

Richter, Roland

Verbesserung der Neutrinoausbeute des ANTARES Experimentes

Verbesserung der Neutrinoausbeute des ANTARES Experimentes

**Improvement of the neutrino detection efficiency of the ANTARES
experiment**

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Doktorgrades Dr. rer. nat.

vorgelegt von
Roland Bernhard Josef Richter
aus Amberg

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 24. Juli 2017

Vorsitzende/r des Promotionsorgans: Prof. Dr. Georg Kreimer

Gutachter: Prof. Dr. Uli Katz

Gutachter: Prof. Dr. Gisela Anton

Abstract

The ANTARES detector is a neutrino telescope, which is installed in the Mediterranean Sea at a depth of about 2400m. It detects neutrinos by measuring Cherenkov photons, which are emitted by muons which move at superluminal speeds through the surrounding water. The muons are mostly produced by interaction of the cosmic radiation with atoms in the atmosphere above the detector. Only a small number is produced by neutrinos, which travel through the earth and enter the detector from below. There they interact with the rock, the seabed or the water inside the instrumented volume of the detector. A reconstruction algorithm then tries to calculate the place, time and direction, consisting of zenith and azimuth angle of the muon from the measured data. By using suitable cuts on various parameters, like the zenith angle or the number of measured photons, the neutrino induced muons are separated from the atmospheric muons.

With this detector we try to find sources for cosmic neutrinos, and to measure a source's energy spectrum, if we are able to detect enough neutrino-events from it. There is no available neutrino source to calibrate the detector. Therefore we have to compare the measured data with Monte Carlo simulations.

Part of this work was to examine the ^{40}K -background (Chapter 2). This particular background produces coincident signals on two neighboring optical modules. Because the concentration of the ^{40}K -isotope is constant, the change in the coincident signal can be used to measure the loss of sensitivity of the optical modules over time. Over the monitored time the coincidence rate dropped from about 17 Hz to around 14 Hz per optical module. This corresponds to a reduction of sensitivity of about 10%.

For this work, possibilities were searched to increase the neutrino detection efficiency of the ANTARES experiment and to enhance the comparability of measured data with Monte Carlo simulations.

Hence in this work, hits were removed from the data, which had no equivalents in the simulation. In this context hits are photons, which were detected by an optical module. The removed hits were detected by optical modules with higher photon rates than 450 kHz, while the simulation considered these optical modules to be switched off (see Chapter 4.1). By removing these hits the comparability between measured data and Monte Carlo simulation was increased.

The reconstruction of the events is based on coincident hits. These are measured hits, which can, in time and space of their detection be traced back to a possible common muon. After an event's reconstruction it can be calculated at which points of the muon track the measured photons must have been produced. Sometimes the calculation results in a place, which is physically impossible to be the starting point of a photon. This is the case, if the photon would have to be produced by the muon below the seabed to fit to the event (see Chapter 4.2). These photons must therefore be part of the optical background. After the removal of these hits the reconstruction of the event was repeated and often the event is revealed as a downward going muon. Such an event has then to be discarded.

To provide more neutrino-events for the analyses, events were examined in a range of parameters, which previous methods have found to contain more muon-events than neutrino-events and therefore were discarded so far. It was searched for new parameters and their usefulness to distinguish between neutrino- and muon-events in this range of parameters were examined. The discovered parameters are a possible method to estimate the trustworthiness of the reconstruction. After a successful reconstruction, those optical modules were examined, which were closest to the event, but did not register any photons from it. An event, which is not registered at a place where it is supposed to

produce the most photons, cannot be reconstructed realistically and has to be discarded. With the new parameters, it is therefore possible to separate neutrino- and muon-events within so far unused data and to use it for analyses.

As a result this leads to an increase of the neutrino candidate events by 10%. The purity of the sample is conserved compared to the previous classification and the new selected events are comparable to the previously selected.

Überblick

Der ANTARES Detektor ist ein Neutrino Teleskop, das im Mittelmeer auf etwa 2400m Tiefe installiert ist. Er detektiert Neutrinos durch die Messung von Tscherenkowphotonen, die von Myonen ausgesandt werden, die sich schneller als das Licht durch das umgebende Wasser bewegen. Die Myonen werden zum größten Teil durch Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit den Atomen in der Atmosphäre über dem Detektor erzeugt. Nur ein kleiner Teil wird von Neutrinos erzeugt, die durch die Erde hindurch, von unten kommend in den Detektor eindringen und mit dem Gestein, dem Meeresboden oder dem Wasser im instrumentierten Volumen des Detektors wechselwirken. Ein Rekonstruktionsalgorithmus versucht dann aus den gemessenen Daten, den Ort, die Zeit und die Richtung, bestehend aus Zenit- und Azimutwinkel, des Myons zu berechnen. Durch die Verwendung geeigneter Schnitte auf verschiedenen Parameter wie zum Beispiel den Zenitwinkel oder die Anzahl der gemessenen Photonen, werden die neutrinoinduzierten Myonen von den atmosphärischen Myonen getrennt.

Mit Hilfe des Detektors sollen Quellen kosmischer Neutrinos aufgespürt werden und, falls es gelingt genügend Neutrino-Ereignisse einer Quelle zu detektieren, sollen deren Energiespektren vermessen werden. Da es für den Detektor keine geeignete Neutrinoquelle für eine Kalibrierung gibt, müssen die gemessenen Daten mit Monte Carlo Simulationen verglichen werden.

Ein Teil dieser Arbeit bestand aus der Untersuchung des ^{40}K -Untergrundes (Kapitel 2). Dieser spezielle Untergrund erzeugt koinzidente Signale auf zwei benachbarten Optischen Modulen. Da die Konzentration des ^{40}K -Isotops konstant ist, kann die Veränderung des koinzidenten Signals dazu genutzt werden, den Verlust an Sensitivität der Optischen Module im Lauf der Zeit zu messen. Im untersuchten Zeitraum fiel die Koinzidenzrate pro Optischem Modul von zirka 17 Hz auf etwa 14 Hz, was einer Reduktion der Sensitivität von ungefähr 10% entspricht.

In dieser Arbeit wurde nach Möglichkeiten gesucht, die Ausbeute der Neutrinodetektion des ANTARES Experiments zu steigern und die Vergleichbarkeit der gemessenen Daten mit den Monte Carlo Simulationen zu verbessern.

Deshalb wurden für diese Arbeit Hits aus den Daten entfernt, für die es in der Simulation keine Entsprechungen gab. In diesem Zusammenhang sind Hits Photonen, die von einem Optischen Modul detektiert wurden. Die entfernten Hits wurden von Optischen Modulen mit Photonenraten von über 450 kHz aufgezeichnet, während die Simulation die Datennamen dieser Optischen Module als abgeschaltet betrachtet (Kapitel 4.1). Durch das Entfernen dieser Hits wurde die Vergleichbarkeit zwischen gemessenen Daten und Monte Carlo Simulation verbessert.

Die Rekonstruktion der Ereignisse basiert auf koinzidenten Hits. Das sind gemessene Photonen die gemeinsam, örtlich und zeitlich, von einem Myon erzeugt worden sein können. Man kann, nachdem man ein Ereignis rekonstruiert hat, berechnen an welchen Stellen seiner Bahn das Myon die Photonen ausgesandt haben musste. Dabei kann es vorkommen, dass manchmal ein Ort berechnet wird, der physikalisch unmöglich der Ursprung eines Photons sein kann. Dies ist dann der Fall wenn das Photon von unterhalb des Meeresbodens vom Myon ausgesandt worden sein musste, um zum Ereignis zu passen (s. Kapitel 4.2). Diese Photonen müssen also zum optischen Untergrund gehören. Nach dem Entfernen dieser Hits und einer Wiederholung der Rekonstruktion offenbaren sich solche Ereignisse meist als von oben kommende Myonen. Diese Ereignisse müssen folglich verworfen werden.

Um für die Analysen mehr Neutrino-Ereignisse zur Verfügung zu stellen, wurden die Ereignisse in einem Parameterbereich untersucht, in dem mit den bisherigen Methoden mehr Myon- als Neutrino-Ereignisse gefunden wurden und die daher verworfen wurden. Es wurden neue Parameter gesucht und ihre Tauglichkeit zur Trennung von Neutrino- und Myon-Ereignissen in diesem Bereich untersucht. Die gefundenen Parameter, stellen eine Möglichkeit dar die Zuverlässigkeit der Rekonstruktion abzuschätzen, in dem nach erfolgreicher Rekonstruktion eines Ereignisses, diejenigen Optischen Module betrachtet werden, die nahe am Ereignis lagen, aber dieses nicht registriert hatten. Ein Ereignis, das dort, wo es die meisten Photonen produziert haben sollte, nicht registriert wird, kann nicht realistisch rekonstruiert worden sein und ist zu verwerfen. Somit ist es mit diesem neuen Parameter möglich auch bisher nicht genutzte Daten in Neutrino- und Myon-Ereignisse zu trennen und diese für mögliche Analysen zur Verfügung zu stellen.

Dies führt im Ergebnis zu einer Steigerung der Neutrinoausbeute von 10%. Dabei bleibt die Reinheit des Samples gegenüber der vorhergehenden Klassifizierung erhalten und die neu gewählten Ereignisse sind mit den vorher selektierten Ereignissen vergleichbar.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

1.1 Motivation

1.2 Neutrinos

1.3 Der ANTARES-Detektor

1.4 Ziel dieser Arbeit

2 Der optische Untergrund durch ^{40}K -Zerfälle

2.1 Motivation der Messung des ^{40}K -Untergrunds

2.2 Wie sieht der ^{40}K -Untergrund aus?

2.3 Die Methode zur Messung des ^{40}K -Untergrunds

2.4 Test der Zeitkalibration der ARS auf einem Stockwerk

2.5 Der zeitliche Verlauf der (mittleren) Detektorsensitivität

3 Die Monte Carlo Simulation und die Ereignisrekonstruktion

3.1 Die Monte Carlo Simulation

3.2 Die Trigger

3.3 Die Ereignisrekonstruktion

3.4 Die Klassifikation der Neutrino- und Myon-Ereignisse

4 Methoden zur Verbesserung der Effizienz des Detektors

4.1 Die Auswahl der Hits für die Rekonstruktion (Entfernen der XOFF-Hits)

4.2 Hit-Selektion nach der Rekonstruktion (Entfernen der GC-Hits)

4.3 Die Selektion der Ereignisse anhand des Steigungsparameters

5 Die Eigenschaften der zusätzlichen, durch die Steigungsparameter selektierten Neutrino-Ereignisse

6 Daten MC Vergleich

6.1 Vergleich von Daten und Monte Carlo nach Entfernen der XOFF-Hits

6.2 Vergleich von Daten und Monte Carlo nach dem Entfernen der GC-Hits

6.3 Vergleich von Daten und Monte Carlo in der Verteilung des rekonstruierten Zenit Winkels

6.4 Vergleich von Daten und Monte Carlo in der Verteilung des Λ -Parameters

6.5 Vergleich von Daten und Monte Carlo in der Verteilung des β -Parameters

6.6 Vergleich von Daten und Monte Carlo in den Steigungsparametern

7 Zusammenfassung und Ausblick

8 Tätigkeiten für die ANTARES Kollaboration und den Lehrstuhl

9 Quellenverzeichnis

Anhang:

Die Auswahl der Runs für diese Arbeit

Danke

1 Einleitung

In dieser Arbeit geht es um die Verbesserung der Ausbeute von Neutrinoereignissen beim ANTARES Experiment. Dabei muss man sich vor Augen halten, dass auf zirka 10.000 gemessene Teilchen (hauptsächlich atmosphärische Myonen) nur ein Neutrino kommt (vgl. Tabelle 4.3). Von diesen Neutrinos sind etwa 99% ebenfalls atmosphärischen Ursprungs (vgl. Abbildung 1.6). Aus diesen Zahlen wird klar, dass nur ein relativ kleiner Teil der gemessenen Daten die gesuchte Information enthält, der Rest ist als Untergrund zu betrachten. Möchte man Neutrinoastronomie betreiben, so muss man den Untergrund an Myonen so gut wie möglich unterdrücken und so effizient wie möglich Neutrinos identifizieren.

Doch zunächst soll in diesem Kapitel kurz die Neutrino Astronomie motiviert, der Detektor mit dem die Daten für diese Arbeit gemessen wurden erklärt und das Ziel dieser Arbeit vorgestellt werden.

1.1 Motivation

Hochenergetische Teilchen kosmischen Ursprungs, meist Protonen aber auch schwerere Atomkerne bis hin zum Eisen, wurden schon mit Energien von bis zu $10^{20,5}$ eV nachgewiesen (C. J. Todero, 2015). Wie diese Teilchen zu solch enormen Energien beschleunigt werden, ist noch nicht abschließend geklärt. Aufgrund der hohen Halbwertszeit der Protonen von mehr als $2,1 \cdot 10^{29}$ Jahren (J. Beringer et. al., 2012) können die Quellen solcher kosmischer Teilchen beliebig weit entfernt sein. Man nimmt an, dass besondere Objekte im All zum Beispiel Supernova Überreste, Aktive Galaktische Zentren, Gamma-Ray-Bursts oder Neutronensterne durch geeignete Beschleunigungsmechanismen Teilchen mit diesen hohen Energien hervorbringen. Zu jedem dieser Objekte gibt es Theorien über den Mechanismus, der diese hochenergetischen Teilchen erzeugen könnte. Diesen Beschleunigungsmechanismus im Experiment nachzuweisen, würde sehr viele Informationen über die Zustände in den Beschleunigern liefern, wie zum Beispiel deren Größe, Dichte, Magnetfeldstärke, Ausdehnung oder die beteiligte Teilchenarten.

Die Quellen von geladenen, hochenergetischen Protonen und Atomkernen zu bestimmen ist schwierig. Das Problem besteht darin, dass die Teilchen aufgrund ihrer Ladung von interstellaren Magnetfeldern auf ihrem Weg zur Erde abgelenkt werden, und somit nicht mehr geradlinig aus Richtung ihrer Quelle auf den Detektor, treffen. Folglich kann man von der Richtung ihres Eintreffens im Detektor nicht auf die Position der Quelle schließen. Es wäre daher vorteilhaft, wenn in den Beschleunigern neben den geladenen auch ungeladene Teilchen entstehen würden. Diese würden sich geradlinig bewegen und würden sich durch Magnetfelder nicht von ihrer Bahn abbringen lassen. Über diese ungeladenen Teilchen könnten die Quellen ermittelt werden, vorausgesetzt dass ihre Halbwertszeit hoch genug ist, sie somit unterwegs nicht zerfallen und dass sie auf ihrem Weg nicht absorbiert werden. In der optischen Astronomie betrachtet man daher Photonen. Diese besitzen als neutrale und stabile Teilchen die meisten der genannten Eigenschaften. Sie werden bei Beschleunigungsprozessen, die die hochenergetischen geladenen Teilchen erzeugen, ebenfalls erzeugt und werden von Experimenten wie zum Beispiel HESS (B. Giebels, 2012), MAGIC (O. Tibolla, 2013), INTEGRAL (C. Winkler; 2011) und Fermi-LAT (Fermi-LAT Collaboration; 2015) nachgewiesen. Die Photonen können jedoch erst den äußeren Schichten der Quellen entkommen, sobald die optische freie Weglänge groß genug ist, um die Photonen nicht mehr zu streuen. Somit bleibt das Innere des Beschleunigers verborgen. Auch auf ihrem weiteren Weg werden die Photonen durch Wechselwirkung mit dem Interstellaren Medium absorbiert oder gestreut.

Wenn aber die beschleunigten Hadronen mit Teilchen in der Umgebung des Beschleunigers wechselwirken, kann man erwarten, dass auch hochenergetische Neutrinos erzeugt werden. Hierauf wird in Kapitel 1.2.2 näher eingegangen werden. Die Halbwertszeit der Neutrinos von mehr als $7 \cdot 10^9 \frac{\text{s}}{\text{eV}}$ (J. Beringer et al. 2012) sorgt dafür, dass sie auch auf der Erde noch gemessen werden können. Da sie ungeladen sind, breiten sie sich geradlinig aus und haben zusätzlich noch den Vorteil, dass sie aufgrund ihres geringen Wirkungsquerschnittes von etwa $0,68 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \frac{E_\nu}{\text{GeV}}$ (J. Beringer et al.; 2012) kaum absorbiert oder gestreut werden. Wenn man diese hochenergetischen Neutrinos detektieren und dabei ihre ursprüngliche Richtung bestimmen könnte, wäre es möglich sie danach einer oder mehreren Quellen zuzuordnen und im Idealfall das Energiespektrum der Neutrinos einer Quelle zu messen. Damit wäre man in der Lage die Theorien über die Beschaffenheit der Quellen und deren Beschleunigungsmechanismen zu testen und darüber hinaus auf die Eigenschaften der Beschleuniger zu schließen. Dies ließe wiederum Aussagen über deren Entstehung, im Fall von zum Beispiel Supernova Überresten auf die Eigenschaften der Supernova (V. Utrobin, 2014) und die galaktische Entwicklung (P. Taylor, 2015) zu. Aus diesem Grund wurde bereits in den 80er Jahren mit dem Bau von Detektoren wie zum Beispiel Kamiokande begonnen, die in der Lage sind Richtung und Energie von hochenergetischen Neutrinos zu messen.

In dieser Arbeit soll explizit die Anzahl der verwertbaren Neutrinoereignisse aus den Daten des ANTARES Detektors im Zeitraum von 2007 bis 2012 erhöht werden. Dazu wurden mehrere neue Methoden entwickelt. Diese Methoden wurden anschließend darauf hin untersucht, ob man mit ihnen eine Unterscheidung zwischen Neutrino- und Myonereignissen treffen kann. Sowohl vor als auch nach erfolgter Rekonstruktion eines Ereignisses sollen die Methoden die Zuverlässigkeit der Einteilung in Myon-induzierte und Neutrino-induzierte Ereignisse verbessern, um somit den Untergrund durch Myonen stärker zu unterdrücken und die Signifikanz von Analysen zu steigern.

Zunächst ein kurzer Exkurs über die Eigenschaften und die Detektion von Neutrinos.

1.2 Neutrinos

Neutrinos sind ungeladene Leptonen, die weder elektromagnetisch noch stark wechselwirken und nur eine sehr geringe Masse besitzen. Messungen beim Zerfall des Tritiums ergeben einen Wert der kleiner als 2 eV sein, aber über 0 eV liegen muss (J. Beringer et. al. 2012), da sonst keine Neutrinooszillationen (s. u., Gribov V. and Pontecorvo, B., 1969) möglich wären. Neutrinos nehmen nur an der Gravitation und der schwachen Wechselwirkung teil. Es gibt sie in drei Arten: Elektronneutrinos, Myonneutrinos, Tauneutrinos und dazu die jeweiligen Antiteilchen (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and SLD Collaborations, and LEP Electroweak Working Group, and SLD Electroweak Group, and SLD Heavy Flavour Group, 2006). Der Spin der Neutrinos ist der Bewegungsrichtung entgegengesetzt („linkshändig“; Wu 1957)

Das Neutrino war das erste Teilchen, dessen Existenz postuliert wurde, um ein Experiment erklären zu können wie im Folgenden näher erläutert wird.

1.2.1 Die Entdeckung der Neutrinos

Lise Meitner und Otto Hahn zeigten 1911, dass die emittierten Elektronen beim β -Zerfall nicht in einem diskreten, sondern in einem kontinuierlichen Spektrum verteilt sind (O. Baeyer et al. 1912), während die verfügbare Energie jedoch als konstant angenommen wurde. Durch Einführung eines dritten beteiligten Teilchens konnte die restliche Energie „abgeführt“ werden. Daher wurde das Neutrino, damals noch Neutron genannt, von Pauli postuliert (Pauli, 1930, Brief an die Radioaktiven), um die Energieerhaltung beim β -Zerfall nicht aufgeben zu müssen. Erstmals nachgewiesen wurden die

Neutrinos im Jahr 1956 (C. L. Cowan, Jr., et al. 1956; F. Reines Nobelpreis 1995) und 1962 wurde das Myonenneutrino zum ersten Mal von G. Danby et al. (1962) nachgewiesen (Nobelpreis für Lederman, Schwartz und Steinberger 1988).

Die beim β -Zerfall und auch die bei der Kernfusion, zum Beispiel in der Sonne, entstehenden Neutrinos sind jedoch von viel geringerer Energie, nur etwa bis zu 5 MeV, als die, die mit dem ANTARES Detektor nachgewiesen werden. Diese haben Energien von über 10 GeV. Neutrinos mit solch hohen Energien entstehen beim Zerfall von hoch relativistischen Kaonen und Pionen, dies wird weiter unten näher beschrieben werden. Den Nachweis dieser Reaktionen erbrachten Beschleunigerexperimente. Energiereiche Neutrinos werden zum Beispiel beim MiniBooNE Experiment erzeugt (Protonenenergie 8,89 GeV/c, Neutrinoenergie bis 3000 MeV) und nachgewiesen (A. A. Aguilar-Arevalo et al., 2008).

Neutrinos mit höheren Energien findet man in Form von atmosphärischen oder kosmischen Neutrinos. Im Folgenden soll ein Überblick über die Entstehung hochenergetischer Neutrinos gegeben werden.

1.2.2 Die Entstehung hochenergetischer Neutrinos

Hochenergetische Neutrinos entstehen durch Reaktionen von hochenergetischen Teilchen, wie sie zum Beispiel in Form der kosmische Strahlung auftreten. Wie man in Abbildung 1.1 sieht, können die Teilchen der kosmischen Strahlung sehr hohe Energien annehmen. Die Zusammensetzung der Teilchen der kosmischen Strahlung ist aber nur teilweise bekannt (C.J. Todero, 2015). Es werden aber besonders geladene Teilchen favorisiert, da diese von zumindest in der Theorie vorstellbaren Quellen, elektromagnetisch auf sehr hohe Energien beschleunigt werden können.

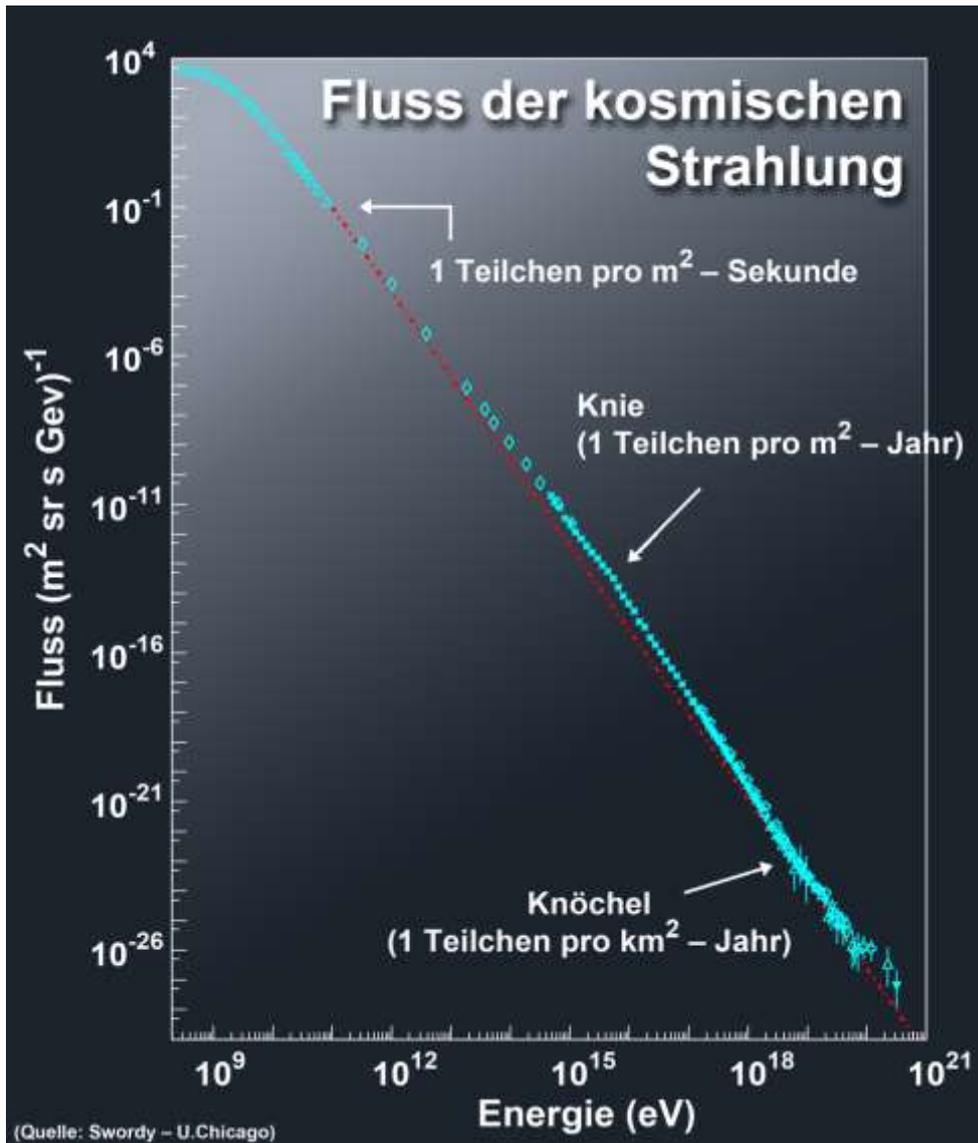


Abbildung 1.1: Der Graph zeigt das Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Die Quellen dieser Strahlung könnten auch Quellen hochenergetischer Neutrinos sein.

Demnach sind also besonders Protonen und Elektronen die wahrscheinlichen Ausgangsteilchen für die kosmische Strahlung, was jetzt im Folgenden erläutert werden soll. Dabei betrachten wir zunächst die Baryonen und wie diese Neutrinos erzeugen.

1.2.2.1 Baryonische Komponente der kosmischen Strahlung

Hochenergetischen Neutrinos haben ihren Ursprung in Reaktionen von Baryonen, insbesondere von Protonen. Protonen haben den Vorteil, dass sie aufgrund ihrer höheren Masse gegenüber einem Elektron, bei gleicher Energie, weniger Energie durch Synchrotronstrahlung abgeben, wenn sie durch Magnetfelder abgelenkt werden. Gleichung 1.1 beschreibt den Energieverlust durch Synchrotronstrahlung, dabei ist E die Energie des Teilchens, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, Z die Kernladungszahl, e die Elementarladung, R der Radius, m_0 die Ruhemasse des Teilchens, c die Lichtgeschwindigkeit und ΔE die abgegebene Energie bei einem Umlauf.

$$\Delta E = \frac{(Ze)^2 E^4}{3\epsilon_0 R (m_0 c^2)^4} \quad (1.1)$$

Durch die höhere Energie der Protonen werden die folgenden Reaktionen wahrscheinlicher. Protonen, die genug Energie besitzen, können über die Δ -Resonanz (Reaktionsgleichung 1.2) oder über Proton-Proton Streuung (Reaktionsgleichung 1.3) Pionen oder Kaonen erzeugen.



Aus dem Zerfall von Kaonen entstehen ebenfalls Pionen (Reaktionsgleichung 1.4). Die folgenden Reaktionsgleichungen gelten ladungskonjugiert für die jeweiligen Antiteilchen.



Geladene Pionen zerfallen in (Anti-)Myonen und Myon-Neutrinos (Reaktionsgleichung 1.5), während die ungeladenen Pionen in zwei Photonen zerfallen (Reaktionsgleichung 1.6).



Die Anti-Myonen zerfallen dann weiter in ein Positron, ein Elektronneutrino und ein Anti-Myonenneutrino (Reaktionsgleichung 1.7), während die Neutronen aus Reaktionsgleichung 1.2 zu Protonen, Elektronen und Anti-Elektronenneutrinos zerfallen (Reaktionsgleichung 1.8).



Somit ergeben sich drei Neutrinos pro geladenes Pion, je ein Myonenneutrino und ein Anti-Myonenneutrino, sowie ein Elektron- oder Antielektronenneutrino.

Auch kosmische Neutronen sind als denkbar. Diese könnten zum Beispiel dadurch erzeugt werden, dass zunächst Kerne beschleunigt werden. Diese zerfallen dann und die entstandenen Protonen werden durch Magnetfelder abgelenkt, während die Neutronen weiter in ihre ursprüngliche Richtung beibehalten. Die Neutronen zerfallen dann in Protonen, Elektronen und Antielektronenneutrinos (V. Barger, 2014). Tabelle 1.1 zeigt, wie sich die Neutrinoverhältnisse durch Neutrinooszillationen (s. Kapitel 1.2.3.1) bei Ankunft in einem möglichen Detektor ändern würden.

Szenario	Verhältnis Quelle			Verhältnis Detektor		
	ν_e	ν_μ	ν_τ	ν_e	ν_μ	ν_τ
Proton-Proton Streuung	1	2	0	1	1	1
(Unbekannt)	1	1	1	1	1	1
z.B. Neutronen	1	0	0	2	1	1
Δ^+ mit Dämpfung der μ^+	0	1	0	2	3	3
(Unbekannt)	0	0	1	2	3	3

Tabelle 1.1: Überblick über die verschiedenen Neutrinoverhältnisse (der jeweilige Eintrag ist die Summe über die jeweiligen Neutrinos und Antineutrinos) am Ort des Beschleunigers und wie diese sich durch Neutrinooszillationen auf dem Weg zum Detektor verändern. Oszillationsparameter für diese Tabelle: $\sin^2(2\theta_{12}) = 0,857$, $\sin^2(2\theta_{23}) = 1$ und $\sin^2(2\theta_{13}) = 0$; (V. Barger, 2014)

Die leptonische Komponente spielt dagegen eine untergeordnete Rolle.

1.2.2.2 Leptonische Komponente der kosmischen Strahlung

Die Leptonen, hauptsächlich Elektronen machen nur einen kleinen Teil der kosmischen Strahlung aus (Anteil: 10^{-3} ; A. A. Leonov et al., 2015) und können, da sie sich nicht in Baryonen umwandeln können, auch als primäre Komponente der Beschleunigung ausgeschlossen werden. Selbst wenn dies nur auf den Anteil der kosmischen Strahlung im Detektor zutreffen würde und nicht auf den Anteil im Beschleuniger, so hätte dies auf die Produktion von Neutrinos keinen Einfluss, da die Elektronen bei jeder Wechselwirkung primär elektromagnetisch wechselwirken und ihre Energie dabei in Form von Photonen abgeben.

Nachdem die Neutrinos erzeugt wurden, wird als nächstes ihr Transport zum Detektor betrachtet.

1.2.3 Transport hochenergetischer Neutrinos zur Erde

Neutrinos sind stabil, nicht geladen und können nicht stark oder elektromagnetisch wechselwirken. Daher können sie auf ihrem Weg vom Entstehungsort zu einem möglichen Detektor weder zerfallen, noch durch Magnetfelder abgelenkt werden und werden kaum durch Staub und Gas absorbiert. Sie nehmen nur an der schwachen Wechselwirkung und der Gravitation teil und ihr Wechselwirkungsquerschnitt ist entsprechend klein, wie in Tabelle 1.2 zu sehen ist.

	+ e ⁻ (G. Myatt 1982)	+ Nukleon (J. Beringer; 2012)
ν_{μ}	$(1,49 \pm 0,24) \cdot 10^{-42}$	$\sim 0,68 \cdot 10^{-38}$
$\bar{\nu}_{\mu}$	$(1,69 \pm 0,33) \cdot 10^{-42}$	$\sim 0,34 \cdot 10^{-38}$

Tabelle 1.2: Wechselwirkungsquerschnitte in $\text{cm}^2 \frac{E_{\nu}}{\text{GeV}}$ von Myon und Anti-Myon Neutrinos mit Elektronen und Nukleonen.

Jedoch ändern die Neutrinos ihren sogenannter „Flavor“ während der Reise, aufgrund der Neutrinooszillationen.

1.2.3.1 Neutrinooszillationen

Die Neutrinooszillationen (V. Gribov and B. Pontecorvo, 1969) beschreiben die Änderung des Flavours von Neutrinos während der Propagation. Dies wird dadurch ermöglicht, dass die Neutrinos drei verschiedenen Massezuständen besitzen. So besitzt z.B. ein Elektronenneutrino größtenteils den Zustand m_1 , weniger m_2 und nur einen kleinen Anteil an m_3 , wie in Abbildung 1.2 in rot dargestellt ist. Die genauen Werte der Massenzustände sind nicht bekannt. Es sind nur die Unterschiede zwischen den Massenquadraten m_1^2 und m_2^2 , sowie zwischen m_3^2 und $\frac{m_1^2+m_2^2}{2}$ bekannt. Daher sind noch zwei verschiedene Massenhierarchien möglich, wie sie in Abbildung 1.2 dargestellt werden. Die unterschiedlichen Massenzustände interferieren miteinander und dadurch kommt es, abhängig von der Energie und dem Abstand zur Quelle zu verschiedenen Wahrscheinlichkeiten ein Neutrino in einem bestimmten Flavor anzutreffen, dies wird in Abbildung 1.3 veranschaulicht. Die Abbildung zeigt exemplarisch wie ein ursprünglich als Elektronenneutrino (blau) gestartetes Teilchen in Abhängigkeit von seiner Energie E und dem zurückgelegten Weg L in ein Myonneutrino (rot) und ein Tauneutrino (grün) oszilliert und gibt die Wahrscheinlichkeit P an, die jeweiligen Zustände bei einer bestimmten Entfernung zu messen. Diese Wahrscheinlichkeit lässt sich über die PMNS Matrix berechnen (s. J. Beringer et al., 2012). Tabelle 1.3 enthält die Parameter für die Grafik.

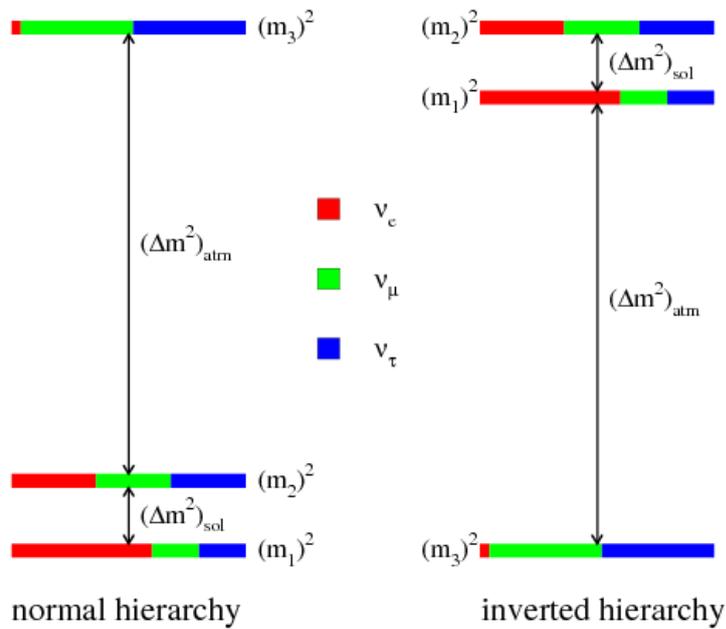


Abbildung 1.2: Die beiden möglichen Hierarchien für die Neutrino-Massenzustände und ihre Zusammensetzung. Quelle: <https://inspirehep.net/record/1114323/plots>, 30.4.16

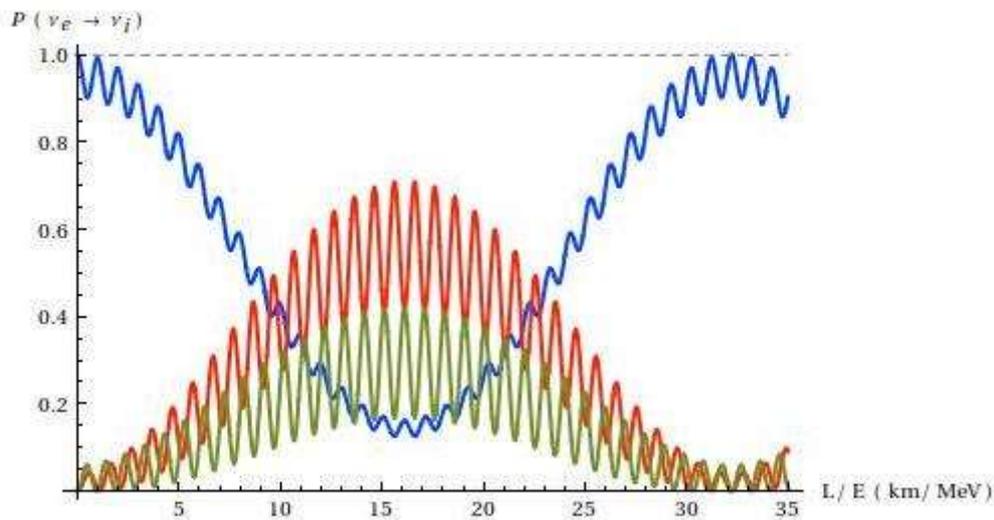


Abbildung 1.3: Die Abbildung zeigt die Wahrscheinlichkeit ein Neutrino in einem bestimmten Flavor zu messen. (Quelle: <http://invisibles.eu/outreach/entry/ceaseless-transformation-three-neutrinos> ,30.4.16)

Variable	Werte für den Graphen
$\sin^2 2\theta_{13}$	0,10
$\sin^2 2\theta_{23}$	0,97
$\sin^2 2\theta_{12}$	0,861
Δ	0
Δm_{12}^2	$7.59 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
$\Delta m_{32}^2 \approx \Delta m_{13}^2$	$2.32 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$
Massenhierarchie	Normal

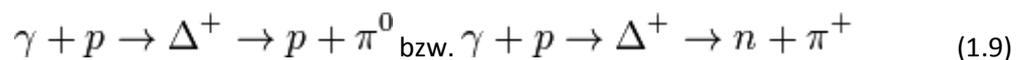
Tabelle 1.3: die Parameter für Abbildung 1.3.

Wie weiter oben beschrieben, werden die Neutrinos bei der Proton-Proton Streuung in einem Verhältnis von $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 2 : 0$ produziert. Aufgrund der Neutrinooszillationen wandelt sich dieses Verhältnis, so dass die Neutrinos jeder Sorte zu gleichen Teilen vorkommen. Es wird also ein Verhältnis von $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1 : 1 : 1$ erwartet. Für andere Entstehungsmechanismen können andere Verhältnisse bestehen wie in Tabelle 1.1 zu sehen ist. Da aber durch die Neutrinooszillationen immer auch alle anderen Flavours im Detektor ankommen, kann jede Quelle von einem Detektor registriert werden der nur für eine der drei Flavour Sorten konzipiert wurde.

Neutrinos können auch durch die Wechselwirkung der Kosmischen Strahlung auf ihrem Weg zur Erde erzeugt werden, zum Beispiel durch den sogenannten GZK Effekt.

1.2.3.2 Der GZK Effekt

Der GZK Effekt (Abkürzung für Greisen-Sazepin (engl.: Zatsepin)-Kusmin) führt zum Abschneiden (Cut-Off) für das Energiespektrum höchstenergetischer kosmischer Protonen. Ab einer Energie von $6 \cdot 10^{19}$ eV wechselwirken Protonen mit Photonen der kosmischen Hintergrundstrahlung (K. Greisen, 1966).



Daraus folgt auch eine theoretische obere Grenze für die Energie von Neutrinos, die aus den oben bereits erwähnten Reaktionen (Reaktionsgleichungen 1.5 bis 1.8) der π^+ entstehen. Die mittlere freie Weglänge für ein Proton dieser Energie liegt bei etwa 50 Mpc. Bei galaktischen Quellen stellt der GZK Cut-Off also keine Einschränkung dar, falls die Beschleuniger aber weiter weg sind, wird ihre maximale Energie durch den „Cut-Off“ begrenzt.

Bei einer bestimmten Energie werden Neutrinos mit größerer Wahrscheinlichkeit wechselwirken. Bei der sogenannten Glashow Resonanz.

1.2.3.3 Die Glashow Resonanz

Bei 6,3 PeV kann ein Antielektronenneutrino mit einem Elektron resonant ein W^- Boson erzeugen.



Der Wirkungsquerschnitt ist mit $8 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2$ etwa um einen Faktor 100 größer als der nichtresonante Wirkungsquerschnitt mit Kernbausteinen (s. Abbildung 1.4). Im Bereich um die Glashow Resonanz kann man also mit einem höheren Neutrinofluss rechnen (V. Barger, 2014).

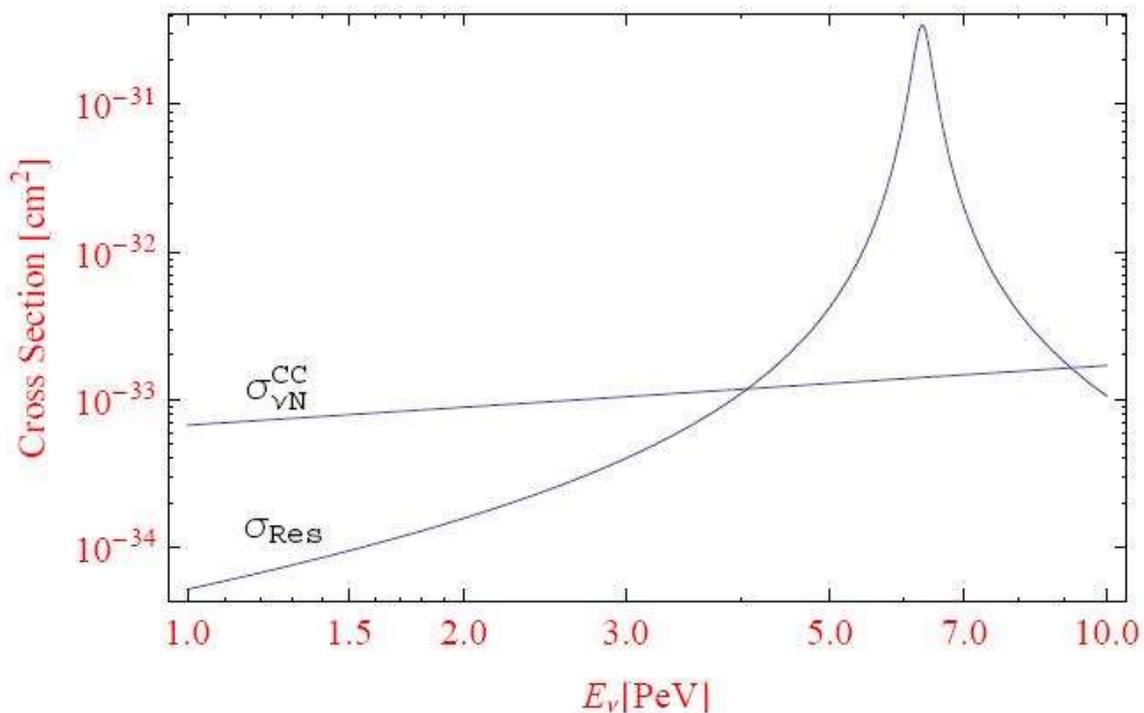


Abbildung 1.4: der Verlauf der Wechselwirkungsquerschnitte von Neutrinos mit Kernbausteinen $\sigma_{\nu N}^{CC}$ und mit Elektronen σ_{Res} in Abhängigkeit von der Energie des Neutrinos (V. Barger, 2014).

Als nächstes wird auf die möglichen Quellen für kosmische Neutrinos eingegangen werden.

1.2.4 Quellen hochenergetischer Neutrinos

Neutrinos entstehen in großer Zahl bei Kernreaktionen, also Betazerfall, oder Elektroneneinfang oder Kernfusion. Diese Neutrinos besitzen aber nur Energie im MeV Bereich.

Für hochenergetische Neutrinos gibt es andere Erzeugungsprozesse, wie sie im Folgenden beschrieben werden.

1.2.4.1 Die Kosmische Strahlung als Quelle von hochenergetischen Neutrinos

Die kosmische Strahlung besteht aus hochenergetischen Protonen und schwereren Atomkernen, aber auch aus Elektronen und Photonen. Die Teilchen werden zum Beispiel bei Supernova Explosionen beschleunigt. Dabei entstehen auch Neutrinos, sowohl bei der Fusion als auch bei der späteren Desintegration durch den Zerfall der Neutronen. Die Energie der Neutrinos liegt aber nur im MeV Bereich und ist daher zu niedrig, als dass diese von einem Neutrino Teleskop wie ANTARES detektiert werden können. Wenn die Supernova jedoch nah genug ist, könnte die schiefe Menge der erzeugten Neutrinos mit dem Medium des Detektors wechselwirken und dabei die statistische Photonenmenge im Detektor erhöhen. V. Kulikovski machte dafür Untersuchungen für ANTARES (persönliche Mitteilung). Die Energien der Teilchen der kosmischen Strahlung werden auf bis zu 10^{19} eV geschätzt (Dermer, 2001), das Spektrum folgt dabei einem Potenzgesetz von $E^{-2.7}$. Höhere Energien wurden bisher nicht nachgewiesen, was wahrscheinlich daran liegt, dass Teilchen mit Energien zwischen 10^{20} und 10^{21} eV mit der kosmischen Hintergrundstrahlung Wechselwirken können (K. Greisen, 1966).

Die Teilchen der kosmischen Strahlung treffen auf die Luftmoleküle der oberen Atmosphäre und aus den dabei erzeugten hadronischen Schauern entstehen Neutrinos, wie in den Reaktionsgleichungen 1.3 ff beschrieben. Diese atmosphärischen Neutrinos kann man dazu nutzen,

die Detektierbarkeit von Neutrinos nachzuweisen, oder um die Oszillationsparameter zu bestimmen. Insbesondere die Massenhierarchie wie sie in Abbildung 1.2 dargestellt ist soll in den Experimenten PINGU (M. G. Aartsen et al., 2013) und ORCA (U. F. Katz, 2013) bestimmt werden. Das Energiespektrum der atmosphärischen Neutrinos ist proportional zu $E^{-3,7}$ (R. Abbasi et al., 2011) und damit steiler als das Spektrum der ursprünglichen kosmischen Strahlung. Für die Suche nach kosmischen Neutrinos bilden die atmosphärischen Neutrinos einen wichtigen Untergrund; darauf wird in späteren Kapiteln noch eingegangen.

Ein Beispiel wie Kosmische Strahlung durch einen Beschleuniger erzeugt wird, wird im Folgenden anhand des Fermi Beschleunigers gegeben.

1.2.4.2 Der Fermi Beschleuniger

Ein Fermi Beschleuniger funktioniert nach dem Prinzip der Fermi Beschleunigung (Fermi, 1949). Dabei bewegt sich ein Teilchen durch eine Schockfront und seine Bahn wird danach von einem Magnetfeld so abgelenkt, dass es wieder durch die Schockfront fliegt. Bei jedem Durchlauf durch die Schockfront gewinnt es Energie. Dies funktioniert entweder so lange bis das Teilchen genug Energie hat, um den Beschleuniger zu verlassen, oder das Teilchen durch Wechselwirkungen mit anderen Teilchen seine Energie abgibt. Dabei können wie oben beschrieben Neutrinos entstehen.

Der Mechanismus funktioniert auf folgende Weise: Ein Teilchen mit Geschwindigkeit \vec{v}' trifft auf die Schockfront, die sich mit der Geschwindigkeit \vec{u} bewegt. Dabei wechselwirkt es elektromagnetisch mit dem Plasma in der Schockfront und wird elastisch reflektiert. Im Schwerpunktsystem betrachtet, bewegt sich das Teilchen mit Geschwindigkeit $\vec{v} = \vec{v}' + \vec{u}$ auf die Schockfront zu und bewegt sich nach dem Stoß mit der Geschwindigkeit $\vec{v} = \vec{v}' + \vec{u}$ von der der Schockfront weg, wie links in Abbildung 1.5 dargestellt. Von außen betrachtet bewegt sich das Teilchen vorher mit Geschwindigkeit \vec{v} zunächst nach links, nach dem Stoß aber mit Geschwindigkeit $\vec{v} + 2\vec{u}$ nach rechts (Abbildung 1.5 rechts).

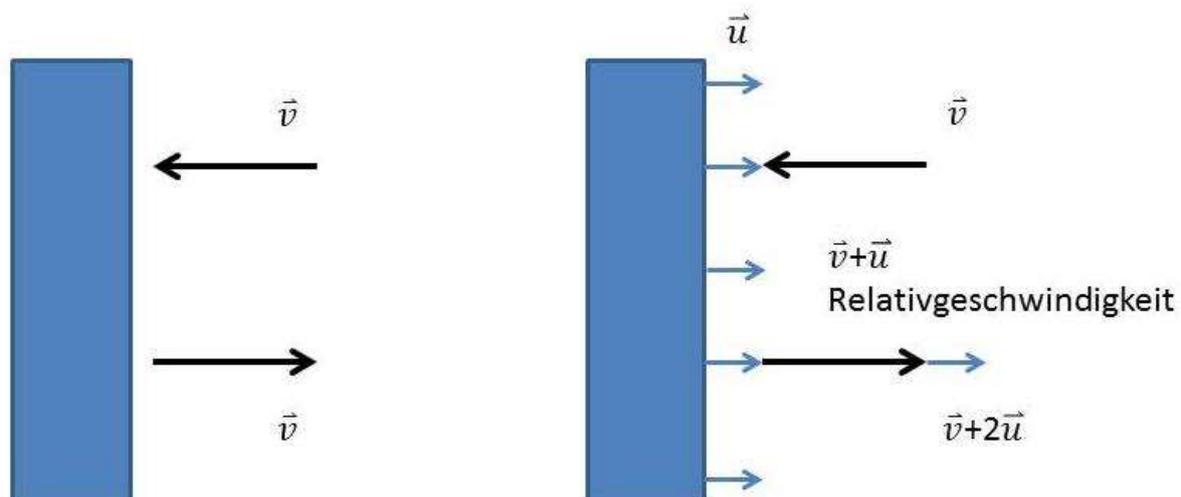


Abbildung 1.5: Der elastische Stoß eines zu beschleunigenden Teilchens mit einer Schockfront. Links Schwerpunktsystem, rechts von außen beobachtet.

Die Schockfront ist natürlich nicht solide wie in Abbildung 1.5 dargestellt, sondern ist eine „Wand“ aus Plasma, deren Dichte bei der Expansion zunehmend geringer wird. Es ist also unwahrscheinlich einen zentralen Stoß mit der Schockfront zu erreichen um die vollen $2\vec{u}$ an Geschwindigkeit zu gewinnen.

Es gibt mehrere Kandidaten, die als Fermi Beschleuniger in Frage kommen. So könnten zum Beispiel Supernova Überreste in Frage kommen. Ihre Schockfronten expandieren mit typischen Geschwindigkeiten im Bereich von $10^4 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ (D. A. Frail et al., 1995). Dazu befindet sich in ihrem Innern ein kompaktes Objekt, das für das nötige Magnetfeld sorgen könnte. Aktive galaktische Kerne (AGN), sind Supermassive Schwarze Löcher im Zentrum einer Galaxie, die gerade Materie aufnehmen und dabei, um den Drehimpuls der angesaugten Materie zu erhalten, einen Teil derselben in hochenergetischen, ultrarelativistischen Jets abgeben. Diese Jets bilden die Schockfronten, während der AGN für das Magnetfeld sorgt, bzw. die Galaxie selbst das Magnetfeld stellt. Auch das Zentrum der Milchstraße könnte eine mögliche Quelle sein. T. Linden et al. (2012) schreiben, dass hochenergetische Gammastrahlen (100 MeV bis 100 TeV) aus der näheren Umgebung von etwa 3 Parsec des galaktischen Zentrums gemessen werden. Da das galaktische Zentrum der Milchstraße aber kein aktives Zentrum ist, ist es auch möglich, dass die beobachtete γ -Strahlung, das Zerfallsprodukt der Annihilation Dunkler Materie ist. Es wird vermutet, dass im galaktischen Zentrum hohe Dichten an Dunkler Materie auftreten (s. Kapitel 1.2.4.4).

Das Neutrinospektrum, das von diesen und anderen Quellen erzeugt wird, ist in Abbildung 1.6 dargestellt.

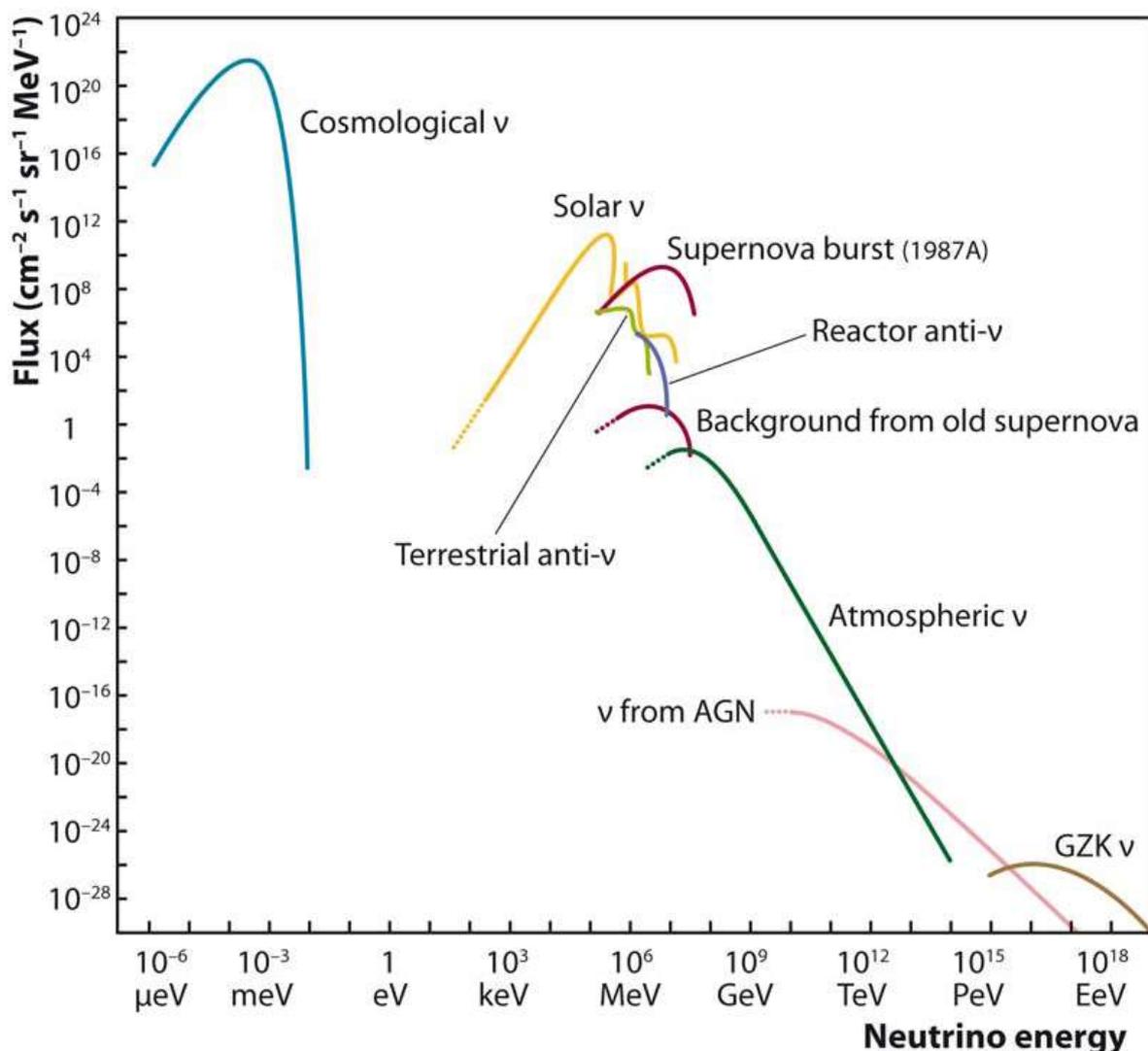


Abbildung 1.6: Der erwartete Neutrinofluss mit seinen Komponenten. (Der grüne Graph mit der Bezeichnung „Atmospheric ν “ ist der Teil, der aus der kosmischen Strahlung in der Erdatmosphäre entsteht.) (C. Spiering, 2012)

Neben den klassischen Fermi Beschleunigern gibt es auch noch andere denkbare Szenarien, in denen astrophysikalische Objekte hochenergetische Teilchen erzeugen. Das Folgende soll dazu einen kurzen Überblick geben.

1.2.4.3 Nicht-Fermi Beschleuniger

Wenn in einem Jet Teilchen beschleunigt werden und diese unter Abgabe von Neutronen zerfallen, könnten die geladenen Teilchen durch ein Magnetfeld abgelenkt werden und nur die Neutronen bewegen sich weiter in der ursprünglichen Richtung fort. Sobald diese dann zerfallen, entstehen nur Elektronenneutrinos (V. Barger; 2014).

Vollkommen ohne Beschleuniger kämen wir aus, wenn die dunkle Materie gerade genau die nötigen Eigenschaften besitzen würde, um bei einer möglichen Selbstannihilation Neutrinos zu erzeugen, die energiereich genug wären, dass wir sie nachweisen könnten.

1.2.4.4 Selbstannihilation der Dunklen Materie

Ein erster Hinweis auf die Existenz der Dunklen Materie lieferte Zwicky 1933 (F. Zwicky; 1933), als er den Coma Galaxienhaufen untersuchte und feststellte, dass die Geschwindigkeiten der einzelnen Galaxien des Haufens zu hoch waren, als dass sie durch die Gravitation des Galaxienhaufens gebunden sein konnten, er postulierte daraufhin die Dunkle Materie als zusätzliche Quelle der Gravitationskraft.

Vera Rubin stieß 1960 auf das gleiche Problem, als sie die Rotationskurven von Galaxien vermaß (V. C. Rubin; 1960). Es wurden die Geschwindigkeiten der Sterne innerhalb der Galaxien gemessen und mit ihren Positionen innerhalb der Galaxie verglichen. Dabei wurde festgestellt, dass die Geschwindigkeiten der Sterne zu hoch waren, als dass ihre Positionen zu Kreisbahnen um das Zentrum der Galaxie passen konnten, falls die Masse der Galaxie nur aus den beobachteten Sternen besteht.

Im Bullet Cluster scheint man dagegen einen direkten Hinweis auf Dunkle Materie gefunden zu haben. In diesem Galaxiencluster sind vor 100 Millionen Jahren zwei Galaxienhaufen miteinander „kollidiert“. Dabei liefen die Sterne der Galaxien aneinander vorbei, nur das intragalaktische Gas stieß aneinander und wurde von den beiden Galaxienhaufen getrennt. Durch den Gravitationslinseneffekt kann man den Hintergrund des Bullet Clusters beobachten und messen, dass die Masse des Clusters sich zusammen mit den Sternen der Galaxien bewegt und nicht mit dem Gas abgetrennt wurde. Das Gas kann also nicht für die „fehlende“ Materie verantwortlich sein (D. Clowe, 2006). Die Dunkle Materie könnte aber auch aus MACHOs (Massive Astrophysical Compact Halo Objects) bestehen, die MACHO Kollaboration hat dafür jedoch nicht genug Hinweise gefunden (MACHO collaboration, 2000).

Falls die Dunkle Materie nicht aus massiven Objekten besteht, so darf sie nur gravitativ wechselwirken, nicht stark und nicht elektromagnetisch, sonst würde sie nicht als dunkel gelten können. Die Dunkle Materie kann aber schwach wechselwirken und falls sie das tut, dann wäre dies eine Möglichkeit für ihren Nachweis. Solch eine Dunkle Materie besteht aus Teilchen von hoher Masse und wird WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) genannt. Neben der Selbstannihilation beobachtet man keine weiteren Zerfälle, da die Dunkle Materie stabil sein muss, oder zumindest eine sehr große Halbwertszeit besitzen muss, denn sonst wäre sie schon zerfallen, da sie kurz nach der Entstehung des Universums entstanden sein muss und seitdem nicht zerfallen ist.

Sollte die Dunkle Materie aus Materie und Antimaterie oder aus Majorana-Teilchen bestehen, so könnte man eine Selbstannihilation in Gegenden erhöhter Dichte von Dunkler Materie erwarten. Solche erhöhten Dichten werden in den Zentren von Materieansammlungen vermutet. Man erwartet, dass die Dunkle Materie mit der Materie über die schwache Kraft wechselwirkt, durch Stöße Energie verliert und sich dann in den Schwerezentren, zum Beispiel der Sonne, dem Zentrum der Galaxie oder auch der Erde, ansammelt. Die Orte, die wir untersuchen können, wären auf der einen Seite die Erde und die Sonne. Diese bieten sich aufgrund ihrer Nähe an, und das galaktische Zentrum, da man hier besonders hohe Dichten an Dunkler Materie erwartet (J. D. Zornoza, 2014).

Die Annihilation muss über die schwache Kraft vermittelt werden, oder über das Higgs Teilchen (Weniger, 2012). In diesem Fall würden jedoch keine Neutrinos entstehen.

Im Folgenden wird nun der Nachweis von hochenergetischen Neutrinos diskutiert.

1.2.5 Nachweis von hochenergetischen Neutrinos

Viele Neutrinoexperimente können nur „niederenergetische“ Neutrinos bis zu etwa einem MeV nachweisen. Darunter fallen die radiochemischen und die Szintillationsdetektoren. Beide Experimentarten benötigen große Flüsse, da sie nur Reaktionen in kleinen Volumina beobachten. Sie sind in ihrer Größe beschränkt, da sie entweder aus teurem und seltenem Reaktionsmaterial bestehen, wie Gallium oder Argon, oder aufgrund der großen Szintillatorflächen sehr teuer sind.

1.2.5.1 Nachweisreaktionen

Um Neutrinos nachzuweisen, werden zwei Gruppen von Reaktionskanälen genutzt, die Reaktionen des geladenen Stroms, durch Austausch eines W^\pm Bosons, und des schwachen, neutralen Stroms, durch Austausch eines Z^0 Bosons. Auf diese Reaktionen wird im Folgenden eingegangen.

Die Reaktion über den geladenen Strom

Die erste Gruppe von Reaktionen ist die eines Neutrinos über den geladenen Strom mit baryonischer Materie. Dabei entsteht unter Vermittlung des W^\pm Bosons ein geladenes Lepton, während das Baryon seine Ladung ändert, wie in Abbildung 1.7, beziehungsweise Reaktionsgleichungen 1.11 und 1.12 dargestellt wird.

$$\nu_l + N^0 \rightarrow l^- + N^+ \quad (1.11)$$

$$\bar{\nu}_l + N^+ \rightarrow l^+ + N^0 \quad (1.12)$$

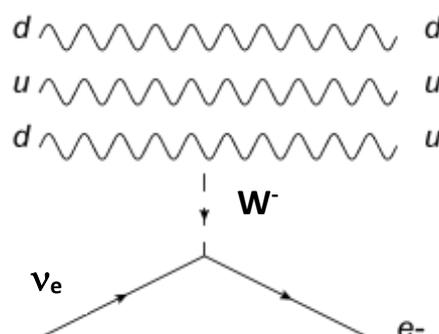


Abbildung 1.7: Die Reaktion eines Neutrinos mit einem Nukleon.

Diese Reaktion tritt sowohl bei „niederenergetischen“ Neutrinos als, auch bei hochenergetischen Neutrinos auf. Bei höheren Energien erhält das Nukleon genug kinetische Energie, dass ein

hadronischer Schauer auftritt. Verschiedene Experimente haben unterschiedliche Herangehensweisen um diese Reaktion nachzuweisen. So versuchen radiochemische Experimente die transmutierten Kerne nachzuweisen, während Tscherenkowteleskope die hochenergetischen Leptonen messen. Dazu später mehr.

Die Reaktion über den neutralen Strom

In der zweiten Gruppe von Reaktionen wechselwirkt ein Neutrino über den neutralen Strom, der von einem Z^0 vermittelt wird, mit einem anderen Teilchen (Reaktionsgleichung 1.13).



Bei genügend großer Energie entsteht wieder ein hadronischer Teilchenschauer, aber kein charakteristisches Lepton. Der Schauer kann auch von einem Tscherenkowteleskop nachgewiesen werden (s. Kapitel 1.2.5.4).

Ein anderes Beispiel ist die Spaltung von Deuterium in ein Proton und ein Neutron. Dieser Effekt wird zum experimentellen Nachweis solarer Neutrinos verwendet (The SNO Collaboration, 2000). Dieses und ähnliche Experimente nutzen einen sogenannten radiochemischen Nachweis.

1.2.5.2 Radiochemischer Nachweis

Radiochemische Experimente können Neutrinos direkt messen, da sie eine spezifische Reaktion nachweisen, die nur durch ein passendes Neutrino eingeleitet werden kann. Als Beispiel soll hier das GALLEX Experiment (http://www.mpi-hd.mpg.de/lin/research_history.en.html#gallex , 30.4.16) dienen. Dabei wird in einem großen Tank, der mit 30t GaCl₃ gefüllt ist, ein ⁷¹Ge Atom nachgewiesen, das zu Beginn des Experimentes nicht da gewesen ist und nur durch die Reaktion eines solaren Elektronenneutrinos mit einer Energie von mindestens 233,2 keV mit einem Gallium Atom entstanden sein kann (1.14).



Der Nachteil dieses und ähnlicher Experimente ist, dass das gesamte Detektionsvolumen mit einem bestimmten Stoff, hier Galliumchlorid gefüllt sein muss. Pro Kilo kostet Galliumchlorid zirka 500\$ (Internetrecherche). Danach muss man noch das Reaktionsprodukt herausfiltern und einzelne Atome nachweisen. Man hat dann aber nur nachgewiesen, dass im Messzeitraum ein Neutrino eine Wechselwirkung gemacht hat, aber eine Richtungs- oder Zeitauflösung ist nicht möglich.

Szintillationsdetektoren dagegen können diese Informationen liefern.

1.2.5.3 Szintillationsdetektoren

Neben den direkten Nachweisen mit Hilfe der neutrinoinduzierten Kernreaktionen gibt es noch die Möglichkeit des Nachweises über Spurrekonstruktionen. Dabei wird die Spur von hochenergetischen geladenen Teilchen nachgewiesen, die durch eine Reaktion des geladenen Stroms von einem Neutrino erzeugt wurde. Die meiste Energie und der Impuls des Neutrinos werden dabei auf dieses geladene Teilchen übertragen und deshalb bewegt es sich in etwa in der gleichen Richtung fort wie vorher das Neutrino.

Szintillationsdetektoren stellen eine Möglichkeit dar solche Spuren zu rekonstruieren. Sie arbeiten nach dem Prinzip, dass geladene Teilchen durch Stöße mit dem Material des Szintillators Photonen erzeugen und diese dann mit Photomultipliern (PMT= „photo multiplier tube“) nachgewiesen werden.

Als Beispiel soll hier das BOREXINO Experiment genügen (G. Alimonti, 2008), dass als Szintillatormaterial H₂O+PC+PPO benutzt. Die Elektronenneutrinos, die in diesem Experiment nachgewiesen werden, entstehen beim Elektroneneinfang von Beryllium-7 in der Sonne und haben eine Energie zwischen 250 und 665 keV.

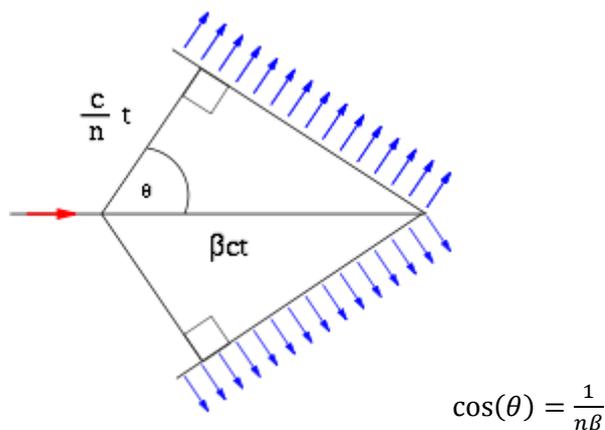
Eine weitere Methode eröffnet sich, wenn die geladenen Teilchen schneller sind, als die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium in dem sie sich bewegen. Dies wird im Folgenden beschrieben.

1.2.5.4 Nachweis durch Tscherenkow Detektoren

Tscherenkow Detektoren benutzen PMTs um Photonen nachzuweisen, die durch den Tscherenkow-Effekt von im Medium überlichtschnellen, geladenen Teilchen erzeugt wurden.

Das Prinzip des Tscherenkow Neutrino Teleskops

Ein Tscherenkow Teleskop nutzt den, nach Pawel Alexejewitsch Tscherenkow (P. A. Cherenkov, 1937) benannten Effekt, der beschreibt, dass ein geladenes Teilchen, welches sich schneller als die Phasengeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen im Medium bewegt, Photonen aussendet. Im Fall von ANTARES ist das Medium Salzwasser und die Lichtgeschwindigkeit darin beträgt zirka zwei Drittel derer im Vakuum. Genauer betrachtet, werden die Atome, an denen das geladene Teilchen vorbeikommt kurzzeitig polarisiert. Diese senden dann elektromagnetische Strahlung aus, die durch Interferenz eine Wellenfront, analog zu einem Machkegel beim Überschallflug bildet. Abbildung 1.8 zeigt einen Schnitt durch die Wellenfront aus Photonen, die durch den Tscherenkow-Effekt erzeugt wurden. Dargestellt ist der Zustand wenn das Teilchen die Spitze des Kegels auf der rechten Seite erreicht hat. Der Rote Pfeil gibt die Richtung an, in die sich das geladene Teilchen bewegt. In blau werden die ausgesandten Photonen, die den Kegel bilden zum Zeitpunkt des Schnittes dargestellt.



$$\cos(\theta) = \frac{1}{n\beta}$$

Abbildung 1.8: Schnitt durch einen Tscherenkow-Kegel den ein geladenes Teilchen mit Überlichtgeschwindigkeit im Medium erzeugt. Daneben die Gleichung, durch die der Öffnungswinkel des Kegels θ aus dem Brechungsindex und der Geschwindigkeit des Teilchens β berechnet wird.

Dabei wird ein Spektrum von Photonen nach Gleichung 1.9 ausgesandt.

$$\frac{d^2N}{d\omega dx} = \frac{z^2\alpha}{c} \sin^2\theta \quad (1.9)$$

Dabei ist N die Zahl der Photonen, die im Frequenzbereich $d\omega$ auf der Strecke dx ausgesandt werden und z die Ladung des Teilchens, α die Feinstrukturkonstante, c die Lichtgeschwindigkeit und θ ist der Tscherenkow-Winkel des Mediums.

Im Salzwasser werden die Photonen mit zirka $42,2^\circ$, von der Bewegungsrichtung des Teilchens aus gemessen, abgestrahlt. Diese Photonen werden in Photomultipliern detektiert. Abbildung 1.9 soll das Prinzip noch einmal bildlich verdeutlichen. Ein Neutrino, bewegt sich entlang der roten Linie von unten kommen durch die Erde in Richtung Detektor. Nachdem durch schwache Wechselwirkung mit einem Nukleon am Ort des gelben Punktes ein Myon erzeugt wurde, bewegt sich dieses entlang der blauen Spur weiter mit annähernd der Vakuum Lichtgeschwindigkeit (c) durch den Detektor. Sobald sich das Myon im Wasser befindet können sich die von ihm erzeugten Photonen mit der in diesem Medium gültigen Lichtgeschwindigkeit (c_{medium}) ausbreiten und bilden einen Kegel (blau) der dem Myon „hinterherläuft“.

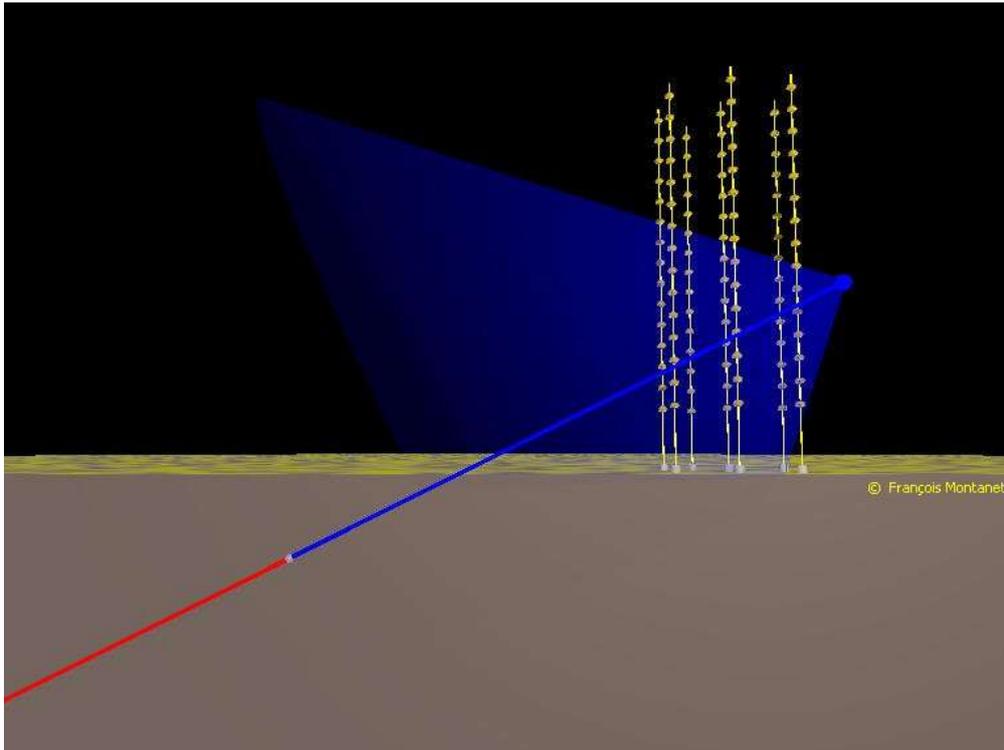


Abbildung 1.9: Die prinzipielle Funktionsweise eines Tscherenkowdetektors.

Ort und der Zeit der gemessenen Photonen hinterlassen im Detektor eine Signatur, die von der Richtung, der Energie und der Teilchensorte abhängig ist. Die Unterschiedlichen Signaturen werden im Folgenden beschrieben.

Signaturen von Neutrinowechselwirkungen

In einem großen Tscherenkow Detektor, wie zum Beispiel IceCube sind Teilchenschauer, die durch hochenergetische Neutrinos ausgelöst werden, eine gute Methode um die Neutrinoenergie zu schätzen (M. G. Aartsen et al.; 2014). Da diese Schauer sehr viele Photonen erzeugen, benötigt man ein sehr großes instrumentiertes Volumen, um den Schauer komplett zu erfassen. Nur so kann der Fehler auf die Schätzung minimiert werden. Ein kleiner Detektor kann dagegen nur einen Ausschnitt des Schauers registrieren. Für den Fall dass ein Myon erzeugt wurde, kann die Spur weit über den Detektor hinausgehen und die außerhalb des Detektors deponierte Energie wird folglich nicht gemessen werden können. Damit kann dann auch die Gesamtenergie des Ereignisses nicht richtig abgeschätzt werden. Bei reinen Schauer Ereignissen ist jedoch die Richtungsauflösung ein Problem. Für die Schauer im IceCube Experiment wurden in der Regel Fehler auf die Richtung von deutlich über 5° angegeben (M. G. Aartsen et al.; 2014).

In der Neutralstromreaktion wird das Neutrino das Detektorvolumen ohne weiteres wieder verlassen, nachdem es einen Schauer erzeugt hat. Nur der Schauer wird im Detektor gemessen. Er verfügt dabei nur über die beim Stoß übertragene Energie. Ein Beispiel für die Signatur eines solchen Ereignisses ist in Abbildung 1.10 zu sehen. Die Farben geben, von Rot nach Blau, den Zeitpunkt des ankommenden Lichtes in einem Optischen Modul an. Die Größe der Kugeln ist die registrierte Lichtmenge im jeweiligen Optischen Modul. Man sieht also eine riesige Menge Photonen im Zentrum des Schauers, die als die größte Rote Kugel dargestellt wird. Später treffen dann auch kleinere Mengen an Licht in den weiter außen gelegenen Optischen Modulen ein, diese werden gelb dargestellt.

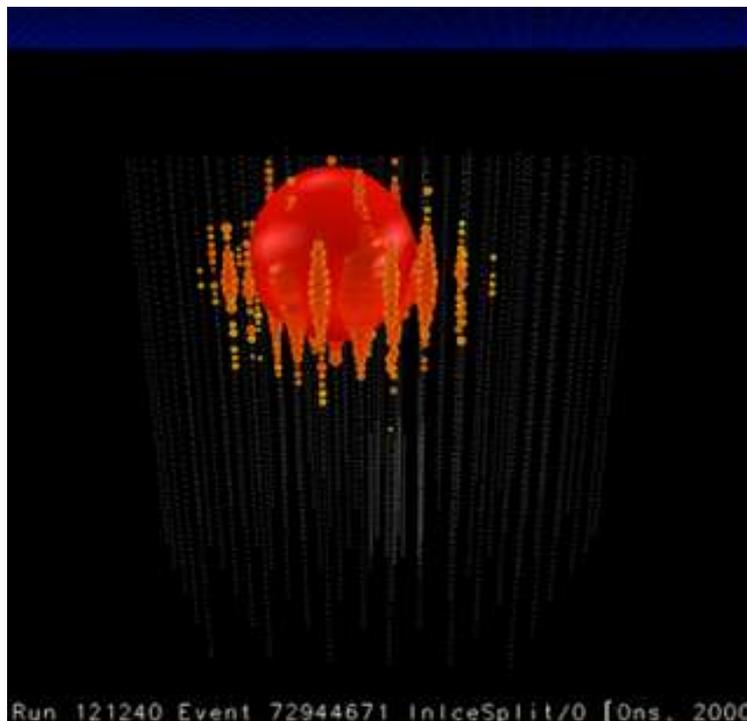
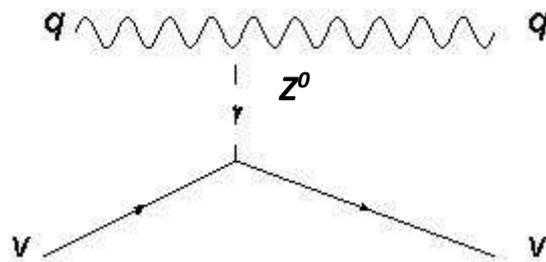


Abbildung 1.10: Dieser Teilchenschauer im IceCube Detektor wird „Big Bird“ genannt. (S. Klein; 2013)

Im Fall des geladenen Stroms unterscheidet sich die Signatur je nachdem welchen Flavour das beteiligte Neutrino hatte. Zum Signal des Schauers kommt hier noch das Tscherenkowlicht des Leptons hinzu. Bei Elektronen und Positronen (s. Abbildung 1.11), den leichtesten der geladenen Leptonen, werden diese in der Regel noch innerhalb des Schauervolumens ihre Energie durch Stöße mit dem Medium abgeben und somit einfach zum Schauer beitragen, bzw. diesen in Flugrichtung etwas ausdehnen. Diese Schauer können von den obigen nicht oder kaum unterschieden werden. Möglicherweise statistisch über die Energie, da hier die ganze Energie des ursprünglichen Neutrinos an die Photonen des Schauers übergeben wird.

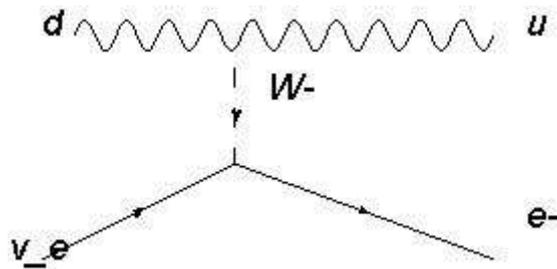
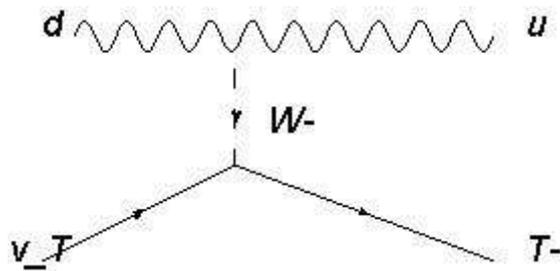


Abbildung 1.11: Fermi Diagramm der Reaktion eines Elektronneutrinos mit einem Down-Quark.

Tau und Antitau, verlieren weniger Energie pro Stoß. Da sie aber eine kürzere Halbwertszeit besitzen als die Myonen können sie nach ihrer Entstehung einige hundert Meter, abhängig von ihrer Energie, im Detektor zurücklegen oder im Fall des ANTARES Detektors verlassen sie den Detektor bevor sie im Mittel nach $(290,6 \pm 1,0) \cdot 10^{-15} \text{ s}$, in ihrem Ruhesystem, zerfallen und einen zweiten Schauer erzeugen der wie in Abbildung 1.12 aussehen kann. Das Ereignis wird zuerst von den rot dargestellten Optischen Modulen registriert. Es beginnt in der linken Hälfte mit dem Schauer der Wechselwirkung, bei der durch das Tauneutrino ein Tau entsteht. Hierbei werden sehr viele Photonen erzeugt, was durch die großen Kugeln dargestellt wird. Das Tau bewegt sich dann nach rechts und erzeugt auf seinem Weg Tscherenkowlicht, das für die kleineren Kugeln in der Mitte verantwortlich ist. In der rechten Bildhälfte zerfällt das Tau. Dabei wird wieder ein massiver Schauer mit vielen Photonen erzeugt der wieder durch große Kugeln dargestellt wird.



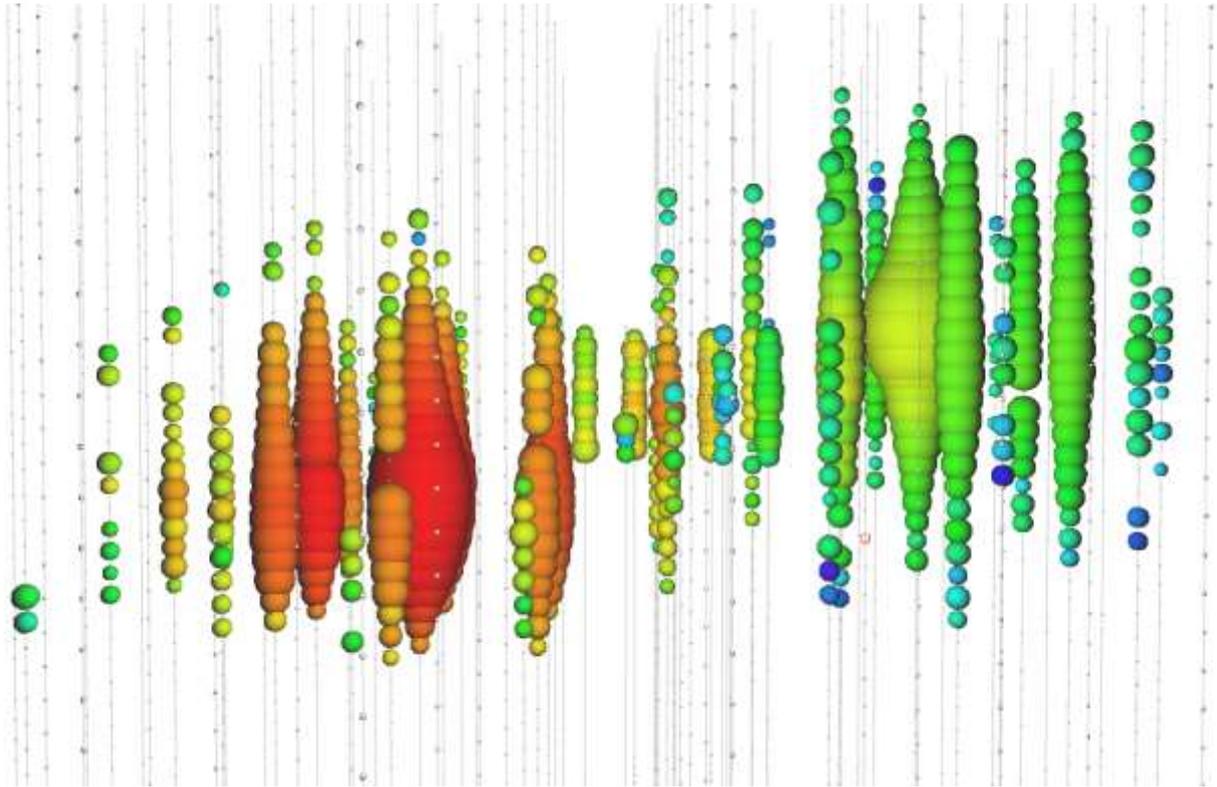


Abbildung 1.12: Ein simuliertes Tau Neutrino Ereignis für das IceCube Experiment. (<http://icecube.wisc.edu/masterclass/neutrinos>, 30.4.16)

Falls das Neutrino ein Myonneutrino ist, entsteht bei der Reaktion über den geladenen Strom ein Myon. Es kann, abhängig von der Energie, einige hundert Meter zurücklegen, bevor es seine Energie abgegeben hat und mit einer Halbwertszeit von $2,197 \cdot 10^{-6}$ s zerfällt. Darin liegt auch der Vorteil dieser Reaktion für die Detektion und die Richtungsrekonstruktion. Das Myon erzeugt, solange es sich schneller als das Licht im Medium bewegt, Tscherenkowlicht. Seine große Reichweite macht es außerdem möglich, dass die Wechselwirkung des Neutrinos auch weit außerhalb des Detektors stattfinden und das entstandene Myon dennoch den Detektor erreichen kann. Der Energieverlust pro Wegstrecke kann für ein geladenes Teilchen mit der Bethe-Formel (Gleichung 1.10) berechnet werden.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left(\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2\right) \quad (1.10)$$

Dabei ist n die Elektronendichte des Mediums, z die Ladungszahl des Teilchens, m_e die Ruhemasse des Elektrons, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und I das mittlere Anregungspotential des Mediums, das für Wasser 75 eV beträgt. Damit kann man berechnen, dass zum Beispiel ein Myon mit etwa 1 TeV an Energie pro Meter zirka 770 MeV verliert und somit über 1000m im Wasser zurücklegen kann.

Um die Spur des Myons in einem möglichst großen, homogenen und untergrundarmen Medium messen zu können benötigt man für den Detektor einen geeigneten Standort.

Mögliche Standorte für ein Tscherenkow Neutrino Teleskop

Im Gegensatz zu anderen Detektoren ist bei einem Tscherenkow Neutrino Teleskop ein besonders großes Detektorvolumen nicht nur wünschenswert, sondern aufgrund der geringen Wirkungsquerschnitte der Neutrinos mit Materie und besonders wegen des geringen Flusses bei hohen Energien absolut notwendig. Das Volumen sollte sich hier im Bereich von Kubikkilometern

bewegen. Daher ist es nicht praktikabel einen idealen Standort auszuwählen und das gewünschte Medium dorthin zu bringen. Die Standortfrage entscheidet sich bei einem Tscherenkow Teleskop danach, ein natürliches und in großer Menge vorkommendes Medium an einem geeigneten Standort zu finden. Als Medium kommen grundsätzlich nur transparente Medien, wie Luft, Kristalle, Wasser und Eis in Betracht, da sich sonst die Tscherenkowphotonen nicht ausbreiten können. Transparente Kristalle scheiden direkt aus, da es keine bekannten Kubikkilometer große, natürliche Kristalle gibt; außer natürlich Eis. Luft eignet sich aufgrund des geringen Brechungsindex nicht. Die Lichtgeschwindigkeit in Luft liegt zu nah an der von Vakuum. Daher gibt es in Luft im Gegensatz zu Wasser nur zirka ein Tausendstel der durch den Tscherenkow-Effekt erzeugten Photonmenge. Der Tscherenkow-Winkel liegt in Luft nur bei etwa $1,3^\circ$. Darüber hinaus ist die Dichte der Luft sehr gering, was die Möglichkeit der Wechselwirkungen von Neutrinos reduziert, und die Abschirmung gegen kosmische Strahlung eher schlecht realisierbar macht. Nach dieser Aufzählung bleiben noch Eis und Wasser. Eine weitere Einschränkung für einen möglichen Standort ist eine möglichst große Tiefe unter der Erdoberfläche beziehungsweise im Wasser, um die atmosphärischen Myonen möglichst gut abzuschirmen. Kilometerdicke Eispanser gibt es in der Antarktis und auf Grönland. Jedoch ist nur das antarktische Eis stabil, während sich das grönländische Eis bewegt. Die Gletscher dort fließen mit über 10m pro Tag (S. A. Khan et al., 2014). Dies würde einen darin eingeschlossenen Detektor zerstören. Es bleibt der Eispanser auf dem antarktischen Kontinent. Dort existiert auch schon ein Detektor namens IceCube (M. Kestel, 2004). Der Detektor befindet sich bis zu 2450m unter dem Eis, besitzt 86 Lines mit insgesamt 5160 Optischen Modulen. Diese weisen eine Untergrundrate von 5 Hz auf, aufgrund des Zerfalls des im Eis verbliebenen ^{40}K (s. Kapitel 2). Neutrino Teleskope benutzen die Erde als Schild gegen kosmische Myonen und blicken daher nach unten. Daher beobachtet der IceCube Detektor hauptsächlich die nördliche Hemisphäre. Es wäre also wünschenswert einen zweiten Detektor auf der Nordhalbkugel zu errichten, um die südliche Hemisphäre beobachten zu können und somit den ganzen Himmel abzudecken. Da es aber keinen geeigneten dicken Eispanser auf der Nordhalbkugel gibt, muss der Detektor möglichst tief im Wasser installiert werden.

Der erste Versuch einen Detektor im Meerwasser zu installieren war das DUMAND (Deep Underwater Muon And Neutrino Detection) Experiment vor Hawaii. Es wurde in einer Tiefe von 4800m mit 9 Lines und insgesamt 216 Optischen Modulen installiert (R. J. Wilkes, 1994). Der erste, im Freiwasser, dauerhaft betriebene Neutrino Detektor wurde im Baikalsee errichtet (I. A. Belolaptikov, 1994). Das Projekt wurde 1980 gestartet, Baubeginn war 1981 bzw. 1987 Baubeginn des Finalen Detektors. Der Detektor wurde 1998 fertig gestellt (R. Wischnewski, 2005) und BDUNT genannt, was für „Baikal Deep Underwater Neutrino Telescope“ steht. Er befindet sich nur 1100 m unter der Oberfläche des Sees. Diese für ein Neutrino Teleskop sehr geringe Tiefe führt dazu, dass den Detektor von oben weit mehr atmosphärischen Myonen erreichen als zum Beispiel den ANTARES Detektor. Abbildung 1.13 macht deutlich wie die Rate der atmosphärischen Myonen von der Tiefe im Wasser abhängt. Da diese Myonen den Hauptteil des Untergrundsignals bei der Suche nach Neutrinos ausmachen (s. Kapitel 3), ist es deshalb, und aufgrund der geringen Größe des NT200 Detektors im Baikalsee mit nur 192 Optischen Modulen, die an 8 Lines installiert wurden, sehr schwierig ein Neutrino-Signal zu entdecken. Zum Vergleich, der Detektor im Baikalsee konnte 372 aufwärts laufende Neutrino-induzierte Myonen messen (R. Wischnewski, 2005), dagegen konnte der ANTARES Detektor in einer vergleichbaren Messzeit von etwa 3 Jahren etwas über 4 000 Neutrinos detektieren.

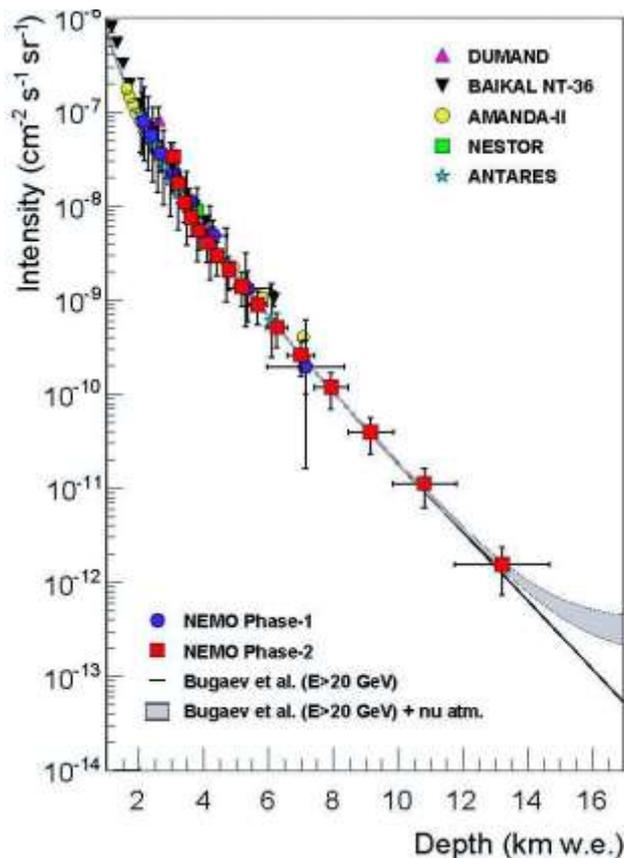


Abbildung 1.13: Rate der Myonen in Abhängigkeit der Tiefe (in km Wasseräquivalent), wie sie von verschiedenen Experimenten gemessen wird (S. Aiellod; 2014).

Größere Tiefen kann man in den Ozeanen erreichen. Im Meer kommt jedoch das Problem der Biolumineszenz und des im Salzwasser gelösten ^{40}K hinzu, dass beim Zerfall koinzidente Photonen in zwei oder drei Optische Modulen erzeugen kann (Kapitel 2). In den Tiefen der Ozeane gibt es eine Vielzahl von Lebewesen, von denen viele mit Lichtsignalen kommunizieren und dadurch ein Neutrino Teleskop blenden können. So kann der ANTARES Detektor mehrere Wochen im Frühjahr keine Daten nehmen, da der Untergrund an Biolumineszenz so hoch ist, dass die optischen Module pausenlos Photonen registrieren. Süßwasserseen wäre von Vorteil, da sie weder radioaktive Salze besitzen noch in ihnen biolumineszierende Lebewesen leben. Dafür ist ihre Tiefe von Süßwasserseen stärker begrenzt. Die Strömung könnte noch ein weiteres Kriterium darstellen. Diese treibt zum Beispiel Feuerwalzen (Pyrosoma) in den Detektor. Diese leuchten bei Berührung und auch wenn sie Lichtsignale von Artgenossen wahrnehmen (M. R. Bowley et al., 1990). Daher glauben einige Kollegen, dass die Strömung und die Untergrundrate möglicherweise zusammenhängen, aber es sind keine Studien bekannt die dies näher untersucht haben. Die höhere Salzkonzentration des Mittelmeers mit 3,8%, ist auf den ersten Blick ein Nachteil gegenüber der Salzkonzentration von 3,45% im offenen Ozean. Der DUMAND-II Detektor besitzt aber eine höhere Untergrundrate von etwa 60 kHz, da die verwendeten Photokathoden mit 15 Zoll deutlich größer sind als die 10 Zoll Photokathoden des ANTARES Experiments.

Im Zuge der KM3Net Kollaboration wurden im Mittelmeer drei Standorte für ein zukünftiges, mehrere Kubikkilometer großes Neutrino Teleskop untersucht (KM3NeT Technical Design Report, KM3NeT Homepage). Die Option vor der griechischen Küste weist mit 4550m die größte Tiefe auf, ist aber schlecht zu erreichen. Vor der Küste Siziliens wurde bereits eine Test-Line auf 3500m Tiefe erprobt.

Der dritte Standort ist nur wenige km vom Ort des bereits in Betrieb befindlichen ANTARES Neutrino Teleskops entfernt, mit dem die Daten für diese Arbeit gewonnen wurden, und dass im Folgenden näher beschrieben werden soll.

1.3 Der ANTARES-Detektor

Der Name ANTARES steht für „**A**stronomy with a **N**eutrino **T**elescope and **A**bbyss environmental **R**ESearch“ (ANTARES collaboration, 1997). ANTARES ist nicht nur ein optisches Neutrino Teleskop sondern auch eine Plattform für akustische Sensoren (AMADEUS, J.A. Aguilar et al., 2010) und Videoaufzeichnungen (BioCAM). Im Rahmen dieser Arbeit spielt nur das Neutrino Teleskop eine Rolle. Der Detektor wurde im Mittelmeer zirka 20km südlich vor der Küste von Toulon in einer Tiefe von 2475m errichtet und besteht aus 885 Optischen Modulen. Diese sind in einem Winkel von 45° nach unten ausgerichtet und ihr Öffnungswinkel reicht von der Horizontalen abwärts bis zur Vertikalen. Je drei Optische Module sind auf einem sogenannten Stockwerk montiert. Ein Stockwerk, wie es in Abbildung 1.14 dargestellt ist, besteht aus einem Titangestell, auf dem die Optischen Module unter einem Zwischenwinkel von 120° angebracht sind. Weiterhin enthält es einen Elektronikcontainer, das Local Control Modul (LCM) und einen „Tiltmeter“, um die Neigung des Stockwerks zu messen, sowie einen Kompass, um die Ausrichtung zu ermitteln.



Abbildung 1.14: Ein ANTARES Stockwerk kurz bevor es ins Wasser gelassen wird. Zu sehen sind die zwei runden Optischen Module, das dritte ist hinter dem linken Optischen Modul verborgen. LCM und das elektrooptische Kabel sind auch zu sehen.

Je 25 solcher Stockwerke wurden durch ein elektrooptisches Kabel (EOC) zu einer sogenannten „Line“ verbunden. Die Kabel dienen der Stromversorgung und ermöglichen den Datentransfer. Die Lines besitzen am oberen Ende eine Boje, die den nötigen Auftrieb liefert, um die Lines abgesehen von der Strömung vertikal im Wasser stehen zu lassen. Am unteren Ende sind die Lines mit einem so genannten „Bottom String Socket“ (BSS) ausgestattet, einem Anker aus Beton, der die Line am Meeresboden festhält und mit Anschlüssen für die Elektronik ausgestattet ist. Er enthält außerdem einen Lösemechanismus, um die Line gegebenenfalls an die Oberfläche zurückkehren lassen zu können. Die Möglichkeit die Lines wieder an die Meeresoberfläche zurückzuholen wurde bereits einige Male genutzt um beschädigte Optische Module auszutauschen und ist ein großer Vorteil gegenüber Detektoren in festem Medium wie IceCube. Deren Lines sind nach der Installation nicht mehr erreichbar, und Schäden oder Fehler können nicht nachträglich behoben werden. Die einzelnen Lines

werden von der BSS durch Kabel mit der so genannten „Junction Box“ verbunden. Von dort wird die Verbindung ans Festland hergestellt. Abbildung 1.15 zeigt eine künstlerische Darstellung des Aufbaus des Detektors. Auch die Kabel, die die einzelnen Lines mit der „Junction Box“ verbinden können bei ANTARES durch sogenannte ROVs (ferngesteuerte Tauchroboter) ausgetauscht werden.

Die „Lines“ sind in einer 4x4 Formation ausgelegt, wobei die Positionen in den Ecken jeweils vakant sind.

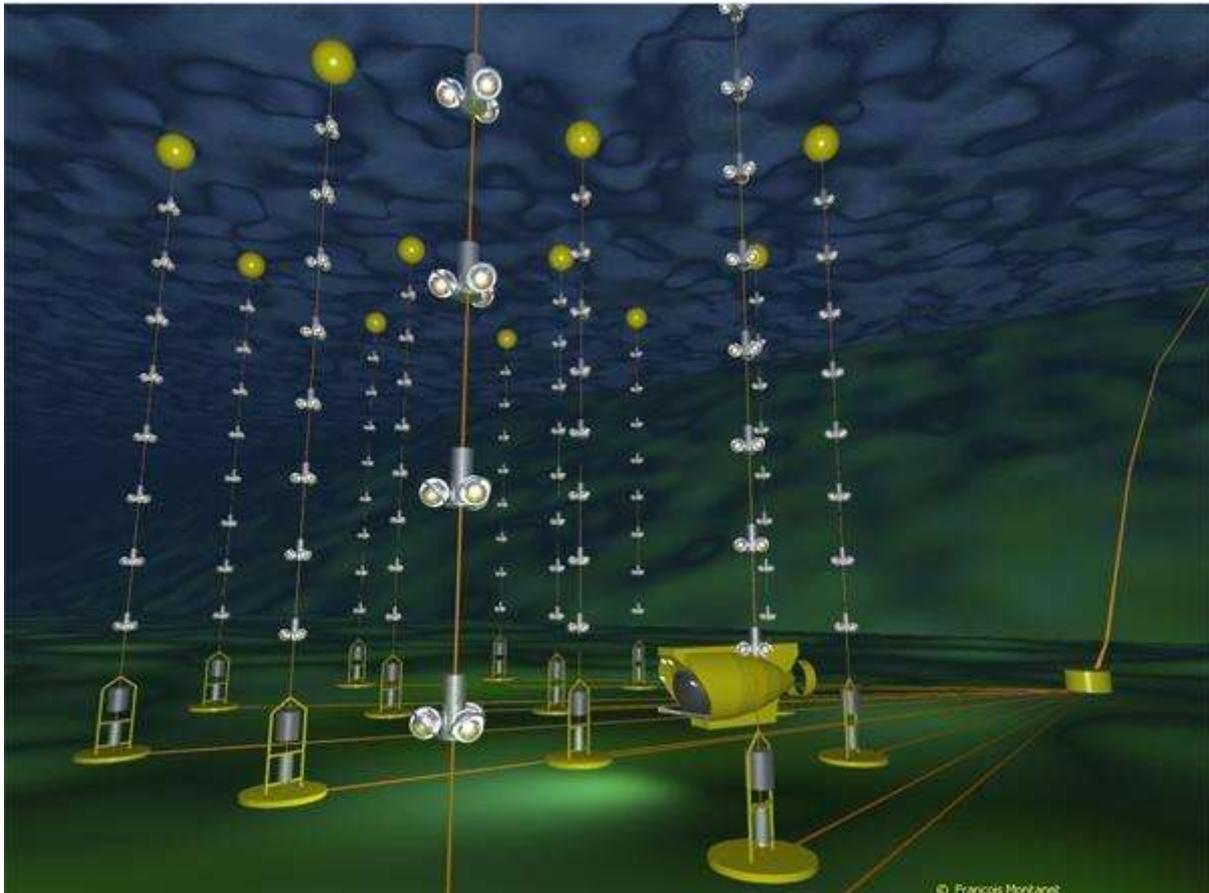


Abbildung 1.15: Künstlerische Darstellung des ANTARES Detektors. Zu sehen sind die 13 Lines (12 für die Optischen Module und eine „Instrumentation Line“), die von ihren Bojen und Ankern aufgespannt werden, mit Verbindungskabeln zur „Junction Box“ und einem Kabel, das diese mit dem Festland verbindet.

Am Festland führt das Kabel in die sogenannte „Power Hut“. Dort wird die Hochspannung für den Detektor bereitgestellt und die Daten laufen von dort aus weiter ins Kontrollzentrum, wo sie von Computern zu Ereignissen zusammengefasst und abgespeichert werden.

Die Daten stehen dann der ANTARES Kollaboration zur Verfügung. Die Kollaboration besteht aus Mitgliedern aus zwei Duzend Instituten aus Europa und Nordafrika.

Das Projekt begann im Jahr 1997 (ANTARES collaboration; 1997). 2006 wurde die erste Line versenkt und ab 2007 wurde mit zunächst fünf Lines die Datennahme gestartet. Bis Ende 2008 wurden die übrigen Lines versenkt und von da an mit allen zwölf Lines Daten aufgezeichnet. Es ist geplant noch bis 2016 Daten zu nehmen und dann den Detektor abzubauen.

Zusätzlich zum optischen Detektor enthält das ANTARES Experiment den Akustikdetektor AMADEUS (J.A. Aguilar et al., 2010). Mit diesem wird versucht akustische Signale von Wechselwirkungen von Neutrinos mit Energien jenseits von EeV nachzuweisen. Außerdem sind zwei sogenannte BIOCAMS angeschlossen, die Videoaufnahmen aus der Tiefe liefern sollen.

Da es sich bei den Lines nicht um starre Gebilde handelt, werden sie durch die Strömung bewegt und ihre Position, Neigung und Rotation müssen permanent überwacht werden. Die Position wird alle zwei Minuten von akustischen Sensoren auf jedem fünften Stockwerk, durch Triangulation akustischer Signale ermittelt. Auf jedem Stockwerk sind ein Kompass und ein Tiltmeter installiert, die die Orientierung des Stockwerks im Raum bestimmen. Unter Berücksichtigung ihrer Orientierung werden die Positionen der Stockwerke, die keine akustischen Sensoren besitzen mit einem Strömungsmodell berechnet (S. Adrian-Martinez et al.; 2012). Dadurch kann die Position eines Stockwerks auf 5cm genau bestimmt werden (Abbildung 1.16).

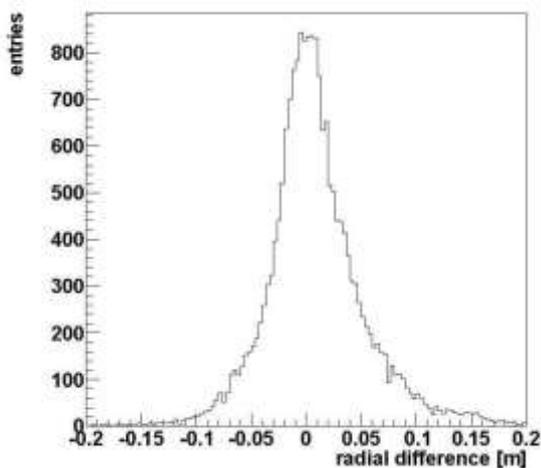


Abbildung 1.16: Horizontaler Abstand zwischen der Berechneten Position aus dem Strömungsmodell und dem Ergebnis der akustischen Triangulation (aus S. Adrian-Martinez et al.; 2012)

Des Weiteren werden permanent die Temperatur und die Salinität des Wassers gemessen. Beide Werte sind nahezu konstant bei zirka 14°C und 3,9% Salzgehalt.

Die Optischen Module bestehen aus einem Photomultiplier mit einer Quanteneffizienz von zirka 20% (ANTARES collaboration; 1997) und zwei angeschlossenen ARS (Analog Ring Sampler, J. A. Aguilar et al., 2010). Von diesen ist immer einer aktiv und nimmt den aktuellen Messwert während einer 50ns dauernden Integrationszeit auf. Nach einer Umschaltzeit von 7ns übernimmt der andere ARS, während der erste eine Totzeit von 200ns durchläuft, bevor er wieder einsatzbereit ist. Obwohl die Zeit, die zwischen dem eigentlichen Auftreffen der Photonen auf der Photokathode und dem Überschreiten des „Thresholds“, also dem Zeitpunkt, an dem das Signal gemessen wird, von der Anzahl der ursprünglich eintreffenden Photonen abhängig ist und bis zu über 10ns betragen kann, ist dieser als „Walk“ bekannte Effekt berechenbar und die genaue Ankunftszeit der Photonen kann mit einer Zeitauflösung von weniger als 1ns (J. P. Gomez-Gonzalez; 2009) berechnet werden.

Der Detektor kann ein Neutrino ab einer Energie von etwa 10-20 GeV registrieren. Atmosphärische Myonen müssen dagegen an der Wasseroberfläche noch über 800 GeV besitzen, um auf der Tiefe des Detektors noch genug Energie für ein rekonstruierbares Ereignis zu besitzen. Dennoch ist die Zahl der registrierten Myonen noch um einen Faktor von 10^4 höher als die Zahl der von unten einlaufenden

Neutrino-Ereignisse. Ab einer Energie von einigen PeV ist die Erde für die Neutrinos nicht mehr transparent und nur noch von oben kommende Neutrinos erreichen den Detektor, können dann aber nicht mehr von einem Myon unterschieden werden.

Am Ort des Detektors gibt es, in jedem Optischen Modul, einen durchschnittlichen optischen Untergrund von 60 kHz. Davon sind zirka 45 kHz aufgrund von K^{40} -Zerfällen (s. Kapitel 2), der Rest kommt von sogenannter Biolumineszenz, die aber je nach Jahreszeit bis zu einigen MHz betragen kann. Bis zu einer Untergrundrate von zirka 120 kHz können sinnvoll Daten genommen werden, dies ist zu etwa 90% der Zeit der Fall.

1.4 Das Ziel dieser Arbeit

In der Neutrinoastronomie gibt es, im Gegensatz zur optischen, Gamma- oder Radioastronomie keine Kalibrationsquelle oder Standardkerze wie zum Beispiel den Krebsnebel für die Radioastronomie. Daher müssen wir den Detektor, das Medium und den Untergrund gut verstehen, um möglichst realistische Simulationen erzeugen zu können. In Kapitel 2 wurde dazu der Untergrund der durch ^{40}K -Zerfälle erzeugt wird untersucht. Eine weitere Herausforderung ist die Trennung des Signals vom Untergrund. Dies wird durch Schnitte auf geeignete Qualitätsparameter erreicht. Das ist die Grundvoraussetzung für alle Analysen.

In der bisherigen Messzeit konnte, aufgrund der relativ geringen Größe des Detektors, keine Punktquelle (ANTARES Collaboration; 2012), Autokorrelation (The ANTARES collaboration, 2014) oder eine mögliche Anisotropie (K. Geyer, 2015) nachgewiesen werden und daher nur Limits für den Neutrinofluss (ANTARES Collaboration; 2011) bestimmt werden. Es ist daher das Ziel dieser Arbeit, die Ausbeute an Neutrinos aus den gewonnenen Daten zu verbessern. Dieses Ziel wird durch einen neuen Parameter erreicht, der in Kapitel 4 vorgestellt wird und der die Geometrie der Signalereignisse ausnutzt, um sie von fehlrekonstruierten atmosphärischen Myonen zu unterscheiden.

Zunächst soll der optische Untergrund näher untersucht werden.

2 Der optische Untergrund durch ^{40}K -Zerfälle

2.1 Motivation der Messung des ^{40}K -Untergrunds

Neben dem Untergrund durch Biolumineszenz ist der Zerfall von ^{40}K mit zirka 45 kHz der größte Beitrag zum Untergrund. Das Meerwasser enthält pro Kilogramm 399 mg Kalium Ionen. Davon sind wiederum 0,012% ^{40}K -Isotope (Tabelle 2.1). Im Gegensatz zum Untergrund durch Biolumineszenz ist der Untergrund durch ^{40}K aufgrund dessen hoher Halbwertszeit konstant. Der variable Untergrund durch die Biolumineszenz macht es unmöglich Änderungen in der Detektoreffizienz über längere Zeiträume nur anhand der gemessenen Photonen zu bestimmen. Durch Messung von koinzidenten Photonen, die durch ^{40}K -Zerfälle erzeugt wurden, ist es möglich, die Detektoreffizienz zu ermitteln. Dies wird im Folgenden ausführlicher erläutert.

Isotop	NH	$t_{1/2}$	%	ZA	ZE (MeV)	ZP
^{39}K	93,26 %		Stabil			
^{40}K	0,012 %	$1,277 \cdot 10^9 \text{ a}$	89,28	β^-	1,311	^{40}Ca
			10,72	ϵ	1,505	^{40}Ar
^{41}K	6,73 %		Stabil			

Tabelle 2.1: Übersicht über die Isotopenverhältnisse und die Zerfallskanäle von Kalium. (Quelle: Nuclear Data Service der IAEA).

Durch den Dauerbetrieb der Photomultiplier im ANTARES Detektor und die zeitweise hohe Bioluminositätsraten kommt es zu einem Alterungseffekt, der sich darin äußert, dass sich die Sensitivität der Optischen Module verringert. Man geht davon aus, dass der stetige Strom von Elektronen über mehrere Jahre die Photokathoden physikalisch beschädigt. Der Rückgang der gemessenen ^{40}K -Koinzidenzen wird in Abbildung 2.1 exemplarisch für die Line 1 dargestellt. Im Graph ist die Rate über der Run-Nummer aufgetragen, das ist die fortlaufende Nummer der Datennahme, ein Run im dargestellten Zeitraum dauert in der Regel zwischen 30 min und zwei Stunden. Man sieht wie die Koinzidenzrate zwischen November 2009 und Januar 2012 von etwa 16 Hz auf zirka 14 Hz fällt.

Verlauf der ^{40}K -Koinzidenzrate von Line 1

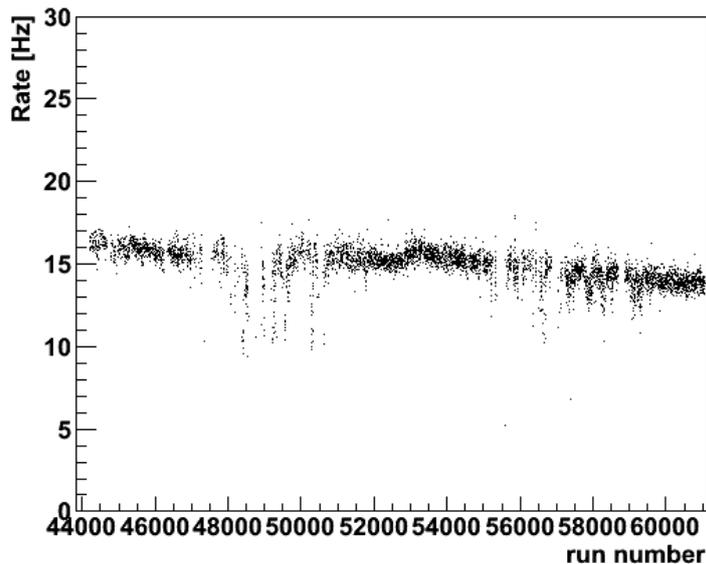


Abbildung 2.1: Abfall der gemittelten ^{40}K -Koinzidenzrate aller Optischer Module von Line 1 über der Run Nummer aufgetragen von November 2009 bis Januar 2012.

Es bedarf also einer Methode, um die sich ändernde Effizienz zu messen. Wie oben bereits erwähnt mangelt es an einer Kalibrationsquelle mit der man gezielt hochenergetische Neutrinos in den Detektor einbringen kann, daher bleibt nur das konstante Untergrundsignal des ^{40}K Zerfalls zur Effizienzermittlung. Um diesen vom übrigen Untergrund trennen zu können, muss man zunächst die Eigenschaften des ^{40}K -Untergrunds betrachten.

2.2 Wie sieht der ^{40}K -Untergrund aus?

^{40}K besitzt drei Zerfallskanäle (Tabelle 2.1). Es kann Elektroneneinfang (1,5 MeV) stattfinden, dabei wird entweder ein Gamma oder ein Auger-Meitner-Elektron ausgesendet (L. Meitner; 1922). Dazu kommen noch β^+ -Zerfall (1,5 MeV) und β^- Zerfall (1,3 MeV). Das Energiespektrum jedes der möglichen Zerfallskanäle erlaubt den emittierten Teilchen die Erzeugung von Tscherenkow Photonen, da sie sich schneller als die Lichtgeschwindigkeit im Medium bewegen. Diese Photonen werden im sichtbaren Spektrum abgestrahlt und können von zwei nebeneinanderliegenden Optischen Modulen koinzident detektiert werden wie es in Abbildung 2.2 dargestellt wird.

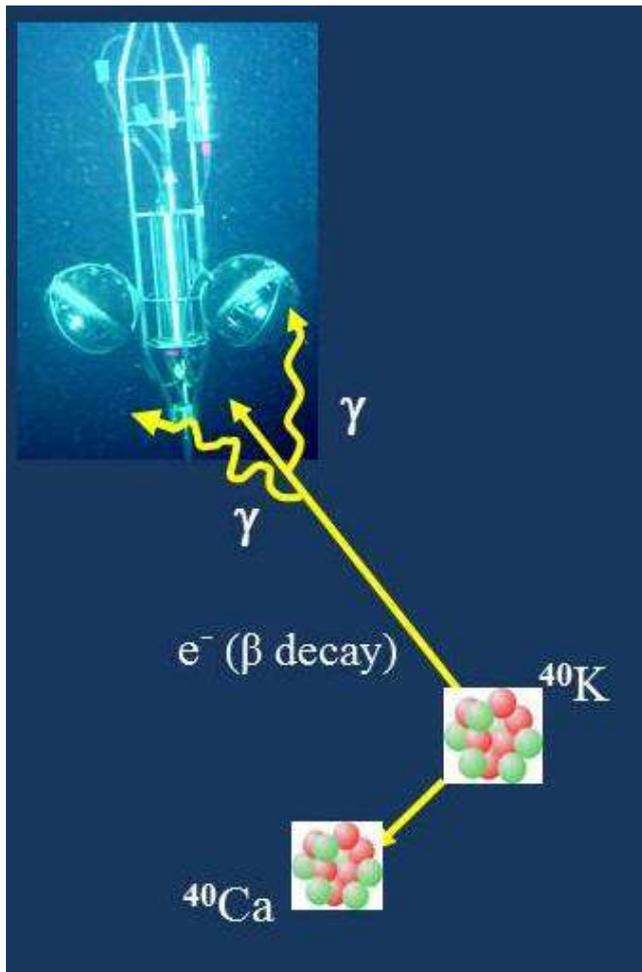


Abbildung 2.2: Ein „künstlerische“ Illustration des β -Zerfalls von ^{40}K , welches unter Emission eines Elektrons zu ^{40}Ca wird. Das Elektron erzeugt Tscherenkowphotonen, die von den Optischen Modulen koinzident gemessen werden können.

Trägt man die Zeitdifferenz, die zwischen zwei Hits auf zwei verschiedenen Optischen Modulen des gleichen Stockwerks gemessen werden in einem Histogramm auf, so erhält man einen Graphen wie er beispielsweise in Abbildung 2.3 zu sehen ist. In diesem Beispiel ergibt sich ein beinahe konstantes Plateau zufälliger Photonennpaare mit einer Höhe von etwa 89400 Einträgen pro Bin. In der Mitte gibt es zusätzlich eine gaußförmige Verteilung mit einer Breite von zirka 3,4ns. Diese Verteilung stammt vom Zerfall von ^{40}K und ist ein Resultat der Energieverteilung der emittierten Teilchen, deren Wahrscheinlichkeitsverteilung in einem bestimmten Abstand und mit einer bestimmten Richtung relativ zu den beiden Optischen Modulen abgestrahlt zu werden, den Sensitivitäten (s.u.) der beiden Optischen Module, sowie des Abstandes von einem Meter ($\frac{1\text{m}}{c_{\text{Medium}}} = 5 \text{ ns}$) zwischen den beiden Modulen und dem Fehler der Zeitmessung von weniger als einer Nanosekunde.

Run 48466

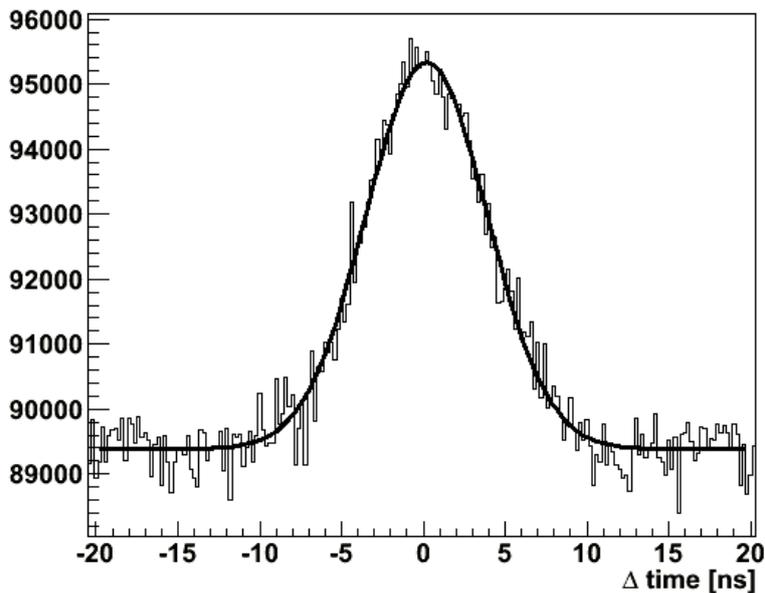


Abbildung 2.3: Zeitdifferenzen koinzidenter Hits zweier Optischer Module desselben Stockwerks. Für diesen Graphen wurde über alle Optischen Module des Detektors summiert. Die durchgehende Linie zeigt den Fit einer Gaußkurve an die Daten.

Nur die koinzidenten Photonen aus dem ^{40}K -Zerfall sind als Referenz Signal zur Bestimmung der Effizienz geeignet, da die nichtkoinzidenten Photonen nicht vom variablen Untergrund der Biolumineszenz unterschieden werden können.

2.3 Die Methode zur Messung des ^{40}K -Untergrunds

Zur Messung des ^{40}K -Untergrunds stehen die Daten jedes 181ten „frames“ zur Verfügung. Ein „frame“ ist ein Packet von 2^{22} das sind 4 194 304 „timestamps“ zu je 25ns und dauert damit etwa 104,9ms. Alle Daten in so einem Zeitraum werden von jeweils einem Computer, dem sogenannten „frame target“ ausgewertet und in Ereignisse unterteilt. Es wird also zirka alle 19s ein „frame“ für die Messung von ^{40}K -Koinzidenzen reserviert. In diesem „frame“ läuft nur der „K40“ Trigger und speichert die Daten aller Hits, die innerhalb zweier angrenzender „timestamps“ auf zwei Optischen Modulen des gleichen Stockwerks gemessen wurden. Füllt man die Zeitdifferenzen dieser Daten in ein Histogramm (Abbildung 2.4), so sieht man eine flaches Plateau aus zufälligen Untergrundphotonen und eine gaußförmige Spitze aus koinzidenten Photonen in der Nähe der Null, die etwa 10ns vor und nach ihrem Maximum in das Plateau übergeht.

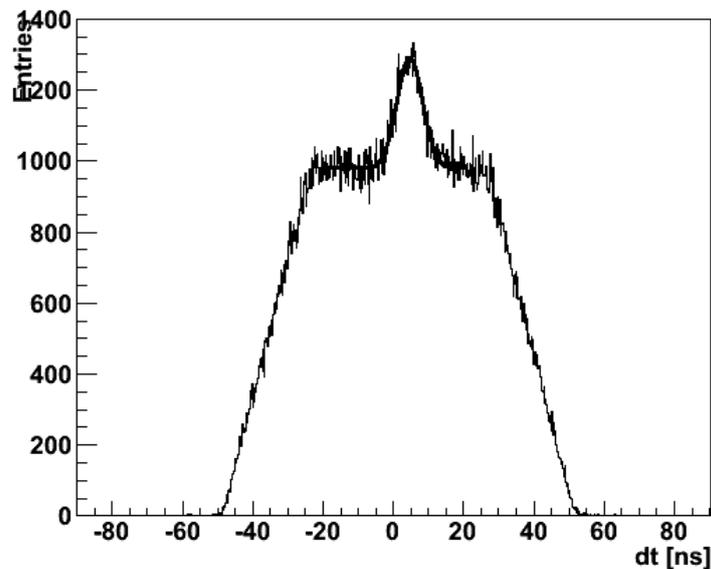


Abbildung 2.4: Zeitdifferenzen koinzidenter Hits von zwei beliebigen Optischen Modulen desselben Stockwerks über zehn Runs summiert, wobei darauf geachtet wurde, dass die Einstellungen für die Datennahme in diesen Runs gleich blieben.

Die Breite der Verteilung entspricht mit 100ns der doppelten Länge zweier aneinander angrenzender Timestamps. Das Plateau ist 50ns breit, was der Gesamtlänge von zwei angrenzenden Timestamps entspricht.

Aufgrund der unterschiedlichen Nullpunkte für die Zeitkalibration kann sich der Graph relativ zur Null verschieben, so ist z.B. der Graph in Abbildung 2.4 um ein paar Nanosekunden in Positiver x-Richtung verschoben. Die zeitliche Verschiebung des Maximums kann aber auch auf unterschiedliche Sensitivitäten der Optischen Module zurückzuführen sein. So wird beispielsweise die Detektion wahrscheinlicher, wenn das Untergrundereignis näher an dem Optischen Modul stattfindet, welches eine geringere Sensitivität besitzt.

Um die Koinzidenzrate zu ermitteln, wird an das Maximum der Verteilung eine Gaußkurve angepasst (Gleichung 2.1) und daraus im Folgenden die ^{40}K -Raten für den Detektor und die einzelnen Lines, sowie die Sensitivität für die einzelnen Optischen Module berechnet.

$$y = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} + y_0 \quad (2.1)$$

y_0 ist die Höhe des Plateaus, A die Höhe des Maximums über dem Plateau, σ die Breite und x_0 die Position des koinzidenten Peaks. Die Anzahl der koinzidenten Ereignisse N_{ij} im Messzeitraum wird mit Gleichung 2.2 berechnet.

$$N_{ij} = \frac{A \cdot \sigma \cdot \sqrt{2\pi}}{b} \quad (2.2)$$

Dabei ist A ist die Höhe über dem Plateau, σ die „Breite“ oder Varianz, b die Breite der „Bins“, i und j sind die Indizes der beiden Optischen Module die an der Messung beteiligt waren. N_{ij} ist die Anzahl der koinzidenten Hits auf den beiden Optischen Modulen. Durch Berücksichtigung aller drei Optischer

Module auf einem Stockwerk kann man die relativen Sensitivitäten der einzelnen Optischen Module messen. Da der Zerfall von ^{40}K konstant ist, kann aus der Abnahme von N_{ij} über die Zeit auf die Verschlechterung der Sensitivitäten der beiden Optischen Module geschlossen werden.

Mit Hilfe von Gleichung 2.3 kann die Koinzidenzrate R_{ij} zwischen den Optischen Modulen i und j berechnet werden.

$$R_{ij} = \frac{N_{ij}}{\left(\frac{t_i+t_j}{2}\right)} \quad (2.3)$$

Dabei ist t_i die Zeit, die das i -te Optische Modul aktiv war. Genauer betrachtet sollte hier eine Zeit t_{ij} verwendet werden, die angibt wie lange beide Optische Module gleichzeitig aktiv waren. So eine Zeit liegt aber nicht vor, stattdessen wird der Mittelwert genommen, der näher an der Wahrheit liegt, als die Annahme, beide Optische Module wären für den gesamten Run durchgehen aktiv gewesen.

Die Koinzidenzrate zweier Optischer Module ist abhängig von den Sensitivitäten der beiden Module und der Koinzidenzrate, die gemessen werden würde wenn die Sensitivitäten der Optischen Module bei 100% läge. Gleichung 2.4 stellt diesen Zusammenhang her.

$$R_{ij} = S_i \cdot S_j \cdot R_0 \quad (2.4)$$

Dabei ist S_i die Sensitivität des i -ten Optischen Moduls. Die Rate der Koinzidenzen zwischen zwei Optischen Modulen ist proportional zum Produkt der jeweiligen Sensitivität S_i . Zu Beginn der Messungen der Koinzidenzraten lag der Wert bei zirka 17 Hz, daher lag es nahe diesen Wert als Proportionalitätskonstante R_0 zu verwenden.

Falls alle drei Optischen Module eines Stockwerks funktionieren erhält man drei Koinzidenzraten mit jeweils unterschiedlichen Indizes und kann aus diesen mit Hilfe von Gleichung 2.5 dessen Sensitivität relativ zu $R_0 = 17 \text{ Hz}$ bestimmen.

$$S_i = \sqrt{\frac{R_{ij}R_{ki}}{R_{jk}R_0}} \quad (2.5)$$

Die Beobachtung der Sensitivitäten im Lauf der Zeit wird in Kapitel 2.5 beschrieben. Zunächst wird jedoch betrachtet, wie die Positionen der Maxima zur Überprüfung der Zeitkalibration genutzt werden können.

2.4 Test der Zeitkalibration der ARS auf einem Stockwerk

Die Zeitkalibration wird mit Hilfe eines „Laser beacon“ vorgenommen. Dazu sendet ein „Laser“, der auf der BBS einer Line installiert wurde, Lichtpulse und es wird gemessen, wann die ersten Photonen von den Optischen Modulen detektiert werden. Zusätzlich werden noch die Signallaufzeiten gemessen. Dabei wird ein Signal vom Kontrollzentrum an ein LCM geschickt und gemessen wann das Signal zurückkommt. Die ermittelten Zeit-„Offsets“ x_0 aus Gleichung 2.1 werden dann immer zu den gemessenen Zeiten addiert. Die Verschiebungen der ^{40}K -Koinzidenzen von der „Null“ sollte bei gleicher Sensitivität der beiden betroffenen Optischen Module nur dem Unterschied zwischen den jeweiligen „Kalibrationsoffsets“ entsprechen. Abbildung 2.5 zeigt die Verteilung der „Offsets“ für alle Paare von Optischen Modulen im Zeitraum von Mai bis August 2011.

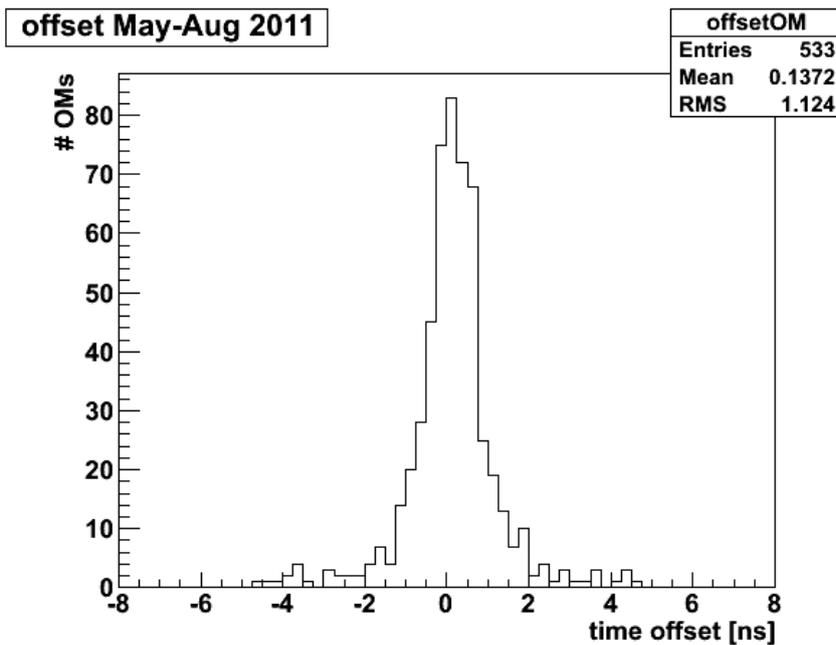


Abbildung 2.5: Die Verschiebung („Offset“) der Maxima von der Null für alle Paare von Optischen Modulen im angegebenen Zeitraum.

Der Mittelwert aller Verschiebungen sollte bei „Null“ liegen, da sich die Summe der drei Paare von Optischen Modulen auf einem Stockwerk zu „Null“ addieren sollten. Der hier angegebene Mittelwert („Mean“) von 0,1372ns ist mit Null verträglich, da der Wert nicht aus den eigentlichen Werten sondern aus den Mittelpunkten der Bins mal der Anzahl der Einträge berechnet wird und die Breite der Bins im Graphen 0,25ns beträgt.

Aus Abbildung 2.5 folgernd, müsste man also die weit vom Mittelwert (also bei ± 4 ns) entfernt liegenden Einträge überprüfen. Dabei müsste man prüfen ob die Verschiebung des Maximums von der Zeitkalibration oder von unterschiedlichen Sensitivitäten stammt. Dies kann erreicht werden, indem man die Summe der „Offsets“ auf den einzelnen Stockwerken mit Gleichung 2.6 berechnet und in einem Graphen aufträgt (Abbildung 2.6).

$$x_{0,Stockwerk} = x_{0ij} + x_{0jk} + x_{0ki} \quad (2.6)$$

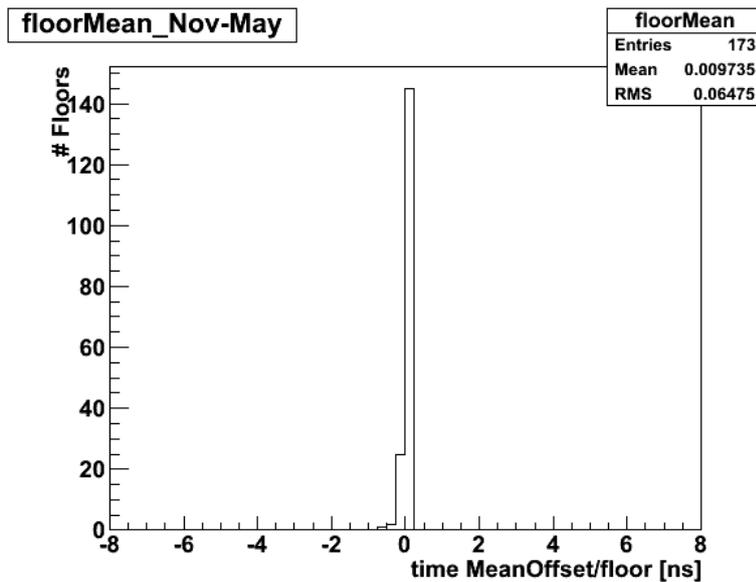


Abbildung 2.6: Verteilung der Summen der „Offsets“ auf einem Stockwerk („floor“). Dabei wurden nur Stockwerke berücksichtigt, die im Messzeitraum von November 2010 bis Mai 2011 drei funktionierende Optische Module besaßen.

Die Summen der „Offsets“ auf den Stockwerken sollten sich zu „Null“ addieren. In Abbildung 2.6 liegen alle Einträge in den beiden Bins auf beiden Seiten der Null, nur drei Stockwerke erzeugen die Einträge in den Bins zwischen -0,75ns und -0,25ns. Bei diesen waren nicht alle Optischen Module während der ganzen Zeit verfügbar, weswegen die Datenmenge für die Bestimmung des „Offsets“ eines Optischen Modules geringer war und deshalb, der „Offset“ abweicht.

Der primäre Zweck der Messung von ^{40}K -Koinzidenzen ist es aber den Verlauf der Sensitivität über die Zeit zu beobachten.

2.5 Der zeitliche Verlauf der mittleren Detektorsensitivität

Die Detektorsensitivität ist effektiv eine Funktion der Sensitivität der einzelnen Optischen Module, also der Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon, das auf ein Optisches Modul trifft auch von diesem registriert wird. Im Lauf der Zeit sinkt diese Sensitivität. Dies lässt sich durch die Messung der ^{40}K -Koinzidenzen nachweisen, da die Sensitivität (wie oben beschrieben) unabhängig vom Untergrund durch Biolumineszenz berechnet werden kann. In Abbildung 2.7 kann man am Beispiel von Line 5 den Abfall über die Zeit gut erkennen und gegebenenfalls durch eine Erhöhung der Hochspannung an den Photomultipliern korrigieren.

Line 5 Nov 2009 - Jan 2012

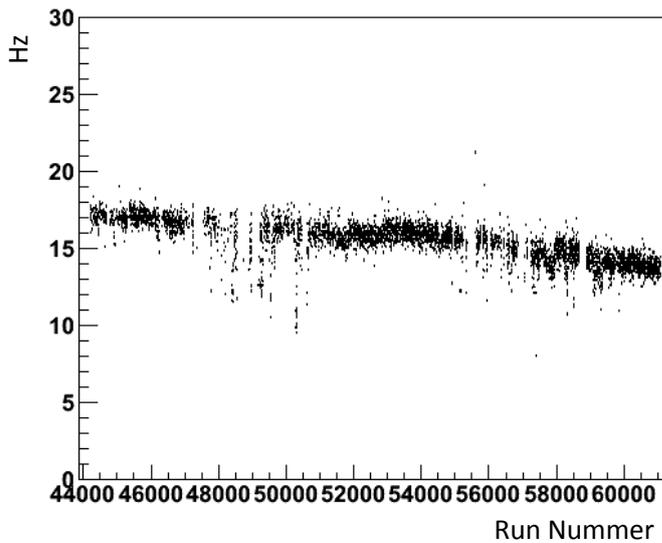


Abbildung 2.7: Abfall der gemessenen ^{40}K -Rate über die Zeit für Line 5. Auf den Achsen sind nach rechts aufgetragen die Run Nummer und nach oben die entsprechende Rate der koinzidenten Ereignisse in Hertz.

Man sieht wie die Rate der ^{40}K -Koinzidenzen stetig abfällt, was auf die Reduktion der Sensitivitäten der Optischen Module zurückzuführen ist. Lücken in den Daten entstehen, wenn der Detektor aufgrund der Biolumineszenz sehr hohe Raten misst. Dies ist bei mehr als 400 kHz pro Optischem Modul der Fall, ab diesem Wert werden keine Daten mehr genommen. Dann wird entweder, die Hochspannung reduziert und somit werden keine vergleichbaren Daten mehr genommen oder die Datennahme wird komplett eingestellt. Die Sprünge nach oben, am besten etwa bei Run 58000 zu sehen, folgen auf diese Ruhephasen. Aus noch unbekanntten Gründen scheinen sich die Photomultiplier zu erholen, wenn die Hochspannung ausgeschaltet wird, und besitzen danach kurzfristig wieder eine höhere Sensitivität. Eine mögliche Ursache ist, dass sich die Photokathode regeneriert.

Man sieht deutlich, dass sich das Abschalten bei zu hohen Raten positiv auf die Sensitivität der Optischen Module auswirkt. Daher sollte die Hochspannung reduziert werden, wenn der Detektor mit solch hohen Raten betrieben wird, dass keine verwertbaren Daten gewonnen werden können. Der Erholungseffekt wird sicher eine große Rolle spielen, wenn einst ein Detektor gebaut worden ist, der dann über einen größeren Zeitraum Daten nehmen wird, als dies beim ANTARES Experiment der Fall gewesen sein wird.

Für alle Runs, in denen der Detektor mit den nominellen Einstellungen betrieben wurde, wurden Untergrundraten bestimmt, die Verfügbarkeit der Optischen Module festgestellt und ihre Position und Ausrichtung in der Strömung berechnet. Diese Informationen dienten als Input für eine Monte Carlo Simulation.

3 Die Monte Carlo Simulation und die Ereignisrekonstruktion

Da keine Neutrinoquelle zur Verfügung steht, die Neutrinos mit ausreichend hohen Energien erzeugen könnte, um den ANTARES Detektor zu kalibrieren, bleibt nur die gemessenen Daten mit Ereignissen aus Monte Carlo Simulationen zu vergleichen. In diesem Kapitel soll ein Überblick über diese Praxis gegeben werden.

3.1 Die Monte Carlo Simulation

In die Simulation flossen Messdaten über den Zustand des Detektors und des Mediums ein. Hierbei sind zu allererst die Verfügbarkeit der Optischen Module, deren Positionen und Ausrichtung, und die vorherrschende Untergrundrate zu nennen. Das heißt, es wurde für jeden Run, der zumeist ein bis zwei Stunden dauerte, eine eigenständige Simulation von Signal und Untergrund erstellt.

3.1.1 Zustand der Optischen Module

In den Simulationen wurde berücksichtigt, dass im Detektor einzelne Optische Module defekt waren oder nur mit verminderter Sensitivität liefen. Da sich der Zustand der Optischen Module mit der Zeit ändert, wurden für jeden Run die Simulationen wiederholt. Wir sprechen daher von Run-by-Run MC. Abbildung 3.1 zeigt beispielhaft den Zustand der Optischen Module des Detektors zu einem Zeitpunkt.

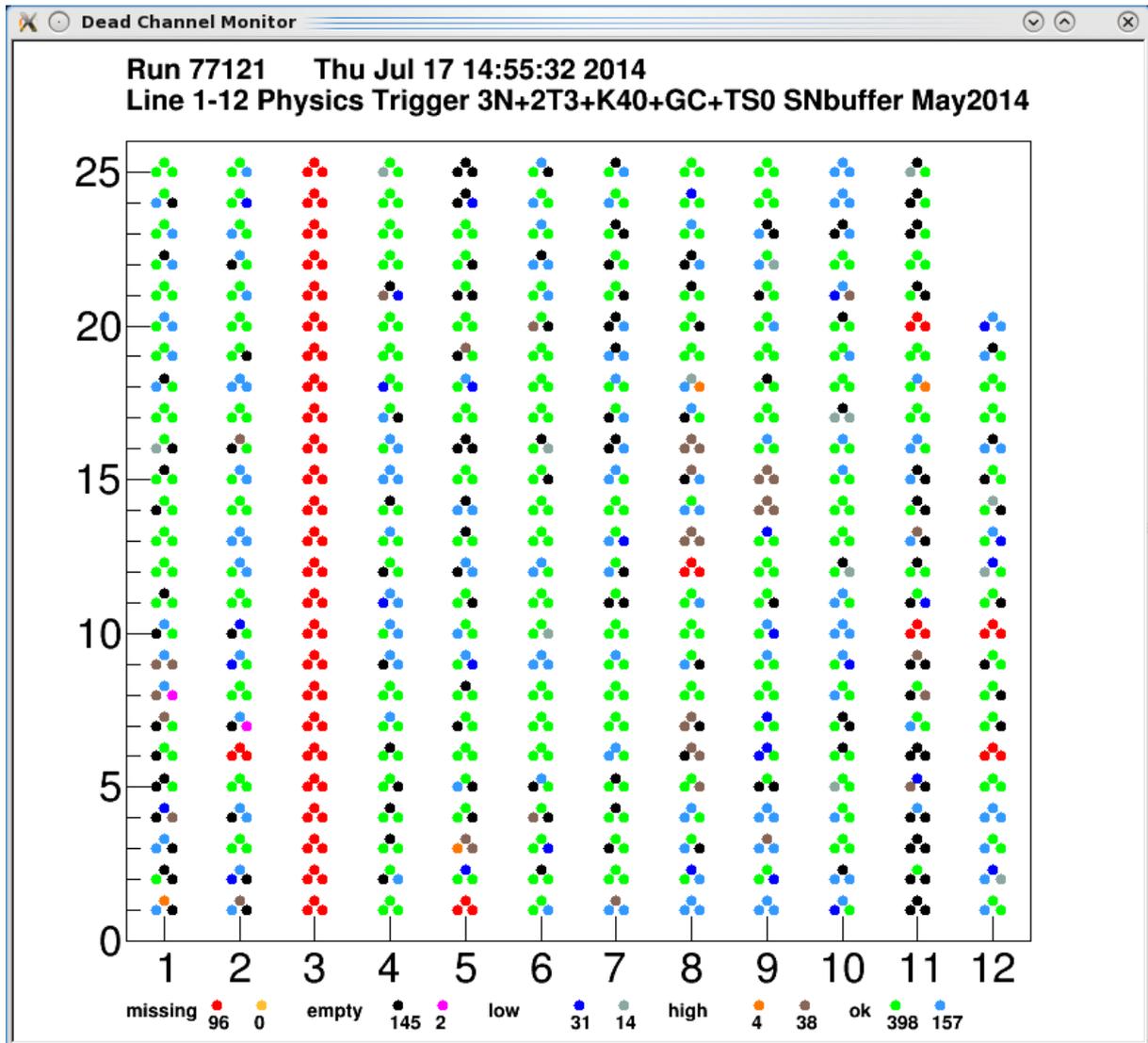


Abbildung 3.1: Der sogenannte „Dead Channel Monitor“ zeigt den momentanen Zustand jedes Optischen Moduls im Detektor.

Dabei werden nach rechts die Lines aufgetragen nach oben die Stockwerke. Die drei ausgefüllten Kreise pro Stockwerk sind die drei zugehörigen Optischen Module. Die verschiedenen Farben visualisieren die verschiedenen Zustände. Dabei ist immer die linke Farbe für Optische Module die seit mehr als zwei Minuten in diesem Zustand sind und die rechte Farbe bedeutet, dass das Optische Modul gerade erst diesen Zustand einnahm. Rot und gelb bedeutet „missing“, d.h. vom Optischen Modul oder dem Stockwerk kommt auf Anfragen keine Antwort; in diesem Bild ist die Line 3 gerade „offline“. Schwarz und Rosa sind „empty“, d.h. sie liefern keine Daten, oder wurden abgeschaltet oder ihre Daten werden ignoriert. Blau und Grau bedeutet „low“, d.h. diese Optischen Module sind aktiv, liefern aber mit weniger als 40 kHz Daten. Orange und Braun ist „high“, d.h. die Optischen Module liefern sehr viele Daten und sind eventuell sogar im XOFF (s. unten), das heißt es wird beinahe sofort bei Ablauf der Totzeit nach der Messung eines Photons ein neues Signal geschickt. Nur die Farben Grün und Hellblau sind „ok“, das heißt die Optischen Module sind im nominellen Zustand.

Die Photonennrate wird für jedes Optische Modul einzeln gemessen. Die Rate eines Optischen Moduls kann zwischen 40 kHz (minimaler Untergrund) und der maximalen Auslastung eines Optischen Moduls bei 4 MHz liegen. Ab 400 kHz befindet sich das Optische Modul im Zustand „XOFF“ (nicht auf dem

oberen Bild dargestellt) und seine Daten sollten ignoriert werden. Für die Simulation gelten diese Optischen Module dann als deaktiviert.

Neben dem Zustand der Optischen Module muss auch ihre genaue Position bekannt sein.

3.1.2 Die Position der Optischen Module

Die Position der Optischen Module wird alle zwei Minuten gemessen beziehungsweise berechnet. Dazu wird durch akustische Triangulation die Position der Stockwerke, die mit einem akustischen Sensor versehen sind, vermessen und die Position der Stockwerke zwischen diesen berechnet (S. Adrian-Martinez; 2012). Die Simulationen verwenden für die Geometrie des Detektors immer die ersten Positionen, die während eines Runs gemessen wurden und der Detektor wird danach als statisch angenommen. In den meisten Fällen ist dies näherungsweise korrekt, da sich die Strömung innerhalb von zwei Stunden nicht stark verändert und sich dadurch die Auslenkung der obersten Optischen Module nur wenig ändert. Die Orientierung der Stockwerke ändert sich zwar auf kleinerer Zeitskala (Minuten) aber aufgrund ihrer Rotationssymmetrie hat eine Änderung der Orientierung nur einen geringen Einfluss auf das Ergebnis. Abbildung 3.2 zeigt exemplarisch den Verlauf der Strömungsgeschwindigkeit und deren Richtung über ein paar Tage. Dabei ändert sich die Strömung (die rote Linie) um ein bis zwei cm/s innerhalb von zwei Stunden. Die blaue Linie gibt die Ausrichtung eines Stockwerks in der Strömung im Lauf der Zeit an. Die Blickrichtung ändert sich im Verlauf von zwei Stunden meist nur um wenige Grad oder oszilliert um einen Gleichgewichtswert.

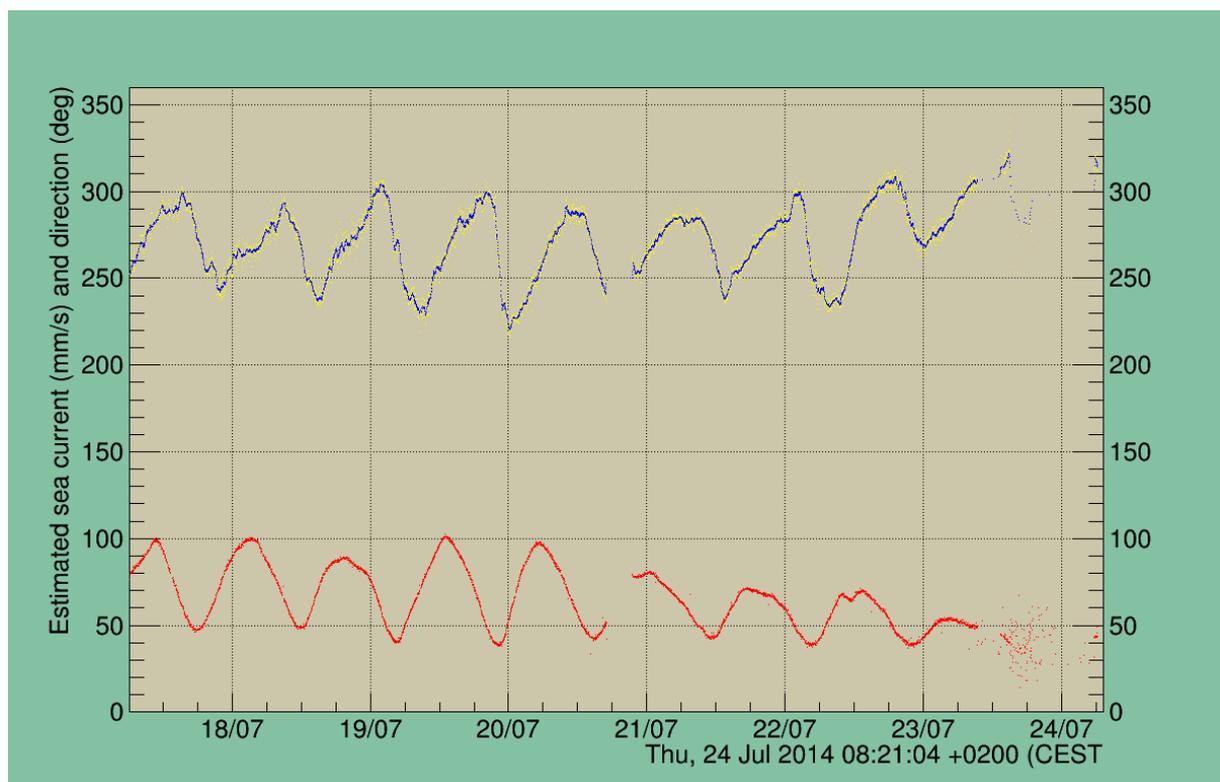


Abbildung 3.2: Zeigt die Veränderung der Strömung im Verlauf einiger Tage (rote Linie) und die Ausrichtung eines Stockwerks (blaue Linie).

Um die Qualität und die Zuverlässigkeit für einen Algorithmus zu testen, der Neutrino- und Myon-Ereignisse aus den Daten rekonstruieren kann und um Methoden entwickeln zu können die den Untergrund der atmosphärischen Myonen zu unterdrücken vermögen, wurden Neutrinos und atmosphärische Myonen getrennt voneinander simuliert.

3.1.3 Neutrinos

Die Neutrinos werden nur von unten kommend simuliert, d.h. der Zenitwinkel unter dem sich die ursprünglichen Teilchen auf den Detektor zu bewegen ist größer als $\frac{\pi}{2}$. Die Energien der simulierten Neutrinos werden nicht entsprechend einem realen Energiespektrum simuliert, sondern es werden mehrere Energiebereiche definiert in denen dann Neutrinos simuliert werden. Diese können dann mit entsprechenden Gewichten an ein beliebiges Energiespektrum angepasst werden. Dadurch können auch höchstenergetische Neutrinos noch in hinreichend hohe Anzahl simuliert werden, während im tatsächlichen Spektrum nur sehr wenige Ereignisse erwartet werden. Die Richtung, bestehend aus Azimut und Zenit, aus der das Neutrino kommt wird gewürfelt und das Teilchen zur sogenannten „Can“ propagiert. Die „Can“ ist ein Zylinder um den Detektor, dessen Rand 200m außerhalb des Detektors verläuft, dessen Boden am Meeresboden liegt und dessen „Deckel“ 200m über dem Detektor liegt. Innerhalb der „Can“ werden dann Photonen und auch die Antwort des Detektors simuliert. Wird ein „Trigger“ (s.u.) ausgelöst, so werden die registrierten Hits zu einem Ereignis zusammengefasst und gespeichert.

Es gibt drei verschiedene „Flavor“ Sorten von Neutrinos. Elektron-, Myon- und Tauneutrinos. Tauneutrinos wurden im Gegensatz zu den beiden übrigen Sorten nicht simuliert. Die Simulation wurde für die jeweiligen Teilchen und Antiteilchen, sowie den Neutralstrom (NC) und den Geladenen Strom (CC) (s. oben) getrennt durchgeführt. Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die jeweilige Anzahl an simulierten Ereignissen und den Energiebereich der Simulationen.

	#Anzahl $\bar{\nu}$ und ν		Energiebereich in GeV				
	CC		NC	$\bar{\nu}$ und ν CC		$\bar{\nu}$ und ν NC	
ν_e	Je 500		Je 500	Nieder 100-10 ⁵	Hoch 5 · 10 ⁴ – 10 ⁸	Nieder 100-10 ⁵	Hoch 5 · 10 ⁴ – 10 ⁸
ν_μ	Nieder je 2,5 · 10 ⁸	hoch je 3 · 10 ⁷	Je 500	Nieder 5 – 2 · 10 ⁴	Hoch 2 · 10 ⁴ – 10 ⁸	Nieder 100-10 ⁵	Hoch 5 · 10 ⁴ – 10 ⁸
ν_τ	Nicht simuliert						

Tabelle 3.1: Die Anzahl der simulierten Neutrinos je nach Art der Neutrinos und der Wechselwirkung.

Jedes simulierte Neutrinoereignis wird mit je einem Gewicht versehen, so dass es zum atmosphärischen Energiespektrum von $E^{-3.7}$ passt. Dazu erhält es ein Gewicht, das es ermöglicht es an einen beliebigen Fluss anzupassen. Mit diesem anderen Gewicht ist es möglich den simulierten Neutrinos ein Energiespektrum von E^{-2} zu geben, diese werden dann kosmische Neutrinos genannt und passen zu einer möglichen Quelle, die nach dem Prinzip des Fermi Beschleunigers arbeitet (s. Kapitel 1.2.4.2).

Die meisten gemessenen Ereignisse sind jedoch atmosphärische Myonen.

3.1.4 Atmosphärische Myonen

Der Untergrund an Myonen wird nach dem atmosphärischen Energiespektrum ($E^{-2.7}$) simuliert und für jeden Run werden so viele Myonen simuliert, wie in einem Drittel der Zeit des Runs erwartet werden würden. Mit den Myonen wird genauso verfahren wie mit den Neutrinos oben, nur dass die Myonen ausschließlich als von oben kommend simuliert werden, das heißt der Zenitwinkel ist kleiner als $\frac{\pi}{2}$.

3.1.5 Die Simulationskette

Die Hochenergie-Neutrinos werden mit „genhen“ (K. Kuzmin, 2004) erzeugt, durch die Erde propagiert und die Interaktion mit dem Medium in der „Can“ simuliert. Die Myonen werden anhand des

atmosphärischen Energiespektrums von dem Programm CORSIKA (D. Heck, 1998) erzeugt und von „MUPAGE“ (G. Carminati, 2008) zum Detektor, genauer gesagt zur „Can“ (s. o.) propagiert. „km³“ (Aart Heijboer, 2004) simuliert dann die Photonen. Diese werden durch Tscherenkow Strahlung, sowohl vom Myon, als auch durch Sekundärteilchen, aber auch durch elektromagnetische Schauer erzeugt. Die Bahnen der Photonen durch das Wasser werden einzeln berechnet, dabei wird auch die Streuung des Lichts berücksichtigt. Die Positionierung und die Ausrichtung der einzelnen Optischen Module werden passend zu einem Run entsprechend simuliert. Trifft ein Photon auf ein Optisches Modul, so wird die Antwort des PMTs simuliert. Dazu wird aus der Menge der eintreffenden Photonen die Ladung, die der PMT registriert anhand einer statistischen Verteilung gewürfelt, und daraus die Zeit berechnet, die vergeht bis die Ladung die Schwelle, „Threshold“ genannt, von 0,3 Photoelektronen überschreitet. Dieser Zeitpunkt wird dann noch mit einer 2,5ns breiten Gaußverteilung verschmiert.

Um Untergrundphotonen miteinzubeziehen werden die simulierten Ereignisse mit gemessenen „Minimum Bias“ Daten unterlegt. „Minimum Bias“ Daten sind Messungen in denen alle gemessenen Hits gespeichert wurden, um ein realistisches Untergrundbild des Runs zu bekommen.

Die simulierten Daten könnten jetzt bereits gespeichert werden, um sie aber mit echten Daten vergleichen zu können, muss genau wie im echten Detektor erst noch ein Trigger ausgelöst werden, denn im Detektor würden echte Daten ansonsten nicht gespeichert werden.

3.2 Die Trigger

Alle Daten werden vom Detektor an die Küste geschickt. Dort werden dann auf einigen Dutzend Computern die Daten von Triggern nach Ereignissen durchsucht. Wenn zum Beispiel zwei Hits innerhalb eines Zeitfensters von 100ns in übereinanderliegenden Stockwerken registriert werden, werden alle Hits im Detektor die 2200 ± 50 ns vor und nach dem ersten getriggerten Hit eintrafen vom „3T“ Trigger in ein „Ereignis“ zusammengefasst und gespeichert.

Beispiele für Trigger sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Trigger	#Hits	Abstand in Stockwerken	Δt	Bedingung
3D	5			$\Delta t < \frac{\text{Abstand}}{c_{\text{Medium}}} + 20 \text{ ns}$
1D	5			$\rho < 90 \text{ m}$ $\frac{\Delta t - \Delta z}{c} < \text{Abstand} \cdot \frac{\tan(\theta_{\text{cherenkov}})}{c} + 20 \text{ ns}$
3N	5			3D+1D
3T	2-4	Müssen auf 3 benachbarten Stockwerken liegen	100ns	Gleiche Line, benachbartes Stockwerk (darf 1 dazwischen sein)

Tabelle 3.2: Eine Auswahl an Triggern. ρ ist der Horizontale Abstand, z ist die Höhe über dem Meeresboden.

Aus den simulierten beziehungsweise gemessenen Hits der Optischen Module können die Bahnen oder auch „Spuren“ der Myonen, oder Schauer rekonstruiert werden.

3.3 Die Ereignisrekonstruktion

Zur Ereignisrekonstruktion wird AAFit verwendet. Der Code rekonstruiert Ereignisse nach den Methoden wie in A. J. Heijboer (2004) beschrieben. Das Programm arbeitet nach dem „Maximum

Likelihood“ Prinzip. Zuerst wird aus allen Hits des Ereignisses ein „Prefit“ berechnet. Dies geschieht durch die Berechnung des Trägheitstensors und einer Trägheitsachse. Danach werden Hits gesucht die koinzident zueinander sind, das heißt, die aus einem gemeinsamen Ereignis entstanden sein können. Dazu wird geprüft, ob die Ungleichung 3.1 erfüllt wird.

$$c_{\text{Vakuum}} \geq \frac{\Delta s_{ij}}{\Delta t_{ij} \pm \Delta t} \quad (3.1)$$

Dabei darf der räumliche Abstand Δs_{ij} geteilt durch den zeitlichen Abstand Δt_{ij} der Hits nicht größer als die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum sein. Aufgrund möglicher Ungenauigkeiten bei der Zeitmessung und um kleine Streuwinkel zuzulassen, darf ein Hit auch etwas früher oder später eintreffen. Daher wurde für die Rekonstruktion $\Delta t = \pm 20\text{ns}$ gewählt.

Jedes von einem selektierten Hit getroffene Optische Modul „projiziert“ jetzt eine Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung für den Ursprung des jeweiligen Photons in den Raum und die Zeit. Diese Verteilungen werden miteinander multipliziert. Danach werden ausgehend vom „Prefit“ sechs weitere Testlösungen erzeugt, indem der „Prefit“ in verschiedene Richtungen und um verschiedene Winkel verdreht wird. Diese sieben Testlösungen werden jeweils als Startwert für einen Minimierer verwendet. Dieser sucht in der resultierenden sechsdimensionalen Landschaft, die aus den drei Raumrichtungen x , y und z , den zwei Richtungswinkeln θ und φ , sowie der Zeit t besteht, nach einer Myonspur für die die Wahrscheinlichkeitsdichte L maximal ist und die koinzident dieses Hitmuster erzeugt haben könnte. Der Algorithmus liefert neben dem Rekonstruktionsergebnis einen Qualitätsparameter Λ .

$$\Lambda \equiv \frac{\log L}{N_{\text{hits}} - 5} + 0,1(N_{\text{comp}} - 1) \quad (3.2)$$

Die Gleichung 3.2 zeigt die Berechnung des Λ Parameter aus dem Wert der „likelihood“ L , Anzahl der Hits N_{Hits} , die für die Rekonstruktion benutzt wurden und der Anzahl der Testlösungen N_{comp} , die bei der Minimierung zu einer gemeinsame Lösung gefunden haben.

Außerdem wird noch aus der Form des Extremums der geschätzte Fehler β auf die Richtung berechnet.

Mit diesen Parametern lässt sich nun eine Klassifikation der Ereignisse durchführen.

3.4 Die Klassifikation der Neutrino- und Myon-Ereignisse

Die Klassifikation der Ereignisse dient dazu, von oben kommende, atmosphärische Myonen und von unten kommende, neutrinoinduzierte Myonen zu trennen. Dazu wurden bisher, das heißt vor dieser Arbeit, drei Parameter verwendet wie sie im Folgenden beschrieben werden.

Zuerst wird auf den rekonstruierte Zenitwinkel (s. Abbildung 3.3) geschnitten. Alle Ereignisse, die von oben in den Detektor kommen, können als atmosphärische Myonen klassifiziert und verworfen werden. Dabei können die von oben eintreffenden neutrinoinduzierten Myonen nicht von den atmosphärischen Myonen unterschieden werden und gehen verloren. Alle Ereignisse, deren rekonstruierter Zenitwinkel sie von unterhalb des Horizonts in den Detektor kommen lässt, werden weiterverwendet, da sich unter ihnen die Neutrino-kandidaten befinden.

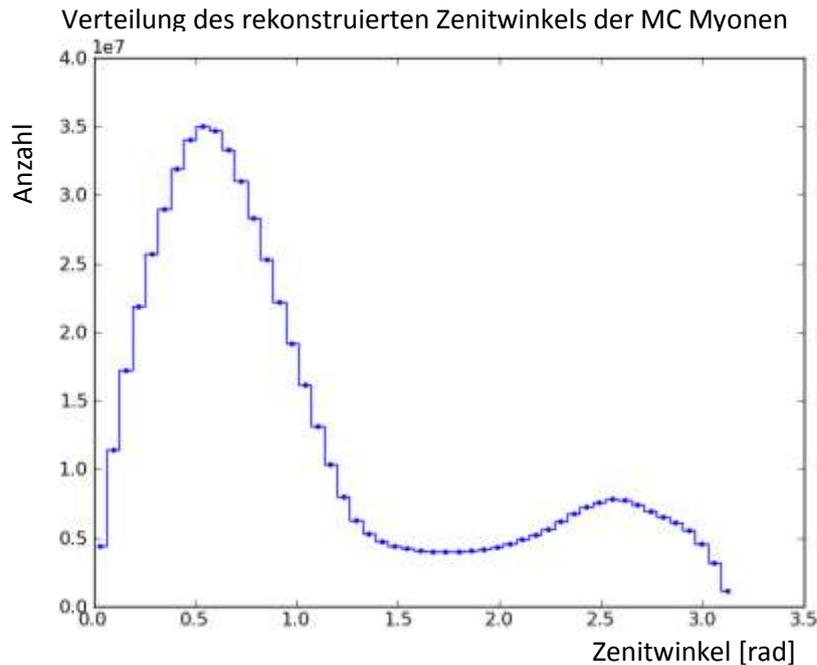


Abbildung 3.3: Die Verteilung des rekonstruierten Zenitwinkels im Bogenmaß. Hier werden nur MC Myonen dargestellt, die nur von oben kommend simuliert wurden, das heißt alle Ereignisse mit einem Zenitwinkel größer $\frac{\pi}{2}$ sind fehlrekonstruiert, alles kleiner als $\frac{\pi}{2}$ wird durch den Schnitt auf den Zenitwinkel folgerichtig entfernt.

Der Vergleich mit Monte Carlo Simulationen (Kapitel 5) zeigt, dass viele atmosphärische Myonereignisse (ungefähr 11%) falsch rekonstruiert werden und dadurch scheinbar von unten kommen. Diese können durch den Qualitätsparameter Λ und den geschätzten Winkelfehler β von simulierten Neutrinos bis zu einem gewissen Grad unterschieden werden.

Da die rekonstruierte Richtung stark von der wahren Richtung abweichen kann, wird der Fehler auf die Richtung mit dem β -Parameter abgeschätzt. Der β -Parameter wird aus der Breite des Likelihood-Maximums berechnet. Auch wenn der β -Parameter nichts mit dem tatsächlichen Winkelfehler zu tun hat, so haben hohe β -Werte doch einen großen Winkelfehler. Dies kann man an Abbildung 3.4 gut erkennen. Hier wurde bereits auf $\Lambda > -5,2$ und auf den Zenit $> \frac{\pi}{2}$ geschnitten. Das heißt, alle noch verbliebenen Myonen in dieser Graphik sind, obwohl als nach unten laufend simuliert, als nach oben laufend rekonstruiert worden. Dennoch schätzt der β Parameter den Winkelfehler auf nur wenige Grad ein (die Achse geht von 0 bis etwa 6°).

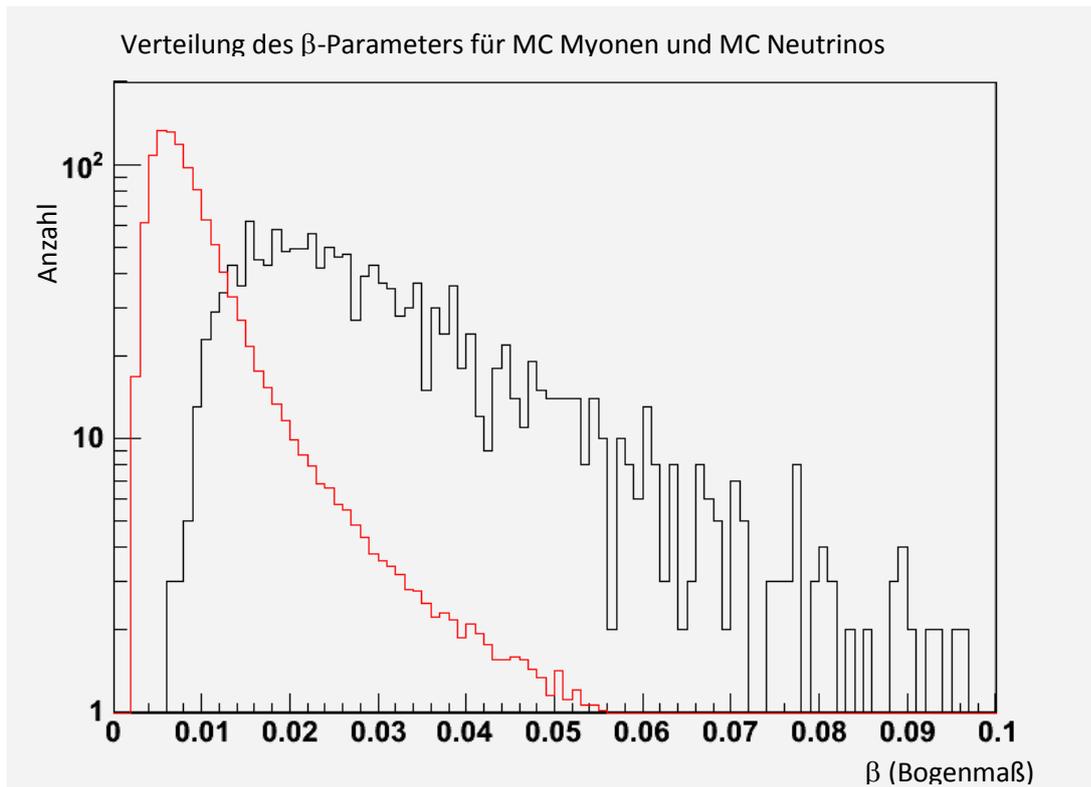


Abbildung 3.4: Die Verteilung des β -Parameters für MC Myonen in schwarz und für MC Neutrinos in rot.

Der Λ -Parameter ist ein Maß für die Qualität der Rekonstruktion. Abbildung 3.5 zeigt eine Verteilung des Λ -Parameters für MC Neutrinos und MC Myonen aus einem Teil der MC Daten. Die Daten wurden bereits auf den Zenit $> \frac{\pi}{2}$ geschnitten. Die gestrichelte Linie („typical cut“) gibt einen Schrittwert an, bei dem mehr Neutrino-kandidaten als Myonen übrig bleiben, wenn man alle Ereignisse verwirft, die links der Linie liegen. Um die Reinheit $\left(r = \frac{N_\nu}{N_\nu + N_\mu}\right)$ der Neutrinoereignisse zu erhöhen wird jedoch ein Schnitt bei $\Lambda = -5,2$ bevorzugt.

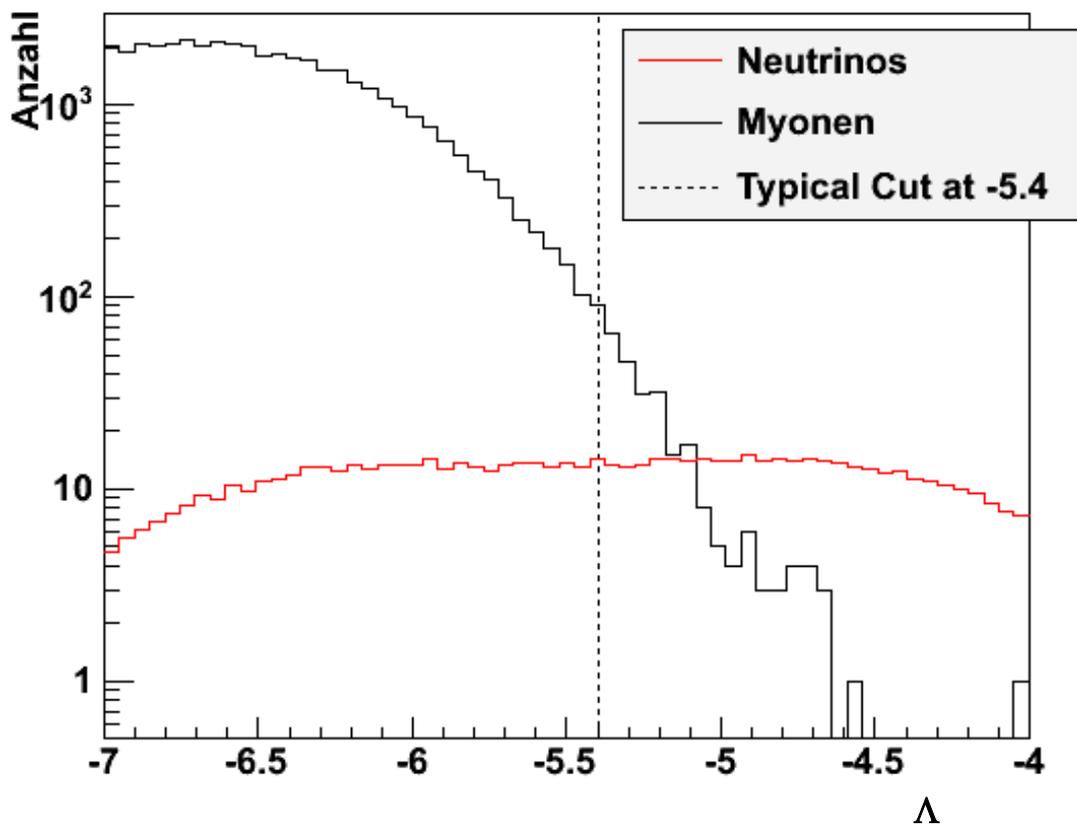


Abbildung 3.5: Die Verteilung des Λ Parameters von Neutrino- und Myon-MC Daten im Vergleich.

Schneidet man auf diese drei Parameter ($\Lambda > -5,2$; $\beta < 1^\circ$ und Zenit $> \frac{\pi}{2}$), so ergibt sich eine Auswahl an Neutrino-Kandidaten mit einer Reinheit von 84% bei einer Effizienz $\left(e = \frac{N_{\nu,rek}}{N_{\nu,sim,\nu}} \right)$ von etwa 12%. Es bleiben also noch 88% der Neutrinos, die durch die Schnitte zusammen mit den Myonen verloren gehen und damit besteht die Möglichkeit die Effizienz zu steigern.

Um die Klassifikation der Ereignisse zu verbessern, wurden in dieser Arbeit weitere Methoden entwickelt.

4 Methoden zur Verbesserung der Effizienz des Detektors

Im vorangegangenen Kapitel wurde beschrieben, wie rekonstruierte Ereignisse in Myonen und Neutrinos klassifiziert werden. Dies wurde mit allen genommenen Daten durchgeführt. Man kann jedoch auch noch einen Schritt zurück machen und die Hits betrachten, die für die Rekonstruktion der Ereignisse benutzt wurden. Unter Umständen, die hier im Folgenden näher beschrieben werden, kann man einige dieser Hits verwerfen und die Rekonstruktion und Klassifikation wiederholen. Danach kann man die Geometrie des rekonstruierten Ereignisses betrachten. Dabei könnte man bei einigen Ereignissen feststellen, dass es unwahrscheinlich ist, dass zum Beispiel Optische Module, die direkt neben der Myon Spur lagen diese nicht gesehen haben sollten. Solche Ereignisse könnten dann verworfen werden.

Zuerst werden jedoch die Hits der getriggerten Ereignisse untersucht.

4.1 Die Auswahl der Hits für die Rekonstruktion (Entfernen der XOFF-Hits)

Um eine möglichst präzise Rekonstruktion zu erhalten, benötigt man eine möglichst reine Auswahl an Hits. Das bedeutet nur solche Hits zu verwenden, die vom Ereignis und nicht vom optischen Untergrund stammen. Dazu benötigt man Methoden, um diese Untergrundhits zu identifizieren. Die erste dieser Methoden kann direkt auf das Hitsample angewandt werden.

Wie oben bereits erwähnt, wird bei der Rekonstruktion ein „Prefit“ aus allen Hits eines Ereignisses berechnet. Eine Auswahl der Hits vor diesem Prozess findet nicht statt, es werden also auch Untergrundhits mit einbezogen. Wenn man jedoch vorher einige Hits als Untergrund ausschließen könnte, so könnte der „Prefit“ bereits näher an der echten „Myonspur“ liegen.

Eine solche Gruppe von Untergrundhits sind die sogenannten XOFF-Hits.

4.1.1 XOFF-Hits

Optische Module können nur bis zu einer gewissen Rate Daten liefern. Ab 4 MHz wird nach jeder Totzeit, die einer Messung folgt sofort wieder ein Photon registriert. Der Zeitpunkt eines Photons hängt dann nicht mehr von seiner Ankunftszeit ab, sondern von der „Taktung“ durch die Totzeiten. Daher werden bereits bei 400 kHz die Optischen Module in den Zustand XOFF versetzt. XOFF bedeutet, dass das Optische Modul eine zu hohe Rate an Photonen misst und die Daten dieses Optischen Moduls ignoriert werden sollte. Tatsächlich wird die Rate aber über einen bestimmten Zeitraum gemessen, gemittelt und falls die Rate über 400 kHz lag wird dann nachträglich für diese Zeit der XOFF Zustand vergeben und so lange beibehalten bis wieder eine Rate unter 400 kHz gemessen wird. Zu diesem Zeitpunkt sind die ersten Daten aber schon zum Festland geschickt und gespeichert worden, eine automatische nachträgliche Entfernung findet nicht statt. Im Monte Carlo werden diese Optischen Module für diese Zeit aber als ausgeschaltet betrachtet und folglich registrieren sie keine Hits, so als ob diese Optischen Module gar nicht vorhanden wären. Um Daten und MC in Einklang zu bringen, ist es nötig die XOFF-Hits aus den Daten zu entfernen, da diese Hits im MC nicht auftauchen.

Es ist leicht möglich diesen Soll-Zustand nachträglich herbeizuführen, indem eine Hit-Selektion durchgeführt wird, die alle Hits von Optischen Modulen mit einer zu hohen Rate entfernt.

4.1.2 XOFF-Selektion

Um die XOFF-Hits zu entfernen wurde die „OM-Condition-Map“ ausgewertet. Diese speichert die Raten der Optischen Module für jeweils ein Zeitintervall von zirka 0,14s. Alle Hits auf Optischen Modulen mit einer Rate von über 400 kHz wurden entfernt.

Anhand der folgenden Graphen soll gezeigt werden, dass eine XOFF-Selektion unabhängig von anderen Schnittparametern ist, und daher die Aussage der anderen Parameter nicht beeinflusst.

In Abbildung 4.1 wird der Winkelabstand zwischen der rekonstruierten Richtung ohne dass die XOFF-Hits entfernt wurden und der rekonstruierten Richtung nach dem Entfernen der XOFF-Hits dargestellt. Der erste Bin enthält 94% der Daten. Vergleicht man das damit, dass nur 17,7% der Ereignisse von XOFF betroffen sind (vgl. Tabelle 4.1), dann ergibt sich daraus, dass nur zirka ein Drittel aller Richtungsänderungen größer als eine Bin Breite (zirka $2/3^\circ$) sind. Es gibt aber keine obere Grenze für die Richtungsänderung.

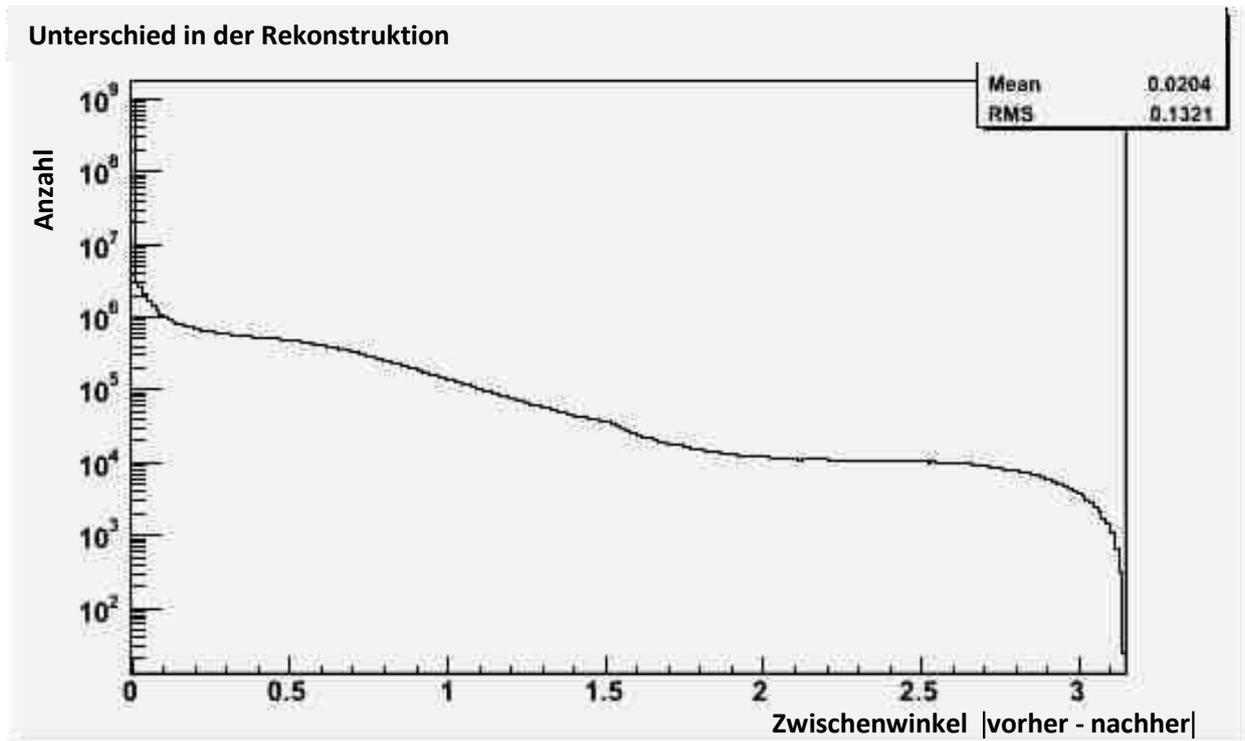


Abbildung 4.1: Zeigt den Winkelabstand zwischen den rekonstruierten Richtungen vor und nach dem Entfernen von XOFF-Hits.

In Abbildung 4.2 ist die Verteilung der Zenitwinkel der gemessenen Ereignisse zu sehen. In Abbildung 4.3 sieht man die gleiche Verteilung nachdem die XOFF-Hits entfernt wurden. Die Graphen sind sich sehr ähnlich, daher hat die Methode kaum Einfluss auf die Zenit Verteilung.

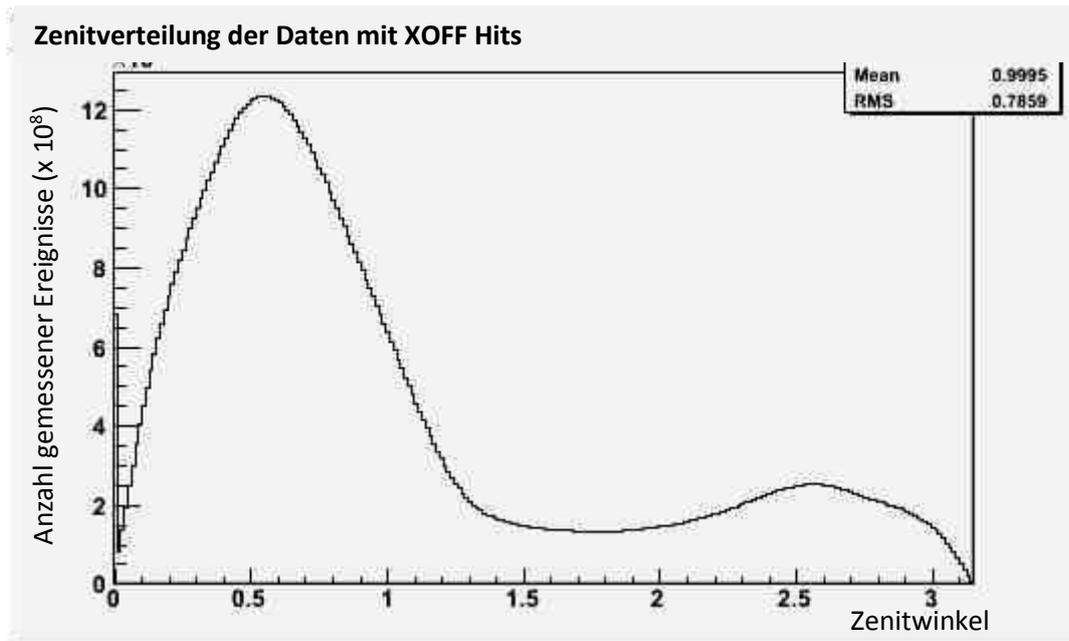


Abbildung 4.2: Die rekonstruierte Zenitverteilung der Daten ohne Entfernen der XOFF Hits.

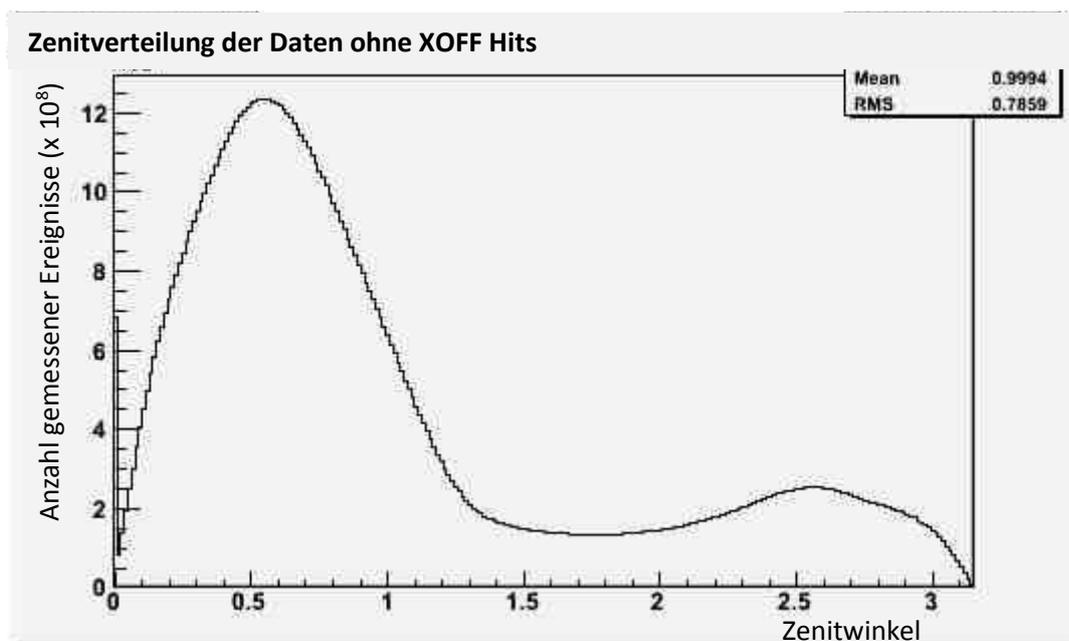


Abbildung 4.3: Die rekonstruierte Zenitverteilung der Daten nach Entfernen der XOFF-Hits.

Die Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung des Qualitätsparameters Λ vor, und Abbildung 4.5 nach dem Entfernen der XOFF Hits. Nur ganz rechts sieht man mit bloßem Auge, dass es bei Λ Werten über -4 einige Ereignisse mehr gibt wenn man die XOFF-Hits entfernt, was sich auch in Tabelle 4.2 zeigen wird.

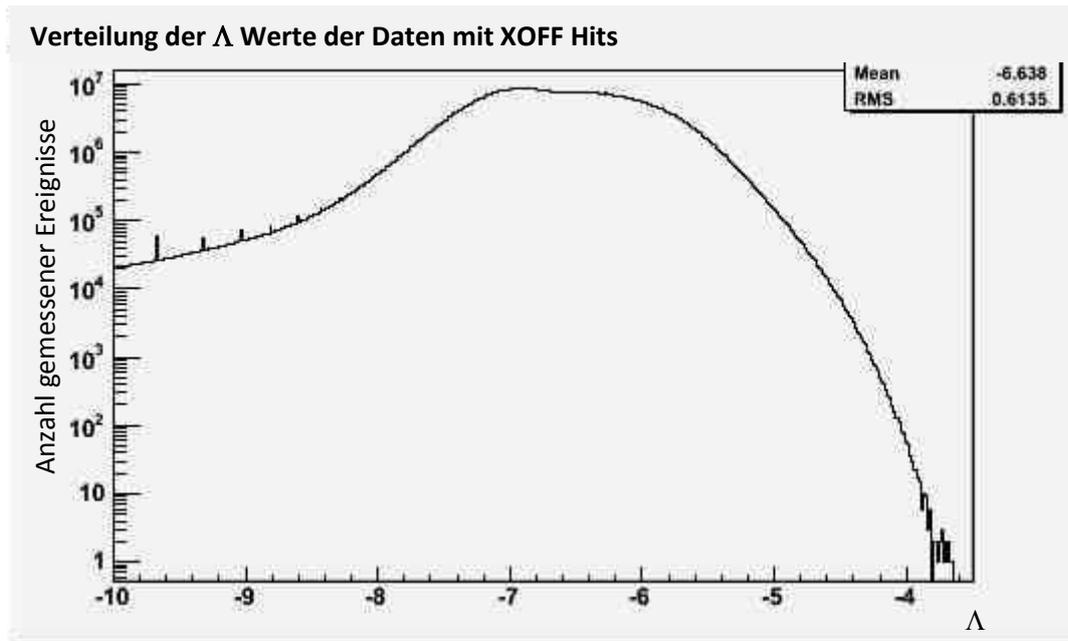


Abbildung 4.4: Die Verteilung des Λ Parameters nach der Rekonstruktion der Daten.

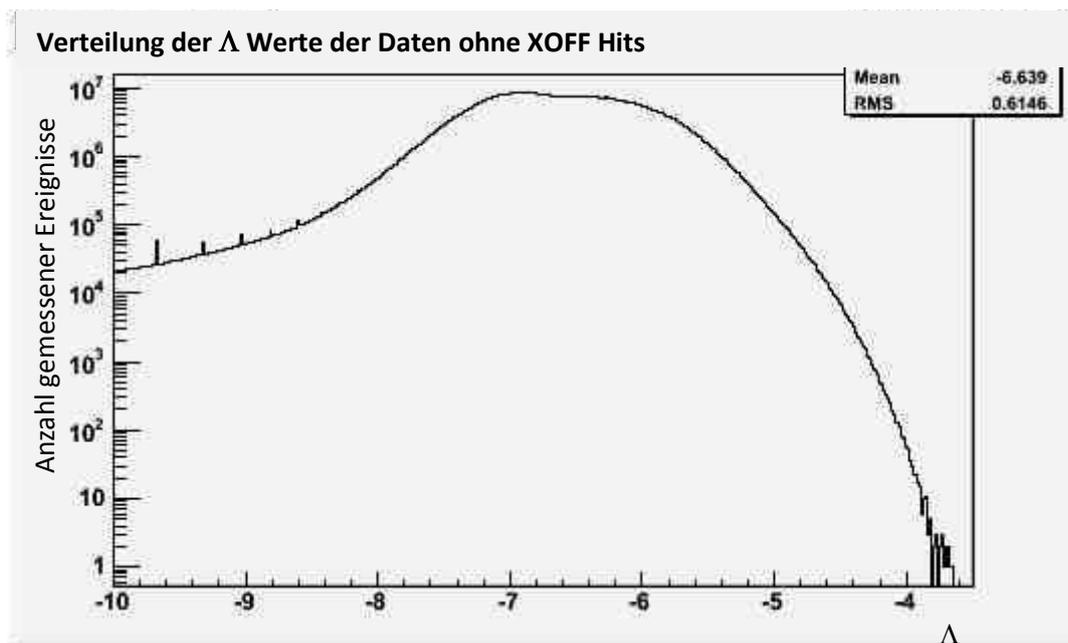


Abbildung 4.5: Die Verteilung des Λ Parameters nach Entfernung der XOFF-Hits und nach der Rekonstruktion der Daten.

Abbildung 4.6 zeigt die Verteilung des β -Parameters nach dem Entfernen der XOFF-Hits.

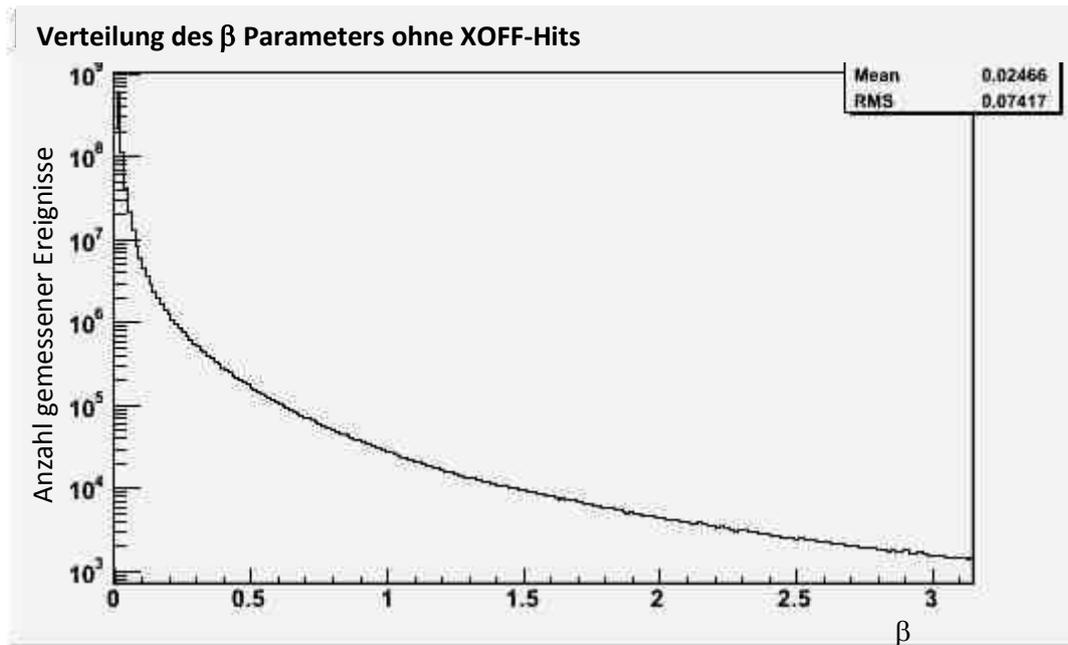


Abbildung 4.6: Verteilung des β -Parameters nach Entfernen der XOFF-Hits und nach der Rekonstruktion der Daten.

Da sich also die Verteilungen von Zenit, Λ und β Parameter nicht merklich ändern, können die Schnittwerte dieser Parameter weiterhin verwendet werden. Nach den Schnitten bleiben noch einige, vom Entfernen der XOFF-Hits betroffenen Ereignisse übrig und werden das finale Ergebnis beeinflussen. Um die Auswirkungen auf die Rekonstruierbarkeit zu prüfen werden die Ereignisse noch einmal ohne die XOFF-Hits rekonstruiert. Als nächstes wird die Auswirkung auf das Ergebnis der Rekonstruktion betrachtet.

4.1.1.3 Auswirkung auf die Rekonstruierbarkeit

Nach dem Entfernen einiger Hits wird nun der Effekt auf die Rekonstruierbarkeit der betroffenen Ereignisse untersucht. Wie man aus Tabelle 4.1 entnehmen kann, sind 17,7% der aufgenommenen Ereignisse von XOFF-Hits betroffen, aber nur 0,6% der Ereignisse sind ohne diese Hits nicht mehr rekonstruierbar. Ob ein Ereignis betroffen war oder nicht wurde danach bestimmt, ob sich der Zenitwinkel nach der wiederholten Rekonstruktion geändert hatte. Der Zenitwinkel ändert sich selbst dann, wenn der betreffende Hit gar nicht Teil der koinzidenten Hits oder irgendeiner anderen Selektion war, die zur Rekonstruktion führt, denn alle Hits werden für den „Prefit“ verwendet und selbst kleinste Änderungen im „Prefit“ erhalten sich bis zum finalen Fit, meist ist dies nur ein hundertstel oder tausendstel Grad.

	Anzahl	%
Rekonstruierbare Ereignisse ohne XOFF-Filter	820.792.119	100
davon von XOFF betroffene Ereignisse	145.606.791	17,7
ohne XOFF Hits nicht mehr rekonstruierbare Ereignisse	4.816.977	0,6

Tabelle 4.1: Übersicht über die von XOFF Hits betroffenen Ereignisse aller gemessenen Daten.

Die Daten wurden nach der erneuten Rekonstruktion auf die Parameter Zenit, Λ und β , wie in Kapitel 3 beschrieben, geschnitten. Danach wurde die Anzahl der Ereignisse, die nach verschiedenen Schnitten auf den Λ -Parameter übrig blieben mit der Anzahl verglichen, die ohne das Entfernen der XOFF-Hits erhalten worden sind. In Tabelle 4.2 sieht man dazu eine Übersicht.

	Anzahl Daten vorher	%	Anzahl Daten XOFF-Hits entfernt	Änderung in %
Rekonstruierbare Ereignisse	820.792.119	100	815.975.142	99,4
Nach Cuts $\lambda > -6,0$	197.420	0,024	197.256	99,9
$\lambda > -5,9$	113.411	0,014	113.428	100,0
$\lambda > -5,8$	63.760	0,008	63.795	100,1
$\lambda > -5,7$	35.154	0,004	35.223	101,9
$\lambda > -5,6$	19.762	0,002	19.741	99,9
$\lambda > -5,5$	11.931	0,001	11.904	99,8
$\lambda > -5,4$	7.767	0,001	7.758	99,9
$\lambda > -5,3$	5.628	0,001	5.626	100,0
$\lambda > -5,2$	4.322	0,001	4.330	101,9

Tabelle 4.2: Zeigt wie sich die Anwendung der XOFF-Selektion und der Schnitte auf verschiedene Λ -Werte auf die Zahl der Ereignisse auswirkt, dazu wurde auf Zenit $> \frac{\pi}{2}$ und $\beta < 1^\circ$ geschnitten. Die Zahl der Ereignisse wird für manche Schnitte größer (fett hervorgehoben) oder kleiner als dies ohne die Entfernung der XOFF-Hits der Fall wäre.

Wie zu erwarten werden die Ereignisse tendenziell weniger, jedoch bei einigen Λ -Schnitten, speziell bei $\Lambda > -5,2$ gewinnt man sogar noch acht Ereignisse hinzu. Das lässt sich dadurch erklären, dass Untergrundhits entfernt wurden, die nur zufällig gerade so zum Ereignis gepasst haben und den Λ -Wert verschlechtert haben. Durch das Entfernen dieser Hits wurde dann die Qualität der Rekonstruktion des Ereignisses höher eingeschätzt.

In diesem Abschnitt wurde mit allen verfügbaren Daten gearbeitet im Folgenden werden jedoch nur diejenigen Daten weiterverwendet für die auch MC Simulationen vorlagen, daher werden sich die Zahlen für die verwendeten Daten nachfolgend reduzieren. Nach der erneuten Rekonstruktion werden die Hits, die für die Rekonstruktion verwendet wurden, noch einmal genauer betrachtet.

4.2 Hit-Selektion nach der Rekonstruktion (Entfernen der GC-Hits)

Nach der Rekonstruktion werden die Hits noch einmal daraufhin überprüft, ob sie physikalisch zu dem jeweiligen Ereignis passen können. Es kommt vor, dass Hits zur Rekonstruktion verwendet werden, die unterhalb des Meeresbodens ausgesandt worden sein müssten, um zum Ereignis zu passen. Da dies nicht möglich ist, da der Meeresboden für Photonen nicht transparent ist, müssen diese Hits Untergrundhits sein oder können nicht im Tscherenkowwinkel vom Myon ausgesandt worden und auf direktem Weg zum Optischen Modul gelangt sein. Also müssen sie nachträglich entfernt werden, um die Rekonstruktion mit ausschließlich direkten Hits wiederholen zu können.

4.2.1 „Ground Control“ Hit Selektion

Wenn ein Hit von einem Optischen Modul registriert wird, kann man berechnen, von welcher Stelle der rekonstruierten Myonspur das Photon ausgesandt worden sein muss, um zur gemessenen Zeit am Optischen Modul anzukommen. Das Ergebnis dieser Berechnung kann unterhalb des Meeresbodens liegen, da der Rekonstruktionsalgorithmus nicht berücksichtigt, dass der Meeresboden eine für Photonen nicht transparente Barriere bildet. Das bedeutet, dass das Photon entweder von einem anderen Punkt auf der Spur kommt und sich durch Streuung verspätet hat oder aber ein Untergrundhit

ist. In beiden Fällen darf solch ein Photon nicht für die Rekonstruktion verwendet werden, da die Rekonstruktionsalgorithmen immer von direkten Photonen ausgehen. In Abbildung 4.7 ist ein Ereignis zu sehen, in dem ein Photon aus dem Boden zu kommen scheint. Die gestrichelte grüne Linie direkt neben der roten Myonspur schneidet den blau dargestellten Meeresboden. Aufgrund des Abstands des untersten Stockwerks zum Meeresboden von etwas über 100 Metern hätten diese Photonen in der Regel große Wege von der errechneten Spur zum Optischen Modul zurückzulegen und damit besitzen sie eine große Hebelwirkung auf die Richtungsrekonstruktion der Spur.

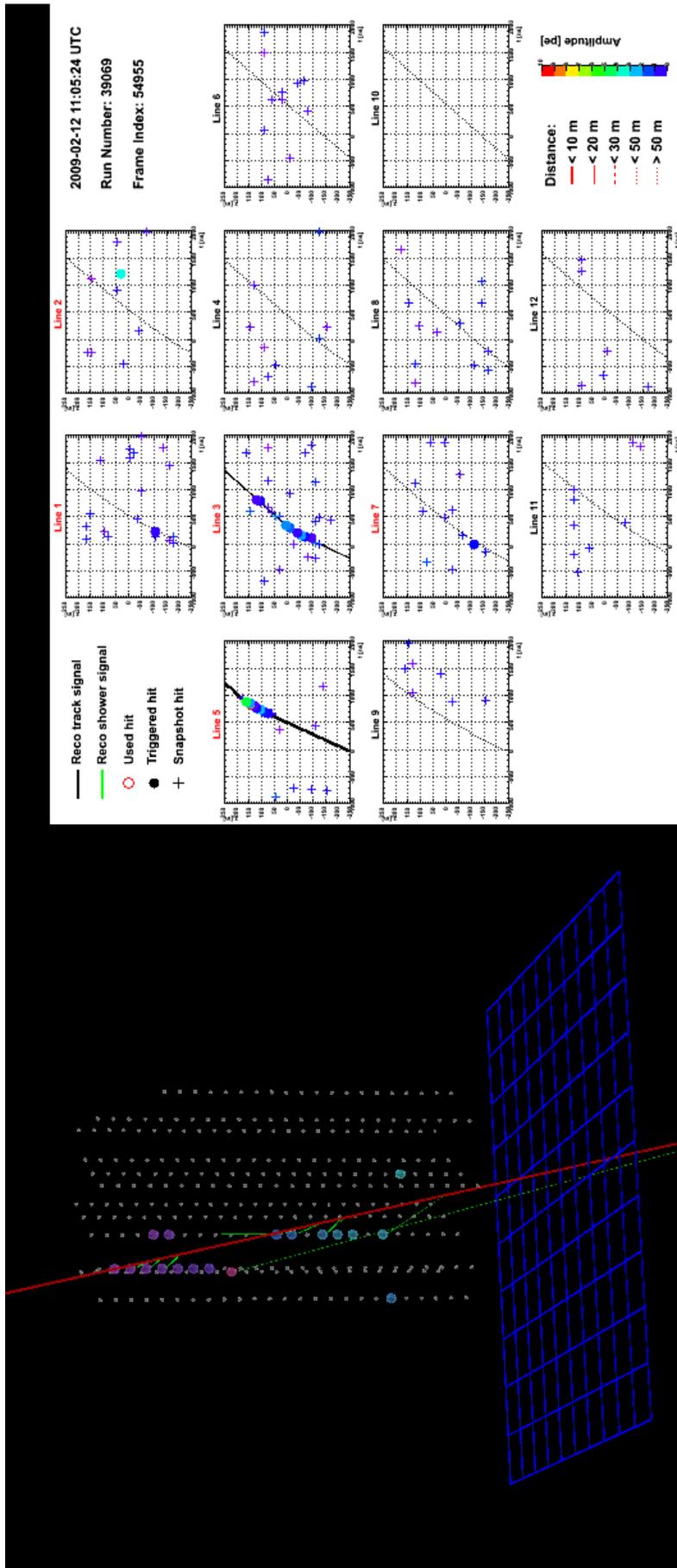


Abbildung 4.7: Ein visualisiertes Ereignis im Online Display. Auf der linken Seite ist der Detektor dargestellt (graue Punkte sind die Stockwerke), die rekonstruierte Spur (rote Linie) sowie die zur Rekonstruktion benutzten Hits (bunte Punkte, die Farben codieren die Ankunftszeiten der Hits). Außerdem sieht man die grünen gestrichelten Linien, die den Weg der Photonen von der Spur zum OM zeigen. In diesem Bild ist besonders gut zu sehen, dass eines der Photonen von unterhalb des Meeresbodens (blaue Gitterfläche) ausgesandt worden sein müsste, um zur Spur zu passen. Auf der rechten Seite werden die Hits auf den einzelnen „Lines“ dargestellt.

In jedem Fall würden solche Hits die Rekonstruktion verfälschen, denn selbst wenn sie vom Myon erzeugt worden wären, könnte man nicht mehr nachvollziehen von welchem Punkt auf der Spur sie ausgesandt worden wären. Daher wurden sie für alles weitere entfernt, die Rekonstruktion wiederholt und untersucht, ob Unterschiede zum vorherigen Ergebnis bestehen.

4.2.2 Wiederholung der Rekonstruktion

Nach der Wiederholung der Rekonstruktion wurden die Ereignisse daraufhin untersucht ob sie nach dem Entfernen der GC-Hits noch rekonstruieren ließen. In Tabelle 4.3 wurde aufgelistet wie viele Ereignisse, sowohl an gemessenen Daten, als auch an MC Myonen und MC Neutrinos, von dem Entfernen der GC-Hits betroffen sind.

In Tabelle 4.3 sieht man, dass bei den gemessenen Daten 35,3% aller Ereignisse betroffen sind und 6,9% sogar nicht mehr rekonstruiert werden können, nachdem die GC-Hits entfernt wurden. Damit liegen sie genau zwischen dem Effekt auf die MC Myonen und die MC Neutrinos. Bemerkenswert ist, dass 80,9% der Neutrinoereignisse Hits enthalten die aus dem Boden zu kommen scheinen und etwa 20% davon ohne diese Hits nicht mehr rekonstruierbar sind. Bei den Myonen ist der Einfluss der Hits die aus dem Boden zu kommen scheinen deutlich geringer. Es sind mit 30,5% deutlich weniger Ereignisse als bei den Neutrinos. Nur 2,8% der Myon MC Ereignisse sind ohne die Hits, die aus dem Boden kommen müssten, nicht mehr rekonstruierbar.

	μ MC Ereignisse	%	ν MC Ereignisse	%
Testsample	402.526.680	100	39.237,8	100
Enthält Hits die aus dem Boden zu kommen scheinen	122.864.730	30,5	31.736,5	80,9
ohne GC Hits nicht mehr rekonstruierbar	11.313.858	2,8	7.943,1	20,2

Tabelle 4.3: Der Einfluss des Entfernen von Untergrundphotonen, die aus dem Boden zu kommen scheinen auf die Anzahl der Ereignisse. Kein Zenit Schnitt.

Es ist nicht weiter überraschend, dass die MC Neutrino Ereignisse stärker betroffen sind als die MC Myon Ereignisse. Denn nur fall die Spur des Teilchens vor dem Passieren des Detektors durch den Boden lief kann ein Photon auf einen Punkt auf der Spur, der unterhalb des Meeresbodens liegt, projiziert werden. Daher wurde der Effekt auf die verschiedenen Ereignisse getestet, nachdem auf den Zenitwinkel geschnitten wurde. Wenn vor dem Betrachten des Effekts, den die GC-Selektion auf die Ereignisse hat auf den Zenitwinkel geschnitten wird, verhalten sich die MC Myonen und auch die gemessenen Daten den MC Neutrinos gegenüber sehr viel ähnlicher, wie Tabelle 4.4 deutlich zeigt.

	μ MC Ereignisse Zenit $> \pi/2$	%	ν MC Ereignisse Zenit $> \pi/2$	%
Bleiben (Testsample)	44.099.721	100	32.785,5	100
Enthält Hits die aus dem Boden zu kommen scheinen	39.289.626	89,1	30.757,2	80,9
ohne GC Hits nicht mehr rekonstruierbar	9.074.457	20,6	7.834,8	20,0

Tabelle 4.4: Zeigt die gleichen Daten wie Tabelle 4.3, nur dass alle Ereignisse vorher auf den Zenit $> \frac{\pi}{2}$ geschnitten wurden.

Ist die Rekonstruktion eines Ereignisses nun nicht mehr möglich, so wird es verworfen. Die übrigen Parameter werden im Folgenden so verwendet, wie sie nach der erneuten Rekonstruktion berechnet wurden.

4.2.3 Diskussion zum Ground Control

Dass Ereignisse, die als aufwärts laufend rekonstruiert wurden, stärker betroffen sind als solche, die als abwärtslaufend rekonstruiert wurden, wird klar, wenn man die Geometrie genauer betrachtet. Ein Ereignis, das von oben kommend, nach Eintritt in den Meeresboden scheinbar Photonen nach oben in den Detektor aussendet, müsste unter einem sehr flachen Winkel, also kleiner als der Tscherenkowwinkel, in den Boden eindringen. Daher werden die Neutrinos und die auf den Zenit geschnitten Ereignisse stärker reduziert als die Myonen, die korrekt von oben kommend rekonstruiert wurden.

Auch wenn durch die Anwendung der GC-Selektion, wie sich in Kapitel 6 zeigen wird, die Reinheit des Samples ein wenig verschlechtert und einige MC Neutrino Ereignisse verloren gehen, kommt man nicht umhin diese Ereignisse zu verwerfen, da sie ganz eindeutig falsch rekonstruiert wurden. Selbst wenn die entfernten Photonen von dem Ereignis erzeugt wurden, so kamen sie aus einer anderen Richtung, als der Rekonstruktionsalgorithmus vermutet hatte und können aufgrund ihres großen Hebels das Ereignis um einige Grad in eine beliebige Richtung verdrehen. Spätestens hier würde das Ereignis für eine weitere Verwendung, für die die Richtung ein entscheidendes Kriterium darstellt, entwertet.

Als nächstes wurde untersucht, ob die Ereignisse noch getriggert werden, nachdem die XOFF-Hits und die GC-Hits entfernt wurden.

4.2.4 Nachtriggern

Da durch die vorangegangene XOFF-Selektion einige Hits entfernt wurden, muss überprüft werden, ob die Trigger noch ausgelöst worden wären, wenn diese Hits nicht gemessen worden wären, so wie es im Monte Carlo der Fall war. Dabei wurden nur diejenigen Ereignisse betrachtet, die nach der erneuten Rekonstruktion nach der GC-Selektion die Schnitte auf $\Lambda > -5,4$, den Zenit $> \frac{\pi}{2}$ und $\beta < 1^\circ$ überstanden haben. Zur Erinnerung: die Optischen Module im XOFF Zustand hätten eigentlich keine Daten liefern sollen, im Monte Carlo liefern sie auch keine, da sie dort als „ausgeschaltet“ gelten.

Es stellte sich heraus, dass **alle** Ereignisse, die die genannten Kriterien erfüllt hatten, auch wieder getriggert werden konnten.

4.3 Die Selektion der Ereignisse anhand des Steigungsparameters

Um in den bisher verworfenen Ereignissen weitere Neutrino-induzierte Ereignisse zu finden wurde der Bereich von $-5,4 < \Lambda < -5,2$ betrachtet. Die Ereignisse wurden auf den Zenit $> \frac{\pi}{2}$ und $\beta < 1^\circ$ geschnitten. In den verbliebenen Daten wurde nach neuen Parametern gesucht um die einzelnen Ereignisse danach zu klassifizieren, ob sie von atmosphärischen Myonen induziert wurden, sprich von oben in den Detektor kamen, oder ob sie von Neutrinos induziert wurden, das heißt als von unten kommend registriert wurden.

4.3.1 Die Steigungsparameter

Um bei kleineren Λ -Werten Neutrino- von Myonereignissen zu trennen, muss man einen weiteren Parameter einführen. Die Idee für diesen Parameter basiert auf der Vorstellung, dass die Optischen Module, die ähnlich weit vom Track entfernt sind, auch ähnliche „Chancen“ haben müssen ein Photon zu messen. Wenn also die rekonstruierte Spur näher an Optischen Modulen vorbeiführt, die keine Photonen gemessen haben, als an solchen Optischen Modulen, die Photonen gemessen haben, kann man dies als Hinweis darauf erachten, dass eine Fehlrekonstruktion vorliegt.

Anhand der Abbildungen 4.11 und 4.12 soll im Folgenden das grundlegende Prinzip verdeutlicht werden. Im ersten Bild sieht man den Idealzustand, ein Myon bewegt sich durch den Detektor (oranger Pfeil, „ μ_{true} “) und sendet dabei Photonen (gelbe geschwungen Pfeile; „ γ “) unter dem spezifischen Tscherenkowwinkel aus, die von den Optischen Modulen gemessen werden können. Die Rekonstruktion berechnet aus den gemessenen Photonen die Richtung des Myons (rot; „ μ_{reco} “) die im Idealfall identisch mit der tatsächlichen Bahn des Myons ist.

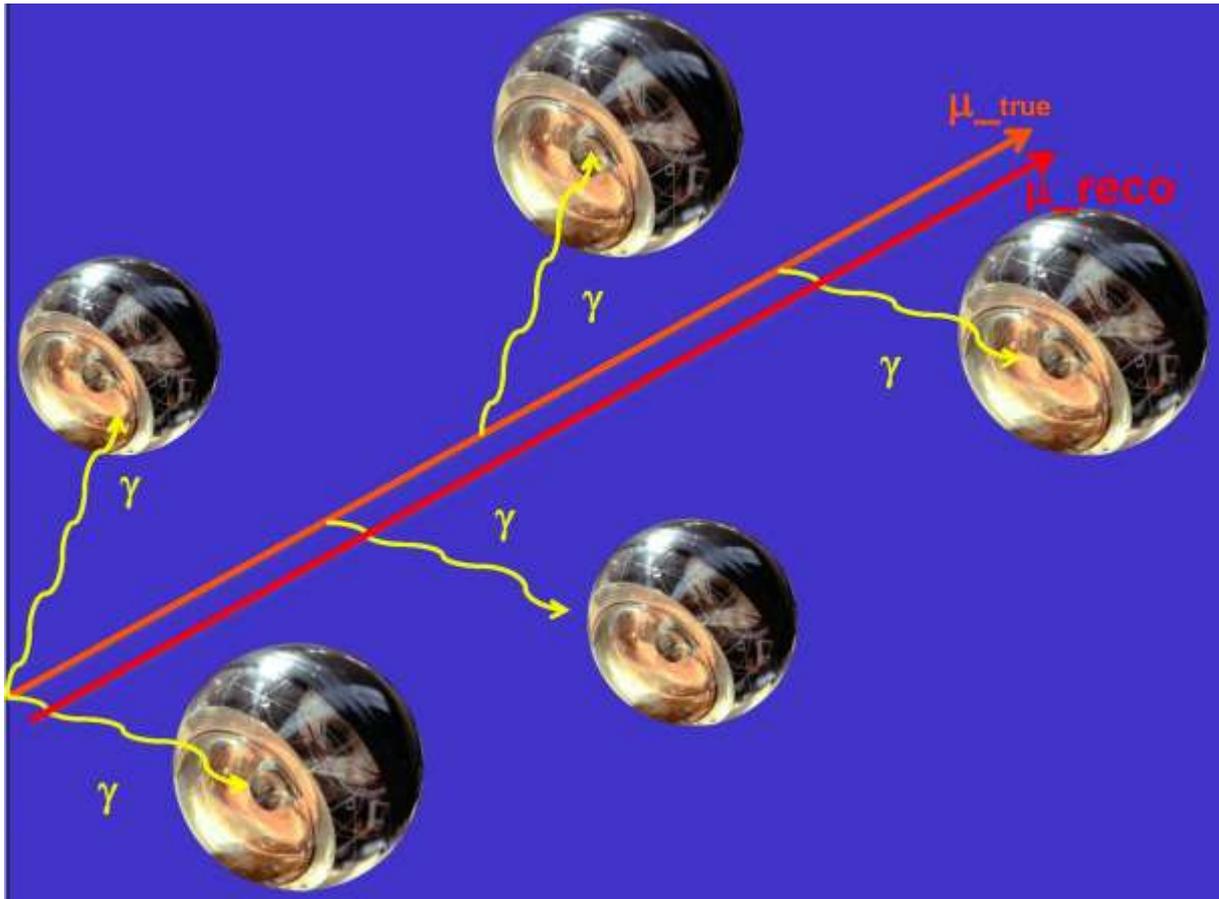


Abbildung 4.11: Vereinfachte Darstellung der Messung eines Myons, das durch den Detektor läuft und dabei Photonen unter dem Tscherenkowwinkel aussendet.

Abbildung 4.12 zeigt vereinfacht eine Fehlrekonstruktion. Das Myon läuft hier in etwa senkrecht zur Spur in Abbildung 4.11 durch den Detektor (oranger Pfeil; „ μ_{true} “). Die dabei ausgesandten Photonen (gelbe geschwungene Pfeile; „ γ “), treffen hier nur teilweise direkt in die Optischen Module. Ein Photon wird gestreut und trifft von hinten auf das Optische Modul. Die Rekonstruktion geht auch wieder von der wahrscheinlichsten Richtung aus, aus der die Photonen gekommen sein müssten, um koinzident von einem Myon erzeugt worden zu sein (rote geschwungene Pfeile; γ'). Daraus wird dann in diesem Beispiel die gleiche Richtung (roter Pfeil; „ μ_{reco} “) wie in Abbildung 4.11 berechnet. Dass aber einige Optische Module (die mit den roten „?“) dabei nichts registriert haben bleibt unberücksichtigt.

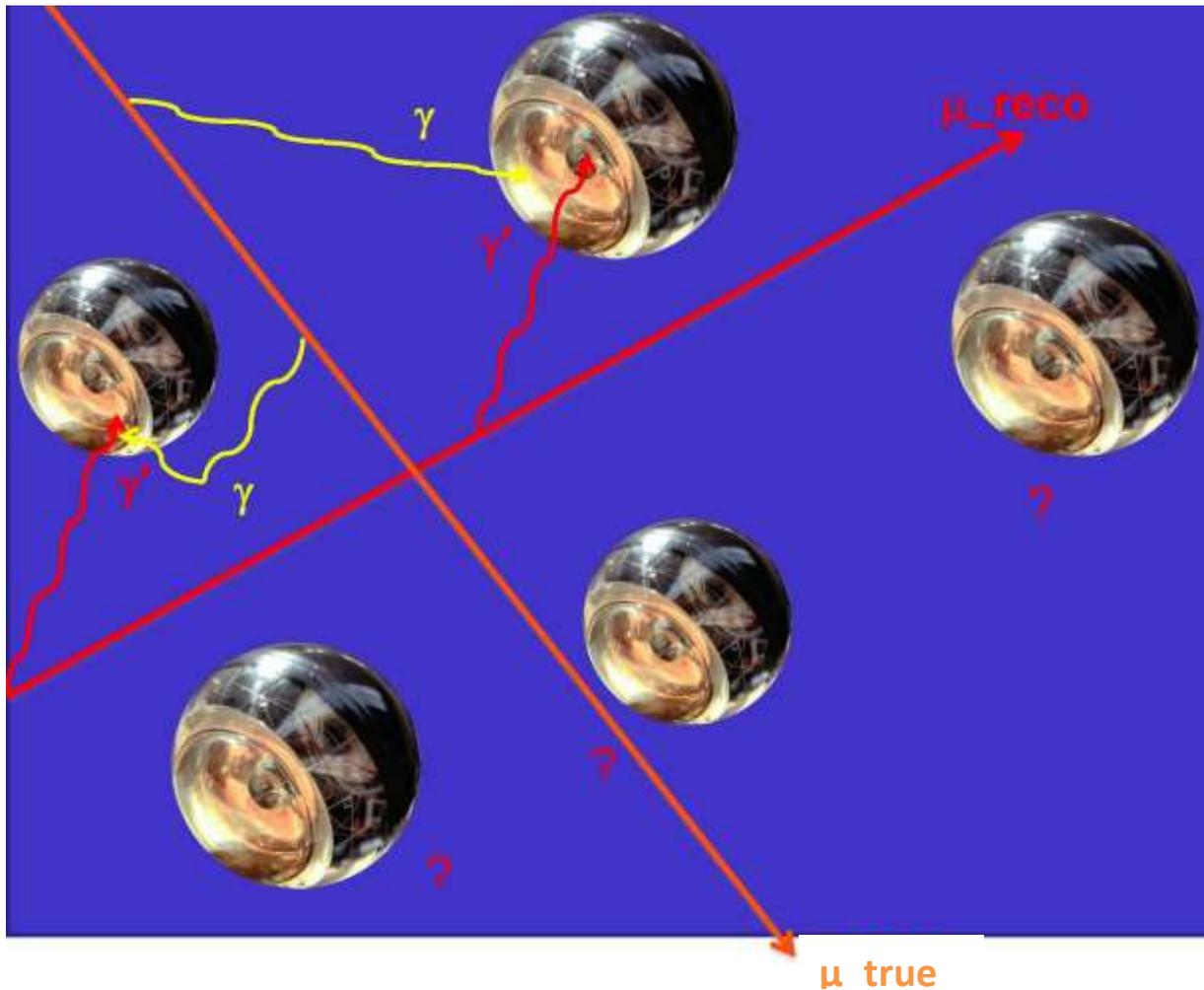


Abbildung 4.12: Vereinfachte Darstellung einer Fehlrekonstruktion. Hier läuft das Myon von oben durch den Detektor. Die ausgesandten Photonen werden jetzt teilweise gestreut und kommen nicht auf direktem Weg zu den Optischen Modulen.

Es bedarf also einer Methode, die die geometrische Verteilung der Optischen Module, die zu einem Ereignis beitragen, berücksichtigt.

Was soll der neue Parameter messen?

Der Parameter soll ein Maß dafür sein, wie „gut“ ein Ereignis vom Detektor „gesehen“ wurde. Das bedeutet auch, dass es einen Unterschied im Wert des Parameters machen sollte, ob ein Optisches Modul, das in Richtung des Events blickt, ein Photon misst oder nicht. Je mehr Optische Module in der Nähe der Spur von einem Ereignis nicht getroffen werden, desto größer soll der Wert des Parameters werden.

Was soll zur Berechnung des Parameters berücksichtigt werden?

Es sollen daher nur Optische Module berücksichtigt werden, die auf die Spur des Ereignisses ausgerichtet sind, und die näher an der Spur des Events liegen, als Optische Module mit Hits, die zur Rekonstruktion verwendet wurden. Als zusätzliche Bedingung müssen diese Optischen Module zum Zeitpunkt des Events auch aktiv gewesen sein, das bedeutet, kein Optisches Modul darf im Zustand OFF, XOFF oder DEAD (0 kHz Rate) sein.

Berechnung des Steigungsparameters

Zur Berechnung des Parameters werden zuerst die Optischen Module nach ihrer Entfernung zur rekonstruierten Spur sortiert. Anschließend wird ein Histogramm gefüllt, wie es in Abbildung 4.13 zu sehen ist. Nach rechts werden die Optischen Module, die von einem Hit getroffen wurden, der nach erfolgreicher Rekonstruktion als Teil des Ereignisses gilt, als Bins aufgetragen. Nach oben wird aufgetragen wie viele Optische Module näher am Track lagen, als das getroffene Optische Modul, das zu dem jeweiligen Bin gehört. Das Ereignis in dieses Beispiel besteht aus 41 Hits, die gemäß ihrem Abstand zur rekonstruierten Spur auf der X-Achse angeordnet sind. In jedes Bin wird die Anzahl aller Optischen Module gefüllt, die näher an der Spur lagen, als dasjenige welches zu diesem Bin gehört. Man sieht, dass die acht Optischen Module, die am nächsten an der Spur lagen, alle getroffen wurden. Danach kann man an den Sprüngen nach oben erkennen, dass einige Optische Module nicht getroffen wurden. Die letzten beiden Optischen Module liegen sehr weit außen und zirka 160 Optische Module haben bei dieser Distanz nichts mehr gesehen, obwohl sie näher an der Spur waren. Es ist also sehr wahrscheinlich, dass diese beiden Optischen Module einen zufällig passenden Hintergrundhit gemessen haben. Im Grafen ist außerdem noch eine Gerade zu sehen, die durch den Ursprung laufend an dieses Histogramm gefittet wurde.

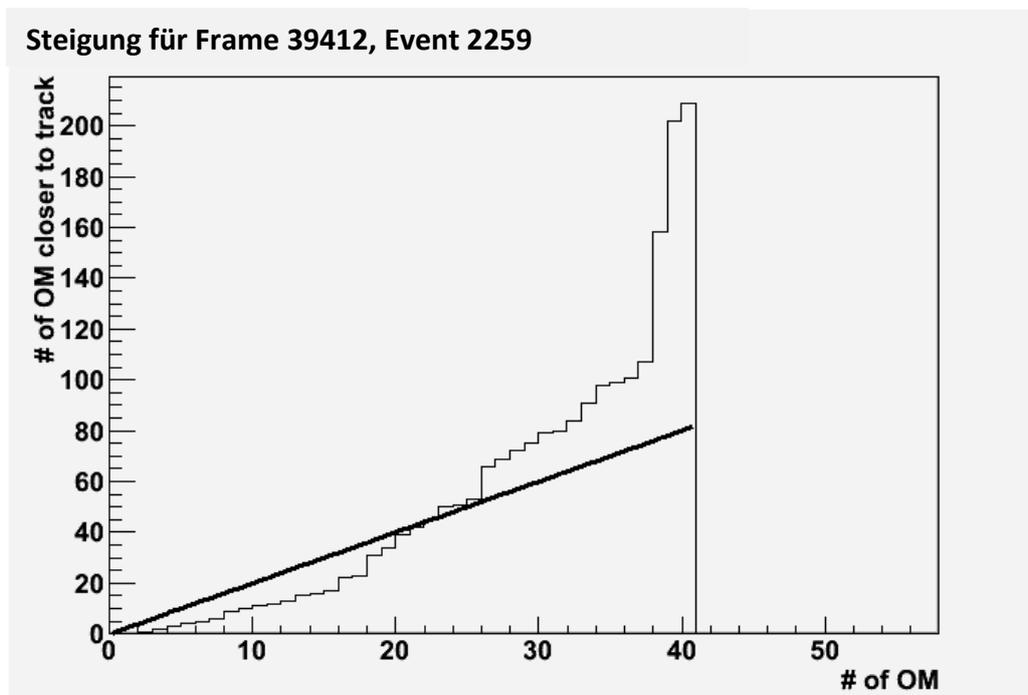


Abbildung 4.13: Zeigt ein Steigungshistogramm eines Ereignisses.

In einem idealen Ereignis, das mit genug Energie aus der richtigen Richtung kommt, würde jedes Optische Modul, das in diese Richtung blickt, ein Photon registrieren. In diesem Fall wäre jedes Bin nur um einen Eintrag größer als sein linker Nachbar und die Steigung des Histogramms wäre 1. Wenn zumindest ein Optisches Modul pro Stockwerk noch ein Photon messen würde, läge die Steigung bei 3. Allgemein würde man bei einem aufwärts laufenden Ereignis eine flachere Steigung erwarten als bei einem abwärtslaufenden, da mehr Optische Module in die Richtung des Ereignisses blicken.

Beim Vergleich der Histogramme von MC Neutrinos und MC Myonen hat sich herausgestellt, dass die Steigung der Geraden in den Histogrammen als Unterscheidungsparameter zwischen den beiden

Teilchen verwendet werden kann. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird der neue Parameter daher Steigungsparameter genannt.

Es gibt zwei Möglichkeiten das Steigungshistogramm zu füllen: Einmal werden alle verfügbaren Optische Module aufgetragen, die näher an der Spur lagen als das Optische Modul des jeweiligen Bins. Dabei spielt die Blickrichtung des Optischen Moduls keine Rolle, einziges Kriterium ist, dass es zum Zeitpunkt des Ereignisses aktiv war. Die daraus ermittelte Steigung wird „SteigungTot“ genannt. Die zweite Möglichkeit besteht darin nur Optische Module zu verwenden, die entweder getroffen wurden, oder deren Blickrichtung zur Spur zeigt, diese Steigung wird „SteigungDir“ genannt. Beide Versionen werden für die spätere Auswertung verwendet, da oft auch Optische Module, deren Blickrichtung von der Spur wegzeigen, Hits erhalten, die mit der Spurannahme vereinbar sind; das sollte vor allem für Fehlrekonstruktionen gelten. Die Abbildungen 4.14 und 4.15 zeigen die Unterschiede in den beiden Histogrammen, die für die Berechnung der beiden Steigungsparameter für ein MC Myonereignis. Wenn man die Blickrichtung beachtet wie in Abbildung 4.14 sieht man deutlich wie die Steigung mit 0,77 deutlich geringer ausfällt, da die meisten Optische Module die keine Photonen messen auch in die falsche Richtung blicken. Dagegen ist in Abbildung 4.15 die Steigung mit 1,08 deutlich steiler, da hier alle verfügbaren Optischen Module berücksichtigt wurden.

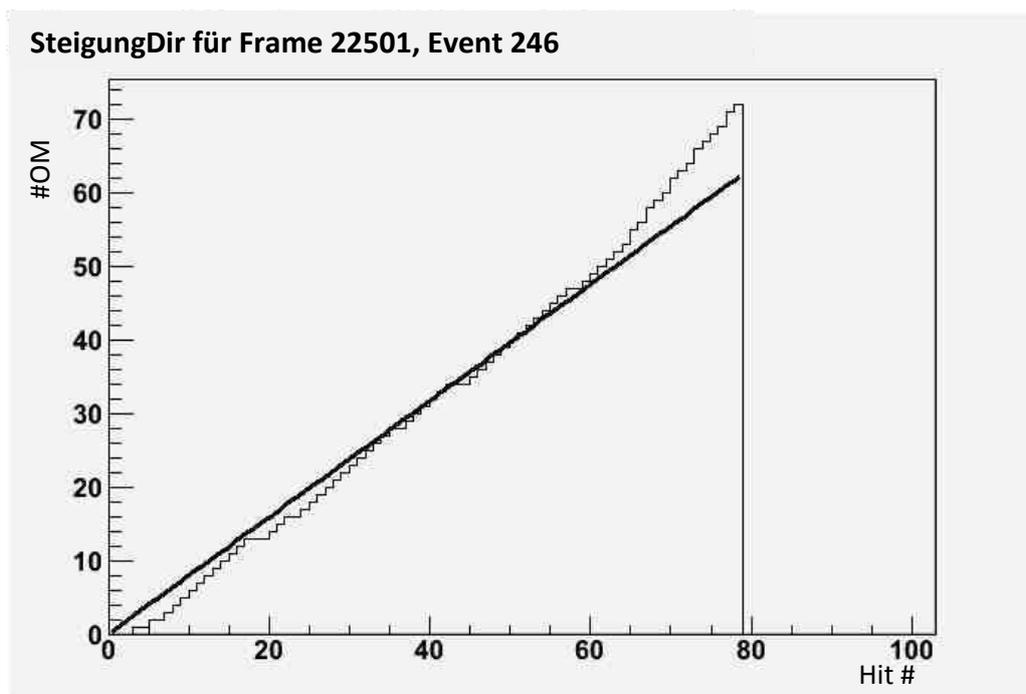


Abbildung 4.14: Das Steigungshistogramm für ein MC Myon-Ereignis. Dabei wurde auf die Blickrichtung der Optischen Module geachtet. SteigungDir = 0,77

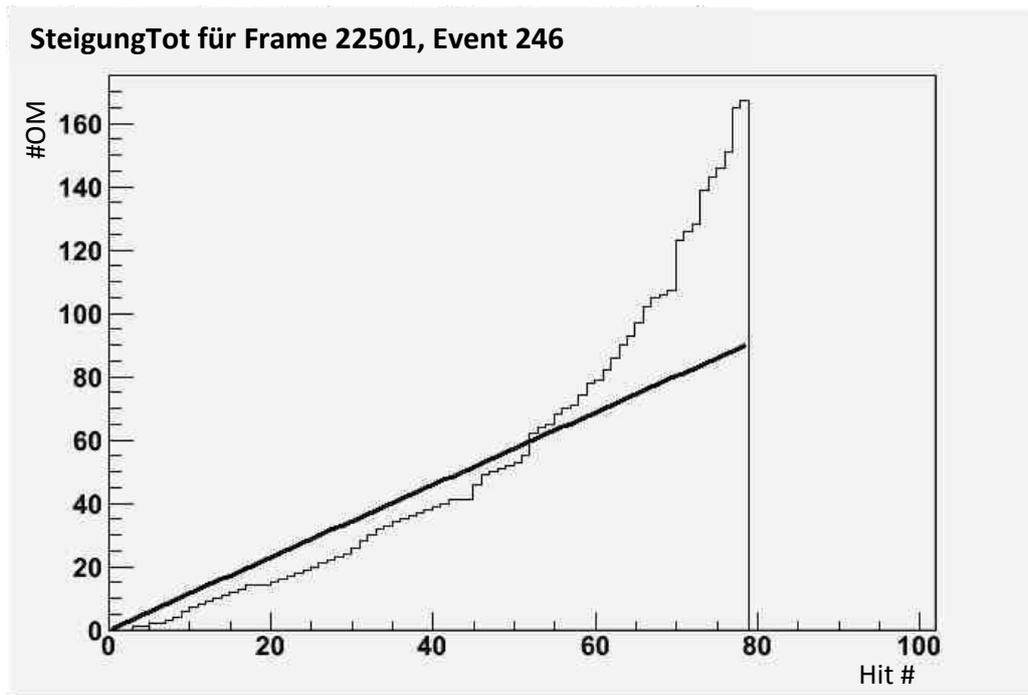


Abbildung 4.15: Das Steigungshistogramm für das gleiche MC Myon-Ereignis wie in Abbildung 4.14. Dabei wurde nicht auf die Blickrichtung der Optischen Module geachtet. $SteigungTot = 1,08$

Für ein hochenergetisches Neutrinoereignis sind sich die beiden Steigungen ähnlicher wie in den Abbildungen 4.16 und 4.17 zu sehen ist. Auch hier erzeugt die Berücksichtigung der Blickrichtung eine flachere Steigung mit einem Wert von 0,88 im Gegensatz zu einem Wert von 0,91 fall die Blickrichtung nicht berücksichtigt wird, aber der Unterschied fällt geringer aus.

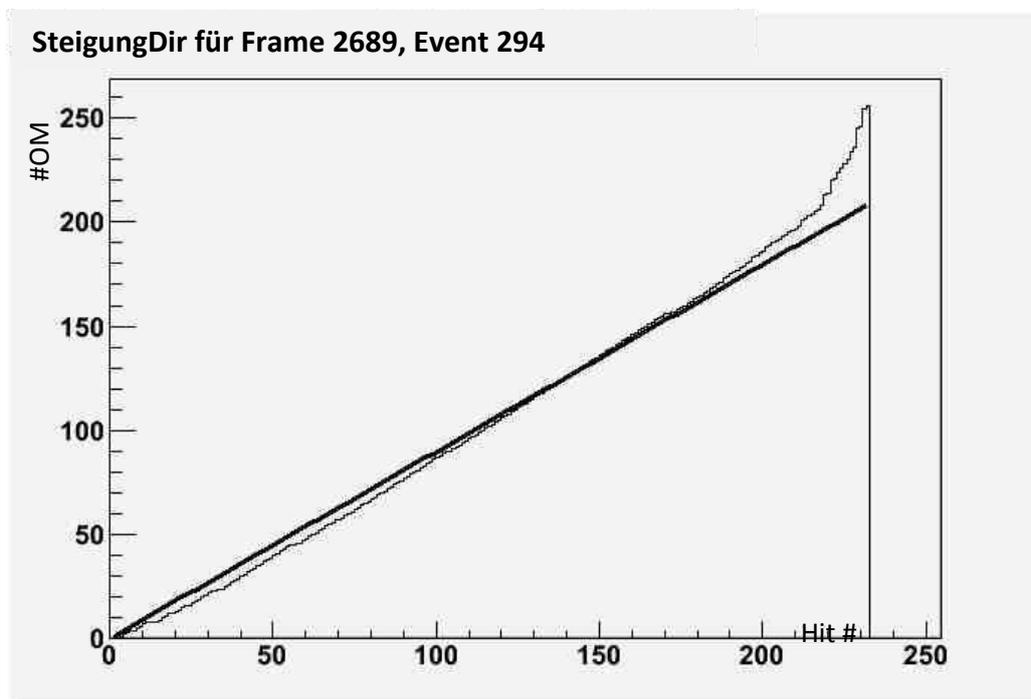


Abbildung 4.16: Das Steigungshistogramm für ein MC Neutrino Ereignis. Dabei wurde auf die Blickrichtung der Optischen Module geachtet. $SteigungDir = 0,88$

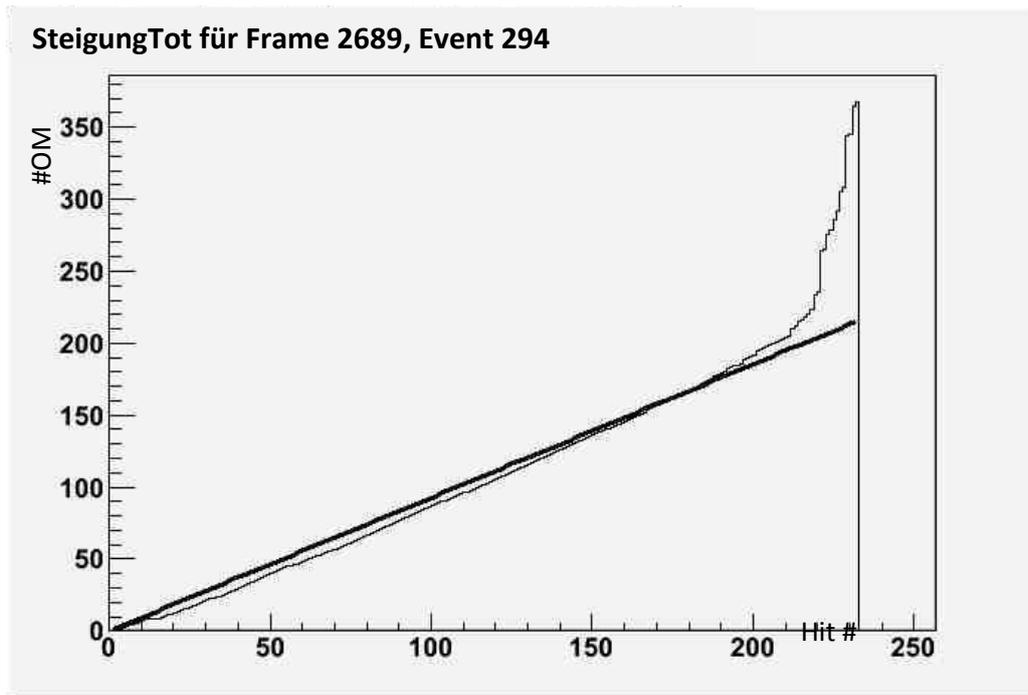


Abbildung 4.17: Das Steigungshistogramm für das gleiche MC Neutrino Ereignis. Dabei wurde nicht auf die Blickrichtung der Optischen Module geachtet. $SteigungTot = 0,91$

In den Verteilungen der beiden verschiedenen Steigungsparameter wurde nun nach geeigneten Schnitten zur Trennung von Neutrinos und Myonen gesucht.

4.3.2 Schnitte auf dem Steigungsparameter

Da man bereits mit den existierenden Parametern (Zenit, Λ und β) erfolgreiche MC Neutrino-Ereignisse von MC Myon-Ereignissen separieren kann, und dieser neue Parameter aus den restlichen Daten weitere Neutrinos herausholen soll, ist im Folgenden alles bereits auf $\beta < 1^\circ$ und $Zenit > \frac{\pi}{2}$ geschnitten. Für den Λ Parameter wird nur der Bereich von -5,4 bis -5,2 betrachtet, da alle Ereignisse die einen größeren Λ -Wert als -5.2 besitzen sowieso schon Neutrinokandidaten sind und daher nicht noch einmal selektiert werden müssen. Λ -Werte kleiner als -5,4 wurden verworfen, denn dort sind die Myonen sehr viel zahlreicher als die Neutrinos (s. Abbildung 4.10) was eine Trennung schwieriger gestaltet.

Um einen geeigneten Wert für den Schnitt zu finden wurden die beiden Steigungsparameter in Abbildung 4.18 für die MC Myonen und in Abbildung 4.19 für die MC Neutrinos gegeneinander aufgetragen. „SteigungDir“ auf der X- und „SteigungTot“ auf der Y-Achse. Zur besseren Orientierung wurden zwei Linien eingezeichnet, die sich in der Nähe der Schwerpunkte kreuzen. Man sieht, dass die MC Neutrinos und MC Myonen ihre Maxima, in rot dargestellt, relativ nah beieinander haben. Außerdem erkennt man auch, dass die MC Neutrinos rechts und unterhalb des Kreuzungspunktes zu niedrigeren „SteigungTot“ tendieren als die MC Myonen. Dort kann man nach einem geeigneten Wert für einen Schnitt suchen.

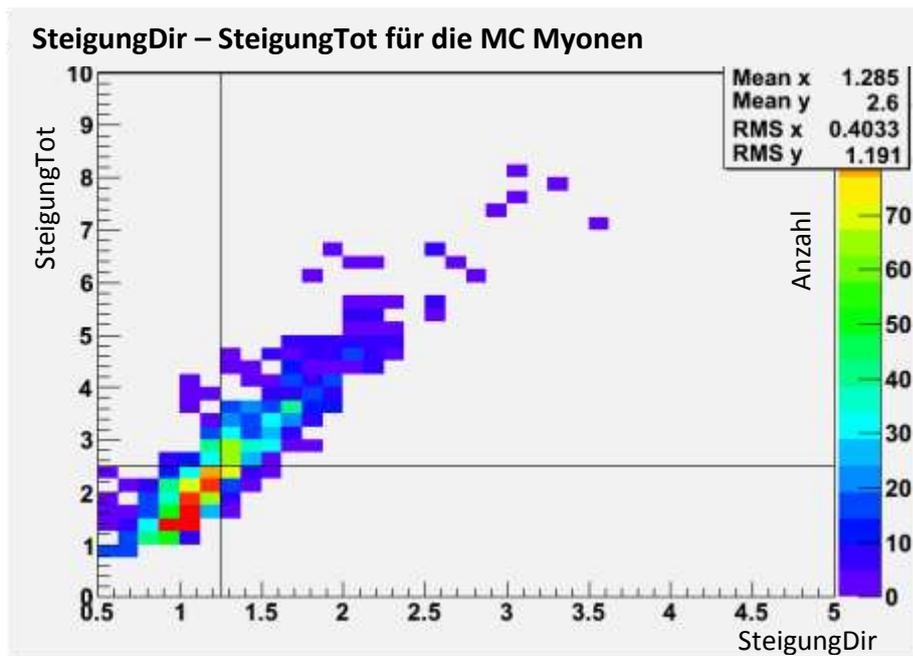


Abbildung 4.18: SteigungDir und SteigungTot der MC Myonen.

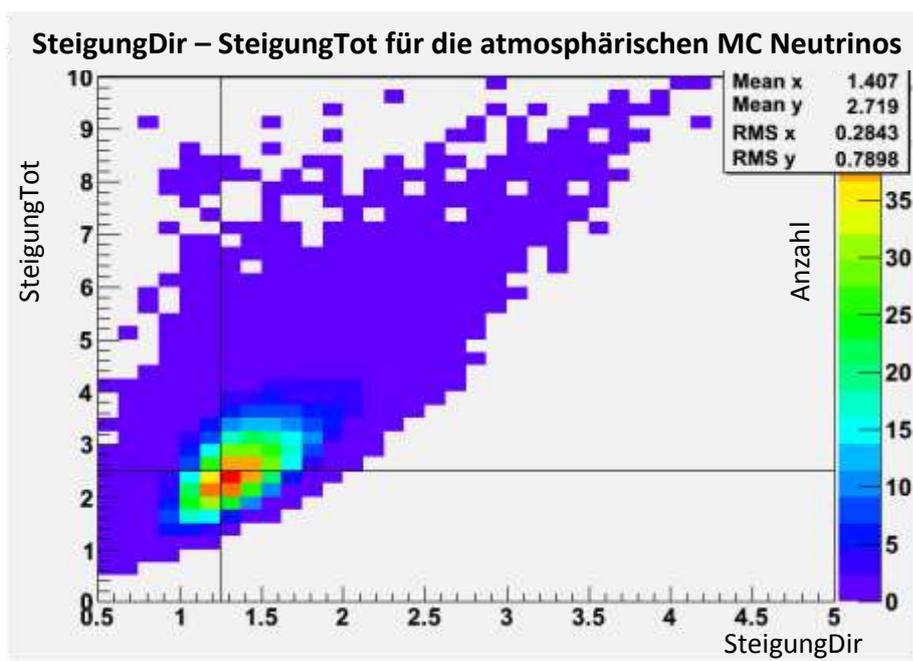


Abbildung 4.19: MC Neutrinos (atmosphärischer Fluss).

Um die Verteilungen zu analysieren wurden deren Schwerpunkte und Trägheitsachsen berechnet. Für die MC Myonen wurden diese in die Abbildung 4.20 und für die MC Neutrinos in Abbildung 4.21 eingetragen.

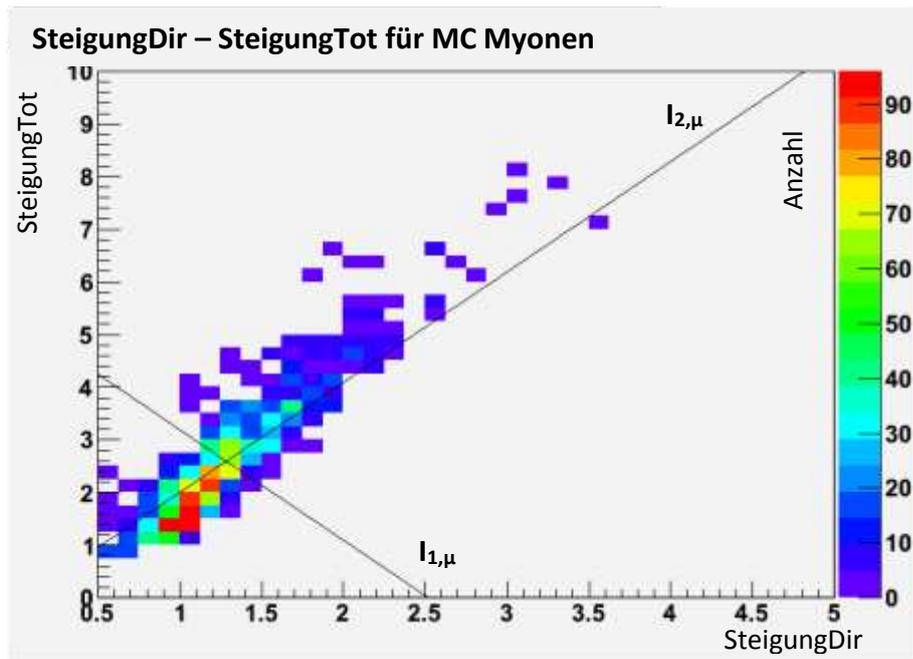


Abbildung 4.20: SteigungDir und SteigungTot der MC Myonen. Die beiden Linien sind die Trägheitsachsen $I_{1,\mu}$ und $I_{2,\mu}$, die sich im Schwerpunkt kreuzen.

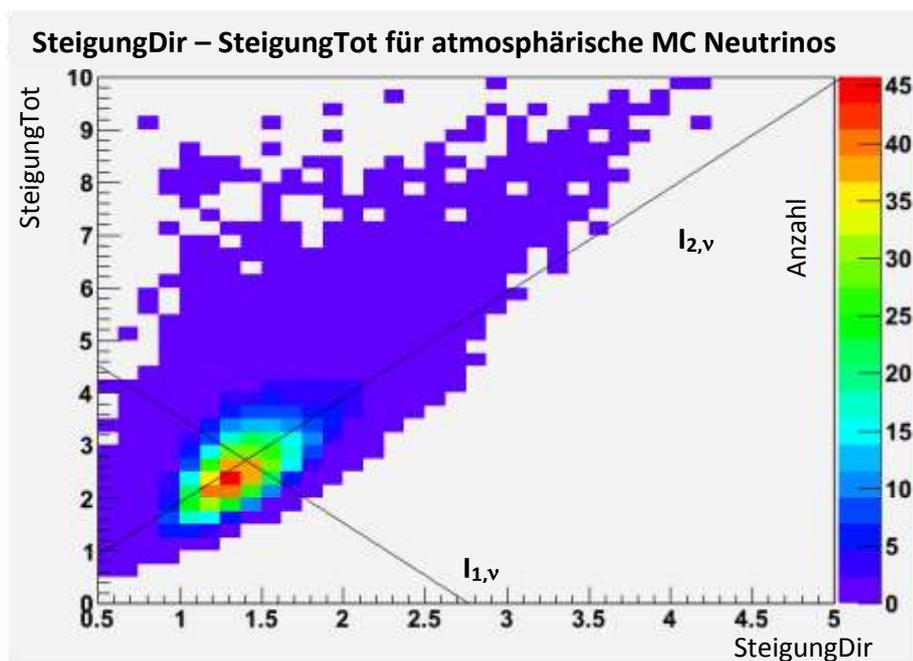


Abbildung 4.21: MC Neutrinos (atmosphärischer Fluss). Die beiden Linien sind die Trägheitsachsen $I_{1,v}$ und $I_{2,v}$, die sich im Schwerpunkt kreuzen.

Der Vergleich der Verteilungen in den Abbildungen 4.20 und 4.21 ergibt, dass die Schwerpunkte der Neutrino- und Myon-Verteilungen nicht genau an der gleichen Stelle liegen, deren Trägheitsachsen mit einem Zwischenwinkel von weniger als einem Grad aber beinahe parallel verlaufen.

Um die Verteilungen weiter zu analysieren, wurden die Ereignisse mit Hilfe der Gleichungen 4.1 und 4.2 auf ihre jeweiligen Trägheitsachsen projiziert.

$$I_{1,\nu} = (SP_{\nu,X} - X) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha_\nu\right) + (SP_{\nu,Y} - Y) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{4} - \alpha_\nu\right) \quad (4.1)$$

$$I_{2,\nu} = (SP_{\nu,X} - X) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha_\nu\right) + (SP_{\nu,Y} - Y) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4} - \alpha_\nu\right) \quad (4.2)$$

Dabei ist I_n der Abstand vom Schwerpunkt auf der Trägheitsachse, SP_x und SP_y sind die Koordinaten des Schwerpunktes, X und Y sind die Koordinaten des Ereignisses auf dem "SteigungDir"-„SteigungTot“ Graphen und α_ν ist der Winkel zwischen den Trägheitsachsen und dem Koordinatensystem. Die Gleichungen sind für die Berechnung für die Neutrinos angegeben, die Myonen haben einen anderen Schwerpunkt und einen etwas anderen Winkel α_μ .

In den Abbildungen 4.22 und 4.23 kann man die Projektionen der Myonereignisse auf die $I_{1,\mu}$ - und die $I_{2,\mu}$ -Achse betrachten. In den Abbildungen 4.24 und 4.25 wurden die Projektionen für die MC Neutrinos eingezeichnet. Dabei wurde erkannt, dass sich die daraus resultierenden Verteilungen durch einen asymmetrischen Gauß beschreiben lassen, wie er in Gleichung 4.3 für die Funktionswerte links und in Gleichung 4.4 für die Funktionswerte rechts des Maximums definiert ist.

$$F(x) = \frac{a}{(\sigma(\rho+1))} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2} \quad \text{für } x < \mu \quad (4.3)$$

$$F(x) = \frac{a}{(\sigma(\rho+1))} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma\rho}\right)^2} \quad \text{für } x \geq \mu \quad (4.4)$$

Dabei ist a ein Skalierungsfaktor, ρ der Asymmetriefaktor, μ der höchste Punkt der Verteilung und σ sowie $\rho\sigma$ sind die Standardabweichung auf ihrer jeweiligen Seite des asymmetrischen Gauß. Die Ergebnisse der Fits sind als durchgezogene Linie eingezeichnet.

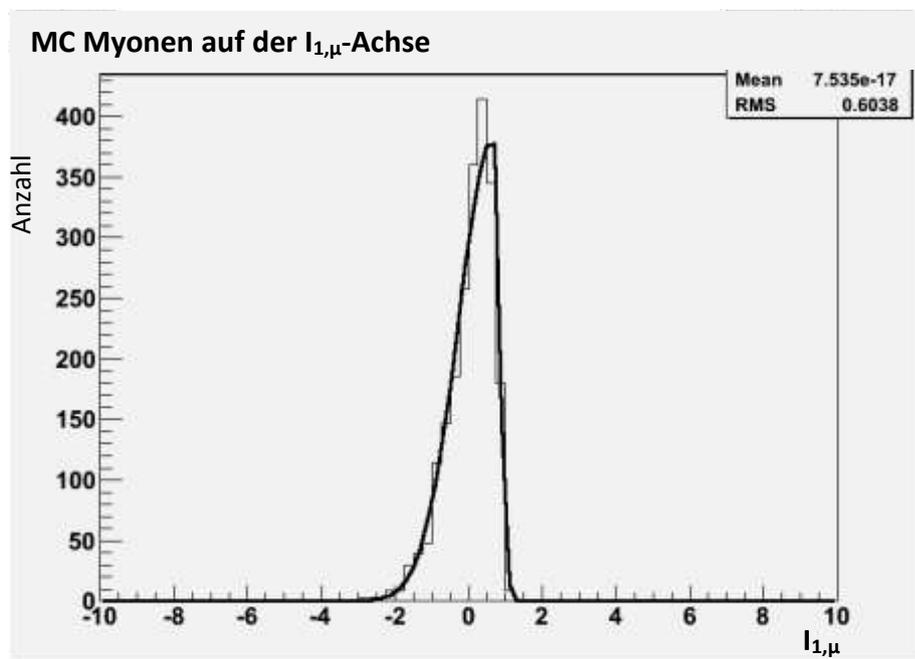


Abbildung 4.22: Projektion der MC Myonen auf die $I_{1,\mu}$ -Achse. Und die angepasste asymmetrische Gaußkurve.

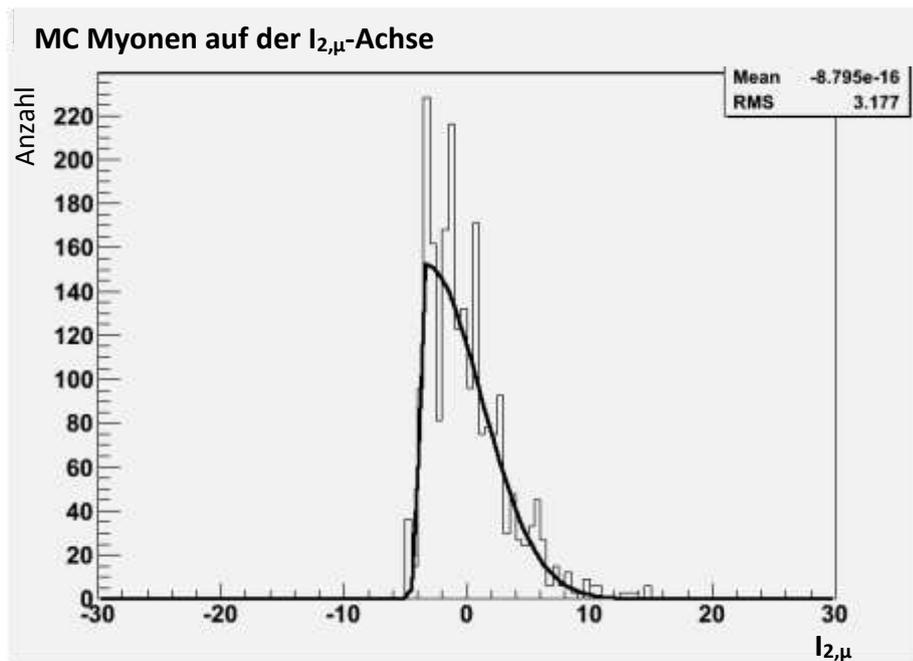


Abbildung 4.23: Die Verteilung der Myonen auf die $l_{2,\mu}$ -Achse projiziert und die angepasste asymmetrische Gaußkurve.

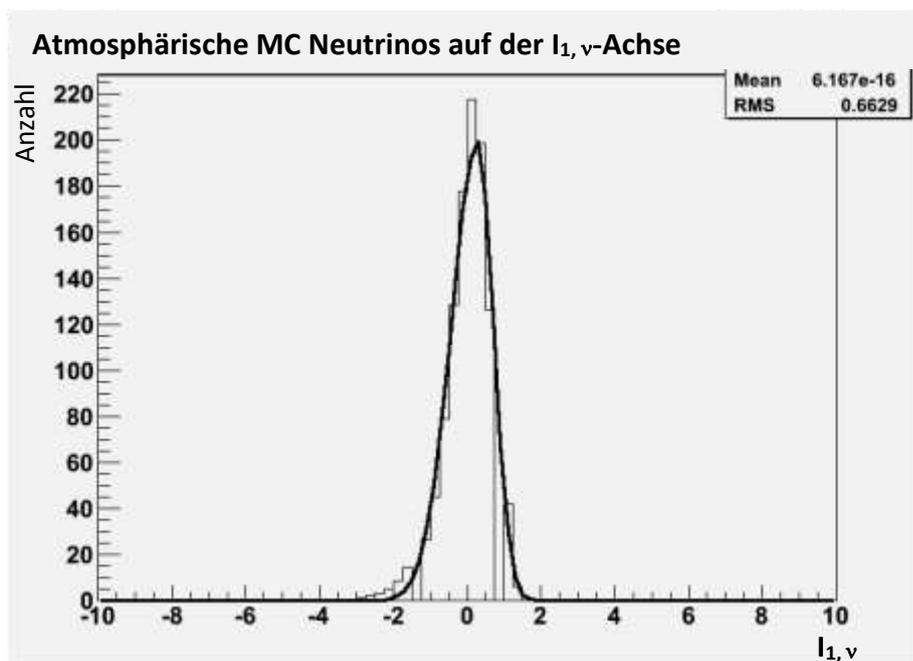


Abbildung 4.24: Die Verteilung der atmosphärischen Neutrinos auf die $l_{1,\nu}$ -Achse. Dazu die passende, asymmetrische Gaußkurve.

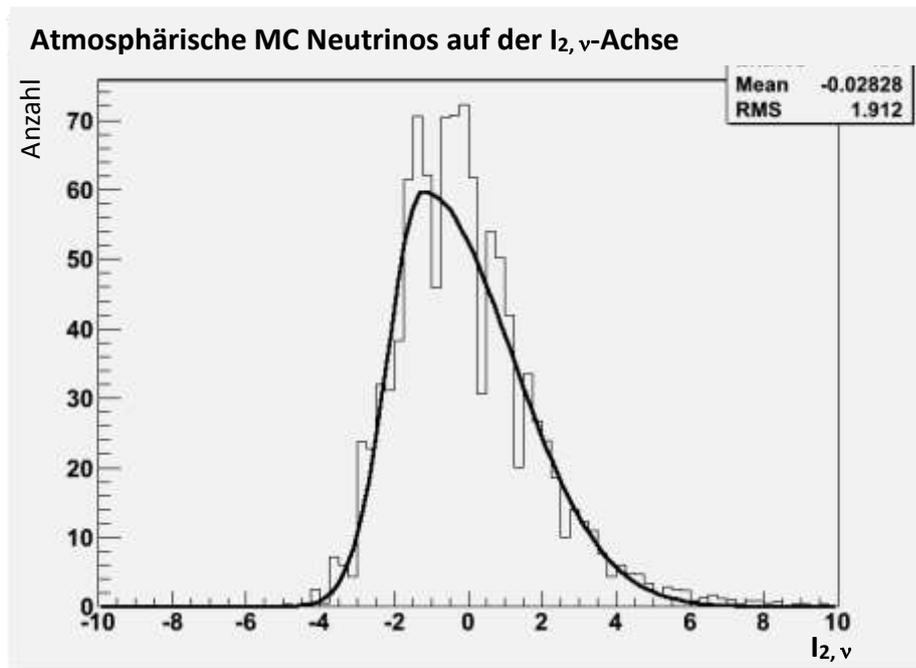


Abbildung 4.25: Die Verteilung der atmosphärischen Neutrinos auf die $l_{2,\nu}$ -Achse. Dazu die angepasste asymmetrische Gaußkurve.

Um zu sehen, wie gut die beiden eindimensionalen Fits die gesamte Verteilung repräsentieren wurden beide gleichzeitig über die zweidimensionale Verteilung der jeweiligen Ereignisse gelegt. Dazu wurden die Verteilungen zunächst auf die jeweiligen Trägheitsachsen rotiert, was in Abbildung 4.26 für die MC Myonen und in Abbildung 4.28 für MC Neutrinos zu sehen ist. Anschließend wurde der jetzt zweidimensionale Fit über die Verteilung gelegt. In Abbildung 4.27 ist dies für die MC Myonen zu sehen. Wenn man die Abbildungen 4.26 und 4.27 vergleicht so scheinen die Fits für die MC Myonen ganz gut zu passen. In Abbildung 4.29 wurden die Fits an die MC Neutrinovertelung als zweidimensionaler Fit auf die Verteilung der MC Neutrinos gelegt. Auch hier passt der Fit ziemlich gut zur Verteilung, wenn man Abbildung 4.27 und 4.28 miteinander vergleicht und bedenkt dass die lila Einträge vor allem oberhalb und links des eingezeichneten Fits nur ein minimales Gewicht besitzen.

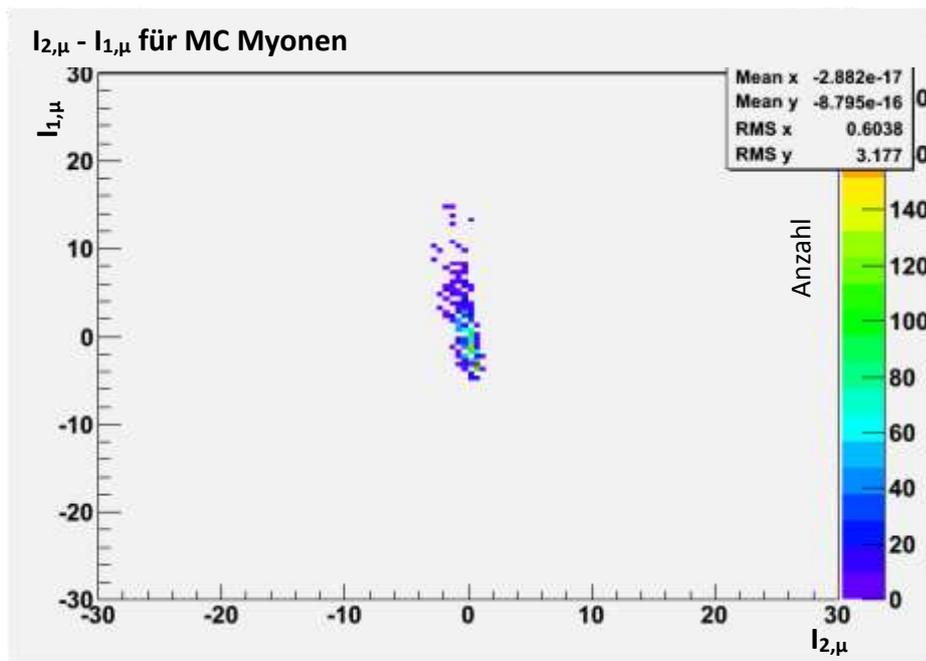


Abbildung 4.26: Die Verteilung der MC Myonen, die Achsen sind die Rotationsachsen $I_{1,\mu}$ und $I_{2,\mu}$ der Verteilung.

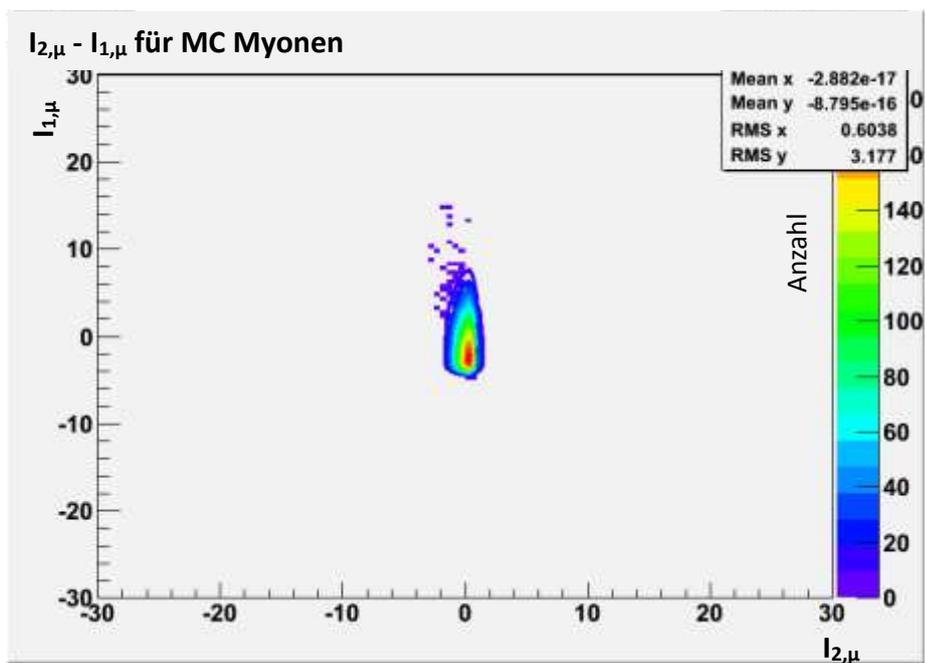


Abbildung 4.27: Die Verteilung der MC Myonen, die Achsen sind die Rotationsachsen $I_{1,\mu}$ und $I_{2,\mu}$ der Verteilung. Dazu ein 2D-Plot der 1D-Fits s.u.

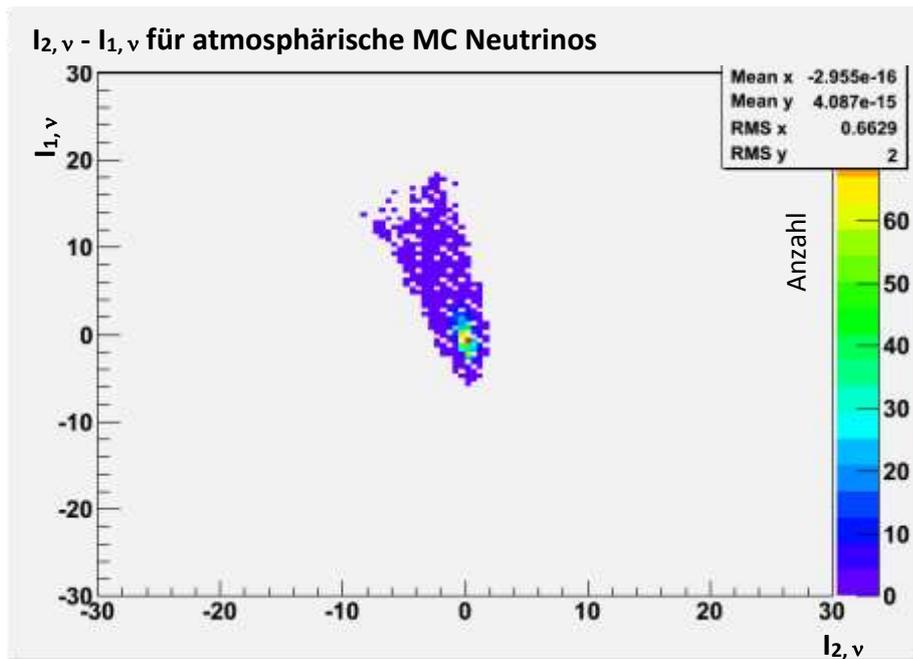


Abbildung 4.28: Die Verteilung der MC Neutrinos, die Achsen sind die Rotationsachsen $I_{1, \nu}$ und $I_{2, \nu}$ der Verteilung.

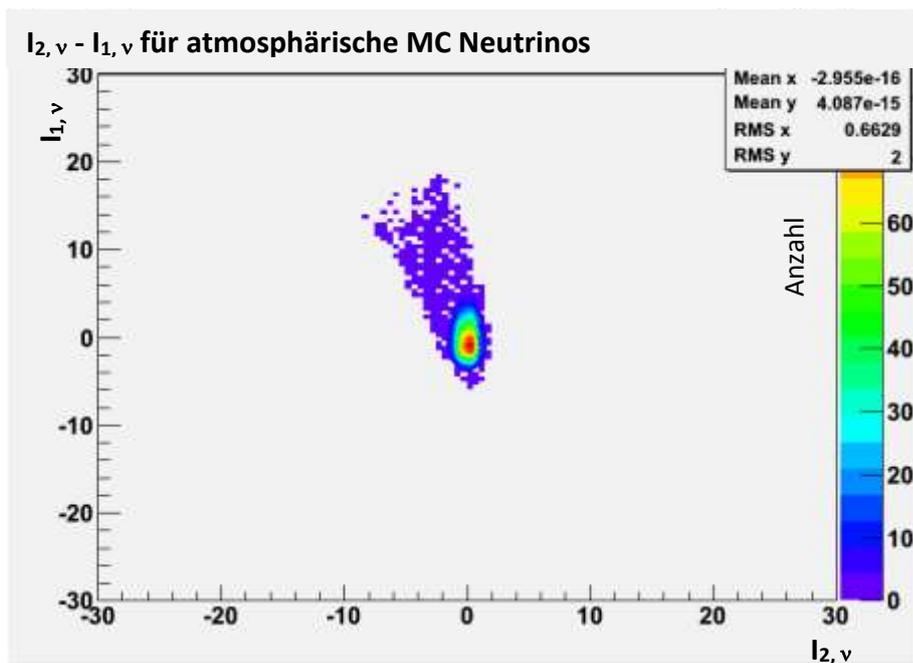


Abbildung 4.29: Die Verteilung der MC Neutrinos, die Achsen sind die Rotationsachsen $I_{1, \nu}$ und $I_{2, \nu}$ der Verteilung. Dazu ein 2D-Plot der 1D-Fits s.u.

Für die kosmischen Neutrinos mit einem Energiespektrum von E^{-2} wurden ebenfalls die Steigungsparameter berechnet. In Abbildung 4.30 wird die Verteilung der kosmischen Neutrinos in den beiden Steigungsparametern dargestellt. Sie sieht der Verteilung der atmosphärischen Neutrinos in Abbildung 4.21 sehr ähnlich, bis auf die Tatsache, dass das Zentrum in der Nähe sich kreuzenden Hilfsgeraden nicht kompakt ist, sondern zersplittert aussieht. Auch diese Verteilung wurde auf die Trägheitsachsen der Neutrinos projiziert und in den Abbildungen 4.33 und 4.34 dargestellt. An beide Projektionen wurden Gaußkurven angepasst. Man sieht deutlich dass der Fit in Abbildung 4.34 nicht

gut zur Verteilung passt, da aufgrund der geringen Anzahl an Einträgen eine Lücke in der Mitte der Verteilung besteht, die den Fit unmöglich macht. Dennoch wurde die Verteilung einmal auf die Neutrino Trägheitsachsen rotiert (Abbildung 4.32) und die Fits auf die Verteilung projiziert (Abbildung 4.31). Wie man sieht passt der Gesamfit auch nicht gut zur Verteilung, da sich der Fit eher nach unten links, als nach oben rechts ausdehnt.

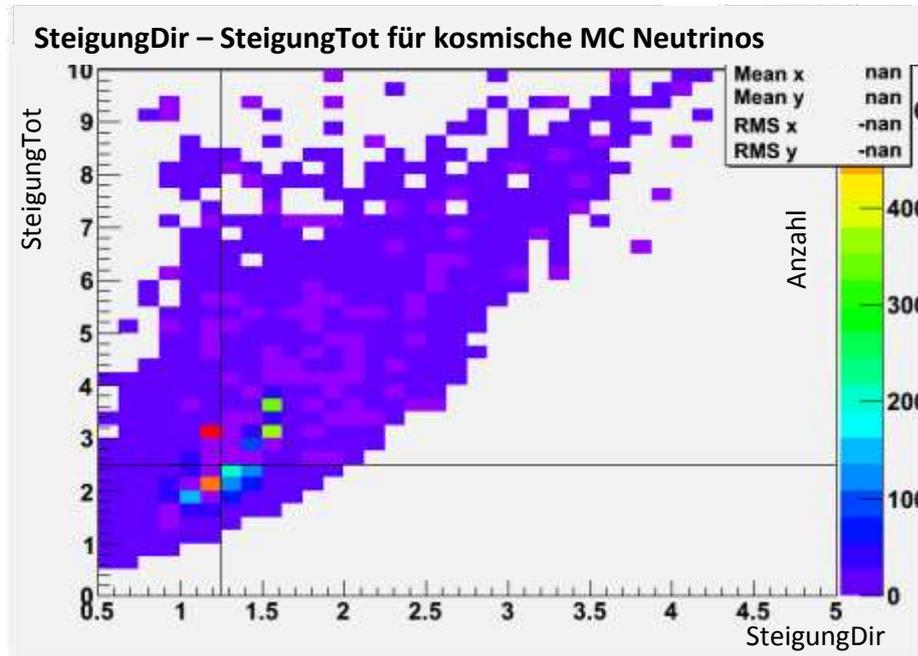


Abbildung 4.30: SteigungDir und SteigungTot der MC Neutrinos (kosmischer Fluss, nicht normiert). Die sich kreuzende horizontale und vertikale Linie dienen zur besseren Orientierung.

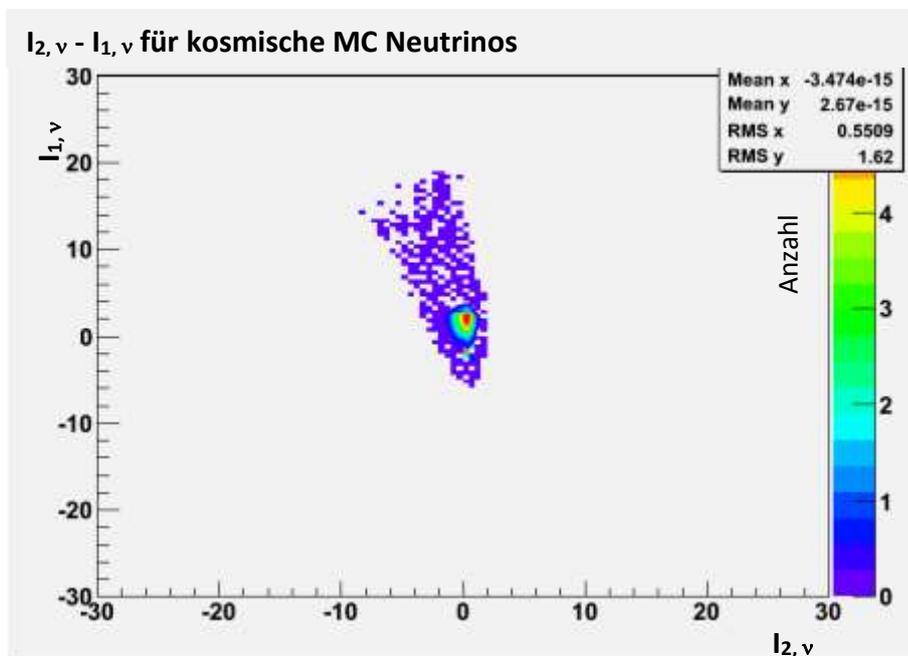


Abbildung 4.31: Die Verteilung der kosmischen MC Neutrinos, die Achsen sind die Rotationsachsen $I_{1,v}$ und $I_{2,v}$ der Verteilung. Dazu ein 2D-Plot der 1D-Fits s.u.

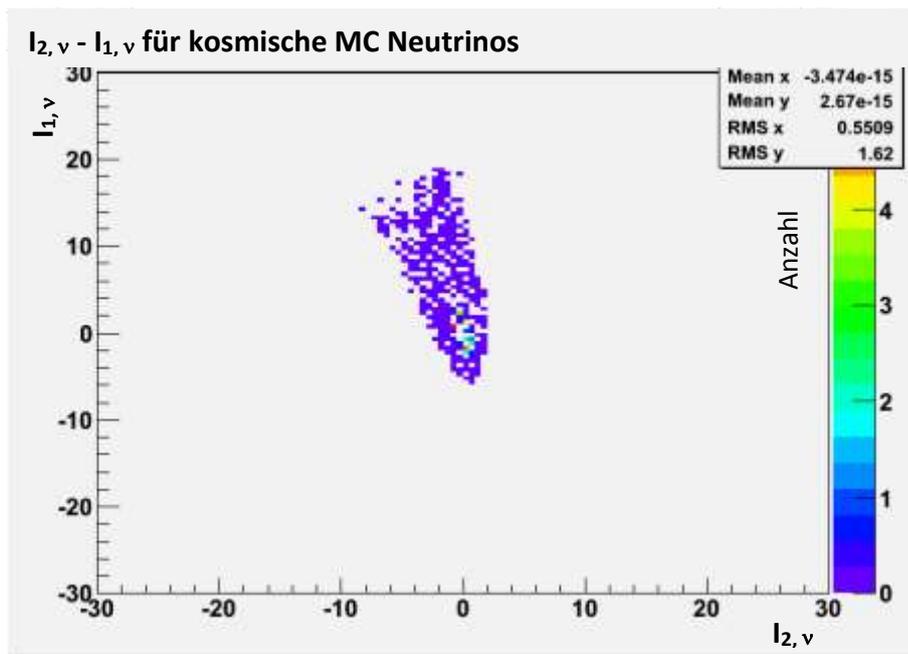


Abbildung 4.32: Die Verteilung der kosmischen MC Neutrinos, die Achsen sind jetzt die Rotationsachsen $I_{1,\nu}$ und $I_{2,\nu}$ der Verteilung.

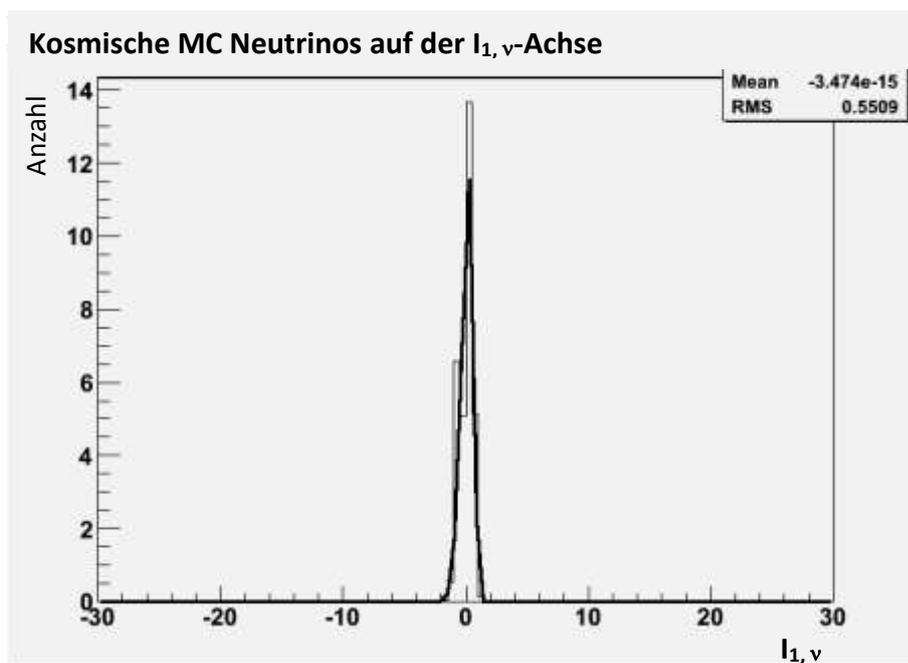


Abbildung 4.33: Die Verteilung der kosmischen Neutrinos auf die $I_{1,\nu}$ -Achse. Dazu die angepasste, asymmetrische Gaußkurve.

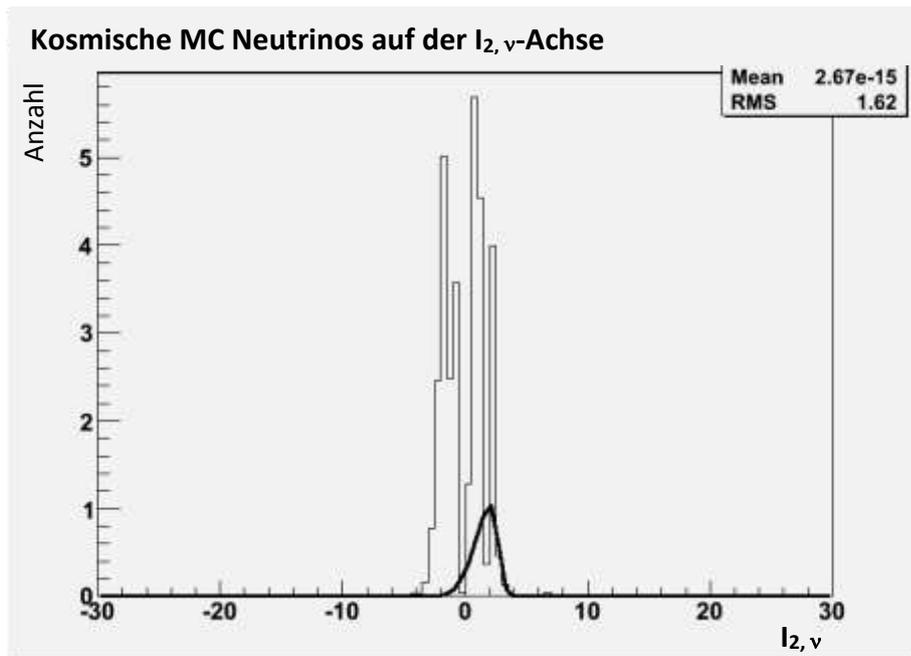


Abbildung 4.34: Die Verteilung der kosmischen Neutrinos auf die $I_{2,\nu}$ -Achse. Dazu die passende, asymmetrische Gaußkurve.

Da die Trägheitsachsen so nahe beieinander liegen, werden die Ereignisse im Folgenden immer auf die $I_{1,\nu}$ -Achse projiziert. In Abbildung 4.35 sind die Fits an die Projektion der Verteilungen der MC Myon- und MC Neutrino-Ereignisse auf die $I_{1,\nu}$ -Achse über derselben aufgetragen. Man sieht, dass sich die Verteilungen leicht unterscheiden, aber die Myonen die Neutrinos deutlich überlagern. Auf der rechten Seite ragen die Neutrinos etwas aus der Verteilung der Myonen heraus. Das genügt jedoch noch nicht für eine Trennung der zwei Ereignissorten.

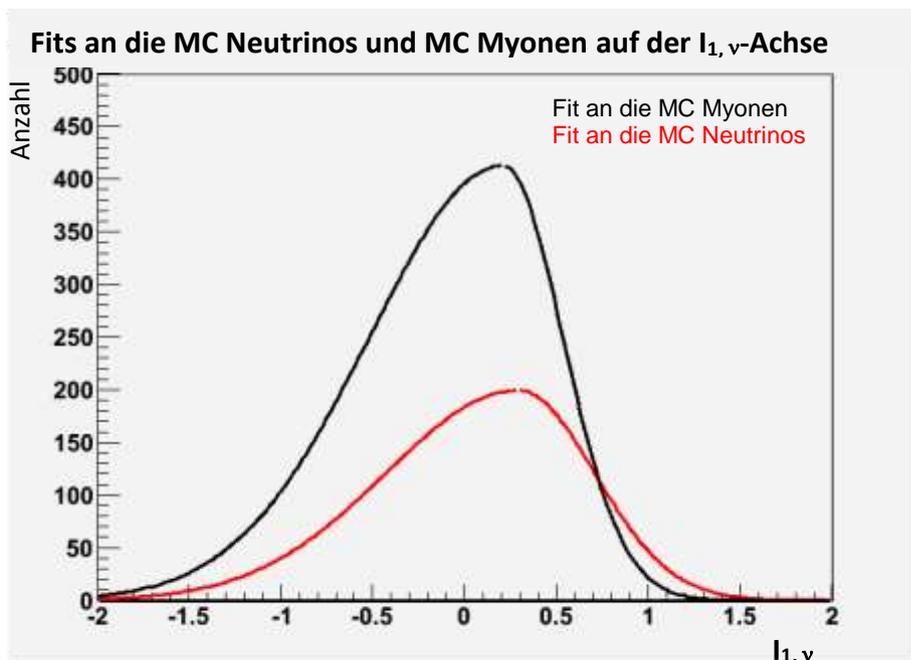


Abbildung 4.35: Die Fits an die jeweilige Verteilung der atmosphärischen Neutrinos und Myonen auf der $I_{1,\nu}$ -Achse.

Um die Trennung zu verbessern wird das Maximum der Myonverteilung durch einen Schnitt auf der Richtungsabhängigen Steigung („SteigungDir“ > 1,25) entfernt (vertikale Linie in Abbildungen 4.36). Dadurch wird das Maximum der Myonen entfernt (rot, rechtes Bild) und das Maximum der Neutrinos (rot, linkes Bild) bleibt erhalten.

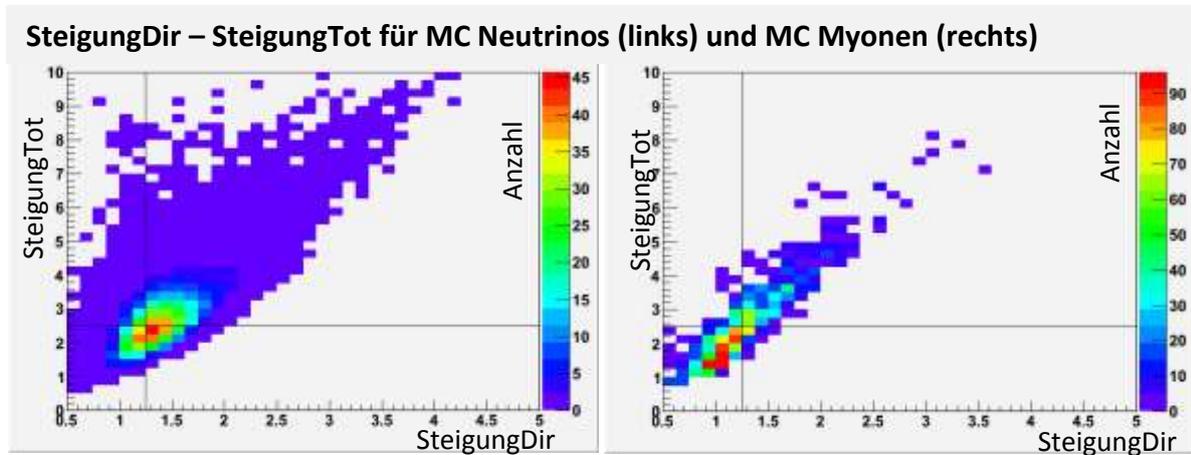


Abbildung 4.36: Um die meisten Myonen zu entfernen wird ein Schnitt auf der „SteigungDir“-Achse bei 1,25 (s. vertikale Linie) durchgeführt und alles was einen kleineren Wert hat wird verworfen.

Die verbleibenden Ereignisse werden wieder auf die ursprüngliche $l_{1,\nu}$ -Achse projiziert. Abbildung 4.37 zeigt die verbleibenden MC Neutrinos und Abbildung 4.28 zeigt die verbleibenden MC Myonen. Die sich ergebenden Verteilungen können wieder jeweils mit einem asymmetrischen Gauß beschrieben werden. In Abbildung 4.39 wurden diese zusammen mit einem Fit an die Verteilung der Daten dargestellt (s. Kapitel 6). Man sieht deutlich, dass sich jetzt die MC Neutrinos in rot von den MC Myonen in schwarz trennen lassen.

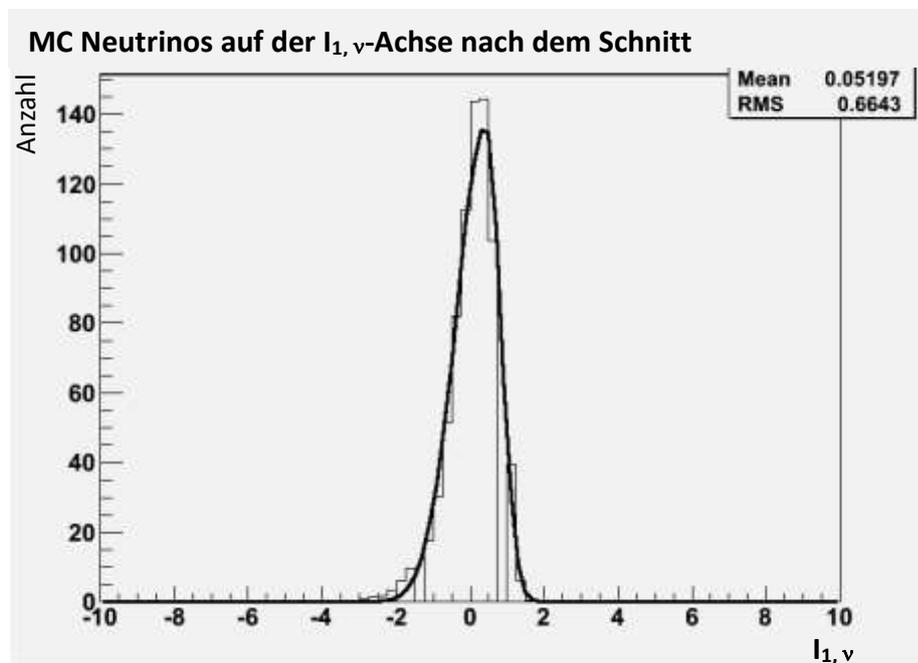


Abbildung 4.37: Neutrinoverteilung auf der $l_{1,\nu}$ -Achse nach dem Schnitt

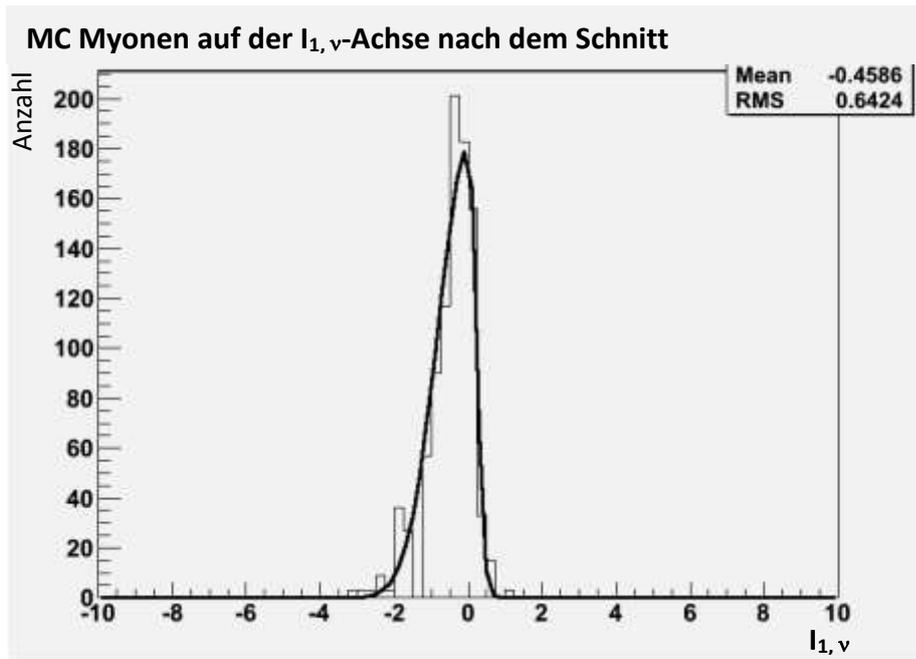


Abbildung 4.38: Myonverteilung auf der $I_{1, \nu}$ -Achse nach dem Schnitt

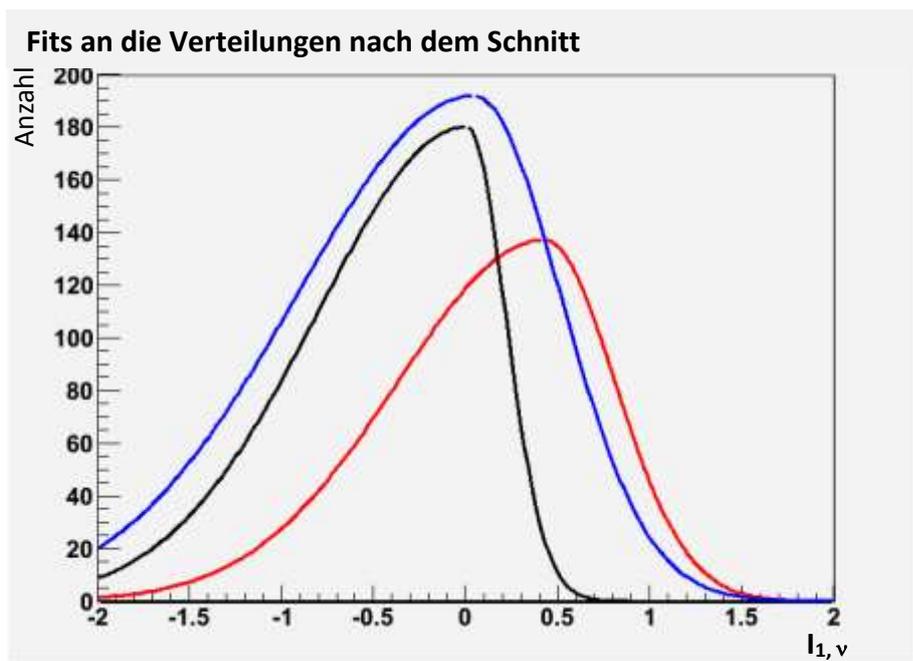


Abbildung 4.39: Neutrino- (rot), Myonen- (schwarz) und Datenverteilung (blau) auf der $I_{1, \nu}$ -Achse nach dem Schnitt. Jetzt lassen sich Neutrinos und Myonen besser voneinander trennen.

Je nachdem welche Reinheit und Effizienz man möchte gibt es mehrere Möglichkeiten in Abbildung 4.39 zu schneiden. In Abbildung 4.40 wird dargestellt, wie sich die Effizienz und die Reinheit mit dem gewählten Schnitt auf der $I_{1, \nu}$ -Achse ändern.

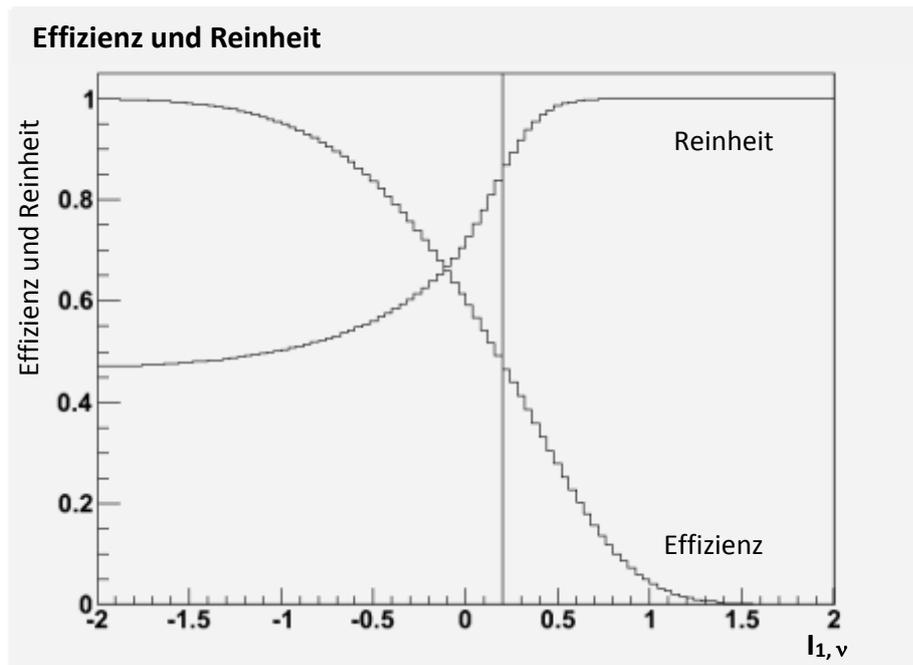


Abbildung 4.40: Effizienz und Reinheit aus den angepassten Gaußkurven für verschiedene Schnitte auf der $I_{1,\nu}$ -Achse, die nur Ereignisse übriglassen, die rechts vom jeweiligen Schnitt liegen.

In Abbildung 4.40 wurde auf der auf der $I_{1,\nu}$ -Achse ein Schnitt bei 0,2 (vertikale Linie) gesetzt. Dieser Schnitt lässt Neutrinoereignisse mit etwa derselben Reinheit übrig, wie der Datensatz, der für die Punktquellenanalyse (ANTARES Collaboration; 2012) verwendet wurde. Durch den Schnitt erhält man jedoch etwa 10% mehr Neutrino-Ereignisse dazu. Mit diesem Schnitt kann also die Signalstatistik erhöht werden, ohne Einbußen in der Datenqualität hinnehmen zu müssen. Die Effizienz des Schnittes liegt bei 46%. In der Abbildung 4.41 sind noch einmal die Verteilungen der MC Myon-Ereignisse und der MC Neutrino-Ereignisse auf der $I_{1,\nu}$ -Achse aufgetragen. Man sieht, dass nicht nur der Fit sondern auch die tatsächliche Verteilung der MC Neutrino-Ereignisse auf der rechten Seite deutlich überhängt und dass der oben gefundene Schnitt bei 0,2 deutlich mehr Neutrino-Ereignisse übrig lassen wird als Myon-Ereignisse.

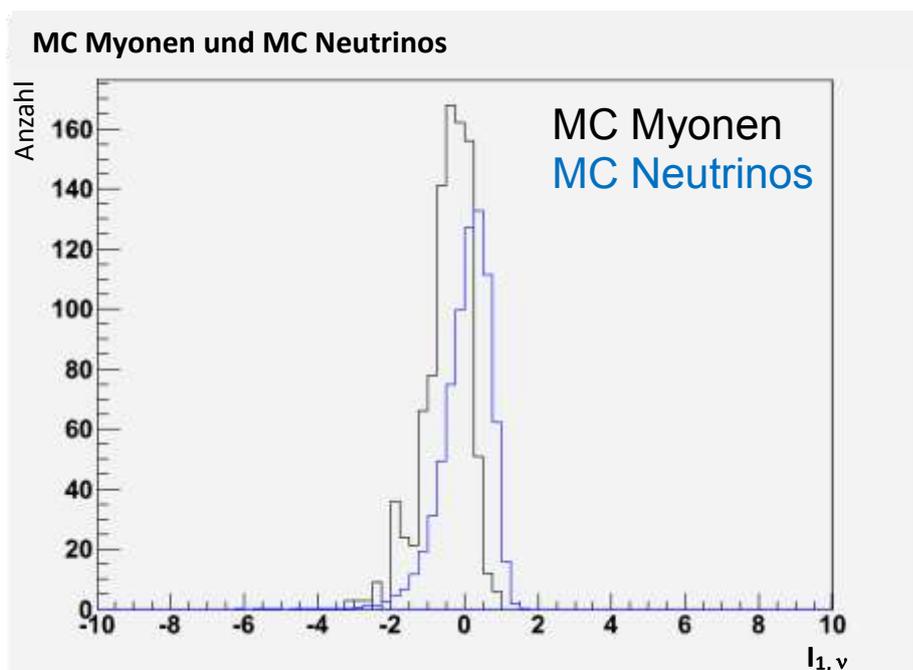


Abbildung 4.41: Die tatsächliche Verteilung der Myon- (schwarz)- und Neutrinoereignisse (blau) auf der $l_{1,\nu}$ -Achse.

	MC Myonen	MC Neutrinos	Gesamt MC	Reinheit %
Mit Zenitschnitt, λ und β Schnitt	552	2428,8	2980,8	81,5
Plus Steigungsschnitt Δ [-5,4 bis -5,2]	36	250,12	286,12	87,4
%	6,5	10,3	8,9	
Summe	588	2678,92	3266,92	82,0

Tabelle 4.5: Extraereignisse durch Anwendung der Steigungsschnitte auf das Sample im Δ -Bereich zwischen -5,4 und -5,2.

In Tabelle 4.5 ist die Anzahl der MC Ereignisse zu sehen, die durch die neuen Methoden hinzugewonnen werden konnten, sie zeigen, dass man in der Simulation etwa 10% zusätzlicher Neutrinos identifizieren kann, ohne dabei die Reinheit des Samples zu verschlechtern.

Im Folgenden werden die Eigenschaften der zusätzlich gewonnenen Daten näher betrachtet.

5 Die Eigenschaften der zusätzlichen, durch den Steigungsparameter selektierten Neutrino-Ereignisse

Vergleicht man die Eigenschaften der durch den Steigungsparameter zusätzlich selektierten MC Neutrino-Ereignisse – im Folgenden neue MC Neutrino-Ereignisse genannt - mit den ohne den Steigungsparameter selektierten MC Neutrino-Ereignissen so ergeben sich einige Unterschiede, auf die im Folgenden eingegangen wird.

Abbildung 5.1 zeigt die Verteilung der Zenitwinkel der MC Neutrino-Ereignisse nach der Rekonstruktion. Die alten MC Neutrino-Ereignisse sind in rot dargestellt, während die neuen MC Neutrino-Ereignisse in schwarz dargestellt sind. Man sieht deutlich, dass die Verteilung der neuen MC Neutrino-Ereignisse breiter ist und ihr Maximum bei einem höheren Zenitwinkel liegt, als das bei der Verteilung der alten MC Neutrino-Ereignisse der Fall war.

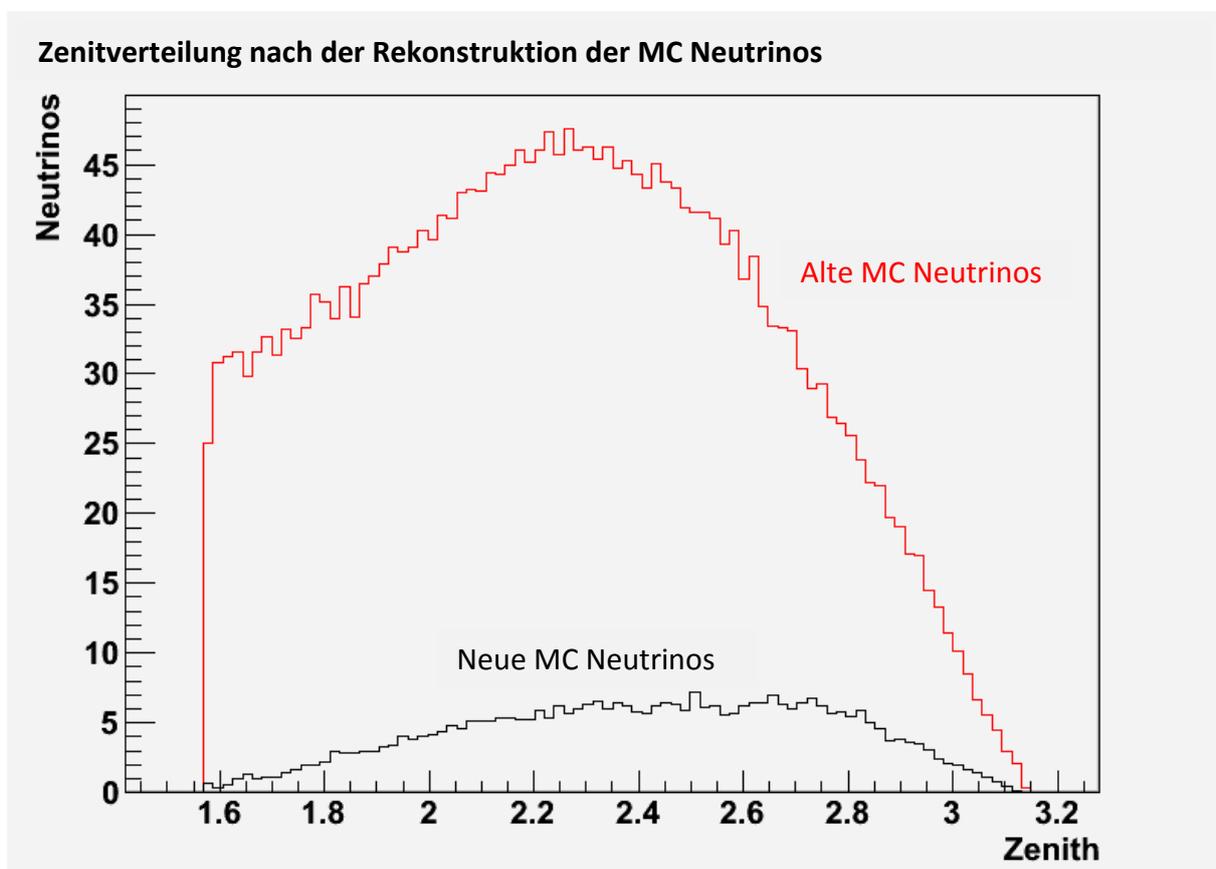


Abbildung 5.1: Der Vergleich der rekonstruierten Zenitwinkel in [rad]. In schwarz die MC Neutrinos, die mit den neuen Methoden zusätzlich selektiert wurden, in rot die MC Neutrinos die ohne die neuen Methoden selektiert wurden.

Um die Form der beiden Verteilungen besser vergleichen zu können wurde in Abbildung 5.4 die Verteilung der neuen MC Neutrino-Ereignisse mit dem Faktor sieben multipliziert. Man sieht deutlich, dass die neuen MC Neutrino-Ereignisse zum Zenitwinkel von $\frac{\pi}{2}$ hin steiler abfallen als die alten MC Neutrino-Ereignisse. Diese Verteilung im Zenitwinkel ist zwar etwas anders, aber dafür sollten die höheren Zenitwinkel der neuen MC Neutrino-Ereignisse auch sicherstellen, dass es sich bei solchen Ereignissen tatsächlich um aufwärtslaufende Teilchen handelt. Bei Ereignissen in der Nähe von $\frac{\pi}{2}$ wie

sie in den alten MC Neutrino-Ereignissen vorkommen, kann dagegen schon ein kleiner Fehler in der Rekonstruktion dazu führen, dass ein Ereignis nicht verworfen wird.

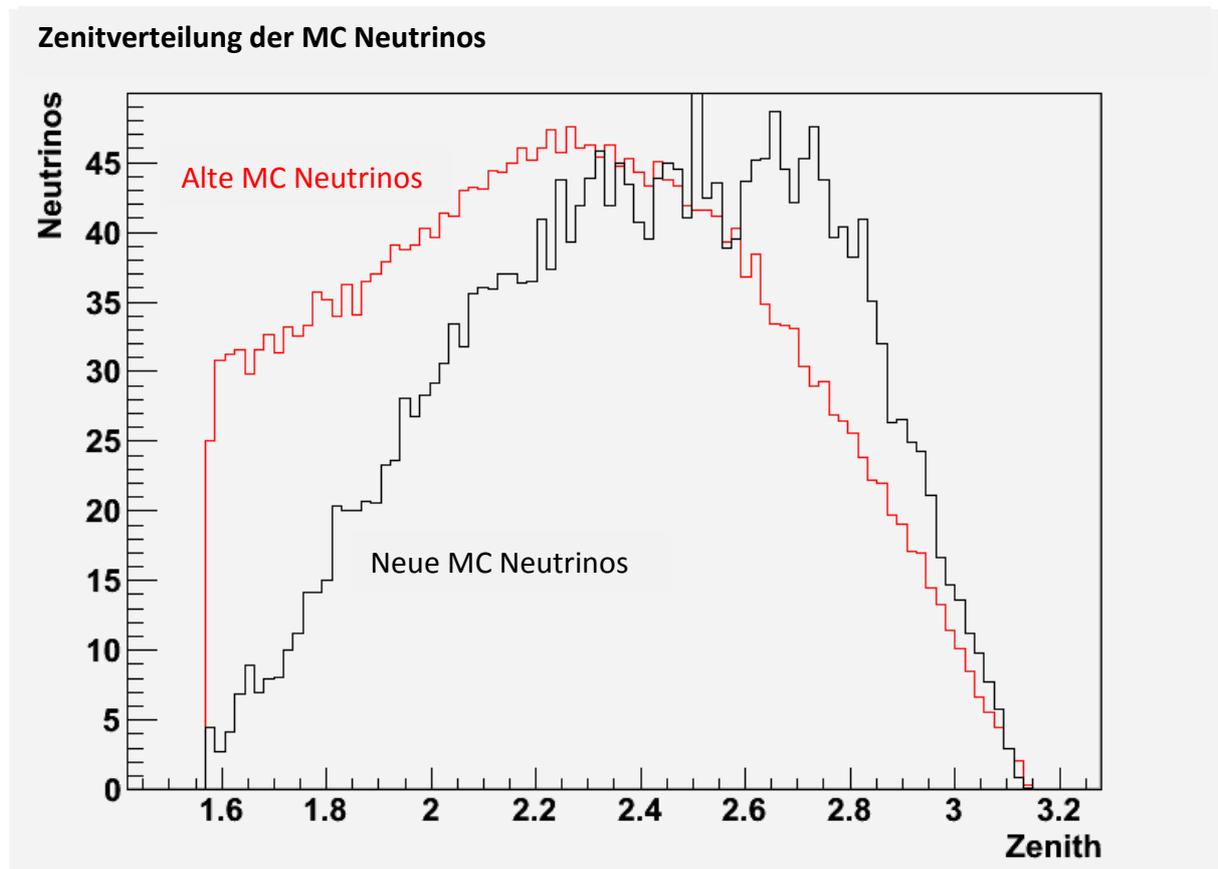


Abbildung 5.2: Der Vergleich im rekonstruierten Zenitwinkel. In schwarz die MC Neutrino-Ereignisse die mit den neuen Methoden selektiert wurden, in rot die MC Neutrinos-Ereignisse die ohne die neuen Methoden selektiert wurden. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde der schwarze Graph aus Abbildung 5.1 mit dem Faktor sieben multipliziert.

In Abbildung 5.3 ist zum Vergleich noch der wahre MC Zenitwinkel dargestellt. Deren Verteilungen, sowohl der alten MC Neutrino-Ereignisse in rot, wie auch der neuen MC Neutrino-Ereignisse in schwarz, sehen den Verteilungen der rekonstruierten Zenitwinkel sehr ähnlich.

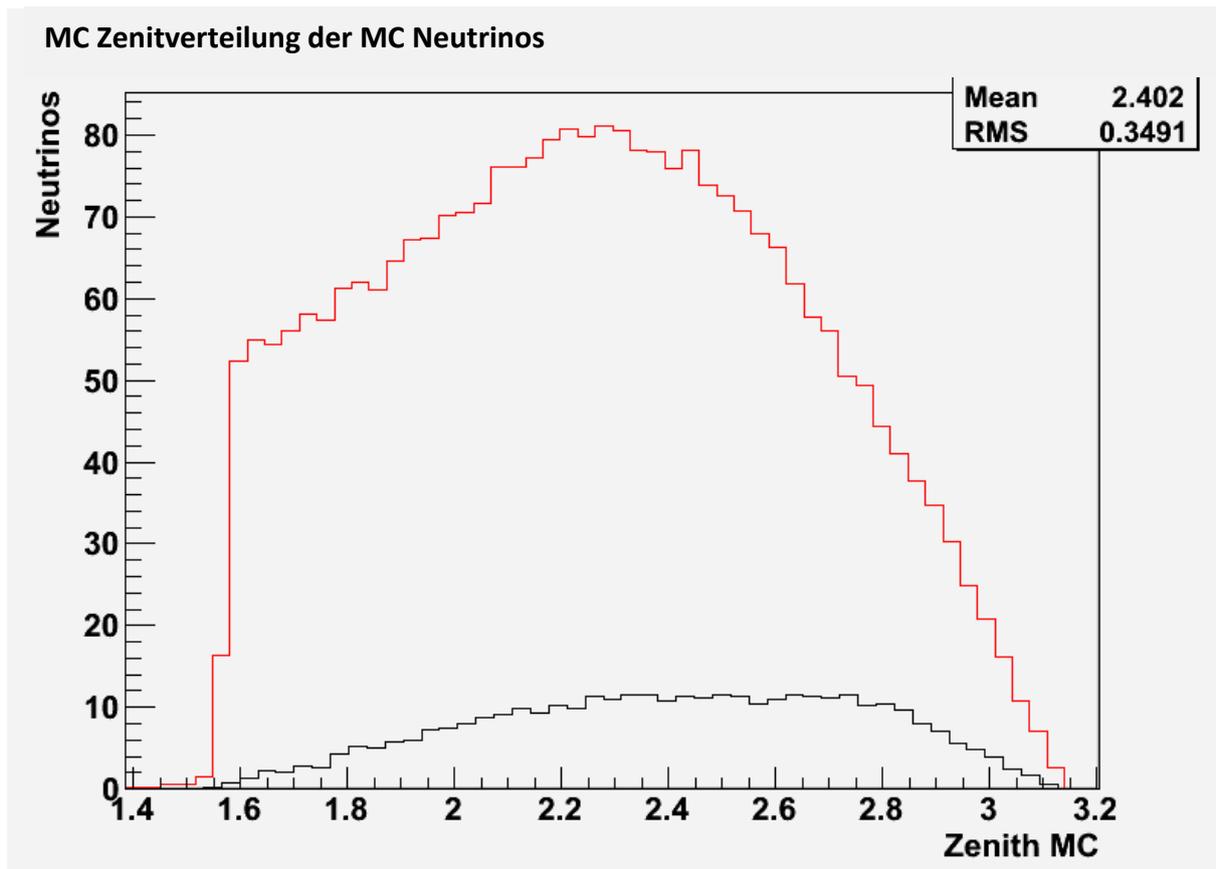


Abbildung 5.3: Der Vergleich des MC Zenitwinkels in [rad]. In schwarz die Neutrinos die mit den neuen Methoden selektiert wurden, in rot die Neutrinos die ohne die neuen Methoden selektiert wurden.

In Abbildung 5.4 wurde der Abstand zwischen dem wahren MC Zenitwinkel und dem rekonstruierten Zenitwinkel aufgetragen. Sowohl die alten MC Neutrino-Ereignisse, als auch die neuen MC Neutrino-Ereignisse liegen zum größten Teil weniger als ein Grad (0,017 im Bogenmaß) von der MC Wahrheit entfernt.

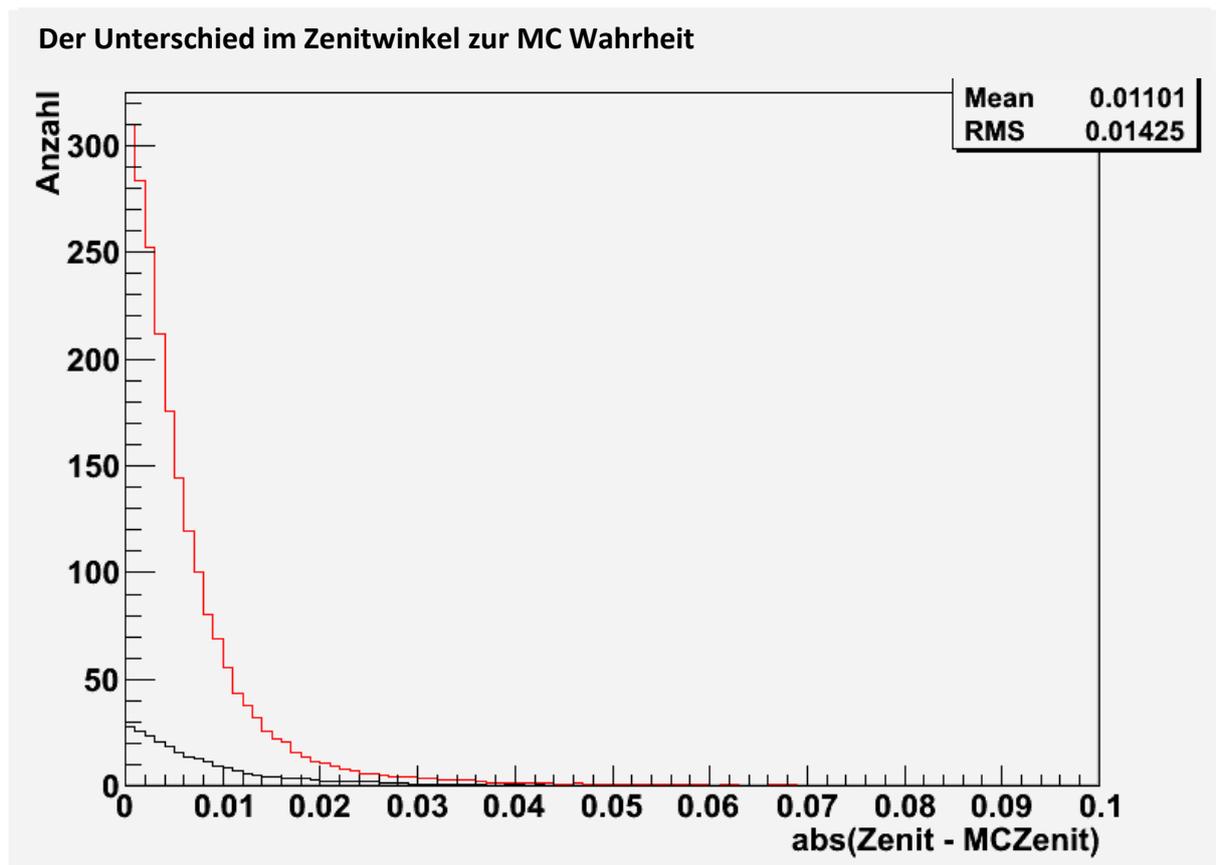


Abbildung 5.4 zeigt den Unterschied zwischen MC Zenit und rekonstruiertem Zenit, sowohl der alten MC Neutrino-Ereignisse in rot wie auch der neuen MC Neutrino-Ereignisse in schwarz.

Die neuen MC Neutrino-Ereignisse besitzen also keine ungewöhnliche Verteilung im Zenitwinkel. Der Schnitt bei einem Zenit-Wert von $\frac{\pi}{2}$ ist weit von der Spitze der Verteilung entfernt.

Als nächstes wird in Abbildung 5.5 die Verteilung des β -Parameters betrachtet. Die Verteilung der neuen Neutrino-Ereignisse in schwarz ist auch in diesem Parameter etwas breiter und der Peak ist im Vergleich mit den alten Neutrinoereignissen zu einem etwas höheren β -Wert verschoben.

Auch die Verteilung im β -Parameter zeigt kein ungewöhnliches Verhalten der neuen MC Neutrino-Ereignisse. Der Schnitt bei einem β -Wert von 1° schneidet am Rand der Verteilung und nicht in der Nähe des Peaks.

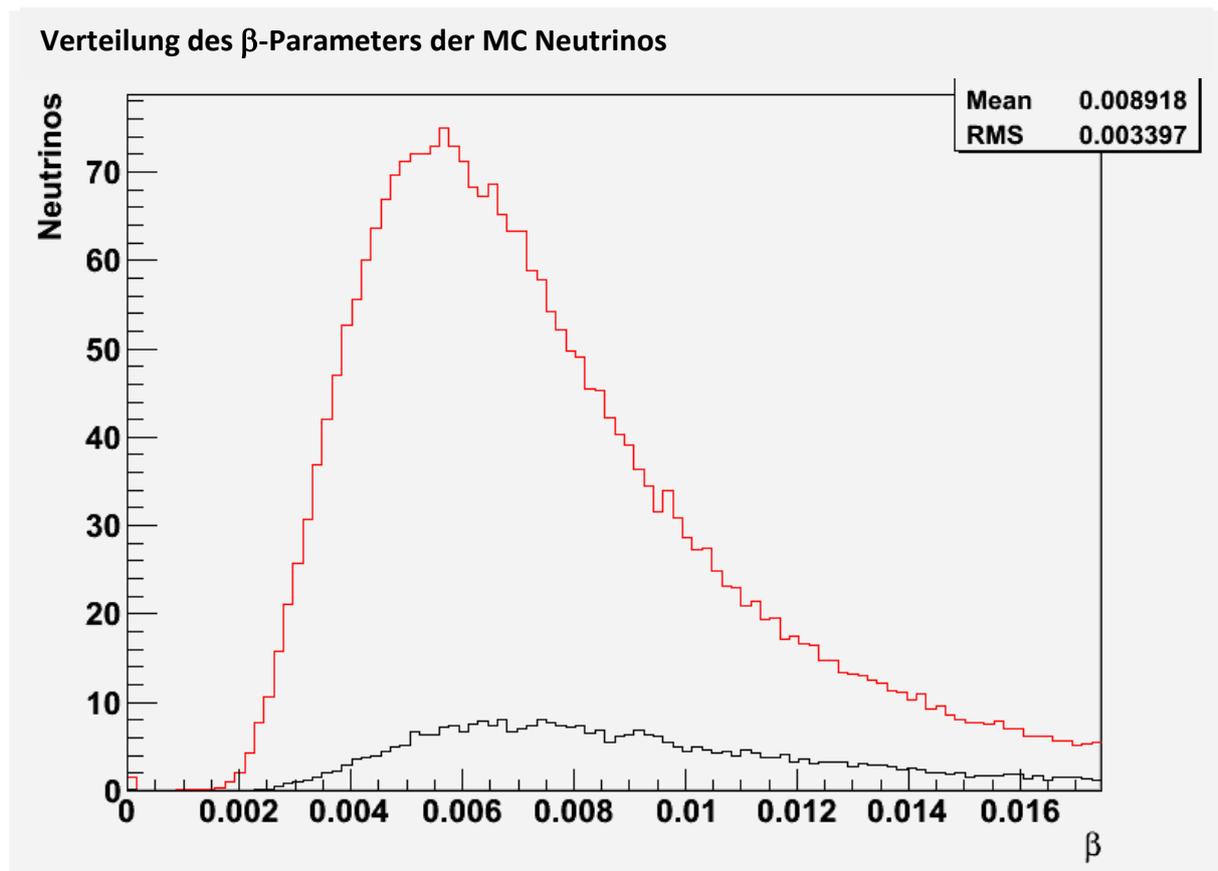


Abbildung 5.5: Der Vergleich im β -Parameter. In schwarz die MC Neutrinos die mit den neuen Methoden selektiert wurden, in rot die MC Neutrinos die ohne die neuen Methoden selektiert wurden. Der rechte Rand des Graphen ist gleichzeitig der Schnitt von einem Grad auf dem β -Parameter, alles rechts davon wird verworfen.

Der Vergleich der Energie der neuen MC Neutrino-Ereignisse in schwarz und alten MC Neutrino-Ereignisse in rot in Abbildung 5.6 zeigt, dass die MC Energie der neuen Neutrinos ein wenig geringer ist als die der alten. Um die beiden Graphen besser vergleichen zu können, wurde in Abbildung 5.7 der schwarze Graph mit dem Faktor sieben multipliziert. Die Verteilungen der alten und neuen Ereignisse sind sich in der Form recht ähnlich, jedoch sind die neuen Ereignisse zu etwas kleineren Energien verschoben.

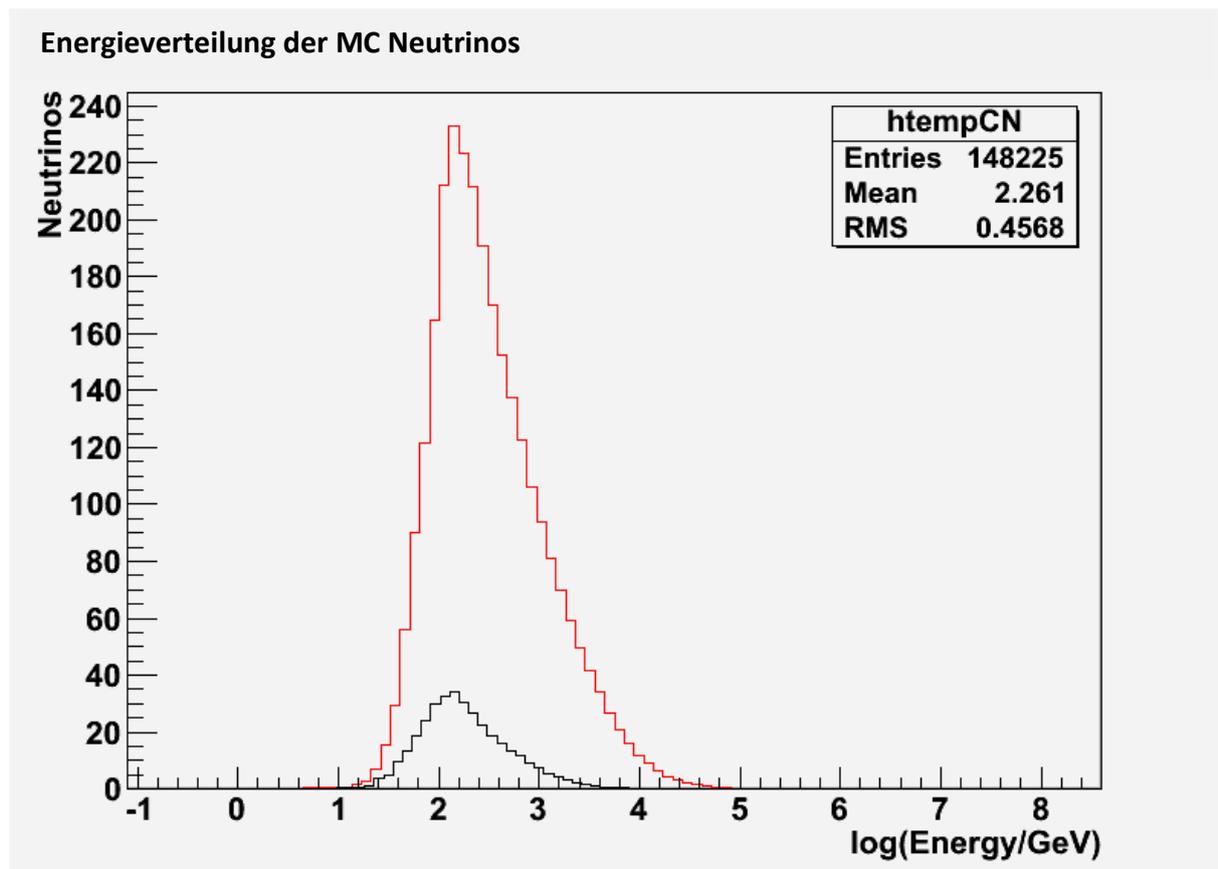


Abbildung 5.6: Der Vergleich in der Energie. In schwarz die neuen Neutrino Ereignisse, in rot die alten Neutrino Ereignisse.

In der Vergrößerung in Abbildung 5.7 kann man gut erkennen, dass die Verteilung der Energie sehr ähnlich ist, aber zu kleineren Energien verschoben wurde.

Die Verschiebung zu den kleineren Energien bei den neuen Neutrino-Ereignissen hängt wahrscheinlich direkt mit den verwendeten kleineren Λ -Werten zusammen. Ereignisse mit etwas weniger Energie liefern weniger Photonen und dadurch fallen zufällige Untergrundphotonen, die beinahe zum Ereignis passen, aber eben nicht perfekt, stärker ins Gewicht und können den Lambda-Wert reduzieren.

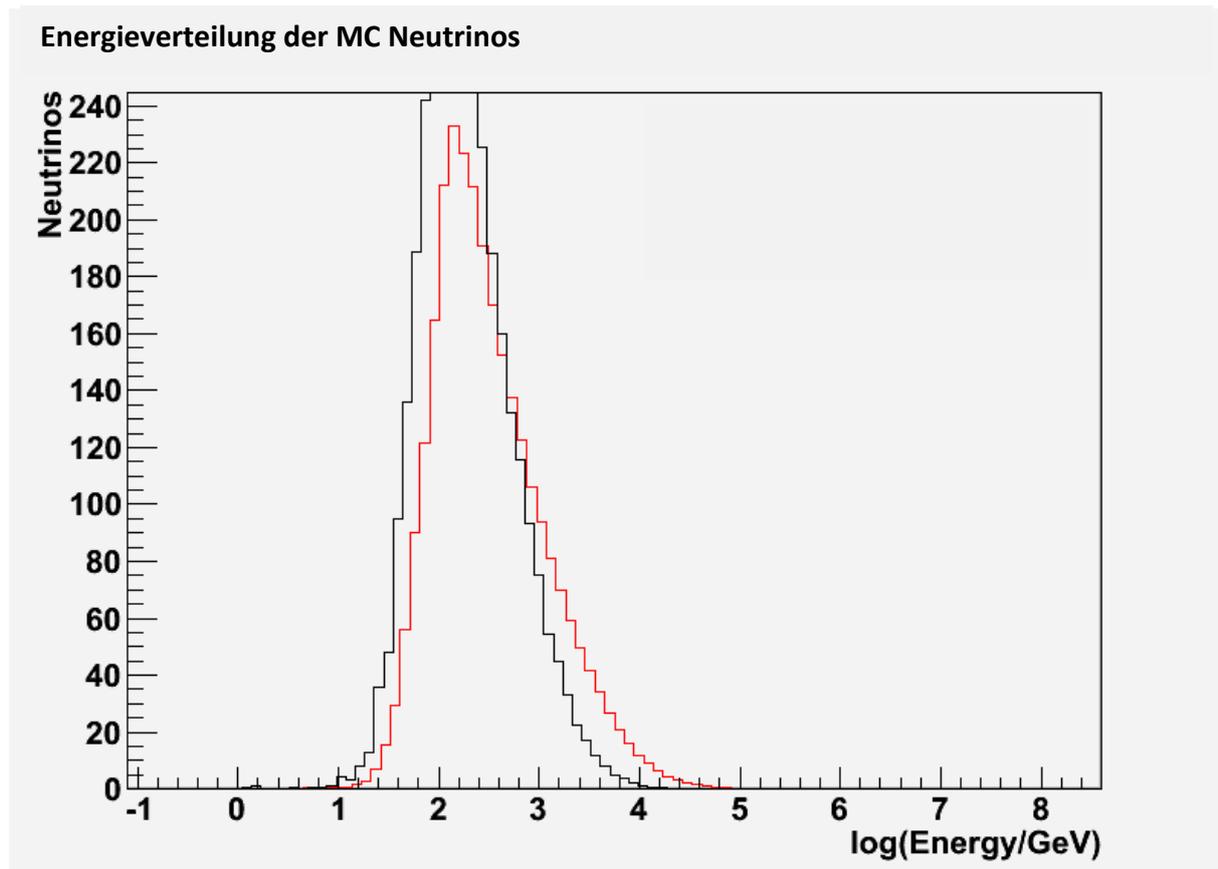


Abbildung 5.7: Der Vergleich in der MC Energie. In schwarz die alten MC Neutrino-Ereignisse, in rot die neuen MC Neutrino-Ereignisse. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde der schwarze Graph um den Faktor sieben vergrößert.

In Abbildung 5.8 wird noch die Verteilung des Λ -Parameters für die alten und neuen Neutrinoereignisse dargestellt. Im Gegensatz zu den alten Neutrinoereignissen gibt es bei den neuen Ereignissen keinen steilen Anstieg zu kleineren Λ -Werten.

Verteilung des Λ -Parameters der MC Neutrinos

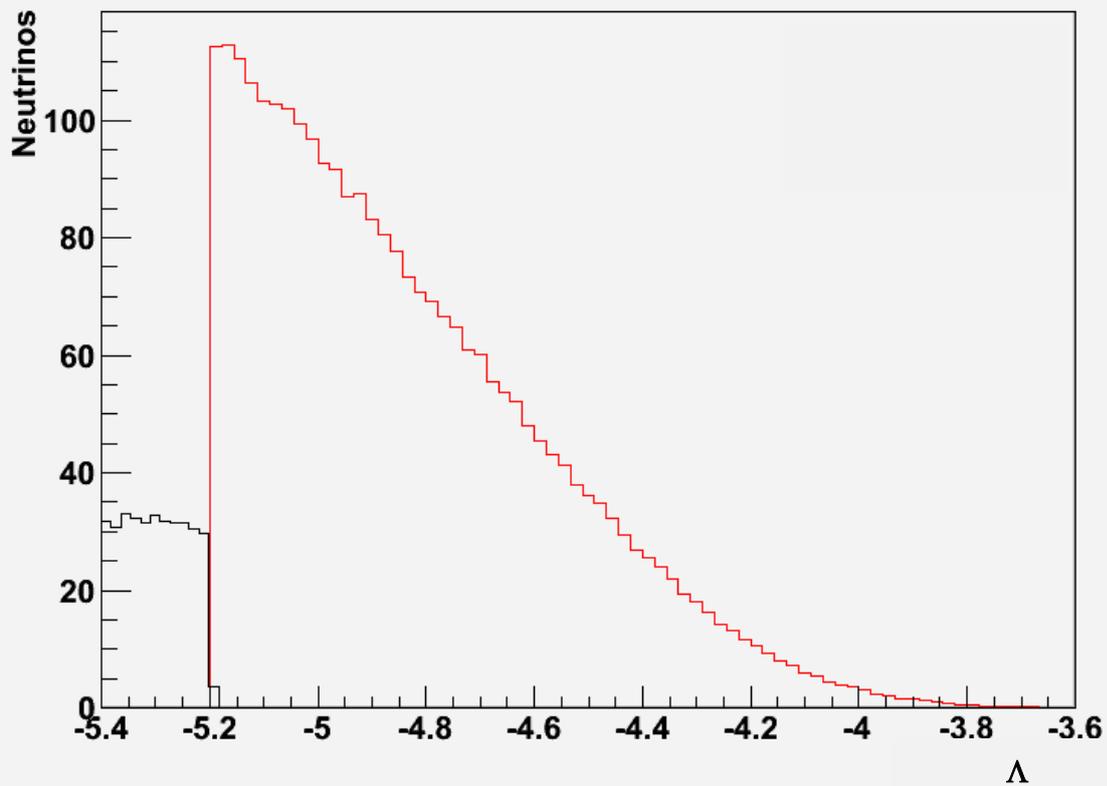


Abbildung 5.8: Der Vergleich im Λ -Parameter. In schwarz die neuen MC Neutrino-Ereignisse, in rot die alten MC Neutrino-Ereignisse.

Die neuen Neutrino Ereignisse sind sowohl im Zenit als auch im Beta-Parameter anders verteilt, zeigen aber keine Auffälligkeiten.

6 Daten - Monte Carlo Vergleich

Der Vergleich der gemessenen Daten mit der Monte Carlo Simulation wurde mit den „Run-by-Run“ Monte Carlo Simulationen zu den Runs durchgeführt, deren Auswahl im Anhang beschrieben wird.

Der erste Schritt, der bei der Bearbeitung der Daten durchgeführt wurde, war die XOFF-Hits zu entfernen, wie es in Kapitel 4 beschrieben wird.

6.1 Vergleich von Daten und Monte Carlo nach Entfernen der XOFF-Hits

Da in den MC Simulationen keine Hits auf Optische Module, die sich im Zustand XOFF befanden, simuliert wurden, müssen auch die Hits von diesen Optischen Modulen aus den gemessenen Daten entfernt werden. Nur so sind die Daten und die Simulationen vergleichbar. In Tabelle 6.1 wird die Zahl der rekonstruierbaren Ereignisse, vor und nach dem Entfernen der XOFF-Hits verglichen. Da in der Simulation die Optischen Module, die zum Zeitpunkt der Messung im Zustand XOFF waren, als inaktiv galten und somit keine simulierten Photonen registrieren konnten, bleibt die Anzahl der simulierten Ereignisse hierbei gleich, während sich die Anzahl der gemessenen Daten der Anzahl der simulierten annähert.

	Anzahl Daten Ereignisse	μ MC Ereignisse	ν MC Ereignisse	MC/ Daten
Rekonstruierbare Ereignisse ohne XOFF-Filter	594.188.663	402.526.680	39.237,8	67,75%
davon von XOFF betroffene Ereignisse	91.762.530	0	0	0,00%
davon nicht mehr rekonstruierbare Ereignisse	3.934.341	0	0	0,00%
Bleiben	590.254.322	402.526.680	39.237,8	68,20%

Tabelle 6.1: Nach der Entfernung der XOFF Hits passt die Zahl der rekonstruierbaren Ereignisse in den Daten „besser“ zu den MC Simulationen.

Nach erfolgter Rekonstruktion, müssen die Hits darauf hin überprüft werden, ob sie physikalisch sinnvoll zum Ereignis passen können.

6.2 Vergleich von Daten und Monte Carlo nach dem Entfernen der GC-Hits

Nach dem erfolgreichen Wiederholen der Rekonstruktion, kann man berechnen, von welchem Ort auf der Bahn des Myons die Photonen gekommen sein müssen, um als Tscherenkow Photonen auf direktem Weg vom Optischen Modul gemessen worden zu sein. Ein Photon, das scheinbar von einer Position auf der Myonspur kommt, die unterhalb des Meeresbodens liegt, muss entfernt werden, da die Rekonstruktionsalgorithmen nur Tscherenkowphotonen, die direkt von der Spur kommen berücksichtigen können und die Photonen nicht aus dem Boden kommen können. Tabelle 6.2 zeigt, dass es große Unterschiede in der Anzahl der betroffenen Ereignisse gibt, je nachdem ob man Daten (35,3%), MC Myonen (30,5%) oder MC Neutrinos (80,9%) betrachtet. Da alle MC Neutrinos von „unten“ kommend simuliert wurden, während die MC Myonen und die gemessenen Daten hauptsächlich von „oben“ kommen, ist der Unterschied auch leicht zu verstehen. In Tabelle 6.3 wurden daher nur Ereignisse betrachtet die als von unten kommend rekonstruiert wurden. Hier sind die gemessenen Daten (89,4%), MC Myonen (89,1%) und MC Neutrinos (78,4%) deutlich ähnlicher. Besonders auffällig ist die Ähnlichkeit zwischen den gemessenen Daten und den MC Myon-Ereignissen, was auch zu erwartet ist, da auch nach dem Schnitt auf den Zenit die meisten gemessenen Ereignisse immer noch fehlrekonstruierte Myonen sind.

Nachdem die GC-Hits entfernt wurden ist die Anzahl der Ereignisse, die nach der erneuten Rekonstruktion nicht mehr als Ereignis zu rekonstruieren sind, für die verschiedenen Datensorten sehr

unterschiedlich. Deren Anteil liegt verglichen mit der Gesamtzahl bei den gemessenen Daten bei 6,9% und bei den MC Myon-Ereignissen bei 2,8% und bei den MC Neutrino-Ereignissen bei 20,2%. Aber auch hier nähern sich diese Werte an, wenn man nur die als aufwärts laufend rekonstruierten Ereignisse in Tabelle 6.3 betrachtet. Dann liegt der Anteil bei den gemessenen Daten bei 30%, bei den MC Myon-Ereignissen bei 20,6% und der MC Neutrino-Ereignissen bei 20,0%.

	Anzahl Daten Ereignisse	%	μ MC Ereignisse	%	ν MC Ereignisse	%
Bleiben	590.254.322	100	402.526.680	100	39.237,8	100
Enthält Hits die aus dem Boden zu kommen scheinen	208.080.960	35,3	122.864.730	30,5	31.736,5	80,9
Nach Cuts (kein GC) $\lambda > -6,0$	171.856	0,029	192.843	0,048	8.642,1	22,0
$\lambda > -5,9$	99.666	0,017	110.400	0,027	7.919,6	20,2
$\lambda > -5,8$	56.301	0,010	59.808	0,015	7.222,1	18,4
$\lambda > -5,7$	31.321	0,005	30.336	0,008	6.529,9	16,6
$\lambda > -5,6$	17.641	0,003	14.214	0,004	5.830,5	14,9
$\lambda > -5,5$	10.609	0,002	6.261	0,002	5.143,6	13,1
$\lambda > -5,4$	6.852	0,001	2.574	0,001	4.464,3	11,4
$\lambda > -5,3$	4.945	0,001	993	0,000	3.808,1	9,7
$\lambda > -5,2$	3.787	0,001	414	0,000	3.194,0	8,1
		Vgl. zu oben		Vgl. zu oben		Vgl. zu oben
ohne GC-Hits, nach Cuts $\lambda > -6,0$	154.643	0,90	169.110	0,88	6.821,4	0,79
$\lambda > -5,9$	92.104	0,92	100.359	0,91	6.254,1	0,79
$\lambda > -5,8$	53.013	0,94	55.926	0,94	5.684,0	0,79
$\lambda > -5,7$	30.090	0,96	29.391	0,97	5.119,6	0,78
$\lambda > -5,6$	17.031	0,97	14.478	1,02	4.556,3	0,78
$\lambda > -5,5$	9.999	0,94	6.690	1,07	3.998,6	0,78
$\lambda > -5,4$	6.288	0,92	2.925	1,14	3.449,4	0,77
$\lambda > -5,3$	4.368	0,88	1.194	1,20	2.920,9	0,77
$\lambda > -5,2$	3.209	0,85	552	1,33	2.428,8	0,76
ohne GC-Hits nicht mehr rekonstruierbar	40.902.987	6,9	11.313.858	2,8	7.943,1	20,2

Tabelle 6.2: Zeigt die Auswirkung des GC-Filters auf die Anzahl der Ereignisse aus den gemessenen Daten, den MC Myon und MC Neutrino Simulationen. Besonders der Effekt auf gemessene Daten und MC Myon-Ereignisse ist sehr ähnlich.

	Anzahl Daten Ereignisse Zenit > $\pi/2$	%	μ MC Ereignisse Zenit > $\pi/2$	%	ν MC Ereignisse Zenit > $\pi/2$	%
Bleiben	109.543.383	100	44.099.721	100	32.785,5	100
Enthält Hits die aus dem Boden zu kommen scheinen	97.947.243	89,4	39.289.626	89,1	30.757,2	78,4
ohne GC Hits nicht mehr rekonstruierbar	32.879.852	30,0	9.074.457	20,6	7.834,8	20,0

Tabelle 6.3: Betrachtet man nur die Ereignisse die als aufwärtslaufend rekonstruiert worden sind, sehen die Auswirkungen des GC-Filters auf die gemessenen Daten, die MC Myonen und die MC Neutrinos viel ähnlicher aus.

Im Folgenden werden die Verteilungen der anderen Schnittparameter betrachtet. Zunächst der Zenit Winkel.

6.3 Vergleich von Daten und Monte Carlo in der Verteilung des rekonstruierten Zenit Winkels

Da die Erde als Filter für die atmosphärischen Myonen genutzt wird, werden nur Ereignisse in Betracht gezogen, die als nach oben laufend rekonstruiert werden. Folglich wird der nächste Schnitt auf den rekonstruierten Zenit Winkel erfolgen. In Abbildung 6.1 wird die Verteilung des rekonstruierten Zenit Winkels von gemessenen Daten und Simulation verglichen. Die vertikale Linie bei $\frac{\pi}{2}$ markiert den Schnittwert, alles rechts davon ist als aufwärts laufend rekonstruiert worden und bleibt erhalten, alle Ereignisse mit kleinerem Zenitwinkel werden verworfen. Wie man in der Abbildung deutlich sieht liegt der größere Teil der gemessenen Ereignisse in schwarz und der MC Myon-Ereignisse in rot links der Schnitlinie und wird verworfen, während der größte Teil der MC Neutrino-Ereignisse recht der Linie liegt und erhalten bleibt.

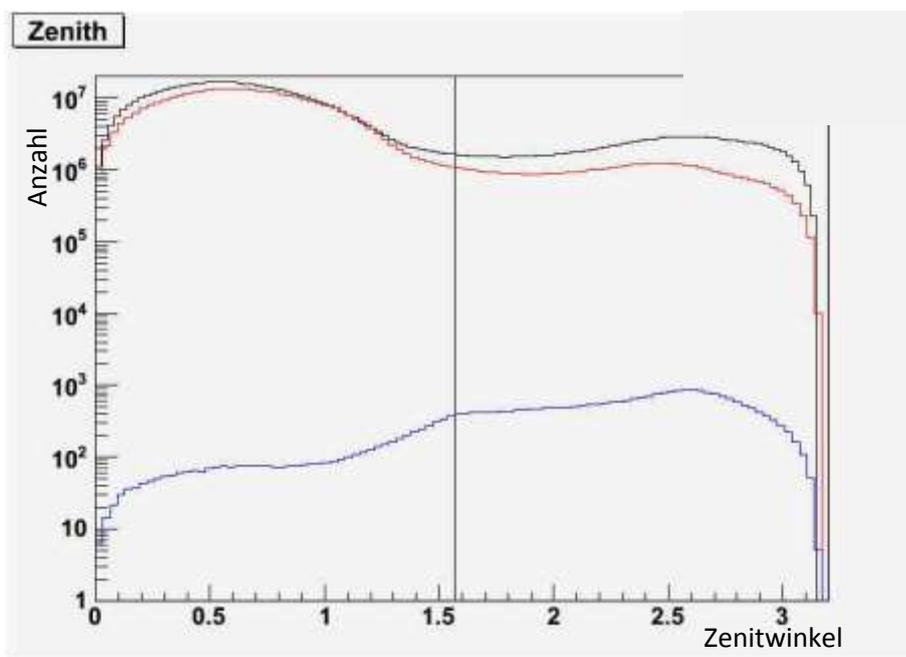


Abbildung 6.1: Die Verteilung des rekonstruierten Zenit Winkels der gemessenen Daten (schwarz), der Myon MC (rot) und der Neutrino MC (blau).

In Tabelle 6.4 finden sich dazu die Zahlen. Fast 90% der MC Myon-Ereignisse werden durch den Schnitt entfernt. Mit fast 73% werden auch die meisten gemessenen Datenereignisse entfernt, während von den MC Neutrino-Ereignissen 82,6% übrig bleiben. Dennoch ist die Anzahl der MC Myon-Ereignisse immer noch mehr als tausend Mal größer als die Anzahl der MC Neutrino-Ereignisse.

	Daten	MC Myonen	MC Neutrinos	Gesamt MC
Vor dem Schnitt	$5,49351 \cdot 10^8$	$3,91213 \cdot 10^8$	31294,7	$4,02563 \cdot 10^8$
Nach dem Zenitschnitt	$1,50461 \cdot 10^8$	$4,41312 \cdot 10^7$	25835,6	$4,41570 \cdot 10^7$
%	27,4	11,3	82,6	

Tabelle 6.4: Die Anzahl der Daten und MC Ereignisse vor und nach dem Zenitschnitt.

Um die Myonen weiter zu reduzieren folgen jetzt Schnitte auf den λ - und β -Parameter.

6.4 Vergleich von Daten und Monte Carlo in der Verteilung des Λ -Parameters

Nachdem der Zenitschnitt die Anzahl der MC Myon-Ereignisse nicht auf die Zahl der MC Neutrino-Ereignisse reduzieren konnte, wird als nächstes auf einen Parameter geschnitten, der berücksichtigen soll, dass ja alle übrigen Myon-Ereignisse falsch rekonstruiert worden sein mussten. Wie in Kapitel 3 bereits beschrieben, werden MC Myonen nur als nach unten laufend simuliert und nur diejenigen, die fälschlicherweise als nach oben laufend rekonstruiert werden, wurden vom letzten Schnitt nicht verworfen. Alle übrigen MC Myonen sind also falsch rekonstruiert worden und daher kann ein Blick auf die Qualität der Rekonstruktion einen Hinweis auf eine mögliche Fehlrekonstruktion liefern. Ein Maß für die Qualität der Rekonstruktion ist der in Kapitel 3 vorgestellte Λ -Parameter. In Abbildung 6.2 sieht man die Verteilung der Λ -Werte noch ohne dass der Zenitschnitt angewandt wurde. Die Anzahl der MC Myon-Ereignisse in rot dominiert deutlich über die Anzahl der MC Neutrino-Ereignisse in blau. Dies ist über den gesamten dargestellten Wertebereich der Fall. Die Verteilung der gemessenen Ereignisse in schwarz ist der der MC Myon-Ereignisse sehr ähnlich.

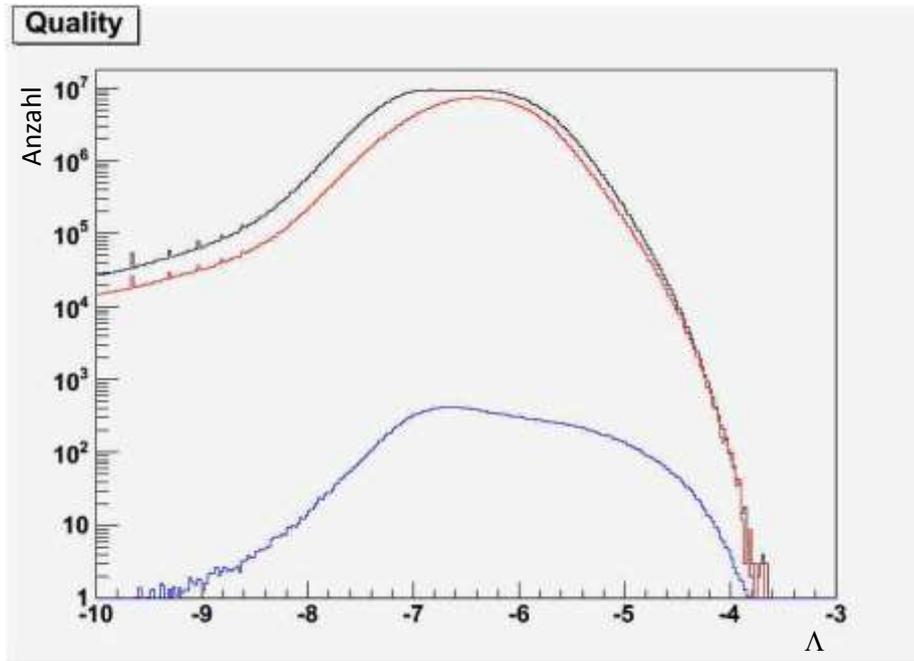


Abbildung 6.2: Die Verteilung der Λ -Werte der gemessenen Daten (schwarz), MC Myon-Ereignisse (rot) und MC Neutrino-Ereignisse (blau); noch nicht auf den Zenit geschnitten. Im Vergleich der gemessenen Daten mit den MC Myon-Ereignissen zeigt sich eine große Ähnlichkeit.

Nach dem Schnitt auf den Zenit $> \frac{\pi}{2}$, ergibt sich für den Λ -Parameter die Verteilung in Abbildung 6.3. Man sieht deutlich, wie rechts der vertikalen Linie, zum einen die gemessenen Ereignisse in schwarz und die MC Ereignisse in cyan gut zueinanderpassen. Außerdem ist rechts der Linie die Zahl der MC Myon-Ereignisse in rot deutlich geringer als die Zahl der MC Neutrino-Ereignisse in blau.

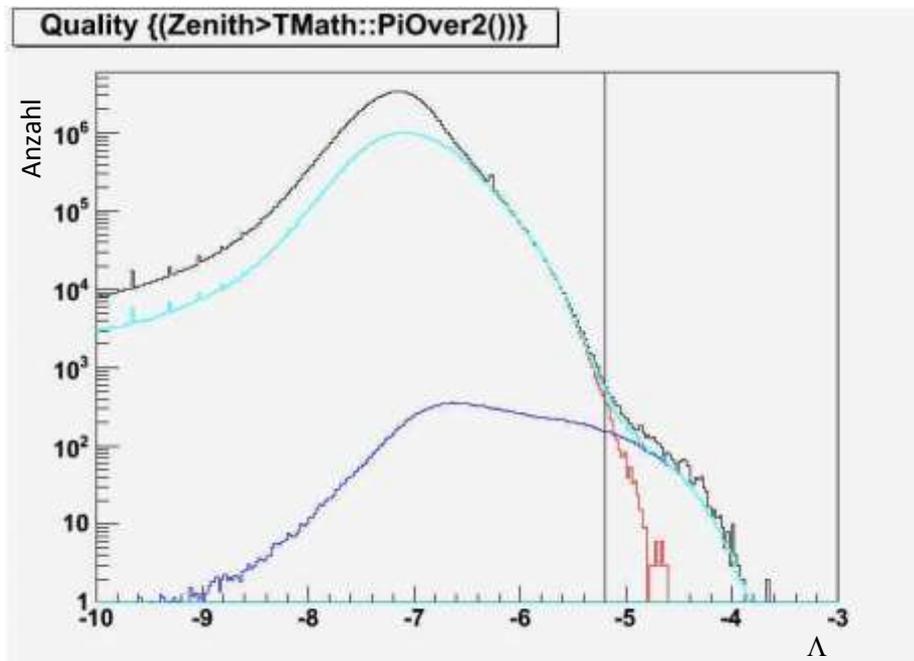


Abbildung 6.3: Die Verteilung der Λ -Werte nachdem der Schnitt auf den Zenit Winkel $> \frac{\pi}{2}$ für gemessene Ereignisse (schwarz), MC Myon-Ereignisse (rot) und MC Neutrino-Ereignisse (blau) durchgeführt wurde.

Wird ein Schnitt an der Linie bei $\Lambda = -5,2$ durchgeführt, so kann man die Anzahl der MC Myon-Ereignisse etwa auf die Hälfte der MC Neutrino-Ereignisse reduzieren.

	Daten	MC Myonen	MC Neutrinos	Gesamt MC
Mit Zenitschnitt	$1,50461 \cdot 10^8$	$4,41312 \cdot 10^7$	25835,6	$4,41570 \cdot 10^7$
Mit λ Schnitt	6058	1671	3126,69	4797,69
%	0,00	0,00	12,1	0,01

Tabelle 6.5: Ereignisse in gemessenen Daten, MC Myonen und MC Neutrinos nach Zenit- und Λ -Schnitt. Man sieht wie die gemeinsame Anwendung der beiden Schnitte es ermöglicht die Zahl der Myonen unter die der Neutrinos zu drücken.

Um die Reinheit noch weiter zu steigern, wird nun noch auf den Winkelfehlerschätzer β geschnitten.

6.5 Vergleich von Daten und Monte Carlo in der Verteilung des β -Parameters

Der β -Parameter ist ein Schätzer auf den Winkelfehler der Rekonstruktion. Wie in Abbildung 6.4 zu erkennen ist, gibt es im Verlauf der Verteilung des β -Parameters keinen großen Unterschied zwischen MC Neutrino-Ereignissen in blau und MC Myon-Ereignissen in rot, wenn die beiden vorhergehenden Schnitte noch nicht angewandt wurden.

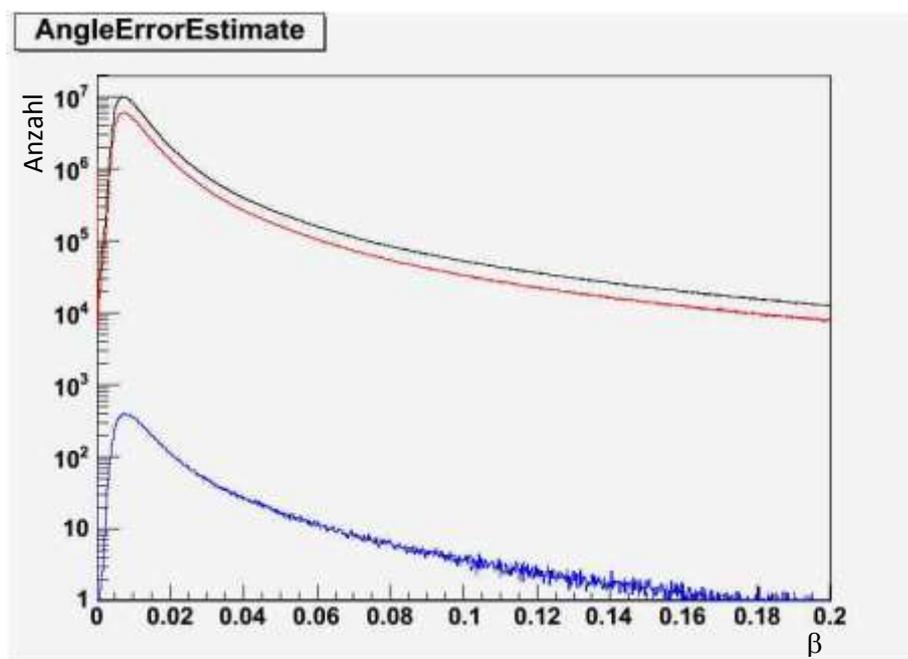


Abbildung 6.4: Verteilung des β -Parameters für gemessene Ereignisse (schwarz), MC Myon-Ereignisse (rot) und MC Neutrino-Ereignisse (blau). Für den Graphen wurden noch keine Schnitte angewandt. In der Form der Verteilung ist kein Unterschied zwischen MC Myon-Ereignissen und MC Neutrino-Ereignissen zu erkennen.

Nachdem die Schnitte auf den Zenit und den Λ -Parameter angewandt wurden, sieht man einen Unterschied in der Verteilung der MC Myon-Ereignisse und der MC Neutrino-Ereignisse. Abbildung 6.5 zeigt, dass gemessene Daten und MC gut übereinstimmen und dass es einen Unterschied im Verlauf der Myonen und Neutrinos gibt, so dominieren die Neutrinos den Bereich, der links von der vertikalen Linie bei 1° liegt. Der Schnitt auf den β -Parameter ist bei 1° angesetzt, um weitere MC Myon-Ereignisse

zu entfernen, und nur alle Ereignisse deren geschätzter Winkelfehler kleiner ist, werden weiterverwendet.

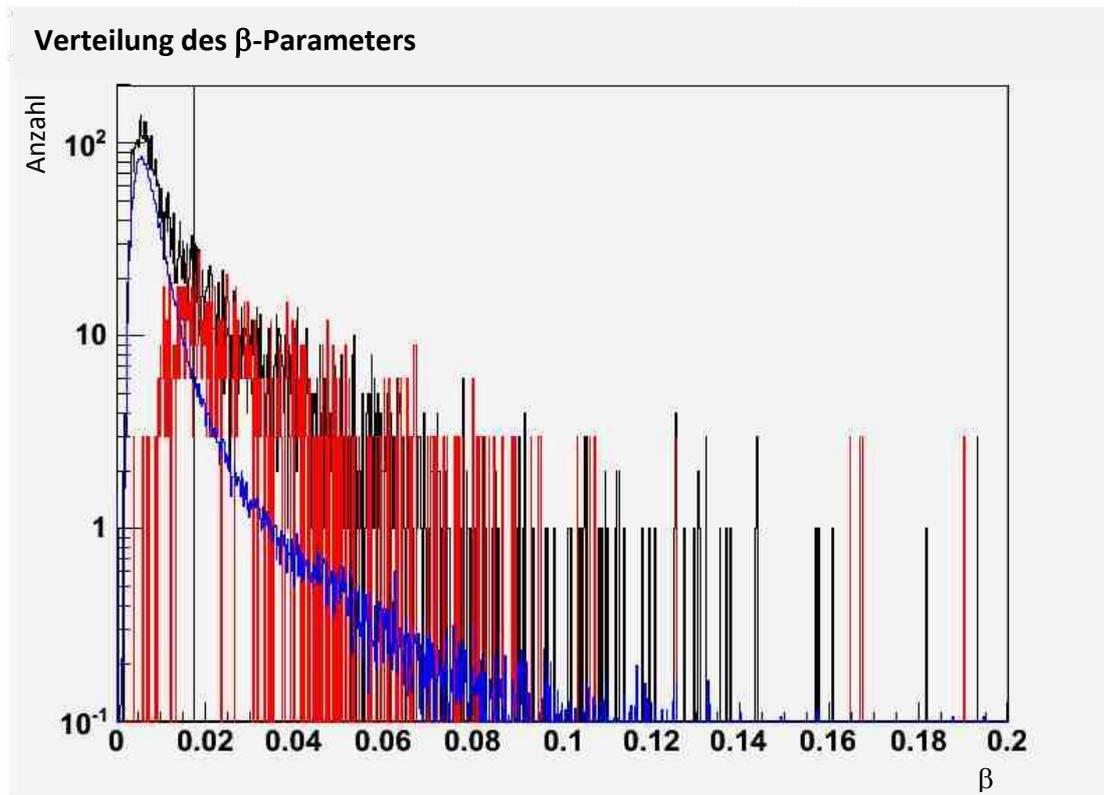


Abbildung 6.5: Verteilung des β -Parameters, nachdem auf $\lambda > -5,2$ und $Z > \frac{\pi}{2}$ geschnitten wurde, für die gemessenen Ereignisse (schwarz), MC Myon-Ereignisse (rot) und MC Neutrino-Ereignisse (blau).

In Tabelle 6.6 sieht man den Effekt auf die Reinheit, den der Schnitt auf den β -Parameter bewirkt. Die Reinheit steigt von 65,2% auf 81,5%. Dafür gehen aber auch beinahe 23% der Neutrinos verloren.

	Daten	MC Myonen	MC Neutrinos	Gesamt MC	Reinheit %
Nur Zenit- und λ Schnitt	6058	1671	3126,69	4797,69	65,2
Mit β Schnitt	3209	552	2428,8	2980,8	81,5
%	52,9	33,0	77,7	62,1	

Tabelle 6.6: Ereignisse an gemessenen Daten, MC Myonen und MC Neutrinos nach den Schnitten auf den Zenit, den λ - und den β -Parameter. Durch die gemeinsame Anwendung aller drei Schnitte erreicht man eine Reinheit von 81,5%.

Durch alle Schnitte sinkt allerdings die Effizienz, also der Anteil der übrigen Neutrinos an der Gesamtzahl der simulierten Neutrinos, die durch die Rekonstruktion gemessen werden könnten, gäbe es keinen Myon-Untergrund. Die Effizienz ist nach den drei Schnitten auf zirka 9,0% gefallen. Um diesen Wert zu erhöhen wurde der Steigungsparameter entwickelt.

6.6 Vergleich von Daten und Monte Carlo in den Steigungsparametern

Der Steigungsparameter aus Kapitel 4 soll die MC Myonen von den MC Neutrinos bei kleineren Λ -Werten, als dem verwendeten Schnitt trennen und es so möglich machen, mehr Neutrino Kandidaten aus den Daten zu extrahieren.

Den Steigungsparameter gibt es, wie in Kapitel 4 vorgestellt, in zwei Versionen. Trägt man für die MC Myon-Ereignisse und die MC Neutrino-Ereignisse diese beiden Steigungsparameter gegeneinander auf, so ergeben sich unterschiedliche Bilder in der Verteilung und man kann darin die MC Neutrino-Ereignisse von den MC Myon-Ereignissen unterscheiden. Wenn man die Abbildungen 6.6 und 6.7 vergleicht sieht man direkt, dass sich gemessene Ereignisse und die MC Myon-Ereignisse in ihren Verteilungsgraphen sehr ähneln. Während diese sich eher vertikal im Graphen orientieren, verteilen sich die MC Neutrino-Ereignisse in Abbildung 6.8 entlang der Bild diagonalen.

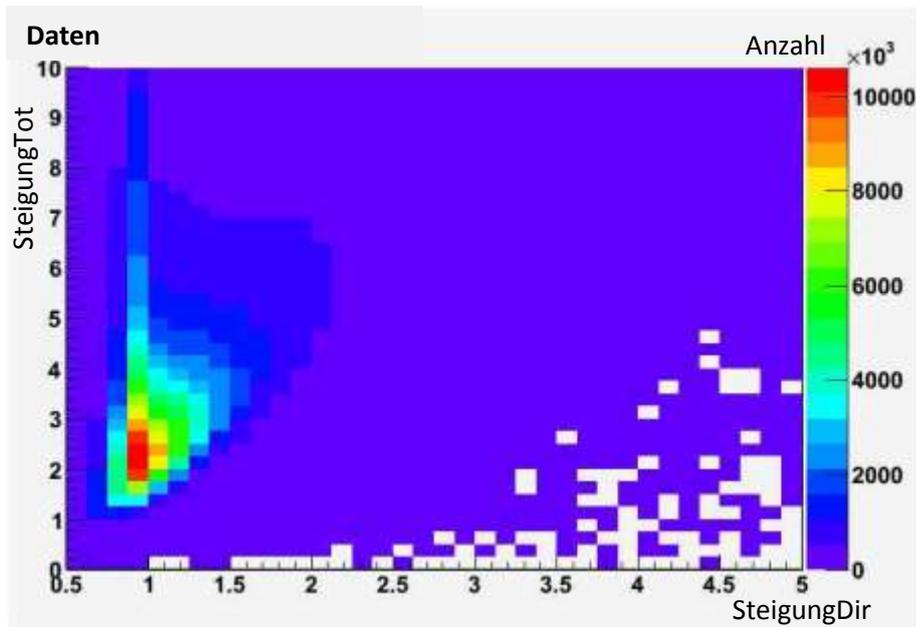


Abbildung 6.6: Steigungshistogramm für die gemessenen Ereignisse.

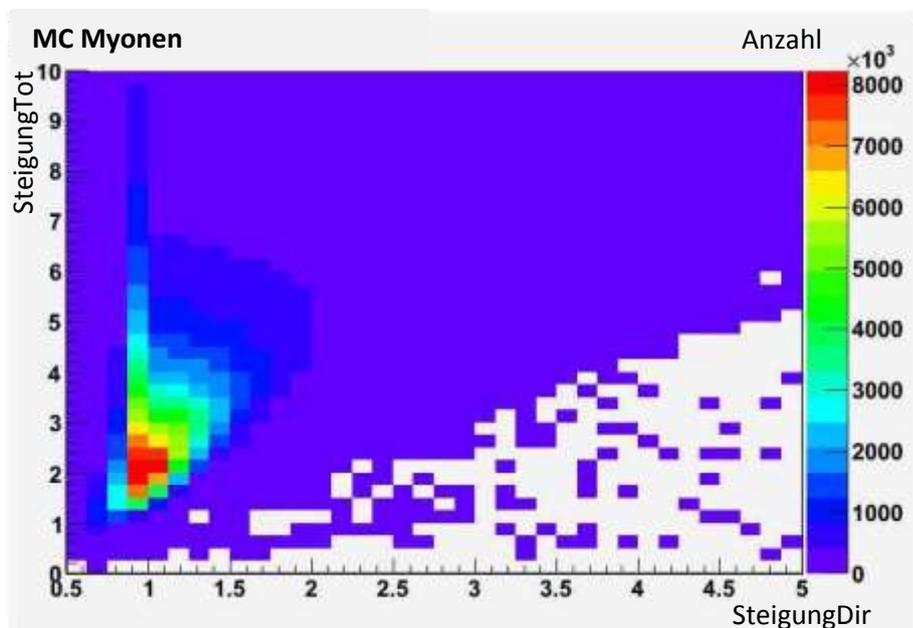


Abbildung 6.7: Steigungshistogramm für die MC Myon-Ereignisse.

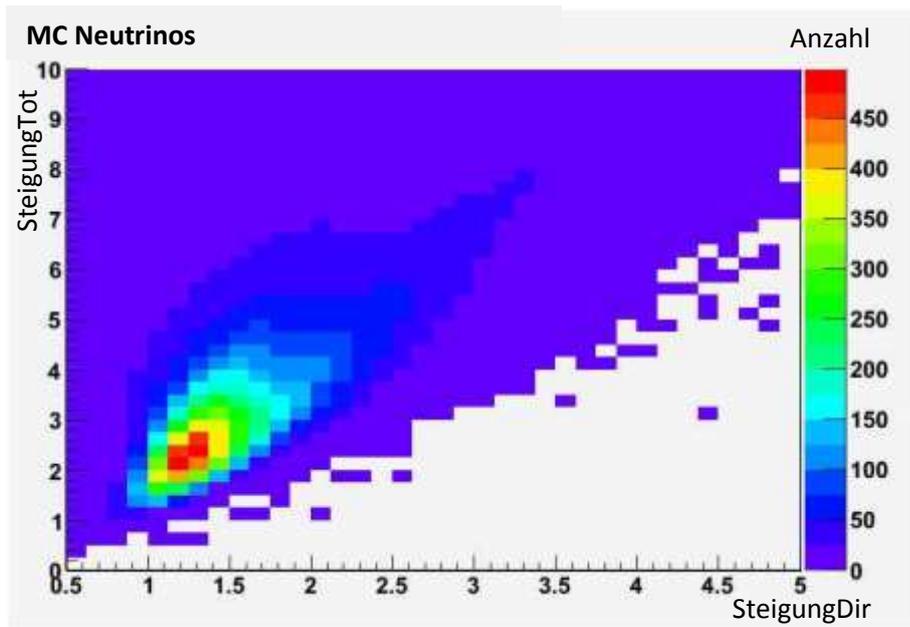


Abbildung 6.8: Steigungshistogramm für die MC Neutrino-Ereignisse.

Um die Effizienz zu steigern wird im Folgenden nur noch der Bereich von $-5,4$ bis $-5,2$ im Λ -Parameter betrachtet. Daraus ergeben sich für die gemessenen Ereignisse und die MC Myon-Ereignisse die Abbildungen 6.9 und 6.10. Die beiden Graphen sehen sich immer noch recht ähnlich. Im Gegensatz dazu zeigt Abbildung 6.11 den Graphen für die MC Neutrino-Ereignisse. Diese sind etwas weiter entlang der Diagonalen verteilt.

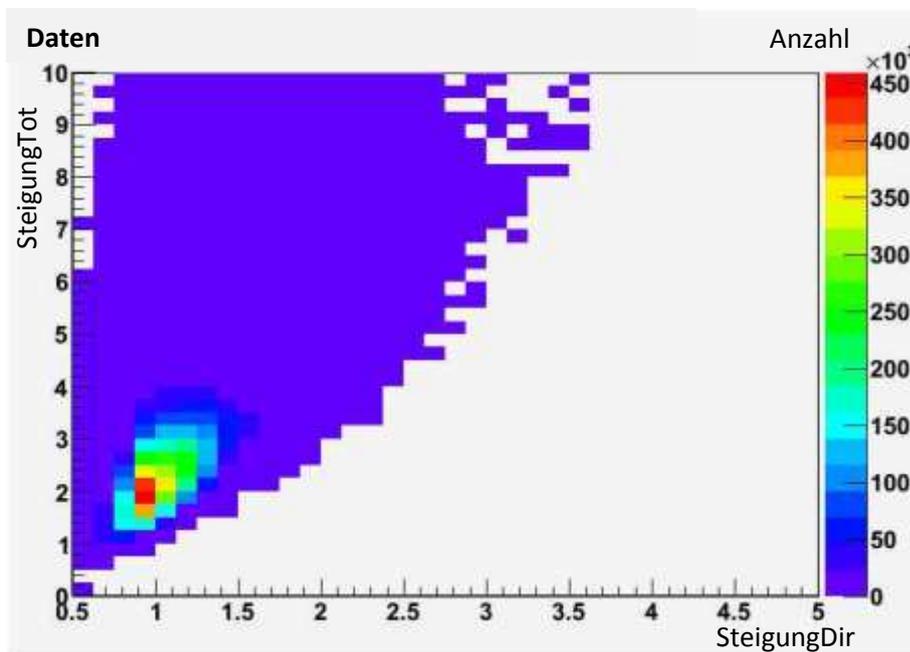


Abbildung 6.9: Steigungshistogramm für die gemessenen Daten nur für Λ -Werte von $-5,4$ bis $-5,2$.

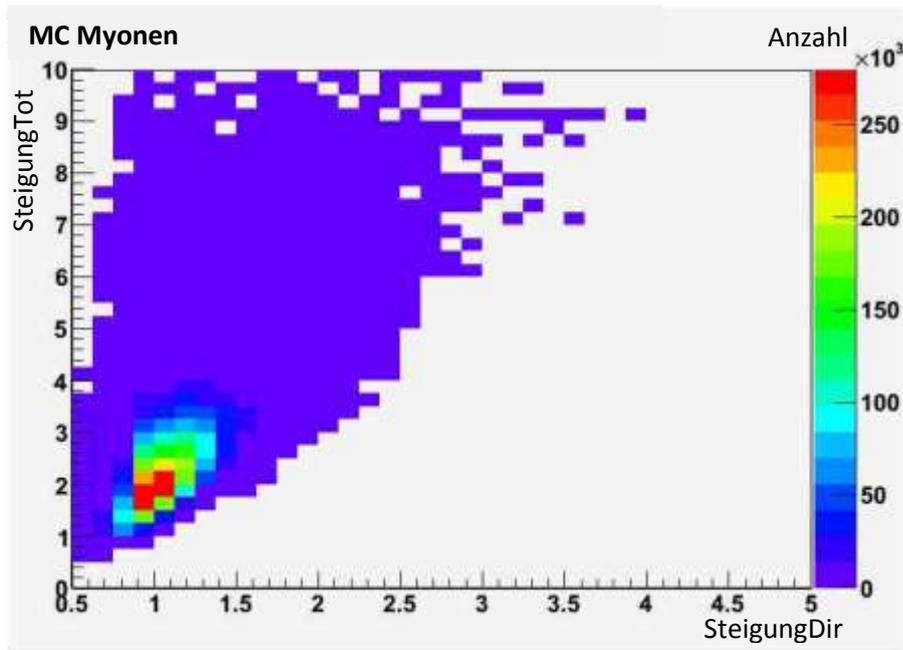


Abbildung 6.10: Steigungshistogramm für die Myonen MC nur für Δ -Werte von -5,4 bis -5,2.

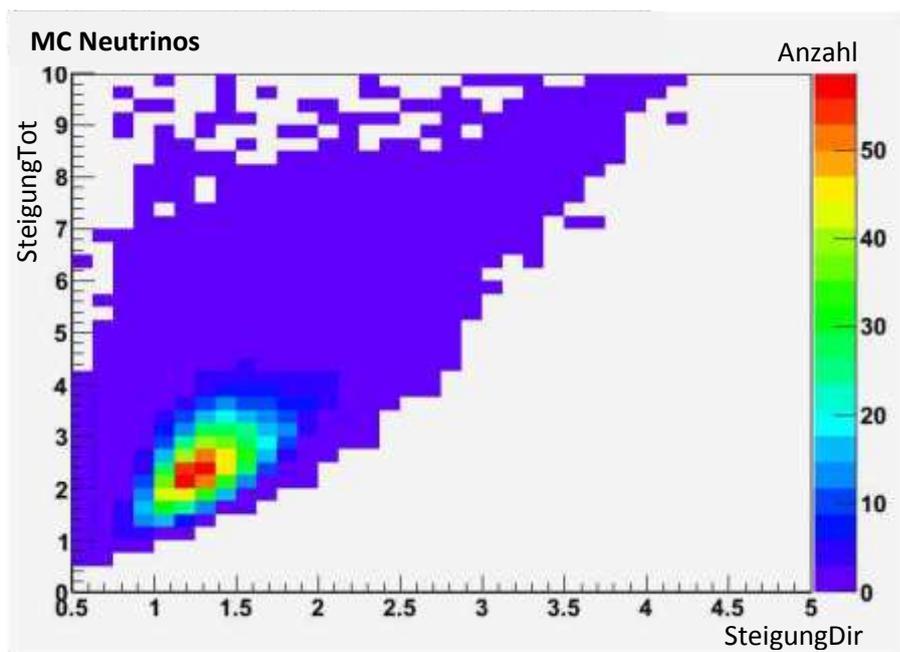


Abbildung 6.11: Steigungshistogramm für die Neutrino MC nur für Δ -Werte von -5,4 bis -5,2.

Wendet man die Schnitte auf den Zenit und den β -Parameter an, so ergeben sich die Abbildungen 6.12 und 6.13. Die Ähnlichkeit zwischen gemessenen Daten und Myon MC ist noch ganz gut zu erkennen, insbesondere der Verlauf der Trägheitsachsen ist beinahe identisch. Dagegen sind die Trägheitsachsen der Verteilung der MC Neutrino-Ereignisse um zirka 1° gedreht, was man in Abbildung 6.14 erkennen kann.

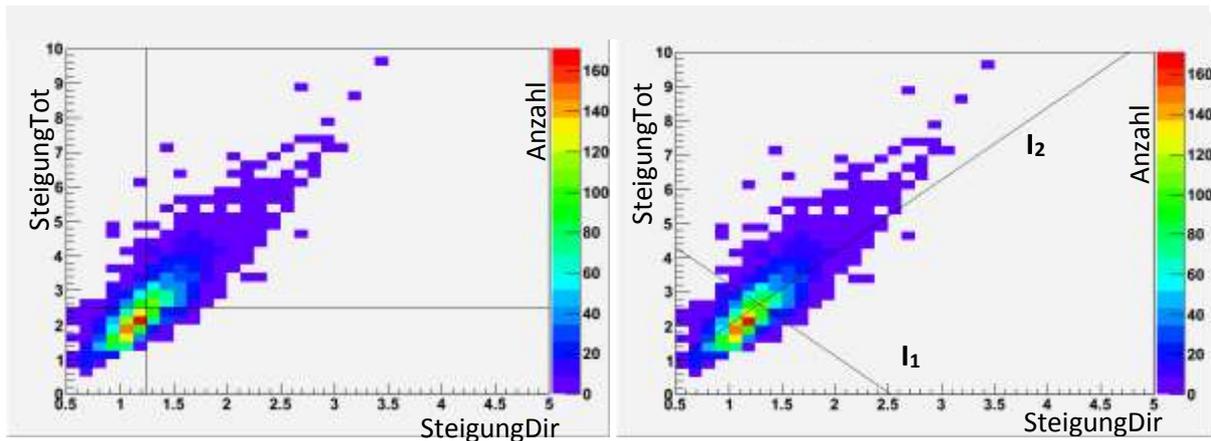


Abbildung 6.12: Gemessene Daten nach allen Schnitten. Einmal mit Orientierungslinien (links) und einmal mit den Trägheitsachsen der Verteilung (rechts).

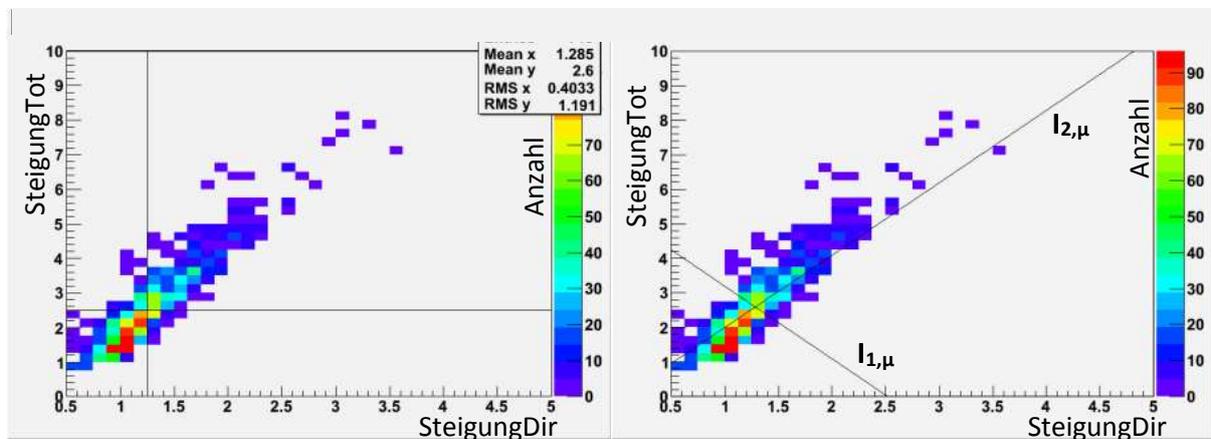


Abbildung 6.13: Gezeigt wird die Verteilung der MC Myon-Ereignisse nach allen Schnitten. Einmal links, mit Orientierungslinien und einmal rechts, mit den Trägheitsachsen der Verteilung.

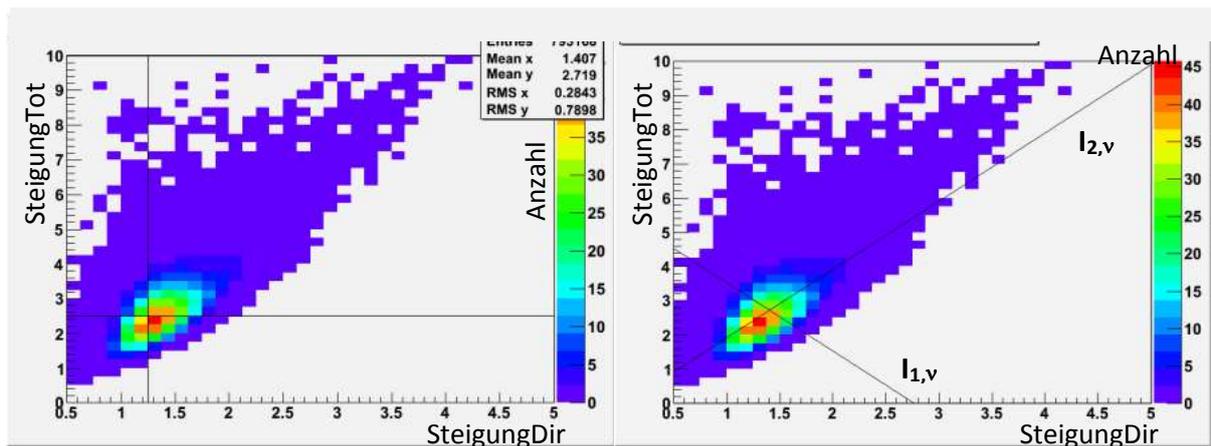


Abbildung 6.14: Gezeigt wird die Verteilung der MC Neutrino-Ereignisse nach allen Schnitten. Einmal mit Orientierungslinien (links) und einmal mit den Trägheitsachsen der Verteilung (rechts).

Nachdem der Schnitt auf den Parameter $\text{SteigungDir} > 1,25$, wie er in Kapitel 4 beschrieben ist, angewandt wurde, wurden asymmetrische Gaußfits an die Verteilungen angepaßt und in Abbildung 6.15 aufgetragen. Wie man sieht sind die MC Neutrino-Ereignisse in rot gut von den MC Myon-Ereignissen in schwarz zu trennen. Da der Fit an die gemessenen Daten auf der rechten Seite

des Graphen im Vergleich zu den Fits an die beiden Monte Carlo Verteilungen etwas klein zu sein scheint, wurden in Abbildung 6.16 die Verteilungen der beiden Monte Carlo Simulationen und der gemessenen Daten aufgetragen und in Abbildung 6.17 wurden die beiden Monte Carlo Verteilungen addiert und mit den gemessenen Daten verglichen. Man sieht, dass die Verteilung der MCs der Daten nicht unähnlich ist.

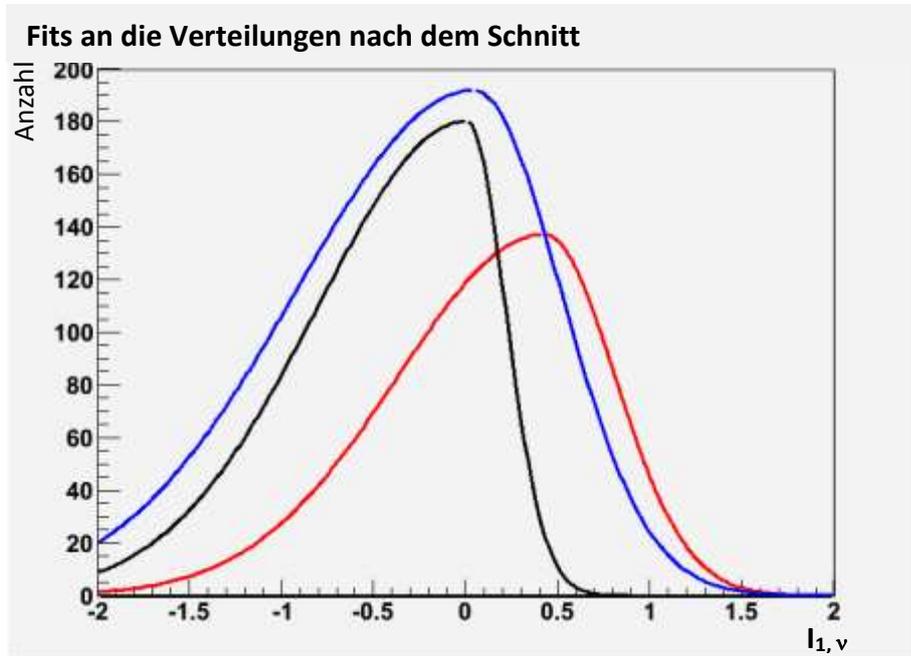


Abbildung 6.15: MC Neutrino- (rot), MC Myonen- (schwarz) und Datenverteilung (blau) auf der $l_{1, \nu}$ -Achse nach dem Schnitt auf SteigungDir>1,25.

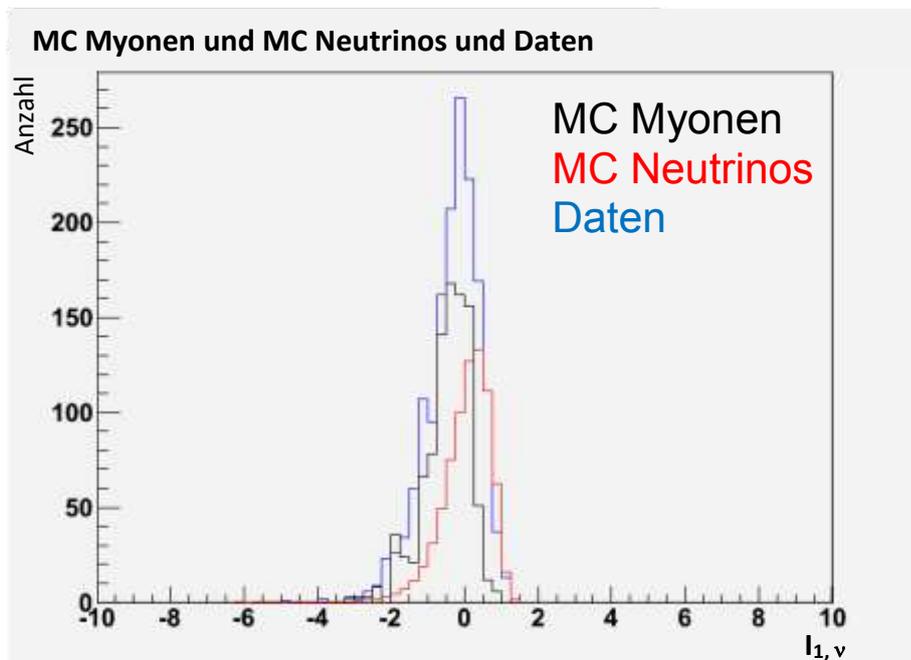


Abbildung 6.16: Die tatsächliche Verteilung der Myon (schwarz)-, der Neutrino- (rot) und der Datenereignisse (blau) auf der $l_{1, \nu}$ -Achse, nach dem Schnitt auf SteigungDir>1,25.

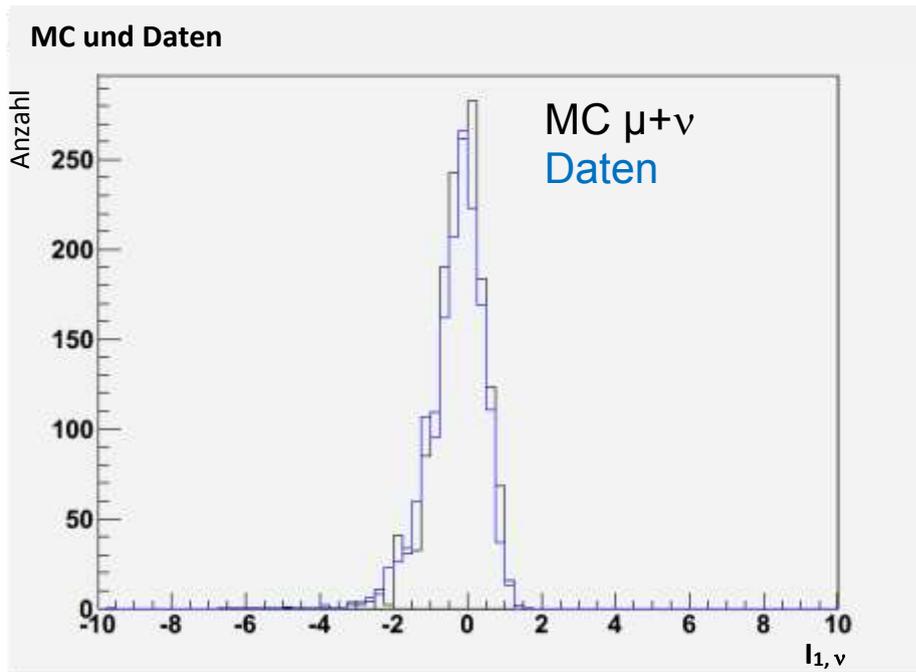


Abbildung 6.17: Für diesen Graphen wurden MC Neutrino- und MC Myon-Ereignisse addiert (schwarz) und mit den gemessenen Ereignissen (blau) aufgetragen.

In Abbildung 6.18 werden die zusätzlichen selektierten gemessenen Daten mit den vorher selektierten Daten verglichen. Links die bisher selektierten Daten, also Zenit $> \frac{\pi}{2}$, $\beta < 1^\circ$ und $\Lambda > -5,2$ und rechts die neuen selektierten Daten mit Zenit $> \frac{\pi}{2}$, $\beta < 1^\circ$ und $-5,4 < \Lambda < -5,2$, $SteigungDir > 0,25$ und $I_{1,\nu} > 0,2$.

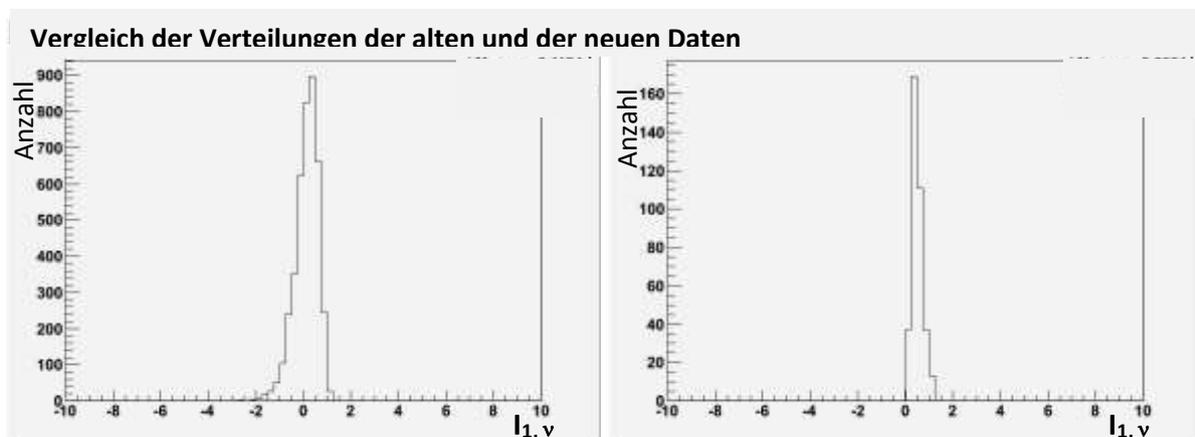


Abbildung 6.18: Links die Daten, die mit den bisher üblichen Methoden ausgewählt wurden, rechts die zusätzlich gewonnenen Daten.

In Tabelle 6.7 sieht man, wie nach den Schnitten auf die Ereignisse im Bereich des Λ -Parameters von -5,4 bis -5,2, die Zahl der verwertbaren MC Neutrino-Ereignisse zunimmt und dabei die Reinheit des Samples in etwa gleich bleibt.

	Daten	MC Myonen	MC Neutrinos	Gesamt MC	Reinheit %
Mit Zenitschnitt, λ und β Schnitt	3209	552	2428,8	2980,8	81,5
Plus Steigungsschnitt Λ [-5,4 bis -5,2]	320	36	250,12	286,12	87,4
%	10,0	6,5	10,3	8,9	
Summe	3529	588	2678,92	3266,92	82,0

Tabelle 6.7: Extraereignisse durch Anwendung des Steigungsschnittes auf das Sample im Λ -Bereich zwischen -5,4 und -5,2.

Es werden durch dieses Verfahren etwa 10% mehr MC Neutrino-Ereignisse und auch 10% mehr gemessene Ereignisse selektiert ohne dabei an Reinheit zu verlieren.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass durch zusätzliche Schnittparameter die Effizienz des Detektors erhöht werden kann. Durch die Einführung der Steigungsparameter konnte die Effizienz des Detektors um etwa 10% gesteigert werden. In Anbetracht der Lebensdauer des ANTARES Detektors, von zirka 8 Jahren, würde dies einer Verlängerung der Lebensdauer von neuneinhalb Monaten entsprechen.

Zunächst wurde durch das Entfernen der XOFF-Hits und der GC-Hits, die scheinbar aus dem Boden kommen, eine bessere Vergleichbarkeit zwischen den gemessenen Daten und den Simulationen hergestellt. Die XOFF-Hits haben keine Entsprechung in der Monte Carlo Simulation und konnten deshalb nicht für Vergleiche herangezogen werden. Die GC-Hits passten nicht zu dem jeweiligen gemessenen Ereignis und können nur mit zufällig koinzidenten Untergrundhits erklärt werden. Obwohl die Änderungen, die sich daraus ergaben, nicht dazu geführt haben, dass sich die Verteilungen der gemessenen Parameter der Ereignisse stark verändert haben, wurden dennoch einzelne Ereignisse als fehlrekonstruiert erkannt und andere konnten mit besserer Qualität rekonstruiert werden. Dies führte insgesamt dazu, dass die Rekonstruktion der gemessenen Ereignisse besser mit den Rekonstruktionen der von der Monte Carlo Simulation erzeugten Ereignisse verglichen werden kann und dadurch den Ergebnissen besser vertraut werden kann.

Da die üblicherweise verwendeten Schnitte auf den Zenit und die Qualitätsparameter Λ und β bereits zu sehr reinen Daten mit 81,5% Anteil an Neutrinos geführt haben, wurden die neu eingeführten Steigungsparameter nur auf Daten angewandt, die bisher verworfen wurden. Diese Daten wurden genauso auf den Zenit und den β -Parameter geschnitten, jedoch wurde der Λ -Parameter auf den bisher verworfenen Bereich von -5,4 bis -5,2 beschränkt.

Durch die Einführung des Steigungsparameters kann die Information, die in nichtgetroffenen Optischen Modulen steckt, für die Unterscheidung von Neutrino- und Myon-Ereignissen genutzt werden. Optische Module, die ein Ereignis nicht bemerkt haben, obwohl sie sich in einer besseren Position befunden haben, als solche, die Hits für die Rekonstruktion zur Verfügung gestellt haben, sind ein guter Hinweis darauf, dass das Ereignis fehlrekonstruiert worden ist. Um die Anzahl der bereits identifizierten Neutrinos nicht zu reduzieren, wurden die Schnitte auf den Steigungsparameter nicht auf Ereignisse mit Λ -Werten die größer als -5,2 waren angewandt, sondern nur auf die bisher verworfenen Ereignisse mit kleineren Λ -Werten im Bereich von -5,4 bis -5,2. Dadurch können weitere zusätzliche Neutrino-Ereignisse identifiziert werden, denn in diesem Bereich sind die Spuren der Teilchen noch gut zu rekonstruieren, aber es gibt viel mehr Myon-Ereignisse als Neutrino-Ereignisse. Die Schnitte auf die Steigungsparameter wurden deshalb so gewählt, dass die zusätzlichen selektierten Ereignisse in ihrer Reinheit nicht schlechter sind als dies im alten Sample der Fall war. Dadurch konnten 10% zusätzliche Neutrinos identifiziert werden. Diese Neutrinos stehen nun für alle Analysen zur Verfügung.

Wird man den Steigungsparameter in einem zukünftigen KM3NeT benutzen können? Grundsätzlich sollte man die angestellten geometrischen Überlegungen für jeden Detektor nutzen können. Die Effizienz dieser Maßnahme kann aber nur schwer abgeschätzt werden, da die Optischen Module von KM3NeT anders aufgebaut sein werden. Wahrscheinlich ist es leichter, nur Multi-PMTs für die Rekonstruktion zu benutzen, die über eine gewisse Anzahl an Mindesttreffern verfügen, um so die Untergrundhits hinreichend zu filtern.

8 Tätigkeiten für die ANTARES Kollaboration und den Lehrstuhl

Zu Beginn meiner Arbeit für die ANTARES Kollaboration wurde festgestellt, dass der Zeitpunkt mancher Ereignisse außerhalb des Zeitraums des zugehörigen Runs lag. Ich fand heraus, dass es sich um einen Fehler im Modul „antares-reader“ in der Datei „I3AntReader.cxx“ handelte. Bei der Berechnung der Zeit des Ereignisses kam es in der Zeile

```
unsigned int timestamp_shift = first_timestamp - timestamp_offset_;
```

zu einem „underflow“, der daraufhin das Ergebnis der Zeitberechnung des Ereignisses um 107 s in die Zukunft verschoben hat; 107 s entspricht dem Maximalwert des „unsigned int“ (bei 32 Bit: 4.294.967.296) mit der Länge eines „timestamp“ (25ns) multipliziert (=107,374182400 s). Die Lösung bestand einfach nur darin die Deklaration von „unsigned int“ in „int“ zu ändern.

Des Weiteren habe ich, während mehrerer Schichten im Kontrollraum des Detektors dabei geholfen, den Betrieb des Detektors am Laufen zu halten. Diese Schichten wurde sowohl „Remote“ in Erlangen, als auch vor Ort in La Seyne-sur-Mer durchgeführt.

Daneben habe ich auf diversen Kollaborations-Meetings im In- und Ausland über den Fortschritt meiner Arbeit und meine „Service Task“ berichtet und hielt das „Online-Display“ am Laufen.

Die Methoden zur Analyse des ⁴⁰K-Untergrundes (s. Kapitel 2) wurden von mir im „SeaTray Framework“ implementiert.

Meine Lehrtätigkeit bestand darin das Anfängerpraktikum I und II zu betreuen, sowie die Übungen zur Experimentalphysik I, II und V zu leiten.

9 Quellenverzeichnis

- M. G. Aartsen, M. Ackermann, J. Adams et al.; Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data; *Phys. Rev. Lett.* **113**, 101101 (2014)
- M. G. Aartsen, R. Abbasiac, Y. Abdoux, et al.; PINGU Sensitivity to the Neutrino Mass Hierarchy; *arXiv:1306.5846v1*; Submitted to the Snowmass 2013 Proceedings
- R. Abbasi et al. Ice Cube Collaboration); Measurement of the atmospheric neutrino energy spectrum from 100 GeV to 400 TeV with IceCube; *Phys. Rev. D* **83**, 012001 – Published 5 January 2011
- S. Adrian-Martinez et al.; Searches for clustering in the time integrated skymap of the ANTARES neutrino telescope; *JCAP05(2014)001*
- S. Adrian-Martinez et al.; The Positioning System of the ANTARES Neutrino Telescope; 2012; *arXiv:1202.3894v3*
- S. Aiellod, F. Amelii, M. Anghinolfi et al.; Measurement of the atmospheric muon depth intensity relation with the NEMO Phase-2 tower; 2014; *arXiv:1412.0849 [physics.ins-det]*
- A. A. Aguilar-Arevalo et al., Unexplained Excess of Electron-Like Events From a 1-GeV Neutrino Beam; 2008; *10.1103/PhysRevLett.102.101802*
- J. A. Aguilar, et al.; AMADEUS – The Acoustic Neutrino Detection Test System of the ANTARES Deep-Sea Neutrino Telescope; *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment Volumes 626-627, 2011, 128-143*
- J. A. Aguilar, et al.; Performance of the front-end electronics of the ANTARES neutrino telescope; *Nucl. Instr. and Meth. A* **622** (2010) 59-73; 2010
- G. Allimonti et al.; The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso; 2009; *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **600** (2009) 568–593
- O. v. Baeyer, O. Hahn, und Lise Meitner: „Das magnetische Spektrum der β -Strahlen des Thoriums,“ *Phys. Z.* **13** (1912): 264-266
- V. Barger, Lingjun Fu, J.G. Learned et al.; Glashow resonance as a window into cosmic neutrino sources; *arXiv:1407.3255v2 [astro-ph.HE]* 18 Nov 2014
- I. A. Belolaptikov, L. B. Bezrukov, B. A. Borisovets et al.; Results from the Baikal Underwater Telescope; 1995; *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* **43** (1995) 241-244
- V. Berezhinsky, Extragalactic cosmic rays and their signatures, *10.1016/j.astropartphys.2013.04.001, 2013*
- J. Beringer et al. (Particle Data Group); Particle Physics Booklet; *Phys. Rev. D* **86**, 010001 (2012); 2012; Extracted from the *Review of Particle Physics*
- J. Beringer et al. (Particle Data Group); Review of Particle Physics; DOI: *10.1103/PhysRevD.86.010001; 2012*

M. R. Bowley, E. A. Widder and J. F. Case; Patterns of Stimulated Bioluminescence in Two Pyrosomes (Tunicata: Pyrosomatidae); *Vol. 179, No. 3 (Dec., 1990), pp. 340-350; 1990*

G. Carminati, M. Bazzotti, A. Margiotta, M. Spurio; Atmospheric Muons from Parametric formulas: a fast Generator for neutrinos telescopes (MUPAGE); *Comput. Phys. Commun. 179, 915 (2008)*

P. A. Cherenkov; Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light; *Phys. Rev., 52:378-379, 1937*

D. Clowe, et al.; A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter; *2006ApJ...648L.109C; 2006*

C. L. Jr. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse and A. D. McGuire; Detection of the Free Neutrino: a Confirmation; *Science. 1956 Jul 20;124(3212):103-4.*

G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger; Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the existence of two kinds of Neutrinos; *Physical review letters vol. 9 num. 1; 1962*

C. D. Dermer; Maximum Particle Energies by Fermi Acceleration and the Origin of Cosmic Rays above the Knee; 2001; *arXiv:astro-ph/0012490v3*

E. Fermi; On the Origin of the Cosmic Radiation; 1949; *Physical Review 75, pp. 1169-1174*

D. A. Frail et al.; Does The Crab Have a Shell?; *THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 454: L129 –L132, 1995 December 1*

Berrie Giebels, H.E.S.S. Collaboration; Status and recent results from H.E.S.S; 2013; *2012 Fermi Symposium proceedings - eConf C121028; arXiv:1303.2850v1*

K. Geyer, Measurements of the atmospheric muon rate with the ANTARES Neutrino telescope, 2015

J. P. Gomez-Gonzalez; Timing Calibration of the ANTARES Neutrino Telescope; *Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, 2009; arXiv:0911.3052v1*

K. Greisen; End to the Cosmic-Ray Spectrum?; *Phys. Rev. Lett. 16, 748 (1966); 1966*

Gribov V. and Pontecorvo, B., *Phys. Lett. B28, 493 (1969)*

D. Heck et al.; CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers; *Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA 6019 (1998)*

A. J. Heijboer; Track Reconstruction and Point Source Searches with ANTARES; *PhD thesis (2004); <http://www.nikhef.nl/pub/services/newbiblio/theses.php>*

Ulrich F. Katz for the KM3NeT Collaboration; The ORCA Option for KM3NeT; *XV Workshop on Neutrino Telescopes; arXiv:1402.1022v1; 2014*

Martin Kestel for the IceCube collaboration; Design and Status of IceCube; *Nucl.Instrum.Meth. A535 (2004) 139-142*

- S. A. Khan, et al.; Glacier dynamics at Helheim and Kangerdlugssuaq glaciers, southeast Greenland, since the Little Ice Age; *The Cryosphere*, 8, 1497-1507, 2014
- S. Klein for the IceCube Collaboration; Recent Highlights from IceCube; *arXiv:1311.6519 [astro-ph.HE]*; 2013
- K. Kuzmin, T. Montaruli, I. Sokalski, GENHEN v6r3: implementation of the Glashow resonance and of MUSIC transport code, *ANTARES-Phys/2004-12*; *ANTARES Internal Note*
- A. Leisos; A Feasibility Study for the Detection of Supernova Explosions with an Undersea Neutrino Telescope.; *arXiv:1201.5726v1*
- A. A. Leonov, A. M. Galper, V. Bonvicini et al.; A separation of electrons and protons in the GAMMA-400 gamma-ray telescope; *arXiv:1503.06657*
- Tim Linden et al. THE MORPHOLOGY OF HADRONIC EMISSION MODELS FOR THE GAMMA RAY SOURCE AT THE GALACTIC CENTER; *Submitted to ApJL*, *arXiv:1203.3539v1*
- L. Meitner; Über die β -Strahl-Spektren und ihren Zusammenhang mit der γ -Strahlung; 1922; *Zeitschrift für Physik*, 1922, Volume 11, Issue 1, pp 35-54
- V. C. Rubin, "Structure and Evolution of the Galactic System," *Physics Today* **13**, 12, 32-35 (1960)
- Christian Spiering; Towards High-Energy Neutrino Astronomy; *Eur. Phys. J. H* 37, 515-565 (2012)
- C. Tamburini et al.; Deep-Sea Bioluminescence Blooms after Dense Water Formation at the Ocean Surface; 2013; DOI: 10.1371/journal.pone.0067523
- P. Taylor, et al.; The Effects of AGN Feedback on Present-Day Galaxy Properties in Cosmological Simulations; 2015; *Accepted for publication in MNRAS*; *arXiv:1501.04133v2*
- O. Tibolla; Recent Results from the MAGIC Telescopes; *Proceedings of the 13th ICATPP Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics and Detectors for Physics Applications*; *arXiv:1201.2295v1*; 2013
- C. J. Todero Peixoto, Vitor de Souza and Peter L. Biermann; Cosmic rays: the spectrum and chemical composition from 10^{10} to 10^{20} eV; 2015; *arXiv:1502.00305v1*
- V. Utrobin; Supernova 1987A: neutrino-driven explosions in three dimensions and light curves; *submitted to Astron. Astrophys*; *arXiv:1412.4122v1*; 2014
- Christoph Weniger; A Tentative Gamma-Ray Line from Dark Matter Annihilation at the Fermi Large Area Telescope; 2012; *Prepared for submission to JCAP*; *arXiv:1204.2797v1*
- R. Jeffrey Wilkes; DUMAND AND AMANDA: HIGH ENERGY NEUTRINO ASTROPHYSICS; *ECONF C940808:017*, 1994
- C. Winkler; INTEGRAL – status of the mission; Proceedings "The Extreme and Variable High Energy Sky", Chia Laguna (Cagliari), Italy, September 19-23, 2011; *arXiv:1110.6094v1*
- R. Wischnewski; THE BAIKAL NEUTRINO TELESCOPE – RESULTS AND PLANS; *Int.J.Mod.Phys.A20:6932-6936*, 2005

Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson; Experimental test of parity violation in beta decay; *Physical Review, Band 105, 1957, S.1413-1414*

J. D. Zornoza; Overview of ANTARES results on Dark Matter Searches; *arXiv:1412.0927v1; 2014*

F. Zwicky; Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln; *Helvetica Physica Acta, Vol. 6, p. 110-127; 1933*

Die Feynman Diagramme wurden mit JaxoDraw (<http://jaxodraw.sourceforge.net/>) erstellt.

ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and SLD Collaborations, and LEP Electroweak Working Group, and SLD Electroweak Group, and SLD Heavy Flavour Group, *Phys. Reports 427, 257 (2006)*.

ANTARES collaboration; TOWARDS A LARGE SCALE HIGH ENERGY COSMIC NEUTRINO UNDERSEA DETECTOR; *arXiv:astro-ph/9707136v1 11 Jul 1997*

The ANTARES collaboration; Searches for clustering in the time integrated skymap of the ANTARES neutrino telescope; 2014; *JCAP05(2014)001*

Wikipedia¹:

http://en.wikipedia.org/wiki/Neutrino_oscillation#mediaviewer/File:Oscillations_electron_long.svg

The SNO Collaboration; The Sudbury Neutrino Observatory; *Nucl.Instrum.Meth.A449:172-207, 2000*

KM3NeT Homepage; <http://www.km3net.org/press.php>

KM3NeT Technical Design Report for a Deep-Sea Research Infrastructure in the Mediterranean Sea Incorporating a Very Large Volume Neutrino Telescope; <http://www.km3net.org/TDR/TDRKM3NeT.pdf>

ANTARES collaboration; ANTARES proposal: Towards a large scale high energy cosmic neutrino undersea detector; *arXiv:astro-ph/9707136; 1997*

ANTARES Collaboration; Search for Cosmic Neutrino Point Sources with Four Years of Data from the ANTARES Telescope; *arXiv:1207.3105 [hep-ex]; 2012*

The IceCube Collaboration; Search for a diffuse flux of astrophysical muon neutrinos with the IceCube 59-string configuration; *Phys. Rev. D 89, 062007 (2014); 2013*

ANTARES Collaboration; Search for a diffuse flux of high-energy $\nu\mu$ with the ANTARES neutrino telescope; *Phys.Lett.B696:16-22,2011; 2011*

The MACHO collaboration; The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of LMC Observations; *Astrophys.J. 542 (2000) 281-307; 2000*

Fermi-Lat Collaboration; Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog; *submitted to Astrophysical Journal Supplement Series; arXiv:1501.02003v1; 2015*

Nuclear Data Service

der

IAEA;

<http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/decaysearchdirect.jsp?nuc=40K&unc=nds>

Danke:

Mein Dank geht an den Björn, die Katrin, den Grießi, den Gleixner und die Jutta, für die diversen Späße, die wir zusammen erlebt haben. Besonderer Dank geht an den Uli, den Clancy, den Jürgen, die Unicorns, den Max, meine Eltern, den Klaus und den Krummi. Ihr habt mich immer unterstützt und ohne euch wäre das alles nicht möglich gewesen. Großartig dass es die ANTARES Kollaboration gibt.

Anhang:

Die Auswahl der Runs für diese Arbeit

Alle Daten für diese Arbeit stammen aus den Runs der sogenannten „12 Line“ Periode. Es wurden nur „physics runs“ benutzt. Also Runs die explizit zur Datenanalyse aufgezeichnet wurden. Die Run Nummern reichen von 25863 bis 68655, wobei nicht jede Nummer für dazwischen für einen „physics run“ vergeben wurde. Daneben gab es aber auch Gründe um Runs aus der Verwendung auszuschließen.

Um die gemessenen Daten auswerten zu können, müssen sie mit den simulierten Daten verglichen werden. Deshalb muss auch zu jedem Run ein entsprechender, simulierter Run vorliegen, der die gleichen Bedingungen wie der gemessene Run aufweist. Waren diese Daten nicht vorhanden, so wurden diese Runs verworfen. Im Gegensatz dazu gibt es noch Kalibrierungsruns oder spezielle Test-Runs mit abweichenden Kalibrierungen. Die „physics runs“ wiederum müssen Qualitätskriterien erfüllen. So darf die Triggerrate nur in dem Bereich zwischen einem und zirka zehn Hertz liegen, die Untergrundraten dürfen 200 kHz nicht überschreiten und eine minimale Anzahl von Optischen Modulen muss verfügbar sein (> 80% der theoretisch verfügbaren Optischen Module). Dazu sollte der Run noch eine Laufzeit zwischen 20 min und 3 h haben, da kürzere oder längere Zeiten auf Problem hinweisen könnten, da der Run z.B. von der verantwortlichen Schicht Crew abgebrochen worden ist um das Setup zu ändern.

Zu einem Run (Nr. 26503) gab es keine Simulation der Myonen. Zu einigen simulierten Runs fehlten die Messdaten. Die Runs, zu denen es MC Simulationen gab, aber keine zugehörigen Daten, sind in Tabelle 6.1 aufgelistet.

In einigen Runs hat ein Optisches Modul Funken geschlagen. Diese sogenannten „sparking OM runs“ mussten entfernt werden, da das Optische Modul den gesamten Detektor ausleuchtete und deshalb für die Rekonstruktion wie ein Schauer aussah und zur selben Zeit keine relevanten Ereignisse gemessen werden konnten, da das Optische Modul alles andere überstrahlte. In Tabelle 6.2 werden die Runs in denen Optische Module Funken schlugen aufgelistet.

Des Weiteren wurden alle Runs mit reduzierter Hochspannung, oder reduziertem „Gain“ entfernt, das heißt alle Runs deren Setup „reduced HV“ oder „half gain“ enthielten. Zum einen, weil sich die Optischen Module in diesen Runs in einem nicht vergleichbaren Zustand gegenüber den „normalen“ Runs befinden, zum anderen, weil es für diese Runs keine MC gab.

26319, 26329, 26330, 26403, 27507,
27409, 27466, 27506, 27508, 27513,
27546, 28245, 30168, 30413, 30382,
30412, 30414, 30425, 30458, 30689,
30695, 30732, 31294, 31496, 31543,
31816, 32525, 36520, 37665, 39402,
40184, 40203, 41420, 47885, 49837,
52035

Tabelle 6.1: Liste der Runs zu denen es keine Daten gab.

33608, 33608, 33610, 34663, 35467,
36600, 36666, 36670, 36689, 38347,
38348, 38349, 38351, 38352, 38355,
38357, 38482, 41668, 41671, 42507,
42509, 42511, 43684, 44030, 44035,
44070, 45252

Tabelle 6.2: Liste der „Sparking Runs“