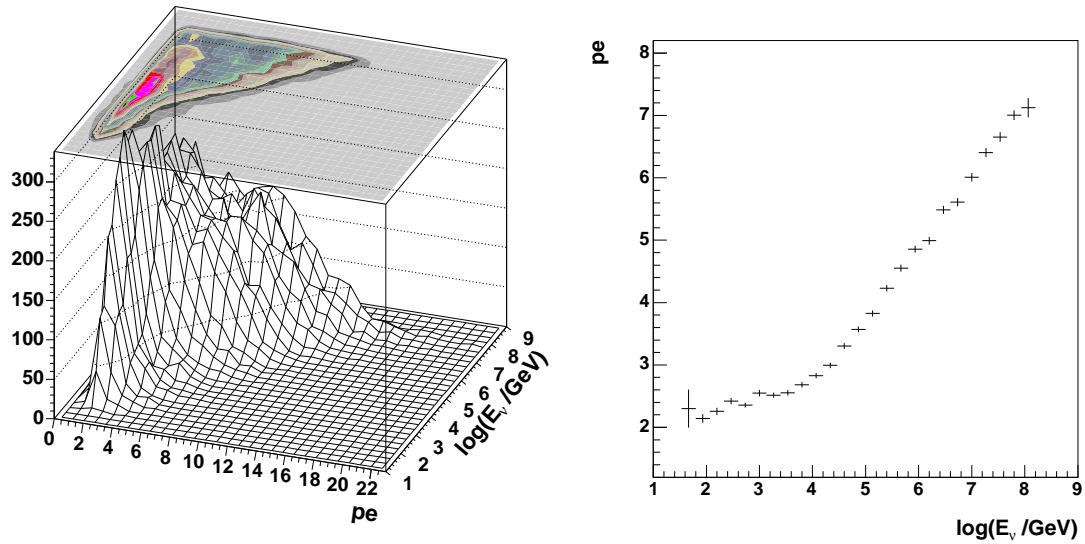


Abbildung 5.4: Neutrinoenergiekorrelation der Mean ADC für simulierte Daten der Jahre 2000 bis 2003.

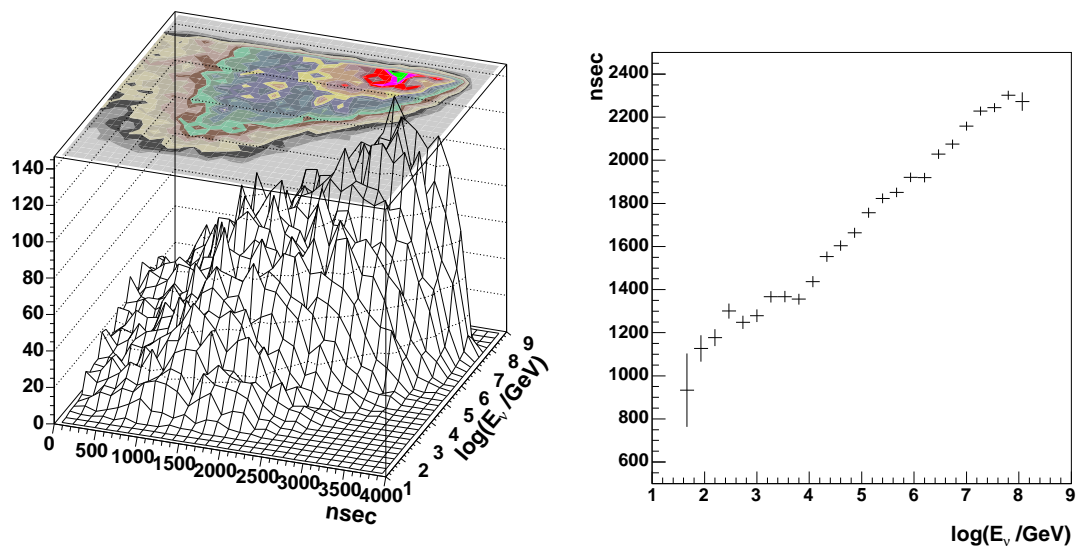


Abbildung 5.5: Neutrinoenergiekorrelation der Mean LET für simulierte Daten der Jahre 2000 bis 2003.

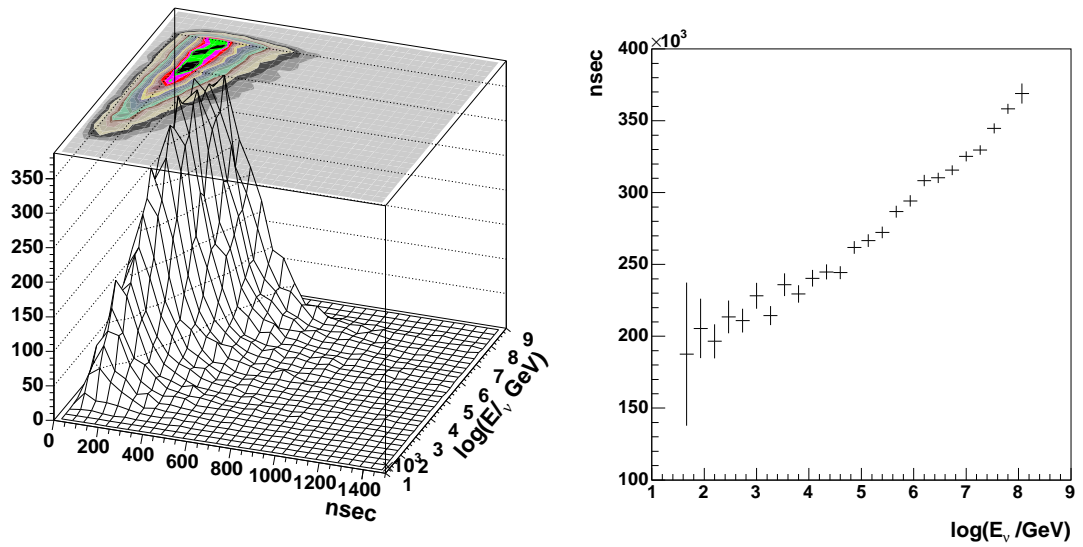


Abbildung 5.6: Neutrinoenergiekorrelation der RMS LET für simulierte Daten der Jahre 2000 bis 2003.

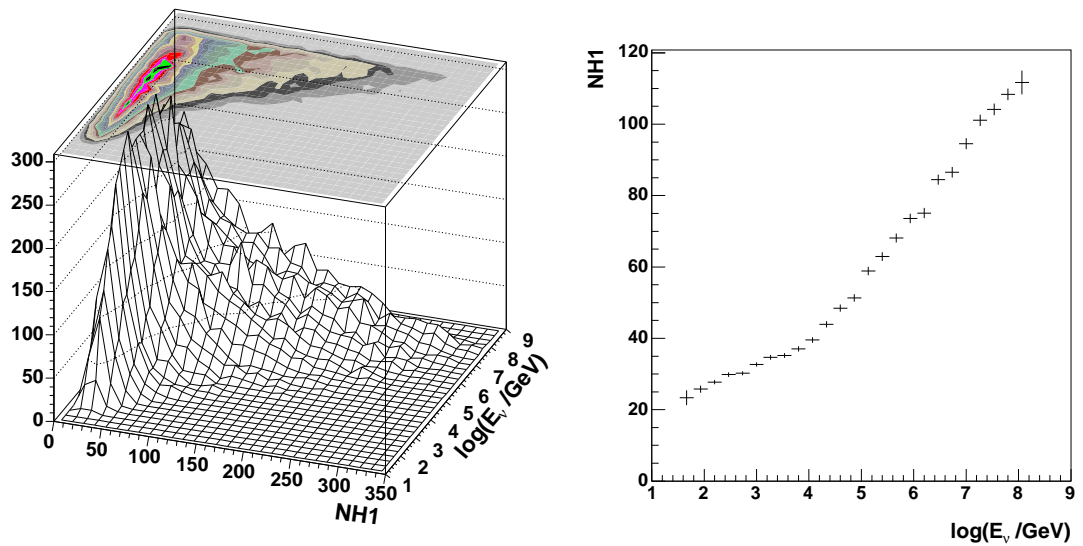


Abbildung 5.7: Neutrinoenergiekorrelation der NH1 für simulierte Daten der Jahre 2000 bis 2003.

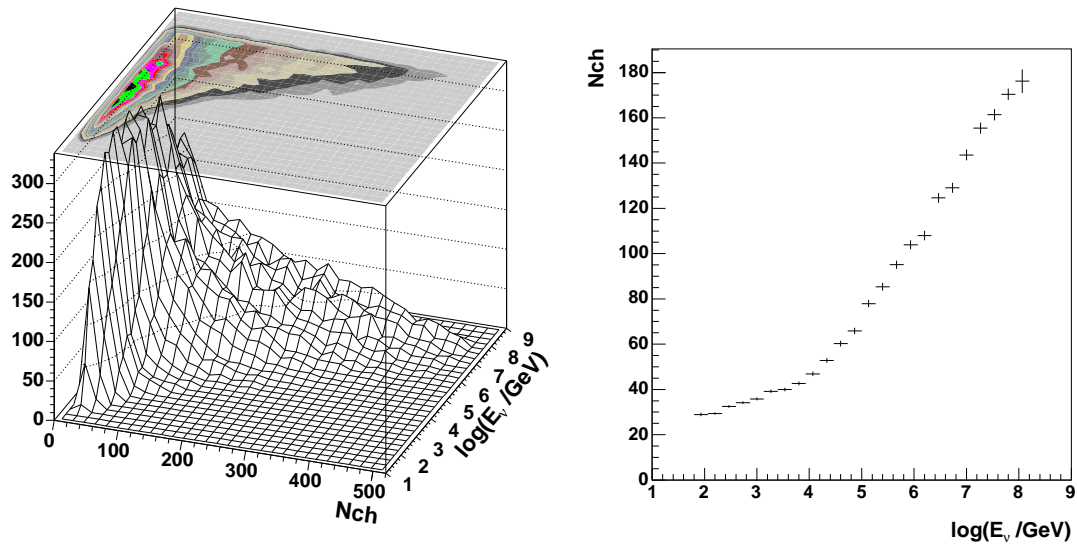


Abbildung 5.8: Neutrinoenergiekorrelation der NCH für simulierte Daten der Jahre 2000 bis 2003.

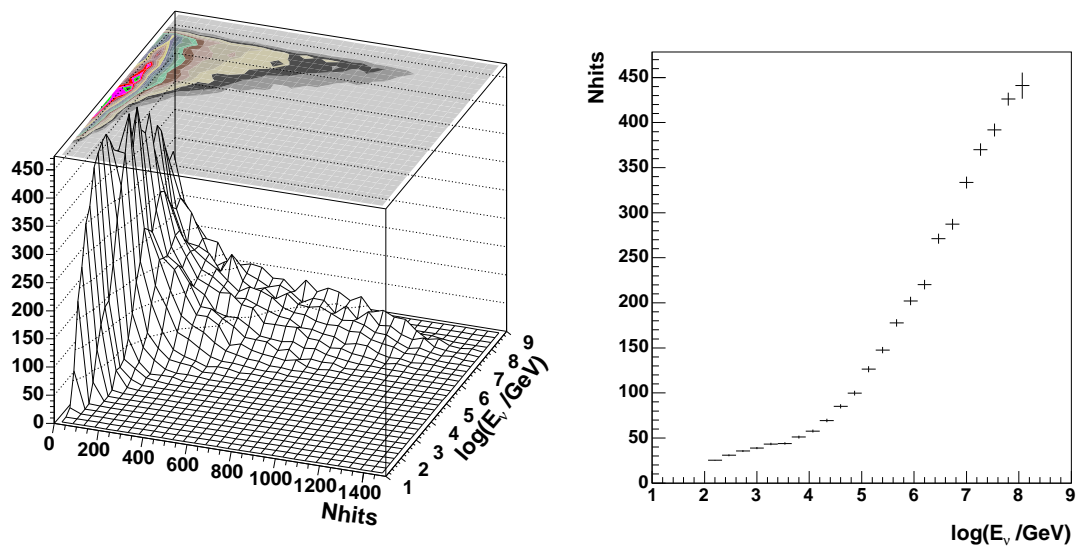


Abbildung 5.9: Neutrinoenergiekorrelation der NHITS für simulierte Daten der Jahre 2000 bis 2003.

5.3 Neuronales Netz zur Analyse der Daten des Jahres 2000

Für die Analyse wird ein Multi-Layer-Perceptron⁵ verwendet. Das Neuronale Netz zur Analyse der Daten des Jahres 2000 besteht aus sechs Eingabevariablen, einer ersten verdeckten Ebene mit sechs Knoten, einer zweiten verdeckten Ebene mit drei Knoten und einer Ausgabevariable. Die Topologie des Netzes ist in Abbildung 5.10 dargestellt.

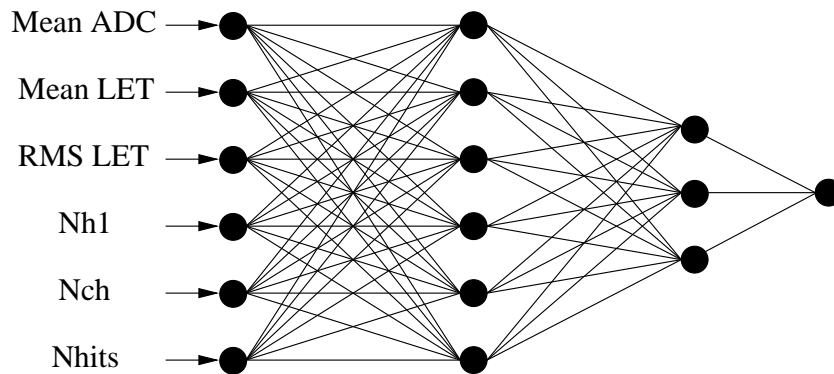


Abbildung 5.10: Topologie des Neuronalen Netzes für die Analyse der Daten des Jahres 2000 und der Jahre 2000 bis 2003.

Bei der Kombination der Variablen wurde das Neuronale Netz auf die Ausgabe der Myonenergie trainiert. Mit monoenergetischen Myonen als Neuronale Netz-Eingabe wird die Korrelation der Neuronalen Netz-Ausgabe mit der Myonenergie getestet.

Die monoenergetischen, isotrop verteilten Myonen wurden für die Energien 1 TeV, 10 TeV, 100 TeV und 1 PeV simuliert. Die Myonen wurden mit der gleichen MC-Kette simuliert wie zuvor das Lernfile. Das Ergebnis der Qualitätsstudien ist in Abbildung 5.11 zu sehen. Die Verteilung der Ausgabevariable des Neuronalen Netzes entspricht einer Gaußverteilung um den simulierten Energiewert. In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse der Gaußanpassung aufgelistet.

$\log(E_\mu/\text{GeV})$	Mittelwert	σ
3	3.19	0.57
4	4.08	0.60
5	5.05	0.55
6	5.85	0.35

Tabelle 5.1: Auflösung der Neuronalen Netzausgabe des Jahres 2000 [eaAc03].

⁵Das Multi-Layer-Perceptron aus dem Programmpaket PAW [CC95] wird verwendet.

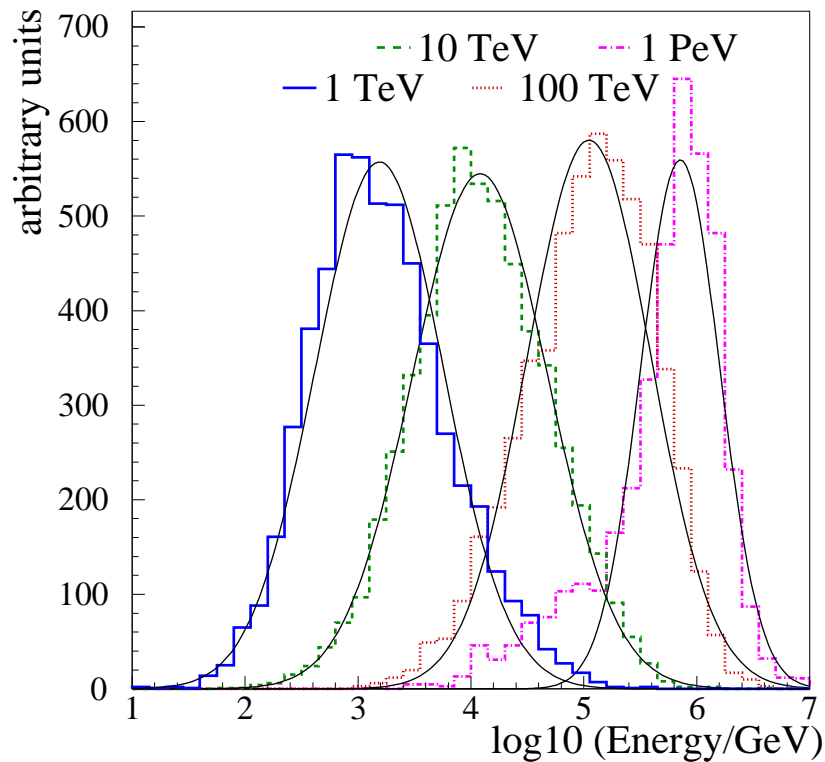


Abbildung 5.11: Ausgabe des Neuronales Netzes zur Analyse der Daten des Jahres 2000 für monoenergetische Myonen. Die Myonen wurden mit einer festen Energie von 1 TeV, 10 TeV, 100 TeV und 1 PeV simuliert [eaAc03].

Der Mittelwert der Ausgabevariable des Neuronales Netzes weicht um weniger als 7% von der simulierten Variable ab. Die Auflösung der logarithmierten Eingabevariable kann anhand der Standardabweichung der Anpassung auf 0.5 abgeschätzt werden. Weil das Neuronale Netz innerhalb des Intervalls von 500 GeV bis 5 PeV trainiert wurde, ist eine verlässliche Anwendung nur innerhalb dieses Intervalls möglich.

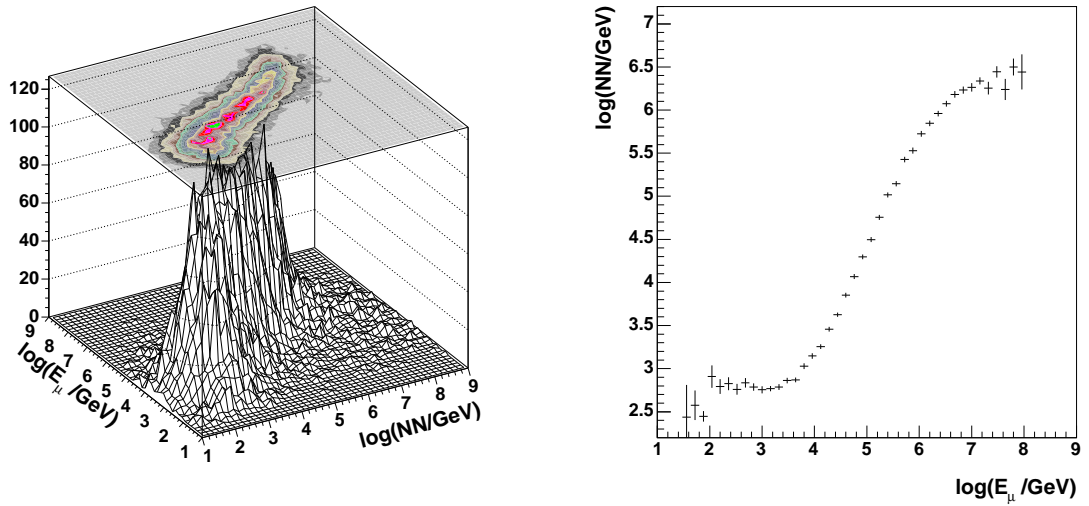


Abbildung 5.12: Myonenergiekorrelation der Neuronalen Netzausgabe für simulierte Daten des Jahres 2000.

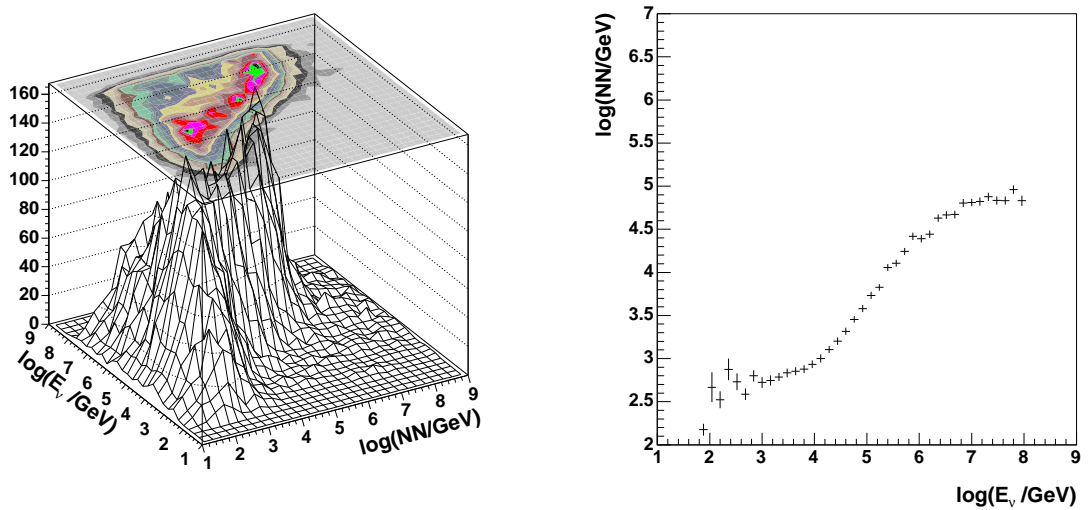


Abbildung 5.13: Neutrinoenergiekorrelation der Neuronalen Netzausgabe für simulierte Daten des Jahres 2000.

5.4 Neuronales Netz zur Analyse der Daten der Jahre 2000 bis 2003

Für die Analyse der Daten der Jahre 2000 bis 2003 werden, analog zur Analyse der Daten des Jahres 2000, sechs energiekorrelierte Variablen durch ein Neuronales Netz kombiniert. Die Energieabhängigkeit der sechs Variablen ist als Streudiagramm und als Profildiagramm in den Abbildungen 5.4 bis 5.9 dargestellt. Die verwendete Netztopologie entspricht der des Netzes zur Analyse der Daten des Jahres 2000 und ist in Abbildung 5.10 dargestellt.

Die Qualität des Neuronalen Netzes wird mit monoenergetischen, isotrop verteilten, simulierten Myonen getestet. In gleicher Weise wie die Lern- und Testbeispiele wurden die Myonen mit der in Kapitel 5.1.2 beschriebenen Monte-Carlo-Kette generiert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.14 zu sehen.

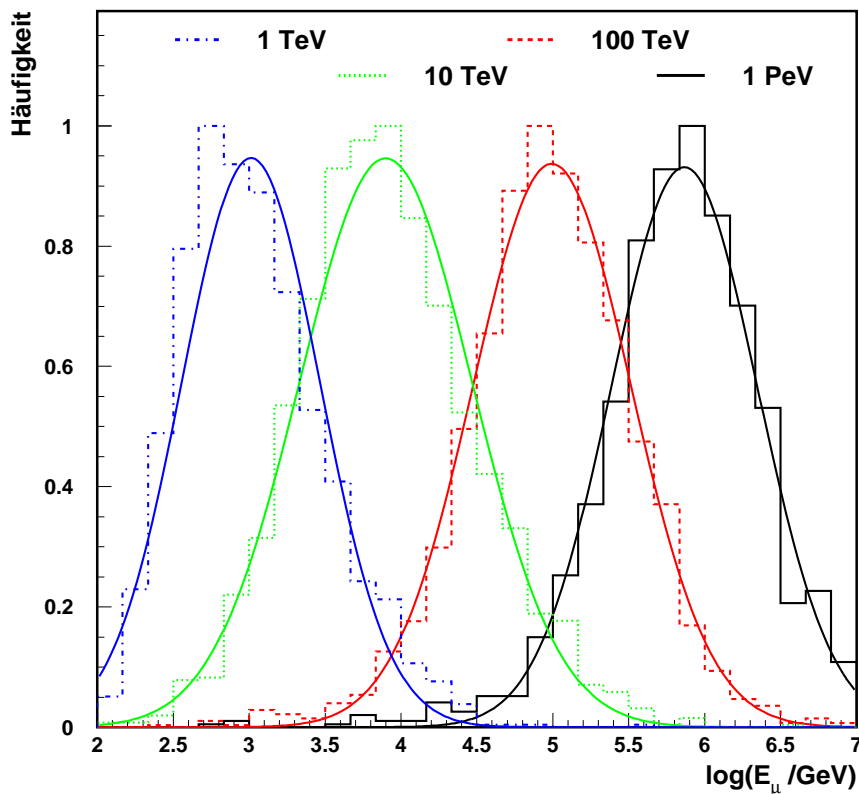


Abbildung 5.14: Ausgabe des Neuronalen Netzes zur Analyse der Daten der Jahre 2000–2003 für monoenergetische Myonen. Die Myonen wurden mit einer festen Energie von 1 TeV, 10 TeV, 100 TeV und 1 PeV simuliert.

Die Ausgabe des Neuronalen Netzes zeigt eine Gaußverteilung um den jeweiligen simulierten Energiewert. Die Ergebnisse der Anpassung mit einer Gaußverteilung sind in der Abbildung 5.14 dargestellt und in Tabelle 5.2 aufgeführt. Der Mittelwert der Ausgabevariable des Neuronalen Netzes weicht um weniger als 1.2% von der simulierten Variable ab. Ein Vergleich mit dem Ergebnis des Neuronalen Netzes der 2000-er Analyse zeigt eine deutliche Verringerung der Mittelwertschwankungen. Die Auflösung der logarithmierten Eingabevariable kann anhand der Standardabweichung der Anpassung auf 0.5 abgeschätzt werden. Das ist die gleiche Auflösung wie bei der Analyse der Daten des Jahres 2000. Weil das Neuronale Netz innerhalb des Intervalls von 500 GeV bis 50 PeV trainiert wurde, ist eine verlässliche Anwendung nur innerhalb dieses Intervalls möglich. Im Vergleich zur Analyse des Jahres 2000 konnte der dynamische Energiebereich des Neuronalen Netzes um einen Faktor 10 vergrößert werden.

$\log(E_\mu/\text{GeV})$	Mittelwert	σ
3	3.03	0.42
4	3.92	0.58
5	4.99	0.51
6	5.86	0.48

Tabelle 5.2: Auflösung der Neuronalen Netzausgabe der Jahre 2000 bis 2003.

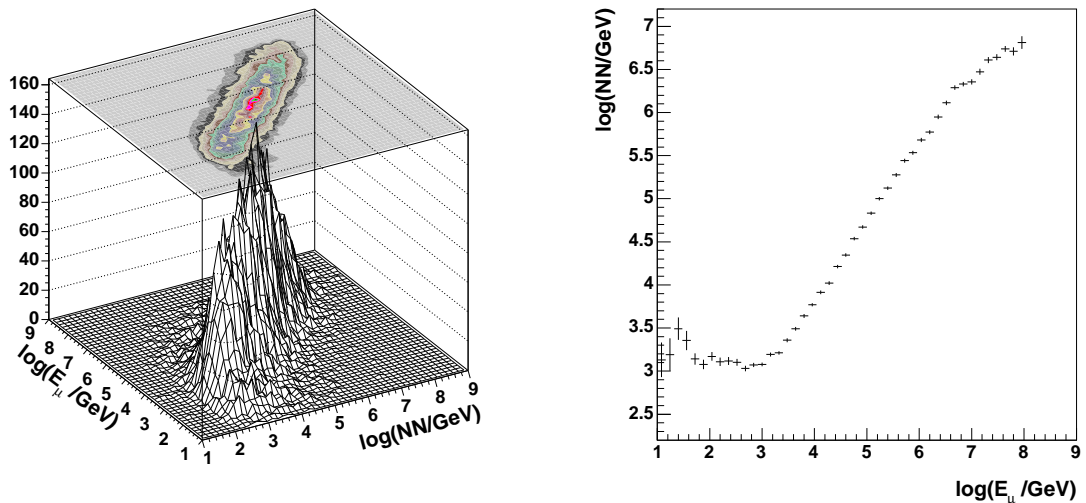


Abbildung 5.15: Myonenergiekorrelation der Neuronalen Netzausgabe für simulierte Daten der Jahre 2000 bis 2003.

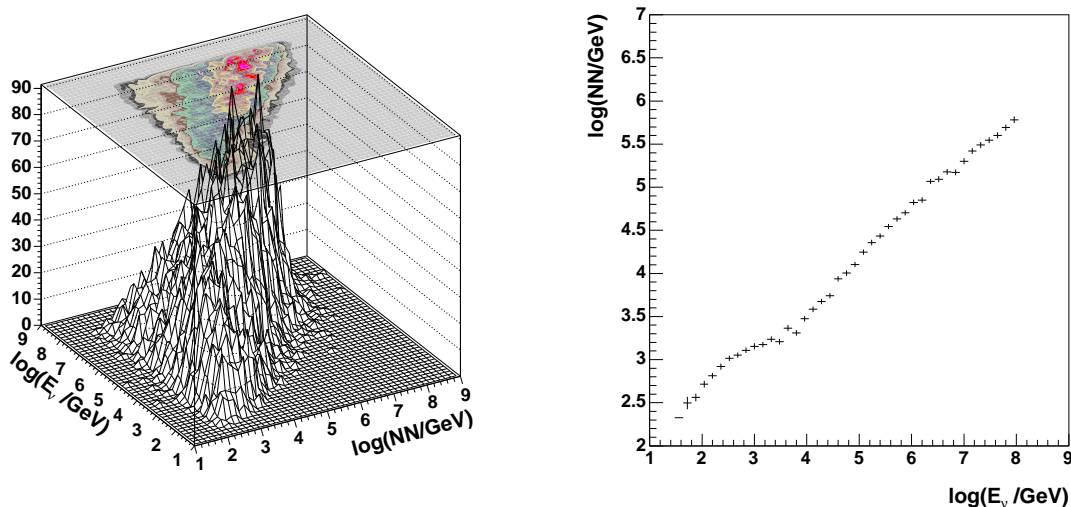


Abbildung 5.16: Neutrinoenergiekorrelation der Neuronalen Netzausgabe für simulierte Daten der Jahre 2000 bis 2003.

5.5 Vergleich der Neuronalen Netze

Ein Vergleich der Energiekorrelation beider Neuronalen Netzausgaben miteinander ist in Abbildung 5.17 zu sehen. Beide Neuronalen Netzausgaben zeigen im Energiebereich zwischen 1 TeV und 5 PeV einen linearen Anstieg. Beim 2000-er Netz ist außerhalb des angegebenen Energiebereichs eine starke Abflachung zu beobachten. Dieses Verhalten zeichnet sich deutlicher bei der Myonenergiekorrelation aus (linke Profildiagramme) als bei der Neutrinokorrelation (rechte Profildiagramme). Für das Neuronale Netz der Jahre 2000 bis 2003 konnte die Linearität der Energiekorrelation über einen größeren Energiebereich gewährleistet werden. Gerade im Bereich oberhalb von 5 PeV ist ein Abflachen der Neuronalen Netzausgabe nicht mehr vorhanden. Dadurch konnte der dynamische Bereich wesentlich vergrößert werden.

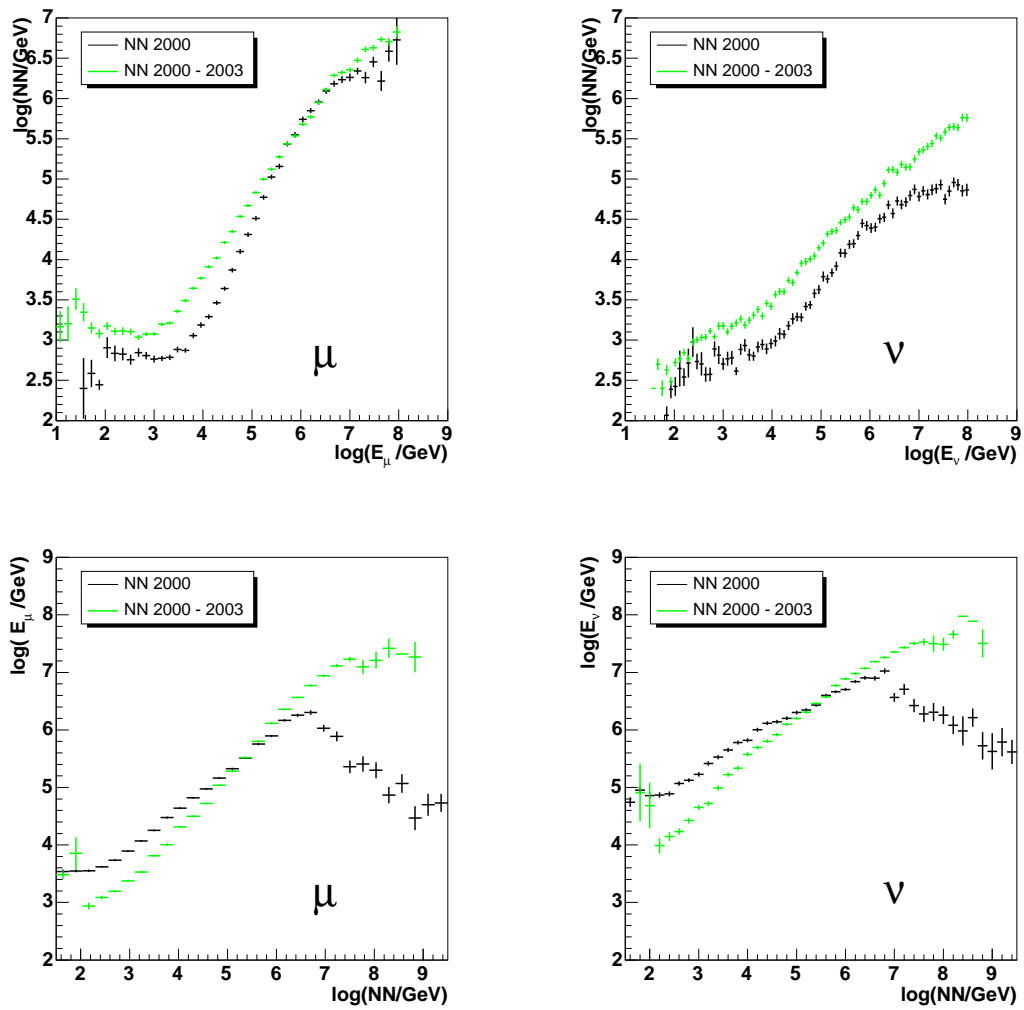


Abbildung 5.17: Profildiagramme zur Darstellung der Myonenenergiekorrelation (linke Darstellungen) und der Neutrinoenergiekorrelation (rechte Darstellungen) der Neuronalen Netzausgabe des Jahres 2000 (schwarze Diagramme) und der Jahre 2000 bis 2003 (grüne Diagramme).

6

Rekonstruktion des Energiespektrums

Ein zentraler Punkt dieser Arbeit ist die Bestimmung des Energiespektrums und der daraus resultierenden Neutrinoflüsse zur Beobachtung eines eventuellen extraterrestrischen Neutrinobeitrags. Aufgrund der begrenzten Akzeptanz und endlichen Auflösung des Detektors ist die gemessene Variable eine Faltung des wahren physikalischen Spektrums mit der Detektorakzeptanz und Auflösung. Die Bestimmung des wahren Spektrums unter Verwendung von Entfaltungsmethoden wird im folgenden diskutiert. Zu Beginn werden das sogenannte Entfaltungsproblem sowie die zugehörigen Standardlösungen vorgestellt. Da die Verwendung der Standardmethoden zu instabilen Lösungen führt, wird eine alternative Herangehensweise, die regularisierte Entfaltung, eingeführt. Eine mögliche technische Realisierung der regularisierten Entfaltung ist der *RUN*-Algorithmus [Blo96], der in diesem Kapitel vorgestellt wird. Die Entfaltungsergebnisse unter Anwendung des *RUN*-Algorithmus auf die Daten der Jahre 2000 bis 2003 wird präsentiert.

6.1 Entfaltung

Aufgrund der endlichen Detektorauflösung, die ein Verschmieren der aufgenommenen Meßgrößen bewirkt, und einer begrenzten Akzeptanz, hervorgerufen durch die Verwendung von Triggern und Ereignisschnitten, ist eine gemessene Verteilung $g(x)$ nicht identisch mit der gesuchten wahren Verteilung $f(x)$. Die Lösung des Problems aus einer gemessenen Verteilung die wahre Verteilung zu rekonstruieren, wird Entfaltung genannt. Aus mathematischer Sicht handelt es sich hierbei um ein schlecht konditioniertes Abbildungssystem, welches stark oszillierende und daher sinnlose Lösungen haben kann [BL98, RB72].

Die gesuchte Verteilung $f(x)$ der wahren Größe x kann über die Fredholm Gleichung erster Art [Fre03] mit der gemessenen Verteilung $g(y)$ des Meßwertes y in Verbindung gesetzt werden:

$$g(y) = \int_a^b A(y, x)f(x)dx + b(y) + \epsilon(y) \quad . \quad (6.1)$$

Die Transferfunktion $A(y, x)$, auch Kern genannt, bestimmt die Wahrscheinlichkeit, durch eine Messung den Wert y zu erhalten, wenn der wahre Wert x ist. Sie ist mittels Monte-Carlo-Simulationen zu definieren. Die rechte Seite der Gleichung 6.1 beinhaltet eine Fehlerfunktion $\epsilon(y)$ zur Beschreibung der statistischen Fehler, sowie eine Untergrundverteilung $b(y)$ für mögliche gemessene Untergrundereignisse. Um Gleichung 6.1 numerisch lösen zu können, muß sie diskretisiert werden [BL98].

6.1.1 Diskretisierung

Die Diskretisierung erfolgt in zwei Schritten, beginnend mit der Diskretisierung der kontinuierlichen Funktion $f(x)$. Mit Hilfe einer endlichen Menge Koeffizienten $a_1, a_2, \dots, a_j \dots a_m$ und Basisfunktionen $p_j(x)$ kann die wahre Verteilung $f(x)$ durch die Summe

$$f(x) = \sum_{j=1}^m a_j p_j(x) \quad (6.2)$$

parametrisiert werden. Für die Wahl der Basisfunktionen gibt es viele Möglichkeiten, wie zum Beispiel harmonische Funktionen, orthogonale Polynome oder Spline-Funktionen. Im zweiten Schritt werden alle y -abhängigen Funktionen durch Histogramme

$$\begin{aligned} g_i &= \int_{y_{i-1}}^{y_i} g(y) dy, & A_{ij} &= \int_{y_{i-1}}^{y_i} A_j(y) dy, \\ b_i &= \int_{y_{i-1}}^{y_i} b(y) dy, & \epsilon_i &= \int_{y_{i-1}}^{y_i} \epsilon(y) dy \end{aligned} \quad (6.3)$$

mit den Intervallgrenzen $y_0, y_1 \dots y_n$ dargestellt. Durch diese Diskretisierung kann die Integralgleichung 6.1 zu einer Matrixgleichung vereinfacht werden:

$$\vec{g} = A\vec{f} + \vec{b} + \vec{\epsilon}. \quad (6.4)$$

Hierbei wird die gemessene Verteilung durch ein Histogramm mit n Bins, dem Vektor \vec{g} , repräsentiert. Der Vektor \vec{f} entspricht einem Histogramm mit m Bins und stellt die wahre Verteilung dar. Die Verteilungen des Untergrundes sowie der statistischen Fehler werden durch die n -Vektoren \vec{b} und $\vec{\epsilon}$ beschrieben. Die $n \times m$ Matrix A gibt die Transformation von $\vec{g} - \vec{b} - \vec{\epsilon}$ nach \vec{f} an. Ein einzelnes Element des Vektors \vec{g} läßt sich nun durch

$$g_i = \sum_{j=1}^m A_{ij} f_j + b_i + \epsilon_i \quad \text{mit} \quad A_{i,j} \geq 0 \quad (6.5)$$

darstellen [BL98].

Das Matrixelement A_{ij} gibt die Wahrscheinlichkeit an, ein Ereignis aus dem wahren Bin f_j im Bin g_i zu messen. Daher sind per Definition alle Elemente A_{ij} größer oder gleich Null.

6.1.2 Entfaltung ohne Regularisierung

Zur Lösung von Gleichung 6.4 gibt es verschiedene Standardmethoden, deren Wahl von der Dimension n des Vektors \vec{g} der gemessenen Verteilung und der Dimension m des Vektors \vec{f} der wahren Verteilung abhängt. Zur Bestimmung der Lösung werden die Fälle $n > m$ und $n = m$ unterschieden, für die jeweils verschiedene Methoden angewendet werden. Bei der Beschreibung der einzelnen Lösungsmethoden werden zur besseren Übersicht die Vektoren \vec{b} und \vec{c} gleich Null gesetzt.

Fall $n > m$:

Im Fall $n > m$ kann die **Methode der kleinsten Quadrate** zur Lösung verwendet werden. Bei dieser wird die inverse Kovarianzmatrix

$$V_g = \langle (x - \langle x \rangle)(x - \langle x \rangle)^T \rangle \quad (6.6)$$

als Gewichtsmatrix $W = V_g^{-1}$ eingeführt. Zur Lösung wird das Minimum der Funktion

$$S(\vec{f}) = (\vec{g} - A\vec{f})^T W (\vec{g} - A\vec{f}) \quad (6.7)$$

bestimmt.

Eine weitere Möglichkeit zur Lösung von Gleichung 6.4 ist die **Maximum Likelihood Methode**, bei der die Lösung durch das Minimieren der negativen Log-Likelihood-Funktion, $-2 \ln \mathcal{L}(\vec{f})$ bestimmt wird. Die gesuchten Parameter \vec{a} werden durch Anpassen des linearen Ausdrucks 6.4 an die Daten bestimmt. Unter der Annahme, daß die gemessenen Anzahlen g_i^{meas} in den einzelnen Intervallen poissonverteilt sind, mit Mittelwert $g_i(\vec{a})$, lautet die zu minimierende Log-Likelihood-Funktion:

$$S(\vec{a}) = \sum_i \left(g_i(\vec{a}) - g_i^{\text{meas}} \cdot \ln g_i(\vec{a}) \right) . \quad (6.8)$$

Die Bestimmung der Parameter \vec{a} erfolgt iterativ, beginnend mit der Näherung $\tilde{\vec{a}}$. Unter Verwendung des Gradienten \vec{h} und der Hesse-Matrix H ergibt sich für die Funktion $S(\vec{a})$ in der quadratischen Näherung:

$$S(\vec{a}) = S(\tilde{\vec{a}}) + (\vec{a} - \tilde{\vec{a}})^T \vec{h} + \frac{1}{2}(\vec{a} - \tilde{\vec{a}})^T H (\vec{a} - \tilde{\vec{a}}). \quad (6.9)$$

Fall $n = m$:

Im Fall $n = m$ ergibt sich die Standardlösung durch **Inversion** der Gleichung 6.4:

$$\vec{f} = A^{-1} \vec{g}. \quad (6.10)$$

Obwohl diese Lösung statistisch korrekt ist, beinhaltet sie für gewöhnlich große Fluktuationen aufgrund der Korrelationen benachbarter Bins. Eine vereinfachende und in der Hochenergiephysik weit verbreitete Methode zur Lösung des Entfaltungproblems ist die **Bin-zu-Bin-Korrektur**. Diese ist jedoch nur im Fall einer reinen Akzeptanzkorrektur anwendbar. Jeder Bininhalt g_i^{meas} wird mit dem Verhältnis der Anzahl an generierten Monte-Carlo-Ereignissen f_i^{MC} zu der rekonstruierten Anzahl an Ereignissen im selben Bin g_i^{MC} multipliziert:

$$f_i = g_i^{\text{meas}} \times \left(\frac{f_i^{\text{MC}}}{g_i^{\text{MC}}} \right). \quad (6.11)$$

Mit diesem Verfahren können Korrekturen am Intervallinhalt leicht vorgenommen werden. Bei den Lösungen können jedoch Probleme auftauchen, wenn sich die Akzeptanzwahrscheinlichkeit innerhalb weniger Bins sehr stark ändert. Da dieses Verfahren, ebenso wie die Methode der Matrixinversion, zu instabilen Lösungen führt, liefert es kein glattes Ergebnis. Zu beachten ist zudem, daß bei realen Experimenten die begrenzte Akzeptanz immer in Kombination mit einer endlichen Auflösung auftritt. Die begrenzte Auflösung hingegen erzeugt eine negative Korrelation zwischen benachbarten korrigierten Datenpunkten und eine große Fluktuation der Datenpunkte. Daher ist es notwendig, eine Unterdrückung der statistischen Fluktuationen einzuführen, die durch das Verfahren der Regularisierung ermöglicht wird.

6.1.3 Entfaltung mit Regularisierung

Bei der regularisierten Entfaltung wird der Standardlösung ein Regularisierungsterm $\tau \cdot r(f)$ hinzugefügt, der Fluktuationen unterdrückt und dadurch die Lösung der gesuchten Verteilung $f(x)$ glättet:

$$R(f) = -2 \ln \cdot L(f) + \tau \cdot r(f) \quad (6.12)$$

Kleiner werdende τ -Werte schalten den Regularisierungseffekt immer weiter ab, wohingegen größer werdende τ -Werte dem Regularisierungsterm immer mehr Bedeutung zuweisen. Die Lösung für $f(x)$ wird glatter, je glatter der Regularisierungsterm wird.

Als Maß für die Fluktuationen wird häufig das Quadrat des Mittelwertes einer oder mehrerer Ableitungen der wahren Funktion $f(x)$ verwendet (Gleichung 6.13). Diese Methode wird Tikhonov-Regularisierung genannt und wurde unabhängig voneinander von Philips [Phi62] und Tikhonov [Tik63, TA77] vorgeschlagen:

$$r(f(x)) = \int \left(\frac{d^k f(x)}{dy^k} \right)^2 dx. \quad (6.13)$$

Für die Regularisierung $r(f)$ gibt es verschiedene Möglichkeiten. Zum Beispiel kann die totale Krümmung (Gleichung 6.14) oder die maximale Entropie (Gleichung 6.15) verwendet werden:

$$r(f) = \int \left(\frac{d^2 f(x)}{dy^2} \right)^2 dx, \quad (6.14)$$

$$r(f) = \sum_j f_j \ln \frac{f_j}{\epsilon_j}. \quad (6.15)$$

Es gibt unterschiedliche technische Realisierungen, in denen die Regularisierung in einer kontrollierten Art implementiert ist. Die drei Bekanntesten sind:

- SVD – Singular Value Decomposition [HK96]: In diesem Programm wird die Krümmung als Regularisierungsparameter verwendet.
- Reduzierte Cross-Entropie (MRX) Methode [Sch94]: In dieser Methode wird zwischen der Minimalen Cross Entropie (bzw. Methode Maximaler Entropie) und der Methode der kleinsten Quadrate interpoliert.
- *RUN*-Algorithmus [Blo85, Blo96]: Als Regularisierung wird hier die totale Krümmung verwendet.

Im folgenden wird das weitere Verfahren der regularisierten Entfaltung am Beispiel des *RUN*-Algorithmus erklärt, da dieser in der hier beschriebenen Analyse verwendet wird. Bei der Entfaltung mit Regularisierung wird wie bei den Standardlösungen die Integralgleichung 6.1 durch Diskretisierung zu einer Matrixgleichung (Gleichung 6.4) vereinfacht. Die wahre Funktion $f(x)$ kann durch die Summe

$$f(x) = \sum_{j=1}^m a_j p_j(x) \quad (6.16)$$

parametrisiert werden. Als Basisfunktionen $p_j(x)$ werden kubische Basis-Spline-Funktionen, kurz B-Splines genannt (Anhang A), verwendet, weil dadurch sowohl eine geeignete Normalisierung ermöglicht, als auch das Auftauchen negativer Gewichte verhindert wird [Blo85].

Durch die Verwendung von B-Splines der vierten Ordnung kann mit einer symmetrischen, positiv-semidefiniten Matrix C die Krümmung $r(\vec{a})$ durch den einfachen quadratischen Ausdruck

$$r(\vec{a}) = \vec{a}^T C \vec{a} \quad (6.17)$$

beschrieben werden. Nach der Diskretisierung beginnt die eigentliche Regularisierung, indem eine neue Funktion $R(\vec{a})$ zur Glättung der Lösung definiert wird:

$$R(\vec{a}) = S(\vec{a}) + \frac{1}{2} \tau r(\vec{a}). \quad (6.18)$$

In dieser wird die totale Krümmung $r(\vec{a})$ durch den sogenannten Regularisierungsparameter τ gewichtet und zu der Standardlösung, der negativen Log–Likelihood–Funktion $S(\vec{a})$, addiert. Unter Verwendung der Gleichungen 6.9, 6.17 und 6.18 ergibt sich für die Funktion $R(\vec{a})$:

$$R(\vec{a}) = S(\vec{a}) + (\vec{a} - \tilde{\vec{a}})^T \vec{h} + \frac{1}{2}(\vec{a} - \tilde{\vec{a}})^T H (\vec{a} - \tilde{\vec{a}}) + \frac{1}{2} \tau \vec{a}^T C \vec{a}. \quad (6.19)$$

Zur Minimierung werden die Matrizen H und C gleichzeitig diagonalisiert und die Parameter \vec{a} zu $\hat{\vec{a}}$ transformiert. Die Koeffizienten \hat{a}_j^{reg} der regularisierten Lösung ($\tau \neq 0$) lassen sich nun aus den Koeffizienten \hat{a}_j^{unreg} der unregularisierten Lösung ($\tau = 0$) berechnen:

$$\hat{a}_j^{\text{reg}} = \left(\frac{1}{1 + \tau S_{jj}} \right) \hat{a}_j^{\text{unreg}}. \quad (6.20)$$

Hierbei ist S_{ii} der i -te Eigenwert der Diagonalmatrix S . Wird die Summe der Faktoren in Gleichung 6.20 gleich der effektiven Zahl der Freiheitsgrade m_0 gesetzt, so kann der Parameter τ durch die Angabe von m_0 bestimmt werden [BL98]:

$$m_0 = \sum_{i=1}^m \frac{1}{1 + \tau S_{ii}}. \quad (6.21)$$

Die hier beschriebene regularisierte Entfaltung unter Verwendung der totalen Krümmung als Regularisierungsterm wird im Entfaltungsalgorithmus *RUN* verwendet.

6.2 RUN

Das Programm *RUN* [Blo85, Blo96] ist ein weit verbreitetes und häufig verwendetes Entfaltungsprogramm. Der Entfaltungsalgorithmus läßt sich in zwei Schritte aufteilen. Im ersten Schritt wird eine Maximum–Likelihood–Anpassung der simulierten Verteilung an die gemessene Verteilung in bis zu drei Dimensionen durchgeführt. Eine begrenzte Monte–Carlo–Statistik kann unter Verwendung der Barlow–Methode [BB93] berücksichtigt werden. Desweiteren werden mit einer Clustering–Methode gering besetzte Histogrammintervalle kombiniert. Das Anwenden der Regularisierung auf die zuvor gefundene Lösung wird in einem zweiten Schritt durchgeführt. Nach der Diagonalisierung und dem Rotationsverfahren wird der Regularisierungsparameter anhand der Daten bestimmt.

Das Entfaltungsprogramm benötigt als Eingabe die gemessenen Daten, die simulierten Monte–Carlo–Ereignisse, die Eingabefunktion $f_0(x)$ und die Definition der Entfaltungsparameter sowie die Selektion der Programmoptionen. Da das Ergebnis der Entfaltung nicht von der Eingabefunktion abhängt, genügt es eine Scheinfunktion zu übergeben, die den konstanten Ausgabewert 0.0 hat.

6.2.1 Entfaltungsparemeter

Für die Analyse der AMANDA–Daten werden in dieser Arbeit folgende vier Parameter und Optionen verwendet:

- **NRDF** – Number of degrees of freedom:
Die Variable NRDF gibt die Anzahl der Freiheitsgrade an und bestimmt somit die Regularisierung des Ergebnisses (Gleichung 6.21). Bei einer zu kleinen Abschätzung der Freiheitsgradanzahl werden signifikante Amplituden gedämpft, wodurch das Ergebnis verzerrt werden kann. Wird der Parameter hingegen zu groß abgeschätzt, sind die Datenpunkte notwendigerweise positiv miteinander korreliert [Blo96].
- **KNOTS** – Knoten:
Mit dieser Variable wird die Anzahl der Knoten der verwendeten Spline–Funktion spezifiziert. Als Richtlinie wird empfohlen, die Anzahl der Knoten ungefähr zweimal so groß zu wählen wie die Anzahl der gewählten Freiheitsgrade. Die exakte Knotenanzahl ist nicht sehr sensitiv auf das Ergebnis, so daß sie relativ frei gewählt werden kann.
- **FXPOSITIVE**:
Das Entfaltungsprogramm bietet die Möglichkeit, im Entfaltungsergebnis nur rein positive Werte entlang des gesamten x –Bereiches zuzulassen, indem intern zusätzliche Bedingungen an die Lösung gestellt werden. Dies ist insbesondere im Falle von geringer Statistik oder in Regionen mit kleinen Funktionswerten notwendig, um mögliche Probleme während der Anpassung zu verhindern.
- **SMOOTHX**:
Wird die Monte–Carlo–Eingabefunktion $f_0(x)$ nicht vorgegeben, kann diese vom Programm automatisch aus dem Histogramm des Monte–Carlo–Ntupels erstellt werden. Durch die Option SMOOTHX wird das Histogramm geglättet, bevor es zur Erstellung der Eingabefunktion verwendet wird.

Neben diesen vier Parametern gibt es noch weitere Optionen, mit deren Aktivierung zusätzliche Bedingungen an die Lösung gestellt werden können. Eine genaue Diskussion dieser Optionen ist in [Blo96] zu finden.

6.3 Entfaltung der Daten

Die Analyse der AMANDA–Daten beinhaltet die aufgezeichneten Daten der Jahre 2000 bis 2003. Zur Rekonstruktion des Spektrums wird die in Kapitel 6.1.3 beschriebene regularisierte Entfaltungsmethode verwendet. Die Transfermatrix zur Bestimmung des Neutrinoenergiespektrums wird aus Monte–Carlo–Ereignissen gebildet, die eine Mischung aus atmosphärischen Neutrinos und Signalneutrinos beinhalten. Für den Signalneutrinofluß wird ein spektraler Index von -2 angenommen, $\frac{dN}{dE} \propto E^{-2}$. Da im verwendeten Entfaltungsprogramm *RUN* (Kapitel 6.2) die Entfaltungsprozedur mit maximal drei Eingabevariablen durchgeführt werden kann, werden im ersten Schritt der Analyse verschiedene Observablen hinsichtlich ihrer Energieabhängigkeit untersucht. Dabei stellt sich heraus, daß mehr als drei Variablen eine überwiegend lineare Energieabhängigkeit zeigen (Kapitel 5). Durch die Verwendung eines Neuronalen Netzes (Kapitel 5.1) ist es möglich, die Information verschiedener Variablen in einer Ausgabevariable zu vereinen und diese als eine der drei Eingabevariablen für die Entfaltung zu nutzen (Kapitel 4).

Die Messung möglicher extraterrestrischer Neutrinos würde sich im entfalteten Flußspektrum durch ein Abflachen des Spektrums bei hohen Energien ($E_\nu > 100$ TeV) bemerkbar machen. Um dieses Verhalten beobachten zu können, wird die zur Entfaltung verwendete Binbreite entsprechend optimiert. Das führt zu einer Binbreite, die signifikant schmäler als die Energieauflösung ist. Dies hat zur Folge, daß zum einen das resultierende Spektrum nicht mehr zur Interpretation von möglichen Fluktuationen in der Mitte des Spektrums verwendet werden kann, und zum anderen die benachbarten Intervalle miteinander korreliert sind. Bei unkorrelierten Bins ist das Entfaltungsergebnis pro Bin gleich der Ereignisanzahl. Sind die Bins hingegen miteinander korreliert, kann sich ein einzelnes Ereignis auf mehrere Bins verteilen. Ereignisse tragen somit, gemäß ihres statistischen Gewichtes, zu verschiedenen Energieintervallen bei. Die Ereignisanzahl pro Bin ist daher im folgenden als statistisches Gewicht der Ereignisse zu interpretieren.

Die Berechnung des statistischen Fehlers wird in *RUN* unter der Annahme durchgeführt, daß die Poisson–Statistik angewendet werden kann. Dies ist bei korrelierten Bins nicht zwangsläufig der Fall, da es zu einer Korrelation der Fehler benachbarter Bins kommen kann. Verglichen mit dem statistischen Fehler bildet der systematische Fehler die dominante Fehlerquelle. Der Hauptanteil des systematischen Fehlers resultiert aus der Abschätzung des atmosphärischen Neutrinoflusses, der mit einer relativen Unsicherheit von 25% [WS98, Gai00] beiträgt. Weitere Bestandteile des systematischen Fehlers sind die Unsicherheit des ν_μ zu μ Wirkungsquerschnittes (ca. 10%) und die maximale Verunreinigung des Datensatzes durch atmosphärische Neutrinos (7%) sowie die Abweichung der Intensitäts–Tiefen–Relation (weniger als 10%). Insgesamt ergibt dies einen totalen systematischen Fehler von 30%. Alle in dieser Arbeit angegebenen Fehler beinhalten den statistischen Fehler aus der Entfaltung sowie den mit 30% abgeschätzten systematischen Fehler.

6.4 Entfaltetes Spektrum der Daten des Jahres 2000

Die analysierten AMANDA–Daten des Jahres 2000 umfassen eine effektive Detektorlebensdauer von 197 Tagen. Aus den aufgezeichneten Ereignissen wird ein Datensatz mit 570 Neutrinos selektiert, indem optimierte Punktquellenschnitte [Hau04] sowie ein zusätzlicher Winkelschnitt von 10° unterhalb des Horizontes angewendet werden.

Die Kombination von sechs energieabhängigen Observablen zu einer neuen energieabhängigen Variablen wird mit dem in Kapitel 5.3 beschriebenen Neuronalen Netz durchgeführt. Die Energiekorrelation der Neuronalen Netz–Ausgabe, die als eine der drei Entfaltungs–Eingabevariablen dient, ist in Abbildung 6.1 zu sehen. In dieser Abbildung ist ebenfalls das Energieverhalten der beiden anderen, für die Entfaltung verwendeten Eingabevariablen, dargestellt. Auf der linken Seite sind jeweils die Streudiagramme des Logarithmus der Neutrinoenergie ($\log(E_\nu)$) gegen den Logarithmus der Eingabevariable aufgetragen. Die zugehörigen Profildiagramme sind auf der rechten Seite von Abbildung 6.1 gezeigt. In den beiden oberen Diagrammen ist das Verhalten des Logarithmus der maximalen Pulslänge ($\log(\max \text{TOT})$) dargestellt. Oberhalb einer Pulslänge von $2.8 \log(\text{nsec})$ ist ein lineares Verhalten deutlich zu sehen. Der Logarithmus der Neutrinoenergie ist gegen den Logarithmus der Anzahl der getroffenen Kanäle ($\log(\text{NCH})$) in den beiden mittleren Diagrammen aufgetragen. Hier zeigt sich über den gesamten Wertebereich der Variablen ein gutes lineares Verhalten. In den beiden unteren Grafiken ist die Ausgabe des Neuronalen Netzes zu sehen. Während für eine Ausgabe des Neuronalen Netzes zwischen 500 GeV und 1 PeV ein positiver linearer Anstieg zu beobachten ist, zeigt sich ab einem Ausgabewert von 10 PeV ein negativer Anstieg. Da bei dieser Analyse nur bis zu einem Energiebereich von 1 PeV gemessen wird, ist dieses Verhalten vernachlässigbar.

Durch den Vergleich von simulierten Energiespektren mit entfalteten Spektren derselben Simulation werden die Entfaltungsparameter festgelegt. Eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den simulierten und entfalteten Spektren zeigt sich bei der Wahl von 26 Knoten und 5 Freiheitsgraden. Das entfaltete Energiespektrum der Daten des Jahres 2000 ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Die Werte der Ereigniswahrscheinlichkeiten sowie der Bereich der einzelnen Energieintervalle sind in Tabelle C.1 aufgelistet.

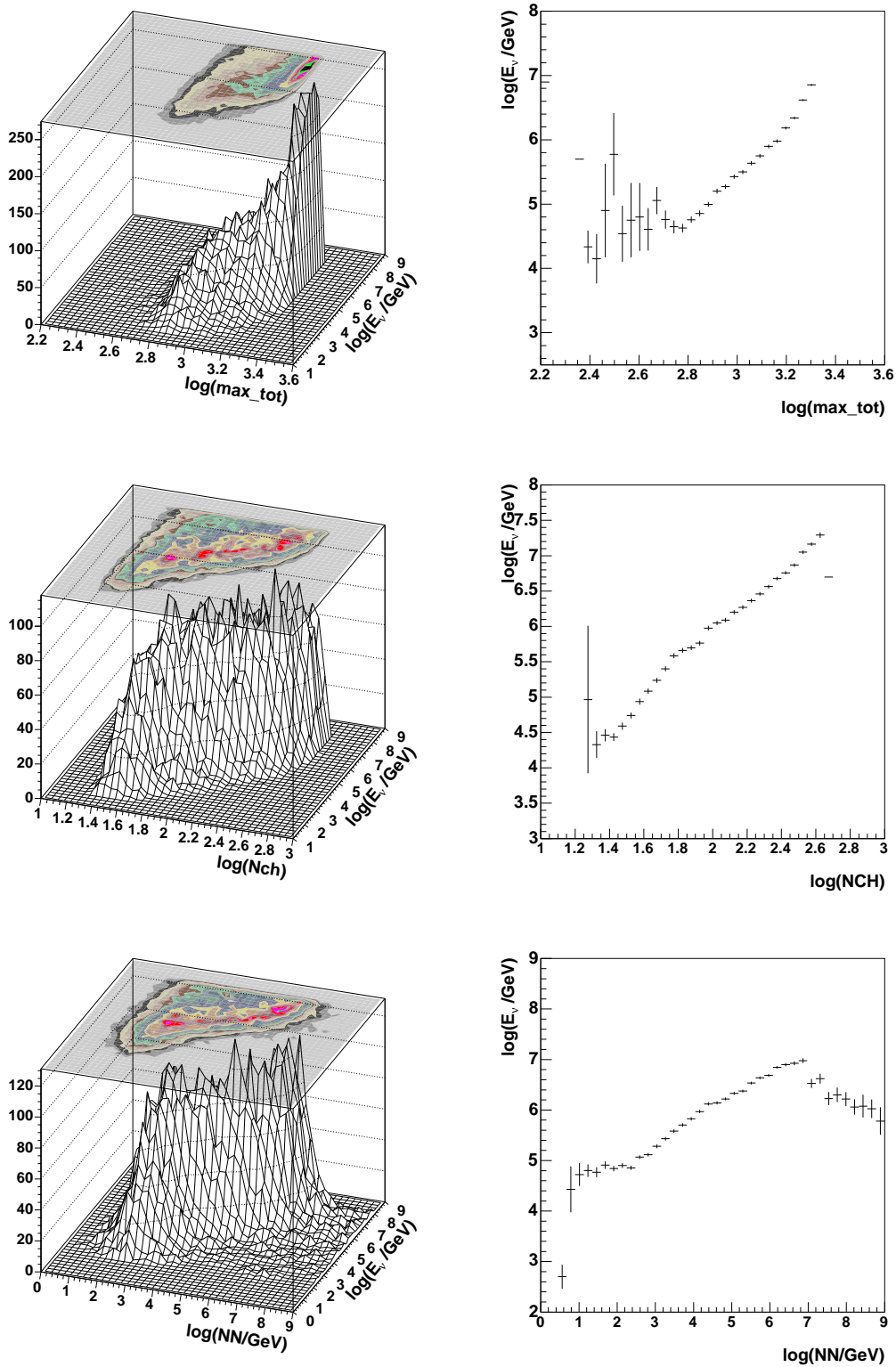


Abbildung 6.1: *RUN*-Eingabevariablen. Links Streudiagramm, rechts Profildiagramm. Oben: $\log(E_\nu)$ vs $\log(\max TOT)$, Mitte: $\log(E_\nu)$ vs $\log(NCH)$, Unten: $\log(E_\nu)$ vs Ausgabe des Neuronalen Netzes.

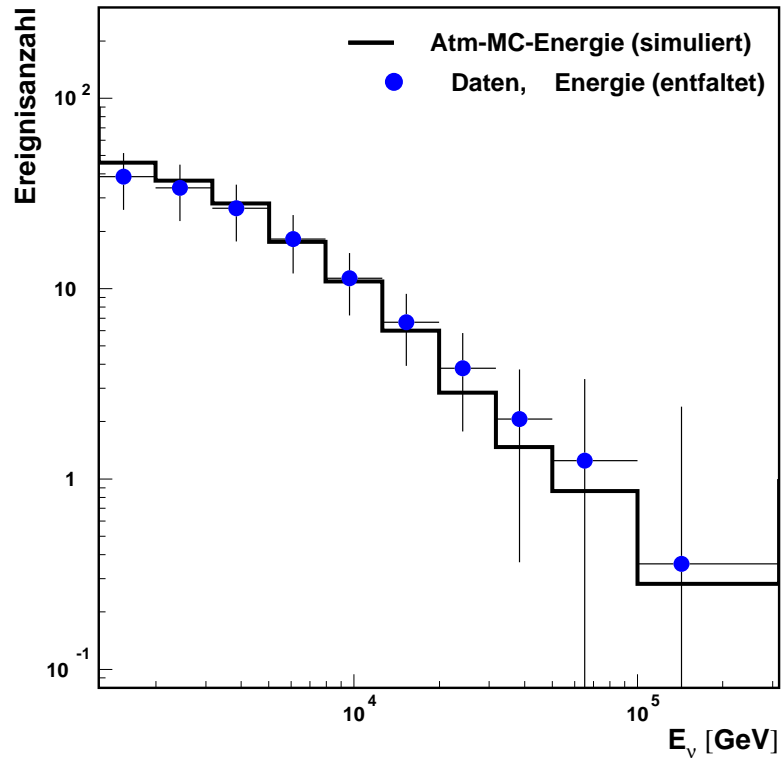


Abbildung 6.2: Entfaltetes Energiespektrum (blaue Datenpunkte) unter Verwendung der Daten des Jahres 2000 verglichen mit dem Energiespektrum einer rein atmosphärischen Monte-Carlo-Simulation (Histogramm).

In der Abbildung 6.2 ist die Ereignisanzahl gegen die Neutrinoenergie aufgetragen. Das entfaltete Spektrum der Daten des Jahres 2000 (blaue Punkte) wird mit einer Monte-Carlo-Simulation eines rein atmosphärischen Neutrinospektrums (Histogramm) verglichen. Die dargestellten Fehlerbalken beinhalten den statistischen und den mit 30% abgeschätzten systematischen Fehler (Kapitel 6.3). Das rekonstruierte Energiespektrum der Daten ist geringfügig flacher als das atmosphärische Neutrinospektrum. Die den entfalteten Datenpunkten entsprechenden Flüsse, ebenfalls durch blaue Datenpunkte repräsentiert, sind in den Abbildungen 6.3 und 6.4 zu sehen. In diesen ist der mit E_ν^2 gewichtete Fluß ϕ gegen den Logarithmus der Neutrinoenergie aufgetragen. Durch die Multiplikation mit E_ν^2 erscheint ein möglicher Signalbeitrag mit einem spektralen Index von -2 als horizontale Linie.

In beiden Abbildungen wird das entfaltete Spektrum mit verschiedenen theoretischen Vorhersagen von atmosphärischen Neutrinoströmen verglichen. Die Vorhersagen sind durch farbige Bandbereiche gekennzeichnet. Der obere Rand jedes Bandes zeigt den erwarteten horizontalen Fluß, während der untere Rand die Vorhersage des vertikalen Flußbeitrags repräsentiert. In Abbildung 6.3 stimmt das entfaltete Spek-

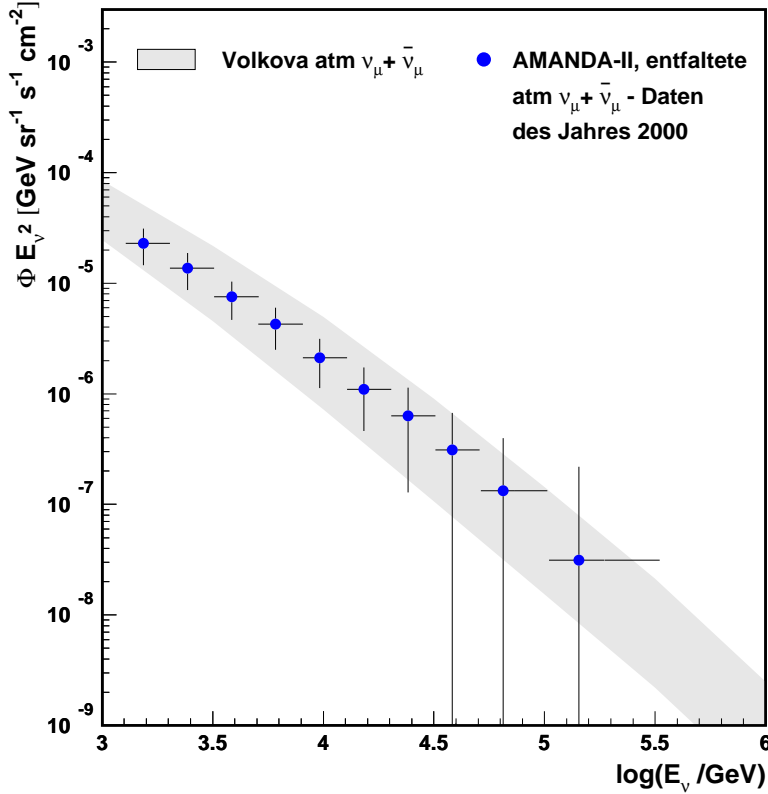


Abbildung 6.3: Mit E^2 gewichtetes, entfaltetes Spektrum unter Verwendung der Daten des Jahres 2000 verglichen mit der Vorhersage des atmosphärischen Flusses nach Volkova [Vol80]

trum mit der abgebildeten theoretischen Vorhersage des atmosphärischen Flusses gemäß Volkova [Vol80] gut überein. Es gibt somit keinen Hinweis auf einen Beitrag extraterrestrischer Neutrinos im entfaltetem Energiebereich.

In Abbildung 6.4 wird das Spektrum der Daten mit den theoretischen Vorhersagen des atmosphärischen Flusses nach Honda [HKKM04], schraffierter Bereich, und nach Barr [BGL⁺04, BGL⁺, GHLS01], blauer Bereich, verglichen. Obwohl das entfaltete Spektrum mit den Vorhersagen innerhalb der Fehler übereinstimmt, ist zu bemerken, daß das Spektrum ab einer Neutrinoenergie von $E_\nu = 30$ TeV am oberen Rand der Vorhersage nach Honda liegt, wodurch die Tendenz eines Anstieges bei hohen Energien festzustellen ist. Dieses Verhalten zeigt sich ebenfalls beim Vergleich des entfaltetes Spektrums mit den über alle Winkel integrierten Flußvorhersagen nach Barr [BGL⁺04, BGL⁺, GHLS01], Honda [HKKM04] und Volkova [Vol80] in Abbildung 6.5. Dennoch ist eine quantitative Aussage über den Beitrag extraterrestrischer Neutrinos nicht möglich, da die Fehler gerade in den hohen Energiebereichen sehr groß sind. Daher bietet es sich an, einen größeren Datensatz zu analysieren, wodurch

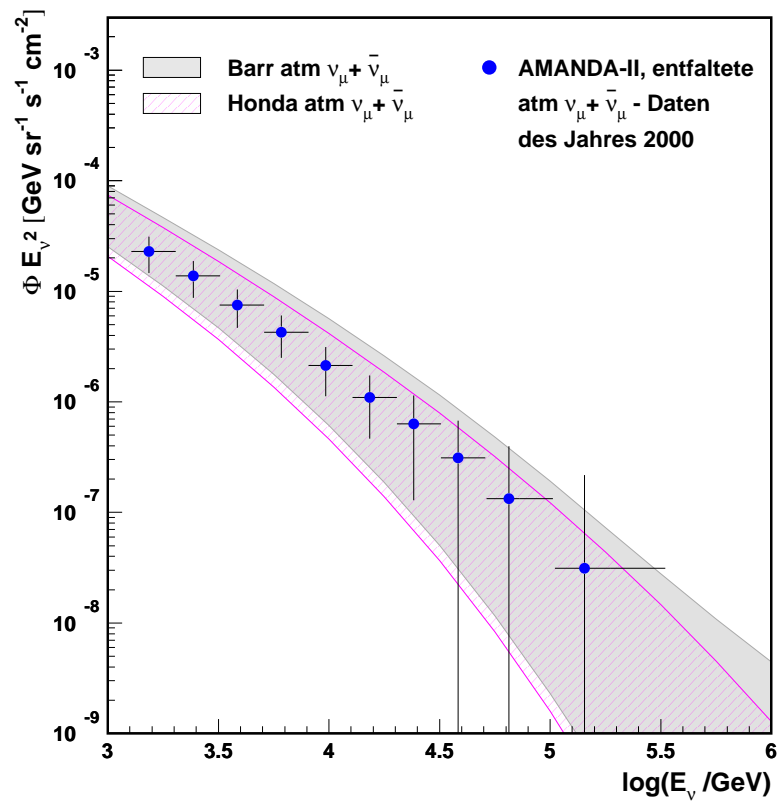


Abbildung 6.4: Mit E^2 gewichtetes, entfaltetes Spektrum unter Verwendung der Daten des Jahres 2000 verglichen mit der Vorhersage des atmosphärischen Flusses nach Barr [BGL⁺04, BGL⁺, GHLS01] und Honda [HKKM04].

zum einen die Fehler aufgrund der größeren Statistik minimiert werden können und zum anderen das entfaltete Spektrum überprüft wird, beziehungsweise ein möglicher extraterrestrischer Beitrag beobachtet werden könnte.

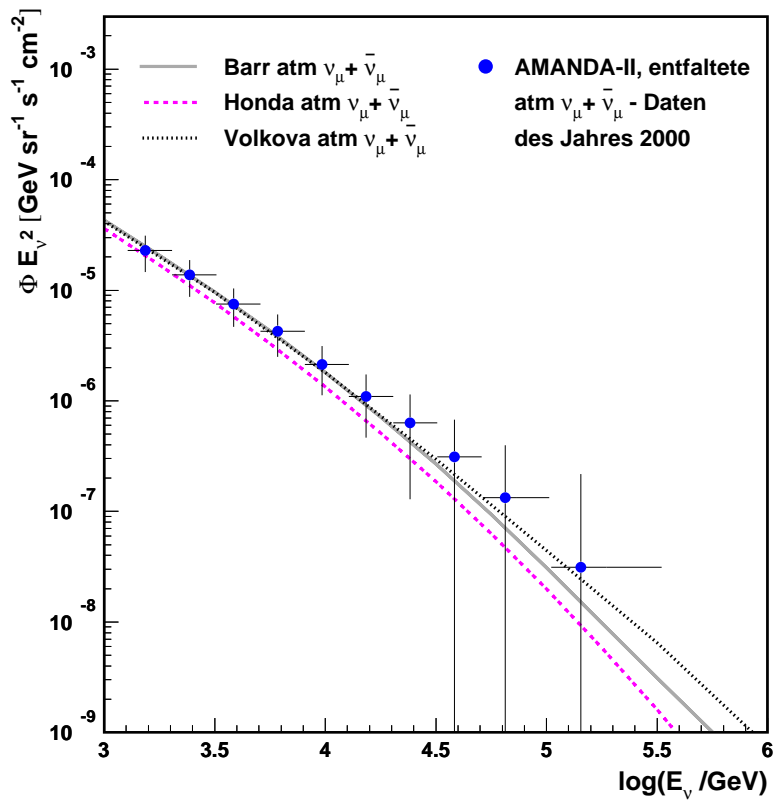


Abbildung 6.5: Mit E^2 gewichtetes, entfaltetes Spektrum (blaue Datenpunkte) unter Verwendung der Daten des Jahres 2000, verglichen mit den über alle Winkel integrierten Flußvorhersagen nach Barr [BGL⁺04, BGL⁺, GHLS01] (graue Linie), Honda [HKKM04] (gestrichelte rosa Linie) und Volkova [Vol80] (gepunktete schwarze Linie).

6.5 Entfaltetes Spektrum der Daten der Jahre 2000 bis 2003

Mit einer effektiven Detektorlebensdauer von 807 Tagen umfaßt der in den Jahren 2000 bis 2003 aufgezeichneten Datensatz 2972 Neutrinoereignisse. Diese Ereignisse werden durch die Anwendung optimierter Punktquellenschnitte [ea05] sowie eines zusätzlichen Winkelschnittes von 10° unterhalb des Horizontes selektiert.

Um das Analyseergebnis des Datensatzes für vier Jahre mit dem des Einjahresdatensatzes vergleichen zu können, wird als erster Schritt wieder ein Neuronales Netz zur Kombination sechs verschiedener energieabhängiger Observablen verwendet. Da für den Datensatz der Jahre 2000 bis 2003 andere Selektionsschnitte angewendet werden als für den Datensatz des Jahres 2000, muß das Neuronale Netz für die Vierjahresanalyse neu trainiert werden (Kapitel 5.4). Die Ausgabe des Neuronalen Netzes dient abermals als Entfaltungs–Eingabevariable (Kapitel 4).

Das Energieverhalten der drei Entfaltungs–Eingabevariablen ist in den verschiedenen Histogrammen der Abbildung 6.6 dargestellt. Zu jeder Variable ist auf der linken Seite der Abbildung ein Streudiagramm und auf der rechten Seite das zugehörige Profildiagramm abgebildet. Auf den Achsen ist der Logarithmus der Neutrinoenergie gegen den Logarithmus der jeweilige Eingabevariable aufgetragen. Für die Analyse der Daten des Jahres 2000 wird der Logarithmus der maximalen Pulslänge ($\log(\max \text{TOT})$) als eine Eingabevariable der Entfaltung verwendet. Da diese Variable für die Vierjahresanalyse jedoch kein gutes lineares Energieverhalten zeigt, wird sie durch den Logarithmus des quadratischen Mittelwertes der Signalamplitude ($\log(\text{rmsq}(\text{amp}))$) ausgetauscht. Das Energieverhalten dieser Variablen ist in den beiden oberen Diagrammen von Abbildung 6.6 zu sehen. In den beiden mittleren Abbildungen ist der Logarithmus der Neutrinoenergie gegen den Logarithmus der Anzahl der getroffenen Kanäle ($\log(\text{NCH})$) dargestellt. Wie bereits in der Analyse des Einjahresdatensatzes ist für diese Variable das lineare Verhalten gut erkennbar (Abbildung 6.1). Die Ausgabe des Neuronalen Netzes ist auf den beiden unteren grafischen Darstellungen aufgetragen. Während sich bei der Ausgabe des Neuronalen Netzes für die Analyse des Jahres 2000 ein negativer Anstieg ab einem SNN–Wert von 10 PeV zeigt, ergibt sich für die Vierjahresanalyse über den gesamten SNN–Bereich ein positiver Anstieg. Da es somit eine eindeutige Zuordnung zwischen der Energie und der Ausgabe des Neuronalen Netzes gibt, kann für die Energierekonstruktion der gesamte Energiebereich verwendet werden.

Bereits in der Einjahresanalyse zeigt sich, daß bei einer Wahl von 26 Knoten und 5 Freiheitsgraden die Spektren der entfalteten Monte–Carlo–Simulationen sehr gut mit den wahren Spektren übereinstimmen. Der Vergleich von simulierten mit entfalteten Spektren der Vierjahres–Monte–Carlo–Simulationen zeigt, daß dieselben Einstellungen optimal sind. Daher werden ebenfalls 26 Knoten und 5 Freiheitsgrade für die Entfaltung der Daten der Jahre 2000 bis 2003 verwendet. Die Entfaltungsergebnisse sind in der Tabelle C.1 (Anhang C) aufgelistet.

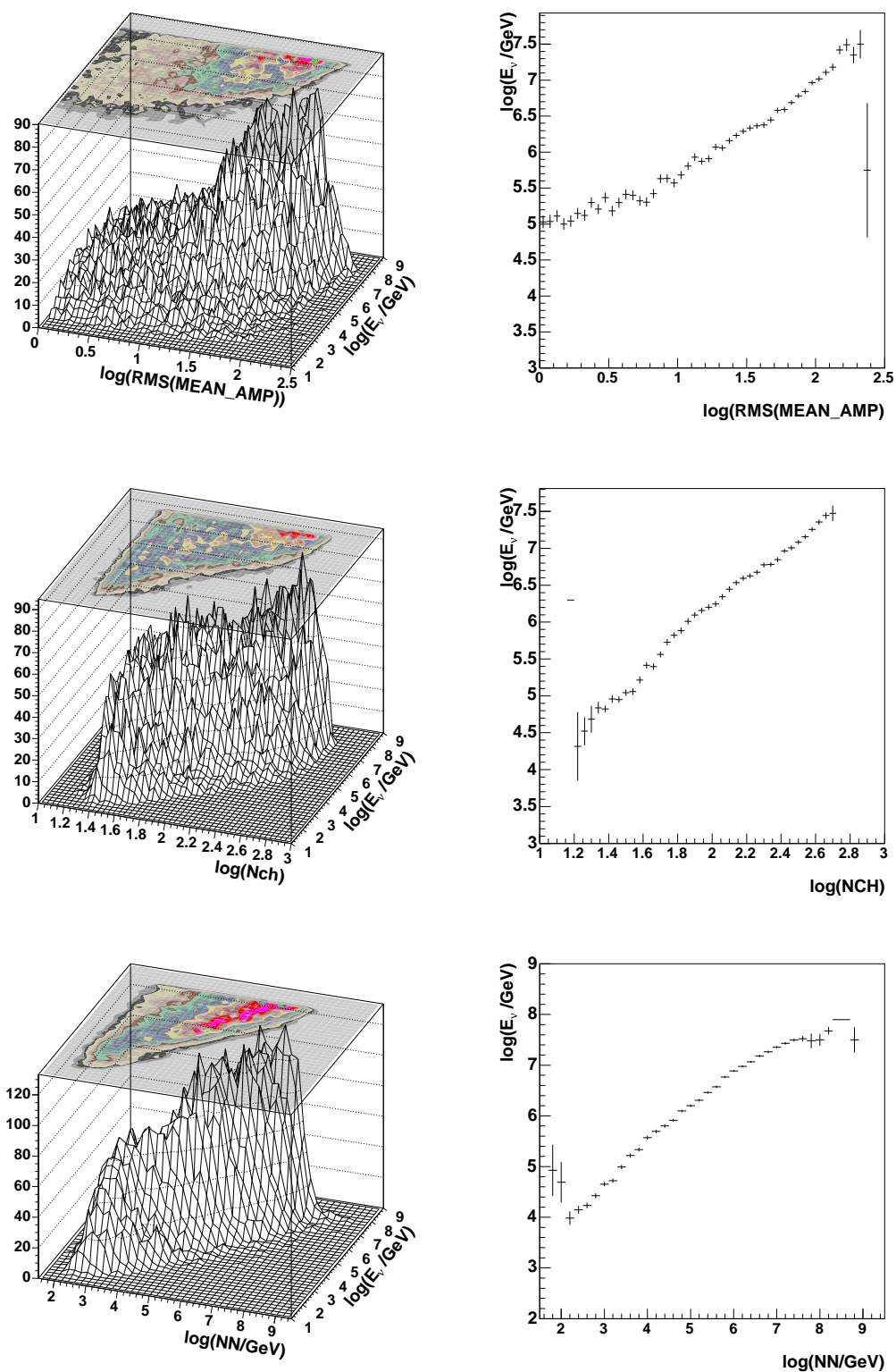


Abbildung 6.6: *RUN*-Eingabevariablen. Rechts Profildiagramm, links Streudiagramm. Oben: $\log(E_\nu)$ vs $\log(\text{amp}_{rms})$, Mitte: $\log(E_\nu)$ vs $\log(N_{ch})$, Unten: $\log(E_\nu)$ vs Ausgabe des Neuronales Netzes.

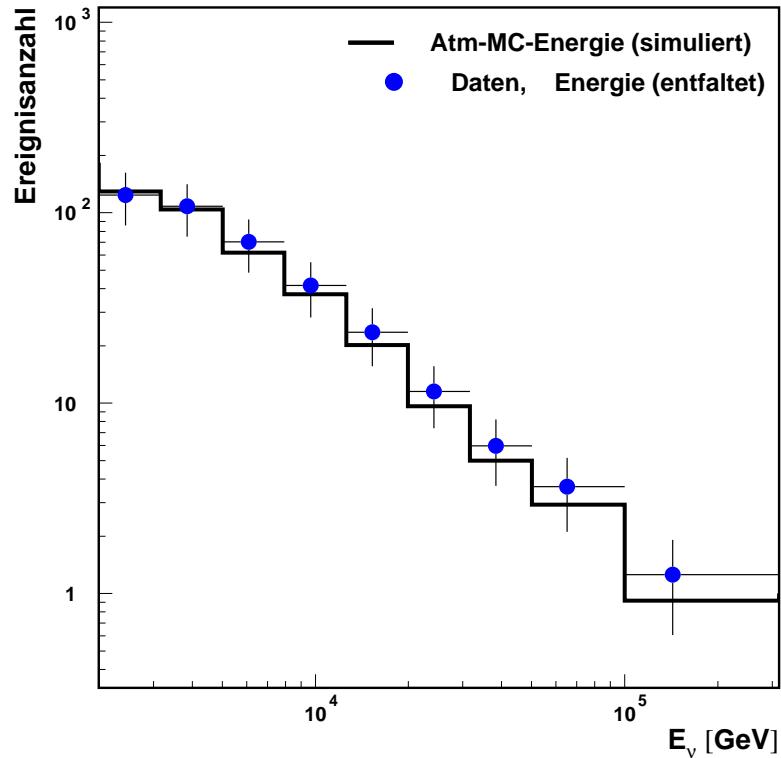


Abbildung 6.7: *Entfaltetes Energiespektrum (blaue Datenpunkte) unter Verwendung der Daten der Jahre 2000–2003 verglichen mit dem Energiespektrum einer rein atmosphärischen Monte-Carlo-Simulation (Histogramm).*

In der Abbildung 6.7 ist die Ereignisanzahl gegen die Neutrinoenergie aufgetragen. Das Entfaltungsergebnis der Daten (blaue Punkte) wird mit dem simulierten Spektrum atmosphärischer Neutrinos (Histogramm) verglichen. Die eingezeichneten Fehler beinhalten die statistischen und systematischen Unsicherheiten. Der systematische Fehler ist mit 30% abgeschätzt (Kapitel 6.3). Ab einer Energie von 2 TeV stimmt das entfaltete Datenspektrum innerhalb der Fehler gut mit der atmosphärischen Erwartung überein. Unterhalb von 2 TeV ist die entfaltete Ereigniswahrscheinlichkeit der Daten kleiner als die der atmosphärischen Erwartung.

In den Abbildungen 6.8 und 6.9 sind die aus den entfalteten Ereigniswahrscheinlichkeiten berechneten Flüsse abgebildet. Das entfaltete Spektrum, gekennzeichnet durch blaue Datenpunkte, wird mit verschiedenen atmosphärischen Neutrinoflußmodellen verglichen, die durch farbige Bandbereiche dargestellt sind. Die Erwartung der horizontalen atmosphärischen Neutrino Flüsse bildet den oberen Rand jedes Bandes, während der untere Rand die vertikalen atmosphärischen Neutrino Flüsse

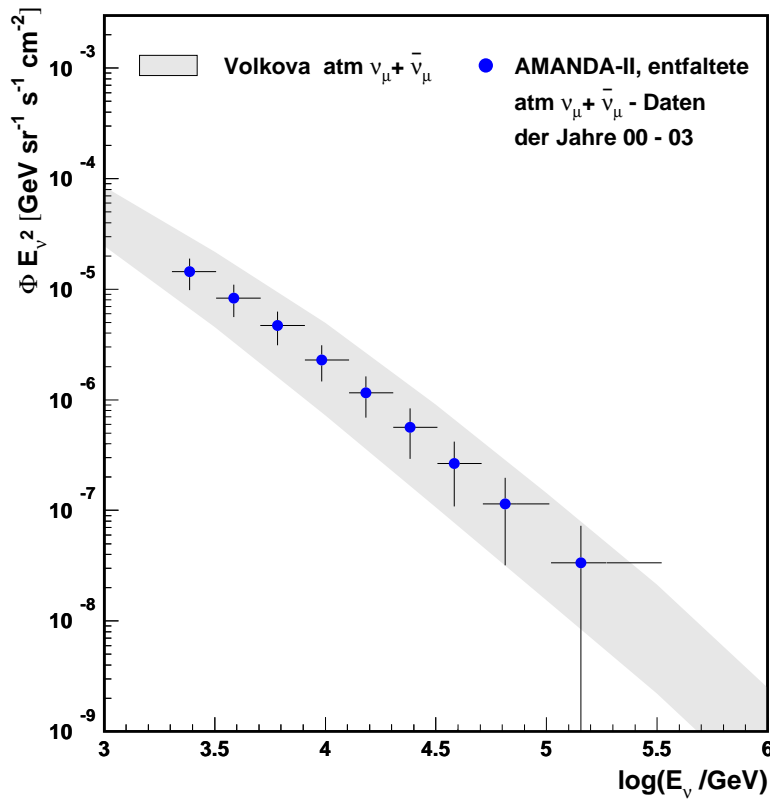


Abbildung 6.8: Mit E^2 gewichtetes, entfaltetes Spektrum unter Verwendung der Daten der Jahre 2000 bis 2003 verglichen mit der Vorhersage des atmosphärischen Flusses nach Volkova. Zenitschnitt ($100^\circ - 180^\circ$)

repräsentiert. Das entfaltetes Spektrum stimmt innerhalb der Fehler gut mit dem atmosphärischen Fluß nach Volkova [Vol80] überein (Abbildung 6.8). Das gleiche Verhalten zeigt sich beim Vergleich des entfaltetes Spektrums mit der Vorhersage nach Barr [BGL⁺04, BGL⁺, GHLS01], gekennzeichnet durch den blauen Bereich in Abbildung 6.9. Wie bereits beim entfaltetes Datensatz des Jahres 2000 zu sehen ist, liegt auch das entfaltetes Spektrum der Daten der Jahre 2000 bis 2003 am oberen Rand der atmosphärischen Vorhersage nach Honda [HKKM04], dargestellt durch den schraffierten Bereich in Abbildung 6.9. Der Vergleich zwischen dem entfaltetes Spektrum mit den über alle Winkel integrierten Flüssen (Abbildung 6.10) bestätigt eine bessere Übereinstimmung mit Volkova als mit Barr oder Honda. Insgesamt läßt sich jedoch kein Abflachen des Spektrums in den Daten beobachten.

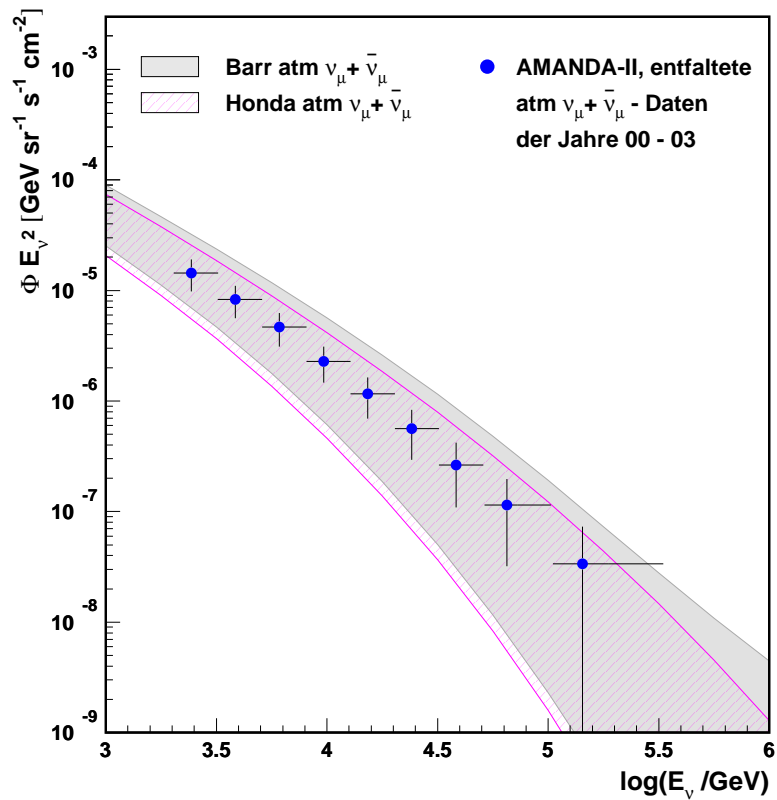


Abbildung 6.9: Mit E^2 gewichtetes, entfaltetes Spektrum unter Verwendung der Daten der Jahre 2000–2003 verglichen mit der Vorhersage des atmosphärischen Flusses nach Barr [BGL⁺04, BGL⁺, GHLS01] und Honda [HKKM04]. Zenitschnitt (100° – 180°)

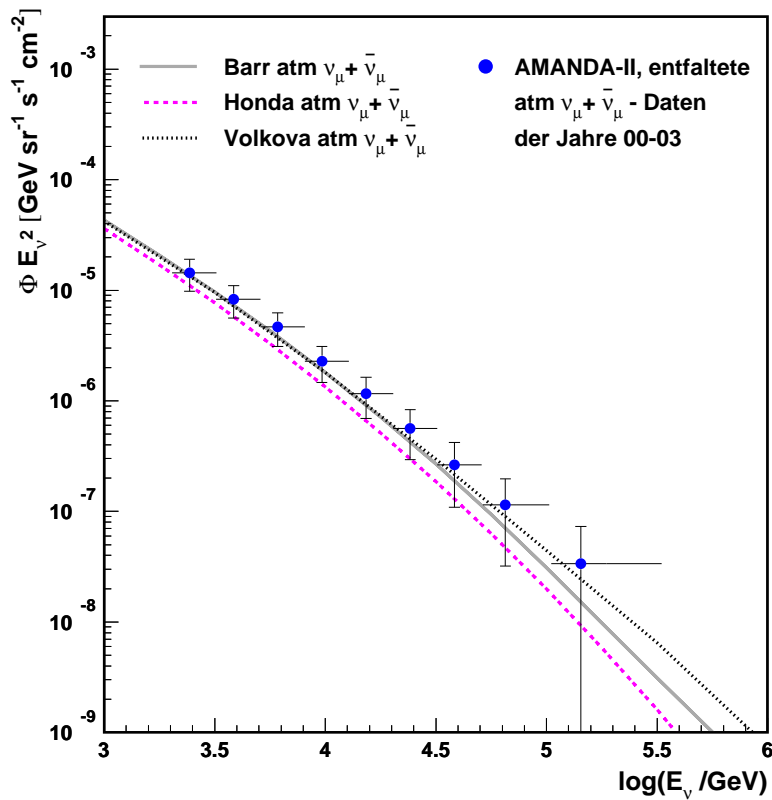


Abbildung 6.10: Mit E^2 gewichtetes, entfaltetes Spektrum (blaue Datenpunkte) unter Verwendung der Daten der Jahre 2000–2003 verglichen mit den über alle Winkel integrierten Flußvorhersagen nach Barr [BGL⁺04, BGL⁺, GHLS01] (graue Linie), Honda [HKKM04] (gestrichelte rosa Linie) und Volkova [Vol80] (gepunktete schwarze Linie).

Im direkten Vergleich der entfalteten Spektren der zwei Datensätze ist eine sehr gute Übereinstimmung der einzelnen Datenpunkte festzustellen (Abbildung 6.11). Die Fehler werden durch die vergrößerte Statistik deutlich minimiert. Da die beiden Spektren innerhalb der Fehler einander entsprechen, kann das Ergebnis der Analyse des Jahres 2000 bestätigt werden. Ein extraterrestrischer Beitrag kann auch in der Vierjahresanalyse nicht beobachtet werden.

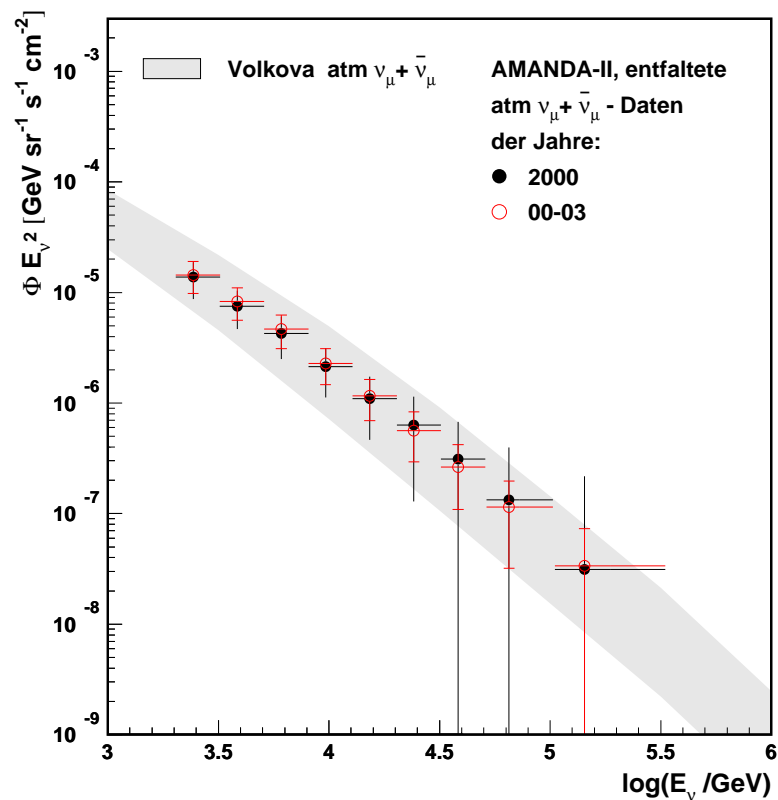


Abbildung 6.11: Schwarze Punkte: Entfaltete Daten des Jahres 2000. Rote Kreise: Entfaltete Daten der Jahre 2000–2003. Blaues Band: Atmosphärisches Neutrinoflußmodell nach Volkova [Vol80].

Vergleich der Daten mit prompten atmosphärischen Neutrinoflußmodellen

Die Bestimmung des Charm-Wirkungsquerschnittes bei minimalen Björken- x Werten ist eine wichtige Fragestellung, sowohl in der Hochenergiepartikelphysik als auch in der Astroteilchenphysik. Eine präzise Messung des Wirkungsquerschnittes in Vorwärtsrichtung kann an Colliding-Beam-Experimenten aus kinematischen Gründen nicht durchgeführt werden. Die Messung an Fixed-Target-Experimenten erweist sich ebenfalls als schwierig aufgrund des sehr großen Untergrundsignals.

Aus theoretischer Sicht ist die Unkenntnis der NNLO-Beiträge schwerer Quarks (c,b,t) zur Tiefinelastischen-Strukturfunktion problematisch, da die Berechnung der $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ -Beiträge sehr komplex sind.

Bei der ersten Wechselwirkung hochenergetischer Teilchen der primären kosmischen Strahlung mit Atomkernen der Atmosphäre werden Mesonen produziert (Kapitel 2.1). Die beim Mesonzerfall erzeugten Myonen und Neutrinos können mit großvolumigen Neutrino-detektoren gemessen werden. Hierdurch ergibt sich die Möglichkeit, den Produktionswirkungsquerschnitt schwerer Mesonen zu messen. Aufgrund der Wechselwirkung leichter Mesonen während der Propagation vom ersten Wechselwirkungspunkt bis zum Neutrino-detektor verläuft ihr Spektrum steiler als das der primären kosmischen Strahlung (2.5). Schwere Mesonen hingegen zerfallen prompt, wodurch ihr Spektrum dem Verlauf des Spektrums der kosmischen Strahlung entspricht. Ab Energien von etwa 100 TeV dominiert der Neutrinofluß aus schweren Mesonzerfällen über den Fluß aus leichten Mesonzerfällen. In der vorliegenden Arbeit wurde das atmosphärische Neutrinospektrum bis zu Neutrinoenergien von 316 TeV gemessen, wodurch ein Vergleich des Spektrums mit verschiedenen Modellen prompter atmosphärischer Neutrinos ermöglicht wird.

7.1 Prompte atmosphärische Neutrinoflußmodelle

Durch den Vergleich des gemessenen atmosphärischen Neutrinospektrums mit den aktuellen Flußmodellen können die Modelle bestimmt werden, durch die sich die Daten am besten beschreiben lassen. In den Abbildung 7.1 und 7.2 sind die mit E^3 gewichteten entfalteten Spektren der Daten des Jahres 2000 und der Jahre 2000 bis 2003 sowie der theoretische, atmosphärische Gesamtneutrinofluß dargestellt. Der über alle Winkel gemittelte Gesamtfluß setzt sich aus den Beiträgen von Pion- und Kaon-Zerfällen (*konventionell*) und den Beiträgen aus den Charm-Zerfällen (*prompt*) zusammen. Der konventionelle Fluß ist nach Barr [BGL⁺04, BGL⁺, GHLS01] bestimmt. Da der von Barr vorhergesagte Fluß steiler abfällt als der Volkova-Fluß, der für die Bestimmung der extraterrestischen Grenzen verwendet wird, sind die gemachten Aussagen konservativ. Für den prompten Beitrag sind die Modelle nach Naumov (RQPM, QGSM) [FNV01, BNSZ89a], Martin (MRS, KMS, GBW) [MRS03] sowie nach Costa (pQCD_opt, pQCD_pes, RQPM_opt, RQPM_pes, QGSM_opt, QGSM_pes) [Cos01] eingezeichnet. Eine Beschreibung der Modelle ist in Kapitel 2.5.3 zu finden. Alle Modelle stimmen im Rahmen des Fehlers mit den Daten des Jahres 2000 überein (Abbildung 7.1).

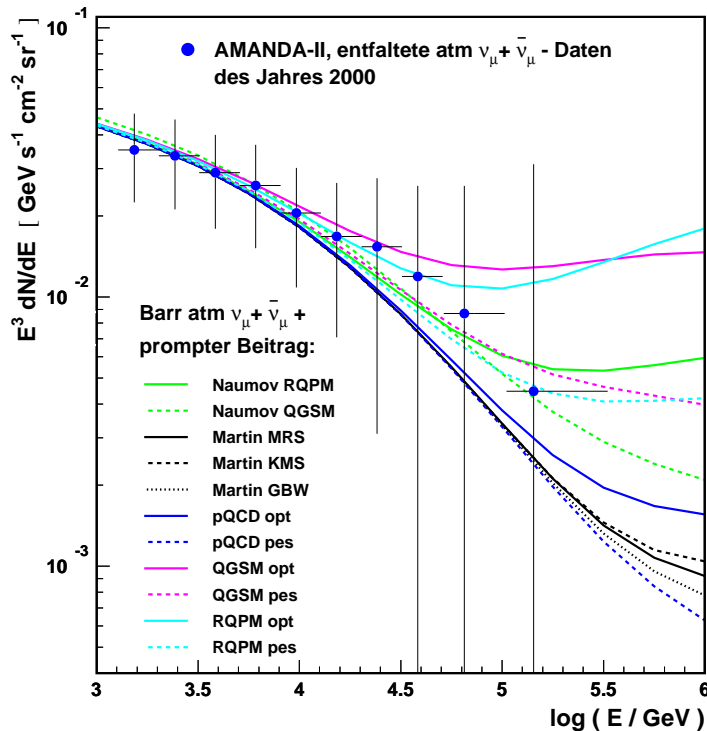


Abbildung 7.1: Vergleich des entfalteten Datenspektrums des Jahres 2000 mit den über alle Winkel integrierten Flußvorhersagen nach Barr [BGL⁺04, BGL⁺, GHLS01] zuzüglich des Anteils aus prompten Zerfällen.

Ein Vergleich der Modelle mit dem entfaltetem Spektrum der Jahre 2000 bis 2003 zeigt, daß die Modelle RQPM_opt und QGSM_opt im Rahmen der Fehler nicht mehr mit den Daten verträglich sind. Die Modelle von Martin und die beiden auf perturbativer QCD basierenden Modelle von Costa (pQCD_opt und pQCD_pes) liegen ab einer Neutrinoenergie von circa 20 TeV deutlich unterhalb der Datenpunkte, stimmen jedoch im Rahmen der Fehler mit dem entfaltetem Spektrum überein (Abbildung 7.2). Eine gute Übereinstimmung ergibt sich für die Rekombinations-Quark-Parton-Modelle und die Quark-Gluon-String-Modelle von Naumov und Costa (Naumov_RGPM, Costa_RGPM_pes, Naumov_QGSM, Costa_QGSM_pes) (obere Abbildung 7.3). Von diesen vier Modellen werden die Daten des Jahres 2000 bis 2003 am besten vom Naumov_QGSM Modell beschrieben (untere Abbildung 7.3).

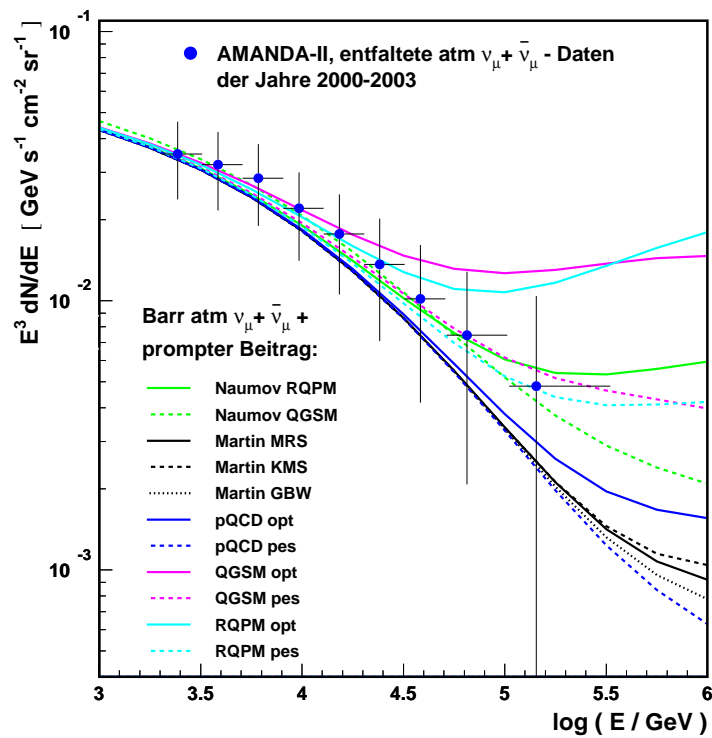


Abbildung 7.2: Vergleich des entfaltetes Datenspektrums der Jahre 2000 (oben) und 2000-2003 (unten) mit den über alle Winkel integrierten Flußvorhersagen nach Barr [BGL⁺04, BGL⁺, GHLS01] zuzüglich des Anteils aus prompten Zerfällen.

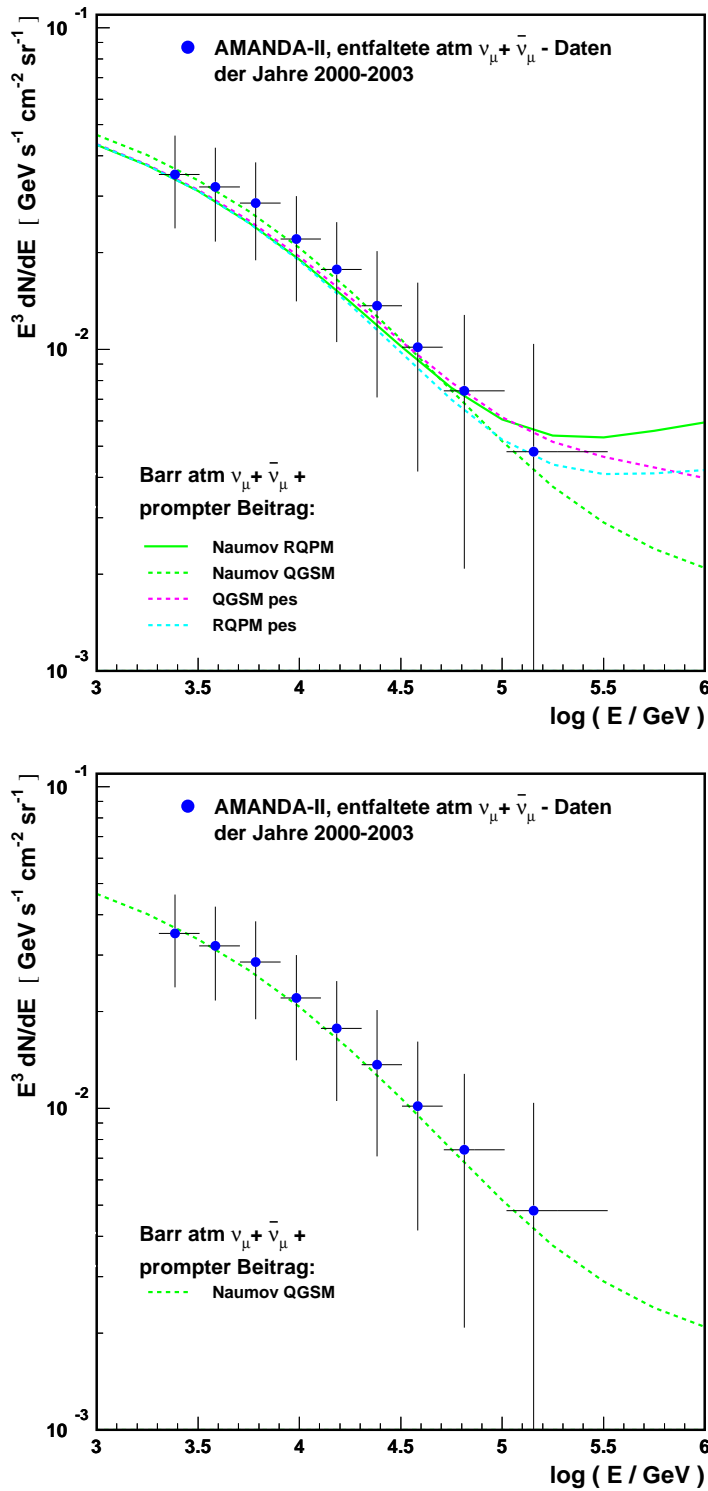


Abbildung 7.3: Vergleich des entfaltenen Datenspektrums der Jahre 2000-2003 mit den über alle Winkel integrierten Flußvorhersagen nach Barr [BGL⁺04, BGL⁺, GHLS01] zuzüglich des Anteils aus prompten Zerfällen.

Obere 90%–Konfidenzgrenze für gaußverteilte Meßgrößen

Das Hauptziel des AMANDA–Detektors ist die Messung des Neutrinoflusses von galaktischen und extragalaktischen Quellen. Die Analyse der Daten aus den Jahren 2000 bis 2003 ergibt keine signifikante Abweichung des entfaltenen Spektrums vom atmosphärischen Neutrinofluss, welcher in dieser Analyse der dominierende Untergrund ist. Es konnte kein Signal extraterrestrischer Neutrinos gemessen werden. Deshalb wird in dieser Arbeit eine obere Konfidenzgrenze für den Ausschluß von zusätzlichen Neutrinoflußbeiträgen bestimmt.

Unter der Annahme, daß sich die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der gemessenen Größe durch eine Gaußfunktion beschreiben läßt, kann eine obere Begrenzung $(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{gesamt}}$ des isotropen Neutrinoflusses mit einem Konfidenzgrad von 90% angegeben werden (Kapitel 8.1). Diese Grenze gibt den maximal vorherrschenden Gesamtfluß, bestehend aus den atmosphärischen und extraterrestrischen Neutrinoflüssen, an. Die Subtraktion des theoretisch bestimmten atmosphärischen Neutrinoflusses von der maximalen Grenze $(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{gesamt}}$ ergibt eine obere Konfidenzgrenze des maximalen nicht-atmosphärischen Neutrinoflusses $(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{extra}}$ (Kapitel 8.3).

8.1 Obere Grenze des gesamten Neutrinoflusses

Im Fall einer normalverteilten Meßgröße kann die obere Konfidenzgrenze unter Verwendung der Standardabweichung direkt angegeben werden. Die Summe aus gemessenem Wert und einer Standardabweichung σ ergibt zum Beispiel eine obere Grenze mit einem Konfidenzgrad von 84,13%.

Im ersten Ansatz dieser Analyse wird davon ausgegangen, daß der gemessene Fluß pro Energiebereich, bestimmt durch die regularisierte Entfaltung, eine gaußverteilte Observable ist. Unter dieser Annahme berechnet sich eine obere 90%–Konfidenzgrenze durch die Summe aus gemessenem Fluß und $1,28 \sigma$ [Cow98]. Die oberen 90%–Grenzen für zehn Energiebereiche zwischen 1,2 TeV und 316.2 TeV sind für die analysierten Daten der Jahre 2000 und 2000 bis 2003 in Abbildung 8.1 zu sehen. In dieser Abbildung ist ebenfalls der Fluß, resultierend aus den entfaltenen

Meßdaten zusammen mit der Vorhersage des atmosphärischen Neutrino­flusses gemäß Volkova [Vol80] (blau schraffierter Bereich), zu finden. Die obere Grenze des schraffierten Bereiches repräsentiert den horizontalen Fluß, wohingegen der vertikale Fluß durch den unteren Rand desselben Bereiches dargestellt wird. Die Grenzwerte pro Energieintervall sind in der Tabelle 8.1 aufgelistet.

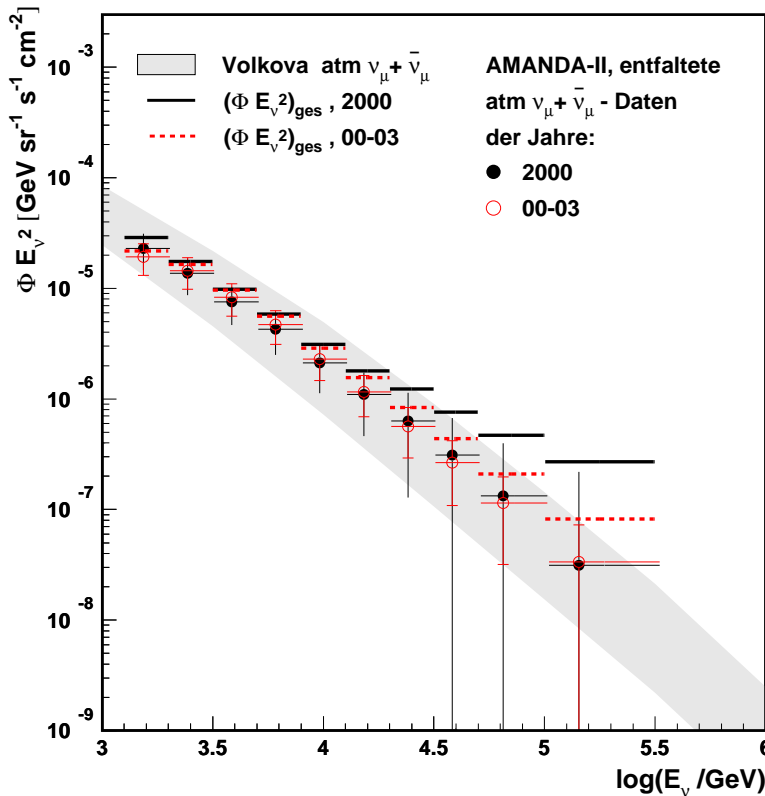


Abbildung 8.1: Obere 90%–Grenzen des Gesamtneutrino­flusses für das Jahr 2000 (schwarze Linien) und für die Jahre 2000–2003 (gestrichelte rote Linien) im Fall einer gaußförmigen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung. Schwarze Punkte: Entfaltete Daten des Jahres 2000. Rote Kreise: Entfaltete Daten der Jahre 2000–2003. Blaues Band: Atmosphärisches Neutrino­flußmodell nach Volkova [Vol80].

Die oberen 90%–Konfidenzwerte $(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{gesamt}}$ geben maximale Grenzen für den gesamten Neutrino­fluß an. Durch Subtraktion des theoretisch vorhergesagten atmosphärischen Neutrino­flusses von der maximalen Grenze $(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{gesamt}}$ kann eine obere Konfidenzgrenze für den nicht-atmosphärischen Neutrino­fluß $(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{extra}}$ bestimmt werden.

$\log(E_\nu/\text{GeV})$	E_ν [TeV]	$(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{gesamt}} \left[\frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}} \right]$	
		Datensatz	
		2000	2000 – 2003
3.1 – 3.3	1.2 – 2.0	$2.89 \cdot 10^{-5}$	$2.18 \cdot 10^{-5}$
3.3 – 3.5	2.0 – 3.2	$1.75 \cdot 10^{-5}$	$1.65 \cdot 10^{-5}$
3.5 – 3.7	3.2 – 5.0	$9.78 \cdot 10^{-6}$	$9.61 \cdot 10^{-6}$
3.7 – 3.9	5.0 – 7.9	$5.83 \cdot 10^{-6}$	$5.60 \cdot 10^{-6}$
3.9 – 4.1	7.9 – 12.6	$3.12 \cdot 10^{-6}$	$2.87 \cdot 10^{-6}$
4.1 – 4.3	12.6 – 20.0	$1.80 \cdot 10^{-6}$	$1.56 \cdot 10^{-6}$
4.3 – 4.5	20.0 – 31.6	$1.24 \cdot 10^{-6}$	$8.36 \cdot 10^{-7}$
4.5 – 4.7	31.6 – 50.1	$7.61 \cdot 10^{-7}$	$4.37 \cdot 10^{-7}$
4.7 – 5.0	50.1 – 100.0	$4.69 \cdot 10^{-7}$	$2.10 \cdot 10^{-7}$
5.0 – 5.5	100.0 – 316.2	$2.71 \cdot 10^{-7}$	$8.22 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 8.1: Obere 90%–Konfidenzgrenzen $(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{gesamt}}$ für verschiedene Energiebereiche. Die Grenzen wurden unter der Annahme eines gaußverteilten Fehlers bestimmt.

8.2 Bestimmung des atmosphärischen Neutrinoflußanteils

Das entfaltete Spektrum, resultierend aus den gemessenen Daten, stimmt innerhalb der Fehler sehr gut mit der Vorhersage des atmosphärischen Neutrinoflusses nach Volkova [Vol80] überein. Gemäß Volkova kann das Myonneutrinospektrum für Energien zwischen 100 GeV und $5.4 \cdot 10^5$ GeV durch

$$\left. \frac{dN}{dE_\nu d\Omega} \right|_{\nu_\mu} (E_\nu, \theta) = A \cdot E_\nu^\gamma \cdot \left[\frac{1}{1 + 6E_\nu/E_\pi(\theta)} + \frac{0.213}{1 + 1.44E_\nu/E_{K^\pm}(\theta)} \right] \quad (8.1)$$

parametrisiert werden, mit einem Amplitudenwert von $A = 0.0285$ und einem spektralen Index von $\gamma = -2.69$. Die kritischen Energien für die Zerfallslänge von π^\pm und K^\pm werden durch die zenitwinkelabhängigen Parameter E_π und E_{K^\pm} beschrieben. Die verschiedenen E_π - und E_{K^\pm} -Werte in Abhängigkeit vom Zenitwinkel sind in Tabelle 8.2 aufgelistet.

$\cos(\theta)$	1	0.6	0.4	0.3	0.2	0.1	0.05	0
$E_\pi(\theta)$ [GeV]	121	202	298	392	572	886	1060	1190
$E_{K^\pm}(\theta)$ [GeV]	897	1500	2190	2900	4220	6540	7820	8760

Tabelle 8.2: Winkelabhängigkeit der kritischen Energien $E_\pi(\theta)$ und $E_{K^\pm}(\theta)$ [Vol80].

Unter Verwendung von Gleichung 8.1 kann der atmosphärische Beitrag im gemessenen Spektrum bestimmt werden. Hierzu wird der spektrale Index γ und die Amplitude A aus der Vorhersage nach Volkova an den gemessenen Fluß angepaßt. Für die Anpassung wird ein Zenitwinkel von $\cos(\theta) = 0.6$ gewählt. Daraus ergeben sich für die kritischen Energien die Werte $E_\pi(\theta) = 202$ GeV und $E_{K^\pm}(\theta) = 1500$ GeV.

Die Ergebnisse der Anpassung an das entfaltete Spektrum für die Daten des Jahres 2000 und der Jahre 2000 bis 2003 sind in der Abbildung 8.2 dargestellt. Die zugehörigen Anpassungswerte sind in Tabelle 8.3 aufgeführt.

Datensatz	2000	2000 – 2003
Amplitude A	0.011 ± 0.023	0.022 ± 0.026
Spektraler Index γ	2.48 ± 0.23	2.55 ± 0.13
ndf	7	7

Tabelle 8.3: Ergebnisse der Anpassung nach Volkova.

Mit den in Kapitel 8.1 ermittelten Grenzen des diffusen Neutrinoflusses $(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{gesamt}}$ und den durch die Anpassung bestimmten atmosphärischen Flüssen $(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{atm,fit}}$ ist es möglich, eine obere Grenze für den reinen extraterrestrischen Beitrag $(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{extra}}$ zu berechnen.

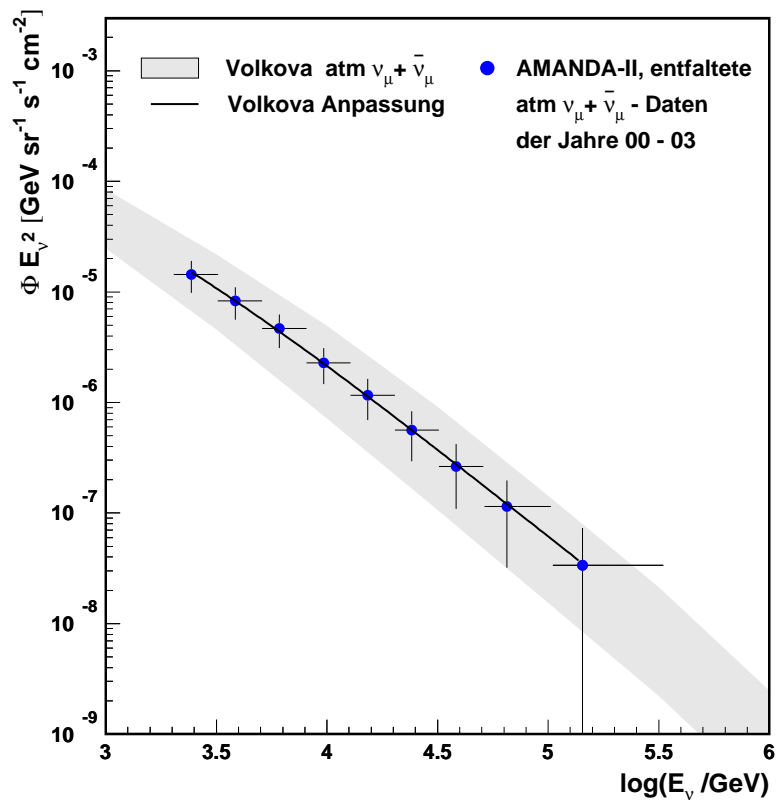
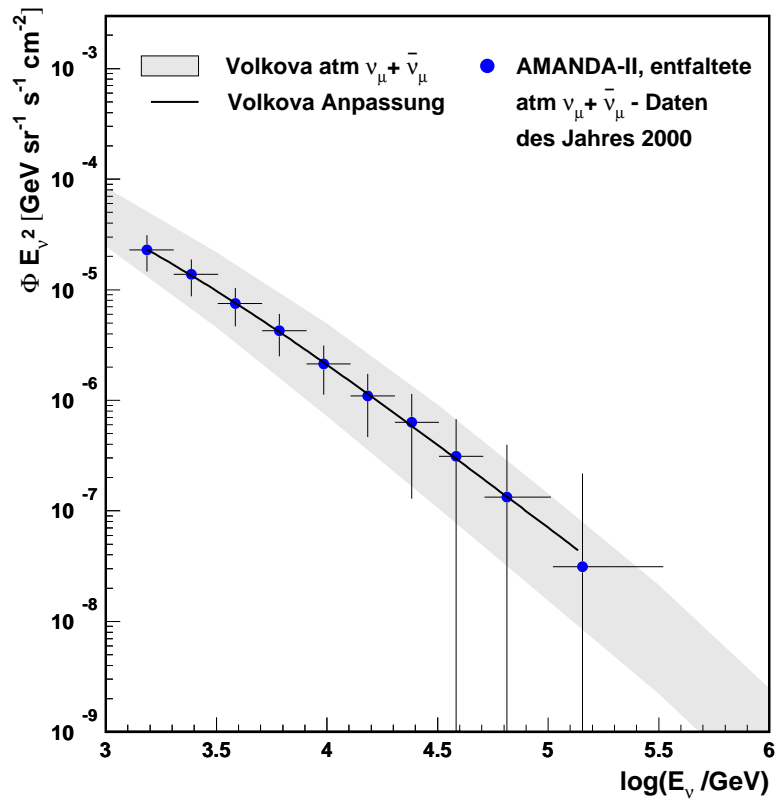


Abbildung 8.2: Anpassung gemäß Volkova an die entfalteten Daten der Jahre 2000 (oben) und 2000–2003 (unten).

8.3 Obere Grenze des extraterrestrischen Neutrinoflusses

Der gemessene Fluß setzt sich aus dem atmosphärischen Fluß und einem möglichen extraterrestrischen Beitrag zusammen. In Kapitel 8.1 wurde eine obere Grenze $(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{gesamt}}$ für den Gesamtfluß bestimmt. Durch die Anpassung des gemessenen Flusses an die Vorhersage nach Volkova konnte der atmosphärische Flußanteil pro Energieintervall hergeleitet werden (Kapitel 8.2). Unter Verwendung dieser beiden Informationen kann eine obere Grenze des extraterrestrischen Flußbeitrages durch die Differenz beider Flüsse bestimmt werden:

$$(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{extra}} = (\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{gesamt}} - (\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{atm,fit}}. \quad (8.2)$$

Die Ergebnisse dieser Berechnung für die Datensätze des Jahres 2000 und 2000 bis 2003 sind in Abbildung 8.3 dargestellt.

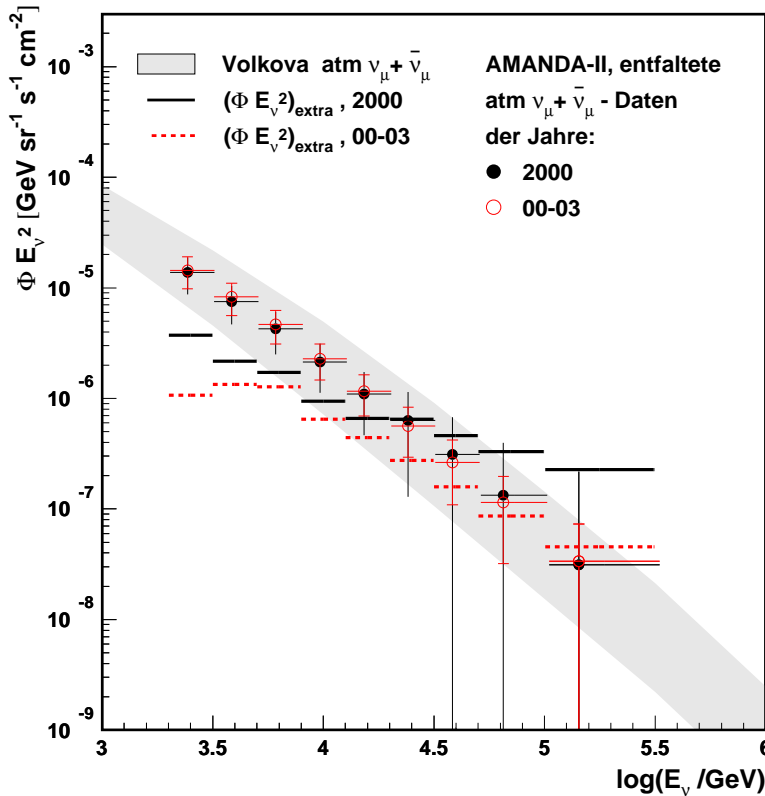


Abbildung 8.3: Obere 90%–Grenzen des extraterrestrischen Neutrinoflußbeitrages für das Jahr 2000 (schwarze Linien) und für die Jahre 2000–2003 (gestrichelte rote Linien). Schwarze Punkte: Entfaltete Daten des Jahres 2000. Rote Kreise: Entfaltete Daten der Jahre 2000–2003. Blaues Band: Atmosphärisches Neutrinoflußmodell nach Volkova [Vol80].

Die zugehörigen oberen Grenzwerte $(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{extra}}$ pro Energieintervall sind in der Tabelle 8.4 aufgelistet.

Die Korrelation der Datenpunkte benachbarter Bins führt zu einer Korrelation der Fehler. Dadurch stellt sich die Frage, ob die mit dem Entfaltungsalgorithmus berechneten Fehler wirklich gaußverteilt sind und zur Bestimmung von oberen Grenzen verwendet werden dürfen. Daher ist es sinnvoll, die hier berechneten oberen 90%–Grenzen zu verifizieren, indem der maximale Beitrag extraterrestrischer Neutrinos durch eine Methode bestimmt wird, in der die aus der Entfaltung resultierenden Fehler nicht verwendet werden.

$\log(E_\nu/\text{GeV})$	E_ν [TeV]	$(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{extra}} \left[\frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}} \right]$	
		Datensatz	
		2000	2000 – 2003
3.1 – 3.3	1.2 – 2.0	–	–
3.3 – 3.5	2.0 – 3.2	$3.73 \cdot 10^{-6}$	$1.07 \cdot 10^{-6}$
3.5 – 3.7	3.2 – 5.0	$2.17 \cdot 10^{-6}$	$1.34 \cdot 10^{-6}$
3.7 – 3.9	5.0 – 7.9	$1.72 \cdot 10^{-6}$	$1.27 \cdot 10^{-6}$
3.9 – 4.1	7.9 – 12.6	$9.42 \cdot 10^{-7}$	$6.51 \cdot 10^{-7}$
4.1 – 4.3	12.6 – 20.0	$6.60 \cdot 10^{-7}$	$4.40 \cdot 10^{-7}$
4.3 – 4.5	20.0 – 31.6	$6.49 \cdot 10^{-7}$	$2.76 \cdot 10^{-7}$
4.5 – 4.7	31.6 – 50.1	$4.60 \cdot 10^{-7}$	$1.58 \cdot 10^{-7}$
4.7 – 5.0	50.1 – 100.0	$3.30 \cdot 10^{-7}$	$8.64 \cdot 10^{-8}$
5.0 – 5.5	100.0 – 316.2	$2.27 \cdot 10^{-7}$	$4.53 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 8.4: Obere 90%–Konfidenzgrenzen $(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{extra}}$ für verschiedene Energiebereiche.

Obere 90%–Konfidenzgrenze nach Feldman & Cousins

Bei der Suche nach extraterrestrischen Neutrinos kommt es vor, daß die Anzahl der gemessenen Ereignisse unterhalb der Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse liegt. Speziell in diesem Fall kann eine mit klassischen Methoden bestimmte Ausschlußgrenze unphysikalisch sein. Mit Hilfe eines Ansatzes nach Feldman & Cousins [FC98] kann trotz geringer Statistik eine zuverlässige und physikalisch richtige Ausschlußgrenze berechnet werden. Das Verfahren zur Berechnung einer Konfidenzgrenze nach Feldman & Cousins wird am Beispiel einer poissonverteilten Meßgröße mit Untergrund in Kapitel 9.1 vorgestellt.

Neben dieser Methode gibt es noch andere Verfahren zur Bestimmung von Konfidenzgrenzen. Eine mögliche Berechnungsmethode wurde bereits unter der Annahme einer normalverteilten Meßgröße in Kapitel 8 diskutiert. Grundvoraussetzung all dieser Verfahren ist, daß die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF¹) des Meßwertes bekannt ist. Da in der vorliegenden Arbeit sowohl die Datenpunkte als auch die Fehler benachbarter Bins aufgrund der Entfaltung miteinander korreliert sind, ist die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Datenpunkte für einzelne Energieintervalle nicht zwangsläufig gauß- oder poissonverteilt. Aus diesem Grund wird die statistische Verteilung der Datenpunkte nach der Entfaltung aus Monte–Carlo–Simulationen präzise berechnet (Kapitel 9.2). Die PDF–Berechnungen sind für das Jahr 2000 in Kapitel 9.2.1 und für die Jahre 2000 bis 2003 in Kapitel 9.2.2 aufgeführt.

Die Anwendung des vereinheitlichten Ansatzes nach Feldman & Cousins auf den Entfaltungsformalismus wird in Kapitel 9.3 vorgestellt. Dazu werden unter Verwendung der individuell berechneten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für unterschiedliche Energieschnitte Konfidenzbereiche nach Feldman & Cousins erstellt. Die berechneten Konfidenzbereiche für das Jahr 2000 (Kapitel 9.3.1) und die Jahre 2000 bis 2003 (Kapitel 9.3.2) werden zur Bestimmung von oberen 90%–Grenzen auf den extraterrestrischen Neutrinoflußbeitrag verwendet (Kapitel 9.5 und 9.4).

¹PDF – Probability Density Function

9.1 Vereinheitlichter Ansatz nach Feldman & Cousins

Das Verfahren zur Bestimmung eines Konfidenzbandes und die daraus folgende Ableitung eines Grenzwertes gemäß Feldman & Cousins kann sehr gut für den Fall einer poissonverteilten Meßgröße mit Untergrund erklärt werden.

Im folgenden beschreibt die poissonverteilte Observable n die Anzahl der gemessenen Ereignisse, die sich aus Signalereignissen mit einem Mittelwert μ und Untergrundeignissen mit einem Mittelwert b zusammensetzen. Für einen bekannten Mittelwert b kann die Wahrscheinlichkeit, n Ereignisse bei einem gegebenen Signalmittelwert μ zu messen, durch

$$P(n|\mu) = (\mu + b)^n \frac{e^{-(\mu+b)}}{n!} \quad (9.1)$$

berechnet werden. Da der Zusammenhang der Meßgröße n mit dem unbekanntem Parameter μ durch Gleichung 9.1 gegeben ist, kann durch eine einmalige Messung der Observablen n eine Schätzung über den unbekanntem Parameter μ gemacht werden. Im klassischen Fall wird eine obere Grenze μ^{\max} mit einem Konfidenzlevel von 90% iterativ mit den Relationen

$$0.9 = \sum_{n=n_{\text{obs}}+1}^{\infty} P(n|\mu^{\max}) \quad , \quad (9.2)$$

$$1 - 0.9 = \sum_{n=0}^{n_{\text{obs}}} P(n|\mu^{\max}) \quad (9.3)$$

bestimmt. Entspricht die obere Grenze dem wahren Wert ($\mu^{\max} = \mu$), werden mit einer zehnpromtigen Wahrscheinlichkeit höchstens n_{obs} Ereignisse beobachtet.

Bei einer sehr kleinen Ereignisanzahl ($n = 0$) ist die klassische Herleitung von Konfidenzgrenzen nicht als Standardmethode zu empfehlen, da zwei unerwünschte Effekte auftreten. Zum einen kann die numerisch errechnete Grenze bei großem Untergrund ($b = 3.0$) ein negatives Resultat erzeugen, zum anderen sind die berechneten Intervalle keine Konfidenzintervalle mehr, wenn die Art der Grenze (obere Grenze oder zweiseitiges Grenzintervall) von den Daten abhängig gemacht wird.

Im Vergleich mit den klassischen Methoden bietet das Verfahren nach Feldman & Cousins [FC98] zwei große Vorteile:

- Durch die Anwendung eines Anordnungsprinzips nach Likelihood-Verhältnissen werden unphysikalische Intervalle vollständig vermieden.
- Die Rechenverfahren zur Bestimmung einer einseitigen Konfidenzgrenze und eines zweiseitigen Konfidenzintervalls werden vereinigt. Dadurch muß nur der gewünschte Konfidenzgrad festgelegt werden. Die Entscheidung, eine einseitige oder zweiseitige Konfidenzgrenze zu bestimmen, fällt weg.

Die Konstruktion eines Konfidenzbandes nach Feldman & Cousins wird im folgenden anhand von Abbildung 9.1 erklärt. In dieser ist das Konfidenzband für den Signalmittelwert μ in Abhängigkeit von der gemessenen Ereignisanzahl n aufgetragen. Das Konfidenzband besteht aus mehreren Akzeptanzbereichen, auch Akzeptanzintervalle genannt, die in Abbildung 9.1 durch horizontale Linien dargestellt sind.

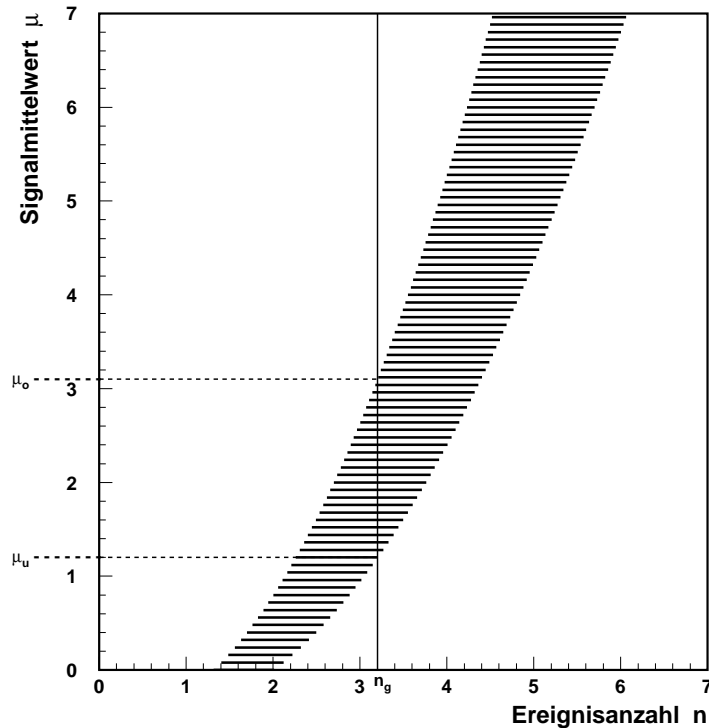


Abbildung 9.1: Skizze zur Veranschaulichung der Konstruktion und Verwendung eines Konfidenzbandes.

Zur Bestimmung einer Konfidenzgrenze, oder eines Konfidenzintervalls wird für den gemessenen n -Wert n_g eine vertikale Linie durch den Punkt n_g auf der horizontalen Achse eingezeichnet (durchgezogene Linie). Das Konfidenzintervall $[\mu_u, \mu_o]$ beinhaltet alle μ_i Werte, deren zugehörige Akzeptanzregionen durch die vertikale Linie gekreuzt werden. Das unterste durchkreuzte Liniensegment gibt die untere Intervallgrenze μ_u an und das Oberste den Wert der oberen Intervallgrenze μ_o . Dies gilt auch für den Fall, daß die Menge an durchkreuzten horizontalen Liniensegmenten nicht einfach verbunden ist. Die Intervallgrenzen geben ebenfalls die obere und untere Konfidenzgrenze an.

Zur Konstruktion eines Konfidenzbandes nach Feldman & Cousins [FC98] werden die Akzeptanzbereiche für jeden Signalmittelwert μ_i einzeln mit einem Anordnungsverfahren bestimmt. Hierzu werden die Wahrscheinlichkeiten $P(n|\mu)$ unter Verwendung der bekannten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (Gleichung 9.1) für diskrete Werte n_1, n_2, \dots und μ_1, μ_2, \dots berechnet und in einer Tabelle zusammengefaßt (Tabelle 9.1).

	n_1	n_2	\dots
μ_1	$P(n_1 \mu_1)$	$P(n_2 \mu_1)$	\dots
μ_2	$P(n_1 \mu_2)$	$P(n_2 \mu_2)$	\dots
\vdots	\vdots	\vdots	\ddots

Tabelle 9.1: Tabelle der Wahrscheinlichkeiten $P(n|\mu)$.

Die Tabelle wird genutzt um den maximalen Wahrscheinlichkeitswert P für jedes n zu bestimmen. Der Signalmittelwert μ für den die Wahrscheinlichkeit $P(n|\mu)$ maximal wird heißt $\mu_{\text{best},n}$. Hierbei wird vorausgesetzt, daß der Wert $\mu_{\text{best},n}$ physikalisch erlaubt ist, was bedeutet, daß der Wert größer oder gleich null sein muß. Deshalb gilt $\mu_{\text{best},n} = \max(0, n - b)$. Deszufolge wird in jeder Tabellenspalte die maximale Wahrscheinlichkeit $P(n|\mu_{\text{best},n})$ gesucht. Die Division jedes Wahrscheinlichkeitswertes $P(n|\mu)$ durch $P(n|\mu_{\text{best},n})$ wird spaltenweise durchgeführt und in Tabelle 9.2 eingetragen. Anschaulich bedeutet dies eine spaltenweise Normierung der Wahrschein-

	n_1	n_2	\dots
μ_1	$\frac{P(n_1 \mu_1)}{P(n_1 \mu_{\text{best},n_1})}$	$\frac{P(n_2 \mu_1)}{P(n_2 \mu_{\text{best},n_2})}$	\dots
μ_2	$\frac{P(n_1 \mu_2)}{P(n_1 \mu_{\text{best},n_1})}$	$\frac{P(n_2 \mu_2)}{P(n_2 \mu_{\text{best},n_2})}$	\dots
\vdots	\vdots	\vdots	\ddots

Tabelle 9.2: Verhältnis der Likelihoodfunktionen $P(n|\mu)$ und $P(n|\mu_{\text{best},n})$.

lichkeiten $P(n|\mu)$ in Tabelle 9.1, so daß die größte Wahrscheinlichkeit jeder Spalte in Tabelle 9.2 auf Eins normiert ist. Um die Reihenfolge in der die Werte n_i in ein Akzeptanzintervall eingezeichnet werden festzulegen, wird ein Anordnungsfaktor $R(n|\mu)$ eingeführt. Dieser ist durch das Verhältnis der Likelihoodfunktionen $P(n|\mu)$ und $P(n|\mu_{\text{best},n})$ definiert,

$$R(n|\mu) = \frac{P(n|\mu)}{P(n|\mu_{\text{best},n})}. \quad (9.4)$$

Dadurch wird Tabelle 9.2 zu einer Anordnungstabelle (Tabelle 9.3).

	n_1	n_2	\dots
μ_1	$R(n_1 \mu_1)$	$R(n_2 \mu_1)$	\dots
μ_2	$R(n_1 \mu_2)$	$R(n_2 \mu_2)$	\dots
\vdots	\vdots	\vdots	\ddots

Tabelle 9.3: Anordnungstabelle zur Bestimmung von Akzeptanzintervallen.

Nach Feldman & Cousins werden die Anordnungsfaktoren zusammen mit den Wahrscheinlichkeiten folgendermaßen zur Bestimmung eines Akzeptanzintervalle verwendet: Für einen festen Signalmittelwert μ_f werden die Werte n_i nacheinander zum Intervall hinzugefügt. Begonnen wird mit dem n -Wert, dem der größte Anordnungsfaktor zugeordnet ist. Danach werden solange die n -Werte mit dem nächstgrößten Anordnungsfaktor zum Intervall hinzugefügt, bis die Summe der Wahrscheinlichkeiten, der zum Intervall gehörenden n -Werte, den gewünschten Konfidenzlevel erreicht oder überschreitet. So lautet die Abbruchbedingung für einen Konfidenzlevel von 90%

$$\sum_i P(n_i|\mu_f) \geq 0.9 \quad . \quad (9.5)$$

Nachdem alle n_i für das Akzeptanzintervall bestimmt wurden, wird dieses in das n - μ -Diagramm eingetragen. Da das Intervall für den μ -Wert μ_f bestimmt wurde wird das Intervall an die μ -Achsenposition μ_f in das Diagramm eingezeichnet. Zur Bestimmung der Akzeptanzintervalle für die restlichen μ_i werden die zugehörigen Anordnungsfaktoren in der gleichen Art und Weise verwendet. Nachdem die Akzeptanzintervalle für jeden Signalmittelwert μ_i berechnet wurde bildet die Summe aller, in das n - μ -Diagramm eingezeichneten, Akzeptanzregionen das gesuchte Konfidenzband (Abbildung 9.1).

In Tabelle 9.4 sind die verschiedenen Größen n , $P(n|\mu)$, $\mu_{\text{best},n}$, $P(n|\mu_{\text{best},n})$ und $R(n|\mu)$ zur Bestimmung eines Akzeptanzintervalls für einen Signalmittelwert $\mu = 0.5$ exemplarisch aufgelistet. Es handelt sich in diesem Beispiel um eine poissonverteilte Meßgröße mit einer mittleren Untergrundereignisanzahl von $b = 3.0$. In der letzten Spalte von Tabelle 9.4 ist der Rang jedes Eintrags aufgeführt. Mit diesem wird die Reihenfolge der Einträge in das Akzeptanzintervall verdeutlicht. Der n -Wert mit dem größten Anordnungsfaktor $R(n|\mu)$ bekommt den Rang Eins, der zweitgrößte Wert den Rang Zwei und so weiter.

Wie zuvor beschrieben, werden die Wahrscheinlichkeiten entsprechend ihres Anordnungsfaktors in absteigender-, beziehungsweise entsprechend ihres Ranges in aufsteigender Folge addiert, bis die Summe der Wahrscheinlichkeiten den gewünschten Konfidenzlevel erreicht oder überschreitet. Dies ist für die Summe der Wahrscheinlichkeiten mit Rang Eins bis Sieben, beziehungsweise der zugehörigen Ereignisanzahlen n von Null bis Sechs, erfüllt:

$$\sum_{i=0}^6 P(n_i|\mu = 0.5) = 0.935 \quad . \quad (9.6)$$

Somit liegt die Akzeptanzregion für $\mu = 0.5$ im Intervall $n = [0, 6]$ (Abbildung 9.2). Das in dieser Abbildung gezeigte Konfidenzband wurde für die diskreten μ -Werte im Intervall $[0, 50]$ mit einer Schrittweite von 0.005 berechnet. Das entspricht einer Genauigkeit von 0.01 an den Endpunkten [FC98]. Da in diesem Beispiel diskrete Werte verwendet werden, ist der Konfidenzlevel der Akzeptanzregionen etwas größer als 90%. Das führt zu einer konservativeren Abschätzung der Grenzen.

n	$P(n \mu)$	$\mu_{\text{best},n}$	$P(n \mu_{\text{best},n})$	$R(n \mu)$	Rang
0	0.030	0.	0.050	0.607	6
1	0.106	0.	0.149	0.708	5
2	0.185	0.	0.224	0.826	3
3	0.216	0.	0.224	0.963	2
4	0.189	1.	0.195	0.966	1
5	0.132	2.	0.175	0.753	4
6	0.077	3.	0.161	0.480	7
7	0.039	4.	0.149	0.259	8
8	0.017	5.	0.140	0.121	9
9	0.007	6.	0.132	0.050	10
10	0.002	7.	0.125	0.018	11
11	0.001	8.	0.119	0.006	12

Tabelle 9.4: Erläuternde Berechnungen zur Bestimmung des Akzeptanzintervalls für $\mu = 0.5$ bei einer mittleren Untergrundereignisanzahl von $b = 3.0$ [FC98].

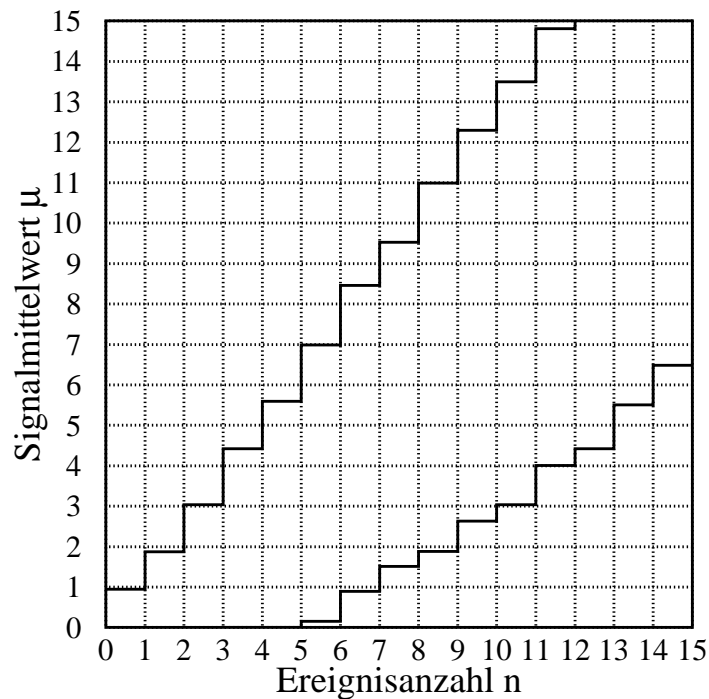


Abbildung 9.2: Konfidenzband (90%-Konfidenzlevel) zur Bestimmung des Signalmittelwertes μ für eine poissonverteilte Meßgröße n bei einer mittleren Untergrundereignisanzahl von $b = 0.3$ unter Anwendung des Anordnungsprinzips nach Feldman & Cousins [FC98].

Das hier beschriebene Verfahren zur Bestimmung eines Konfidenzintervalls kann bei Kenntnis der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion einfach angewendet werden. In der vorliegenden Arbeit wird eine Analyse verwendet, die ein Entfaltungsverfahren beinhaltet. Hierdurch sind sowohl die Datenpunkte benachbarter Bins, als auch ihre Fehler miteinander korreliert, was dazu führt, daß die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion in diesem Fall nicht zwangsläufig poisson- oder gaußverteilt ist. Um das Verfahren nach Feldman & Cousins auf die Entfaltungssituation anwenden zu können, werden mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen individuelle Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen erstellt.

9.2 Individuelle Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen

Bei mehrfach wiederholten Monte–Carlo–Simulationen zeigt sich, daß die Ereignisanzahl eines spezifischen Energieintervalls um einen Mittelwert verteilt liegt. In Kapitel 8 wurde davon ausgegangen, daß die entfaltete Ereignisanzahl pro Intervall gaußverteilt ist. Da jedoch durch den Entfaltungsalgorithmus benachbarte Intervalle miteinander korreliert sind, ist die Annahme aus Kapitel 8 nicht zwangsläufig richtig. Deshalb werden die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen individuell bestimmt.

Zur Berechnung einer individuellen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion wird eine große Anzahl an Monte–Carlo–Simulationen generiert. Jede Simulation beinhaltet atmosphärische Neutrinos, die den Signaluntergrund bilden, sowie das eigentliche Signal, die gesuchten extraterrestrischen Neutrinos. Für die extraterrestrischen Neutrinos wird ein Signalfluß $\phi_s \propto E_\nu^{-2}$ angenommen. Im folgenden wird der Signalfluß einer Monte–Carlo–Simulation immer mit E_ν^2 gewichtet angegeben und als Signalanteil μ bezeichnet. Somit ergibt sich für den Signalanteil μ : $\mu = \phi_s \cdot E_\nu^2$.

Für jede Simulation wird unter Verwendung des Neuronalen Netzes und des Entfaltungsalgorithmus das Energiespektrum bestimmt. Im resultierenden Energiespektrum wird ein Energieschnitt durchgeführt. Die Ereignisanzahl oberhalb des Schnittes wird für jede Simulation in ein Histogramm eingetragen. Das normierte Histogramm ergibt die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für den gewählten Energiebereich. In der linken Hälfte von Abbildung 9.3 ist ein Energiespektrum skizziert. Die

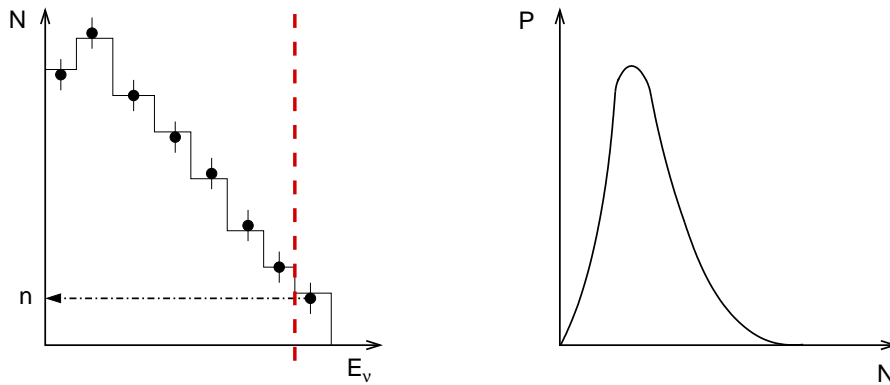


Abbildung 9.3: Neutrinoenergiespektrum und Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion. Links: Entfaltetes Neutrinospektrum (Punkte und schwarze Linie) mit Energieschnitt (rot gestrichelte Linie) und Ereignisanzahl n oberhalb des Schnittes. Rechts: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion, die aus den histogrammierten Ereignisanzahlen n für eine Vielzahl von Monte–Carlo–Simulationen erzeugt wird.

Ereignisanzahl N ist gegen die Neutrinoenergie E_ν aufgetragen. Die wahre Verteilung wird durch das Histogramm gekennzeichnet, und die Punkte repräsentieren das entfaltete Spektrum. Der Energieschnitt ist durch die rot gestrichelte Linie an der unteren Grenze des letzten Energieintervalls gekennzeichnet. In diesem Beispiel

liegen n Ereignisse oberhalb des Energieschnittes. Auf der rechten Seite von Abbildung 9.3 ist die resultierende Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion dargestellt. Zur Bestimmung eines Konfidenzbandes werden die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für Simulationen mit unterschiedlichen Signalbeiträgen generiert.

9.2.1 Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des Jahres 2000

Für die Berechnung des Konfidenzbandes des Jahres 2000 werden 21 verschiedene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen verwendet. Die Funktionen sind für Simulationen mit Signalbeiträgen zwischen $\mu = 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ und $\mu = 10^{-6} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ generiert (Abbildung 9.4). Zu jedem Signalbeitrag werden 10.000 Einjahres-Simulationen durchgeführt, was einer Datennahme von 210.000 Jahren entspricht. Die Anzahl der zu generierenden Simulation pro Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion wurde auf 10.000 festgelegt, um die statistischen Fluktuationen, die bei Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen mit nur 1.000 Simulationen vorhanden sind, zu unterdrücken. Die Entfaltung der simulierten Daten führt zu

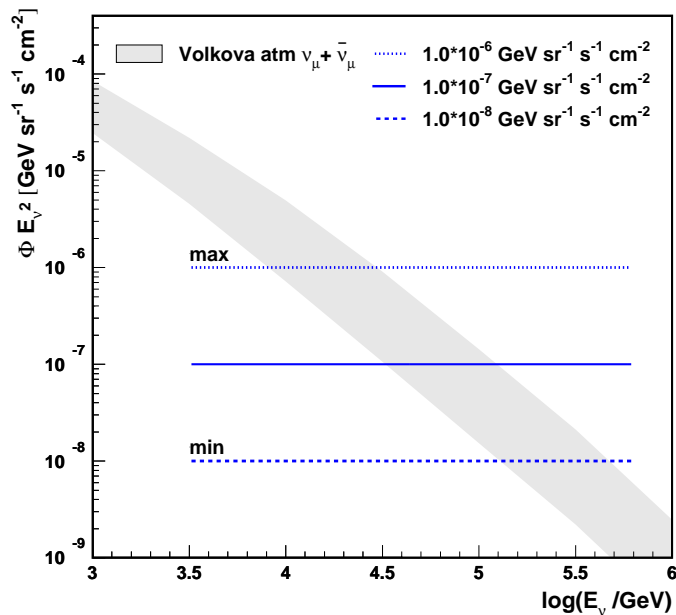


Abbildung 9.4: Bereich der simulierten Signalbeiträge für das Jahr 2000.

10.000 Energiespektren pro Kombination aus atmosphärischem Fluß und Signalbeitrag. In Abbildung 9.5 und 9.6 sind die Energiespektren für vier unterschiedliche Simulationen exemplarisch dargestellt. Hier ist die Ereignisanzahl in Abhängigkeit vom Logarithmus der Neutrinoenergie E_ν aufgetragen. Das entfaltete Spektrum wird jeweils durch die Datenpunkte repräsentiert, während die simulierten Spektren durch Histogramme dargestellt werden.

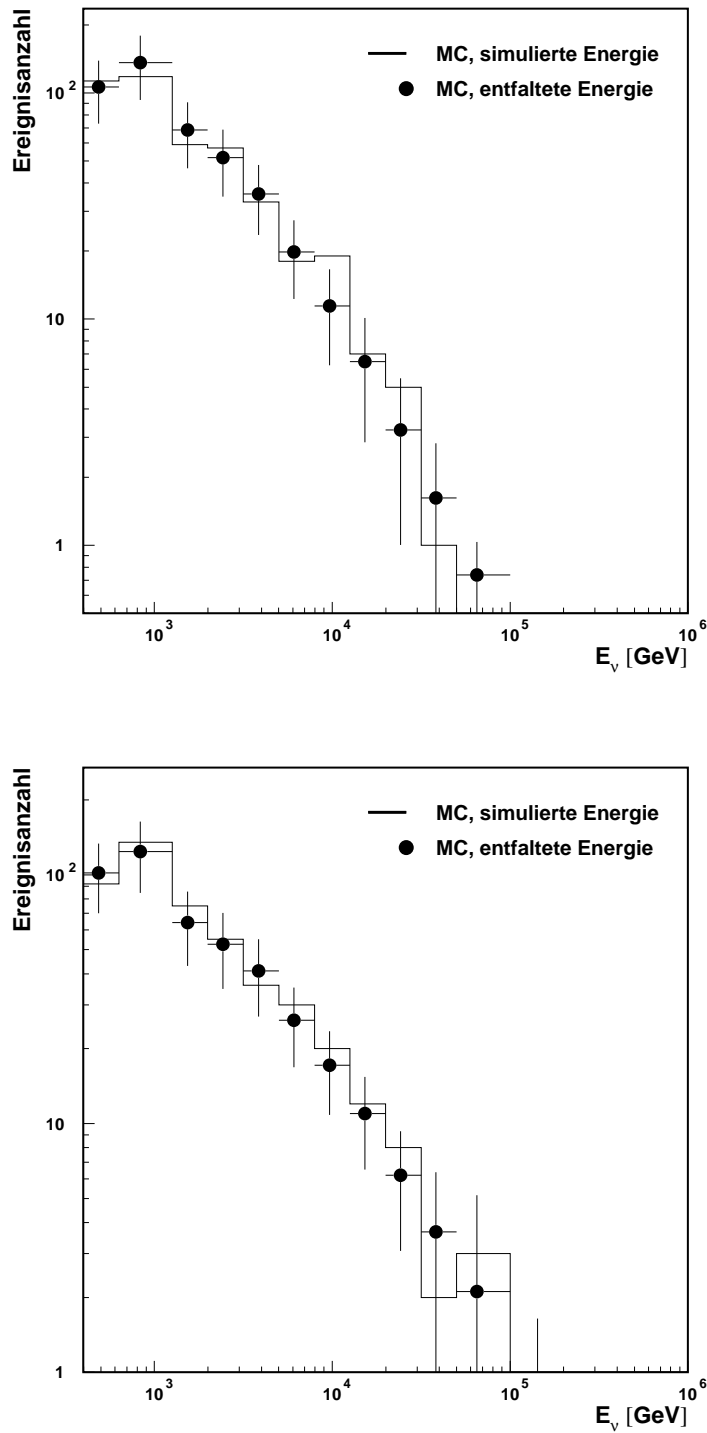


Abbildung 9.5: Entfaltete Neutrinoenergiespektren für Simulationen des Jahres 2000. Oberes Bild: kein Signalanteil ($\mu = 0$), unteres Bild: $\mu = 1.0 \cdot 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

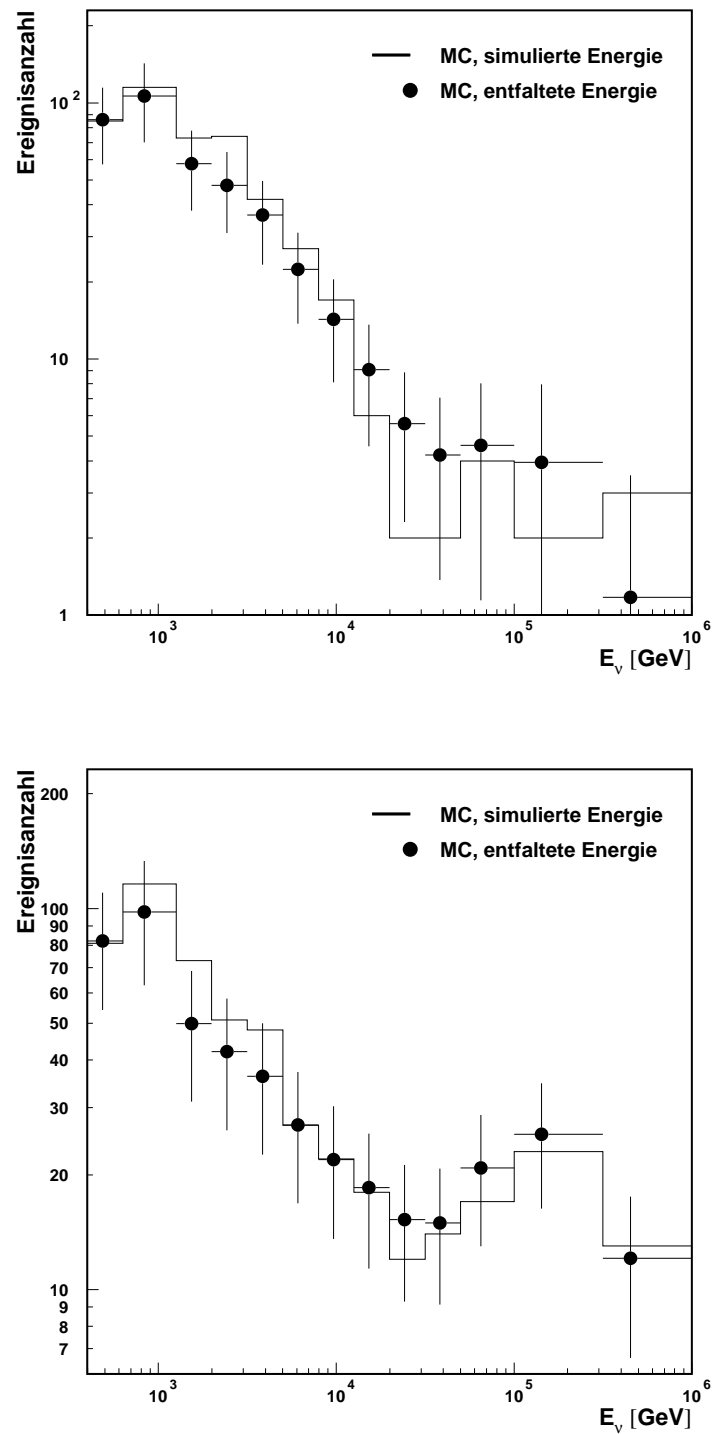


Abbildung 9.6: Entfaltete Neutrinoenergiespektren für Simulationen des Jahres 2000.

Oberes Bild: $\mu = 1.0 \cdot 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$,
unteres Bild: $\mu = 1.0 \cdot 10^{-6} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

Die rekonstruierten Spektren zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den simulierten Spektren für alle Signalbeiträge. Das obere Histogramm in Abbildung 9.5 zeigt die Energieverteilung für ein rein atmosphärisches Spektrum. Im unteren Histogramm ist die Energieverteilung mit einem Signalbeitrag von $\mu = 1.0 \cdot 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ zu sehen. Da es sich bei dieser Simulation um einen sehr kleinen Signalbeitrag handelt, unterscheidet sich diese Verteilung nur sehr wenig von einem reinen atmosphärischen Spektrum. Ab einer Energie von 100 TeV sind im Histogramm kaum noch Einträge vorhanden. Dies ändert sich, sobald der Signalbeitrag erhöht wird. In den Histogrammen in Abbildung 9.6 sind die entfaltete Energieverteilung für Signalbeiträge von $\mu = 1.0 \cdot 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (oben) und $\mu = 1.0 \cdot 10^{-6} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (unten) zu finden. Oberhalb von 100 TeV steigen die Ereignisanzahlen an und erscheinen im vorletzten Energieintervall (100 TeV – 316 TeV) als lokales Maximum. Unter Berücksichtigung der nicht äquidistanten Intervallgrenzen zeigt sich, daß es sich hierbei um ein Abflachen des Gesamtspektrums handelt.

Anhand der rekonstruierten Energiespektren wird für die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen in den Energiebereichen oberhalb von 50 TeV erwartet, daß alle Funktionen mit sehr kleinem Signalanteil, beispielsweise $\mu = 1.0 \cdot 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, ein Maximum nahe bei Null haben. Bei Vergrößerung des Signalanteils sollte die Wahrscheinlichkeit, Ereignisse zu messen, ansteigen und sich daher das Funktionsmaximum zu höheren Ereignisanzahlen verschieben. In Abbildung 9.7 werden für jeden Energieschnitt die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für drei verschiedene Signalbeiträge miteinander verglichen. Die obere Abbildung beinhaltet die Funktionen für Energien $316 \text{ TeV} < E_\nu < 1 \text{ PeV}$. In der mittleren Abbildung wurde ein Energieschnitt von $100 \text{ TeV} < E_\nu < 316 \text{ TeV}$ durchgeführt und in der unteren Abbildung gilt die Bedingung $50 \text{ TeV} < E_\nu < 100 \text{ TeV}$. Die gestrichelten schwarzen Histogramme zeigen die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für einen Signalbeitrag von $\mu = 1.0 \cdot 10^{-7.0} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Die rot durchgezogenen Histogramme beinhalten Simulationen für einen Signalbeitrag von $\mu = 1.0 \cdot 10^{-6.4} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ und die punktgestrichelten blauen Histogramme stellen die Wahrscheinlichkeitsfunktionen für einen Signalbeitrag von $\mu = 1.0 \cdot 10^{-6.0} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ dar. An jedes Histogramm wurde eine Gaußfunktion angepaßt, um die Funktionsmaxima zu verdeutlichen. Wie erwartet, liegt das Maximum für eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion mit sehr kleinem Signalanteil bei null Ereignissen und mit einem sehr großen Signalanteil bei einer hohen Ereignisanzahl. Ein Gesamtüberblick der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für einen Energiebereich von $100 \text{ TeV} < E_\nu < 316 \text{ TeV}$ ist in Abbildung 9.8 zu finden. Hier sind 8 von insgesamt 21 berechneten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen dargestellt.

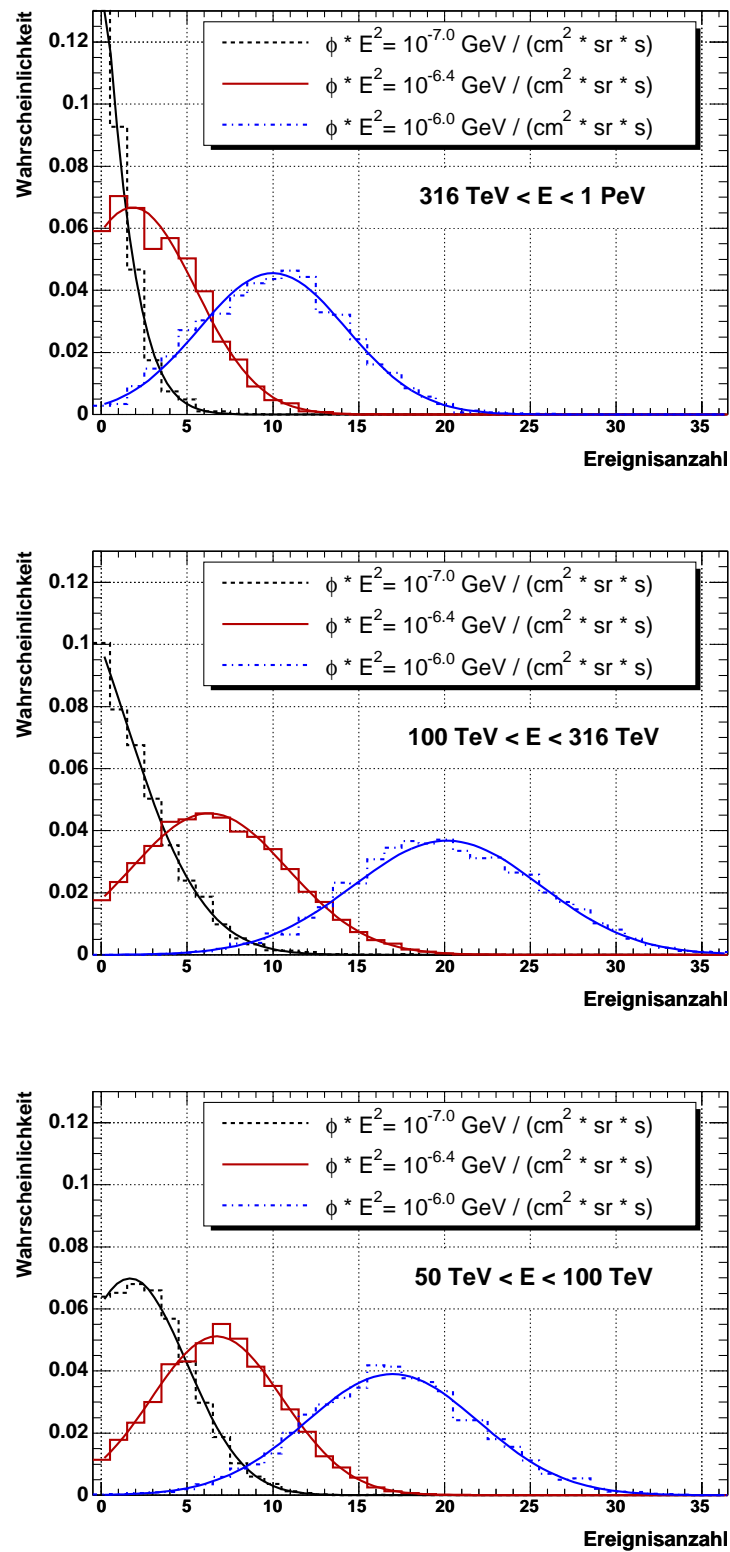


Abbildung 9.7: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des Jahres 2000 für drei verschiedene Signalbeiträge berechnet für Neutrinoenergien von 316 TeV bis 1 PeV (oben), von 100 TeV bis 316 TeV (mitte) und von 50 TeV bis 100 TeV (unten).

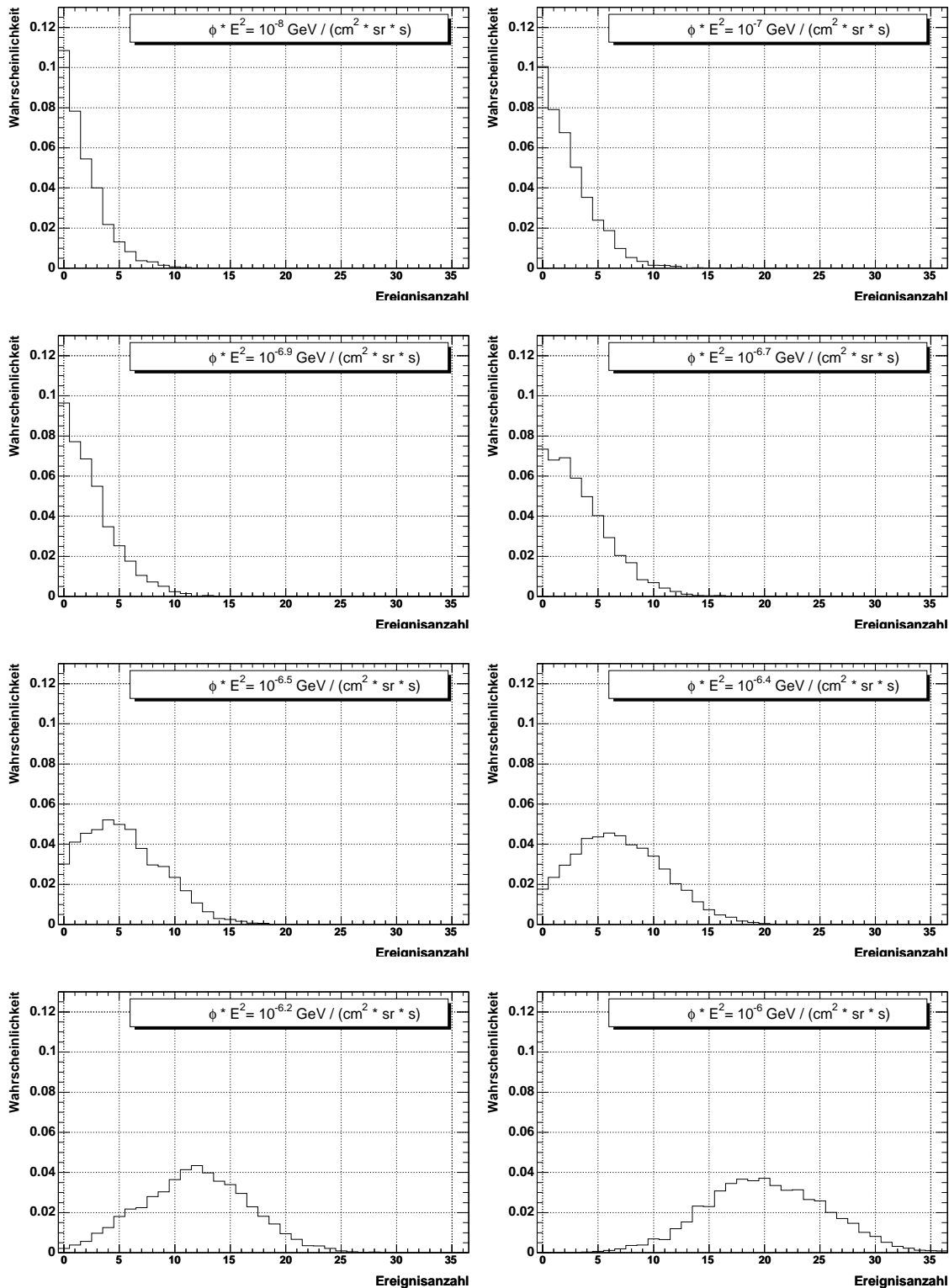


Abbildung 9.8: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des Jahres 2000 für acht verschiedene Signalbeiträge gültig im Neutrinoenergiebereich zwischen 100 TeV und 316 TeV.

9.2.2 Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Jahre 2000 bis 2003

Durch die Analyse der Daten des Jahres 2000 kann der maximale extraterrestrische Neutrinofluß auf $(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%} = 3.3 \cdot 10^{-7.0} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ begrenzt werden (Kapitel 9.4). Daher kann der maximal zu generierende Signalebereich zur Bestimmung eines Konfidenzbandes für die Daten der Jahre 2000 bis 2003 auf die angegebene Grenze festgelegt werden. Somit liegt der Signalebereich niedriger als für die Bestimmung eines Konfidenzbandes des Jahres 2000. Um mögliche Randeﬀekte bei der Bestimmung des Konfidenzbandes zu vermeiden, wird der zu generierende maximale Signalbeitrag etwas oberhalb der oberen Grenze festgelegt. Insgesamt werden 17 verschiedene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für Signalbeiträge zwischen $\mu = 1.0 \cdot 10^{-8.0} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ und $\mu = 3.98 \cdot 10^{-7.0} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ generiert (Abbildung 9.9). Da jede Simulation einer Datennahme von vier Jahren entspricht, ist die Statistik pro Simulation viermal größer als die Statistik der Einjahresanalyse des Jahres 2000. Für die Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen genügt daher die Verwendung von 1.000 Vierjahres-Simulationen, um statistische Fluktuationen zu minimieren. Insgesamt wurden 17.000 Simulationen durchgeführt, was einer Datennahme von 68.000 Jahren entspricht. In den Abbil-

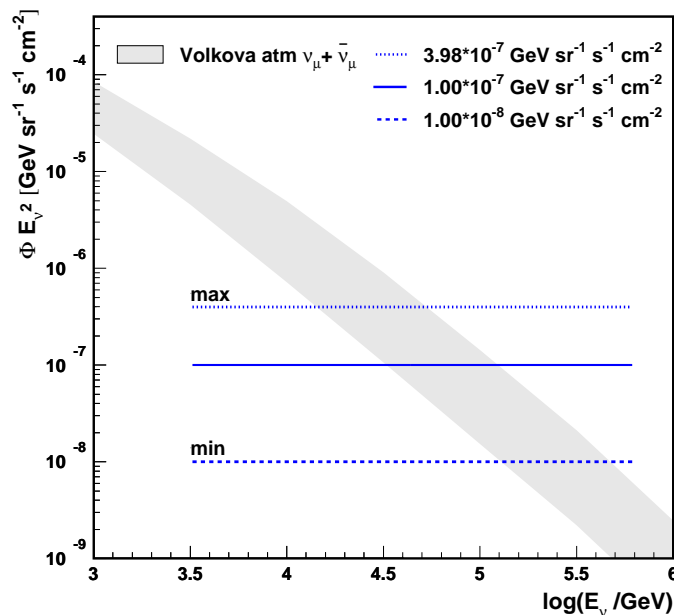


Abbildung 9.9: Bereich der simulierten Signalbeiträge für die Jahre 2000 bis 2003.

dungen 9.10 und 9.11 sind die simulierten und entfaltenen Energiespektren für vier verschiedene Signalbeiträge gezeigt. Die Ereignisanzahl ist gegen den Logarithmus der Neutrinoenergie aufgetragen. Die entfaltenen Spektren, dargestellt durch Punkte, stimmen sehr gut mit den simulierten Daten, dargestellt durch Histogramme, überein.

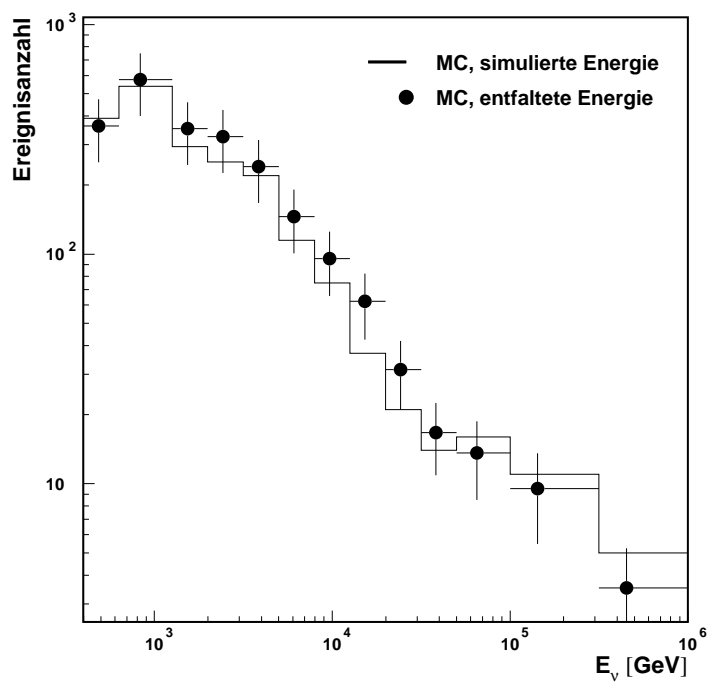
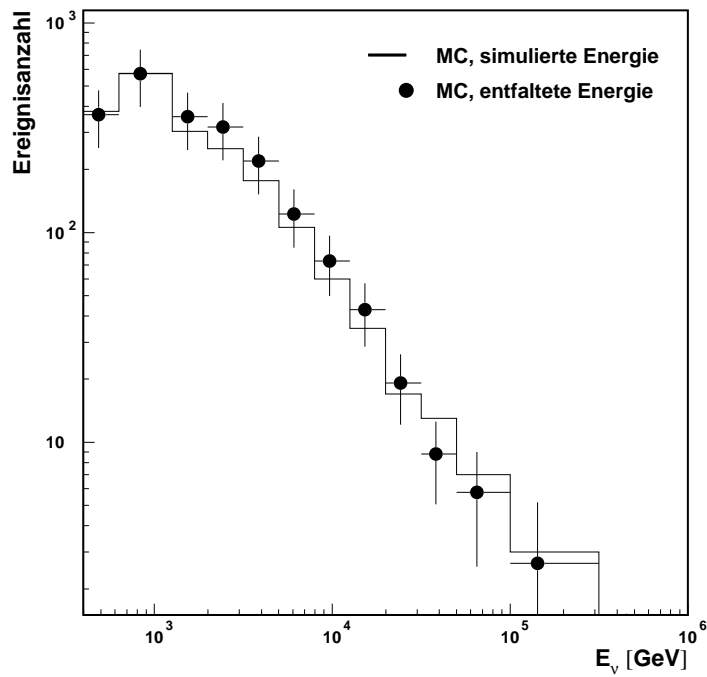


Abbildung 9.10: Entfaltete Neutrinoenergiespektren für Simulationen der Jahre 2000 bis 2003.

Oben: $\mu = 1.0 \cdot 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$,

unten: $\mu = 1.0 \cdot 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

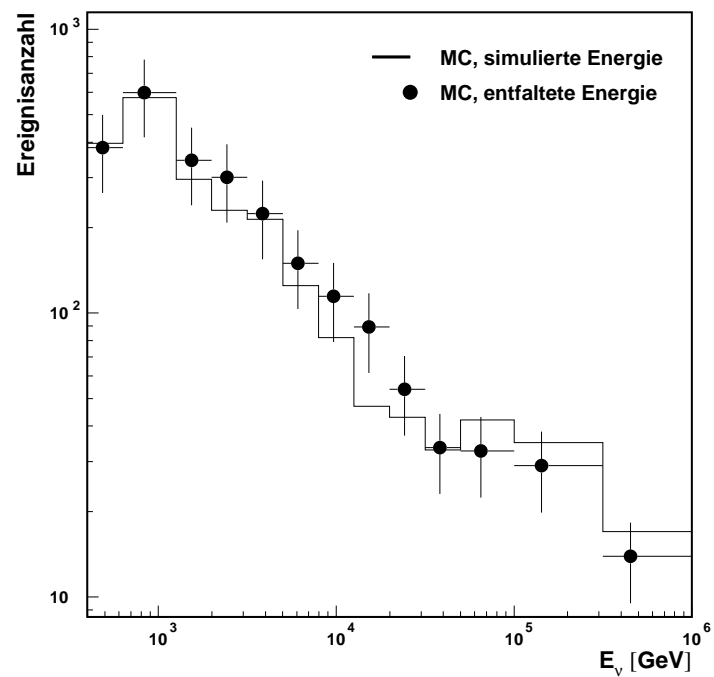
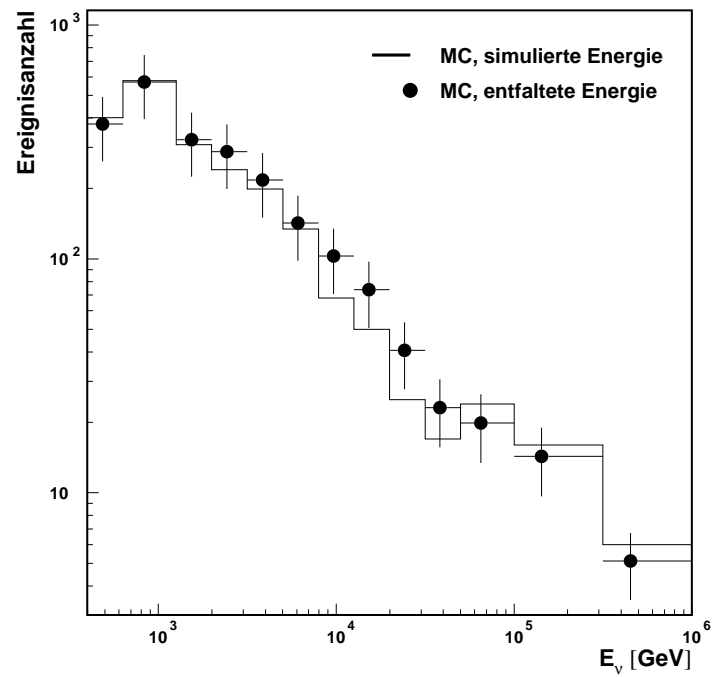


Abbildung 9.11: Entfaltete Neutrinoenergiespektren für Simulationen der Jahre 2000 bis 2003.

Oben: $\mu = 2.0 \cdot 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$,
unten: $\mu = 3.98 \cdot 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

Im oberen Histogramm von Abbildung 9.10 ist das Energiespektrum für die Kombination eines atmosphärischen Spektrums und eines Spektrums mit Signalbeitrag von $\mu = 1.0 \cdot 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ und im unteren Histogramm für einen Signalbeitrag von $\mu = 1.0 \cdot 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ zu sehen. In Abbildung 9.11 sind die Energiespektren für Signalbeiträge von $\mu = 2.0 \cdot 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (oben) und $\mu = 3.98 \cdot 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (unten) zu finden. Der Vergleich der vier Energiespektren zeigt ein Abflachen des Spektrums oberhalb von 100 TeV für einen anwachsenden Signalbeitrag. Aufgrund der größeren Statistik ist das Abflachen hier besser zu beobachten als bei den Spektren der Analyse des Jahres 2000.

Für die Analyse der Daten der Jahre 2000 bis 2003 werden, wie bereits in der Analyse des Jahres 2000, drei verschiedene Energieschnitte ($50 \text{ TeV} < E_\nu < 100 \text{ TeV}$, $100 \text{ TeV} < E_\nu < 316 \text{ TeV}$ und $316 \text{ TeV} < E_\nu < 1 \text{ PeV}$) durchgeführt. Die resultierenden Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen sind in Abbildung 9.12 dargestellt. Pro Energieschnitt werden je drei Funktionen miteinander verglichen. Gezeigt sind die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für folgende Signalbeiträge: $\mu = 1.0 \cdot 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (gestrichelte schwarze Linie), $\mu = 1.0 \cdot 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (durchgezogene rote Linie) und $\mu = 1.0 \cdot 10^{-6.4} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (punktgestrichelte blaue Linie). Zur Verdeutlichung der Histogrammaxima wurden Gaußfunktionen an die Histogramme angepaßt. Wie erwartet, zeigt sich für die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Jahre 2000 bis 2003 das gleiche Verhalten wie für die Funktionen des Jahres 2000 (Kapitel 9.2.1). Je größer der Signalanteil ist, desto mehr verschiebt sich das Wahrscheinlichkeitsmaximum zu höheren Ereignisanzahlen.

Desweiteren wird erwartet, daß die Funktionsmaxima der Jahre 2000 bis 2003, verglichen mit denen des Jahres 2000, um einen Faktor Vier zu größeren Ereignisanzahlen verschoben sind, da sie eine viermal größere Datennahme beinhalten. Der Vergleich der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen in den Abbildungen 9.7 und 9.12 für einen Signalbeitrag von beispielsweise $\mu = 1.0 \cdot 10^{-6.4} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ zeigt das erwartete Verhalten.

In Abbildung 9.13 sind 8 von insgesamt 17 Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen, gültig für den Energiebereich von 100 TeV und 316 TeV dargestellt. Hier zeigt sich, daß die Histogramme in manchen Bereichen von einer Gaußfunktion abweichen. Folglich sollten sich auch die Grenzen aus Kapitel 8 von den Grenzen, die mit individuell bestimmten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen bestimmt werden, unterscheiden.

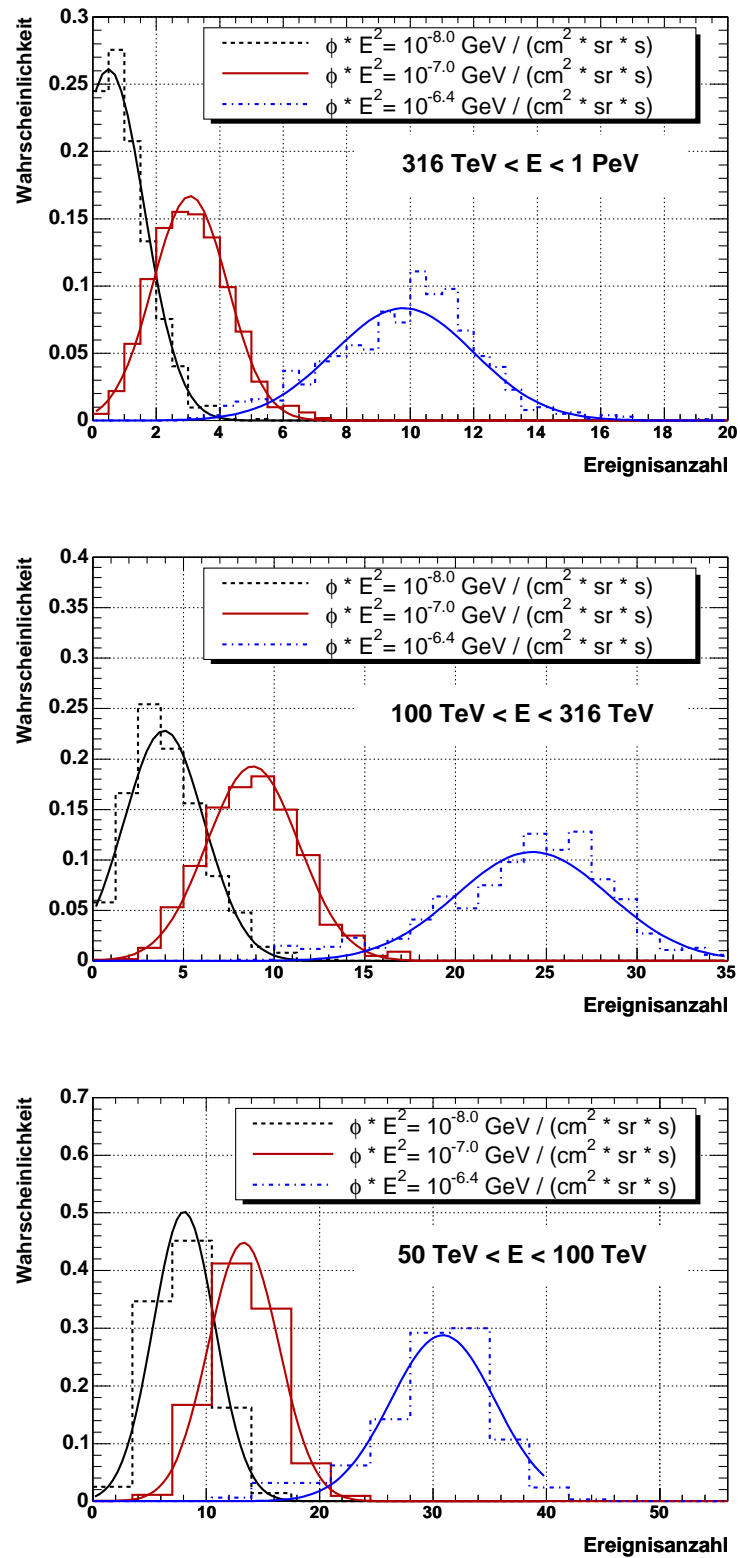


Abbildung 9.12: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Jahre 2000 bis 2003 für drei verschiedene Signalbeiträge und Energien von 316 TeV bis 1 PeV (oben), von 100 TeV bis 316 TeV (Mitte) und von 50 TeV bis 100 TeV (unten).

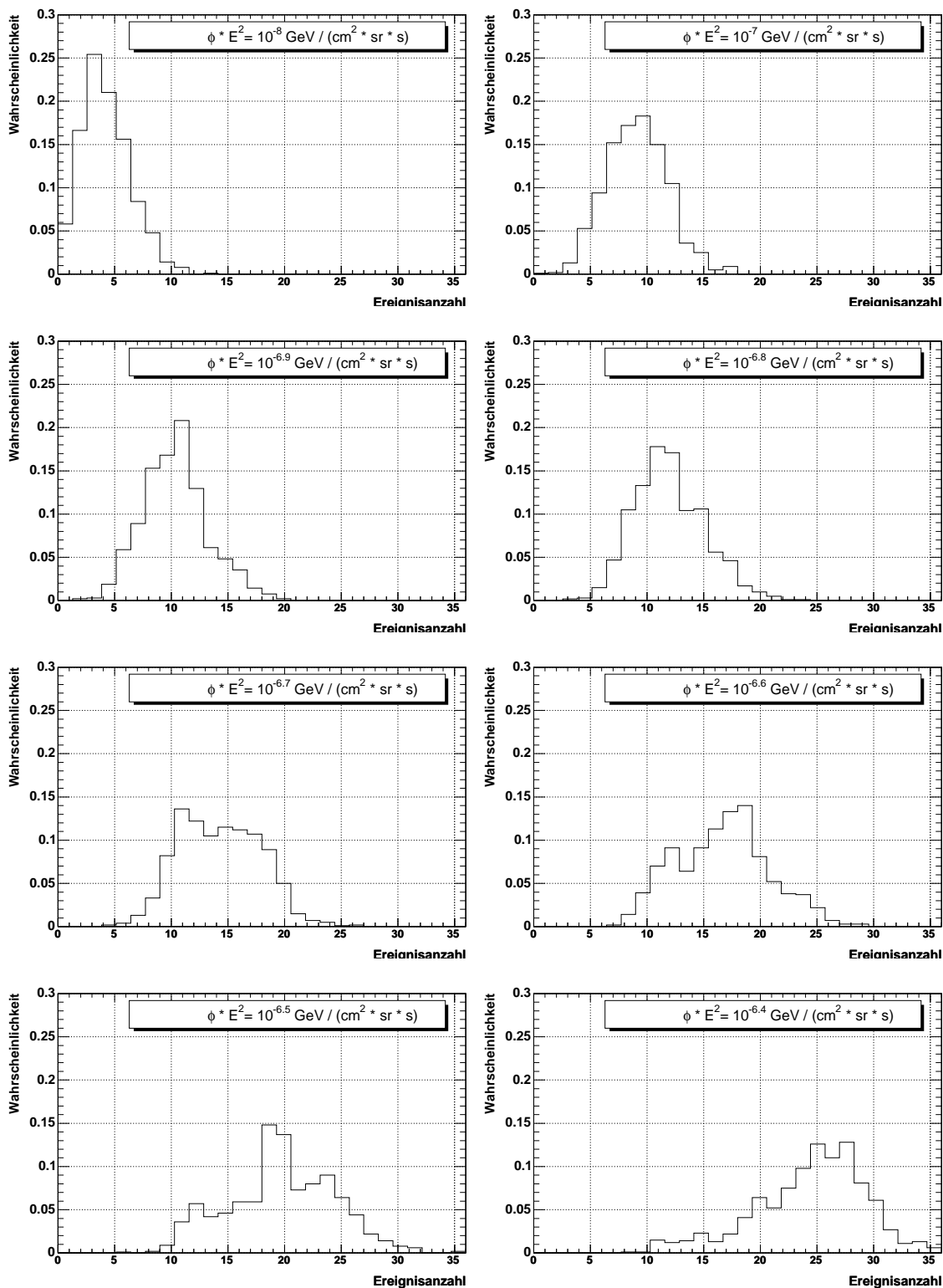


Abbildung 9.13: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Jahre 2000 bis 2003 für acht verschiedene Signalbeiträge gültig im Neutrinoenergiebereich zwischen 100 TeV und 316 TeV.

9.3 Konfidenzbänder für individuelle Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen

Die Verwendung individuell bestimmter Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen innerhalb des Feldman & Cousins Ansatzes ermöglicht die Berechnung eines an die Entfaltungsmethoden angepaßten Konfidenzbandes. Eine Ausschlußgrenze kann somit ohne Verwendung der mit dem Entfaltungsalgorithmus berechneten statistischen Fehler bestimmt werden. Pro Energieschnitt wird anhand der histogrammierten individuellen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (Kapitel 9.2) eine Tabelle mit den Wahrscheinlichkeiten $P(n|\mu)$ gefüllt (Kapitel 9.1, Tabelle 9.1). Die weitere Berechnung des Konfidenzbandes erfolgt analog zu dem in Kapitel 9.1 beschriebenen Formalismus. Die resultierenden Konfidenzbänder sind in den folgenden Kapiteln 9.3.1 und 9.3.2 zu finden.

9.3.1 Konfidenzbänder des Jahres 2000

Die berechneten Konfidenzbänder des Jahres 2000 sind in den Abbildungen 9.14, 9.15 und 9.16 dargestellt. Die verwendeten Energieschnitte sind 50 TeV bis 100 TeV, 100 TeV bis 316 TeV und 316 TeV bis 1 PeV. Das Entfaltungsergebnis des jeweiligen Energiebereiches wird durch die vertikal gestrichelte Linie markiert. Somit kennzeichnet die gestrichelte Linie die beobachtete Ereignisanzahl der Daten des Jahres 2000. Eine Messung von null Ereignissen ist gleichbedeutend mit der stärksten Einschränkung des extraterrestrischen Neutrinoflusses. Mit den Konfidenzbändern des Jahres 2000 ist die kleinste anzugebende Grenze $(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%} = 1.26 \cdot 10^{-7.0} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

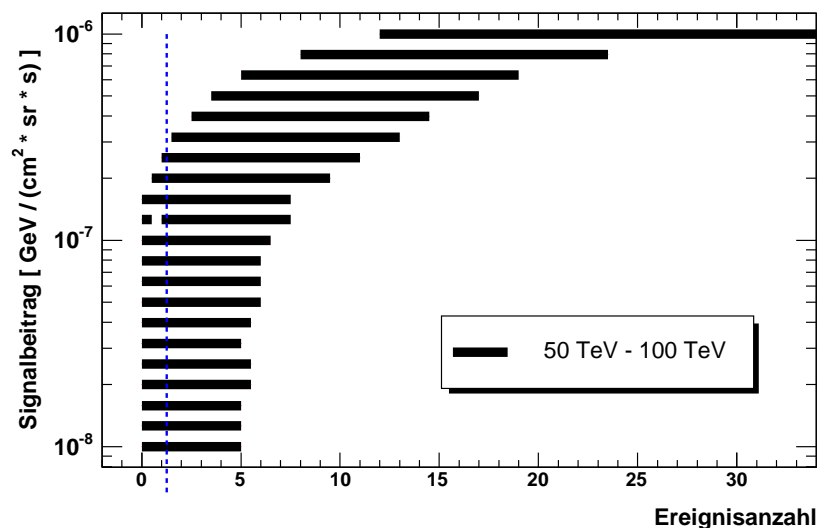


Abbildung 9.14: Konfidenzband des Jahres 2000 im Energiebereich von 50 TeV bis 100 TeV für einen 90%-Konfidenzgrad.

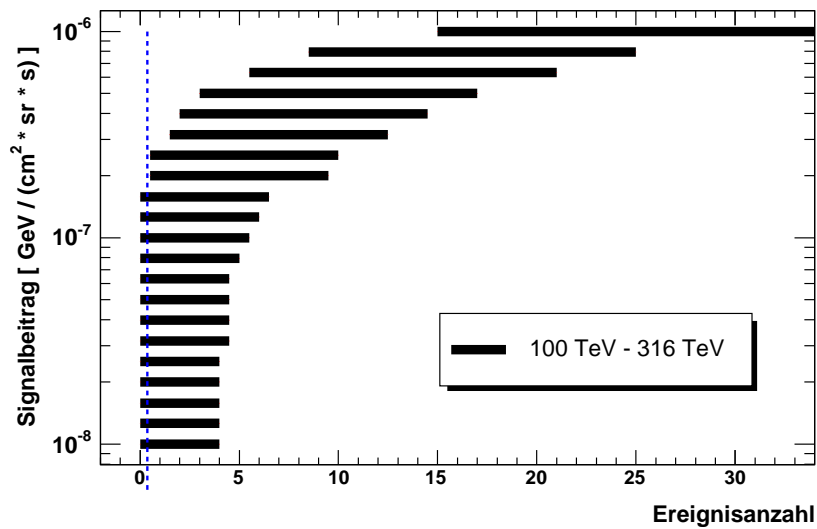


Abbildung 9.15: Konfidenzband des Jahres 2000 im Energiebereich von 100 TeV bis 316 TeV für einen 90%-Konfidenzgrad.

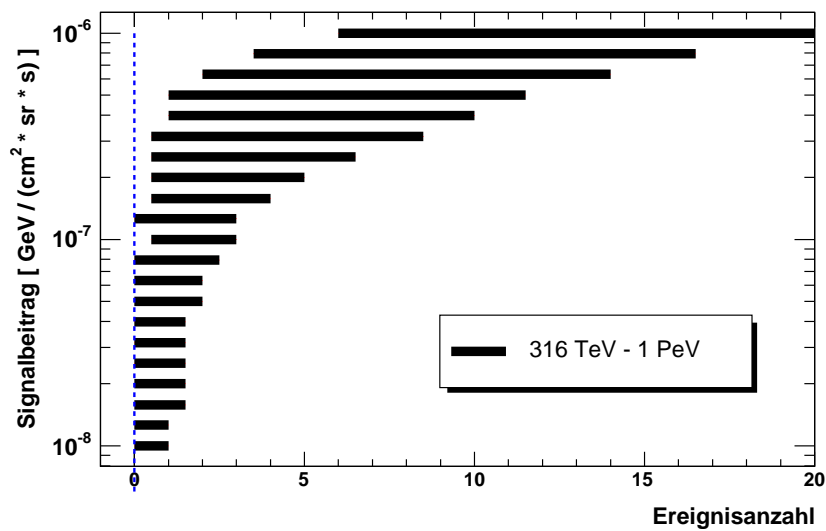


Abbildung 9.16: Konfidenzband des Jahres 2000 im Energiebereich von 316 TeV bis 1 PeV für einen 90%-Konfidenzgrad.

Ein Vergleich der Konfidenzbänder miteinander zeigt das gleiche Verhalten wie bei dem Vergleich zwischen den Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen. Je größer die Energien sind, die zur Bestimmung eines Konfidenzbandes verwendet werden, desto weiter ist das Konfidenzband zu kleinen Ereignisanzahlen hin verschoben. Dieses Verhalten wird in der Überlagerung aller Konfidenzbänder in Abbildung 9.17 deutlich.

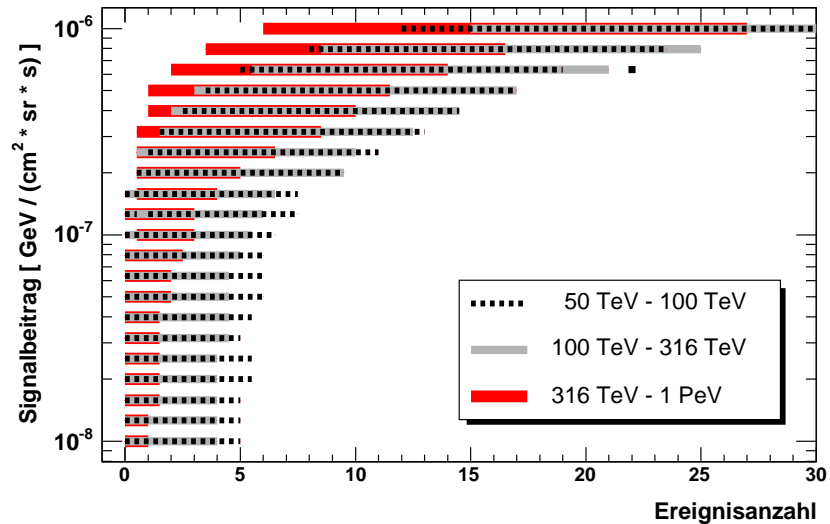


Abbildung 9.17: Konfidenzband des Jahres 2000 für drei verschiedenen Energieschnitte 50 TeV bis 100 TeV (schwarz gepunktet), 100 TeV bis 316 TeV (hellgrau) und 316 TeV bis 1 PeV (rot).

9.3.2 Konfidenzbänder der Jahre 2000 bis 2003

Die Konfidenzbänder der Jahre 2000 bis 2003 sind in den Abbildungen 9.18, 9.19 und 9.20 zu sehen. Wie bereits bei der Analyse des Jahres 2000 zeigt sich eine Verschiebung der für hohe Energien berechneten Bänder zu kleinen Ereignisanzahlen. Eine Überlagerung der Konfidenzbänder der Jahre 2000 bis 2003 ist in Abbildung 9.21 dargestellt. Die Separation der einzelnen Bänder ist hier stärker ausgeprägt als bei denen des Jahres 2000 (Abbildung 9.17). Die Breite einzelner Konfidenzbereiche ist, verglichen mit denen des Jahres 2000, nahezu gleichbleibend. Aufgrund der größeren Statistik sind die Bereiche wie erwartet, zu höheren Ereignisanzahlen verschoben. Dadurch ergibt sich eine Verbesserung der Sensitivität um eine ganze Größenordnung. Die entfaltete Ereignisanzahl der Daten der Jahre 2000 bis 2003 ist als gestrichelte Linie in den Abbildungen 9.18, 9.19 und 9.20 eingezeichnet.

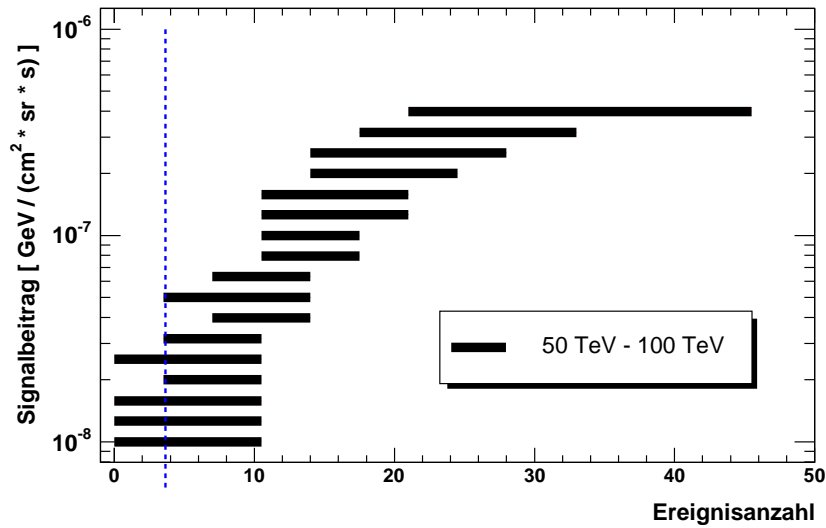


Abbildung 9.18: Konfidenzband der Jahre 2000 bis 2003 im Energiebereich von 50 TeV bis 100 TeV für einen 90%-Konfidenzgrad.

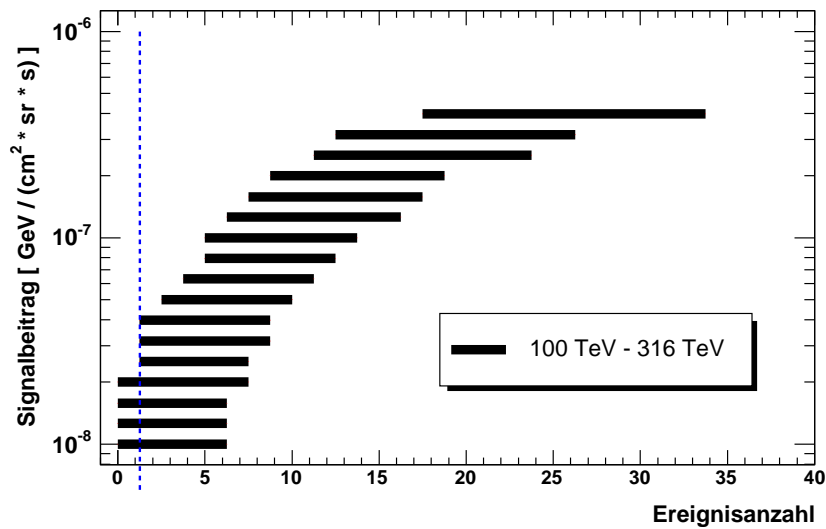


Abbildung 9.19: Konfidenzband der Jahre 2000 bis 2003 im Energiebereich von 100 TeV bis 316 TeV für einen 90%-Konfidenzgrad.

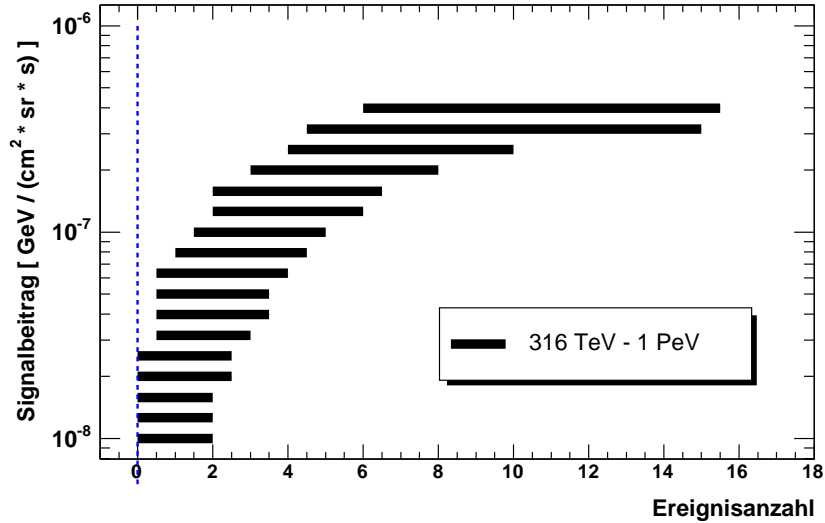


Abbildung 9.20: Konfidenzband der Jahre 2000 bis 2003 im Energiebereich von 316 TeV bis 1 PeV für einen 90%-Konfidenzgrad.

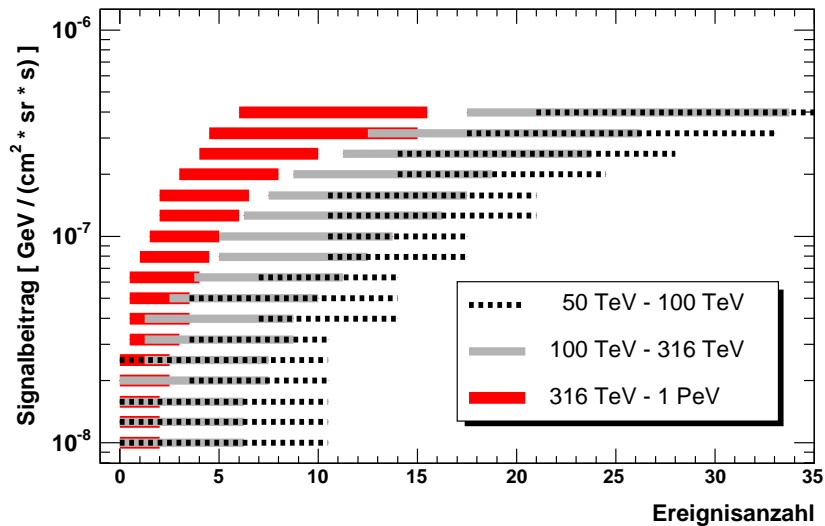


Abbildung 9.21: Konfidenzband für drei verschiedenen Energieschnitte 50 TeV bis 100 TeV (schwarz gepunktet), 100 TeV bis 316 TeV (hellgrau) und 316 TeV bis 1 PeV (rot) berechnet für die Jahre 2000 bis 2003.

9.4 Obere 90%–Konfidenzgrenzen des Jahres 2000

Unter Verwendung des entfalteten Energiespektrums der Daten des Jahres 2000 (Abbildung 6.2) und der individuell bestimmten Konfidenzbänder (Abbildung 9.14, 9.15 und 9.16) können obere 90%–Konfidenzgrenzen zum Ausschluß eines extraterrestrischen Neutrino­flusses bestimmt werden.

Die entfalteten Ereignisanzahlen N pro Energieintervall sind in den Teilausschnitten der Konfidenzbänder (Abbildung 9.22) durch gestrichelte blaue Linien markiert. Das letzte durchkreuzte Liniensegment eines Konfidenzbandes ergibt den oberen Signalanteil μ , der mit dieser Ereignisanzahl ausgeschlossen werden kann. Da systematische Fehler in der Bestimmung eines Konfidenzbandes nicht mitberücksichtigt werden, wird dem oberen Signalanteil ein Fehler von 30% hinzugefügt. Der resultierende Wert ergibt die gesuchte obere 90%–Konfidenzgrenze $(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%}$. In Tabelle 9.5 sind die verwendeten Energieintervalle, die zugehörigen entfalteten Ereignisanzahlen N , die oberen Signalanteile μ und die resultierenden 90%–Grenzen aufgelistet.

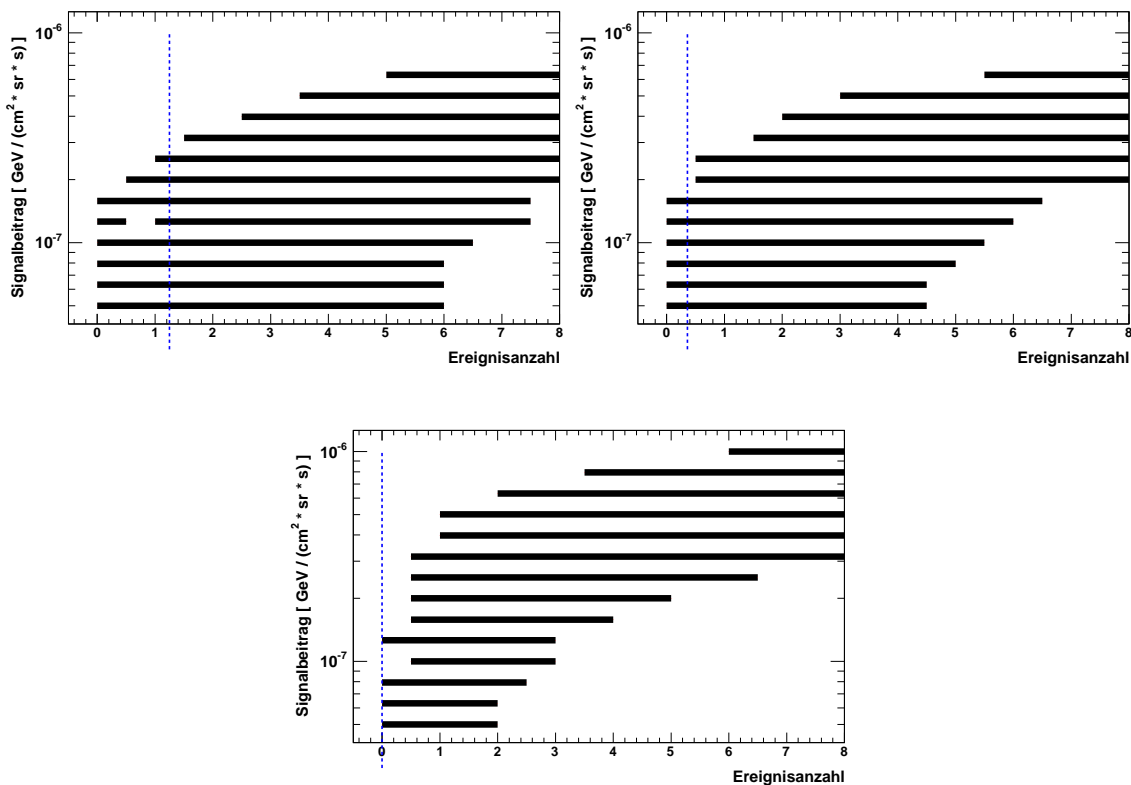


Abbildung 9.22: Teilausschnitt der Konfidenzbänder des Jahres 2000 für die Energiebereiche 50 TeV bis 100 TeV (links oben), 100 TeV bis 316 TeV (rechts oben) und 316 TeV bis 1 PeV (unten). Die gestrichelte blaue Linie markiert die Anzahl der entfalteten Ereignisse im jeweiligen Energiebereich.

Ein Vergleich der oberen Grenzen mit dem entfalteten Spektrum des Jahres 2000 und der über alle Winkel integrierten atmosphärischen Flußvorhersage nach Volkova [Vol80] ist in Abbildung 9.23 dargestellt.

E [TeV]	N	μ $\left[\frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}} \right]$	$(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%}$ $\left[\frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}} \right]$
50 – 100	1.25	$2.51 \cdot 10^{-7}$	$3.3 \cdot 10^{-7}$
100 – 316	0.36	$1.58 \cdot 10^{-7}$	$2.1 \cdot 10^{-7}$
316 – 1000	0.00	$1.26 \cdot 10^{-7}$	$1.6 \cdot 10^{-7}$

Tabelle 9.5: Obere 90%–Konfidenzgrenzen $(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%}$ des Jahres 2000. Die angegebenen Grenzen beinhalten einen systematischen Fehler von 30%.

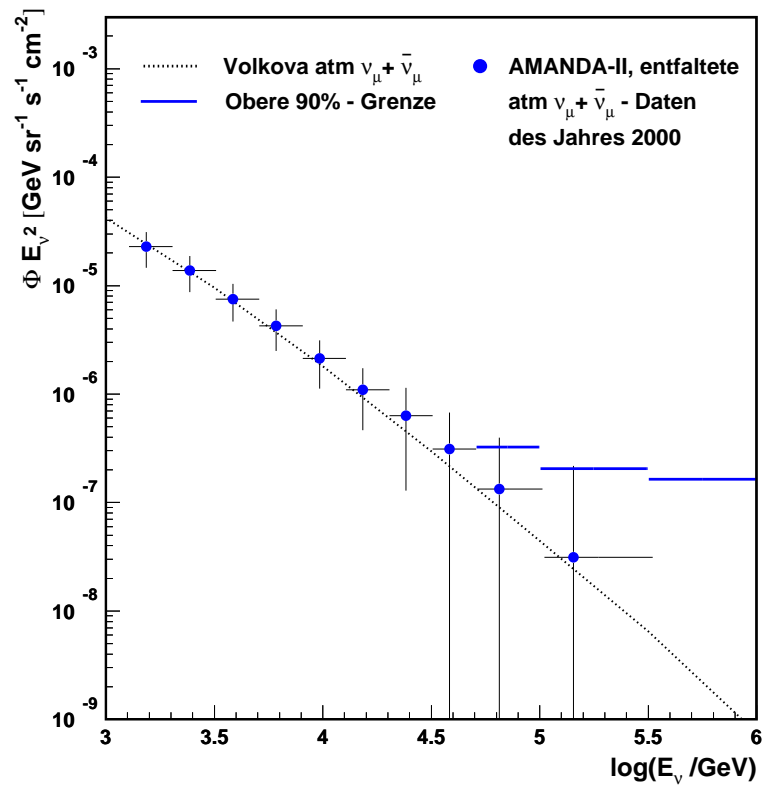


Abbildung 9.23: Obere 90%–Konfidenzgrenzen $(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%}$ des Jahres 2000 (blaue Linien) verglichen mit dem entfalteten Spektrum des Jahres 2000 (blaue Datenpunkte) und dem über alle Winkel integrierten atmosphärischen Spektrum nach Volkova [Vol80] (gestrichelte Linie).

9.5 Obere 90%–Konfidenzgrenzen der Jahre 2000 bis 2003

Zur Bestimmung der oberen 90%–Konfidenzgrenzen wird die Anzahl der entfalten Ereignisse (Abbildung 6.7) für die drei höchsten Energieintervalle in die zugehörigen Konfidenzbändern (Abbildung 9.18 bis 9.20) eingetragen. In Abbildung 9.24 sind Teilausschnitte der Konfidenzbänder zu sehen. Hierbei markieren die blau gestrichelte Linien die Ereignisanzahlen N im jeweiligen Energieintervall. In jedem Konfidenzband wird der Signalanteil μ des obersten durchkreuzten Liniensegmentes abgelesen. Der so bestimmte Signalanteil zuzüglich eines systematischen Fehlers von 30% ergibt die 90%–Konfidenzgrenze $(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%}$ der Jahre 2000 bis 2003. Die verwendeten Energieintervalle, die zugehörigen entfalten Ereignisanzahlen N , die oberen Signalanteile μ und die resultierenden oberen 90%–Grenzen sind in Tabelle 9.6 zu finden. Die Ergebnisse sind zusammen mit dem entfalten Spektrum der Jahre 2000 bis 2003 und der über alle Winkel integrierten atmosphärischen Flußvorhersage nach Volkova [Vol80] in Abbildung 9.25 dargestellt.

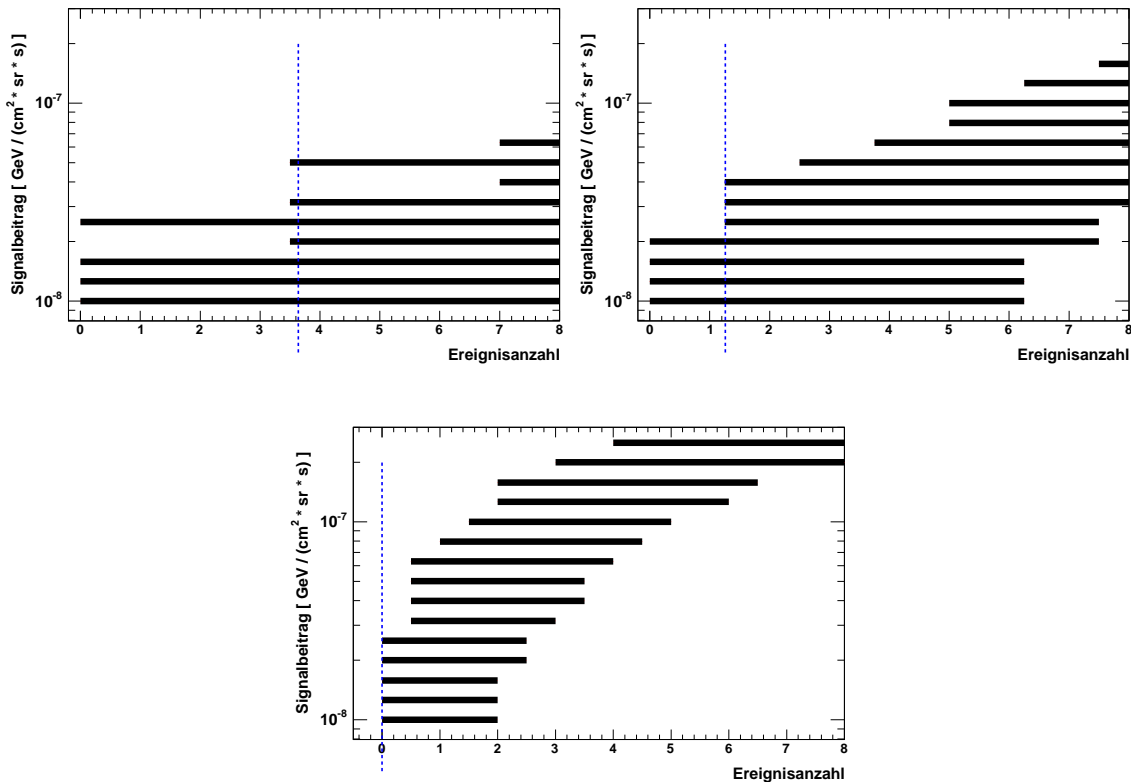


Abbildung 9.24: Teilausschnitt der Konfidenzbänder der Jahre 2000 bis 2003 für die Energiebereiche 50 TeV bis 100 TeV (links oben), 100 TeV bis 316 TeV (rechts oben) und 316 TeV bis 1 PeV (unten). Die gestrichelte blaue Linie markiert die Anzahl der entfalten Ereignisse im jeweiligen Energiebereich.

E [TeV]	N	μ [$\frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}}$]	$(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%}$ [$\frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}}$]
50 – 100	3.64	$5.01 \cdot 10^{-8}$	$6.51 \cdot 10^{-8}$
100 – 316	1.26	$3.98 \cdot 10^{-8}$	$5.17 \cdot 10^{-8}$
316 – 1000	0.00	$2.51 \cdot 10^{-8}$	$3.26 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 9.6: Obere 90%–Konfidenzgrenzen $(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%}$ der Jahre 2000 bis 2003. Die angegebenen Grenzen beinhalten einen systematischen Fehler von 30%.

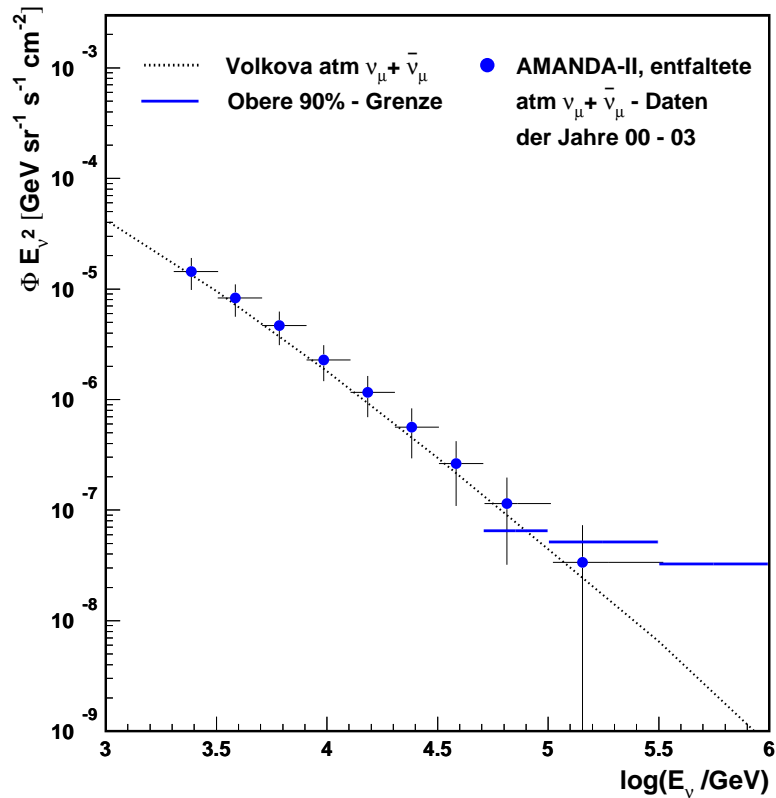


Abbildung 9.25: Obere 90%–Konfidenzgrenzen $(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%}$ der Jahre 2000 bis 2003 (blaue Linien) verglichen mit dem entfalteten Spektrum der Jahre 2000 bis 2003 (blaue Datenpunkte) und dem über alle Winkel integrierten atmosphärischen Spektrum nach Volkova [Vol80] (gestrichelte Linie).

Ergebnisdiskussion

10.1 Vergleich mit AGN-Modellen

In Abbildung 10.1 werden die berechneten oberen 90%-Grenzen mit ausgewählten AGN-Modellen verglichen. Die schattierte Fläche (MPR-bound) zeigt eine Abschätzung der oberen Grenze des AGN-Flusses [MPR01]. Der obere Rand dieser Fläche gibt eine obere Grenze für Quellen an, die optisch dicht bezüglich Photon-Neutron-Wechselwirkungen sind ($\tau_{\gamma n} \gg 1$). Eine Grenze für optisch dünne Quellen ($\tau_{\gamma n} < 1$) ist durch die untere Begrenzung der schattierten Fläche gegeben.

Das Modell 2 (MPR-max) repräsentiert den maximalen Neutrinofluß von Blasaren in photo-hadronischen Wechselwirkungen [MPR01].

Der isotrope Neutrinofluß von FR-II Galaxien wurde in [BBR05] berechnet und ist in Abbildung 10.1 durch das Modell 3 dargestellt. Unter Berücksichtigung von Neutrinooszillationen ist das resultierende Spektrum gleich:

$$E_\nu^2 \frac{dN_\nu}{dE_\nu} = 1.43 \tau_{eff} \cdot 10^{-7} \text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}. \quad (10.1)$$

Hierbei ist τ_{eff} die effektive optische Tiefe von Proton-Gamma-Wechselwirkungen [BBR05]. Das Modell 3 in Abbildung 10.1 zeigt den maximalen Fluß für eine optische Tiefe von $\tau_{eff} = 0.2$.

Die Modelle von [NMB93] und [SS96] gehen von einer Korrelation zwischen der X-ray Emission und der Neutrinoemission von der selben AGN-Quelle aus. Beide Modelle können durch die in dieser Arbeit berechneten oberen 90%-Grenzen stark eingeschränkt werden. Das sehr hoch abgeschätzte Modell von [SS96] wurde daraufhin modifiziert, was zu einem um einen Faktor 10 reduzierten Fluß führte, der in [Ste05] beschrieben ist, siehe Abbildung 10.1 Modell 4. Zusätzlich wurden Oszillationen berücksichtigt, wodurch der Fluß um einen Faktor 2 weiter reduziert wurde.

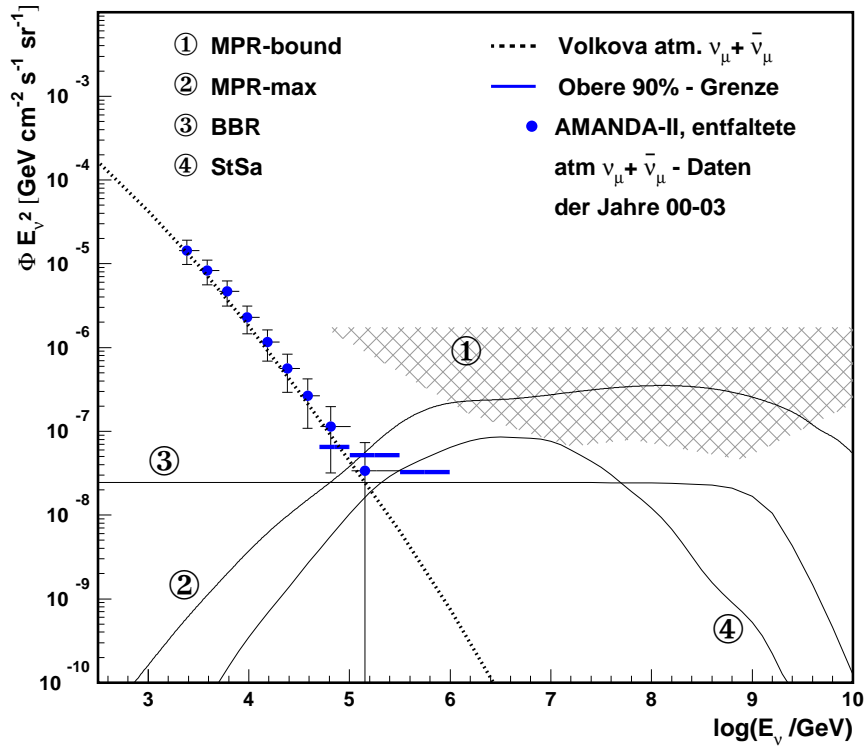


Abbildung 10.1: Vergleich der oberen 90%–Grenzen (blaue Linien) und des entfalteten Spektrums (blaue Datenpunkte) unter Verwendung der Daten der Jahre 2000–2003 mit den über alle Winkel integrierten Flußvorhersagen nach Volkova [Vol80] (gepunktete schwarze Linie) und aktuellen AGN-Modellen. Modell 1 [MPR01] zeigt die obere Grenze von Neutrinos aus optisch dichten Quellen (obere Begrenzung der schattierten Fläche). Der untere Rand der schattierten Fläche repräsentiert die Begrenzung von Neutrinos aus optisch dünnen Quellen. Modell 2 [MPR01] gibt den maximalen Beitrag von Blasaren, die mit EGRET² gemessen wurden, an. Der isotrope Fluß von FR–II Galaxien ist durch Modell 3 [BBR05] dargestellt. Modell 4 zeigt den in [Ste05] postulierten Neutrinofluß.

10.2 Obere 90%–Grenzen für TeV–Blasare

Die berechneten 90%–Grenzen sind Begrenzungen des gesamten isotropen extraterrestrischen Neutrinoﬂusses von verschiedenen Quellklassen. Bezogen auf den Neutrinoﬂuss, der von einer einzelnen Quellklasse erwartet wird, können die ermittelten Grenzen weiter eingeschränkt werden [BGM⁺07]. Im folgenden werden nur die Quellen betrachtet, die sowohl von Gammateleskopen, als auch von Neutrinooteleskopen beobachtet werden können, um den maximal meßbaren Neutrinoﬂuß von dieser Quellklasse zu bestimmen.

In hadronischen Szenarien werden Photonen mit Energien im TeV–Bereich (TeV–Photonen) zusammen mit Neutrinos produziert. Dadurch können Quellen unter Annahme eines hadronischen Szenarios sowohl durch die Messung der emittierten Photonen, als auch durch die Messung der emittierten Neutrinos beobachtet werden. Aufgrund des sehr kleinen Wechselwirkungsquerschnittes von Neutrinos mit Materie propagieren Neutrinos nahezu verlustfrei von der Quelle bis zur Erde. Daher entspricht das Neutrinospektrum am Quellort dem auf der Erde beobachteten Neutrinospektrum, das aufgrund der Rotverschiebung z um einen Faktor $(1+z)$ in der Energie verschoben ist. Der von einer Quelle mit einer Rotverschiebung z_{\max} zu erwartende Neutrinoﬂuß ist:

$$\frac{dN}{dE_\nu}(z_{\max}) = \phi_0 \cdot \int_{z=0}^{z_{\max}} (E_\nu \cdot (1+z))^{-2} \cdot \rho(z) \frac{dV_c}{dz} dz . \quad (10.2)$$

Hierbei ist ϕ_0 der Normalisierungsfaktor, $\rho(z)$ die mitbewegte Dichte und $E_\nu \cdot (1+z)$ die Energie der Neutrinos am Quellort [BGM⁺07]. Für den mit E_ν^2 gewichteten Fluß ergibt sich:

$$E_\nu^2 \frac{dN}{dE_\nu}(z_{\max}) = \phi_0 \cdot \int_{z=0}^{z_{\max}} (1+z)^{-2} \cdot \rho(z) \frac{dV_c}{dz} dz . \quad (10.3)$$

Unter Verwendung des Entwicklungsfaktors:

$$\zeta(z_{\max}) = \int_{z=0}^{z_{\max}} (1+z)^{-2} \cdot \rho(z) \frac{dV_c}{dz} dz \quad (10.4)$$

läßt sich Gleichung 10.3 vereinfachen zu:

$$E_\nu^2 \frac{dN}{dE_\nu}(z_{\max}) = \phi_0 \cdot \zeta(z_{\max}) . \quad (10.5)$$

Verglichen mit Neutrinos ist die Reichweite von TeV–Photonen sehr begrenzt, da sie aufgrund ihrer Wechselwirkung mit den extragalaktischen Hintergrundphotonen absorbiert werden. Deshalb können mit der Detektion von TeV–Photonen, nur nahe Quellen beobachtet werden. Die bisher entfernteste, beobachtete Quelle liegt bei

einer Rotverschiebung von $z = 0.538$ [TPB⁺07]. Das heißt, der zugehörige Neutrinofluß von Quellen, die mit Gammateleskopen beobachtet werden können, ist ebenfalls auf Quellen mit einer maximalen Rotverschiebung von $z_{\max} = 0.5$ begrenzt. Bezogen auf den gemessenen Gesamtneutrinofluß ist der Neutrinofluß von Quellen mit $z_{\max} < 0.5$ um einen Faktor $\eta(z_{\max})$ kleiner als der zu beobachtende Gesamtneutrinofluß. Der Absorptionsfaktor η wird über das Verhältnis des Gesamtneutrinoflusses zum Neutrinofluß von Quellen mit $z < z_{\max}$ bestimmt:

$$\eta(z_{\max}) = \frac{dN/dE_\nu(z = \infty)}{dN/dE_\nu(z_{\max})}. \quad (10.6)$$

Mit Hilfe von Gleichung 10.5 kann Gleichung 10.6 vereinfacht werden zu:

$$\eta(z_{\max}) = \frac{\zeta(z = \infty)}{\zeta(z_{\max})}. \quad (10.7)$$

Unter Verwendung des Absorptionsfaktor läßt sich der Gesamtfluß extraterrestrischer Neutrinos, auf den maximalen Neutrinofluß von Quellen, die mit TeV-Photonen beobachtbar sind, umrechnen:

$$\left. \frac{dN}{dE_\nu} \right|_{\text{TeV}} = \left. \frac{dN}{dE_\nu} \right|_{z_{\max}} = \eta(z_{\max})^{-1} \left. \frac{dN}{dE_\nu} \right|_{z=\infty}. \quad (10.8)$$

Der maximale Neutrinofluß von TeV-Quellen kann mit einer oberen 90%-Grenze des Gesamtflusses, $(\phi \cdot E^2)_{90\%}$ auf

$$E_\nu^2 \cdot \left. \frac{dN}{dE_\nu} \right|_{\text{TeV}} < \frac{(\phi \cdot E^2)_{90\%}}{\eta(z_{\max})}. \quad (10.9)$$

abgeschätzt werden. Die in Kapitel 9 berechnete obere Grenze des Gesamtflusses im Energiebereich von 316 TeV bis 1 PeV ist:

$$(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%} = 3.26 \cdot 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}. \quad (10.10)$$

Unter Verwendung der Absorptionfaktoren $\eta(z_{\max} = 0.5) = 17$ und $\eta(z_{\max} = 1) = 5$ [BGM⁺07] kann der maximale Neutrinofluß von Quellen die gleichzeitig mit TeV-Photonen beobachtet werden können auf

$$E_\nu^2 \cdot \left. \frac{dN}{dE_\nu} \right|_{\text{TeV}} (z_{\max} = 0.5) < 1.9 \cdot 10^{-9} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}. \quad (10.11)$$

beziehungsweise auf

$$E_\nu^2 \cdot \left. \frac{dN}{dE_\nu} \right|_{\text{TeV}} (z_{\max} = 1.0) < 6.5 \cdot 10^{-9} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}. \quad (10.12)$$

begrenzt werden. Der maximale Neutrinofluß für andere Energiebereiche ist in Tabelle 10.1 aufgelistet. In Abbildung 10.2 sind die oberen Grenzen für $z_{\max} = 0.5$ dargestellt. Diese sehr kleinen Flüsse sind selbst mit einem 1 km³ großen Neutrino-teleskop wie IceCube kaum meßbar. Es ist daher sinnvoll isotrope Neutrinoflussmessungen, für optisch dichte Quellen durchzuführen, da für diese Quellen ein wesentlich höherer Fluß erwartet wird.

E [TeV]	$(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%}$ $\left[\frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}} \right]$	$E_\nu^2 \cdot (dN/dE_\nu) \Big _{\text{TeV}}$ $\left[\frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}} \right]$	
		$z_{\text{max}} = 0.5$	$z_{\text{max}} = 1.0$
50 – 100	$6.51 \cdot 10^{-8}$	$3.8 \cdot 10^{-9}$	$1.3 \cdot 10^{-8}$
100 – 316	$5.17 \cdot 10^{-8}$	$3.0 \cdot 10^{-9}$	$1.0 \cdot 10^{-8}$
316 – 1000	$3.26 \cdot 10^{-8}$	$1.9 \cdot 10^{-9}$	$6.5 \cdot 10^{-9}$

Tabelle 10.1: Maximaler Neutrinofluß von Quellen, die gleichzeitig mit TeV-Photonen beobachtet werden können, berechnet für maximale Rotverschiebungen von $z_{\text{max}} = 0.5$ und $z_{\text{max}} = 1.0$.

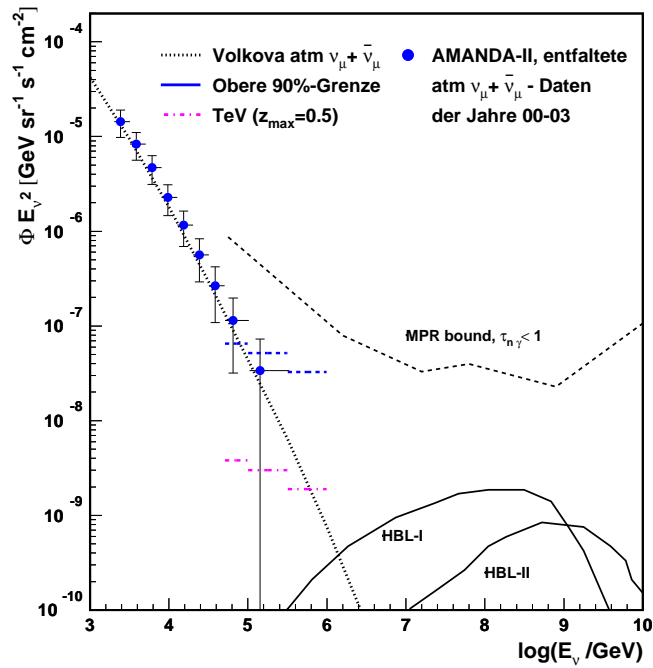


Abbildung 10.2: Vergleich der oberen 90% Grenzen mit den Neutrinoflußmodellen von optisch dünnen Quellen. Die gezeigten Modelle beinhalten Neutrinooszillationen. MPR-bound ist in [MPR01] beschrieben. HBL-I und HBL-II beschreiben den Beitrag von HBL Quellen [MPE⁺03]. $\text{TeV}(z_{\text{max}})$ sind die oberen Grenzen für einen Neutrinofluß von Quellen, die auch mit TeV-Photonen beobachtet werden.

Allgemeine obere Grenze

Bisher wurden die Berechnungen der oberen Grenzen hinsichtlich eines Signalspektrums proportional zu $\phi_s \propto E^{-2}$ durchgeführt (Kapitel 9). Da viele Flußmodelle extraterrestrischer Neutrinos ein Spektrum postulieren, das nicht proportional zu E^{-2} ist, ist eine Interpretation der bisher berechneten oberen Grenzen bezüglich dieser Modelle nicht immer eindeutig. Die Berechnung der oberen Grenzen mit dem hier beschriebenen Verfahren (Kapitel 9) ist immer mit der Produktion einer sehr großen Anzahl Monte-Carlo-Simulationen verbunden und daher zu zeitaufwendig, um sie für eine Vielzahl von Modellen durchzuführen.

Bei der analytischen Berechnung von Ereignisanzahlen werden im Allgemeinen die Art und Lage des Detektors, die zugrundeliegenden Flußmodelle, sowie die Propagation der Teilchen zum Detektor berücksichtigt. Es werden jedoch keine genauen Informationen bezüglich der angewendeten Analyseverfahren zur Messung der Ereignisanzahlen einbezogen. Daher ist der Vergleich einer theoretisch bestimmten Ereignisanzahl mit der gemessenen Ereignisanzahl ungenau. Dies gilt insbesondere bei Methoden wie der regularisierten Entfaltung in der die entfalteten Intervallinhalte miteinander korreliert sind. Bei bekannter Korrelation der entfalteten Energieintervalle ist es möglich, die Ereignisanzahlen, die mit der in Kapitel 4 beschriebenen Analyseverfahren bestimmt werden, für beliebige Flußmodelle zu berechnen. Die berechneten theoretischen Ereignisanzahlen können dadurch direkt mit den entfalteten Werten verglichen werden. Hierzu wird die Wahrscheinlichkeit, Ereignisse in einem bestimmten Energieintervall (im folgenden als Bin bezeichnet) zu messen, in Abhängigkeit vom wahren Neutrinofluß berechnet.

11.1 Wahrscheinlichkeit pro Energieintervall

Aufgrund der Korrelation entfalteter Intervallinhalte können simulierte Ereignisse, die zum Energieintervall i gehören, in ein benachbartes Intervall j entfaltet werden. Dadurch wird die Anzahl an Ereignissen in einem spezifischen Bin durch die benachbarten Bins direkt beeinflusst. Bei bekannter Binkorrelation kann die Wahrscheinlichkeit entfaltete Ereignisse in einem bestimmten Bin b zu messen in Abhängigkeit vom wahren Neutrinofluß berechnet werden. Die Integration über diese Wahrschein-

lichkeit liefert die maximal zu messende Ereignisanzahl im Bin b . Dadurch kann für beliebige Modelle die Ereignisanzahl direkt berechnet und mit der tatsächlich gemessenen Ereignisanzahl verglichen werden. Die Korrelation benachbarter Intervalle kann durch die Entfaltung eines einzelnen gefüllten Energieintervalls bestimmt werden. Dazu wird ein Spektrum ($dN/dE_\nu = 10^{-6} \cdot E_\nu^{-2}$) für die Jahre 2000 bis 2003 simuliert und in mehrere Energiebereiche unterteilt (Abbildung 11.1). Jeder Energiebereich wird separat entfaltet, um die Korrelationen in Abhängigkeit der Energie zu bestimmen. In Abbildung 11.2 ist eine Skizze zur Entfaltung eines einzelnen Energieintervalls dargestellt. Es wird erwartet, daß das entfaltete Spektrum eines einzelnen Bins um den simulierten Energiebereich verteilt ist.

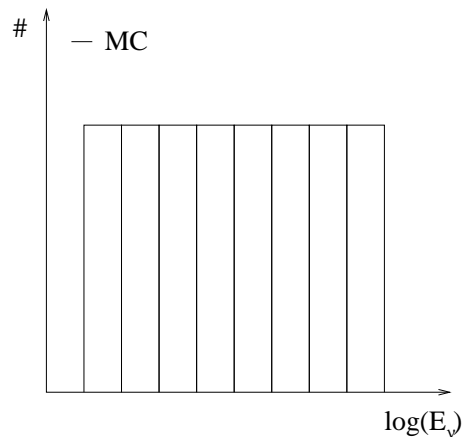


Abbildung 11.1: Skizze zur Intervalleinteilung des Spektrums $\phi_s \propto E_\nu^{-2}$.

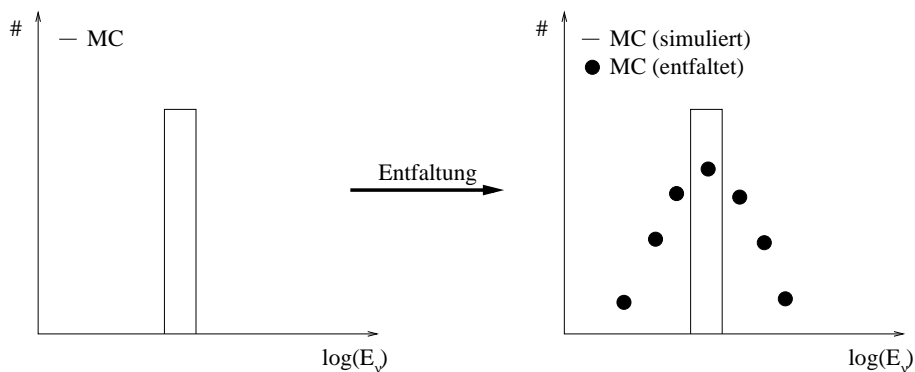


Abbildung 11.2: Skizze zur Entfaltung eines einzelnen Bins. Die entfalteten Ereignisse (Punkte) sind um die simulierten Ereignisse (Histogramm) verteilt.

Die entfalteten Spektren von neun Energieintervallen werden in den Abbildungen 11.3 bis 11.7 gezeigt. Wie erwartet sind die entfalteten Ereignissanzahlen (Punkte) um den simulierten Beitrag (Histogramm) normalverteilt. Die dargestellten Fehler

setzen sich aus den statistischen und einem systematischen Fehler, der auf 30% des Meßwertes abgeschätzt wird, zusammen.

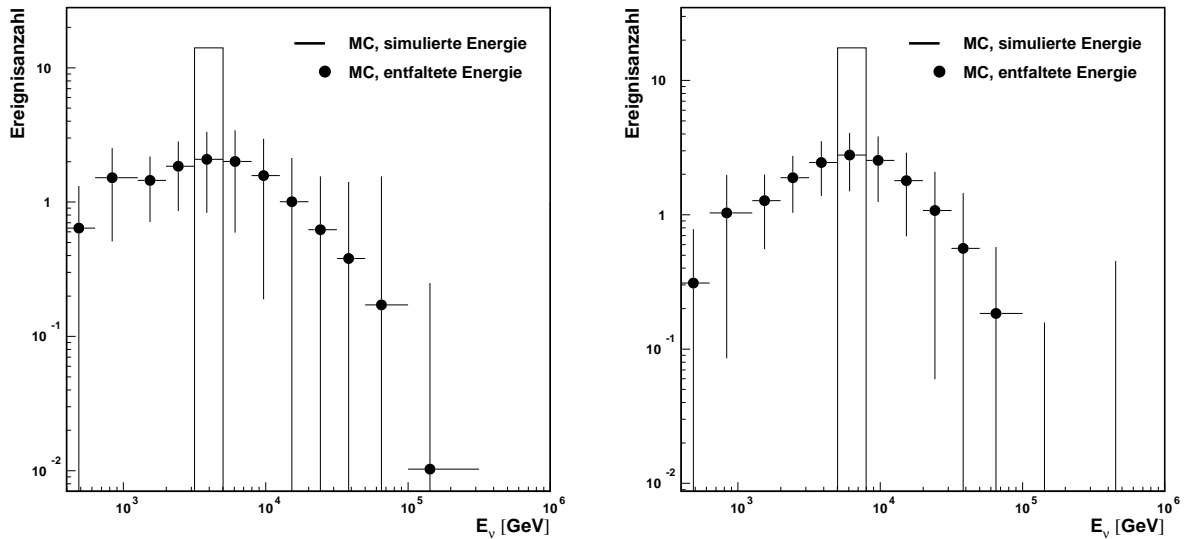


Abbildung 11.3: Einzelnes simuliertes Energieintervall mit zugehörigem entfalteten Spektrum. Links: Bin 5, Rechts: Bin 6

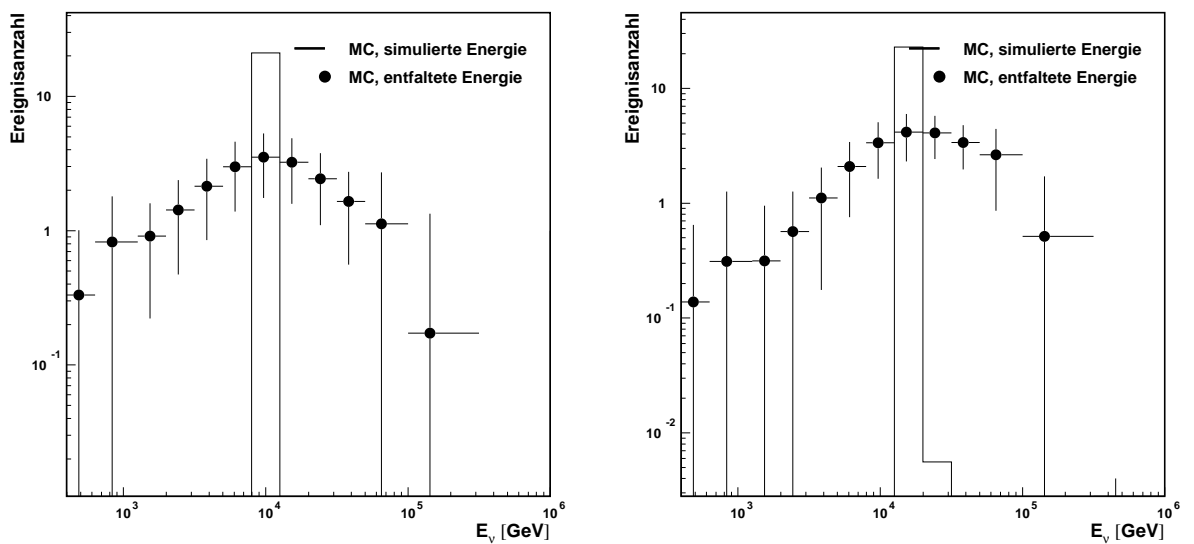


Abbildung 11.4: Einzelnes simuliertes Energieintervall mit zugehörigem entfalteten Spektrum. Links: Bin 7, Rechts: Bin 8

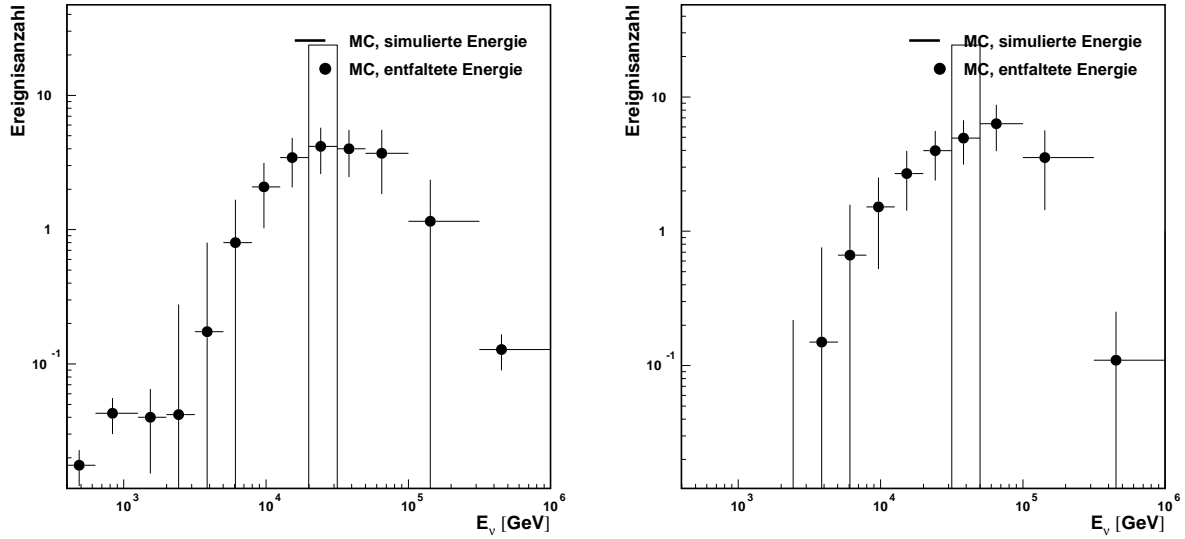


Abbildung 11.5: *Einzelnes simuliertes Energieintervall mit zugehörigem entfaltetem Spektrum. Links: Bin 9, Rechts: Bin 10*

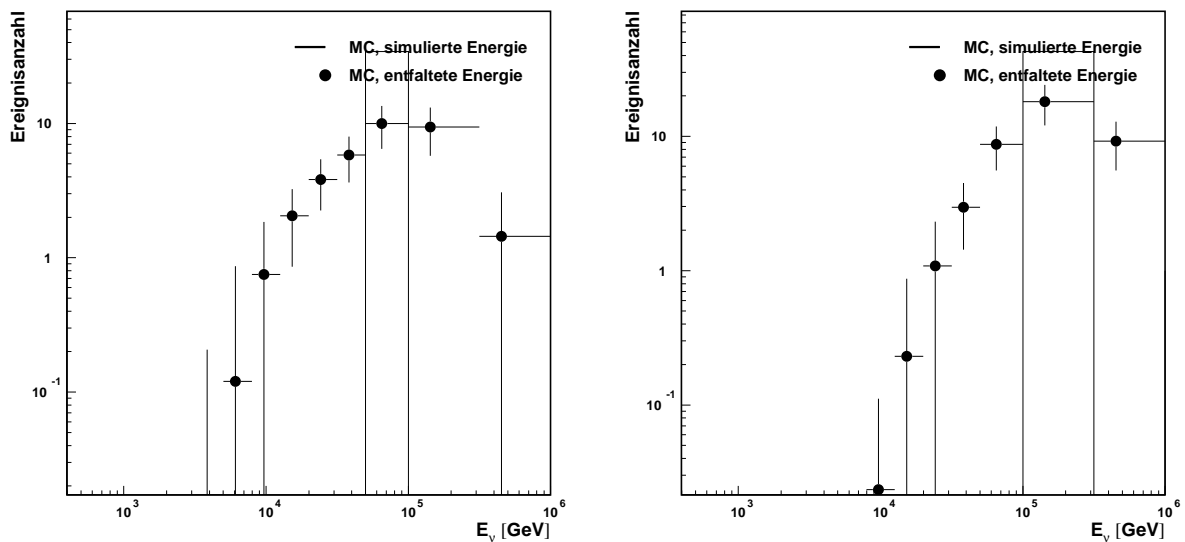


Abbildung 11.6: *Einzelnes simuliertes Energieintervall mit zugehörigem entfaltetem Spektrum. Links: Bin 11, Rechts: Bin 12*

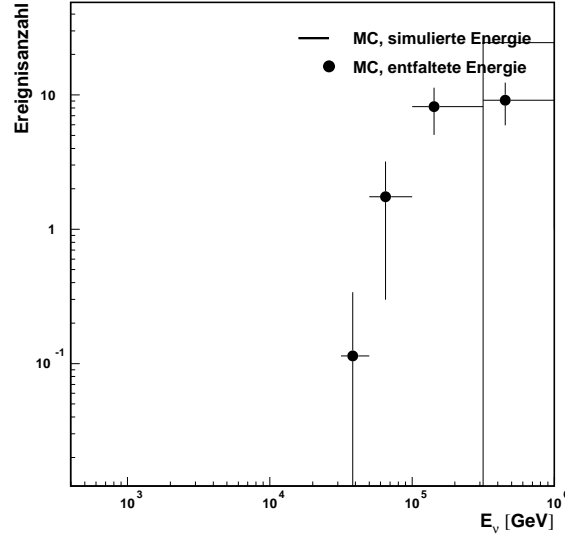


Abbildung 11.7: *Einzelnes simuliertes Energieintervall mit zugehörigem entfalteten Spektrum (Bin 13)*

Für jedes Bin kann die Wahrscheinlichkeit, ein simuliertes Ereignis aus Bin j in Bin i zu entfalten, berechnet werden. Dazu werden die entfalteten Spektren aus den Abbildungen 11.3 bis 11.7 verwendet. Sei bin_{simu} die Binnummer, in der sich die simulierten Daten befinden (bin_{simu} : Bin 5 bis Bin 13) und $\text{mc}(\text{bin}_{\text{simu}})$ die Anzahl an generierten Monte-Carlo-Ereignissen im Bin mit der Binnummer bin_{simu} . Die Binnummern des entfalteten Spektrums werden im folgenden mit bin_{unfo} bezeichnet. Die zugehörigen entfalteten Ereignisanzahlen im Bin mit der Binnummer bin_{unfo} werden $\text{unfo}(\text{bin}_{\text{unfo}})$ genannt. Die Wahrscheinlichkeit $P(\text{bin}_{\text{unfo}}|\text{bin}_{\text{simu}})$ im Bin bin_{unfo} Ereignisse zu messen, die aus dem wahren Bin bin_{simu} stammen, ist:

$$P(\text{bin}_{\text{unfo}}|\text{bin}_{\text{simu}}) = \frac{\text{unfo}(\text{bin}_{\text{unfo}})}{\text{mc}(\text{bin}_{\text{simu}})} \cdot \frac{\text{Binbreite}(\text{bin}_{\text{simu}})}{\text{Binbreite}(\text{bin}_{\text{unfo}})}. \quad (11.1)$$

In den Abbildungen 11.8 bis 11.12 sind die berechneten Wahrscheinlichkeiten für die entfalteten Bins 5 bis 11 zu sehen. Zum Beispiel liegt die Wahrscheinlichkeit, Ereignisse im Bin 13 zu messen, die auch in Bin 13 simuliert wurden bei circa 38%. Ereignisse, die im Bin 12 simuliert wurden, werden mit einer Wahrscheinlichkeit von 25% im Bin 13 gemessen, und Ereignisse aus Bin 11 werden mit einer Wahrscheinlichkeit von circa 0.05% in Bin 13 gemessen (Abbildung 11.12): Die histogrammierten Wahrscheinlichkeiten werden mit einer Gaußfunktion (Gleichung 11.2) angepaßt.

$$F(\log(E_\nu/\text{MeV})) = A \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\log(E_\nu/\text{MeV}) - x_0}{\sigma} \right)^2} \quad (11.2)$$

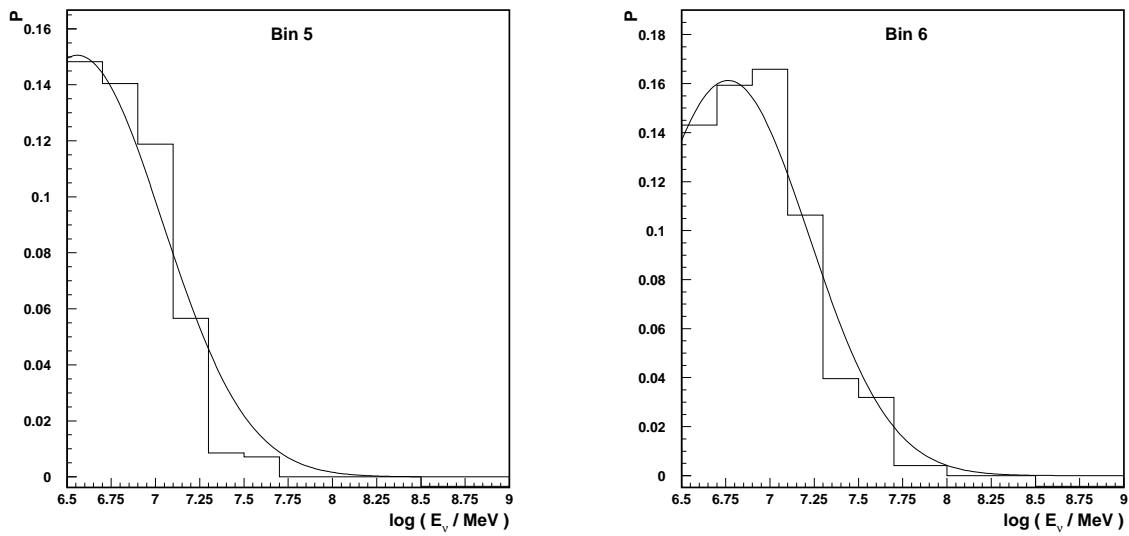


Abbildung 11.8: Die Wahrscheinlichkeit, Ereignisse mit der Energie E_ν im Bin 5 (links) beziehungsweise Bin 6 (rechts) zu messen.

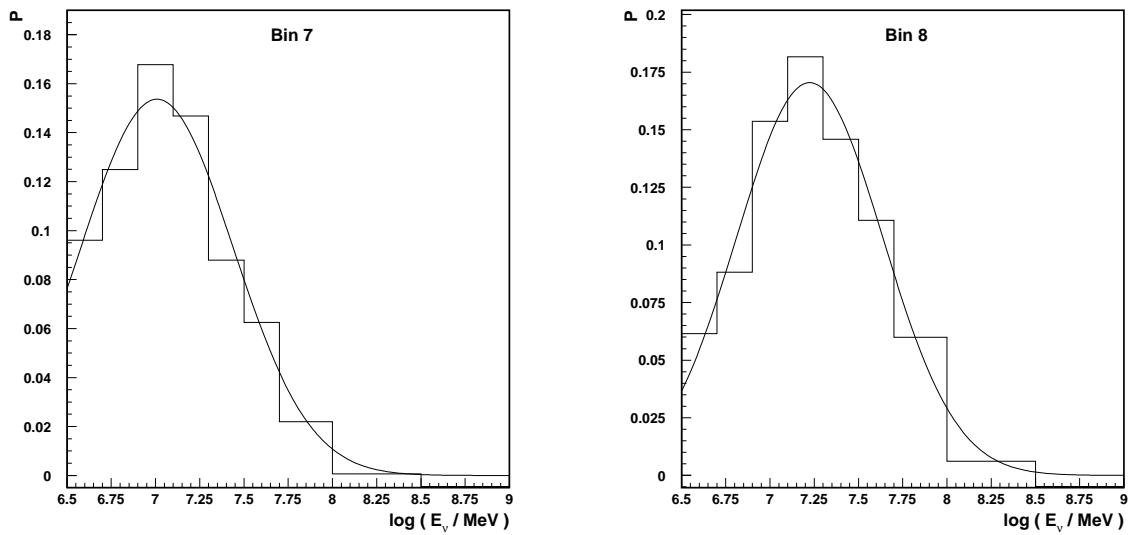


Abbildung 11.9: Die Wahrscheinlichkeit, Ereignisse mit der Energie E_ν im Bin 7 (links) beziehungsweise Bin 8 (rechts) zu messen.

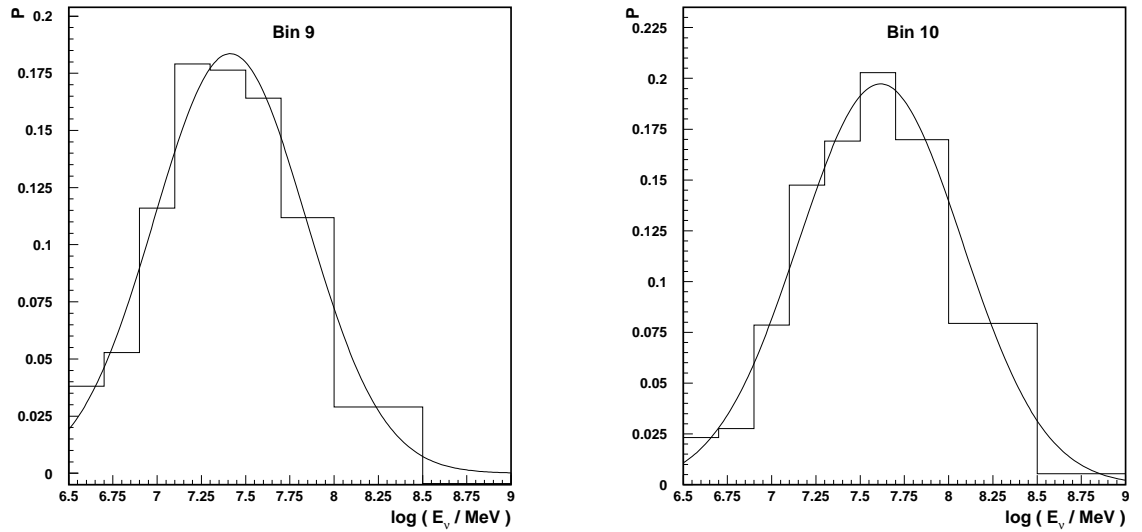


Abbildung 11.10: Die Wahrscheinlichkeit, Ereignisse mit der Energie E_ν im Bin 9 (links) beziehungsweise Bin 10 (rechts) zu messen.

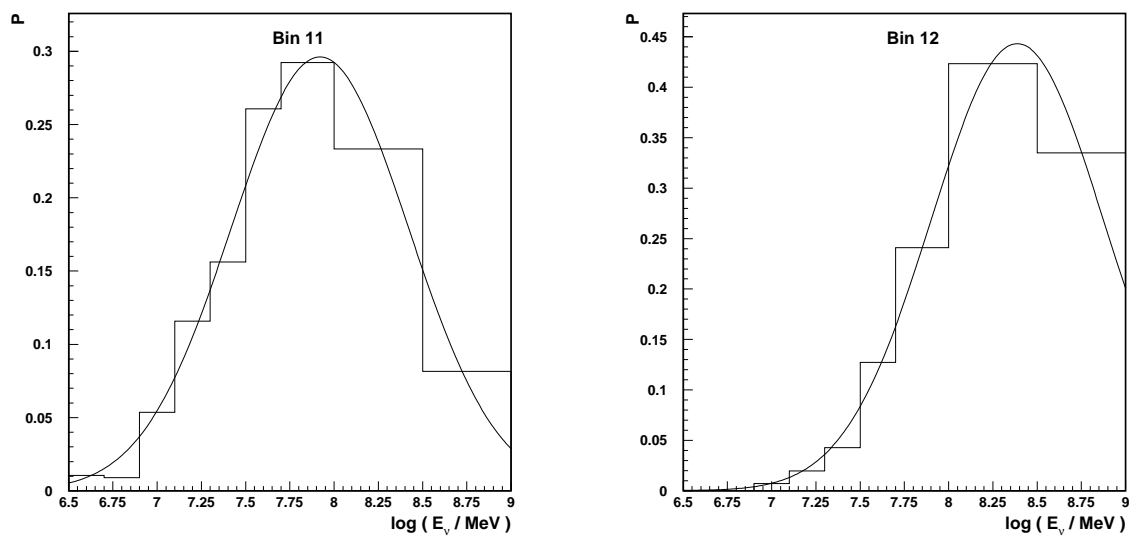


Abbildung 11.11: Die Wahrscheinlichkeit, Ereignisse mit der Energie E_ν im Bin 11 (links) beziehungsweise Bin 12 (rechts) zu messen.

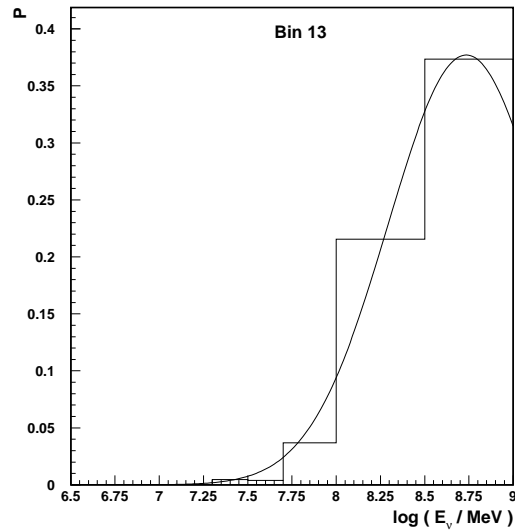


Abbildung 11.12: Die Wahrscheinlichkeit, Ereignisse mit der Energie E_ν im Bin 13 zu messen.

In Tabelle 11.1 sind die Ergebnisse A , x_0 und σ der Gaußanpassung zusammen mit den zugehörigen Energiebereichen und der Intervallnummer aufgelistet.

$\log(E_\nu/\text{MeV})$	E_ν [TeV]	bin_{unfo}	A	x_0	σ
6.5 – 6.7	3.2 – 5.0	5	0.15	6.56	0.48
6.7 – 6.9	5.0 – 7.9	6	0.16	6.76	0.46
6.9 – 7.1	7.9 – 12.6	7	0.15	7.01	0.43
7.1 – 7.3	12.6 – 20.0	8	0.17	7.22	0.41
7.3 – 7.5	20.0 – 31.6	9	0.18	7.41	0.43
7.5 – 7.7	31.6 – 50.1	10	0.20	7.61	0.46
7.7 – 8.0	50.1 – 100.0	11	0.30	7.92	0.50
8.0 – 8.5	100.0 – 316.2	12	0.44	8.39	0.49
8.5 – 9.0	316.2 – 1000.0	13	0.38	8.73	0.44

Tabelle 11.1: Ergebnisse der Anpassung mit einer Gaußfunktion.

Da die Wahrscheinlichkeiten für die Entfaltung des Flusses $\phi(E_\nu) = 10^{-6} \cdot E_\nu^{-2}$ bestimmt wurde ergibt die Integration über die Wahrscheinlichkeit F die Ereignisanzahl, die bei der Entfaltung des Flusses $\phi(E_\nu) = 10^{-6} \cdot E_\nu^{-2}$ im Bin bin_{unfo} erwartet wird:

$$N(\text{bin}_{\text{unfo}}) = \int_{E_{\nu,\min}}^{E_{\nu,\max}} F(\text{bin}_{\text{unfo}}, E_\nu) dE_\nu . \quad (11.3)$$

Um die Ereignisanzahl für ein beliebiges Spektrum $\phi(E_\nu)$ zu berechnen, wird in Gleichung 11.3 der verwendete Fluß $\phi(E_\nu) = 10^{-6} \cdot E_\nu^{-2}$ als Normierung hinzugefügt:

$$N(\text{bin}_{\text{unfo}}) = \int_{E_{\nu,\min}}^{E_{\nu,\max}} F(\text{bin}_{\text{unfo}}, E_\nu) \cdot \frac{\phi(E_\nu)}{1 \cdot 10^{-6} \cdot E_\nu^{-2}} dE_\nu . \quad (11.4)$$

Mit Gleichung 11.4 können die Ereignisanzahlen, die mit der in Kapitel 4 beschriebenen Analyseverfahren bestimmt werden, für beliebige Flußmodelle berechnen werden, wodurch ein direkter Vergleich mit den entfalteten Werten ermöglicht wird.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden für die AMANDA-Datensätze des Jahres 2000 und der Jahre 2000 bis 2003 Neutrinoenergiespektren im Energiebereich von 2 TeV bis 316 TeV gemessen, woraus die atmosphärischen Neutrinoflußspektren bestimmt werden können. Da die Neutrinoflußspektren keinen Hinweis auf extraterrestrische Neutrinos zeigen, werden obere 90%-Grenzen an den extraterrestrischen Neutrinofluß berechnet.

Zur Bestimmung der Flußspektren wird eine sehr gute Energiemessung benötigt. Aus den gemessenen Observablen wird mit Hilfe eines Neuronales Netzes und einer anschließenden regularisierten Entfaltung die Energie bestimmt. Für die Daten der Jahre 2000 bis 2003 wird das Neuronales Netz auf einem erweiterten Energiebereich trainiert. Im Vergleich zum Neuronales Netz des Jahres 2000 kann die Energieauflösung deutlich verbessert und der dynamische Energiebereich verzehnfacht werden.

Die genaue Form des atmosphärischen Neutrinoflußspektrums bei hohen Energien hängt direkt vom Fluß der prompten atmosphärischen Neutrinos ab, die ab einer Energie von circa 100 TeV das Flußspektrum dominieren. Durch den Vergleich des gemessenen atmosphärischen Neutrinoflußspektrums mit den derzeit diskutierten Modellen prompter atmosphärischer Neutrinos können die beiden Modelle QGSM_opt und RQPM_opt von Costa ausgeschlossen werden, da diese deutlich oberhalb des gemessenen Spektrum liegen.

Zur Bestimmung der oberen 90%-Grenzen werden in der vorliegenden Arbeit neue Methoden entwickelt. Zum ersten Mal wird der Ansatz von Feldman & Cousins auf einen Entfaltungsfomalismus angewendet. Die oberen Grenzen werden für verschiedene Energiebereiche bestimmt. Der Vergleich mit den oberen 90%-Grenzen einer unabhängigen, auf dem klassischen Ansatz basierenden Methode zeigt die Konsistenz der Ergebnisse. Die mit der neuen Methode bestimmten oberen Grenzen sind derzeit die weltweit stärkste Begrenzung des extraterrestrischen Neutrinoflußbeitrags. Die ermittelten Werte für die einzelnen Energiebereiche sind zusammenfassend für beide Methoden in Tabelle 12.1 aufgelistet und werden in Abbildung 12.1 mit der oberen Grenze aus [Ht07] verglichen.

E [TeV]	$(\phi \cdot E_\nu^2)_{extra}$ $\left[\frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}} \right]$	$(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%}$ $\left[\frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}} \right]$
50 – 100	$8.64 \cdot 10^{-8}$	$6.51 \cdot 10^{-8}$
100 – 316	$4.53 \cdot 10^{-8}$	$5.17 \cdot 10^{-8}$
316 – 1000	--	$3.26 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 12.1: Obere 90%–Konfidenzgrenzen der Jahre 2000 bis 2003. Die oberen Grenzen $(\phi \cdot E_\nu^2)_{extra}$ wurden mit einer Methode basierend auf den klassischen Ansatz ermittelt und $(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%}$ gibt die mit der neuen Methode berechneten oberen Grenzen an.

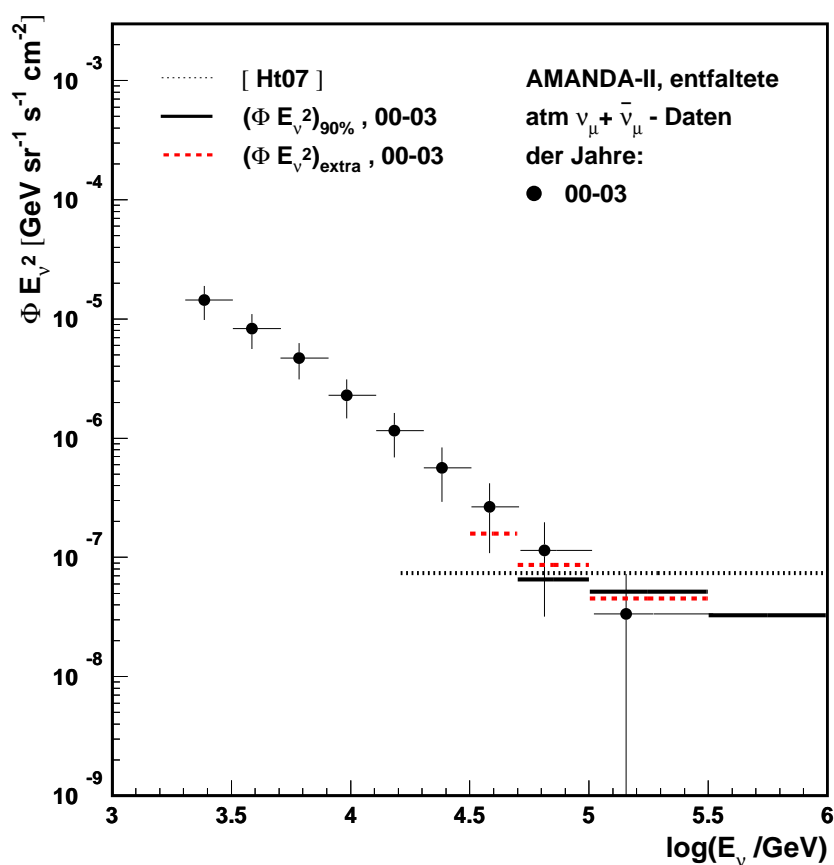


Abbildung 12.1: Vergleich der oberen 90%–Konfidenzgrenzen der Jahre 2000 bis 2003 mit der in [Ht07] bestimmten oberen 90%–Konfidenzgrenze.

Das entfaltete Neutrinoflußspektrum reicht in einen Energiebereich, in dem der Verlauf des atmosphärischen Spektrum eine wichtige Rolle spielt. Aufgrund der Unsicherheiten in den atmosphärischen Flußvorhersagen, wird es daher schwer die in dieser Analyse ermittelte obere 90%–Grenze an den extraterrestrischen Neutrinofluß zu verbessern, wodurch diese Ergebnisse wahrscheinlich lange als die besten bestehen bleiben werden.

Durch die hier ermittelten oberen Grenzen werden die Neutrinoflußmodelle von [NMB93] und [SS96] stark eingeschränkt.

Die in dieser Arbeit beschriebenen Analysemethoden werden auf zwei Datensätze separat angewendet. Dadurch können sich die Ergebnisse der Datensätze gegenseitig verifizieren.

Aus den beobachteten Energiekorrelationen benachbarter Energieintervalle wird eine Gleichung hergeleitet, die beliebigen Flußmodellen ermöglicht ihre Vorhersage mit dem in dieser Analyse gemessenen Neutrinoflußspektrum zu vergleichen.

Anhang A

Basis-Spline-Funktionen

$$S(x) = \sum_j a_j B_{j,k}(x) \tag{A.1}$$

$$B_{j,1}(x) = \begin{cases} 1 & t_j \leq x < t_{j+1} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{A.2}$$

$$B_{j,k}(x) = \frac{x - t_j}{t_{j+k-1} - t_j} B_{j,k-1}(x) + \frac{t_{j+k} - x}{t_{j+k} - t_{j+1}} B_{j+1,k-1}(x) \tag{A.3}$$

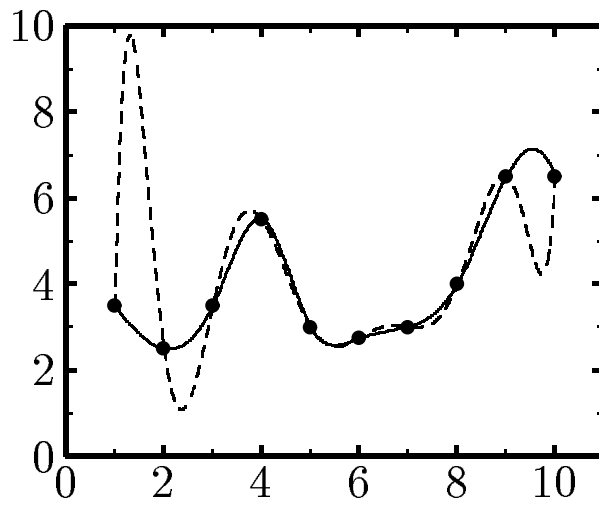


Abbildung A.1: Interpolation zwischen 10 vorgegebenen Punkten (y_i, x_i) durch eine kubische Spline-Funktion (durchgezogene Kurve) und durch ein Polynom neunten Grades (gestrichelte Kurve) [BL98].

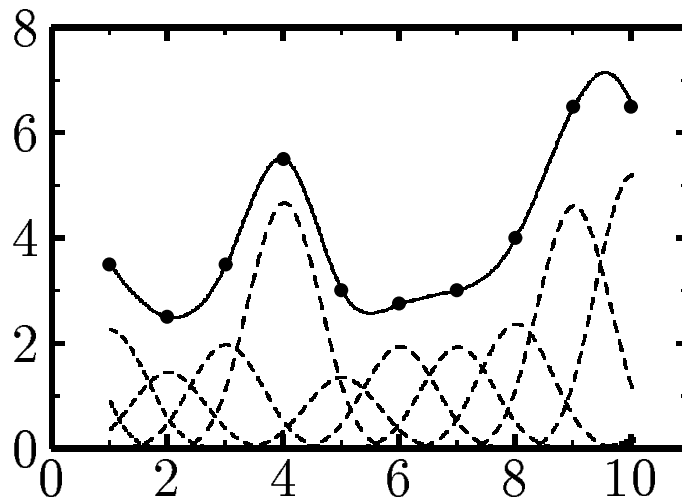


Abbildung A.2: Die interpolierende Spline-Funktion der vorhergehenden Abbildungen und ihre Zerlegung in individuelle B-Splines [BL98].

Anhang B

Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen

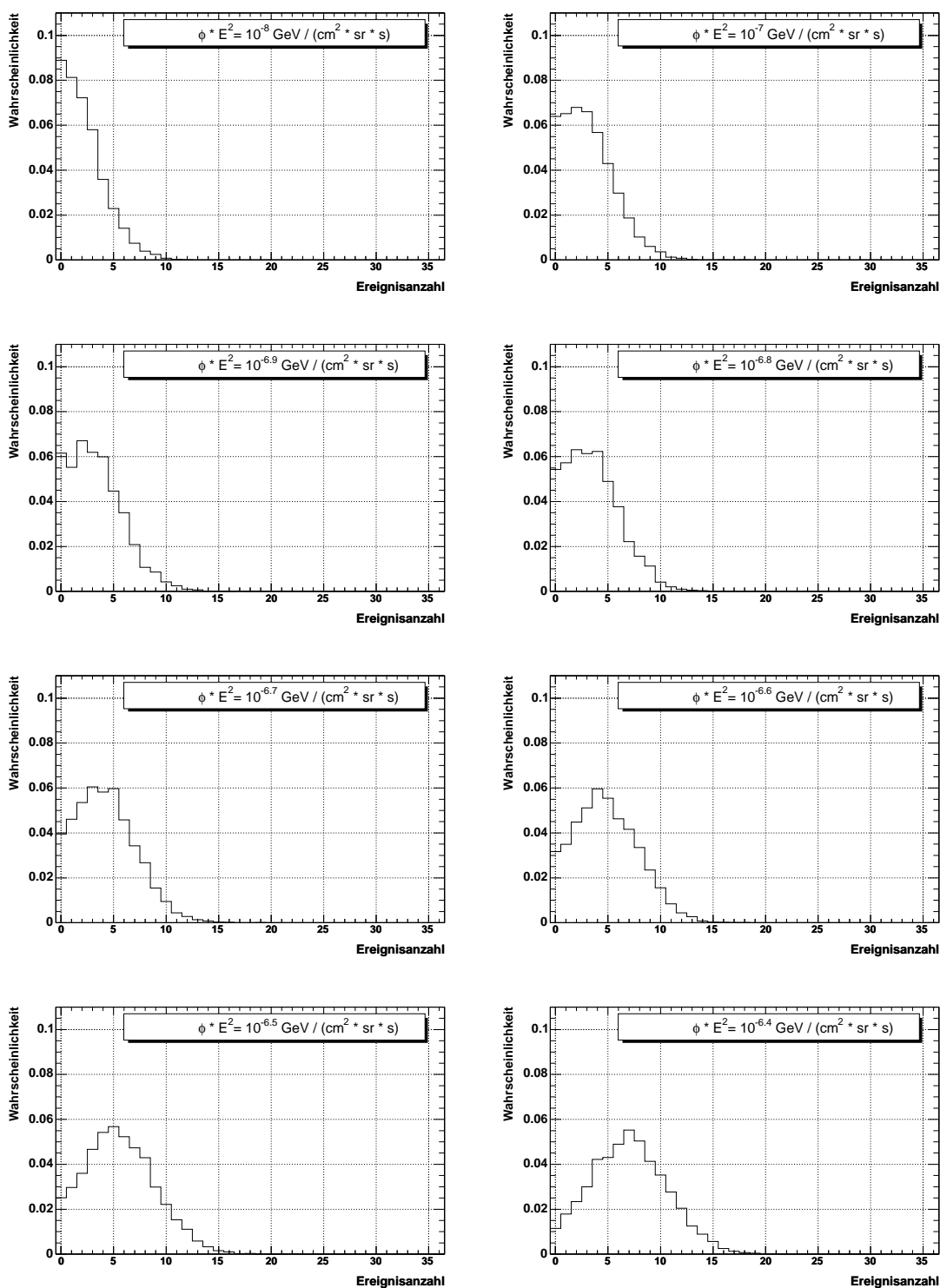


Abbildung B.1: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für acht verschiedene Signalbeiträge berechnet für das Jahr 2000 im Neutrinoenergiebereich zwischen 50 TeV und 100 TeV.

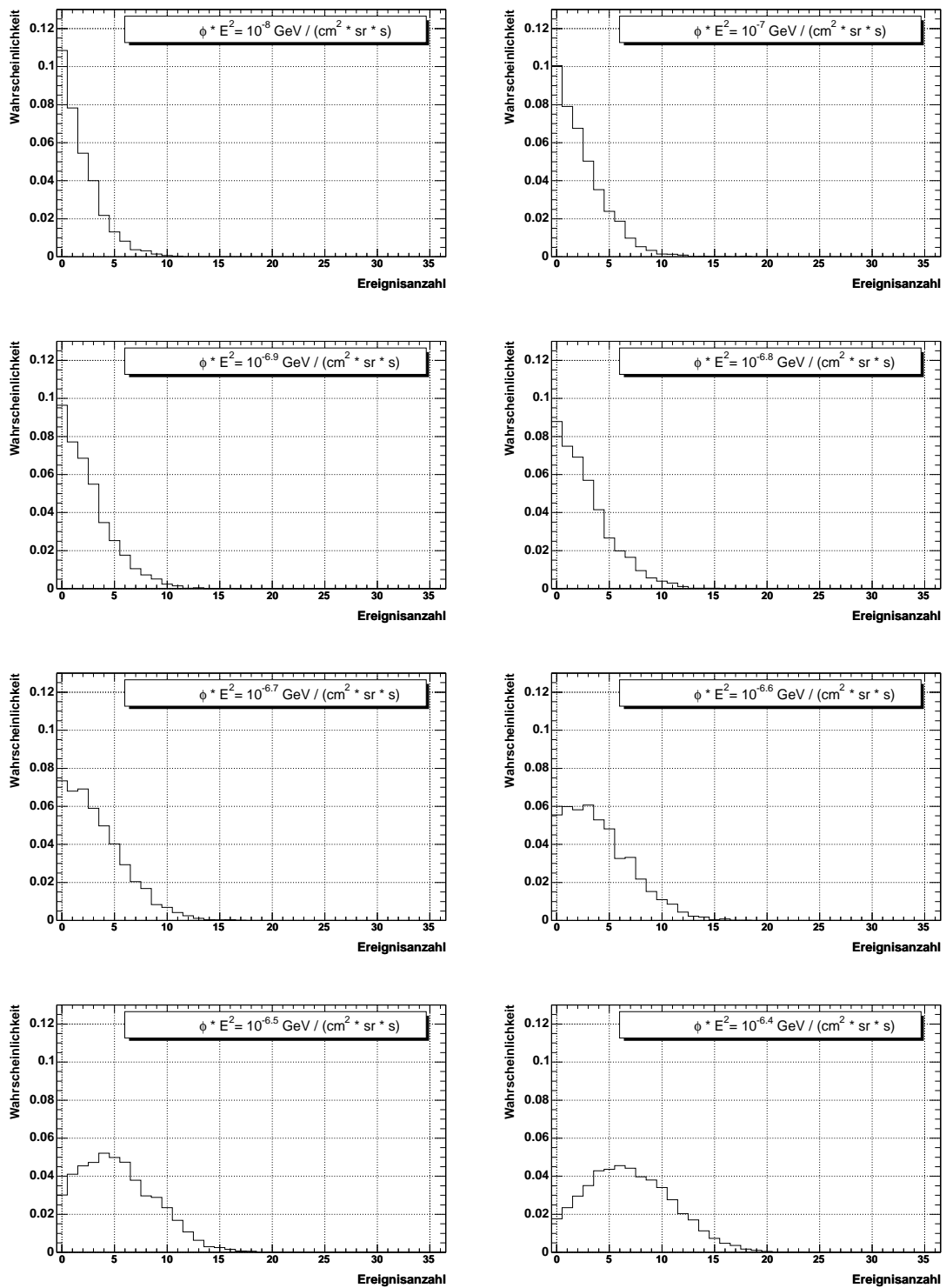


Abbildung B.2: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für acht verschiedene Signalbeiträge berechnet für das Jahr 2000 im Neutrinoenergiebereich zwischen 100 TeV und 316 TeV.

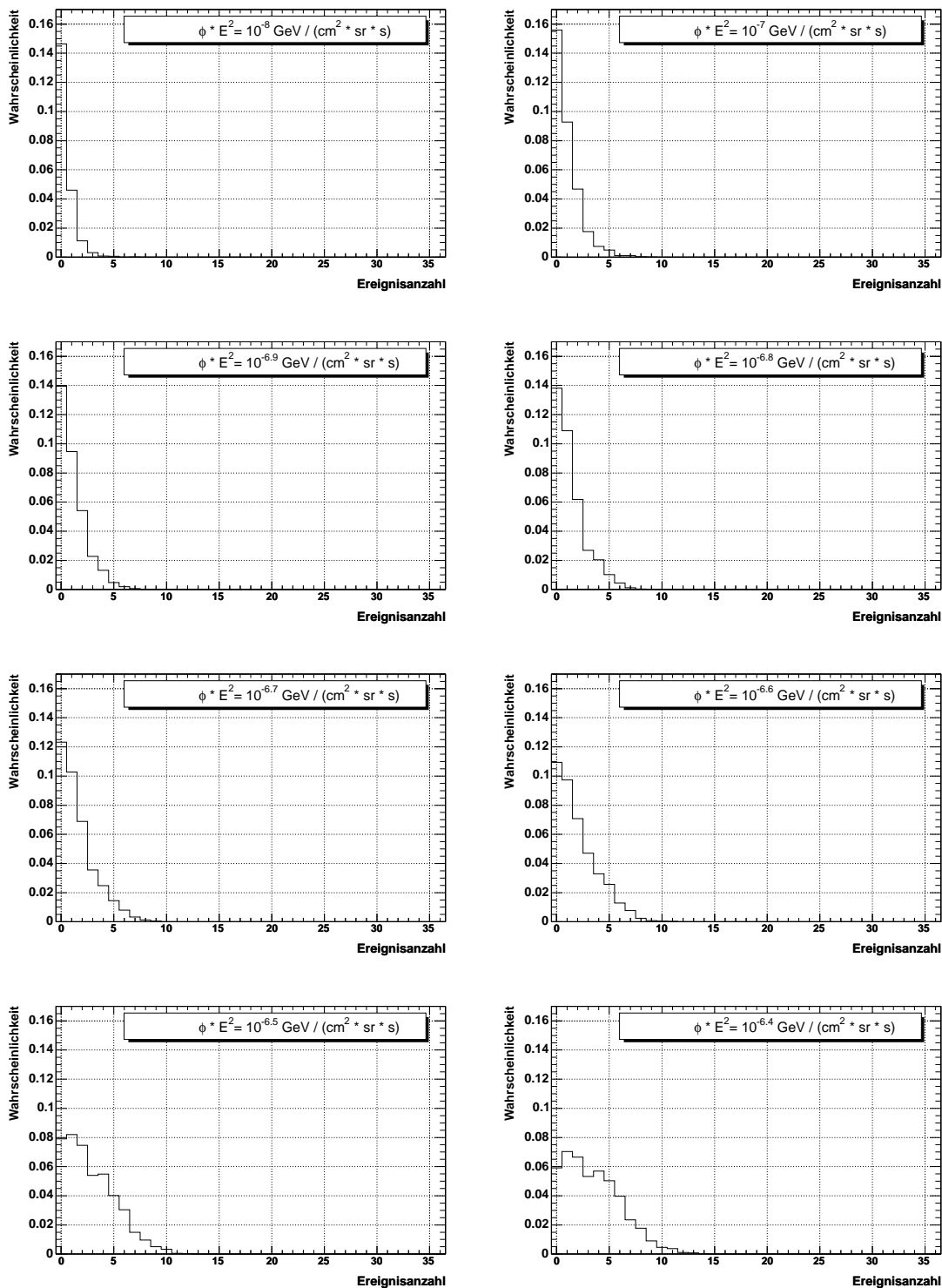


Abbildung B.3: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für acht verschiedene Signalbeiträge berechnet für das Jahr 2000 im Neutrinoenergiebereich zwischen 316 TeV und 1 PeV.

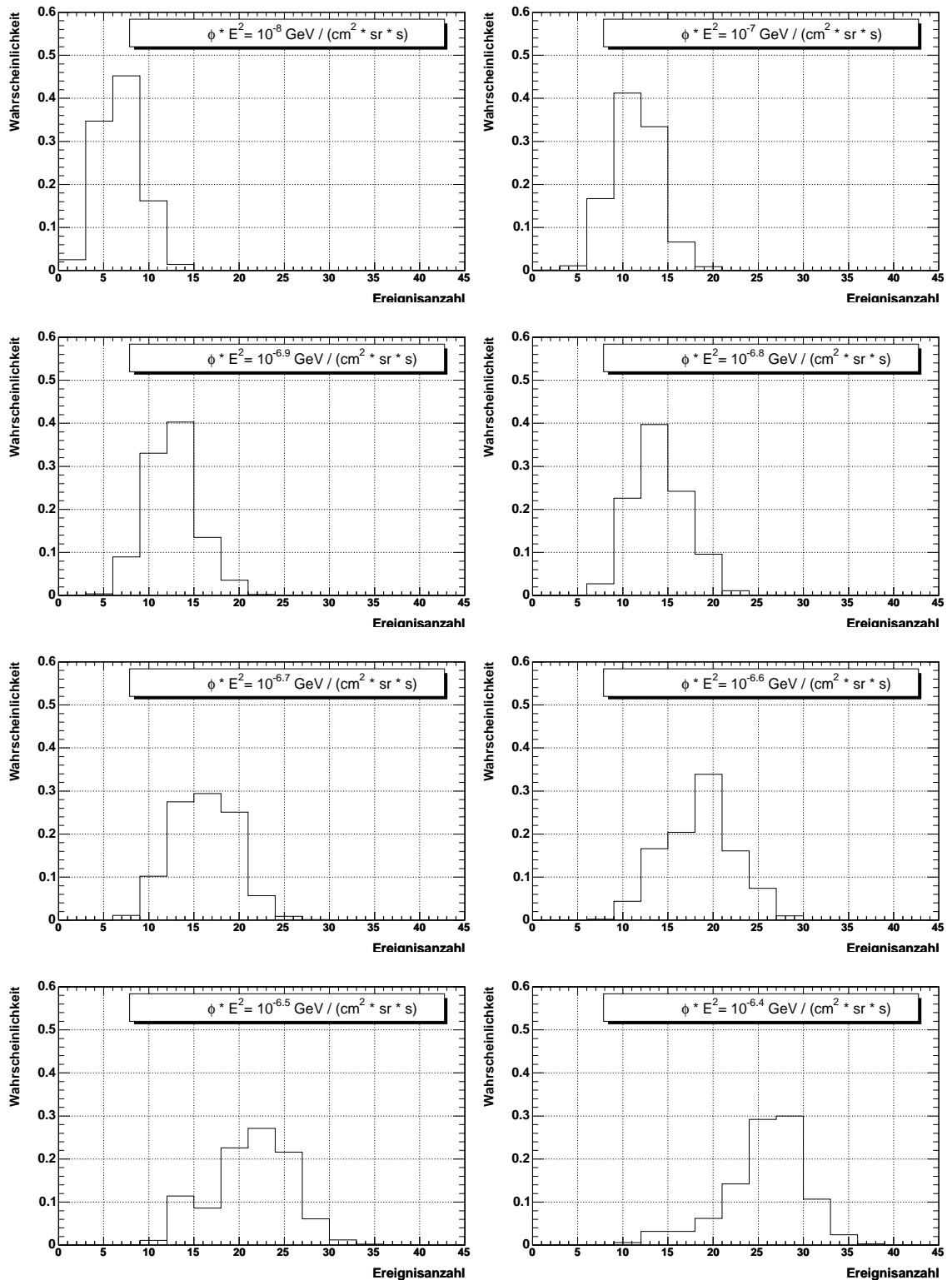


Abbildung B.4: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für acht verschiedene Signalbeiträge berechnet für die Jahre 2000–2003 im Neutrinoenergiebereich zwischen 50 TeV und 100 TeV.

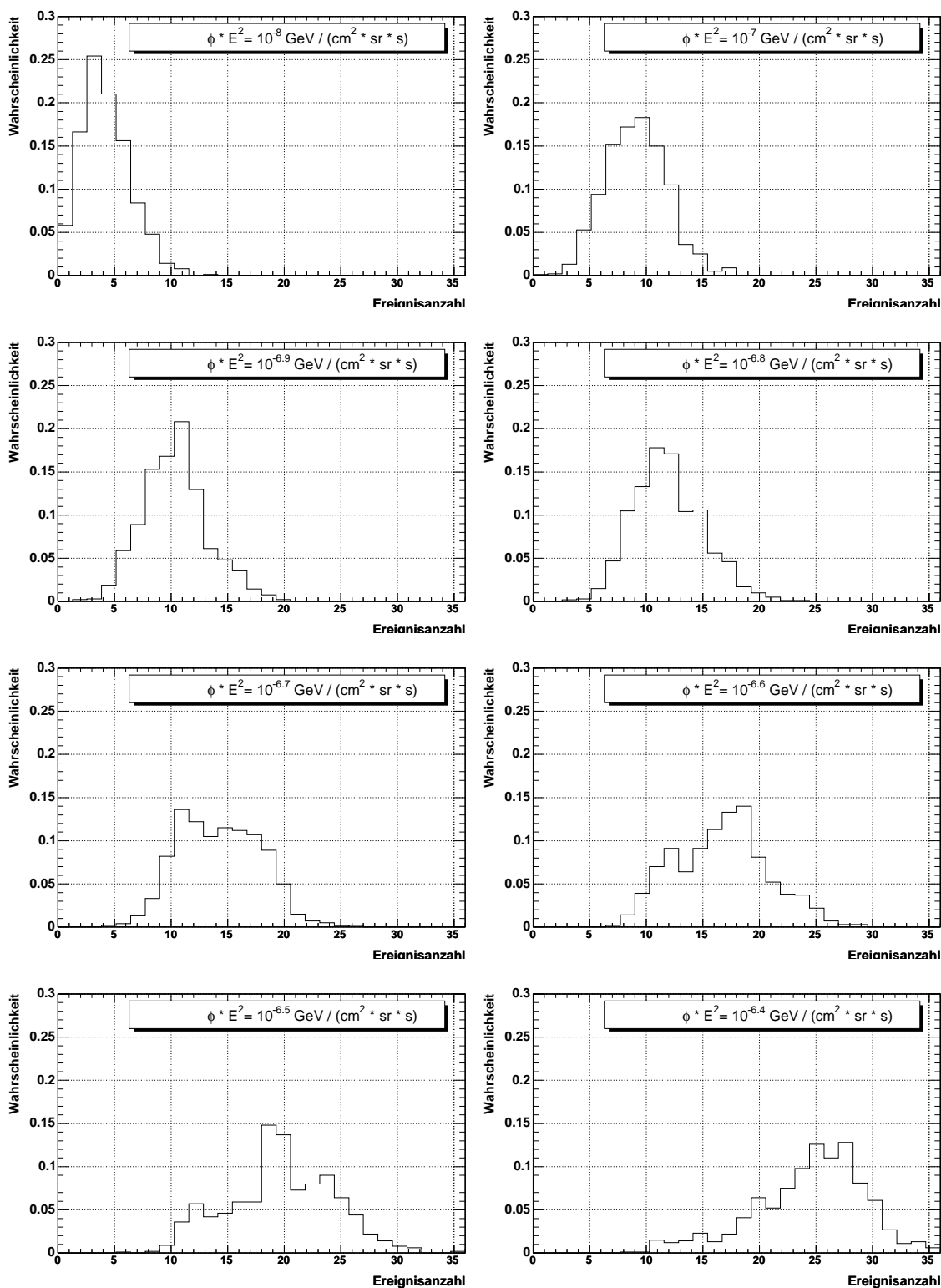


Abbildung B.5: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für acht verschiedene Signalbeiträge berechnet für die Jahre 2000–2003 im Neutrinoenergiebereich zwischen 100 TeV und 316 TeV.

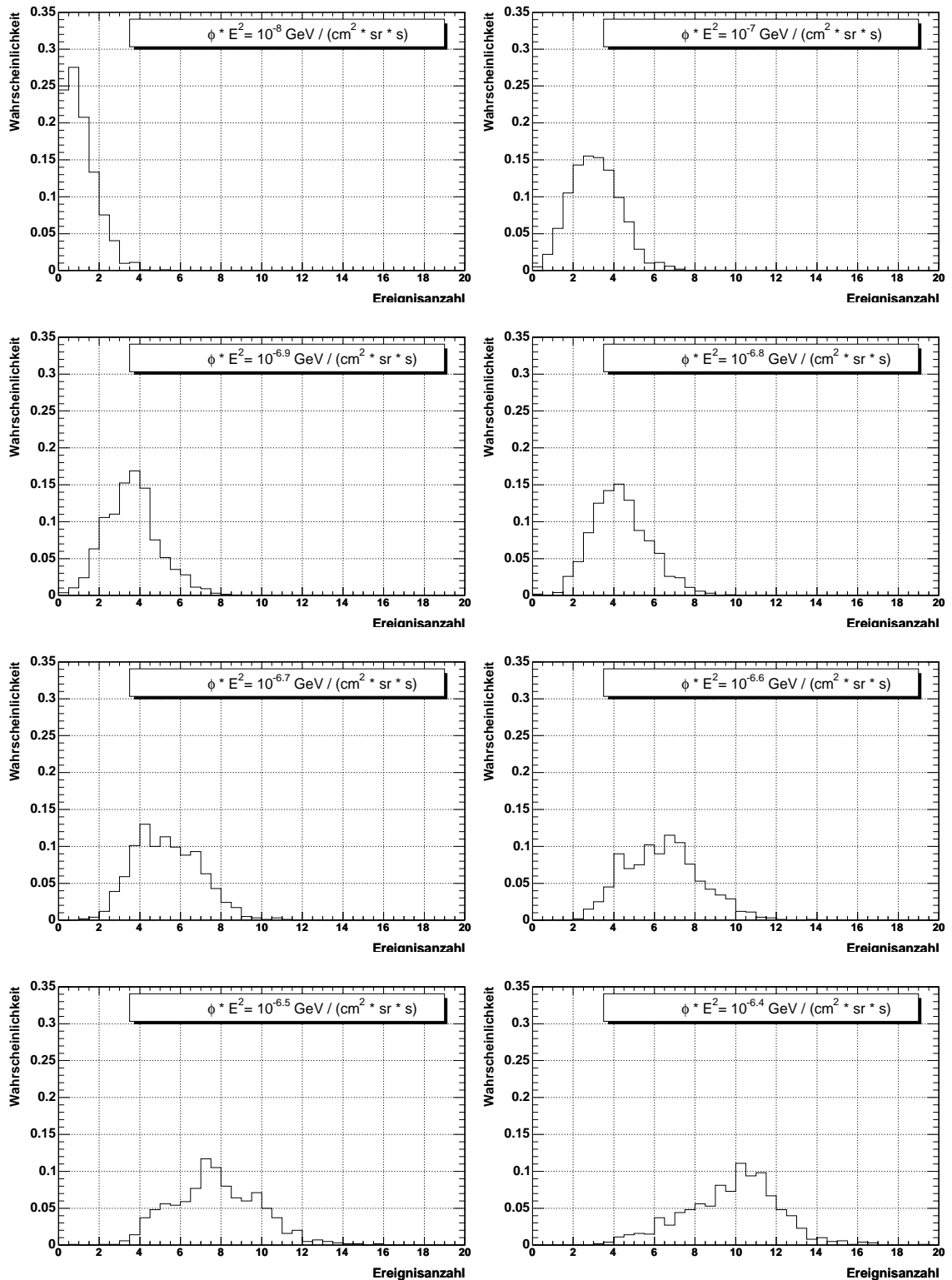


Abbildung B.6: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für acht verschiedene Signalbeiträge berechnet für die Jahre 2000–2003 im Neutrinoenergiebereich zwischen 316 TeV und 1 PeV.

Anhang C

Datentabellen

$\log(E_\nu/\text{GeV})$	E_ν [TeV]	Ereignisanzahl	
		Datensatz	
		2000	2000 – 2003
3.1 – 3.3	1.2 – 2.0	38.64	126.30
3.3 – 3.5	2.0 – 3.2	33.74	123.99
3.5 – 3.7	3.2 – 5.0	26.37	108.16
3.7 – 3.9	5.0 – 7.9	18.20	70.34
3.9 – 4.1	7.9 – 12.6	11.31	41.60
4.1 – 4.3	12.6 – 20.0	6.66	23.56
4.3 – 4.5	20.0 – 31.6	3.81	11.51
4.5 – 4.7	31.6 – 50.1	2.06	5.96
4.7 – 5.0	50.1 – 100.0	1.25	3.64
5.0 – 5.5	100.0 – 316.2	0.36	1.26
5.5 – 6.0	316.2 – 1000.0	0.00	0.00

Tabelle C.1: Ereignisanzahl der entfalteten Daten für verschiedene Energiebereiche.

$\log(E_\nu/\text{GeV})$	E_ν [TeV]	$\phi \cdot E_\nu^2$ $\left[\frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}} \right]$	
		Datensatz	
		2000	2000 – 2003
3,39 ^{+0,11} _{-0,09}	2.43 ^{+0.48} _{-0.73}	$(1.37 \pm 0.50) \cdot 10^{-5}$	$(1.44 \pm 0.46) \cdot 10^{-5}$
3,59 ^{+0,11} _{-0,09}	3.85 ^{+0.69} _{-1.16}	$(7.52 \pm 2.86) \cdot 10^{-6}$	$(8.32 \pm 2.69) \cdot 10^{-6}$
3,78 ^{+0,12} _{-0,09}	6.09 ^{+1.08} _{-1.85}	$(4.26 \pm 1.77) \cdot 10^{-6}$	$(4.68 \pm 1.58) \cdot 10^{-6}$
3,98 ^{+0,12} _{-0,08}	9.65 ^{+1.71} _{-2.94}	$(2.13 \pm 1.00) \cdot 10^{-6}$	$(2.28 \pm 0.82) \cdot 10^{-6}$
4,18 ^{+0,12} _{-0,08}	15.28 ^{+2.69} _{-4.67}	$(1.10 \pm 0.64) \cdot 10^{-6}$	$(1.16 \pm 0.47) \cdot 10^{-6}$
4,38 ^{+0,12} _{-0,08}	24.21 ^{+4.25} _{-7.42}	$(6.35 \pm 5.06) \cdot 10^{-7}$	$(5.64 \pm 2.72) \cdot 10^{-7}$
4,58 ^{+0,12} _{-0,08}	38.34 ^{+6.72} _{-11.78}	$(3.11 \pm 3.63) \cdot 10^{-7}$	$(2.65 \pm 1.56) \cdot 10^{-7}$
4,81 ^{+0,19} _{-0,11}	65.14 ^{+15.02} _{-34.86}	$(1.33 \pm 2.65) \cdot 10^{-7}$	$(1.14 \pm 0.82) \cdot 10^{-7}$
5,16 ^{+0,34} _{-0,16}	142.90 ^{+42.90} _{-173.32}	$(0.31 \pm 1.87) \cdot 10^{-7}$	$(3.37 \pm 3.92) \cdot 10^{-8}$

Tabelle C.2: Neutrinoflußwerte des entfaltenen Spektrums der Jahre 2000 bis 2003.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung der Teilchenpropagation.	3
2.2	Durch kosmische Strahlung induzierter Luftschaer.	5
2.3	Spektrum der kosmischen Strahlung aller Teilchenarten.	7
2.4	Fermi-Beschleunigung zweiter Ordnung.	9
2.5	Fermi-Beschleunigung erster Ordnung.	10
2.6	Hillas-Darstellung	12
2.7	Verschiedene Jet-disk Systeme	15
2.8	Schematische Skizze einer rotationsymmetrischen AGN	16
2.9	Mit E^2 gewichtete Flußmodelle für atmosphärisch Myonneutrinos ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$). Barr, Honda, Volkova.	20
2.10	Mit E^2 gewichtete Flußmodelle für atmosphärisch Myonneutrinos ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$). Barr, Honda, Volkova.	21
2.11	Vertikaler Myon-, Myonneutrino- und Elektronneutrinofluß.	23
2.12	Vertikaler Myon-, Myonneutrino- und Elektronneutrinofluß.	24
2.13	Gemittelter Myonneutrinofluß mit conventional und prompt Beiträgen.	26
2.14	Mit E^2 gewichtete astrophysikalische Neutrinospektren.	28
2.15	Energiespektrum solarer Neutrinos.	29
2.16	Predictions of diffuse spectra of high energy neutrinos	32
3.1	Schematische Skizze eines Neutrinodetektors.	36
3.2	Abstrahlgeometrie der Čerenkov-Strahlung.	37
3.3	3D Abbildung der optischen Streuung und Absorption im tiefen Südpol-Eis	38
3.4	Quellen und zu erwartende Flüsse für Signale in einem Neutrinode- tektor.	39
3.5	Energieverlust von Myonen im Eis.	40
3.6	Elastische Bremsstrahlung am Kern.	42
3.7	Inelastische Bremsstrahlung (μ Feynman-Diagramme).	42

3.8	Inelastische Bremsstrahlung (e Feynman-Diagramme)	42
3.9	Paarbildung.	43
3.10	Photonukleare Wechselwirkung.	44
3.11	Schematischer Aufbau des AMANDA-Neutrinoobservatoriums.	45
3.12	Aufbau eines optischen Moduls.	46
3.13	Signalübertragung	47
3.14	Schematische Darstellung des AMANDA Datennahmesystems	49
3.15	Wellenformen	50
3.16	PMT-Puls	51
3.17	Der schematische Aufbau von IceCube	53
4.1	Schematische Darstellung der Analysekette.	55
4.2	Methoden zur Bestimmung einer oberen 90%-Grenze	56
5.1	Multi-Layer-Perceptrons mit zwei verdeckten Ebenen.	58
5.2	Schematische Darstellung eines Neurons.	59
5.3	Sigmoidale Aktivierungsfunktion.	59
5.4	Neutrinoenergiekorrelation der Mean ADC (2000–2003)	62
5.5	Neutrinoenergiekorrelation der Mean LET (2000–2003)	62
5.6	Neutrinoenergiekorrelation der RMS LET (2000–2003)	63
5.7	Neutrinoenergiekorrelation der NH1 (2000–2003)	63
5.8	Neutrinoenergiekorrelation der NCH (2000–2003)	64
5.9	Neutrinoenergiekorrelation der NHITS (2000–2003)	64
5.10	Topologie des Neuronalen Netzes.	65
5.11	Ausgabe des Neuronalen Netzes für monoenergetische Myonen (2000).	66
5.12	Myonenergiekorrelation der Neuronalen Netzausgabe (2000).	67
5.13	Neutrinoenergiekorrelation der Neuronalen Netzausgabe (2000).	67
5.14	Neuronale Netzausgabe für monoenergetische Myonen (2000–2003).	68
5.15	Myonenergiekorrelation der Neuronalen Netzausgabe (2000–2003).	69
5.16	Neutrinoenergiekorrelation der Neuronalen Netzausgabe (2000–2003).	70
5.17	Ergiekorrelation der Neuronalen Netzausgabe.	71
6.1	<i>RUN</i> -Eingabevariablen (2000): Streu- und Profildiagramm.	82
6.2	Vergleich: Energiespektrum (2000) mit atmosphärischen Monte-Carlo.	83
6.3	Vergl.: Flußspektrum (2000) mit atmosphärischen Fluß nach Volkova.	84

6.4	Vergl.: Flußspektrum (2000) mit atmosphärischen Fluß nach Barr, Honda.	85
6.5	Vergl.: Flußspektrum (2000) mit atmosphärischen Fluß nach Barr, Honda und Volkova.	86
6.6	<i>RUN</i> -Eingabevariablen (00–03): Streu- und Profildiagramm.	88
6.7	Vergl.: Energiespektrum (00–03) mit atmosphärischen Monte-Carlo.	89
6.8	Vergl.: Flußspektrum (00–03) mit atmosphärischen Fluß nach Volkova.	90
6.9	Vergl.: Flußspektrum (00–03) mit atmosphärischen Fluß nach Barr, Honda.	91
6.10	Vergl.: Flußspektrum (00–03) mit atmosphärischen Fluß nach Barr, Honda und Volkova.	92
6.11	Flußspektren mit atmosphärischem Neutrinoflußmodell nach Volkova.	93
7.1	Vergl.: Flußspektren mit prompten Vorhersagen (2000).	96
7.2	Vergl.: Flußspektren mit prompten Vorhersagen.	97
7.3	Vergl.: Flußspektren mit den besten prompten Vorhersagen.	98
8.1	Obere 90%-Grenzen des Gesamtneutrinoflusses (klassisch).	100
8.2	Volkova-Anpassung.	103
8.3	Obere 90%-Grenzen des extraterrestrischen Neutrinoflußbeitrages (klassisch.)	104
9.1	Skizze zur Konstruktion und Verwendung eines Konfidenzbandes.	109
9.2	Skizze eines Konfidenzbandes (90%-Konfidenzlevel).	113
9.3	Neutrinoenergiespektrum und Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion.	114
9.4	Bereich der simulierten Signalbeiträge für das Jahr 2000.	115
9.5	Entfaltete Neutrinoenergiespektren für Simulationen des Jahres 2000 ($\mu = 0$ und $\mu = 1.0 \cdot 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$).	116
9.6	Entfaltete Neutrinoenergiespektren für Simulationen des Jahres 2000 ($\mu = 1.0 \cdot 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, $\mu = 1.0 \cdot 10^{-6} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$).	117
9.7	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des Jahres 2000.	119
9.8	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des Jahres 2000.	120
9.9	Bereich der simulierten Signalbeiträge für die Jahre 2000 bis 2003.	121
9.10	Entfaltete simulierte Neutrinoenergiespektren der Jahre 2000–2003. $\mu = 1.0 \cdot 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, $\mu = 1.0 \cdot 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$	122
9.11	Entfaltete simulierte Neutrinoenergiespektren der Jahre 2000–2003. $\mu = 2.0 \cdot 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, $\mu = 3.98 \cdot 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$	123
9.12	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Jahre 2000 bis 2003 für verschiedene Signalbeiträge und Energien.	125

9.13	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Jahre 2000 bis 2003 für verschiedene Signalbeiträge im Energiebereich 100 TeV bis 316 TeV.	126
9.14	Konfidenzband des Jahres 2000 im Energiebereich von 50 TeV bis 100 TeV für einen 90%–Konfidenzgrad.	127
9.15	Konfidenzband des Jahres 2000 im Energiebereich von 100 TeV bis 316 TeV für einen 90%–Konfidenzgrad.	128
9.16	Konfidenzband des Jahres 2000 im Energiebereich von 316 TeV bis 1 PeV für einen 90%–Konfidenzgrad.	128
9.17	Konfidenzband des Jahres 2000 im Energiebereich von 50 TeV bis 1 PeV.	129
9.18	Konfidenzband der Jahre 2000 bis 2003 im Energiebereich von 50 TeV bis 100 TeV für einen 90%–Konfidenzgrad.	130
9.19	Konfidenzband der Jahre 2000 bis 2003 im Energiebereich von 100 TeV bis 316 TeV für einen 90%–Konfidenzgrad.	130
9.20	Konfidenzband der Jahre 2000 bis 2003 im Energiebereich von 316 TeV bis 1 PeV für einen 90%–Konfidenzgrad.	131
9.21	Konfidenzband für die Jahre 2000 bis 2003 im Energiebereich von 50 TeV bis 1 PeV.	131
9.22	Teilausschnitt der Konfidenzbänder des Jahres 2000.	132
9.23	Obere 90%–Konfidenzgrenzen $(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%}$ des Jahres 2000.	133
9.24	Teilausschnitt der Konfidenzbänder der Jahre 2000 bis 2003.	134
9.25	Konfidenzband im Energiebereich von 50 TeV bis 1 PeV (2000–2003).	135
10.1	Vergleich der oberen 90%–Grenzen mit aktuellen AGN–Modellen	138
10.2	Vergleich der obere 90% Grenzen mit den Neutrinoflußmodellen von optisch dünnen Quellen.	141
11.1	Skizze zur Intervalleinteilung des Spektrums $\phi_s \propto E_\nu^{-2}$	144
11.2	Skizze zur Entfaltung eines einzelnen Bins.	144
11.3	Simuliertes Energieintervall und entfaltetes Spektrum (Bin 5, Bin 6)	145
11.4	Simuliertes Energieintervall und entfaltetes Spektrum (Bin 7, Bin 8)	145
11.5	Simuliertes Energieintervall und entfaltetes Spektrum (Bin 9, Bin 10)	146
11.6	Simuliertes Energieintervall und entfaltetes Spektrum (Bin 11, Bin 12)	146
11.7	Simuliertes Energieintervall und entfaltetes Spektrum (Bin 13)	147
11.8	Energieabhängige Wahrscheinlichkeit für Bin 5 und Bin 6.	148
11.9	Energieabhängige Wahrscheinlichkeit für Bin 7 und Bin 8.	148
11.10	Energieabhängige Wahrscheinlichkeit für Bin 9 und Bin 10.	149
11.11	Energieabhängige Wahrscheinlichkeit für Bin 11 und Bin 12.	149

11.12	Energieabhängige Wahrscheinlichkeit für Bin 13.	150
12.1	Vergleich der oberen 90%–Konfidenzgrenzen der Jahre 2000 bis 2003 .	154
A.1	Interpolation mit kubischer Spline–Funktion und einem Polynom . .	158
A.2	Spline–Funktion und individuelle B–Splines.	158
B.1	PDFs des Jahres 2000 berechnet im Neutrinoenergiebereich zwischen 50 TeV und 100 TeV für verschiedene Signalbeiträge.	160
B.2	PDFs des Jahres 2000 berechnet im Neutrinoenergiebereich zwischen 100 TeV und 316 TeV für verschiedene Signalbeiträge.	161
B.3	PDFs des Jahres 2000 berechnet im Neutrinoenergiebereich zwischen 316 TeV und 1 PeV für verschiedene Signalbeiträge.	162
B.4	PDFs der Jahre 2000–2003 berechnet im Neutrinoenergiebereich zwischen 50 TeV und 100 TeV für verschiedene Signalbeiträge.	163
B.5	PDFs der Jahre 2000–2003 berechnet im Neutrinoenergiebereich zwischen 100 TeV und 316 TeV für verschiedene Signalbeiträge. . . .	164
B.6	PDFs der Jahre 2000–2003 berechnet im Neutrinoenergiebereich zwischen 316 TeV und 1 PeV für verschiedene Signalbeiträge.	165

Tabellenverzeichnis

2.1	Parameter der Winkelverteilung.	19
3.1	Absorptionslänge und Eff. Streulänge	38
3.2	Ausbaustufen des AMANDA-Detektors.	44
5.1	Auflösung der Neuronalen Netzausgabe des Jahres 2000.	65
5.2	Auflösung der Neuronalen Netzausgabe der Jahre 2000 bis 2003.	69
8.1	Obere 90%-Konfidenzgrenzen $(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{gesamt}}$ (klassisch)	101
8.2	Winkelabhängigkeit der kritischen Energien $E_\pi(\theta)$ und $E_{K^\pm}(\theta)$	102
8.3	Ergebnisse der Anpassung nach Volkova.	102
8.4	Obere 90%-Konfidenzgrenzen $(\phi \cdot E_\nu^2)_{\text{extra}}$ (klassisch).	105
9.1	Tabelle der Wahrscheinlichkeiten $P(n \mu)$	110
9.2	Verhältnis der Likelihoodfunktionen $P(n \mu)$ und $P(n \mu_{\text{best}})$	110
9.3	Anordnungstabelle zur Bestimmung von Akzeptanzintervallen.	111
9.4	Berechnungen zur Bestimmung des Akzeptanzintervalls.	112
9.5	Obere 90%-Konfidenzgrenzen $(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%}$ des Jahres 2000.	133
9.6	Obere 90%-Konfidenzgrenzen $(\phi \cdot E_\nu^2)_{90\%}$ der Jahre 2000 bis 2003.	135
10.1	Maximaler Neutrinofluß von Quellen, die gleichzeitig mit TeV-Photonen beobachtet werden können.	141
11.1	Ergebnisse der Anpassung mit einer Gaußfunktion.	150
12.1	Obere 90%-Konfidenzgrenzen der Jahre 2000 bis 2003.	154
C.1	Ereignisanzahl der Entfaltung	166
C.2	Neutrinoflußwerte des entfalteten Spektrums der Jahre 2000 bis 2003.	167

Literaturverzeichnis

- [AAB⁺99] F. Aharonian, A. G. Akhperjanian, J. A. Barrio, A. S. Belgarian, K. Bernlöhr, J. J. Beteta, H. Bojahr, S. Bradbury, I. Calle, J. L. Contreras, J. Cortina, A. Daum, T. Deckers, S. Denninghoff, V. Fonseca, J. C. Gonzalez, G. Heinzelmann, M. Hemberger, G. Hermann, M. Hess, A. Heusler, W. Hofmann, H. Hohl, I. Holl, D. Horns, A. Ibarra, R. Kankanyan, M. Kestel, O. Kirstein, C. Köhler, A. Konopelko, H. Kornmeyer, D. Kranich, H. Krawczynski, H. Lampeitl, A. Lindner, E. Lorenz, N. Magnussen, H. Meyer, R. Mirzoyan, A. Moralejo, L. Padilla, M. Panter, D. Petry, R. Plaga, A. Plyasheshnikov, J. Prahl, C. Prosch, G. Pühlhofer, G. Rauterberg, C. Renault, W. Rhode, A. Röhrling, V. Sahakian, M. Samorski, D. Schmele, F. Schröder, W. Stamm, H. J. Völk, B. Wiebel-Sooth, C. A. Wiedner, M. Willmer, and H. Wirth. Cosmic ray proton spectrum determined with the imaging atmospheric Cherenkov technique. *Physical Review D*, 59(9):092003–+, May 1999.
- [AAB⁺05] T. Antoni, W. D. Apel, A. F. Badea, K. Bekk, A. Bercuci, J. Blümer, H. Bozdog, I. M. Brancus, A. Chilingarian, K. Daumiller, P. Doll, R. Engel, J. Engler, F. Feßler, H. J. Gils, R. Glasstetter, A. Haungs, D. Heck, J. R. Hörandel, K.-H. Kampert, H. O. Klages, G. Maier, H. J. Mathes, H. J. Mayer, J. Milke, M. Müller, R. Obenland, J. Oehlschläger, S. Ostapchenko, M. Petcu, H. Rebel, A. Risse, M. Risse, M. Roth, G. Schatz, H. Schieler, J. Scholz, T. Thouw, H. Ulrich, J. van Buren, A. Vardanyan, A. Weindl, J. Wochele, and J. Zabierowski. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems. *Astroparticle Physics*, 24:1–2, September 2005.
- [AAG⁺95] R. A. Antonov, A. M. Anokhina, V. I. Galkin, E. E. Korosteleva, L. A. Kuzmichev, K. V. Mandritskaya, E. A. Petrova, T. M. Roganova, G. A. Samsonov, and W. Tkaczyk. The new Tien-Shan Atmospheric Cerenkov Telescope (TACT). Contemporary status: all-particle spectrum measured. *Astroparticle Physics*, 3:231–238, May 1995.
- [ABe95] K. Asakimori, H. T. Burnett, and et al. Energy Spectra and Elemental Composition of Nuclei above 100 TeV from a Series of the JACEE Balloon Flight. In *International Cosmic Ray Conference*, pages 707–+, 1995.

- [Ach07] A. et al. Achterberg. Five years of searches for point sources of astrophysical neutrinos with the AMANDA-II neutrino telescope. *Physical Review D*, 75(10):102001–+, May 2007.
- [Ack06] M. et al. Ackermann. Optical properties of deep glacial ice at the South Pole. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 111:13203–+, July 2006.
- [AHK⁺01] M. Ave, J. A. Hinton, J. Knapp, M. Marchesini, and A. A. Watson. Energy spectrum above $4 \cdot 10^{17}$ eV measured by the Haverah Park array. In *International Cosmic Ray Conference*, pages 381–+, 2001.
- [Ahr01] J. Ahrens. Ein webbasiertes detektorüberwachungssystem für das AMANDA neutrino teleskop. Master's thesis, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2001.
- [BB93] Roger Barlow and Christine Beeston. Fitting using finite Monte Carlo samples. *Computer Physics Communications*, 77:219–228, 1993.
- [BBR05] J. K. Becker, P. L. Biermann, and W. Rhode. The diffuse neutrino flux from FR-II radio galaxies and blazars: A source property based estimate. *Astroparticle Physics*, 23:355–368, May 2005.
- [Bec07] J. K. Becker. *Neutrinos on the rocks. On the phenomenology of potential astrophysical neutrino sources*. PhD thesis, Universität Dortmund, 2007.
- [Ber91] V. S. Berezinsky. High energy neutrino astronomy. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 19:375–387, April 1991.
- [BGL⁺] G. D. Barr, T. K. Gaisser, P. Lipari, S. Robbins, and T. Stanev. <http://www-pnp.physics.ox.ac.uk/barr/fluxfiles/>.
- [BGL⁺04] G. D. Barr, T. K. Gaisser, P. Lipari, S. Robbins, and T. Stanev. Three-dimensional calculation of atmospheric neutrinos. *Physical Review D*, 70(2):023006, 2004.
- [BGM⁺07] J. K. Becker, A. Groß, K. Münich, J. Dreyer, W. Rhode, and P. L. Biermann. Astrophysical implications of high energy neutrino limits. *Astroparticle Physics*, 28:98–118, September 2007.
- [BH03] M. Berthold and D. J. Hand. *Intelligent Data Analysis - An Introduction*. Springer Verlag, second edition, 2003.
- [BL98] V. Blobel and E. Lohrmann. *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*. Teubner Studienbücher, Leipzig, 1998.
- [Blo85] V. Blobel. Unfolding methods in high-energy physics experiments. In *Proceedings of the 1984 CERN School of Computing*, number CERN 85-09, pages 88–127, Geneva, July 1985. CERN European organization for nuclear research.

- [Blo96] V. Blobel. The RUN Manual - Regularized Unfolding for High-Energy Physics Experiments. Technical Note TN 361, OPAL, 1996.
- [BMN⁺98] E. V. Bugaev, A. Misaki, V. A. Naumov, T. S. Sinegovskaya, S. I. Sinegovsky, and N. Takahashi. Atmospheric muon flux at sea level, underground, and underwater. *Physical Review D*, 58:054001, 1998.
- [BNSZ89a] E. V. Bugaev, V. A. Naumov, S. I. Sinegovskii, and E. S. Zaslavskaya. Prompt leptons in cosmic rays. *Nuovo Cimento C Geophysics Space Physics C*, 12:41–73, February 1989.
- [BNSZ89b] E. V. Bugaev, Vadim A. Naumov, S. I. Sinegovsky, and E. S. Zaslavskaya. Prompt leptons in cosmic rays. *Nuovo Cimento*, C12:41–73, 1989.
- [BP92] J. N. Bahcall and M. H. Pinsonneault. Standard solar models, with and without helium diffusion, and the solar neutrino problem. *Reviews of Modern Physics*, 64:885–926, 1992.
- [BPW95] J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault, and G. J. Wasserburg. Solar models with helium and heavy-element diffusion. *Reviews of Modern Physics*, 67:781–808, October 1995.
- [BSB05] John N. Bahcall, Aldo M. Serenelli, and Sarbani Basu. New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes. *Astrophys. J.*, 621:L85–L88, 2005.
- [BSHR06] J. K. Becker, M. Stamatikos, F. Halzen, and W. Rhode. Coincident GRB neutrino flux predictions: Implications for experimental UHE neutrino physics. *Astroparticle Physics*, 25:118–128, March 2006.
- [BU88] J. N. Bahcall and R. K. Ulrich. Solar models, neutrino experiments, and helioseismology. *Reviews of Modern Physics*, 60:297–372, April 1988.
- [C⁺02] D. F. Cowen et al. Results from the Antarctic Muon and Neutrino Detector Array. *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2002.
- [CC95] et al. C. Couet. *PAW-Physics Analysis Workstation - An Introductory Tutorial*. Application Software Group, Computing and Network Division, CERN, 1995.
- [CLF04] R. A. Chevalier, Z.-Y. Li, and C. Fransson. The Diversity of Gamma-Ray Burst Afterglows and the Surroundings of Massive Stars. *Astrophysical Journal*, 606:369–380, May 2004.
- [Cos01] C. G. S. Costa. The prompt lepton cookbook. *Astroparticle Physics*, 16:193–204, November 2001.
- [Cow98] Glen Cowan. *Statistical Data Analysis*. Oxford University Press, 1998.
- [CR04] Dmitry Chirkin and Wolfgang Rhode. Muon monte carlo: a high-precision tool for muon propagation through matter. *arXiv:astro-ph/0407075*, 2004.

- [CS90] u.a. C. Spiering. The Baikal experiment. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 14B:51–59, 1990.
- [DGWL02] C. Distefano, D. Guetta, E. Waxman, and A. Levinson. Neutrino flux predictions for known galactic microquasars. *Astrophysikal Journal*, 575:378–383, 2002.
- [ea05] M. Achermann et al. Search for high energy neutrino point sources in the northern hemisphere with the AMANDA neutrino telescope. In *Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference (ICRC)*, Pune, Indien, 2005.
- [eaAc03] H. Geenen et al. (AMANDA collaboration). Atmospheric Neutrino and Muon Spectra Measured with the AMANDA-II detector. In *Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference (ICRC)*, Tsubuka, Japan, 2003.
- [eaAc04] C. Wiebusch et al. (AMANDA collaboration). Muon track reconstruction and data selection techniques in AMANDA. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 524:169–194, 2004.
- [FC98] G. J. Feldman and R. D. Cousins. A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Physical Review D*, 57:3873–3889, April 1998.
- [Fer49] E. Fermi. On the origin of the cosmic radiation. *Physical Review*, 75:1169, 1949.
- [FNV01] G. Fiorentini, V. A. Naumov, and F. L. Villante. Atmospheric neutrino flux supported by recent muon experiments. *Physics Letters B*, 510:173–188, June 2001.
- [Fre03] Ivar Fredholm. Sur une classe d' équations fonctionnelles. *Acta Mathematica*, 27:365–390, December 1903.
- [Gai90] Thomas K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particles*. Cambridge University Press, 1990.
- [Gai00] T. K. Gaisser. High Energy Neutrino Astronomy - the cosmic-ray connection. *arXiv:astro-ph/0011525*, 2000.
- [GBW98] K. Golec-Biernat and M. Wüsthoff. Saturation effects in deep inelastic scattering at low q^2 and its implications on diffraction. *Phys. Rev. D*, 59(1):014017, Nov 1998.
- [GCC⁺99] M. A. K. Glasmacher, M. A. Catanese, M. C. Chantell, C. E. Covault, J. W. Cronin, B. E. Fick, L. F. Fortson, J. W. Fowler, K. D. Green, D. B. Kieda, J. Matthews, B. J. Newport, D. F. Nitz, R. A. Ong, S. Oser, D. Sinclair, and J. C. van der Velde. The cosmic ray energy spectrum between 10^{14} and 10^{16} eV. *Astroparticle Physics*, 10:291–302, May 1999.

- [Gee02] H. Geenen. Energy reconstruction and spectral unfolding of atmospheric leptons with the AMANDA detector. Master's thesis, BU Wuppertal, 2002.
- [GHA⁺04] D. Guetta, D. Hooper, J. Alvarez-Mun˜ız, F. Halzen, and E. Reuveni. Neutrinos from individual gamma-ray bursts in the BATSE catalog. *Astroparticle Physics*, 20:429–455, January 2004.
- [GHLS01] T. K. Gaisser, M. Honda, P. Lipari, and T. Stanev. In *Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference (ICRC)*, Hamburg, Germany, 2001.
- [GHS95] T. K. Gaisser, F. Halzen, and T. Stanev. Particle astrophysics with high energy neutrinos. *Physics Reports*, 258:173–236, July 1995.
- [Gre66] Kenneth Greisen. End to the cosmic ray spectrum? *Physical Review Letters*, 16:748–750, 1966.
- [Gri92] P. K. F. Grieder. DUMAND: A new window on the universe. *Europhys. News*, 23:167–170, 1992.
- [Gro00] Particle Data Group. Review of particle physics. *Europ. Phys. J.*, C3, 2000.
- [Gru93] Claus Grupen. *Teilchendetektoren*. BI-Wissenschafts-Verlag, 1993.
- [GSB⁺75] N. L. Grigorov, I. A. Savenko, R. N. Basilova, N. N. Volodichev, S. I. Voropayev, L. F. Kalinkin, G. P. Kakhidze, V. A. Labutin, A. S. Melioranskiy, and E. A. Pryakhin. The study of cosmic rays on the proton artificial earth satellite. In S. N. Vernov and L. I. Dorman, editors, *Cosmic Rays*, pages 227–246, January 1975.
- [GSW01] D. Guetta, M. Spada, and E. Waxman. On the Neutrino Flux from Gamma-Ray Bursts. *Astrophysical Journal*, 559:101–109, September 2001.
- [H⁺95] M. Honda et al. Calculation of the flux of atmospheric neutrinos. *Physical Review D*, 52:4985, 1995.
- [H⁺01] G.C. Hill et al. The SiEGMuND software package. 2001.
- [Hau04] T. Hauschildt. *Search for Cosmic Point Sources of High Energy Neutrinos with the AMANDA-II Detector*. PhD thesis, Humboldt-Universität zu Berlin, 2004.
- [Hil84] A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22:425, 1984.
- [HK96] A. Höcker and V. Kartvelishvili. SVD approach to data unfolding. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 372:469–481, February 1996.

- [HKKM04] M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara, and S. Midorikawa. New calculation of the atmospheric neutrino flux in a three-dimensional scheme. *Physical Review D*, 70(4):043008, 2004.
- [Ht07] J. Hodges and the Ice Cube Collaboration. Multi-year search for a diffuse flux of muon neutrinos with AMANDA-II. *Journal of Physics Conference Series*, 60:337–339, March 2007.
- [Ice] IceCube collaboration. <http://gallery.icecube.wisc.edu/external/icecube-concept/IceCube-Eiffel.jpg.html>.
- [Kai86] O. I. Kaidalov, A. B. und Piskunova. Inclusive spectra of baryons in the quark-gluon strings model. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 30:145, 1986.
- [KFK⁺94] G. B. Khristiansen, Y. A. Fomin, N. N. Kalmykov, G. V. Kulikov, M. V. Motova, S. S. Ostapchenko, V. P. Sulakov, and A. V. Trubitsyn. Primary cosmic ray mass composition at energies $10^{15} - 10^{17}$ eV as measured by the MSU EAS array. *Astroparticle Physics*, 2:127–136, May 1994.
- [KKK⁺85] D. D. Krasilnikov, S. P. Knurenko, A. D. Krasilnikov, V. N. Pavlov, I. Y. Sleptsov, and V. P. Yegorova. EAS spectrum in the primary energy region above 10 to the 15th power eV by the Akeno and Yakutsk array data. In F. C. Jones, editor, *International Cosmic Ray Conference*, pages 194–197, August 1985.
- [KMS97] J. Kwiecinski, A. D. Martin, and A. M. Stasto. Unified bkl and gribovlipatov-altarelli-parisi description of f_2 data. *Phys. Rev. D*, 56(7):3991–4006, Oct 1997.
- [Kos92] M. Koshiba. Observational neutrino astrophysics. *Phys. Rep.*, 220:229–381, November 1992.
- [KZ97] H. V. Klapdor-Kleingrothaus and K. Zuber. *Teilchenastrophysik*. Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1997.
- [LM00] J. G. Learned and K. Mannheim. High-Energy Neutrino Astrophysics. *Annual Reviews of Nuclear Particle Science*, 50:679–749, 2000.
- [LPN] LPNHP group (Member of the Auger collaboration). <http://lpnhe-auger.in2p3.fr/slides.html>.
- [LW01] Amir Levinson and Eli Waxman. Probing microquasars with tev neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 87:171101, 2001.
- [Man95] K. Mannheim. High-energy neutrinos from extragalactic jets. *Astroparticle Physics*, 3:295–302, May 1995.
- [Mes06] T. Messarius. *Entwurf und Realisierung des AMANDA-Softwaretriggers für das TWR-Datenauslese-Systems*. PhD thesis, Universität Dortmund, 2006.

- [MFW⁺92] C. A. Meegan, G. J. Fishman, R. B. Wilson, J. M. Horack, M. N. Brock, W. S. Paciesas, G. N. Pendleton, and C. Kouveliotou. Spatial distribution of gamma-ray bursts observed by BATSE. *Nature*, 355:143–145, January 1992.
- [Mir02] I. F. Mirabel. Microquasars as sources of high energy phenomena, invited review at the iau symposium no.214: High energy processes and phenomena in astrophysics. 2002. astro-ph/0211085.
- [Mir04] I. F. Mirabel. Microquasar – agn – grb connections. *app*, 2004.
- [MPE⁺03] A. Mücke, R. J. Protheroe, R. Engel, J. P. Rachen, and T. Stanev. BL Lac objects in the synchrotron proton blazar model. *Astroparticle Physics*, 18:593–613, March 2003.
- [MPR01] K. Mannheim, R. J. Protheroe, and J. P. Rachen. Cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production. *Physical Review D*, 63:23003, 2001.
- [MRS03] A. D. Martin, M. G. Ryskin, and A. M. Stasto. Prompt Neutrinos from Atmospheric $\bar{c}c$ Production and the Gluon at Very Small x . *Acta Physica Polonica B*, 34:3273–+, June 2003.
- [MRST02] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, and R. S. Thorne. Mrst2001: partons and α_s from precise deep inelastic scattering and tevatron jet data. *European Physical Journal C*, 23:73, 2002.
- [NMB93] L. Nellen, K. Mannheim, and P. L. Biermann. Neutrino production through hadronic cascades in AGN accretion disks. *Physical Review D*, 47:5270, June 1993.
- [OJM07] R. Oechslin, H.-T. Janka, and A. Marek. Relativistic neutron star merger simulations with non-zero temperature equations of state. I. Variation of binary parameters and equation of state. *Astronomy and Astrophysics*, 467:395–409, May 2007.
- [OT03] S. Ozawa and Tibet Asgamma Collaboration. The Energy Spectrum of All-Particle Cosmic Rays around the Knee Region Observed with the Tibet Air-Shower Array. In *International Cosmic Ray Conference*, pages 143–+, July 2003.
- [Per00] D.H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*. Cambridge University Press, 4th edition, 2000.
- [Phi62] David L. Phillips. A technique for the numerical solution of certain integral equations of the first kind. *J. ACM*, 9(1):84–97, 1962.
- [Pir05] T. Piran. The physics of gamma-ray bursts. *Reviews of Modern Physics*, 76:1143–1210, January 2005.
- [Pro96] R. J. Protheroe. Origin and propagation of the highest energy cosmic rays. *arXiv:astro-ph/9612212*, 1996.

- [Pro99] R. J. Protheroe. Acceleration and interaction of ultra high energy cosmic rays. In M. A. Duvernois, editor, *Topics in Cosmic-Ray Astrophysics*, pages 247–+, 1999.
- [PX94] B. Paczynski and G. Xu. Neutrino bursts from gamma-ray bursts. *Astrophysical Journal*, 427:708–713, June 1994.
- [RB72] B. W. Rust and W. R. Burrus. *Mathematical Programming and the Numerical Solution of Linear Equations*. American Elsevier Publishing Company, New York, 1972.
- [RC07] W. Rhode and D. Chirkin. Propagating leptons through matter with Muon Monte Carlo (MMC). 2007.
- [Rho02] W. Rhode. Neutrinos, muons and monopoles: Particle physical aspects of neutrino astronomy with large volume underground detectors. Habilitationsschrift, 2002. Bergische Universität Wuppertal.
- [RMW03] S. Razzaque, P. Mészáros, and E. Waxman. Neutrino tomography of gamma ray bursts and massive stellar collapses. *Physical Review D*, 68(8):083001–+, October 2003.
- [Rou00] E. Roulet. Neutrino Astrophysics. *astro-ph/0011570*. Lecture at the *ICTP Summer School on Astroparticle Physics and Cosmology.*, November 2000.
- [Sch94] M. Schmelling. The method of reduced cross-entropy A general approach to unfold probability distributions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 340:400–412, February 1994.
- [Sch97] N. Schmitz. *Neutrino Physik*. Teubner Studienbücher, 1997.
- [Sch02] T. Schmitt. *Aufbau und Funktionsweise eines Optischen Moduls mit optisch-analoger Pulsübertragung für den AMANDA-II- und IceCube-Detektor*. PhD thesis, Universität Dortmund, 2002.
- [SS96] F. W. Stecker and M. H. Salamon. High Energy Neutrinos from Quasars. *Space Science Reviews*, 75:341, 1996.
- [Ste98] Stephan Hundertmark. AMASIM Neutrino Detector Simulation Program. In *Proceedings of Simulation and Analysis Methods for Large Neutrino Telescopes*, DESY, Zeuthen, Germany, 1998.
- [Ste05] F. W. Stecker. Note on high-energy neutrinos from active galactic nuclei cores. *Physical Review D*, 72(10):107301–+, November 2005.
- [TA77] A. N. Tikhonov and V. Ya. Arsenin. *Solutions of Ill-Posed Problems*. John Wiley, New York, NY, USA, 1977.
- [The02] The High Resolution Fly’s Eye Collaboration. Monocular Measurement of the Spectrum of UHE Cosmic Rays by the FADC Detector of the HiRes Experiment. *ArXiv Astrophysics e-prints*, August 2002.

- [TIG96] M. Thunman, G. Ingelman, and P. Gondolo. Charm production and high energy atmospheric muon and neutrino fluxes. *Astroparticle Physics*, 5:309–332, 1996.
- [Tik63] A. N. Tikhonov. On the solution of improperly posed problems and the method of regularization. *Sov. Math.*, 5:1035, 1963.
- [TPB⁺07] M. Teshima, E. Prandini, R. Bock, M. Errando, D. Kranich, P. Majumdar, D. Mazin, E. Lindfors, E. Lorenz, M. Mariotti, V. Scalzotto, and R. Wagner. Discovery of Very High Energy Gamma-Rays from the Distant Flat Spectrum Radio Quasar 3C 279 with the MAGIC Telescope. *ArXiv e-prints*, 709, September 2007.
- [Vie98a] M. Vietri. On the Energy of Neutrinos from Gamma-Ray Bursts. *Astrophysical Journal*, 507:40–45, November 1998.
- [Vie98b] M. Vietri. Ultrahigh Energy Neutrinos from Gamma Ray Bursts. *Physical Review Letters*, 80:3690–3693, April 1998.
- [Vol80] L. V. Volkova. Energy spectra and angular distribution of atmospheric neutrinos. *Soviet Journal of Nuclear Physics*, 31:784–790, 1980.
- [Vol87] W. und Galeotti P. und Saavedra O. Volkova, L. V. und Fulgione. Prompt muon production in cosmic rays. *Nuovo Cimento C*, 10:465–476, 1987.
- [Wag04] W. Wagner. *Design and Realisation of a new AMANDA Data Acquisition System with Transient Waveform Recorders*. PhD thesis, Universität Dortmund, 2004.
- [WB97] E. Waxman and J. Bahcall. High Energy Neutrinos from Cosmological Gamma-Ray Burst Fireballs. *Physical Review Letters*, 78:2292–2295, March 1997.
- [WB99] E. Waxman and J. Bahcall. High energy neutrinos from astrophysical sources: An upper bound. *Physical Review D*, 59(2):023002–+, January 1999.
- [WB00] E. Waxman and J. N. Bahcall. Neutrino Afterglow from Gamma-Ray Bursts: 10^{18} EV. *Astrophysical Journal*, 541:707–711, October 2000.
- [WBM98] B. Wiebel-Sooth, P. L. Biermann, and H. Meyer. Cosmic rays. VII. Individual element spectra: prediction and data. *Astroparticle Physics*, 330:389–398, 1998.
- [WS98] B. Wiebel-Sooth. *Measurement of the allparticle energy spectrum and chemiocl composition of cosmic rays with the HEGRA detector*. PhD thesis, WUB-DIS 98-9, University of Wuppertal, 1998.
- [Y⁺95] S. Yoshida et al. *Astroparticle Physics*, 3:105, 1995.

-
- [Yf07] T. Yamamoto and for the Pierre Auger Collaboration. The UHECR spectrum measured at the Pierre Auger Observatory and its astrophysical implications. *ArXiv e-prints*, 707, July 2007.
- [YT93] S. Yoshida and M. Teshima. Energy Spectrum of Ultra-High Energy Cosmic Rays with Extra-Galactic Origin. *Progress of Theoretical Physics*, 89:833–845, April 1993.
- [ZB02] C. Zier and P. L. Biermann. Binary black holes and tori in AGN. II. Can stellar winds constitute a dusty torus? *Astronomy and Astrophysics*, 396:91–108, December 2002.
- [ZHV93] E. Zas, F. Halzen, and R. A. Vazquez. High-energy neutrino astronomy: Horizontal air shower arrays versus underground detectors. *Astropart. Phys.*, 1:297–316, 1993.
- [ZK66] G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *JETP Lett.*, 4:78, 1966.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Dr. W. Rhode bedanken, der mich in seine Gruppe aufgenommen und diese Arbeit angeregt hat.

Ebenso danke ich meinen Kollegen aus Madison, die mir in freundschaftlicher Art zur Seite standen und in zahlreichen Diskussionen, welche nicht immer wissenschaftliche Inhalte einschlossen, versuchten, konstruktive Lösungsansätze zu entwickeln. Hierbei bedanke ich mich besonders bei Gary Hill und Paolo Desiati. Thank you very much, tanti cari saluti and cheerseses.

Mein besonderer Dank gilt meinem Freund, Kollegen und Ehemann Klaus Münich, der diese Arbeit über den gesamten Zeitraum kompetent begleitet und in unzähligen Diskussionen viele Anregungen und Lösungsansätze beisteuerte. Dank seiner Erfahrung im Bereich der Analyse und Dateninterpretation lieferte er einen unverzichtbaren Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit.

Ein herzlicher Dank geht an meine Kollegen der Dortmunder Arbeitsgruppe. Zusammen mit Julia Becker und Matthias Bartelt konnte ein spezielles, freundschaftliches, lustiges und hilfsbereites Büroklima gepflegt werden, das durch Jens Dreyer, Wolfgang Wagner, Timo Messarius, Andreas Groß und Vanessa Cirkel-Bartelt während der Kaffeepausen bereichert wurde. Ebenso bedanke ich mich bei Matthias Domke für sein großes Engagement bei Rechnerproblemen.

Der wichtigste Dank gebührt meinen Eltern, die mich während meines gesamten Studiums unterstützt und an mich geglaubt haben. Sie haben mit viel Verständnis meine häufige Abwesenheit ertragen und einen großen Teil der Last mit geschultert.