



Fachbereich Physik
Universität Dortmund
Lehrstuhl Experimentelle Physik Vb



Entwurf und Realisierung des AMANDA-Softwaretriggers für das TWR-Datenauslese-System

Dissertation zur Erlangung des
Doktorgrades

vorgelegt von

Timo Messarius

Dortmund, Juli 2006

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Kosmische Strahlung	3
2.1	Die primäre kosmische Strahlung	3
2.2	Atmosphärische Myonen	9
2.3	Atmosphärische Neutrinos	10
2.4	Kosmische Neutrinos	11
2.4.1	Solare Neutrinos	11
2.4.2	Supernova Neutrinos	12
2.4.3	Neutrinos aus Gammastrahlenausbrüchen (GRB)	14
2.4.4	Neutrinos aus Aktiven Galaktischen Kernen (AGN)	15
2.4.5	Neutrinos aus Dunkler Materie	18
3	Der AMANDA/IceCube Detektor	21
3.1	Cherenkov-Licht	21
3.2	Detektionsprinzip	23
3.3	Die Detektoren	24
3.3.1	Der AMANDA-Detektor	27
3.3.2	Das IceCube-Experiment	29
3.4	Die optischen Module	29
3.5	Geometrische Kalibration und Eiseigenschaften	31
4	Die AMANDA-Datenauslese	33
4.1	Die Muon-DAQ	33
4.2	Die TWR-DAQ	36
5	Der AMANDA-Softwaretrigger	41
5.1	Das TWR-DAQ Datenauslese-System	41
5.2	Ein reiner Softwaretrigger	43
5.3	Implementierte Methode des Softwaretrigger	49
5.3.1	Der Softwaretrigger-Algorithmus	50
5.3.2	Vortrigger und externe Trigger	53
5.3.3	Der Volumentrigger	57
5.4	Das Myon-Veto	65

6	Analyse der Softwaretrigger-Daten	69
6.1	Rekonstruierbarkeit der Softwaretrigger-Daten	69
6.2	Untersuchung der Abhängigkeit des Volumentriggers von Zenit- und Azimutwinkel	72
6.3	Vergleich der Myon-Veto Ergebnisse für verschiedene Datensätze	75
7	Integration des AMANDA-Detektors in das IceCube-Experiment	83
7.1	Erster Integrationsschritt	84
7.2	Zukünftige Pläne	87
7.3	IceCube als Veto für AMANDA	88
8	Zusammenfassung und Ausblick	91
A	Feature-Extraction Algorithmus	95
B	Das Payload Format für die TWR-DAQ Trigger	97
C	Zenit- und Azimutverteilung aller Triggerstufen des Softwaretrig- gers	99
D	Verteilung des Myon-Vetos in unterschiedlichen Zenitwinkelberei- chen	101
	Abbildungsverzeichnis	104
	Tabellenverzeichnis	106
	Literaturverzeichnis	107
	Danksagung	115

1

Einleitung

Die Detektoren AMANDA (*Antarctic Muon and Neutrino Detector Array*) und IceCube sind die größten im Betrieb befindlichen Neutrinoobservatorien der Welt. Der AMANDA-Detektor nimmt seit dem Jahr 2000 in seiner jetzigen Form Daten. Mit seinen 677 Photomultipliern im Eis am geografischen Südpol wird das Cherenkovlicht hochenergetischer geladener Leptonen detektiert. Von besonderem Interesse sind dabei Myonen, die aus Wechselwirkungen von Myonenneutrinos entstehen. Seit dem Jahr 2005 wird der AMANDA-Nachfolger, das IceCube-Experiment an gleicher Stelle errichtet. Zurzeit besitzt es etwa das gleiche Detektorvolumen wie AMANDA. In seiner endgültigen Größe wird es ein Volumen von einem Kubikkilometer umfassen.

Damit der AMANDA-Detektor, insbesondere im hochenergetischen Bereich bessere Ergebnisse liefert, und um weitere Schwächen der ursprünglichen Datennahme (DAQ) zu beseitigen, wurde in den Jahren 2001 bis 2004 ein neues DAQ-System aufgebaut und installiert [Wag04].

Die Motivation für diese Arbeit ist die Aufwertung des niederenergetischen Sektors dieser neuen DAQ und die Schwellsenkung des Detektors, um der Lösung des Rätsels der dunklen Materie, auf die Spur zu kommen. Aus diesem Grund wird ein neues Triggersystem auf Basis eines Hardware Vortriggers und anschließendem Softwaretrigger aufgebaut. Es trennt insbesondere bei kleinen Trefferzahlen im Detektor Myonereignisse von zufälligen Rauschereignissen und ermöglicht damit erst die Veränderungen der Schwellen.

Die Dissertation beginnt mit einer kurzen Einführung in die Theorie der Astroteilchenphysik (Kapitel 2). Insbesondere die Prozesse, die zu Signal bzw. Untergrundereignissen in Neutrinoobservatorien führen, werden erläutert.

Darauf folgt die Beschreibung des zugrundeliegenden Detektionsprinzips und der Detektoren AMANDA und IceCube (Kapitel 3). Kapitel 4 geht auf die beiden Datennahmesysteme des AMANDA-Detektors ein und erläutert die Motivation zum Bau eines neuen Datennahmesystems. Insbesondere die Vor-

teile des neuen gegenüber dem alten System werden diskutiert.

Das neu entworfene Triggersystem wird ausführlich in Kapitel 5 behandelt. Es bespricht erst ein komplett auf Software basierendes System und geht dann auf die implementierte Version näher ein. Dabei werden insbesondere die Algorithmen zur Detektion niederenergetischer Ereignisse vorgestellt. Ein Verfahren, Ereignisse aus atmosphärischen Myonen direkt auf Triggerebene zu entdecken und zu markieren wird vorgestellt. Es kann in einer Analyse der Daten bis zu 50% Rechenzeit eingespart werden, die dann für verfeinerte Rekonstruktionen verwendet wird. Kapitel 6 zeigt die Ergebnisse des neuen Systems. Die Rekonstruierbarkeit der dazugewonnenen Ereignisse, die Unabhängigkeit des Softwaretrigger von Zenit- und Azimutwinkel des durchlaufenden Teilchens und die Möglichkeit durch den Marker Untergrund zu vermeiden und gleichzeitig wenig Signal zu verlieren werden erörtert.

Kapitel 7 diskutiert die Zukunft des AMANDA-Detektors, der in das IceCube-Experiment integriert werden soll. Die Durchführung der Integration des bestehenden Systems wird hier beschrieben.

Abschließend wird in Kapitel 8 eine Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit gegeben und ein Ausblick auf die Zukunft und mögliche Erweiterungen des dargestellten Systems aufgezeigt.

2

Kosmische Strahlung

In diesem Kapitel wird die für die Neutrino-Astronomie relevante Theorie skizziert. Dazu wird ein Bogen von der Entdeckung der kosmischen Strahlung bishin zu neueren Erkenntnissen und Theorien über ihren Ursprung geschlagen. Darüberhinaus werden exotischen Teilchen, die WIMPs, die ein Teil der dunklen Materie sein sollen, diskutiert.

2.1 Die primäre kosmische Strahlung

Die kosmische Strahlung wurde vor knapp 100 Jahren von Victor Hess entdeckt [Hes11, Hes12]. In Ballonexperimenten zur Erforschung der ionisierenden Strahlung aus natürlicher Radioaktivität am Erdboden fand er, dass nicht wie vermutet die ionisierende Strahlung mit steigender Höhe ab, sondern zunahm. Somit konnte die ionisierende Strahlung nur aus dem Weltall kommen. Seitdem wurden bei zahlreichen Experimenten und Untersuchungen der kosmischen Strahlung neue bis dahin unbekannte Teilchen und Zusammenhänge im Universum entdeckt.

Die gemessene Ionisation wird von Sekundärteilchen der kosmischen Strahlung erzeugt. Sie entsteht, wenn hochenergetische Teilchen auf Moleküle der oberen Erdatmosphäre treffen. Dabei wird eine Kaskade neuer Teilchen erzeugt, die sich, je tiefer sie in die Atmosphäre dringt, weiter entwickelt. Die erste Wechselwirkung der primären Teilchen ist größtenteils hadronischer Natur und es werden hauptsächlich π^0 , π^\pm , K^0 , K^\pm erzeugt. Beim Zerfall dieser Teilchen entstehen eine Vielzahl von Leptonen und Photonen, wie in Abb. 2.1 schematisch dargestellt ist.

Die primäre kosmische Strahlung setzt sich zusammen aus 87% Protonen, 12% α Teilchen und etwa 1% schwereren Kernen, bis zu Eisen [Lon92]. In dieser Zusammensetzung sind Neutrinos, die auch in einer hohen Anzahl auf die Er-

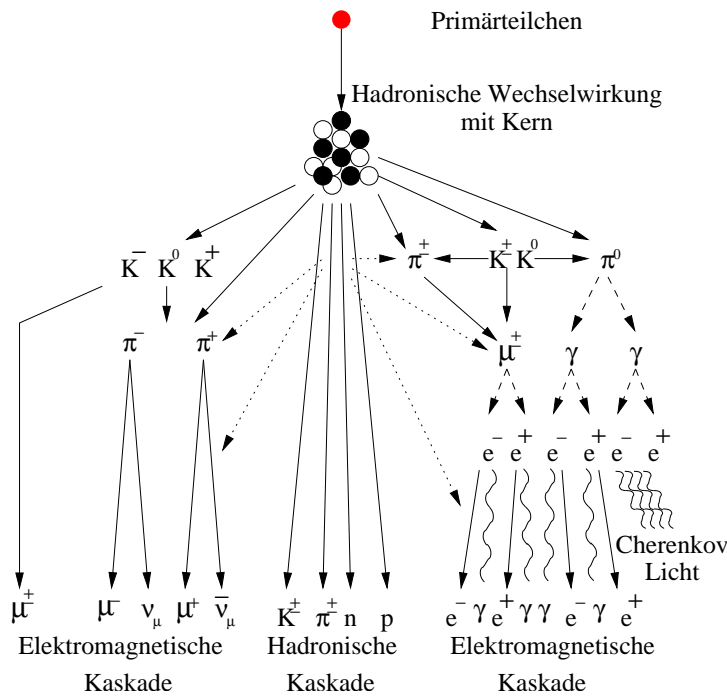


Abbildung 2.1: Skizze eines Teilchenschauers in der Erdatmosphäre ausgelöst durch ein Teilchen der kosmischen Strahlung. Modifiziert aus [Wag04].

de treffen, nicht enthalten, da sie kaum mit Materie wechselwirken und in Detektoren zur Messung geladener kosmischer Strahlung nicht nachweisbar sind. Abgesehen von Neutrinos aus der Sonne [SNO02] und von der Supernova 1987 A [Sup98] wurden noch keine extraterrestrischen Neutrinos auf der Erde nachgewiesen.

Die Teilchenenergie der kosmischen Strahlung reicht von einigen hundert MeV bis zu mehr als 300 EeV. Niederenergetische Teilchen < 10 GeV aus dem Universum werden durch den Sonnenwind und das Erdmagnetfeld abgeschirmt [Gai90]. Das Energiespektrum $\phi(E)$ folgt einem Potenzgesetz und ist in drei Bereiche mit unterschiedlichen spektralen Indizes unterteilt.

$$\phi(E) \propto E^{-\gamma}$$

Bei einer Energie von 10^{15} eV ändert sich der spektrale Index von $\gamma = 2,63$ ($E < 10^{15}$ eV) zu $\gamma = 3,10$ ($E > 10^{15}$ eV). Diese Region wird als das "Knie" bezeichnet. Bei einer Energie von $\sim 10^{19}$ eV wird das Spektrum wieder flacher. Der spektrale Index hat einen Wert von $\gamma \approx 2,75$ [Wie98]. Diese Region heißt "Ferse". Das gesamte Spektrum ist in Abb. 2.2 zu sehen.

Für den Verlauf des Spektrums gibt es verschiedene Theorien. Der Potenzverlauf ist durch das Modell der diffusen Schockbeschleunigung erklärbar. Teil-

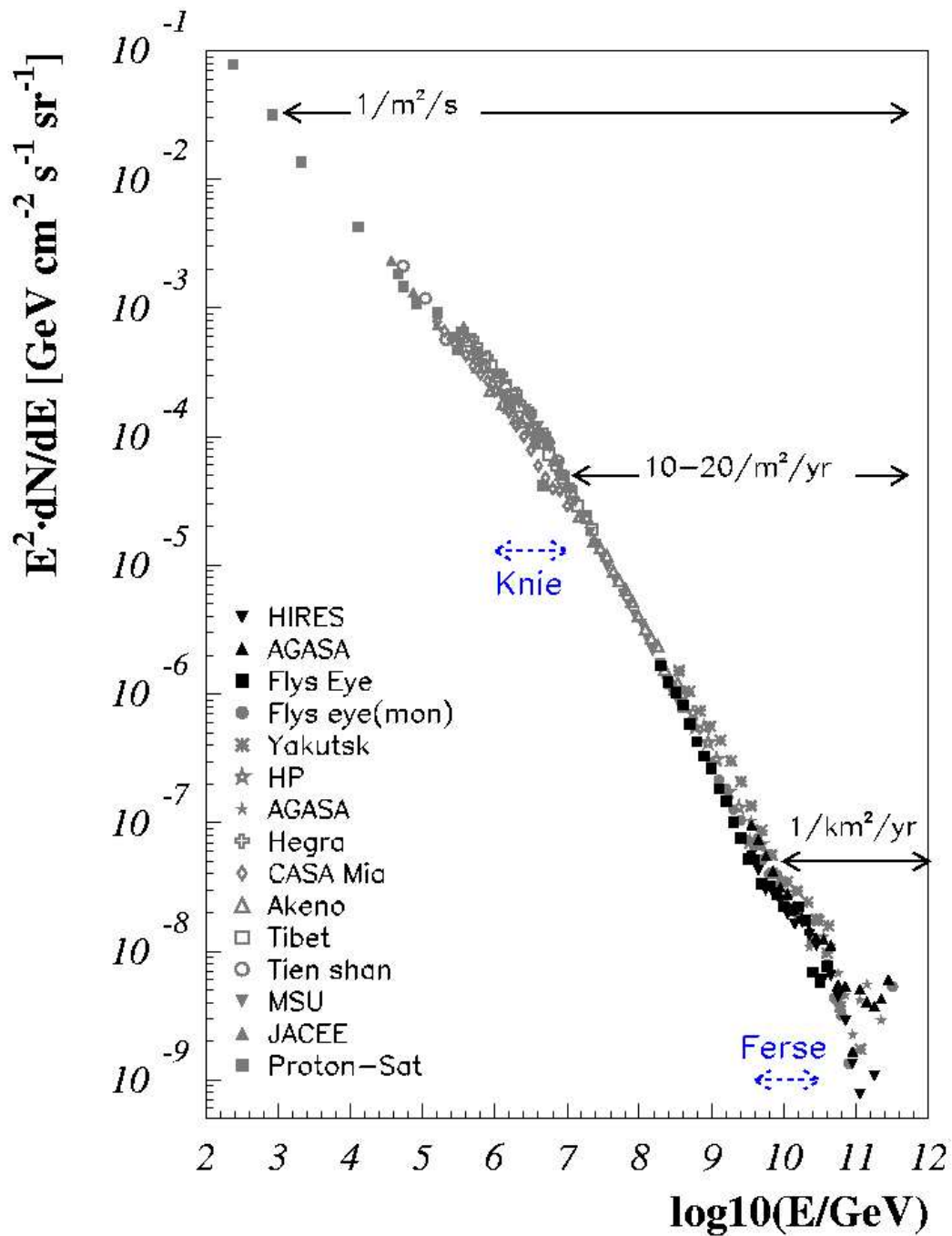


Abbildung 2.2: Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung basierend auf Messungen verschiedener Experimente. Der Fluss wurde mit E^2 gewichtet. Die Zahlen rechts geben die Anzahl der auf der Erde zu erwartenden Teilchen pro Zeitintervall an [Bec06].

chen gewinnen dabei sukzessiv Energie über zyklische Prozesse, wobei die Teilchen in jedem Schritt mit einer konstanten Wahrscheinlichkeit entkommen. Der Energieübertrag ist proportional zur Energie des Teilchens. Die Grundidee zu diesem Modell wurde von E. Fermi aufgestellt [Fer49], weshalb es auch heute noch Fermi Beschleunigung genannt wird. Die Maximalenergie, die bei diesem Prozess erreicht wird, ist abhängig von der Größe der Beschleunigungsregion und dem dort vorherrschenden mittleren magnetischen Feld [Gai90].

Die Einfallsrichtung der auf die Erdatmosphäre treffenden kosmischen Strahlung zeigt nicht zurück auf den Entstehungsort der geladenen Teilchen, da diese auf ihrem Weg von interstellaren Magnetfeldern abgelenkt werden. Bei Teilchen mit Energien bis zur Region des Knies werden Schockwellen von Supernova Explosionen als Entstehungsort angenommen. Sie können Teilchen bis zu einigen PeV beschleunigen. Bei höheren Energien gelten schwere Supernova Überreste als Quellen. In einer ersten Explosion wird die Hülle des Sterns nach außen geschleudert. Dann wird bei einer zweiten Explosion des Zentralsterns Materie in den ersten Ring emittiert, so dass Teilchen in den entstehenden Schockfronten zu noch höheren Energien beschleunigt werden können. Aber auch andere galaktische Quellen, wie etwa Microquasare sind als Beschleuniger bis zu PeV-Energien denkbar [Mir02].

Ein Modell, das den Knick im Spektrum bei 10^{15} eV erklärt, ist das *leaky box model*. Teilchen, die in Quellen der Galaxie erzeugt werden, verweilen durchschnittlich ungefähr $\tau_{esc} \approx 2 \cdot 10^7$ Jahre in der Galaxie, da sie von galaktischen Magnetfeldern gebunden werden [Gai90]. Ab einer bestimmten Energie ist der Gyroradius der Teilchen größer als der Radius der Galaxie, so dass die Teilchen aus der Galaxie entweichen können. Dieser Punkt liegt in unserer Galaxie bei etwa 10^{15} eV, was den Teilchenfluss oberhalb dieser Energie erheblich mindert und das Knie erklären könnte.

Energien oberhalb der Ferse können nicht durch Quellen in unserer Galaxie erzeugt worden sein, da lokale Quellen Teilchen nicht zu genügend hohen Energien beschleunigen können und Teilchen bei diesen Energien auch nicht vom Magnetfeld unserer Galaxie gehalten werden können. Der Teilchenfluss oberhalb der Ferse ist daher extragalaktischer Natur. Eine mögliche Quellklasse sind Aktive Galaktische Kerne (AGN). Heutigen Modellen nach können AGN Teilchen bis zu 10^{20} eV beschleunigen.

Als obere Energie Grenze der kosmischen Strahlung gilt bislang der GZK-Cutoff, der gleichzeitig von K. Greisen [Gre66] in den USA und Zatsepin und Kuzmin [ZK66] in der Sowjetunion berechnet wurde. Der Cutoff liegt bei $\sim 6 \cdot 10^{19}$ eV und entsteht durch die Wechselwirkung von hochenergetischen Protonen mit der 2,7 K Hintergrundstrahlung, γ_{CMB} :



Es entsteht eine Delta Resonanz, die in ein Proton und ein ungeladenes Pion bzw. Neutron und geladenes Pion zerfällt.

Oberhalb der Cutoff-Energie steigt die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für diese Reaktion stark an, so dass Teilchen mit Energien größer als $6 \cdot 10^{19}$ eV Energie verlieren bis ihre Energie unterhalb der Schwelle liegt.

Der GZK-Cutoff konnte bisher noch nicht eindeutig nachgewiesen werden. Das AGASA-Experiment hat mehrere Ereignisse oberhalb der Cutoff-Energie gemessen [Y⁺95], die ein Weiterreichen des Spektrums in Regionen oberhalb des GZK-Cutoff vermuten lassen. Ein weiteres Experiment, HiRes, sieht in seinen Ergebnissen den Abfall im Spektrum und bestätigt den Cutoff [Cao03].

Das Auger Experiment wird momentan in der argentinischen Pampa aufgebaut und dient zur Klärung dieser Frage. Es ist bereits zu 2/3 instrumentiert und der Aufbau wird in diesem Jahr abgeschlossen. Mit dem bisherigen Detektorfeld war noch keines der beiden Ergebnisse auszuschließen [S⁺05].

Sollte das Spektrum oberhalb des GZK-Cutoff weiterreichen, bedeutet dies, dass Quellen, die die Teilchen bishin zu $E > 6 \cdot 10^{19}$ eV beschleunigen innerhalb von 50 Mpc liegen müssen. Alternativ können topologische Defekte in Erdnähe zerfallen und eine Signatur bei $E > 6 \cdot 10^{19}$ eV erzeugen.

Propagation kosmischer Teilchen

In Abb. 2.3 ist schematisch dargestellt, was bei der Propagation der drei verschiedenen Teilchenarten, ν , γ , p, zu beachten ist.

Photonen bieten eine Möglichkeit, astronomische Quellen zu erforschen. Sie stammen von der Oberfläche der Objekte. Dichte Objekte sind überwiegend von Staub- oder Materiewolken umgeben, die einen Teil der Photonen absorbieren oder die Richtung verändern. Auf ihrem Weg zur Erde können Photonen wiederum in interstellaren Staubwolken absorbiert werden. Hochenergetische Photonen mit einer Energie größer $\sim 2 \cdot 10^{14}$ eV wechselwirken mit dem extragalaktischen Hintergrundlicht. Dies bedeutet, dass der Fluss dieser Photonen abgeschwächt wird je weiter sie sich durch den Raum bewegen und je höher ihre Energie ist. Für ein Photon mit $E = 10^{15}$ eV ist der Propagationshorizont 7 kpc [LM00].

Hochenergetische, geladene Teilchen werden auf dem Weg zur Erde von interstellaren Magnetfeldern abgelenkt. Auf der Erde ist deshalb nur ein isotroper Fluss dieser Teilchen aus allen Richtungen zu messen. Erst ab Energien oberhalb von 10^{19} eV sind die Teilchen schnell genug, so dass die Ursprungsinformation erhalten bleibt. Allerdings setzt bei $6 \cdot 10^{19}$ eV die Absorption durch den GZK-Cutoff ein.

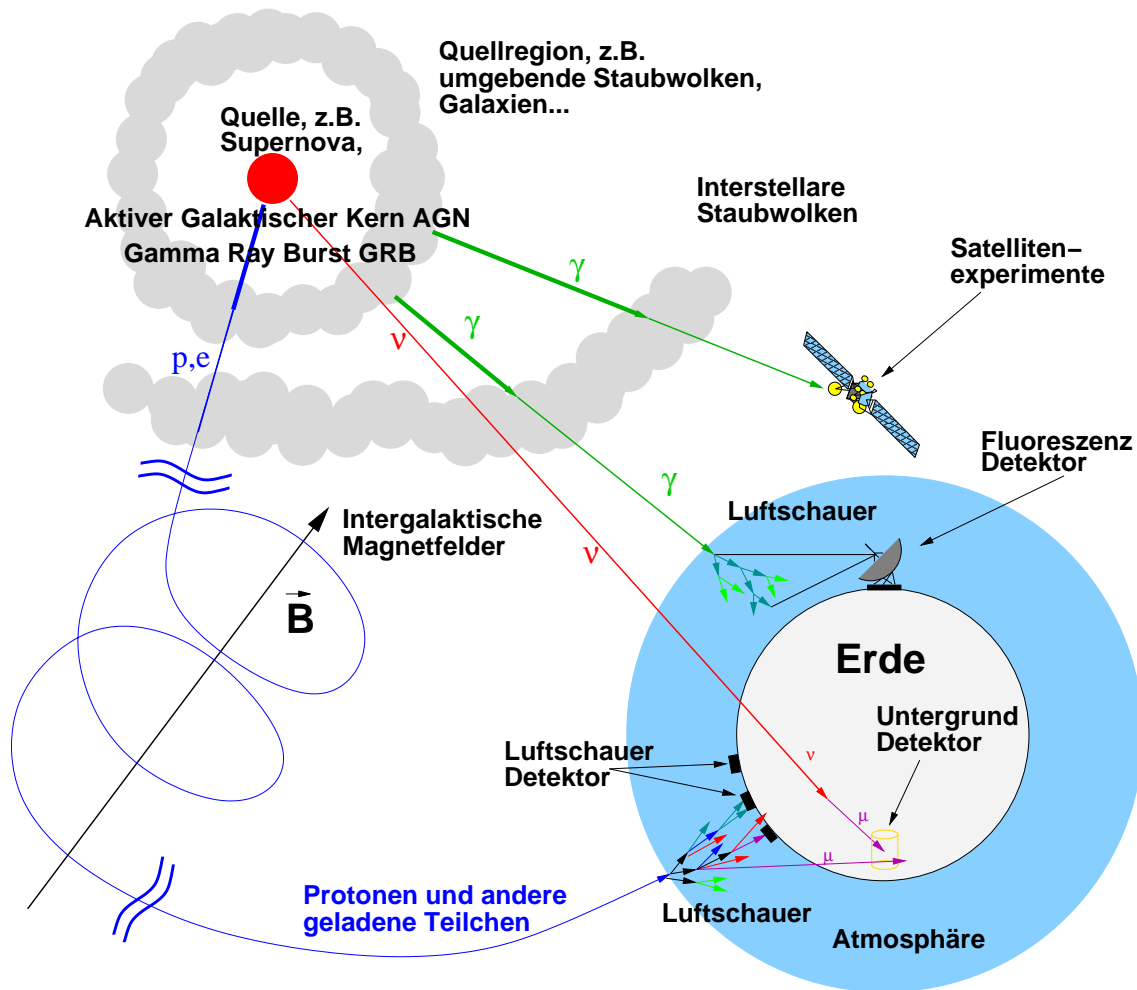


Abbildung 2.3: Überblick der Astroteilchenphysik. Einzig das Neutrino gelangt ungehindert durch Staubwolken und Magnetfelder. Aus [Wag04].

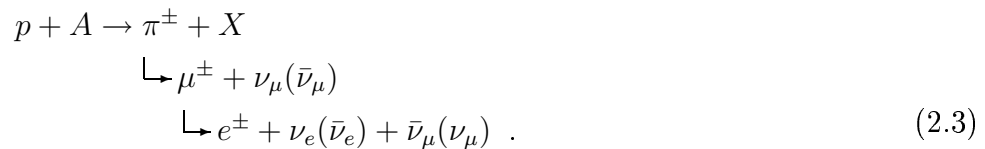
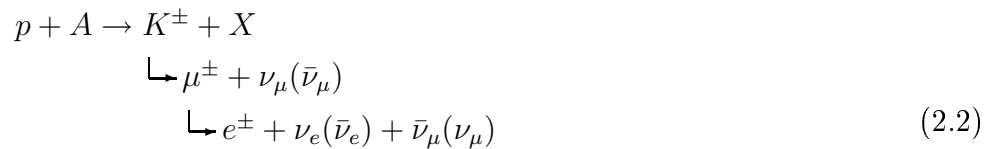
Freie Neutronen zerfallen mit einer Halbwertszeit von $885,7 \pm 0,8$ s [Par04] (ruhende Neutronen). Im Zentrum der Milchstraße werden Neutronen mit sehr hohen Energien erzeugt. Ab $E \geq 10^{18}$ eV können diese die Erde erreichen [GM05]. Dies zeigt, dass nur ein sehr kleiner Teil des Universums mit Neutronen untersucht werden kann. Bisher ist noch keine Beobachtung von gerichteten Neutronen gelungen.

Neutrinos wechselwirken nur schwach mit anderen Teilchen und haben einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt. Sie werden durch interstellare Felder oder Materiewolken nicht beeinflusst und gelangen auf direktem Weg von der Quelle zum Beobachter. Neutrinos, die im Kern eines Objekts erzeugt werden, können ohne Behinderung daraus entkommen. Die Entdeckung der Oszilla-

tion [SNO02, Sup98] von atmosphärischen sowie solaren Neutrinos, lässt auch für kosmische Neutrinos Oszillationen mit einem maximalen Mischungswinkel erwarten. Mit Neutrinos können die bisher unbekanntenen Quellen der kosmischen Strahlung entdeckt werden. Es wird allerdings auf Grund der geringen Wechselwirkung der Neutrinos ein Detektionsvolumen von geeigneter Größe benötigt. Vorhergesagte Quellen für kosmische Neutrinos werden in Kapitel 2.4 behandelt. Zuvor werden Teilchen erklärt, die Untergrundereignisse für die Suche nach kosmischen Neutrinos sind.

2.2 Atmosphärische Myonen

In der Erdatmosphäre wechselwirken die Teilchen der kosmischen Strahlung und produzieren Schauer von Sekundärteilchen. Diese werden in den leptonicen und hadronischen Bereich aufgeteilt, die in Abb. 2.1 dargestellt sind. Die weitere Beschreibung beschränkt sich auf die Teilchen, die Myonen und Neutrinos induzieren. Dies sind hauptsächlich Pionen und Kaonen, die entweder zerfallen oder mit der Atmosphäre wechselwirken. In Zerfällen entstehen aus diesen Teilchen dann Myonen, Myonneutrinos und Elektronneutrinos. Die Zerfallsketten sehen wie folgt aus:



Myonen mit Energien bis zu 10 GeV können in der Atmosphäre zerfallen. Bei höheren Energien erreichen sie den Erdboden. Bis etwa 100 GeV folgt das Spektrum der Myonen dem der kosmischen Strahlung, bei höheren Energien wird es steiler, da ab diesen Energien die Pionen so stark mit der Materie wechselwirken, dass ein beträchtlicher Teil nicht mehr zerfällt. Dies erhöht auch den Anteil der Myonen aus Kaonzerfällen, da diese bis zu Energien im TeV-Bereich dem Spektrum der kosmischen Strahlung folgen [LM00]. Ab etwa einem PeV stammen die meisten Myonen aus Mesonen mit Charmanteil, die quasi instantan zerfallen ohne eine Wechselwirkung zu ermöglichen. Daher werden die daraus entstehenden Myonen prompte Myonen genannt. Abb. 2.4 zeigt den absoluten Fluss an Myonen in Abhängigkeit von der Energie und die Unterscheidung in Myonen aus Pionen, Kaonen (conventional) und prompte Myonen.

Die theoretischen Vorhersagen stimmen mit dem gemessenen Fluss von Myonen am Meeresspiegel überein [Gai90]. Für ein Experiment auf 3 km Höhe ist mit einem etwa doppelt so hohen Fluss zu rechnen.

2.3 Atmosphärische Neutrinos

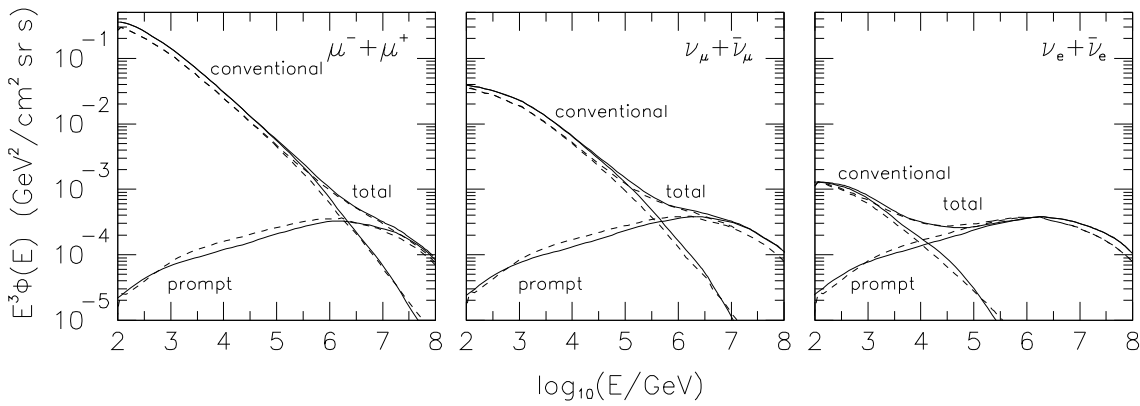


Abbildung 2.4: Vorhergesagter Fluss von atmosphärischen $\mu^\pm, \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ und $\nu_e + \bar{\nu}_e$ aus Zerfällen von Pionen und Kaonen (conventional) und Charmed Mesonen (prompt). Zur Verdeutlichung ist der Fluss mit E^3 gewichtet. Die Linien zeigen zwei unterschiedliche analytische Approximationen. Aus [TIG96].

Atmosphärische Neutrinos entstehen in den gleichen Prozessen wie Myonen und beim Myonzerfall (siehe Formel 2.2 und 2.3). Ihr Fluss ist am Erdboden um ein Vielfaches größer als der der geladenen Teilchen. Sie sind allerdings extrem schwer nachzuweisen, da ihr Wechselwirkungsquerschnitt mit Materie sehr gering ist [Gai90]. Im Bereich zwischen 1 GeV und 3 TeV Neutrinoenergie liegt er für die Produktion von Leptonen bei [Sch97]

$$\sigma \simeq 0.5 \cdot 10^{-38} \cdot E_\nu \text{ cm}^2 / \text{GeV} . \quad (2.4)$$

Atmosphärische Neutrinos liefern den dominanten Anteil zum unterirdischen Neutrinofluss.

Eine Parametrisierung des Spektrums der Neutrinos ist gegeben in [VZ80]. Der Spektrale Index ist mit $\gamma = -3,7$ etwas flacher als der der atmosphärischen Myonen, wie in Abb. 2.4 zu sehen ist. Der Fluss hat eine Zenitwinkelabhängigkeit. Es kommen weniger Neutrinos und Myonen aus vertikaler, als aus horizontaler Richtung. Dies ist damit zu erklären, dass Pionen und Kaonen horizontal längere Zeit durch dünne Atmosphärenschichten fliegen und mehr Zeit haben zu zerfallen.

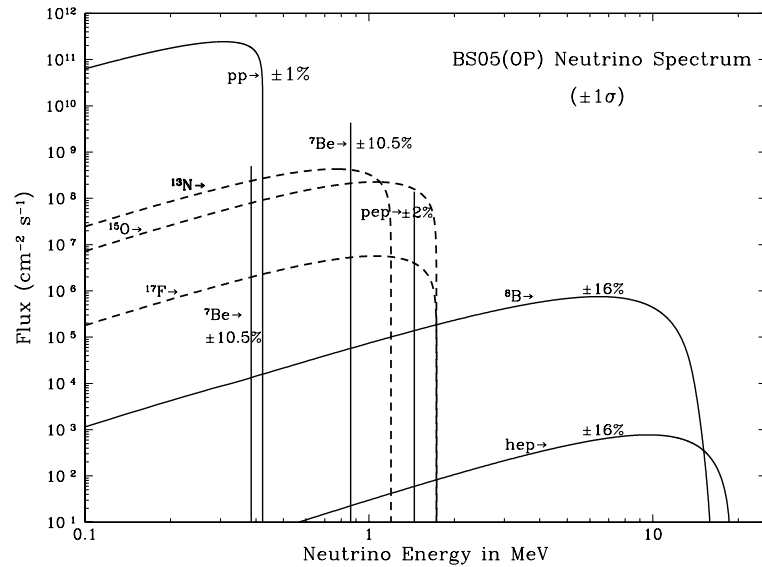


Abbildung 2.5: *Energiespektren solarer Neutrinos aus verschiedenen Fusionsprozessen. Von [BSB05]*

2.4 Kosmische Neutrinos

In diesem Abschnitt werden verschiedene nachgewiesene und potentielle Quellen hochenergetischer kosmischer Neutrinos nach ihrer Entfernung gestaffelt diskutiert. Im letzten Abschnitt geht es um Neutrinos aus exotischen Teilchen, den WIMPs¹.

2.4.1 Solare Neutrinos

Unter dem Begriff „Solare Neutrinos“ werden die bei den Fusionsprozessen in der Sonne entstandenen Neutrinos verstanden. Ihre Energien liegen im MeV-Bereich [SNO02], siehe Abb. 2.5. Dies ist für Neutrino-detektoren wie AMANDA oder IceCube mindestens vier Größenordnungen zu klein. Die untere Energieschwelle für diese Detektoren liegt bei etwa 50 - 100 GeV. Um diese Neutrinos zu untersuchen, wurden Detektoren wie Kamiokande [Suz96] oder SNO [McC04] gebaut.

Eine weitere Quelle für Neutrinos aus der Sonne sind Wechselwirkungen der primären kosmischen Strahlung in der Sonnenatmosphäre, analog zu den Wechselwirkungen in der Erdatmosphäre. Die entstehenden hochenergetischen Neutrinos, durchqueren die Sonne. Da die Dichte in den äußeren Regionen der

¹WIMP = Weakly Interacting Massive Particle

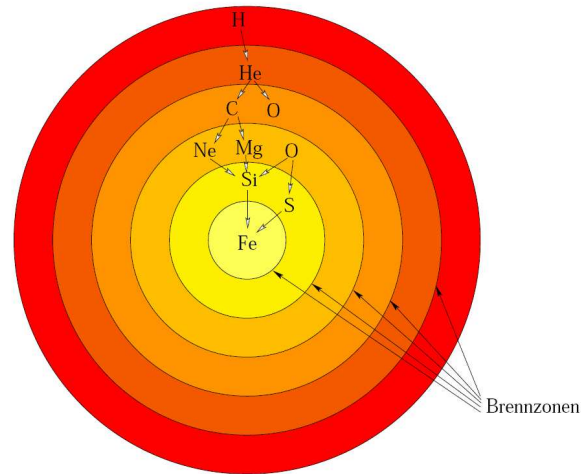


Abbildung 2.6: *Schema des Zwiebelschalenmodells der Fusionsprozesse in einem Stern. Aus [Fes04]*

Sonne sehr gering ist, können die Sekundärteilchen lange Strecken überwinden, in denen sie nicht wechselwirken und direkt zerfallen. Dies bewirkt, dass der spektrale Index des Spektrums dem der Primärstrahlung folgt. Oberhalb einer Energie von 10 TeV sind aus Richtung der Sonne nachweisbare Flüsse zu erwarten [HML00]. Für AMANDA liegen die erwarteten Ereignisse pro Jahr bei etwa 0,1 - 0,3 Myonenneutrinos und 0,08 - 0,1 Taunneutrinoereignissen. Die Raten erhöhen sich deutlich für Kubikkilometer Detektoren wie IceCube, hier werden 4 - 6 Taunneutrinos pro Jahr erwartet [HML00].

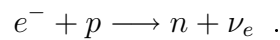
2.4.2 Supernova Neutrinos

Ein Stern befindet sich zunächst aufgrund der Kernfusion von Wasserstoff zu Helium im Innern nach Fusionsbeginn im thermodynamischen Gleichgewicht zwischen der Gravitationskraft und dem Strahlungsdruck. Wenn der Wasserstoff fast verbraucht ist, endet der Fusionsprozess und der Strahlungsdruck kann die Gravitationskraft nicht mehr kompensieren, so dass der Stern kollabiert. Bei ausreichender Masse, bzw. Dichte, kann der nächste Fusionsprozess von Helium in Kohlenstoff und Sauerstoff in Gang gesetzt werden. Diese Zyklen können bei ausreichender Masse bis zur Produktion von Eisen führen, siehe Abb. 2.6. Schwerere Kerne können bei der Fusion nicht hergestellt werden, da nur bis zum Element Eisen Energie bei der Fusion frei wird. Für die Fusion von Eisen werden Sterne mit mindestens 8 Sonnenmassen benötigt. Die Fusionsprozesse in schweren Sonnen ähneln dem Aufbau einer Zwiebel. Ist ein Element im Kern verbraucht, und der Stern schwer genug, beginnt im Innern

die nächst höhere Fusion, während außen die leichteren Elemente fusioniert werden, siehe Abb. 2.6.

Neutrinos werden in Supernovae des Typs Ib, Ic und II erwartet. Sie basieren auf den oben beschriebenen Sternen. Die Unterscheidung der Klassen ist historisch bedingt. In Supernovae des Typs zwei sind in den Spektrallinien alle Elemente der Fusionskette im Spektrum zu finden. Bei Typ Ib Supernovae ist vor der eigentlichen Explosion die äußere Schicht mit allen Wasserstoff Atomen abgesprengt worden, so dass diese Linien im Spektrum fehlen. Beim Typ Ic fehlen zusätzlich noch die Heliumlinien. Alle drei Typen von Supernova Explosionen basieren auf dem folgenden Prozess.

In Sternen mit mehr als 8 Sonnenmassen kann der Eisenkern bis etwa 1,2 Sonnenmassen anwachsen. Bei dieser Masse ist die Gravitation so stark, dass der Eisenkern in sich zusammenfällt. Dies erzeugt Dichten von bis zu $\sim 10^{10} \text{ g/cm}^3$. Bei solchen Bedingungen startet ein Prozess, der Deleptonisierung genannt wird:



Elektronen und Protonen verbinden sich zu Neutronen und senden dabei Neutrinos aus. Während dieses Prozesses wird die äußere Hülle abgesprengt, was auch als Supernovaexplosion bezeichnet wird. Übrig bleibt ein Neutronenstern und ein Neutrinoausbruch, der trotz der geringen Wechselwirkung der Neutrinos durch die grosse Dichte der umliegenden Materie ein paar Sekunden in der Supernova aufgehalten wird [A⁺02b, B⁺91]. Während des gesamten Prozesses heizt sich der Kern auf, es entstehen Photonen, die Elektron - Positron Paare erzeugen, welche wiederum Neutrino - Antineutrino Paare erzeugen können, die aus dem Stern entweichen.

Aus den Supernova Typ Ia werden keine Neutrinos erwartet, da hier keine Deleptonisierung zu einem Neutronenstern stattfindet. Supernovae des Typs Ia basieren auf weißen Zwergen, die in einem Doppelsternsystem vom Partnerstern Materie absaugen. Ist die Chandrasekhar-Masse erreicht beginnt in diesen Sternen der Kollaps zu einem Neutronenstern. Dieser wird allerdings durch die einsetzende Fusion von Kohlenstoff aufgehalten. Der Strahlungsdruck sprengt den Stern und verursacht die Supernova Explosion [NRH02].

Die Theorie besagt, dass Neutrinos aus einer Supernova Minuten bis hin zu Stunden vor der optischen Explosion detektiert werden können. Dies wurde bei der SN 1987A bestätigt. Neutrinodetektoren können demnach als Frühwarnsystem für optische Detektoren und Photonexperimente dienen, um Supernovaexplosionen von Beginn an zu beobachten [A⁺02b].

Ein weiterer Vorteil der Neutrinodetektoren ist ihre 2π Sensitivität über den gesamten Himmel. Sie können nach erfolgreicher Detektion eine Warnung an optische-, γ - oder Röntgenteleskope senden, damit diese, im Sichtfeld begrenzten, Detektoren sich auf die detektierte Supernova ausrichten.

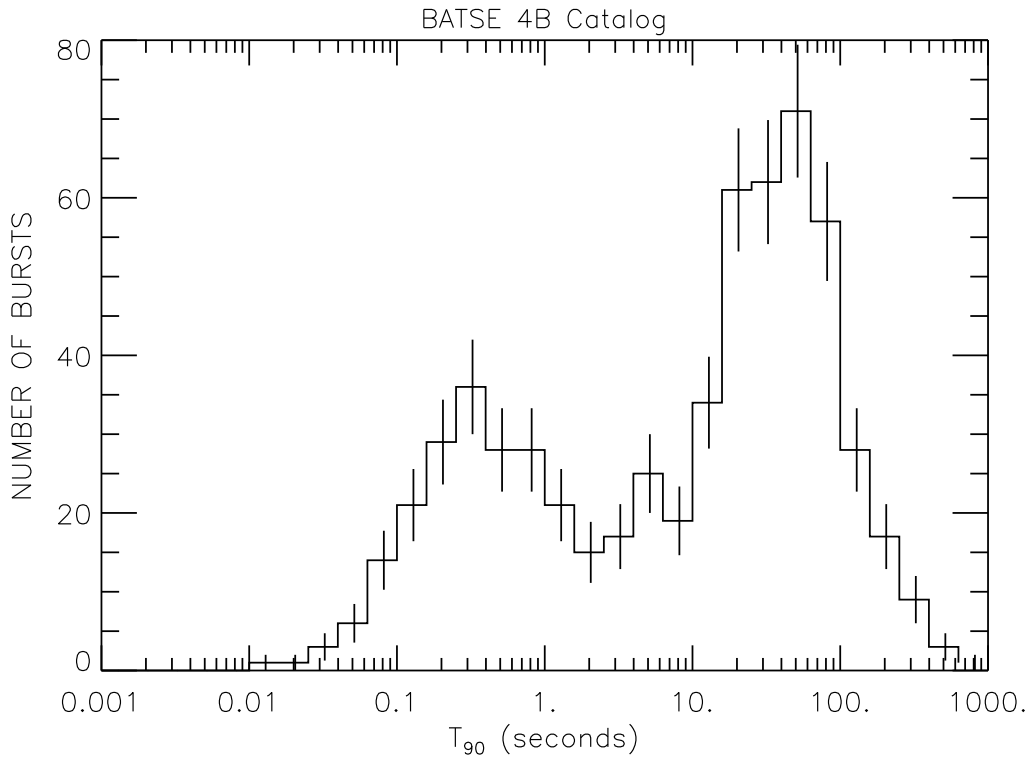


Abbildung 2.7: Zeitliche Verteilung von GRBs. Es sind deutlich die zwei unterschiedlichen Populationen zu erkennen. [P⁺99a, P⁺99b]

2.4.3 Neutrinos aus Gammastrahlenausbrüchen (GRB)

GRBs, im Englischen *Gamma Ray Bursts*, wurden im Jahr 1967 von Militärsatelliten entdeckt. Sie treten zufällig verteilt über den gesamten Himmel auf und sind hochintensive Emissionen von γ -Strahlung. Die Länge der Ausbrüche variiert von einigen Millisekunden bis hin zu 100 Sekunden, was auf eine relativ kleine, kompakte Quelle schließen lässt. All dies deutet darauf hin, dass die Quellen extragalaktischen Ursprungs sind. Es wird etwa ein Ereignis pro Tag detektiert [P⁺99c].

Der SWIFT Satellit wurde im November 2004 speziell zur Detektion und Vermessung von GRBs gestartet [B⁺05]. Untersuchungen ergaben zwei Populationen von GRBs, die eine mit relativ kurzen Ausbrüchen von einigen 100 ms und eine zweite Population, bei der die Ausbrüche in der Größenordnung von 30 - 40 Sekunden liegen [Pir04], siehe Abb. 2.7. Die exakte Trennung wird bei 2 Sekunden vorgenommen. Bei vielen GRBs ist ein Nachglühen zu beobachten, welches der prompten Photonemission folgt. Das Nachglühen ist typischerweise im gesamten Photonspektrum - Radio bis Röntgen - zu beobachten. Bei den

langandauernden Ausbrüchen können Teleskope dieses Nachglühen detektieren und so die Entfernung zu den Objekten über ihre Rotverschiebung messen. Mit SWIFT war es nun möglich, auch für einige kurze GRBs das Nachglühen zu beobachten [H⁺05, V⁺05, G⁺05]. Im Vergleich zu langen GRBs, die im Mittel bei $z \sim 2$ liegen, werden kurze GRBs bei relativ kleinen Rotverschiebungen beobachtet ($z \sim 0,1$). Aus den Beobachtungen lässt sich ableiten, dass kurze GRBs vermutlich bei Verschmelzungen von zwei Neutronensternen in einem Binärsystem entstehen [H⁺05, V⁺05, G⁺05].

Die Luminosität von GRBs ist mit 10^{52} erg sehr hoch². Das favorisierte Modell zur Erklärung der GRB Phänomenologie ist das *Fireball Modell* [Pir04]. Der GRB vom 29. März 2003 konnte mit der Supernova SN 2003 dh identifiziert werden [M⁺03]. Dies bedeutet, dass die langandauernden GRBs hochenergetische Jetausbrüche in Supernova Ic Explosionen sind. Diese enorme Schockwelle könnte Protonen beschleunigen, die wiederum Pionen erzeugen, welche in Neutrinos zerfallen. Somit sind GRBs interessante Quellen für die Neutrinoastrophysik. Linie (2) in Abb. 2.8 zeigt eine Vorhersage für den diffusen Fluss dieser Neutrinos berechnet durch ein Modell von Waxman und Bahcall [WB99].

Bisher wurden keine Neutrinos aus GRBs detektiert, da die Sensitivität aktueller Hochenergieneutrinoexperimente nicht ausreicht. Mit IceCube sollte es möglich sein Neutrinos aus GRBs zu detektieren. Die IceCube Sensitivität für 5 Jahre Messzeit in Abb. 2.8 kommt in die Regionen der aktuellen Vorhersagen.

2.4.4 Neutrinos aus Aktiven Galaktischen Kernen (AGN)

AGN sind die leuchtstärksten Objekte im Universum. Aktuellen Theorien nach bestehen sie aus einem supermassiven Schwarzen Loch, mit $10^6 - 10^{10}$ Sonnenmassen [K⁺05], im Zentrum von Galaxien, welches Materie akkretiert und einen Teil in zwei Jets senkrecht zur Akkretionsebene ausstößt.

In der Rotationsebene bildet die gravitativ angezogene Materie eine Akkretionsscheibe aus. Je näher die Materie dem Schwarzen Loch kommt, desto heißer wird sie und strahlt dabei Photonen ab, die von der Erde aus beobachtet werden können. Die Energien können bis in den TeV-Bereich reichen [Man97]. Um die Akkretionsscheibe herum liegt ein Staubtorus, aus dem weitere Materie angesogen wird. In den Jets können Schockfronten entstehen, in denen Teilchen zu hohen Energien beschleunigt werden.

Eine AGN kann mit verschiedenen Methoden beobachtet werden. Die Akkretionsscheibe emittiert Licht im UV- und optischen Wellenbereich, im Torus werden Infrarotlicht und Radiostrahlung ausgesandt. Je nachdem wie die AGN zur Erde ausgerichtet ist, wurden ihr, historisch bedingt, unterschiedliche Namen gegeben, siehe Abb. 2.9. Zeigt der Jet direkt in Richtung Erde, heißen die

²1 Joule = 10^7 erg

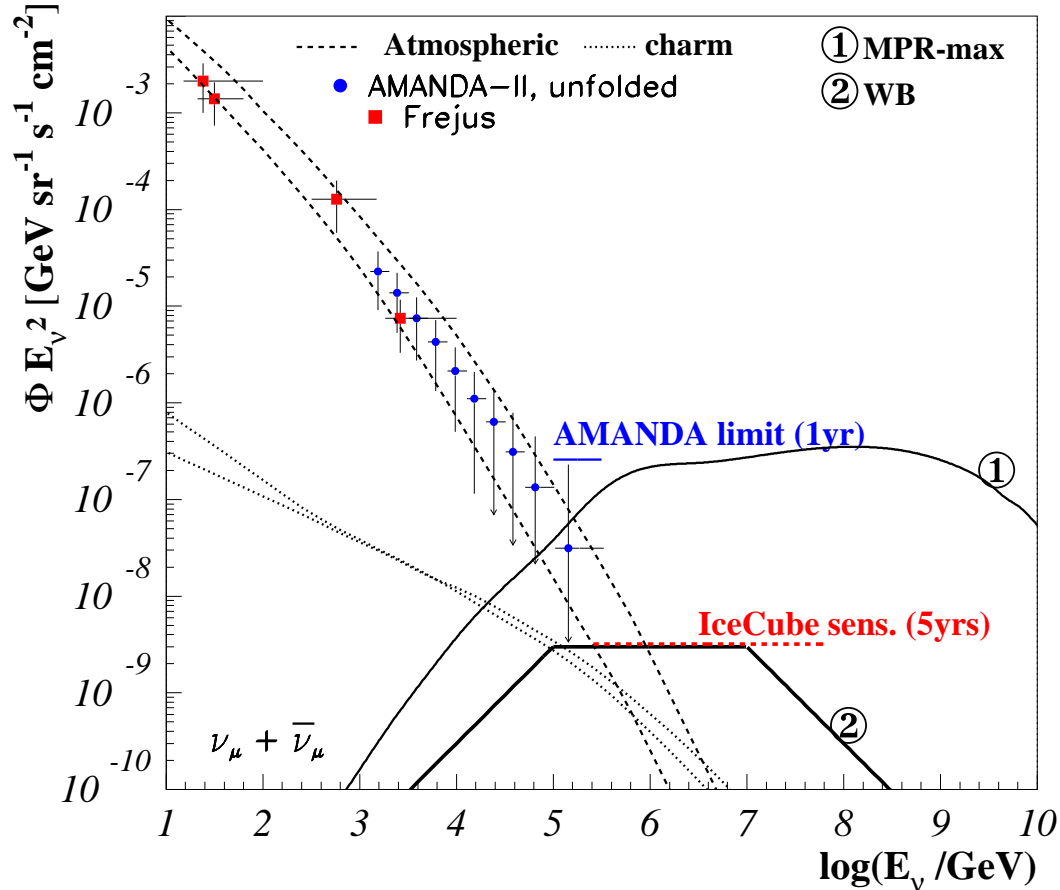


Abbildung 2.8: Der Graph zeigt verschiedene Flussvorhersagen für Myon-neutrinos. (1) Proton - γ Wechselwirkungen in Blasaren nach einem Modell von Mannheim, Protheroe und Rachen (MPR) [MPR01]. (2) Modell für GRB Neutrinos von Waxman und Bahcall [WB99]. Gestrichelt sind die Berechnungen des Atmosphärischen Flusses der Myonneutrinos für horizontalen und vertikalen Einfall [VZ80]. Die gepunkteten Linien zeigen den Anteil von prompten Neutrinos [MRS03]. Die quadratischen Punkte zeigen die Frejus Daten für den atmosphärischen Myonneutrinofluss [DR⁺95]. Die Punkte sind Daten des AMANDA Detektors und ein Limit auf den Fluss kosmischer Neutrinos [M⁺05b]. Die IceCube Sensitivität stammt aus [A⁺04].

Objekte Blasare. Sind die Jets senkrecht zur Achse AGN - Erde ausgerichtet, werden sie Radiogalaxien genannt. Eine genaue Erklärung und Klassifizierung der einzelnen Gruppen von AGN kann u. a. in [Gro06] nachgelesen werden.

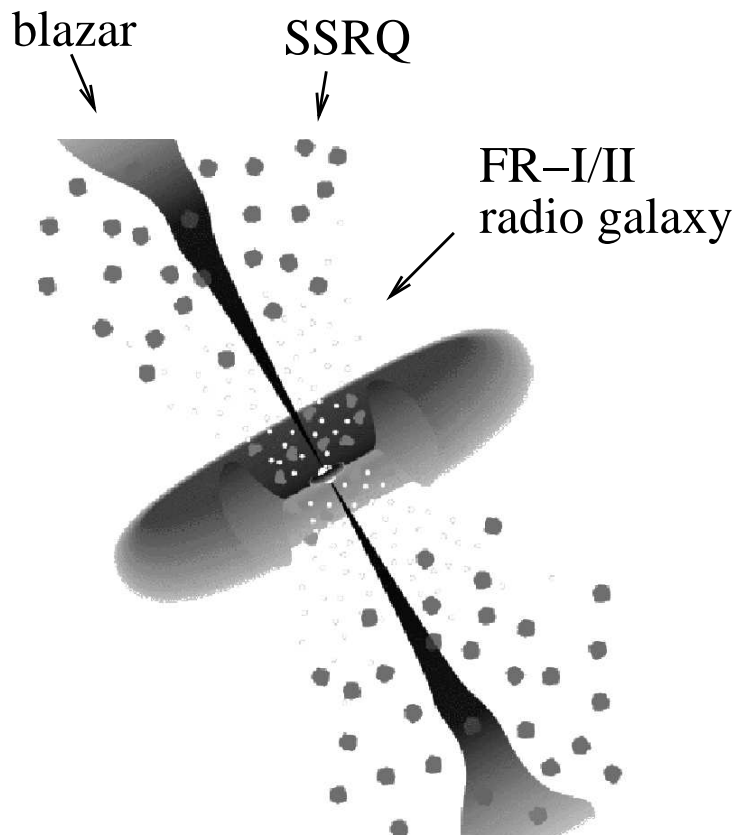


Abbildung 2.9: *Schema einer AGN. Aus verschiedenen Richtungen beobachtet hat sie historisch bedingt unterschiedliche Namen [UP95].*

Die genauen Prozesse innerhalb von AGN sind bisher nicht verstanden. Es ist nicht klar, ob Leptonen oder Hadronen die dominante Quelle der detektierten Strahlung sind. Im Fall der Hadronen sollte es einen signifikanten Fluss von Neutrinos aus diesen Quellen geben. Die Entdeckung einer Neutrinoquelle würde diese Frage beantworten. In Abb. 2.8 zeigt das Modell (1) einen vorhergesagten Fluss an Neutrinos aus AGN [MPR01].

Die theoretischen Annahmen ergeben, wie an Modell (1) zu sehen, über einen weiten Bereich ein Spektrum, das einem E^{-2} Potenzgesetz folgt. Der Fluss wurde in diesem Graphen zur Verdeutlichung mit der quadrierten Energie multipliziert. Das eingezeichnete AMANDA-Limit [M⁺05b] ist ebenfalls eine horizontale Linie, da in der Berechnung ebenfalls ein spektraler Index von $\gamma = 2$ angenommen wird.

Auch aus AGN wurden noch keine Neutrinos entdeckt. Doch die Limits der Detektoren sind nahe an den Vorhersagen und könnten diese mit einer höheren Statistik bald testen.

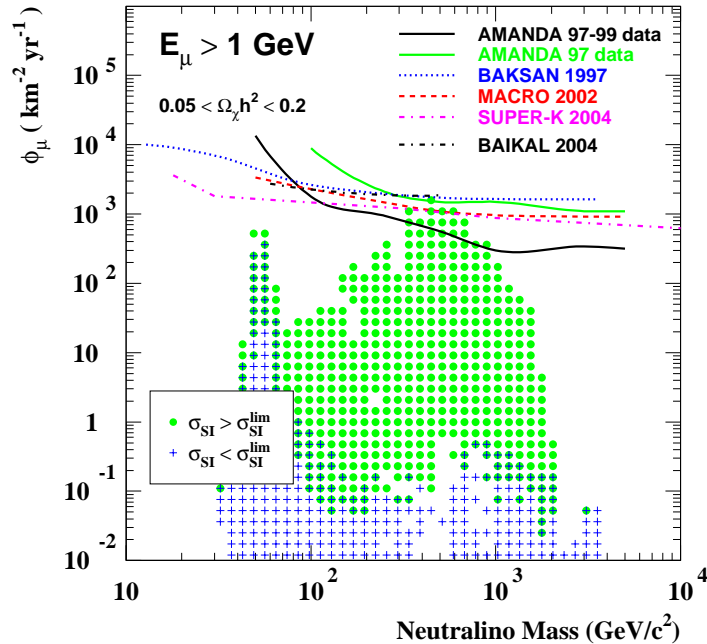


Abbildung 2.10: Limits auf den Myonfluss aus Neutralinoannihilationen im Zentrum der Erde aus verschiedenen Experimenten. Das Limit aus drei Jahren AMANDA Daten liegt in weiten Teilen deutlich unter denen älterer Experimente. [IC06]

2.4.5 Neutrinos aus Dunkler Materie

Eine der interessantesten Fragen dieser Zeit im Bereich der Astrophysik ist die nach dem Ursprung der Dunklen Materie, die mehr als 80% der gravitativ wechselwirkenden Materie im Universum ausmacht. Sie ist nicht sichtbar, zeigt sich aber im Verhalten von Sternen und Galaxien. Bisher konnte die Dunkle Materie noch nicht identifiziert werden, weshalb es eine Vielzahl von Theorien gibt, woraus sie besteht. Eine davon ist die der Supersymmetrie. Das leichteste stabile Teilchen in Varianten dieser Theorie ist das Neutralino, welches nur schwach wechselwirkt. Der Oberbegriff für diese Teilchen ist WIMPs, *Weakly Interacting Massive Particle* (schwach wechselwirkende massive Teilchen). Die erlaubte Teilchenmasse liegt im Bereich von 30 GeV bis zu einigen TeV [EG97]. Auf dem Weg durch Materie können die WIMPs durch elastische Stöße mit Nukleonen Energie verlieren. Durch ihre gravitative Wechselwirkung sollten sie sich im Innern von Sternen und Planeten ansammeln. Dort könnten die WIMPs miteinander wechselwirken und annihilieren, wobei auch Neutrinos

entstehen [A⁺02a]. Es wird deshalb nach einem Überschuss von Neutrinos aus Richtung der Sonne bzw. der Erde gesucht [Eks04]. Für die Detektion dieser Teilchen ist eine besonders niedrige Energieschwelle wichtig, da die Teilchen relativ kleine Massen haben können. Die aktuellen Limits sind in Abb. 2.10 zu sehen.

Der in dieser Arbeit behandelte Softwaretrigger und die damit verbundenen Veränderungen an der TWR-DAQ, die in den Kapitel 4 und 5 beschrieben werden, erbrachten eine erhebliche Verringerung der unteren Energieschwelle und führen damit bei zukünftigen Analysen zu verbesserten Ergebnissen.

3

Der AMANDA/IceCube Detektor

In diesem Kapitel werden die Nachweismethoden für Neutrinos und die Detektoren AMANDA und IceCube näher beschrieben.

Der Beginn der Suche nach hochenergetischen Neutrinos in Wasser-Cherenkov-Detektoren stellt das DUMAND-Experiment [Gri92] vor der Küste von Hawaii, Ende der achtziger Jahre, dar. Es folgte das Baikal-Experiment [S⁺90] in Sibirien, das als erstes atmosphärische Neutrinos detektiert. Im Jahr 1994 beginnt mit ersten Studien das AMANDA-Neutrino-Experiment [A⁺01, A⁺00] am geografischen Südpol.

Anders als bei den bisherigen Experimenten wird als Detektionsmedium Eis und nicht Wasser verwendet. Der komplette AMANDA-II Detektor läuft seit dem Jahr 2000 und zeigt, dass die Detektion und Rekonstruktion von Neutrinos möglich ist. Da bisher noch keine extraterrestrischen Neutrinos mit AMANDA gefunden wurden, begann im Jahr 2005 der Bau des ein Kubikkilometer großen IceCube-Detektors [Yos05], der mittlerweile das größte Neutrino-Teleskop der Welt ist.

Im folgenden wird ein Überblick über den Nachweis von Neutrinos und die Details der AMANDA und IceCube Neutrino-Teleskope gegeben.

3.1 Cherenkov-Licht

Der Cherenkov-Effekt ist ein relativistischer Effekt, bei dem Photonen, die bei der Interaktion von relativistischen Teilchen mit Materie entstehen, in Richtung des Teilchens beschleunigt werden. Der Abstrahlwinkel ist nahezu konstant, so dass die Photonen zur Richtungsbestimmung der Teilchen benutzt werden können. Im Folgenden wird dieser Effekt näher beschrieben.

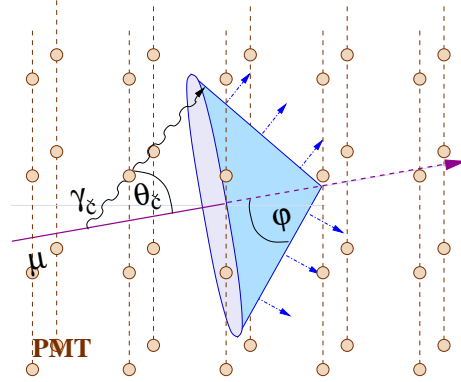


Abbildung 3.1: Cherenkovkegel eines Myons mit dem Öffnungswinkel φ und dem Abstrahlwinkel θ_{Ch} , beim Durchgang durch ein dreidimensionales Detektorarray.

Das Cherenkov-Licht entsteht, wenn geladene Teilchen sich mit einer Geschwindigkeit $|\vec{v}|$, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im jeweiligen Medium, bewegen.

$$|\vec{v}| = \beta \cdot c > \frac{c}{n} \quad (3.1)$$

In Formel 3.1 steht n für den Brechungsindex des Mediums, c ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum [Per00] und β ist das Verhältnis von v und c . Der Brechungsindex n beträgt in Eis, bei einer Wellenlänge von 400 nm, etwa 1,32.

Um bei diesen Bedingungen Cherenkovstrahlung auszusenden, werden Myonen mit einer Mindestenergie E von 160 MeV benötigt. Der Abstrahlwinkel der Cherenkov-Photonen berechnet sich wie folgt [MS53]:

$$\theta_{\check{c}} = \arccos \frac{1}{\beta n} . \quad (3.2)$$

Dabei bilden sie einen Kegel mit dem Öffnungswinkel φ [Jac62].

$$\varphi = \operatorname{arccot} \left(\sqrt{\beta^2 n^2 - 1} + \frac{dn}{d\omega} \frac{n \omega \beta^2}{\sqrt{\beta^2 n^2 - 1}} \right) \quad (3.3)$$

ω beschreibt die Frequenz der Cherenkov-Photonen. Für Myonen, mit einer Energie oberhalb der Detektorschwelle von etwa 10 GeV, gelten folgende Werte: $\beta \approx 1$, $\theta_{Ch} \approx 40^\circ$, $\varphi \approx 50^\circ$. Die Anzahl der emittierten Cherenkov-Photonen kann über die Frank-Tamm Formel [Jac62] berechnet werden:

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

mit $\alpha = 1/137$ der Feinstrukturkonstante. Das messbare Wellenlängenband ist durch die Transparenz des Eises und die Sensitivität der Photomultiplier auf einen Bereich zwischen 300 nm und 500 nm beschränkt. Damit ergibt sich ein Fluss von etwa $\frac{dN}{dx} \approx 200$ Photonen/cm und ein Energieverlust von etwa $\frac{dE}{dx} \approx 400 \text{ eV/cm}$.

Im Vergleich mit stochastischen Energieverlusten, durch Kernwechselwirkung, Bremsstrahlung und Paarbildung, und Verlusten durch Ionisation ist dies zu vernachlässigen. Oberhalb einer kritischen Energie von $\sim 600 \text{ GeV}$ dominieren die drei stochastischen Energieverluste. Sie bewirken eine Abnahme um $\sim 2 \cdot 10^6 \text{ eV/cm}$. Dabei entstehen Sekundärteilchen, die wiederum Cherenkov-Licht produzieren.

3.2 Detektionsprinzip

Neutrinos sind in Detektoren nicht direkt nachzuweisen. Sie müssen vor oder in einem Detektor wechselwirken und sich in einer CC^1 Wechselwirkung in ein Lepton umwandeln oder in einer NC^2 Wechselwirkung Energie abgeben. Die geladenen Leptonen sind über ihre Energieverluste, wie die Cherenkov-Strahlung, Ionisation, Paarproduktion, Bremsstrahlung, Kernwechselwirkung, detektierbar. Um mit Hilfe des Cherenkov-Effektes eindeutige Signaturen nachzuweisen, werden große Volumina optisch durchlässiger Medien benötigt, die mit Photomultipliern bestückt sind.

Die drei bekannten Neutrinosorten, Elektron-, Myon- und Tauneutrino, hinterlassen drei verschiedene Signaturen in einem Eis/Wasser Cherenkov-Detektor.

$$\nu_l + n \longrightarrow p + l, \quad l = e, \mu, \tau$$

Wechselwirkt ein Elektronneutrino im Detektor, entsteht ein Elektron, das direkt in eine elektromagnetische Kaskade übergeht. Das dabei emittierte Licht trifft die Photomultiplier wie eine Kugelwelle.

Das Myonneutrino ist die am besten detektierbare Neutrinosorte, weil die aus ihnen entstehenden Myonen ihre Energie langsamer abgeben und somit eine lange Spur im Detektor hinterlassen. Die Myonen haben eine Reichweite von mehreren Kilometern und werden von Cherenkov-Licht Kegeln begleitet.

Die dritte Neutrinosorte, die Tauneutrinos, lassen sich erst ab Energien im PeV-Bereich von den Signaturen der Elektronneutrinos unterscheiden. Bei ihren Wechselwirkungen entsteht eine Teilchenkaskade und ein Tauon, das aufgrund seiner niedrigen Lebensdauer kurze Zeit später in einer weiteren Teilchenkaskade zerfällt. Mit höherer Energie des Tauneutrinos steigt auch der

¹Charged Current, dt.: geladener Strom

²Neutral Current, dt. neutraler Strom

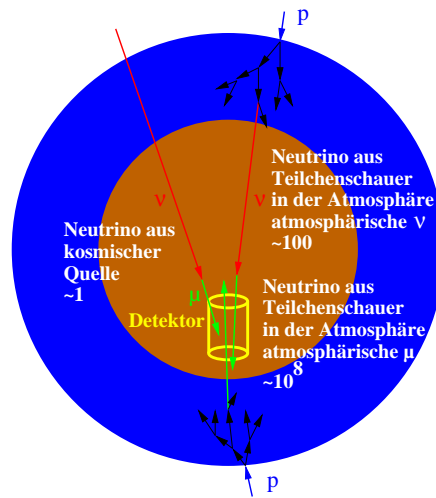


Abbildung 3.2: Die Abbildung zeigt die Quellen und zu erwartende Flüsse für Signale in einem Neutrinodetektor.

während der Lebensdauer zurückgelegte Weg des Tauons und somit die Wahrscheinlichkeit, dass beide Kaskaden voneinander unterscheidbar sind. Tauoneutrinos hoher Energie sind durch diese zwei räumlich voneinander getrennten Kaskaden, die auch Double-Bang genannt werden, eindeutig zu identifizieren. Eine Unterscheidung der beiden Kaskaden ist erst ab Tauoneutrinoenergien von mehreren PeV möglich. Um solch hochenergetische Teilchen detektieren zu können ist ein Detektor mit einem Volumen von einem Kubikkilometer nötig.

Die meisten Ereignisse in einem Hochenergie-Neutrino-Detektor stammen von Myonen, die in der Atmosphäre oberhalb des Detektors durch die kosmische Strahlung generiert wurden. Auf 10^8 Ereignisse atmosphärischer Myonen kommen etwa 100 detektierte atmosphärische Neutrinos und höchstens ein Ereignis, das durch ein extraterrestrisches Neutrino induziert wurde [A⁺05b], siehe Abb. 3.2.

3.3 Die Detektoren

Aufgrund des sehr geringen Wechselwirkungsquerschnittes von Neutrinos mit Materie, werden zur Detektion von hochenergetischen Neutrinos Detektoren mit einem Volumen von $10^7 - 10^9 m^3$ benötigt. Des Weiteren sollten aus Kostengründen natürliche lichtdurchlässige Ressourcen verwendet werden, damit die Cherenkovstrahlung im optischen Bereich detektiert werden kann. Dies sind Wasser, Eis und Luft.

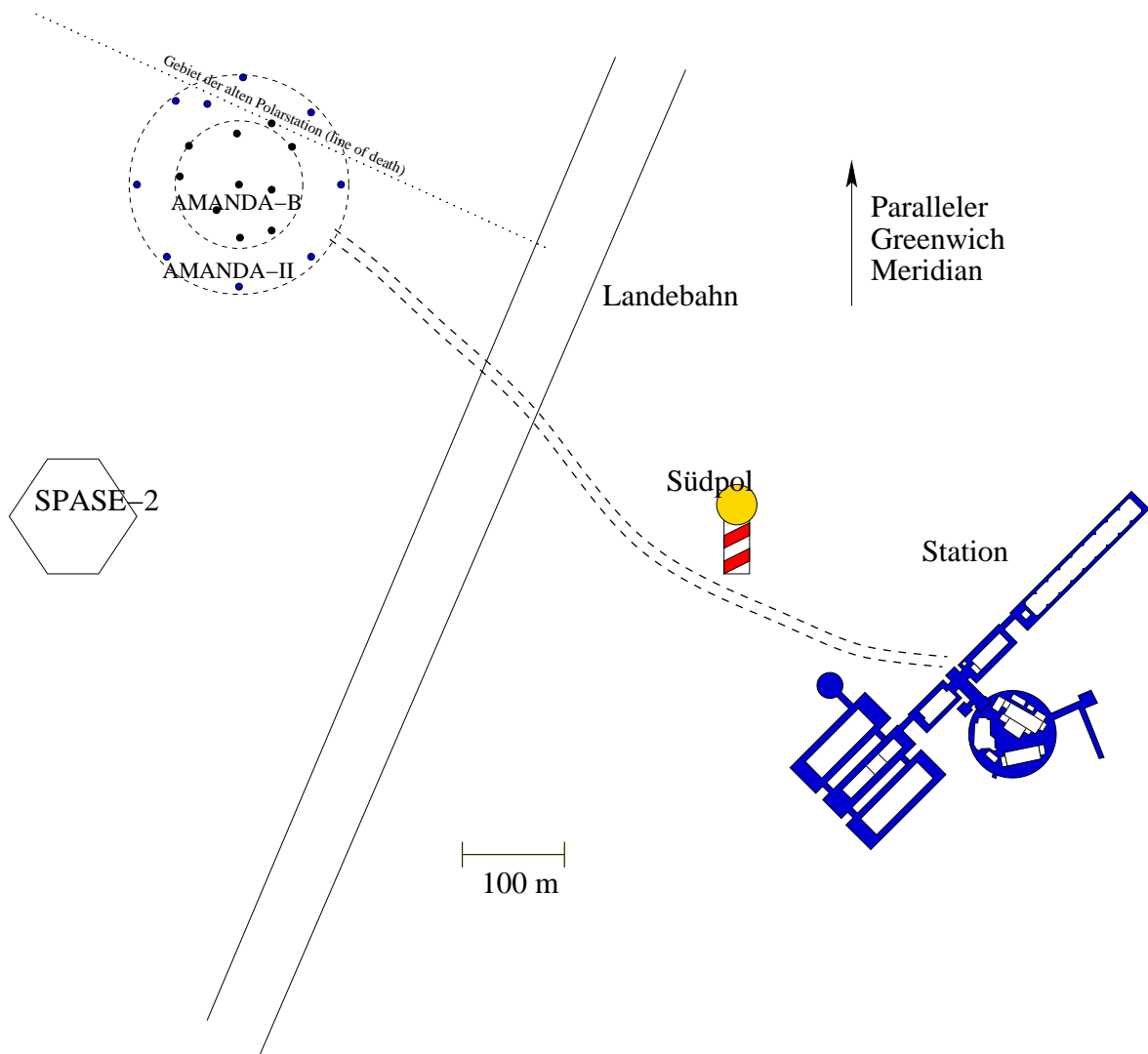


Abbildung 3.3: Lage des AMANDA-Detektors am Südpol. Es fehlen das MAPO Gebäude und die neue Station. Die Station ist nicht maßstabsgetreu.

Der erste Neutrinodetektor im Eis war das Neutrinooteleskop AMANDA. Zurzeit wird dessen Nachfolger, IceCube, an gleicher Stelle nahe der Amundsen-Scott Südpolstation aufgebaut. Die Nutzung des Eises und der Standort des Experimentes am Südpol bringt einige Vor- und Nachteile mit sich.

Die Station ist etwa ein Drittel des Jahres für eine nur begrenzte Zahl von Personen zugänglich, was einen schnellen Aufbau/Ausbau des Experimentes erschwert. Ein im Eis versenktes Modul kann nicht nachträglich repariert werden. Es muss für die Dauer des Experimentes funktionieren.

Die Eistiefe am Südpol limitiert die Detektordimensionen. Um eine gute Ab-

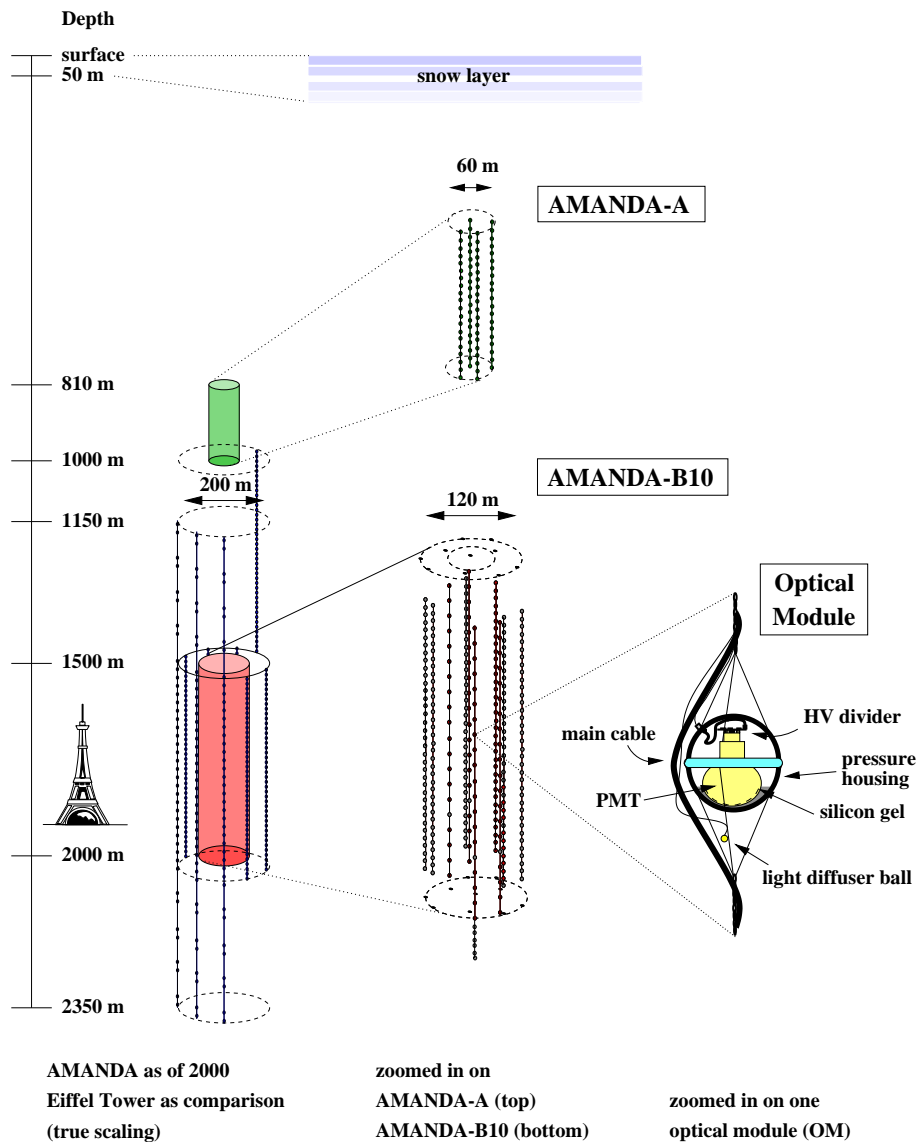


Abbildung 3.4: Schema des AMANDA-Detektors. Zum Größenvergleich dient eine Skizze des Eiffelturms. [C⁺02]

schirmung von Myonen aus der Atmosphäre zu garantieren, wird der Detektor so tief wie möglich plaziert. Die Dicke des Eises beträgt etwas 2,5 km. Die benötigte Eisqualität ist ab einer Tiefe von 1,4 km gegeben und grenzt die Höhe des verwendeten Volumens auf einen Kilometer ein.

Gleichermaßen Vor- und Nachteile entstehen durch das Detektionsmedium Eis. Die effektive Streulänge im Eis ist im Vergleich zu anderen optisch durchlässigen Medien mit 25 m [A⁺05a] relativ gering, siehe Tabelle 3.1. Dies wird durch Staubschichten und kleine Luftbläschen hervorgerufen. Eine kurze Streulän-

ge bewirkt eine Ungenauigkeit in der Laufzeit der zur Rekonstruktion von Ereignissen benutzten Photonen, die die Winkelauflösung im Vergleich zu Wasser-Detektoren verschlechtert.

Ein Vorteil von Eis ist die sehr große Absorptionslänge von Photonen, die bei etwa ~ 100 m [W⁺99] liegt und durch das Fehlen von Schwebstoffen und Mikroorganismen zu erklären ist. Ein Vergleich ist in Tabelle 3.1 zu sehen. Eine ausführliche Erklärung wird in Kap. 3.5 gegeben. Die Konzentration von radioaktiven Elementen ist sehr gering und es gibt keine Biolumineszenz. Durch diese Gegebenheiten ist die Rauschrate der optischen Module sehr gering und durch die Glassphären dominiert [A⁺01].

Atmosphärische Myonen dominieren den in der Erde nachweisbaren Teilchenfluss bis zu einer Tiefe von 13 kmwe³. Zum Nachweis von Neutrinos muss die Erde als Filter verwendet werden. Da AMANDA und IceCube am Südpol betrieben werden, sind beide Experimente sensitiv auf Neutrinosignale aus der nördlichen Hemisphäre. Damit sind sie komplementär zu den im Aufbau befindlichen Detektoren im Mittelmeer.

Auf der Amundsen-Scott Station stehen schweres technisches Gerät und Werkstätten zur Verfügung, die das Einlassen der Detektor Komponenten ins Eis ermöglichen.

Die Station wird im antarktischen Sommer täglich von der US National Guard angefliegen. Hardware und Personal wird an den Südpol gebracht und die Versorgung sichergestellt. Über den Winter sind drei IceCube Mitarbeiter auf der Station, um den Detektor zu überwachen, und anfallende Reparaturen auszuführen. Im Winter sind die Temperaturen so tief, dass kein Flugzeug am Pol landen kann. Somit sind Aufbau und Wartung der Detektoren nur im antarktischen Sommer zwischen November und Mitte Februar möglich.

3.3.1 Der AMANDA-Detektor

Der AMANDA-Detektor besteht aus 677 Photomultipliern, die mit der dazu gehörigen Elektronik in druckfeste Glaskugeln montiert wurden. Die Hochspannungsversorgung der Photomultiplier wird an der Oberfläche generiert und über Kabel zu den Kugeln transportiert. Das Photomultipliersignal wird analog an die Oberfläche übertragen und dort durch weitere Elektronik, die in Kap. 4.1 beschrieben ist, verarbeitet. Um die Kugeln an Kabeln in Tiefen von bis zu 2350 m hinabzulassen, wurden mit einem Heißwasserbohrer Löcher in das Eis geschmolzen. Eine Kugel mit Innenleben wird optisches Module (OM) genannt. Etwa 20 bis 43 Module sind an einem String⁴ in Abständen von 10, 15 oder 20 Metern montiert. Zur Kalibration des Detektors sind unterschiedliche Lichtquellen an den Strings angebracht. Die Abb. 3.3 zeigt den Standort des

³Kilometer-Wasser-Äquivalent; Def.: 1 mwe = 100 g/cm²

⁴kompletter Kabelstrang mit Detektorelementen

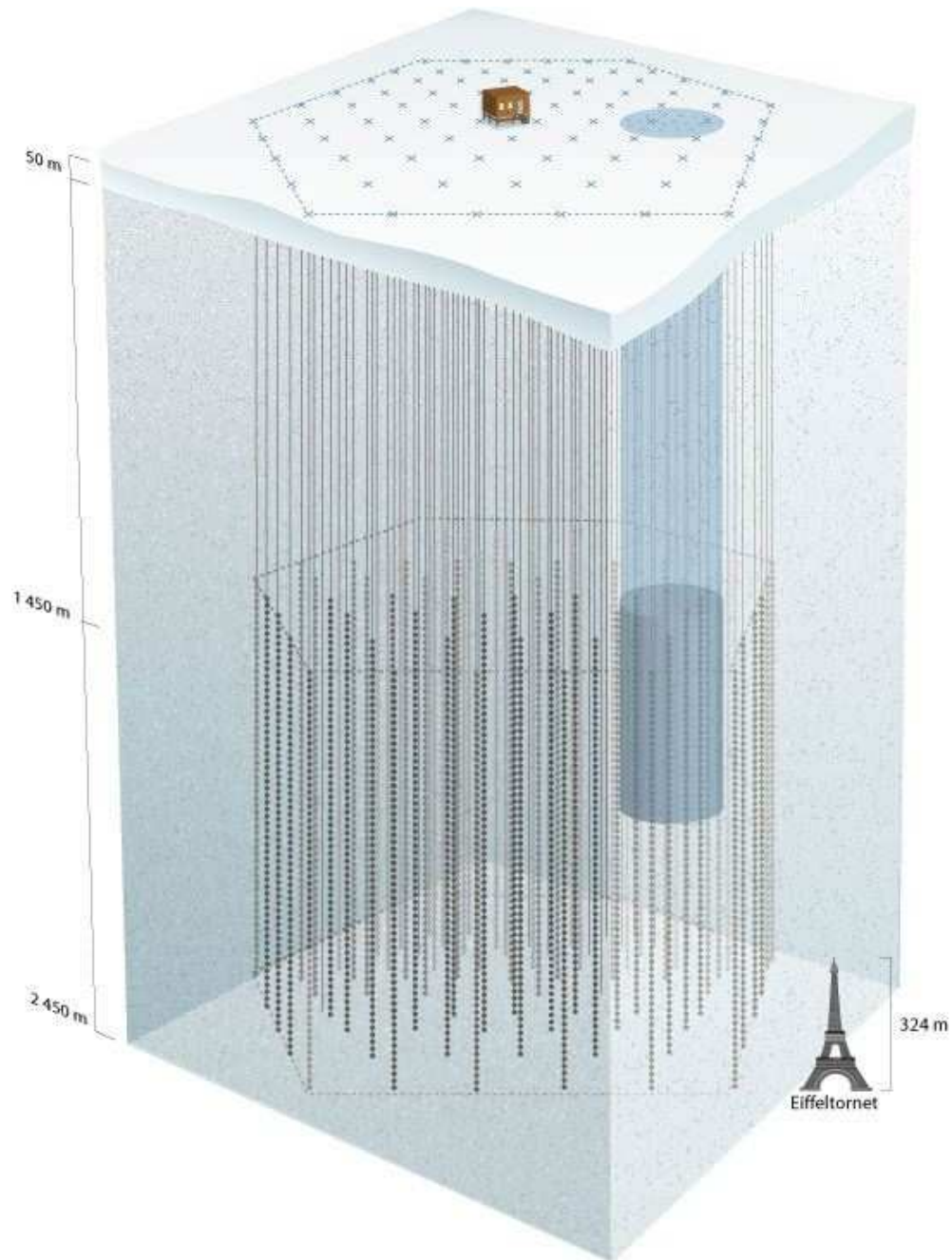


Abbildung 3.5: Darstellung des fertigen IceCube-Detektors, zum Größenvergleich ist der bereits bestehende AMANDA-Detektor als blauer Zylinder angedeutet und der Eiffelturm eingefügt worden.

Detektors und seine relative Lage zur Amundsen-Scott-Station. In Abb. 3.4 ist der Aufbau des Detektors dargestellt.

3.3.2 Das IceCube-Experiment

Das IceCube-Experiment, der Nachfolger des AMANDA-Detektors, wird seit der Südpol Saison 2004/2005 am geographischen Südpol aufgebaut. In seiner endgültigen Form umfasst es maximal 4800 digitale optische Module und ein Volumen von einem Kubikkilometer. Die Komponenten wurden im Vergleich zu AMANDA weiterentwickelt. Die aufgenommenen Signale werden direkt von einem, in die Module integrierten, Computer verarbeitet und digitalisiert. Zeitinformationen werden an die Oberfläche gesendet und die restlichen Informationen im Modul gespeichert. Im Hauptgebäude des Experimentes verarbeitet ein Computersystem alle eingehenden Informationen und sendet eine Ausleseanfrage an die Module, falls bestimmte Signaturen in den Daten gefunden wurden. Die Hochspannung für die einzelnen Module wird nicht wie bei AMANDA an der Oberfläche erzeugt, sondern auf in die Module integrierte Hochspannungskarten. Dadurch wird der Durchmesser der Kabel zu den Modulen deutlich reduziert, womit das Gesamtgewicht der insgesamt fast 2,5 km langen Kabel erheblich verkleinert wird. Ebenso kann eine geringere Verstärkung der Signale verwendet werden, wodurch die Lebensdauer der Photomultiplier erhöht wird.

3.4 Die optischen Module

Die optischen Module des AMANDA-Detektors sind mit Photomultipliern des Typs Hamamatsu R5912-2 ausgestattet. Dies sind 8-inch große Lichtverstärker mit 14 Dynoden. Bei der letzten Erweiterung des AMANDA-Detektors in der Saison 1999/2000 sind 10-inch Versionen getestet worden, die später im IceCube-Detektor verwendet wurden. Die Quanteneffizienz, der Bruchteil von Photonen, die ein Signal auslösen, beträgt bei den 8-inch Photomultipliern bei Photonen mit 400nm Wellenlänge 23%. Die 10-inch Module haben eine etwa 50% größere Lichtausbeute.

Die Technik der Datenübertragung wurde im Verlauf des Aufbaus verbessert. Bei den ersten vier AMANDA Strings wurden Koaxialkabel verwendet, die Strings fünf bis zehn haben Twisted-Pair-Kabel. Diese analoge, elektrische Datenübertragung lässt die Signale dispergieren, wie es in Abb. 3.6 (b) zu sehen ist. Für die Strings 11 bis 19 wurden neben den elektrischen Kabeln auch optische Fasern verlegt, siehe Abb. 3.6 in der Mitte. Die Dispersion in optischen Fasern ist sehr viel geringer, wodurch die Signale nahezu unverändert die Oberfläche erreichen. Fällt eine optische Faser aus, kann in den entsprechenden

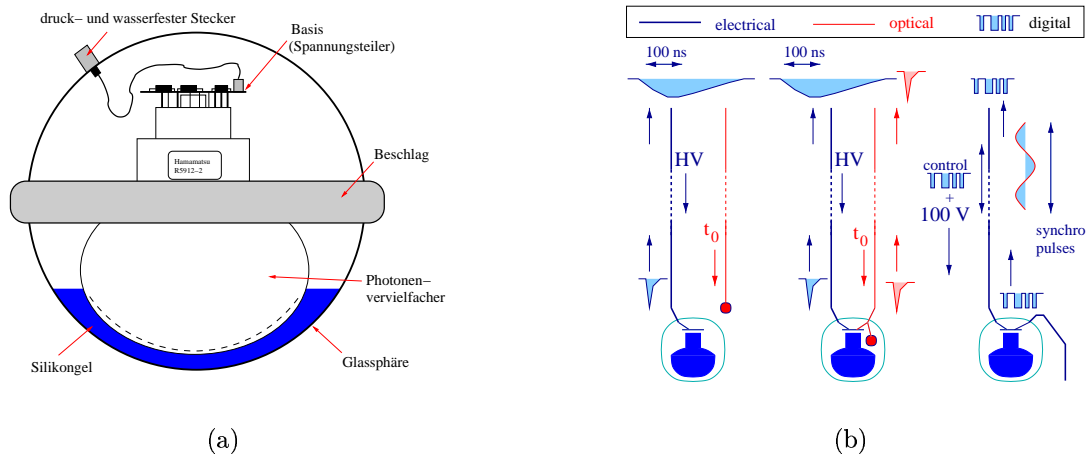


Abbildung 3.6: (a) Skizze des Aufbaus eines optischen Moduls von AMANDA (b) Technische Weiterentwicklungen: (links) analoge Pulsübertragung, optische Übertragung (mitte) und digitale Übertragung (rechts)

Modulen der Kanal über die weiterhin vorhandene elektrische Leitung ausgelesen werden. In String 18 wurde zusätzlich zur analogen Auslese eine digitale elektronische Auslese getestet, die nun auch in leicht veränderter Form für den IceCube Detektor verwendet wird.

Die Glassphären, die die Elektronik und den Photomultiplier vor Eis und Druck schützen, sind das wichtigste Element des gesamten Detektors. Sie sind speziell für AMANDA hergestellt worden und bestehen aus Glas mit sehr geringen Anteilen radioaktiver Elemente, um die Rauschrate der Photomultiplier zu senken. In den ersten 80 Modulen kam sehr reines Glas zum Einsatz, wodurch die Rauschrate bei nur ~ 400 Hz lag. In den Sphären der Strings 5 bis 10 wurde eine andere Glassorte verwendet, die mit ^{40}K verunreinigt ist, und die Rauschrate auf $\sim 1,2$ kHz ansteigen lässt. Bei den Modulen für String 11 bis 19 konnte die Verunreinigung gesenkt werden, die Rauschrate beträgt jedoch immer noch ~ 800 Hz.

In die Glassphären wird ein optisches Gel gefüllt, das den gleichen Brechungsindex wie das Glas hat, damit ein optimaler Durchgang der Photonen zwischen Glas und Photomultiplier ohne Brechung möglich ist. Der Photomultiplier wird in das Gel gelegt, die Elektronik installiert und zum Schluss die obere Hälfte der Sphäre aufgesetzt und das Modul verschlossen. Danach wird das Innere der Kugel auf 600 mbar evakuiert. Bei einer Temperatur von -30°C erstarrt das Gel und fixiert den Photomultiplier im Modul. In Abb. 3.6 (a) ist der schematische Aufbau eines optischen Moduls des AMANDA-Detektors zu sehen.

Material	Eis	Salzwasser		Süßwasser
Detektor	AMANDA	NESTOR	ANTARES	BAIKAL
λ_{abs}	90 - 120 m	50 - 60 m	55 - 65 m	20 m
λ_{str}	3 - 5 m	55 m	> 24 m	18 m
$\langle \cos \theta_{str} \rangle$	0,86	0,88	0,88	0,95
λ_{str}^{eff}	20 - 40 m	460 m	> 200 m	380
λ_{dl}^{eff}	~ 25 m	45 - 65 m	40 - 60 m	15 m

Tabelle 3.1: *Optische Parameter bei ~ 460 nm für verschiedene Wasser-/Eisdetektoren. Die Werte sind aus [B⁺97, B⁺99, Dji99, LM00, Sot99]*

3.5 Geometrische Kalibration und Eiseigenschaften

Damit Daten analysiert und aussagekräftige Werte berechnet werden können, wird der Detektor kalibriert. Dazu müssen die Eiseigenschaften einbezogen werden und verstanden sein. Für diese Messungen sind verschiedene Instrumente an den Kabeln mit in das Eis gelassen worden. Nach Wellenlänge sortiert sind dies: Stickstofflaser (337 nm), UV-Lampen (370 nm) und YAG-Laser (532 nm) bei AMANDA [A⁺05a], für IceCube Standard-Candle (zwei Stickstoff Laser (337 nm)) und Flasher Boards (Gallium Nitrid LED (400-420 nm)) [A⁺06]. Die Lampen/Laser können von der Oberfläche geschaltet werden. Gemessen wird, wie lange das Licht von den Quellen bis zu den optischen Modulen braucht. Dies ergibt mit großer Genauigkeit die relativen Abstände zwischen den Modulen, die für die spätere Rekonstruktion der Teilchenspuren sehr wichtig sind.

Die optischen Eigenschaften können durch zwei Parameter beschrieben werden, die Absorptionslänge λ_{abs} und die Streulänge λ_{str} . Beide Werte sind tiefenabhängig, da sich, geoklimatisch bedingt, variierende Mengen an Staub im Eis abgelagert haben, die insbesondere die Streulänge verändern. Der mittlere Streuwinkel θ_{str} , ein Maß für die Stärke der Ablenkung an den Partikeln im Eis, ist klein. Dies erlaubt es, eine effektive Streulänge einzuführen, definiert als:

$$\lambda_{str}^{eff} = \frac{\lambda_{str}}{1 - \langle \cos \theta_{str} \rangle} . \quad (3.5)$$

λ_{eff} kann als Maß für die Entfernung gesehen werden, ab der das Licht isotrop ist. Des Weiteren kann eine effektive Absorptionslänge angegeben werden:

$$\lambda_{dl}^{eff} = \frac{1}{(\lambda_{str})^{-1} + (\lambda_{abs})^{-1}} . \quad (3.6)$$

In Tabelle 3.1 sind die optischen Eigenschaften der bisher als Detektionsmedium verwendeten optischen Medien zusammengefasst. Es ist zu sehen, dass die

Absorptionslänge in Eis beinahe doppelt so groß ist, wie bei Wasser. Gleichzeitig fällt auf, dass die Streulänge klein ist, dadurch wird die Rekonstruktion erschwert und die Genauigkeit der Richtung der Teilchen verschlechtert. Das Eis des Südpols ist nicht homogen [W⁺99]. Bis etwa 1300 m ist die Streulänge sehr klein. In dieser Tiefe sind noch kleine Luftbläschen im Eis vorhanden, die erst in größeren Tiefen in eine kristalline Form umgewandelt werden, und die Ausbreitung von Photonen nicht mehr behindern.

Im Kernbereich des AMANDA-Detektors zwischen 1500 - 2000 m sind mehrere horizontale Staubschichten vorhanden, die durch wechselnde klimatische Perioden in der Erdgeschichte [PWC00], bzw. durch Vulkanausbrüche, verursacht wurden. Durch die unterschiedlichen Staubkonzentrationen variieren auch die Werte für Absorptions- und Streulänge mit der Tiefe, siehe Abb. 3.7. Der Graph zeigt das Inverse, den Streukoeffizienten. Bis etwa 1400 m Tiefe ist die Abnahme des Streukoeffizienten durch kleiner werdende Luftblasen zu erkennen.

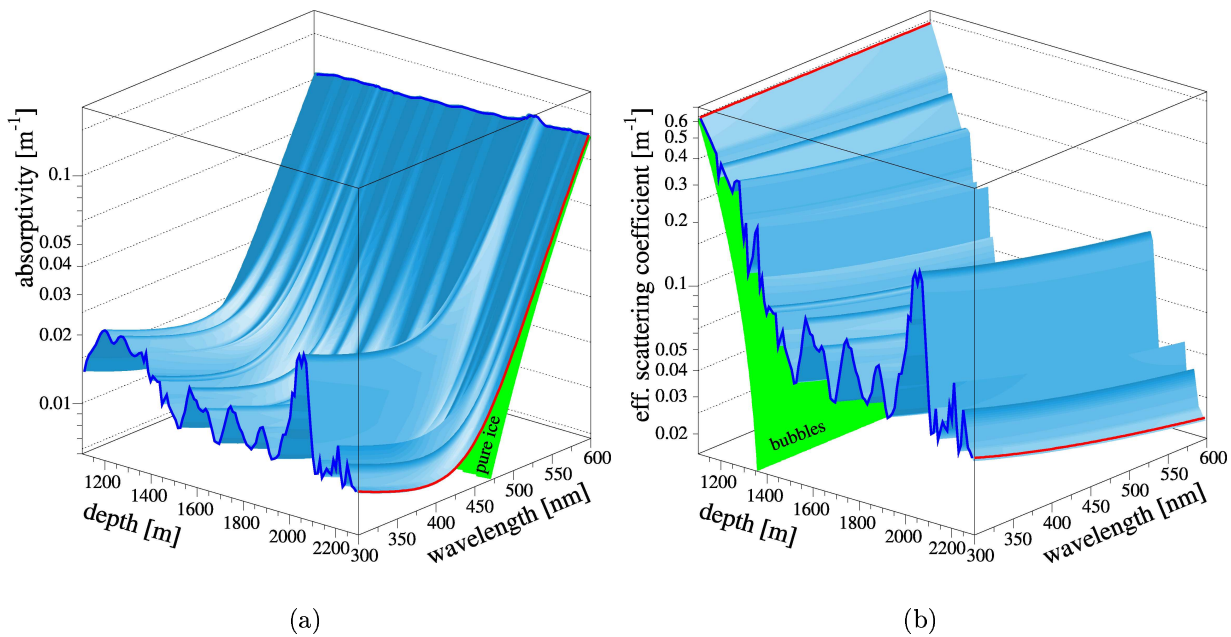


Abbildung 3.7: Absorption (a) und Streukoeffizient (b) im Eis als Funktion der Tiefe und Wellenlänge des Lichts [A⁺05a]. Die Struktur der Staubschichten ist in beiden Grafiken deutlich zu erkennen. Das Ansteigen des Streukoeffizienten oberhalb von -1400 m aufgrund von Luftblasen im Eis ist in (b) zu sehen.

4

Die AMANDA-Datenauslese

In diesem Kapitel werden die beiden Datenauslesesysteme (DAQ) des AMANDA-Detektors näher beschrieben. Dabei handelt es sich um die sogenannte Muon-DAQ, die auf TDCs¹ und peak sensing - ADCs² (pADC) basiert, und die TWR³-DAQ, die mit 100 MHz Flash-ADC die gesamte Wellenform eines Photomultipliers für eine gewisse Zeit um den Triggerzeitpunkt aufnimmt.

4.1 Die Muon-DAQ

Die als Muon-DAQ bezeichnete Datenauslese ist die ursprüngliche Datenauslese des AMANDA-Detektors, die sich mit dem Ausbau des Detektors über die Jahre mitentwickelt hat. Die Signale der elektrischen und optischen Kanäle, siehe Abb. 3.6, werden an der Oberfläche, im MAPO⁴ Gebäude, verarbeitet. Der komplette Aufbau der Elektronik ist in Abb. 4.1 zu sehen.

Die elektrischen Signale werden in den Verstärkermodulen (SWAMPs) (2) von der Hochspannung entkoppelt und verstärkt. Die optischen Signale werden in den optischen Empfängermodulen (ORBs) (3) wieder in elektrische Signale umgewandelt. Aus den ORBs kommen zwei prompte Ausgänge und ein verzögerter Ausgang. Die SWAMPs haben drei prompte Ausgänge und einen verzögerten Ausgang. Beide Ausgänge haben unterschiedliche Verstärkungen, wobei meist der prompte Ausgang eine größere Verstärkung hat. Das Signal des verzögerten Kanals kommt etwa $2 \mu\text{s}$ später als das des prompten Kanals. Der erste prompte Ausgang ist mit Diskriminatoren (4) verbunden, die ein Teil der Triggerlogik sind. Ein Ausgang der Diskriminatoren ist mit den TDCs (5)

¹Time to Digital Converter, dt.: Zeit-Digital Wandler

²Analog to Digital Converter, dt.: Analog-Digital Wandler

³Transient Waveform Recorder

⁴benannt nach Martin A. Pomerantz, erster Astronom in der Antarktis

verbunden. Diese messen die Zeiten, an denen PMT Pulse eine festgelegte Schwelle passieren mit einer Genauigkeit von ~ 1 ns. Die TDCs können 16 dieser Zeitpunkte speichern. Da jeder Puls eine ansteigende und eine abfallende Flanke hat ergeben sich daraus im Normalfall 8 Pulse. Es kann vorkommen, dass manchmal eine Flanke verloren geht, wodurch eine nachfolgende Flanke mitgezählt wird. Diese Begrenzung auf 8 Pulse limitiert Analysen mit dem AMANDA-Detektor insbesondere bei der Suche nach hochenergetischen Ereignissen, weil mit steigender Teilchenenergie umso mehr Licht ausgestrahlt wird. Das Licht wird häufiger gestreut, wodurch viele kleine Photonen-Bündel am Photomultiplier ankommen und viele separate Pulse erzeugen, die bis auf die ersten acht bei der TDC-Auslese nicht detektiert werden.

Der verzögerte Ausgang der SWAMPs und ORBs ist mit peak sensing ADCs (6) verbunden. Sie untersuchen das Signal und speichern die maximale Amplitude der verschiedenen Pulse eines Photomultipliers. Dies geschieht in einem Zeitfenster von $6 \mu\text{s}$ um den Triggerzeitpunkt eines Ereignisses. Somit kann in optischen Modulen mit mehr als einem Puls während eines Ereignisses, der ADC-Wert nicht eindeutig einer TDC-Zeit zugeordnet werden.

Die genaue Ereigniszeit wird durch einen GPS-Latch (7) aufgenommen. Er bekommt die Zeiten von einer GPS-Uhr (8), die über eine Antenne auf dem Dach des MAPO die Satellitensignale empfängt. Der GPS-Latch wird von außen getriggert und speichert bei eingehenden Triggersignalen vier 32-bit Wörter ab, die die GPS-Informationen und einen Ereigniszähler enthalten.

Das DMAD⁵-2000 ist, wie der Name andeutet, aus Diskriminatoren (4) und einem Signaladdierer (9) aufgebaut. Es dient dazu, Triggersignale für vier verschieden einstellbare Multiplizitätsschwellen auszugeben. In AMANDA wird ein Triggersignal verwendet, das auf allen Signalen basiert, die in den angeschlossenen OM in einem Zeitfenster von $2,5 \mu\text{s}$ aufgenommen werden (Multiplizität M). Erreichen sie die eingestellte Schwelle, wird das Triggersignal ausgegeben. Die gegenwärtige Schwelle steht bei $M \geq 24$.

Integriert in das DMAD-System ist ein weiteres Triggersystem, das nach lokalen Koinzidenzen auf einem String sucht, der sogenannte String-Trigger. Es ist besonders für niederenergetische, vertikale Ereignisse konzipiert.

Die ausgehenden Triggersignale laufen in die Triggerlogik der Muon-DAQ (10), die die Auslese der TDCs, pADCs und des GPS-Latches startet. In die Triggerlogik gehen noch weitere externe Triggerquellen ein, wie etwa die Trigger des SPASE⁶-Detektors und Trigger für die Zeit- und Amplitudenkalibration.

An die Hardware des DMAD-Systems ist ein weiteres Triggersystem angeschlossen, welches nicht zum Triggern von einzelnen Myonereignissen genutzt wird. Es ist das Supernova-System (11) [A⁺02b]. Da Neutrinos aus Superno-

⁵Diskriminator und Multiplizitäts Addierer

⁶South Pole Air Shower Experiment

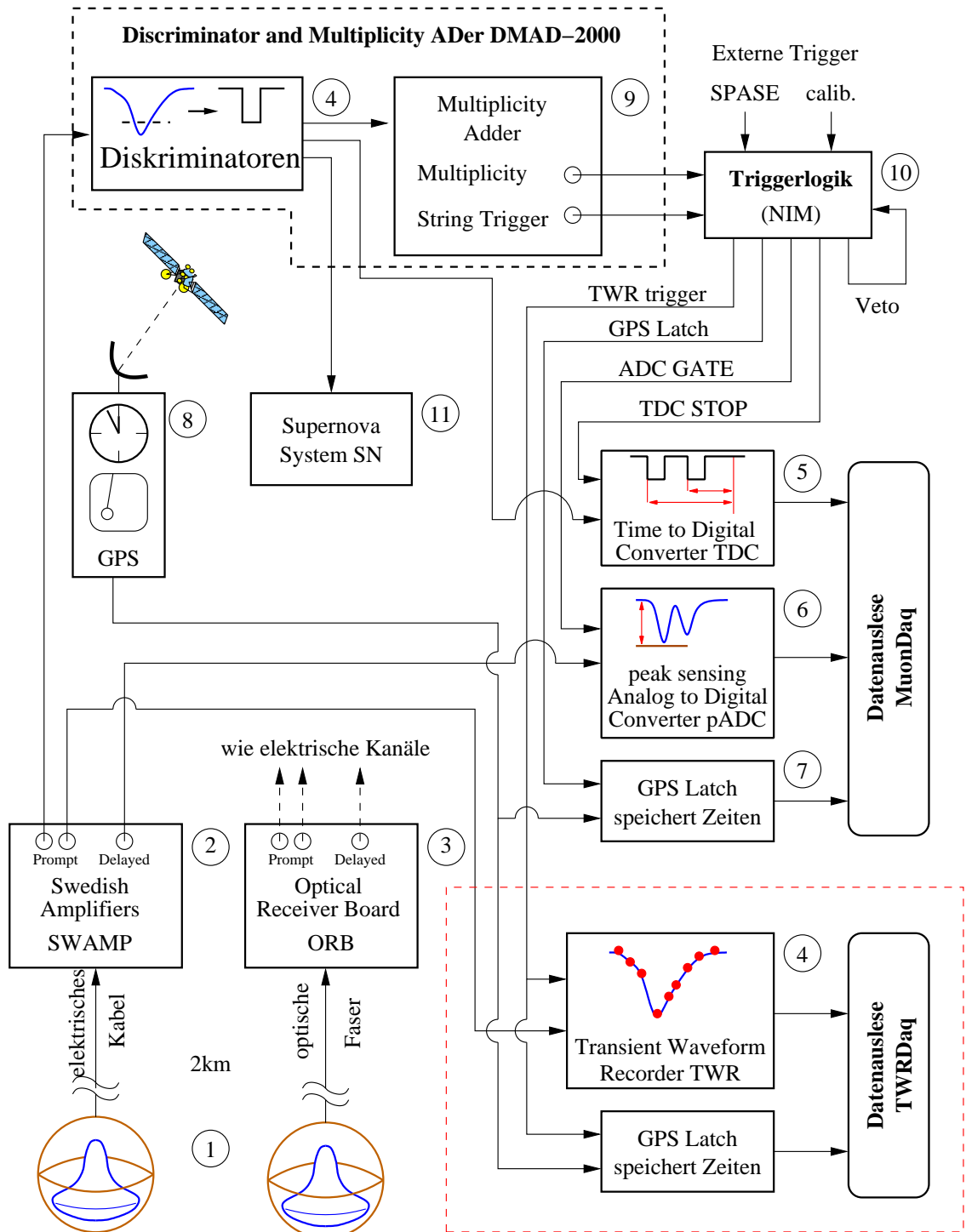


Abbildung 4.1: Das aktuelle AMANDA DAQ System - Muon-DAQ und TWR-DAQ. [Wag04]

vaereignissen nicht genug Energie besitzen, um als einzelne Teilchen im Detektor nachgewiesen zu werden, wurde das Supernova-System aufgebaut. Es untersucht die Rauschraten der einzelnen OM nach plötzlichen korrelierten Anstiegen. Die Energie der Neutrinos ist so gering, dass daraus erzeugte Myonen nur etwa 15 cm weit reichen, bis sie zerfallen. Somit können die ausgestrahlten Cherenkov-Photonen bestenfalls ein optisches Modul erreichen. Während einer Supernova-Explosion werden allerdings so viele Neutrinos erzeugt, dass hunderte Neutrinos im Detektor wechselwirken und somit die Rauschrate der optischen Module erhöht wird und dann wieder exponentiell abfällt.

4.2 Die TWR-DAQ

Die TWR-DAQ ist in den Jahren 2001-2003 hauptsächlich von W. Wagner [Wag04] aufgebaut worden. Dieser Aufwand, eine neue Datenauslese für den AMANDA-Detektor zu entwickeln, wurde betrieben, da die bestehende Muon-DAQ einige wesentliche Nachteile aufweist.

Motivation

Aus mehreren Gründen ist die Muon-DAQ nicht optimal für die Datenauslese eines Detektors hochenergetischer Neutrinos.

Wie in Kapitel 4.1 beschrieben, können die TDCs nur 8 Pulse pro Ereignis aufnehmen. Des Weiteren ist die Streulänge in Eis relativ gering. Beides wirkt sich negativ bei der Detektion von höchstenergetischen Neutrinos aus, die eine große Menge an Licht produzieren, von der ein Großteil gestreut und damit verzögert wird. Es kommt zu einer hohen Zahl von Pulsen in den Photomultipliern. Diese können nur bis zum achten Puls aufgezeichnet werden, was den dynamischen Bereich des Detektors verkleinert, da nicht die gesamte Lichtmenge erfasst wird. Es verschlechtert ebenfalls die Energieauflösung hochenergetischer Ereignisse, da die Energie über die Gesamtmenge detektierten Lichts bestimmt wird.

Ein weiterer Nachteil sind die pADCs. Sie speichern nur die Maximalamplitude um den Triggerzeitpunkt. Somit ist die Amplitude der weiteren Pulse unbekannt. Dies verschlechtert ebenfalls die Energierekonstruktion höchstenergetischer Teilchen. Die gegenwärtige Methode, mit der Muon-DAQ die Ladung eines Pulses zu bestimmen, funktioniert nur, wenn alle Photonen gleichzeitig den Photomultiplier erreichen.

Die hohe Totzeit von 15% ist ebenfalls ein Nachteil der Muon-DAQ, da so jeden Tag 10^6 Ereignisse verloren gehen. Die Totzeit resultiert aus der im Durchschnitt 2,2 ms [Sch02] dauernden Auslese der Hardware nach einem Ereignis.

Die TWR-Module

Eine Lösung findet sich in den TWR-Modulen der Firma Struck Innovative System. Sie beinhalten 12-bit Flash-ADCs, die die gesamte Wellenform eines Photomultipliers für $10,24 \mu\text{s}$ aufnehmen können. In jedem Modul sind 8 Kanäle, die mit 100 MHz abgetastet werden. Auf der Karte sind zwei Speicherbänke, so dass nur eine minimale Totzeit beim Umschalten zwischen den beiden Bänken entsteht. Jede Speicherbank kann 128 Ereignisse speichern und das Modul wechselt automatisch, wenn eine Bank voll ist. Dies entspricht einer Totzeit von 0,015% [M⁺05a]. Die Gesamttotzeit, beläuft sich auf etwa 0,15% [Dre05]. Sie entsteht durch eine künstliche Totzeit von $11 \mu\text{s}$ nach einem eingehenden Triggersignal.

Wird ein Trigger empfangen, startet die Auslese nicht sofort, sondern abhängig von einer Verzögerung, die für jedes TWR-Modul unterschiedlich eingestellt wird. Diese Verzögerung wird so gewählt, dass die ersten Pulse der Kanäle in einem TWR ungefähr nach $3 \mu\text{s}$ eintreffen und danach noch etwa $7 \mu\text{s}$ des Zeitfensters bleiben, um die nachfolgenden Treffer aufzuzeichnen.

Wird in einem Kanal während eines Ereignisses kein Puls unterhalb der Schwelle festgestellt, erkennt der DSP⁷ dies und die leere Wellenform wird nicht ausgelesen. Dieser Vorgang wird als Nullunterdrückung bezeichnet.

GPS-Latch und DSP

Die genaue Zeit erhält das System über einen GPS-Latch, das GPS2VME [Lei03]. Dies entspricht einer normalen Uhr, die durch ein GPS-Signal, siehe Tab. 4.1, synchronisiert wird. Das Latch wird extern getriggert und speichert dabei 4 mal 32-bit Wörter, die die Zeit, einen Ereigniszähler und die Qualität des GPS-Signal beinhalten. Diese Daten werden in einen FIFO gespeichert und können über das VME-Crate ausgelesen werden.

Signal	Beschreibung	Frequenz
1PPS	Puls pro Sekunde synchronisiert den Beginn der Sekunde	1 Hz
10MHz	10 MHz Zeit Takt Feinsynchronisation	10 MHz
Zeitmarke	serielle Zeitmarke synchronisiert Tag, Stunde, Minute	1 Hz

Tabelle 4.1: Signale, die von der GPS-Uhr zur Synchronisierung des GPS2VME-Modul versandt werden.

⁷Digitaler Signalprozessor

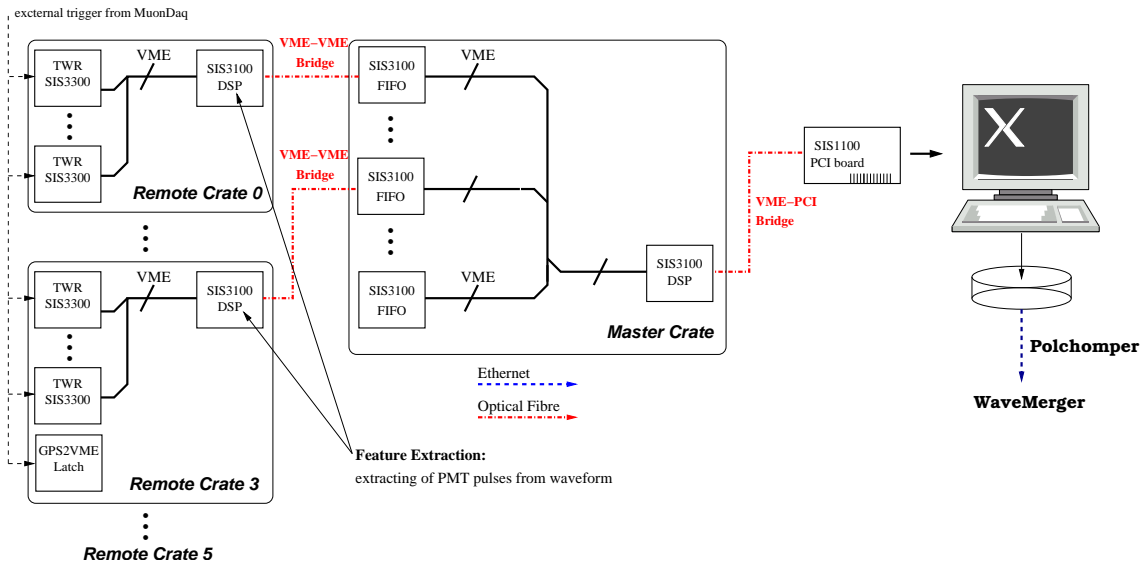


Abbildung 4.2: Überblick über das TWR-System ab 2004

Im Jahr 2006 wurde eine Weiterentwicklung der GPS2VME, das sogenannte GPS4TWR-Modul [Lei05] in die TWR-DAQ integriert. Es hat eine interne Taktrate von 100 MHz und dient als synchroner Zeitgeber für die einzelnen TWR-Module in den Crates.

In jedem TWR-Crate steckt als Masterkarte eine SIS3100 VME-VME Brücke. Integriert in das Modul ist ein digitaler Signalprozessor (DSP), der die Datennahme aus den einzelnen TWR-Modulen steuert, die Daten auf dem Speicher des Moduls ablegt und an das Master-Crate weiterleitet, siehe Abb. 4.2. Die DSP sind programmierbar und können mit Assembler-Programmen gesteuert werden. Im Master-Crate steckt jeweils eine weitere SIS3100, die mit der Karte in den TWR-Crates über optische Fasern verbunden ist. Für den Transport der Daten auf den Datennahme-Computer wird eine PCI-VME Brücke benötigt. Dabei wird wiederum eine SIS3100 im Master-Crate verwendet und eine SIS1100 als Steckkarte im Computer.

Die Feature-Extraction

Die Feature-Extraction wurde eingeführt, um die Datenrate, neben der Nullunterdrückung, weiter zu reduzieren. Im Gegensatz zur Muon-DAQ, bei der pro Treffer nur wenige Informationen gespeichert werden, enthält die TWR-DAQ die gesamten Wellenformdaten des 10,24 μs langen Zeitfensters. Die Pulse füllen meistens nur einen geringen Teil des Zeitfensters. Aus diesem Grund wird hauptsächlich die Baseline des Photomultipliers aufgenommen, die keine ver-

wertbaren Informationen enthält. Ein durchschnittlicher elektrischer Puls hat eine Breite von 200 - 600 ns und optische Pulse haben eine Breite von 30 ns.

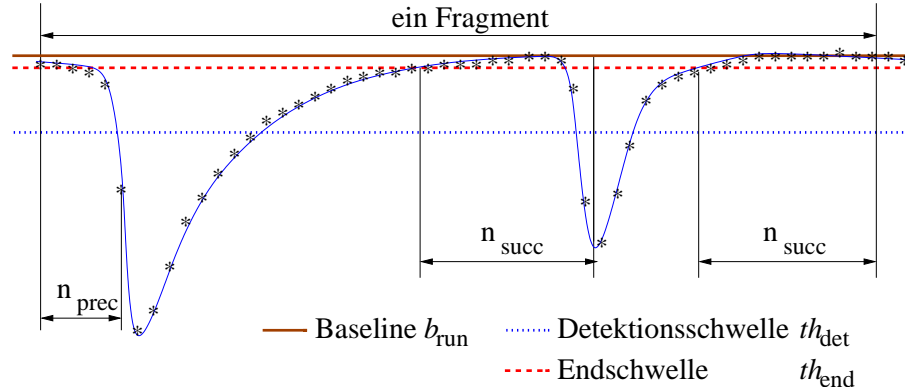


Abbildung 4.3: Beispiel für die Feature-Extraction von Wellenformpulsen.

Die Feature-Extraction ist in das DSP Programm integriert und sucht nach Pulsen in der Wellenform und löscht die restlichen Daten. Abb. 4.3 veranschaulicht die Arbeitsweise. Wird ein Signal unterhalb eines gewissen Schwellenwertes gemessen, werden n_{prec} Werte vor diesem Punkt eingeschlossen, um den genauen Zeitpunkt des Pulsbeginns zu ermitteln. Es werden alle weiteren Werte aufgenommen, bis eine zweite Schwelle, nahe der Baseline, überschritten wird. Zusätzlich werden noch weitere n_{succ} Werte aufgenommen. Überschreitet die Wellenform innerhalb der nachfolgenden Werte ein weiteres mal den Schwellenwert wird der Puls an die erste Wellenform angehängt. Die genauen Werte für optische und elektrische Kanäle sind in Tab. 4.2 aufgelistet. Ein solcher Datensatz wird Fragment genannt.

Kanaltyp	Parameter	Saison 03	Saison 04	Saison 05-06
elektrisch	Anzahl der vorang. Werte	20	3	12
	Anzahl der nachf. Werte	4	4	8
optisch	Anzahl der vorang. Werte	20	3	3
	Anzahl der nachf. Werte	4	4	4

Tabelle 4.2: Parameter für die Feature-Extraction 2003 bis 2006. Die kleinen Werte für elektrische Kanäle des Jahres 2004 sind durch einen Programmierfehler hervorgerufen worden. Die korrekten Werte wurden im Jahr 2005 eingestellt.

Eine Wellenform kann mehrere Fragmente beinhalten, die wiederum mehrere Pulse enthalten können. Der genaue Ablauf der Routine ist in Anhang A.1 zu sehen.

5

Der AMANDA-Softwaretrigger

Um die Sensitivität für niederenergetische Ereignisse zu erhöhen, wurde in den Jahren 2004 und 2005 ein Konzept für einen Softwaretrigger in der TWR-DAQ erarbeitet und in das bestehende System implementiert. Dieses Kapitel erläutert zuerst die allgemeine Datenauslese des TWR-DAQ Systems, beschreibt dann einen ersten Ansatz für die Umsetzung des Softwaretriggers und geht im Weiteren näher auf die umgesetzte Methode ein.

5.1 Das TWR-DAQ Datenauslese-System

Die Datennahme des TWR-Systems läuft auf einem handelsüblichen Server. Dieser besitzt zwei Prozessoren, wodurch mehrere Prozesse parallel und ohne Zeitverlust gleichzeitig bearbeitet werden können. Im Folgenden wird das System ohne den Softwaretrigger, wie es in den Jahren 2003 und 2004 am Südpol eingesetzt wurde, erläutert.

Auf dem Server läuft ein Prozess mit dem Namen *eventbuilder*. Der Prozess startet bei seiner Ausführung zuerst die Konfiguration der Module und Brücken. Sobald diese bereit sind, werden Kalibrationsdaten genommen, aus denen die aktuellen Grundlinien der einzelnen Kanäle bestimmt werden. Diese sind nötig, um die Schwellen der TWR-Module (Kap. 4.2) richtig einzustellen. Nach der Kalibration des Detektors wird ein Trigger-Veto gesetzt, welches die Triggerlogik unterbricht, siehe Abb. 5.1. Der Speicher des GPS-Latches, dessen innere Uhr mit der AMANDA-GPS-Uhr synchronisiert ist, wird ebenfalls geleert. Sind alle Speicher und Module richtig konfiguriert, wird das Trigger-Veto deaktiviert und das System beginnt mit der synchronen Datennahme.

Die Triggersignale werden vom DMAD-System gesendet, siehe Kap. 4.1. Sobald die TWR-Module 128 Ereignisse gespeichert haben, wechseln sie automatisch die Speicherbank und senden ein Signal, dass die Daten zur Weiterverarbei-

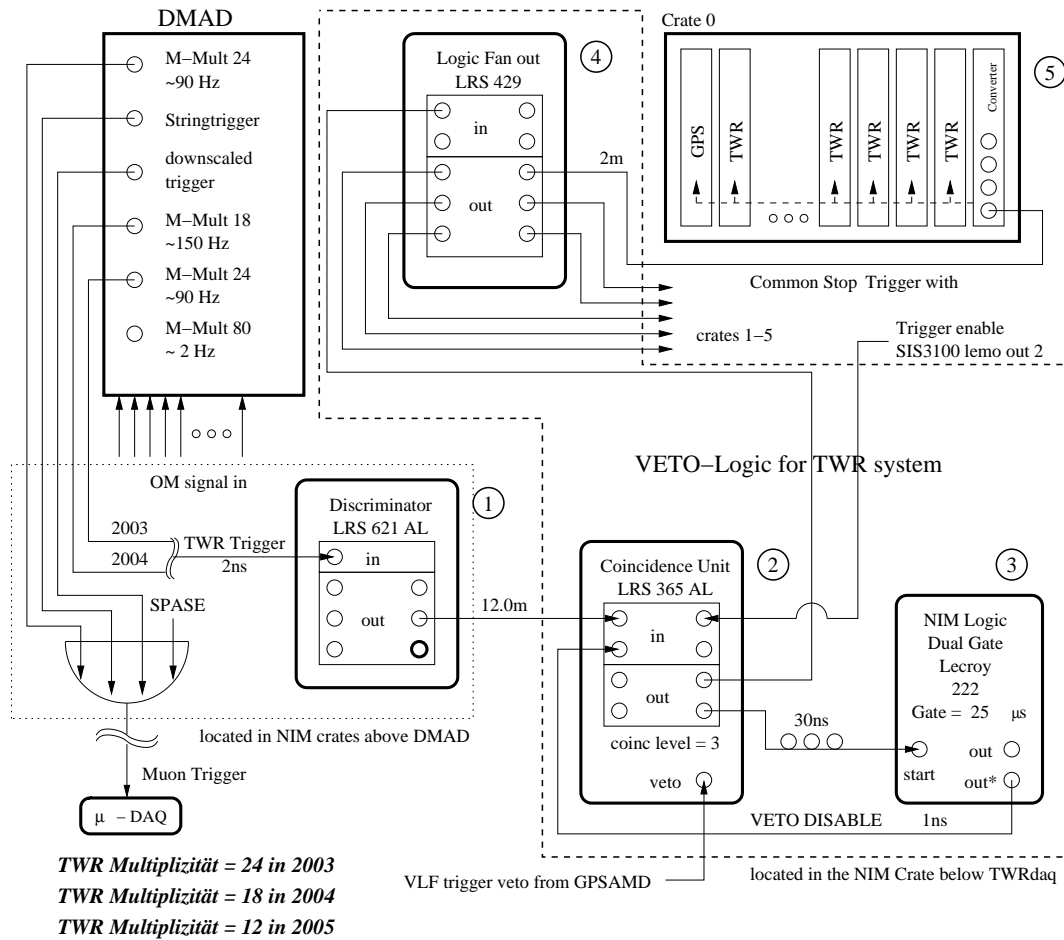


Abbildung 5.1: Hardware-Triggerlogik des TWR-Systems. Die Koinzidenzeinheit (2) ist der Kernpunkt der Triggerlogik. Nur wenn 'Trigger enable' und 'Veto' eine logische 1 signalisieren, kann das Triggersignal an die TWR-Module weitergeleitet werden. Das erste Signal stammt vom DMAD-System und ist der eigentliche Trigger. Das zweite Signal (3) ist eine künstliche Totzeit von $11 \mu\text{s}$, die davor schützt, dass ein weiterer Trigger während eines bestehenden Ereignisses auftritt. Das dritte Signal ist ein externer Kanal einer VME-VME Brücke, der über den eventbuilder Prozess gesteuert werden kann. Dieser wird bei der Konfiguration oder bei Warmstarts deaktiviert. Grafik modifiziert aus [Wag04].

tingung bereit sind. Explizit wird ein Bit an einer vorher definierten Speicherstelle gesetzt. Dieses Signalbit wird von den digitalen Signalprozessoren überwacht. Ist das Bit gesetzt, beginnt die Auslese der Ereignisblöcke in den einzelnen Modulen der Crates. Um Ressourcen zu sparen, wird in den DSP eine

Feature-Extraction durchgeführt, siehe Kapitel 4.2. Sind alle Daten verarbeitet und auf die Speicherbänke der VME-VME Brücken im Master-Crate überspielt, wird ein Bit gesetzt, dass das Programm auf dem Server abfragt und die Auslese startet. Zunächst werden die Daten nach Crate und TWR sortiert, gespeichert und anschließend die 128 Ereignisse zusammengestellt. Sind Daten korrupt oder die Zeiten der Crates untereinander bzw. im Vergleich zur GPS-Zeit nicht konsistent, wird das Datenpaket verworfen und in den Modulen ein Warmstart durchgeführt. Ein Warmstart bedeutet, dass alle Module und Brücken einen Neustart ohne die Unterbrechung der Stromzufuhr beginnen. Dabei werden alle Speicher geleert und die Programme neu eingelesen.

Ist die Überprüfung der Zeiten konsistent, werden die Daten gespeichert und können zu einem späteren Zeitpunkt genauer analysiert werden.

5.2 Ein reiner Softwaretrigger

Die Motivation für einen Softwaretrigger

Die Motivation, einen Softwaretrigger zu entwickeln, ist die Entscheidung den Trigger flexibler als bisher aufzubauen. Es werden alle Pulse von den Modulen ausgelesen und an einen Triggerprozessor geschickt. Der Triggerprozessor sucht/identifiziert in den Daten Zeitfenster, die möglicherweise Ereignisse enthalten und trifft mit Hilfe verschiedener Algorithmen die Entscheidung, ob das Ereignis von Interesse ist.

Beim AMANDA-Detektor sind die bisherigen Hardwaretrigger ein einfacher Multiplizitätstrigger, der eine Häufung von 24 Pulsen im gesamten Detektor in einem Zeitfenster von $2,5 \mu\text{s}$ sucht und der String-Trigger, der lokale Koinzidenzen innerhalb einer Kette von Modulen, ebenfalls in einem Zeitfenster von $2,5 \mu\text{s}$, sucht. Ein Zeitfenster wird getriggert, wenn 6 aus einer Kette von 9 OM einen Treffer aufweisen, bzw. in den äußeren Ketten 7 aus 11 OM getroffen werden.

Mit einem Softwaretrigger kann die Energieschwelle signifikant gesenkt werden und es ist möglich, lokale Koinzidenzen in allen drei Dimensionen zu suchen und nicht nur auf eine Dimension beschränkt.

Konzept für Umsetzung mit der TWR-DAQ

Im Unterschied zu der in Kap. 5.1 beschriebenen Arbeitsweise werden die TWR-Module nicht mehr extern getriggert. Sie erhalten eine Firmware, die in der Lage ist, Pulse selbstständig zu detektieren und aufzunehmen. Das Prinzip ist ähnlich dem der Feature-Extraction in der bisherigen TWR-DAQ. Ist die

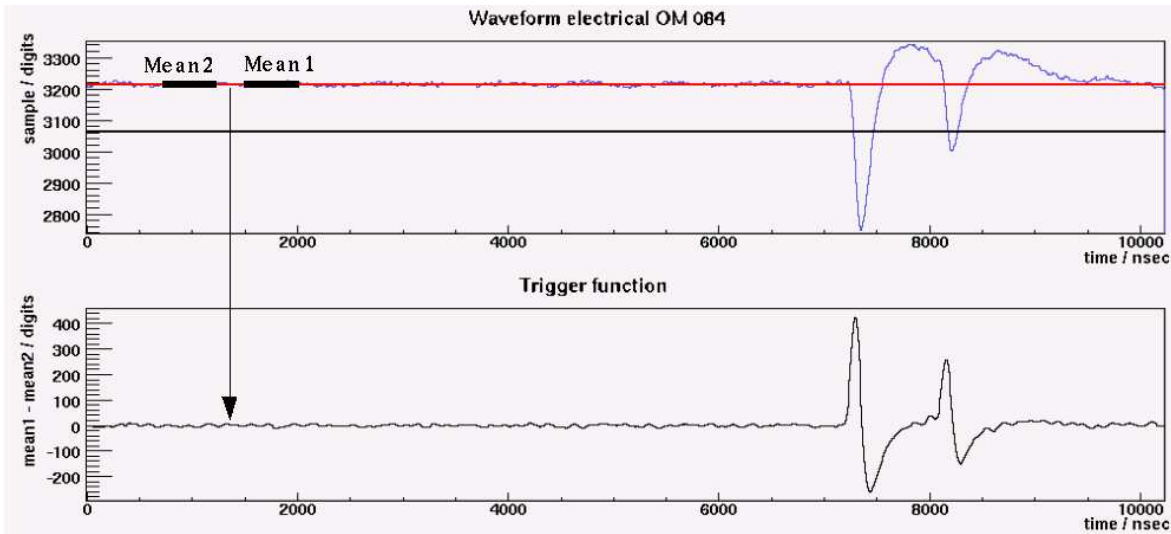


Abbildung 5.2: *Im oberen Graphen ist eine Standardwellenform eines TWR-Kanals abgebildet mit zwei Pulsen im rechten Bereich. Bei einer normalen Pulssuche mit einer festen Schwelle würde der zweite Puls nur teilweise detektiert, da der erste Puls einen sehr großen Überschwinger produziert. Der Anfang und das Ende des Pulses würden abgeschnitten, da die Standardwerte für die Anzahl erfasster Datenpunkte vor der Schwelle, bzw. nach der Schwelle zu klein sind. Mit der differentiellen Pulssuche, bei der zwei Durchschnittsfenster über die Daten gehen und voneinander subtrahiert werden, sind beide Pulse deutlich zu erkennen und überschreiten beide die angesetzte Schwelle. Hiermit werden beide Pulse komplett erfasst.*

jeweilige Triggerschwelle eines Kanals überschritten, wird ab einer bestimmte Zeit vor diesem Punkt der Puls aufgenommen, bis eine zweite niedrigere Schwelle unterschritten wird. Damit auch Pulse detektiert werden, die nach einem sehr großen Puls folgen, wurde eine Methode verwendet, bei der zwei Fenster (Mean 1 und Mean 2 in Abb. 5.2), von denen der Mittelwert gebildet wird, über die Datenpunkte laufen. Diese beiden Durchschnittswerte werden voneinander subtrahiert und das Ergebnis mit einem Schwellwert verglichen. Falls er überschritten wird, beginnt die Aufnahme des Pulses. Siehe Abb. 5.2.

Die Datenpunkte werden mit einer Kopfzeile, die die genaue Zeit und weitere Daten zu dem jeweiligen Modul enthält, als einzelnes Ereignis gespeichert. Dabei muss eine Besonderheit der TWR-Module genannt werden. Ein TWR-Modul besteht aus acht Kanälen, besitzt aber nur vier FPGA¹ Chips um diese auszulesen. Dies bedeutet, dass jeweils zwei ADC Kanäle zu einem FPGA gehören. Wenn nun in einem der beiden Kanäle ein Puls detektiert wird,

¹Field Programmable Gate Array; Logikchip mit programmierbaren Feldern.

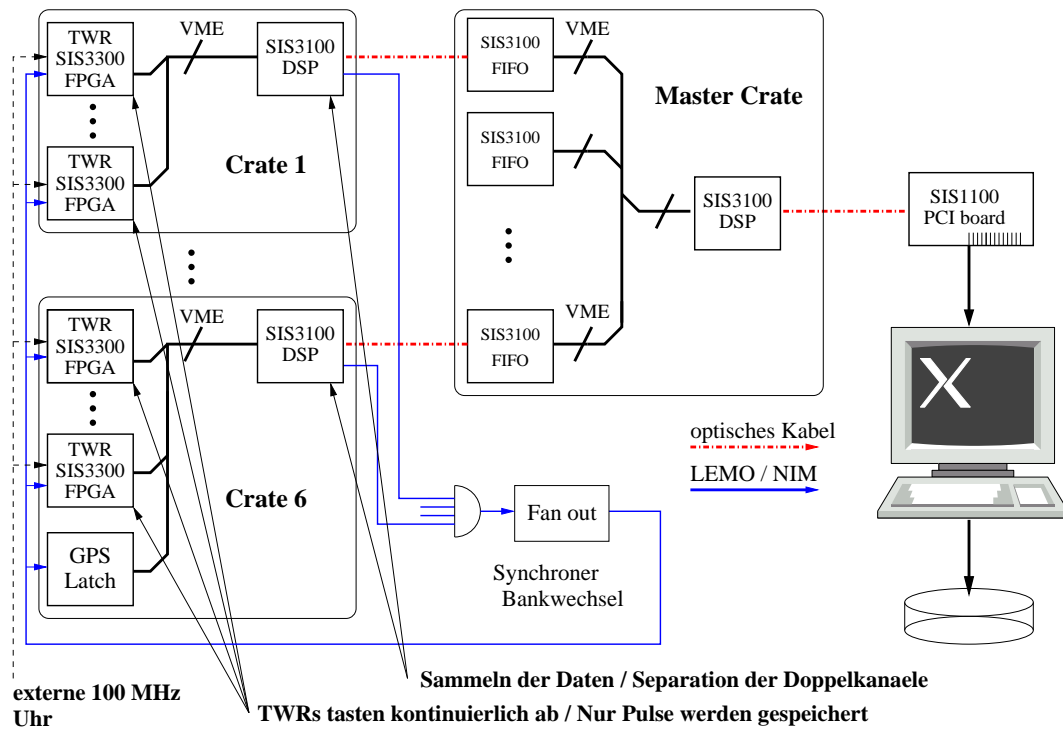


Abbildung 5.3: Darstellung eines eigenständigen Triggersystems für den TWR-Softwaretrigger. Modifiziert aus [Wag04].

werden für beide Kanäle die Daten gespeichert, was fast einer Verdopplung des Datenvolumens entspricht. Dies ist hardwarebedingt und kann nicht vermieden werden. Damit die Transferraten im System nicht zu groß werden, wird ein modifiziertes Programm in den DSP der VME-VME Brücken benutzt. Dies analysiert den Header jedes gespeicherten Treffers beim Einlesen und spaltet die Doppelkanaldaten in Einzelkanaldaten auf. Ist in einem der beiden Kanäle kein Datenpunkt unterhalb der jeweiligen Schwelle, werden die Daten dieses Kanals nicht in das Master-Crate weitergeleitet.

Zu diskutieren ist weiter die synchrone Auslese der Daten in allen Modulen in den unterschiedlichen Crates. Da in diesem System nicht mehr einheitlich ein Ereignis aufgenommen wird, sind auch die Speicher für die einzelnen Kanäle zu einem unterschiedlichen Zeitpunkt gefüllt. Dieser hängt von der Rauschrate der optischen Module ab. Trotzdem müssen zur stabilen Datenverarbeitung auf dem Server alle Speicherbänke in den Modulen zur gleichen Zeit wechseln. Die Lösung ist ein Interrupt-System, das in den TWR zur Verfügung steht. Sobald eine Speicherbank mit einem festzulegenden Prozentsatz gefüllt ist, wird ein Interrupt auf den VME-Bus gegeben, der von dem Programm in den DSP registriert wird. Das DSP Programm sendet dann ein Signal zum

Bankwechsel über einen Fan-In/Fan-Out² an alle TWR-Module, so dass diese einen Bankwechsel vollziehen. Damit kein weiterer DSP einen Bankwechsel initiieren kann, bevor die Signale des ersten DSP die TWR-Module erreichen, wird das Signal auf mehrere 100 ns gestreckt. Somit führt ein kurze Zeit später eintreffendes Signal nicht zu einem Bankwechsel, da das erste Signal noch immer gesendet wird.

Nun werden die Daten, wie in der Standard TWR-DAQ, über das Master-Crate an den Server übertragen. Dort werden sie, abhängig von der Kanalnummer, in verlinkte Listen gespeichert. So sind die Treffer direkt, wie in einem FIFO, zeitsortiert gespeichert und können weiterverarbeitet werden.

Da das ganze Computersystem nur aus einem Doppelprozessor-Server besteht, können nicht alle Treffer detailliert untersucht werden. Damit ein Zeitfenster genauer untersucht wird, muss ein Vortrigger erfüllt sein. Bei diesem Vortrigger handelt es sich um ein Histogramm mit 5 μ s breiter Einteilung, in das die Treffer aus allen OM Listen für ein bestimmtes Zeitfenster einsortiert werden. Das zu untersuchende Zeitfenster wird so gewählt, dass keine Daten analysiert werden, für die nicht alle Kanäle ausgelesen wurden.

Nach dem Einfüllen wird untersucht, ob in einem der Felder mehr als die erforderliche Anzahl an Treffern vorhanden ist. Diese Schwelle wurde durch Simulationen der Software im Labor bestimmt. Es wurden bestimmte Datenmengen durch das System geschickt und gemessen, wieviel Zeit benötigt wird, um diese zu verarbeiten. Gleichzeitig wurde die Zeit bestimmt, die zwischen zwei Datenpaketen aus dem TWR-System liegen. Solange die Verarbeitung der Daten weniger Zeit benötigt als das Füllen der Speicherbänke, kann das System laufen, ohne einen Datenstau zu verursachen. Solch ein Datenstau würde bewirken, dass der Speicher des Servers langsam gefüllt würde und irgendwann das Programm wegen Speichermangels abstürzt.

Mit Hilfe von TWR-Zufallsdaten³ konnte ein triggerschwellenfreier Blick auf die zu erwartenden Daten genommen werden. Die Simulation des Programms ergab, dass etwa 6000 detaillierte Triggeruntersuchungen innerhalb eines Auslesezyklus verarbeitet werden können. Die Abb. 5.5 zeigt die Anzahl an Ereignissen mit N Treffern in 5 μ s. Es verdeutlicht, dass weniger als 6000 Ereignisse zu analysieren sind, wenn die Vortriggerschwelle auf 9 Treffer in 5 μ s gestellt wird.

Um diese Vortriggerpunkte herum werden dann alle Treffer in einem Zeitfen-

²Logisches Gatter, das das eingehende Signal auf mehrere Ausgänge verteilt.

³Zufallsdaten sind normale Daten, bei denen nicht ein bestimmter Trigger des AMANDA-Detektors zur Datennahme verwendet wurde, sondern ein Frequenzgenerator mit einer beliebigen Frequenz bis 100Hz einen Trigger auslöst. Die gewonnenen Daten zeigen alle vorhandenen Ereignisse im Detektor, ohne irgendeine Art von Schwelle. Für Details siehe [Mes03].

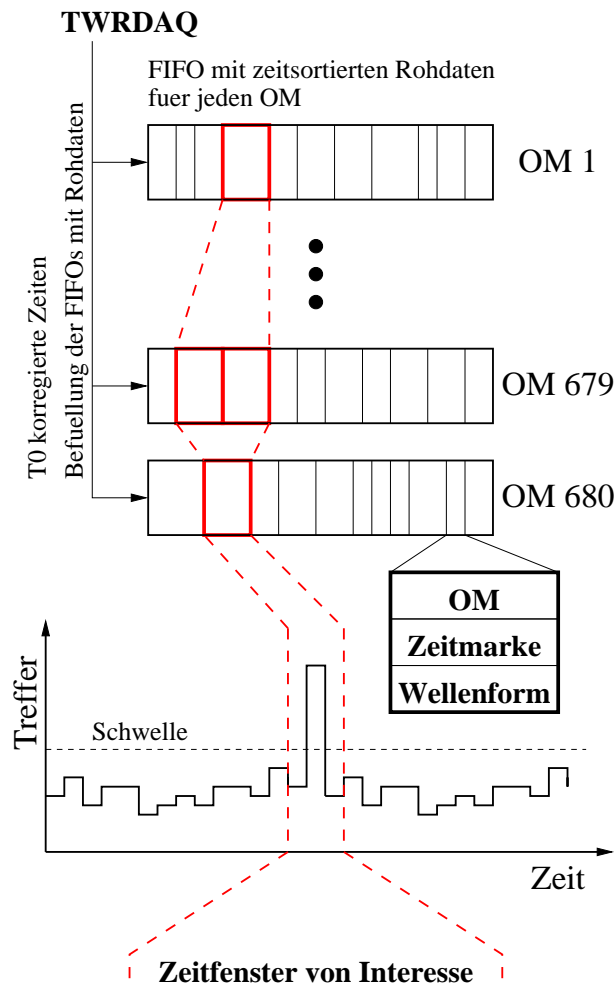


Abbildung 5.4: Vortriggersuche in reinem TWR-Softwaretrigger. Modifiziert aus [Wag04].

ster von $-15 \mu\text{s}$ bis $+20 \mu\text{s}$ aus den OM Listen gesucht, in eine weitere Liste geordnet, zeitlich sortiert und zuletzt verschiedene Triggeralgorithmen auf die Daten angewandt. Auf die angewandten Trigger wird in den Abschnitten 5.3.2 und 5.3.3 näher eingegangen. Die Ereignisse, die die Triggerbedingungen erfüllen, werden gesammelt und in Dateien gespeichert.

Umsetzung des Konzeptes

An der Umsetzung des vorher beschriebenen Ansatzes wurde in der Südpol Saison 2004/05 gearbeitet. Aufgrund einer Rekalibration des Detektors zu Beginn der Saison 04/05 ist die Datenrate stark angestiegen. Diese Rekalibrierung war notwendig, um den dynamischen Bereich der Photomultiplier zu erhöhen

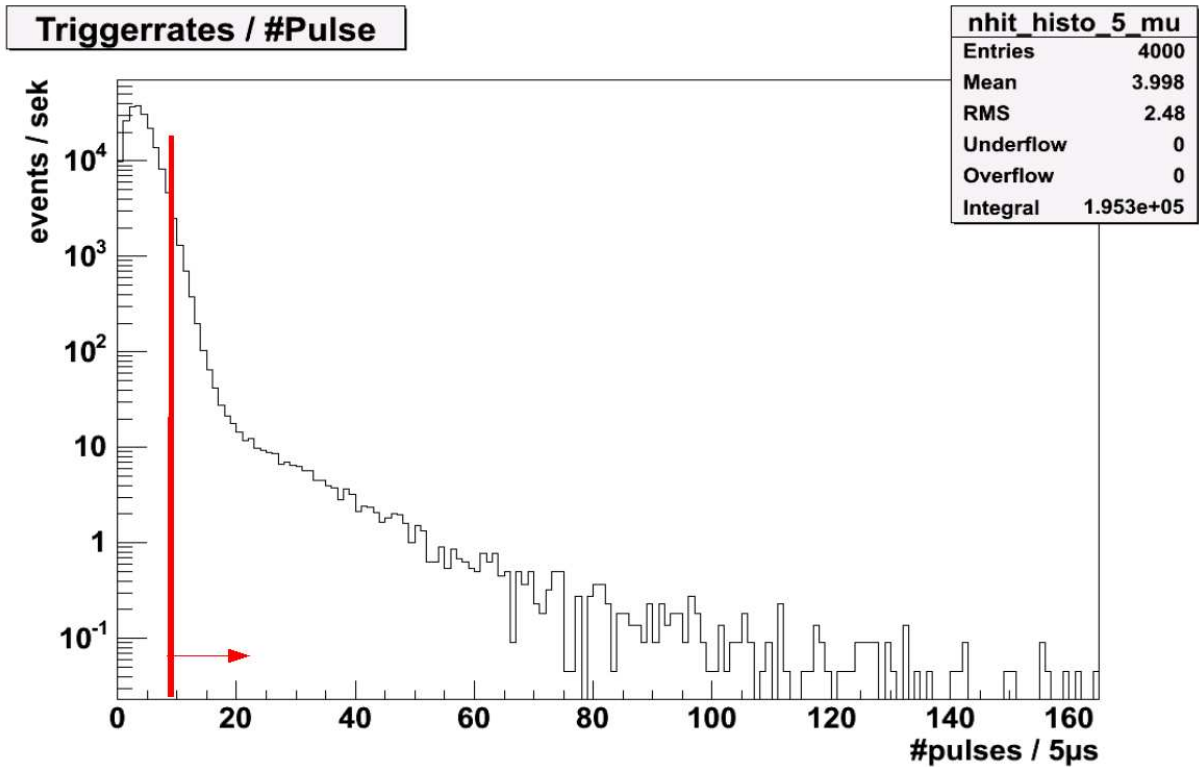


Abbildung 5.5: Zufallsdatenverteilung für die Anzahl der Pulse in $5 \mu\text{s}$. Die senkrechte Linie zeigt die Zahl, bei der in der rechten Hälfte der Verteilung weniger als 6000 Ereignisse vorhanden sind.

und damit die Analyse von hochenergetischen Ereignissen zu verbessern. Diese erhöhte Datenrate konnte in den Studien im Labor nicht simuliert werden. Der benutzte DSP hat eine zu geringe Taktfrequenz, um in der zur Verfügung stehenden Zeit die Pulse aus den ankommenden Doppelkanaldaten zu separieren. Ohne diese Aufteilung und der damit verbundenen Löschung der leeren Kanaldaten, ist die Datenrate zu hoch, um in der gegebenen Zeit die Daten durch das Master-Crate auf den Server zu transferieren. Die Versuche, das DSP Programm durch Parallelisieren einiger Arbeitsschritte zu beschleunigen, mussten aufgrund der begrenzten Zeit am Südpol, abgebrochen werden und ein lauffähiges Konzept mit Softwaretrigger für die anstehende Wintersaison gefunden werden.

Die im nächsten Abschnitt beschriebene Lösung hat sich als ebenbürtig, wenn nicht bessere Variante für die gegebenen Umstände von begrenzten Ressourcen herausgestellt.

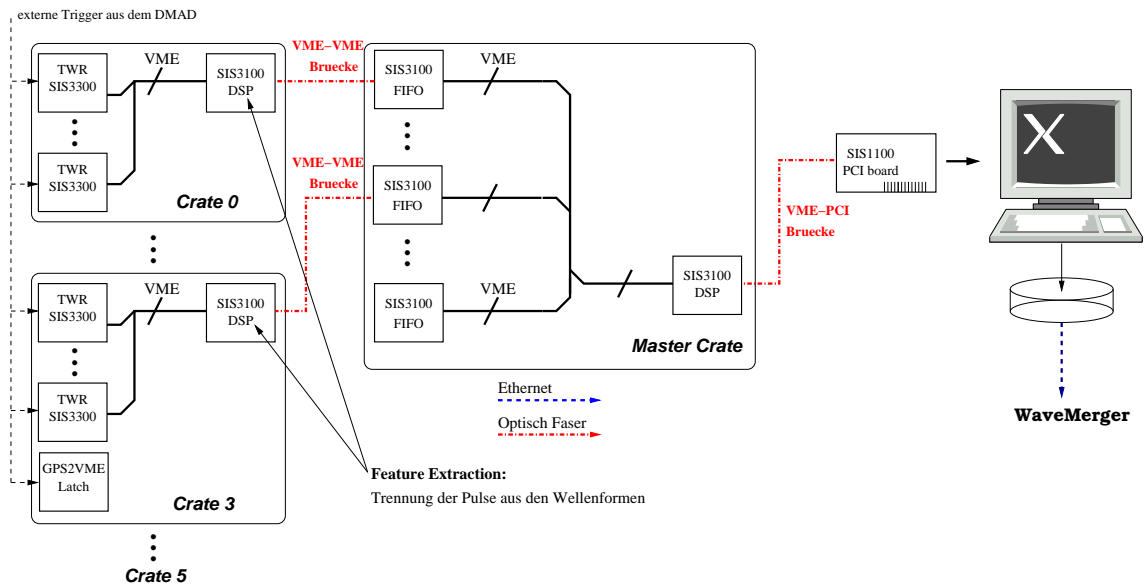


Abbildung 5.6: TWR-Hardware des Jahres 2005.

5.3 Implementierte Methode des Softwaretrigger

Die implementierte DAQ unterscheidet sich stark vom eigentlichen Ansatz eines reinen Softwaretriggers, in dem alle Pulse ausgelesen und im Anschluss analysiert werden.

Der auf Software basierende Vortrigger wurde durch einen Hardwaretrigger ersetzt. Dies bedeutet, dass die ursprüngliche Datenauslese beibehalten wird, bei der alle TWR-Module extern getriggert werden. Dabei wird um den Trigger ein Zeitfenster von $10 \mu\text{s}$ ausgelesen. Dies reduziert die Menge anfallender Daten in der Hardware, da nicht alle im Photomultiplier erzeugten Pulse gespeichert werden. Eine weitere Reduktion erfolgt auch bei diesem System durch die Feature Extraction in den DSP.

Die Vortriggerschwelle, in Abb. 5.6 als externer Trigger bezeichnet, wird dabei soweit wie möglich gesenkt, so dass die maximale Anzahl von Ereignissen im anschließenden Softwaretrigger untersucht werden können.

Wird die Triggerschwelle zu klein gesetzt, kann es auch hier vorkommen, dass das System noch mit der Auslese der letzten Speicherbank beschäftigt ist, während die zweite Bank bereits gefüllt ist. Tritt dies auf, stoppen die Module die Datennahme, obwohl weitere Trigger eintreffen. Diese Trigger werden in der GPS-Latch allerdings weiter gespeichert. Dies führt dazu, dass bei der Auslese der übernächsten Bank die gespeicherten GPS-Zeiten nicht mit den Zeiten der TWR-Ereignisse übereinstimmen. Dies wird im *eventbuilder* Prozess

untersucht. Bei nicht synchronen Zeiten zwischen TWR und GPS wird ein Warmstart des Systems eingeleitet. Das entspricht etwa einer Totzeit von zwei Sekunden pro Warmstart. Dies passiert etwas 50 - 100 mal am Tag und ist in der Gesamttotzeit des Systems von 0,15% enthalten.

Der Vortrigger im Jahr 2005 lag bei einer Multiplizität von zwölf Treffern in $2,5 \mu\text{s}$. Dies entspricht einer Triggerrate von etwa 225 Hz. Dies gewährleistet genügend Abstand zur kritischen Multiplizität von 10 (~ 300 Hz Triggerrate), bei der die Auslese länger dauert als das Füllen der nächsten Bank. Der Unterschied von zwei Punkten in der Triggerschwelle bedeutet, umgerechnet in eine Triggerrate, eine Differenz von etwa 70 Hz in der Ereignisrate.

Im Jahr 2006 wurde der Vortrigger um drei weitere Trigger ergänzt. Zum einen wurde der String-Trigger integriert, welcher nach lokalen Koinzidenzen an einer Kette von Modulen sucht. Des Weiteren der SPASE-Trigger, der ausgelöst wird, wenn im Luftschauer Detektor SPASE ein Schauer in Richtung des AMANDA-Detektors gemessen wird. Abb. 3.3 verdeutlicht die Lage des SPASE-Detektors bezüglich AMANDA. Ein Zufallstrigger, der durch den 1PPS Puls der GPS-Uhr ausgelöst wird, wurde ebenfalls implementiert. Die Trigger werden in Abschnitt 5.3.2 genauer behandelt. Damit die zusätzlichen Vortrigger nicht zu einer Überlastung der Auslese und Warmstarts führt, wurde die Schwelle des Multiplizität Vortriggers um eins auf $M = 13$ erhöht.

Sind die Daten auf den Server transferiert, beginnt der Prozess, die Daten der einzelnen Module zu Ereignissen zusammenzufassen. Daraufhin startet der Softwaretrigger, der in den folgenden Unterkapiteln näher erläutert wird.

5.3.1 Der Softwaretrigger-Algorithmus

Um die schnelle Verarbeitung der Daten zu ermöglichen, ist der verwendete Algorithmus des Softwartriggers recht einfach gehalten. Ebenfalls ist mit einem zur Verfügung stehenden Server-PC die Rechenleistung stark begrenzt. Der Softwaretrigger ist in die Ereignisbildung des *eventbuilder* Prozesses integriert. Wenn die Daten der einzelnen TWR-Module für ein Ereignis eingelesen werden, wird gleichzeitig eine Reihe von Triggerfeldern gefüllt. Währenddessen wird überprüft, ob ein externer Trigger⁴ im Zeitfenster des Ereignisses eingegangen ist. Eine genaue Erklärung der externen Trigger folgt in Abschnitt 5.3.2. Der Haupttrigger in dieser Konfiguration ist der M18 Multiplizitätstrigger des DMAD-Systems.

Ist ein externer Trigger während des Ereignisses eingegangen, wird das Ereignis direkt akzeptiert und an die Speicherroutinen weitergeleitet. Sollte kein externer Trigger in einem Ereignis vorhanden sein, werden die Triggerfelder ausge-

⁴Als externe Trigger werden alle Triggersignale bezeichnet, die nicht innerhalb der TWR-Hardware, bzw. des Softwaretriggers erzeugt werden.

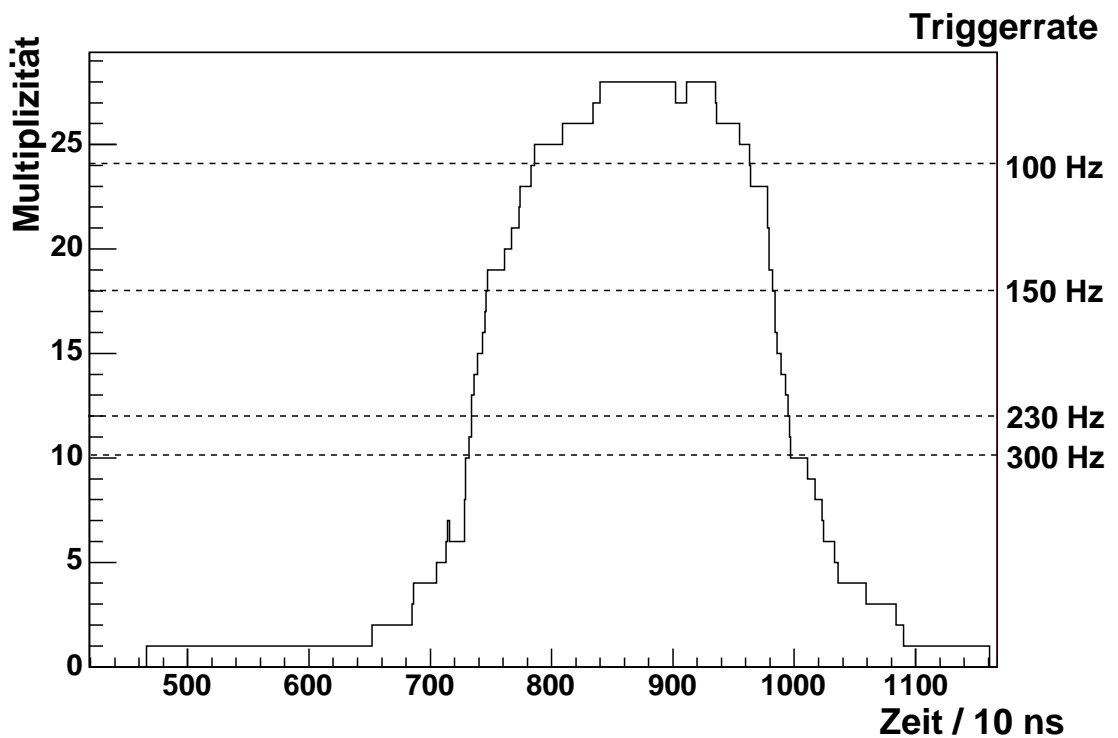


Abbildung 5.7: *Multiplizitätsverteilung eines TWR-Ereignisses. Jedes Fragment/Puls erhält ein Zeitfenster von $2,5 \mu\text{s}$. Ist ein weiteres Fragment im selben OM wird das Fenster dem entsprechend verlängert. Der Verlauf wurde mit Zufallsdaten erstellt.*

wertet. Die erste Analyse erzeugt eine Multiplizitätsverteilung der Fragmente des Ereignisses, wie sie in Abb. 5.7 zu sehen ist. Den einzelnen Treffern wird dabei eine Länge von $2,5 \mu\text{s}$ gegeben. Wird dabei eine Fragment-Multiplizität $M \geq 20$ erreicht, wird das Ereignis ebenfalls getriggert.

Sollte auch diese Triggerbedingung nicht erfüllt sein, wird die letzte Untersuchung des Ereignisses, die Volumentriggersuche, gestartet. Sollte das Ereignis eine Multiplizität von 9 überschreiten, wird ein Startflag für den Volumentrigger gesetzt. Diese dreidimensionale Suche nach lokalen Koinzidenzen wird in Abschnitt 5.3.3 detailliert beschrieben. Fällt die Multiplizität unter 8, wird an dieser Zeitmarke das Stopflag gesetzt. Alle Treffer zwischen diesen beiden Marken werden bei der Volumentriggersuche berücksichtigt. Sollte auch diese Triggerstufe keine Anzeichen für ein verwertbares Ereignis finden, wird es verworfen.

In Tabelle 5.1 sind die Triggerraten der unterschiedlichen Triggerstufen aufge-

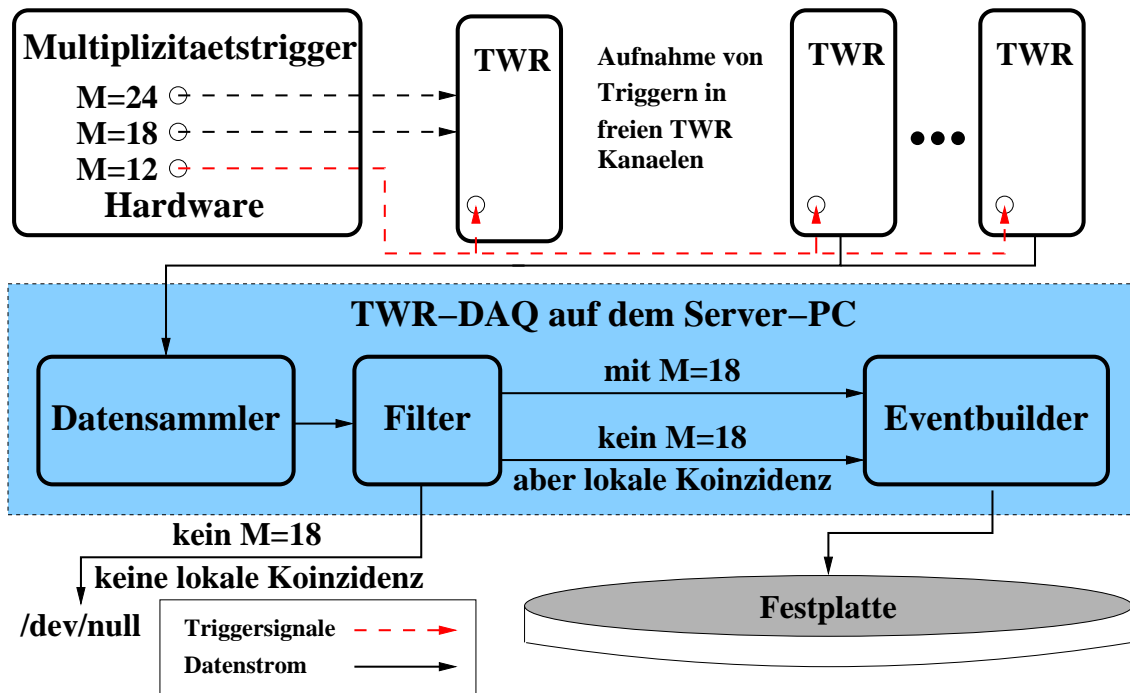


Abbildung 5.8: Darstellung des kompletten TWR-System 2005 inklusive Softwaretrigger. Die externen Trigger werden in freien TWR-Kanäle aufgezeichnet.

führt. Es ist erkennbar, dass trotz der niedrigeren Vortriggerrate im Jahr 2006 ein höherer Anteil der Ereignisse getriggert wird. Dies ist durch die Erweiterung der Vortrigger, und der damit verbundenen Erhöhung der Multiplizitätsschwelle auf $M = 13$ zu begründen. Im Jahr 2006 ist ein Teil der externen Trigger als Vortrigger verwendet worden (Abb. 5.10), dies erklärt die erhöhte Gesamttriggerrate.

Jahr	Vortrigger	Ext. Trigger	Sw $M = 20$	Vol. Trigger	Ges. Trigger	Verworfen
2005	223,9 Hz	132,1 Hz	0,6 Hz	42,2 Hz	174,8 Hz	49,1 Hz
2006	212,7 Hz	147,6 Hz	0,5 Hz	41,4 Hz	189,5 Hz	23,2 Hz

Tabelle 5.1: Triggerraten der Jahre 2005 (Run 9467) und 2006 (Run 9892). (Sw = Softwaretrigger)

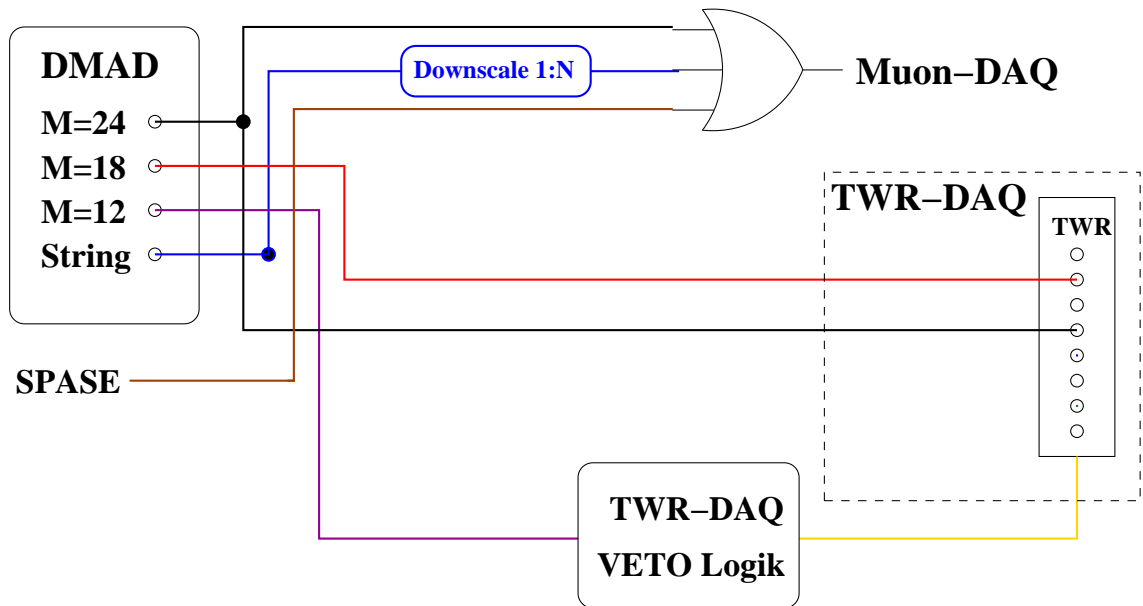


Abbildung 5.9: Darstellung der Triggereinstellungen des Jahres 2005. $M12$ ist der einzige Vortrigger. $M18$ und $M24$ sind externe Trigger des Softwaretriggers.

5.3.2 Vortrigger und externe Trigger

Vortrigger und externe Trigger im Jahr 2005

Im Jahr 2005 bestand der Vortrigger der TWR-DAQ aus dem Multiplizitätstrigger des DMAD mit einer Schwelle von $M = 12$. Des Weiteren wurden die Multiplizitätstrigger mit den Schwellen $M = 18$ und $M = 24$, die als externe Trigger verwendet werden, in jeweils einem freien Kanal im TWR-Modul aufgezeichnet. Abb. 5.9 stellt die Triggereinstellung schematisch dar. Mit Hilfe dieser Triggerkanäle wird eine erste Triggerstufe gebildet. Ist ein Triggerpuls in der Wellenform eines der beiden Kanäle, wird es bei der Datenverarbeitung erkannt und das Ereignis direkt akzeptiert und gespeichert.

Die Trigger in TWR-Kanälen aufzuzeichnen, hat den weiteren Vorteil, dass mit ihrer Hilfe ein Vergleich zwischen den bestehenden DAQ Systemen möglich ist. Die Muon-DAQ wird durch einen Multiplizitätstrigger mit der Schwelle $M = 24$ getriggert. Die Schwelle ist doppelt so hoch wie die Vortriggerschwelle der TWR-DAQ. Dies bewirkt, dass ein Ereignis, das in der TWR-DAQ vorhanden ist, nicht notwendiger Weise in der Muon-DAQ getriggert werden muss, da entweder die Schwelle zu hoch war, oder durch die hohe Totzeit der Muon-DAQ Auslese das Ereignis nicht erfasst wurde. Ist es in der Muon-DAQ erfasst wor-

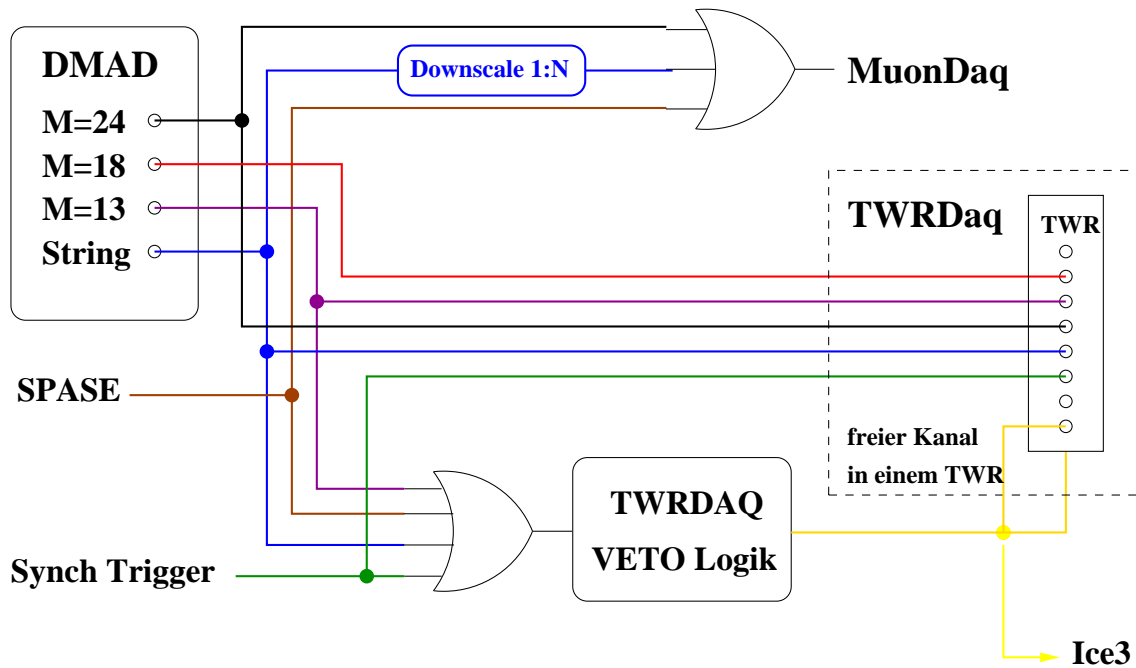


Abbildung 5.10: Darstellung der Triggereinstellungen des Jahres 2006. Hinter dem Trigger-Veto wird das Signal aufgeteilt. Es triggert die TWR-DAQ, wird in einem freien Kanal aufgezeichnet und für eine gemeinsame Datenanalyse an IceCube gesandt.

den, muss die Zeitdifferenz zwischen den Triggersignalen exakt gemessen werden, da die Zeitverzögerungen zwischen der Erfüllung der Triggerbedingungen M12 und M24 variabel und für jedes Ereignis unterschiedlich sind. Die Aufzeichnung der Wellenformen gewährleistet, dass die Zeiten für jedes Ereignis berechnet werden können.

Vortrigger und externe Trigger im Jahr 2006

Im Jahr 2006 wurden der Vortrigger und der externe Trigger der TWR-DAQ erweitert, siehe Abb. 5.10. Der String-Trigger, ein Hardwaretrigger, der nach lokalen Koinzidenzen an einer Kette von Modulen sucht, ist einer der neuen Trigger. Er ist besonders für Analysen wichtig, die nach exotischen Teilchen suchen. Die Schwelle liegt niedriger, als die des Vortrigger aus dem Jahr 2005. Ein String-Trigger wird ausgelöst, wenn 6 bzw. 7 OM in einer zusammenhängenden Kette von 9 bzw. 11 Modulen Treffer innerhalb von $2,5 \mu\text{s}$ haben. Dabei sind 6 aus 9 OM in den inneren 4 Ketten und 7 aus 11 OM in den restlichen Ketten als Schwelle eingestellt. Somit sind mit diesem Trigger zusätzliche nie-

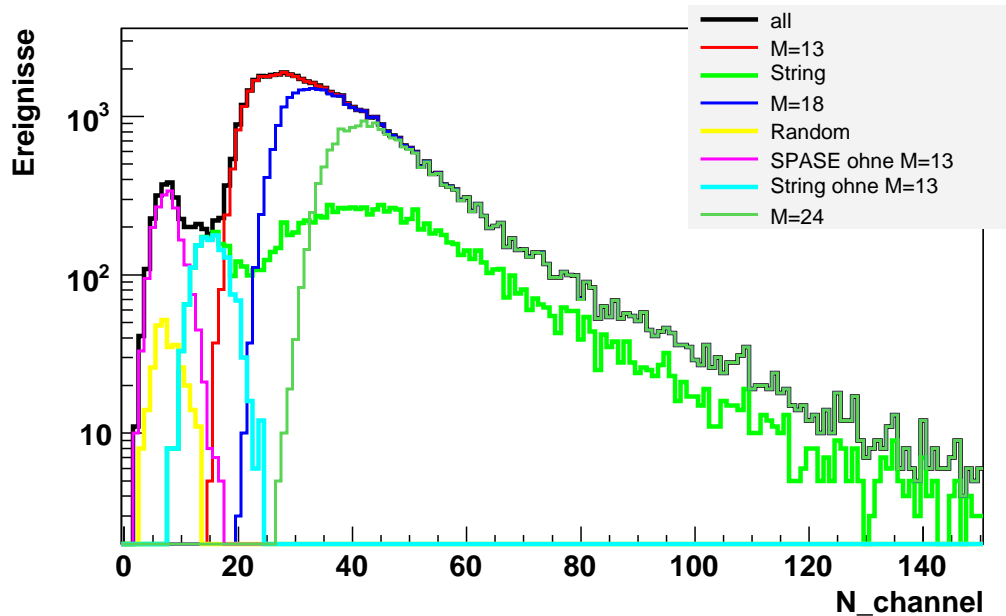


Abbildung 5.11: N_{channel} Verteilung der unterschiedlichen Vortrigger des Jahres 2006 (Daten aus RUN 9914).

derenergetische Ereignisse zu erwarten. Die türkise Linie in Abb. 5.11 zeigt die zusätzlichen Ereignisse durch den String-Trigger in Bereich von 8 bis 25 getroffenen Kanälen.

Der SPASE-Trigger wurde als ein weiterer Trigger hinzugefügt. SPASE ist ein Bodenarray von Szintillationsdetektoren, die Schauer der kosmischen Strahlung detektieren. Wird ein Schauer in Richtung des AMANDA-Detektors gemessen, geht ein Signal an die Triggerlogik von AMANDA. Die violette Verteilung in Abb. 5.11 zeigt diese Trigger. Sie sind dominant bei kleinen Zahlen, zwischen 3 und 18 getroffenen Kanälen.

Die dritte Erweiterung des Vortriggers besteht aus dem 1PPS Signal der IceCube GPS Uhr. Dieses Signal ist ein Synchronisationspuls der Uhr und wird zu jeder vollen Sekunde gesendet. Dieser Trigger ist auf mehrere Weisen sinnvoll. Zum einen dient er als Zufallstrigger für die TWR-DAQ und ermöglicht einen schwellenfreien Blick auf die Daten im Detektor [Mes03]. Zum anderen ist er für die Synchronisation zwischen IceCube und AMANDA von großer Bedeutung. Die TWR-DAQ soll in das IceCube-Experiment integriert werden.

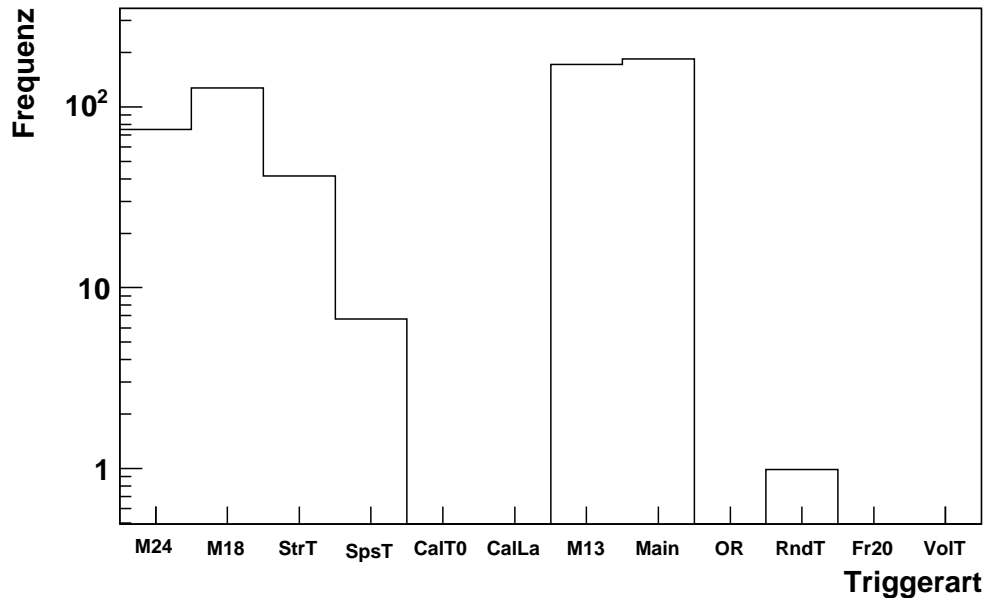


Abbildung 5.12: Dargestellt sind die Triggerraten der unterschiedlichen externen Trigger. "Main" ist die Gesamtrate. Der größte Anteil liegt bei den $M = 13$ Multiplizitätstrigger Ereignissen. Danach folgen String- und SPASE-Trigger und mit einem Hz der Synchronisationstrigger. Sie sind zugleich Vortrigger und externe Trigger des Softwaretriggers. M18 und M24 sind nur externe Trigger im Softwaretrigger und werden nicht als Vortrigger genutzt. In einem Ereignis können mehrere Trigger aktiv sein. Daten aus Run 9914.

Dabei sollen die Datennahmesysteme von AMANDA und IceCube synchron mit der gleichen Uhrzeit laufen. Problematisch ist die Entfernung von 500 m zwischen den beiden Experimenten, die zu überbrücken ist. Näheres hierzu wird in Kapitel 7 beschrieben. Die Verteilung der Anzahl getroffener Kanäle (Abb. 5.11) zeigt auch für diesen Trigger sehr viele Ereignisse mit einer geringen Anzahl getroffener Kanäle. Dies liegt an der geringen Statistik die dieser Trigger hat. Über das Jahr integriert wird die Verteilung weiter zu größeren Zahlen getroffener Kanäle reichen.

Um die beiden Datennahme-Systeme online oder offline zu synchronisieren, muss ein Puls in beiden Datennahmen erfasst werden. Dies wird mit dem

1PPS Signal der GPS Uhr erreicht. Das Signal triggert die TWR-DAQ, wird in einem freien Kanal aufgenommen und an die IceCube Triggerlogik geschickt. Neben diesen drei neuen Vortriggern wird weiterhin der Multiplizitätstrigger des DMAD-Systems benutzt. Die Schwelle wurde für das Jahr 2006 auf $M = 13$ erhöht, da in Verbindung mit den drei zusätzlichen Triggern die Datenrate zu hoch wurde. Die Raten der einzelnen Trigger ist in Abb. 5.12 dargestellt. Da die weiteren Trigger auch jeweils in einem Kanal aufgezeichnet werden, hat sich die Datenrate in diesen Crates stark erhöht. Wenn zum Beispiel die Multiplizität im Detektor über die Schwelle steigt, bleibt sie dort für einen gewissen Zeitraum. Dies bedeutet, dass nicht nur der auslösende Triggerpuls in diesem Kanal gespeichert wird, sondern auch alle darauf folgenden Pulse. Diese zusätzlichen Pulse sind besonders beim Multiplizitätstrigger und dem String-Trigger zu beobachten. Sie erhöhen die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Crate nicht innerhalb eines Ereignisblocks von 128 Ereignissen ausgelesen werden kann und ein Warmstart ausgelöst wird. Um diese erhöhte Wahrscheinlichkeit wieder zu reduzieren, wurde die Schwelle des Multiplizitätstriggers um einen Punkt erhöht.

Die Warmstartrate wurde nicht ganz auf das Niveau des Jahres 2005 gesenkt, allerdings ist dies aufgrund des hohen Zuwachses an wichtigen Daten für die Analyse zu tolerieren. Die Totzeit des Systems hat sich durch die erhöhte Warmstartrate nur geringfügig von $\sim 0,175$ um $0,02\%$ auf $\sim 0,195\%$ ⁵ erhöht. Dies kann auf der AMANDA TWR-Monitoring Seite verifiziert werden [Dre05]. Auf dieser Webseite werden Statistiken und Analysen zu jedem Datennahme-Zyklus⁶ grafisch dargestellt, damit die Stabilität überprüft werden kann, und technische Ausfälle schnell erkannt werden.

Die vier Vortrigger gehen in eine ODER-Logikschaltung, siehe Abbildung 5.10, die dann, wie bisher in die TWR-Triggerlogik, Abb. 5.1, eingespeist wird. Damit bei der Analyse bestimmt werden kann, welcher Kanal den Trigger ausgelöst hat, wird das Signal nach der Triggerlogik ebenfalls in einem freien Kanal der TWR-DAQ aufgenommen. Dasselbe Signal geht auch an die IceCube-Datennahme, bei der zwei Kanäle bereit gestellt wurden. Dies wird in Kapitel 7 genauer beschrieben.

5.3.3 Der Volumentrigger

Einer der Hauptgründe für die Entwicklung der TWR-DAQ war die sehr gute Auflösung hochenergetischer Ereignisse. Die TWR-DAQ nimmt die gesamte Wellenform auf und ist somit nicht auf eine maximale Pulsanzahl von 8 pro Ereignis beschränkt.

⁵Zahlen aus den Runs 9467 (2005) und 9892 (2006)

⁶Ein Zyklus sind etwa 24 Stunden.

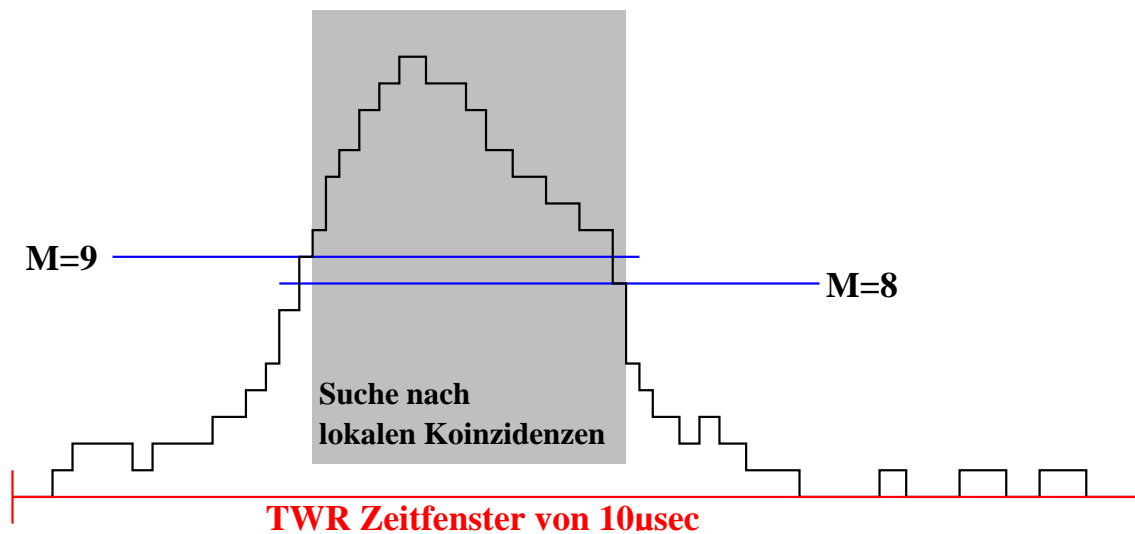


Abbildung 5.13: Schema der Volumentriggersuche. Im grau unterlegten Bereich wird der Suchalgorithmus angewandt.

Nach Inbetriebnahme stellte sich heraus, dass mit der TWR-DAQ auch die Triggerschwelle im Vergleich zur Muon-DAQ drastisch gesenkt werden konnte. Der Grund liegt in der sehr geringen Totzeit des Systems. Dies endete vorerst bei einer Multiplizität von $M = 18$, da die Datenrate des TWR-Systems die Netzwerkkapazitäten auf der Südpolstation an seine Grenzen brachte.

Erst die Datenkompression [Ref05] gab Spielraum für eine weitere Reduktion der Energieschwelle. Jedoch hat eine alleinige Senkung der Schwelle wenig Potenzial, neue verwendbare Ereignisse zu liefern, da in diesem Bereich das poissonverteilte Rauschen der 600 benutzten Photomultiplier die Hauptursache für einen Trigger ist. Dies ist in Abb. 6.1 zu sehen. Die poissonverteilten Rauschtreffer sind im Bereich einer Multiplizität $0 < M < 20$ deutlich zu erkennen.

Der String-Trigger ist eine Hardware Lösung, um niederenergetische Ereignisse zu detektieren. Doch ist dessen Suche auf eine Kette von Photomultipliern beschränkt und somit eher für Teilchen, die aus dem Kern der Erde kommen und nicht für horizontale Teilchenspuren, geeignet.

In diesem Bereich setzt der neu entwickelte Volumentrigger an. Der Suchalgorithmus ist darauf ausgelegt, Teilchenspuren durch den Detektor, bzw. Kaskadenereignisse im Detektor zu detektieren.

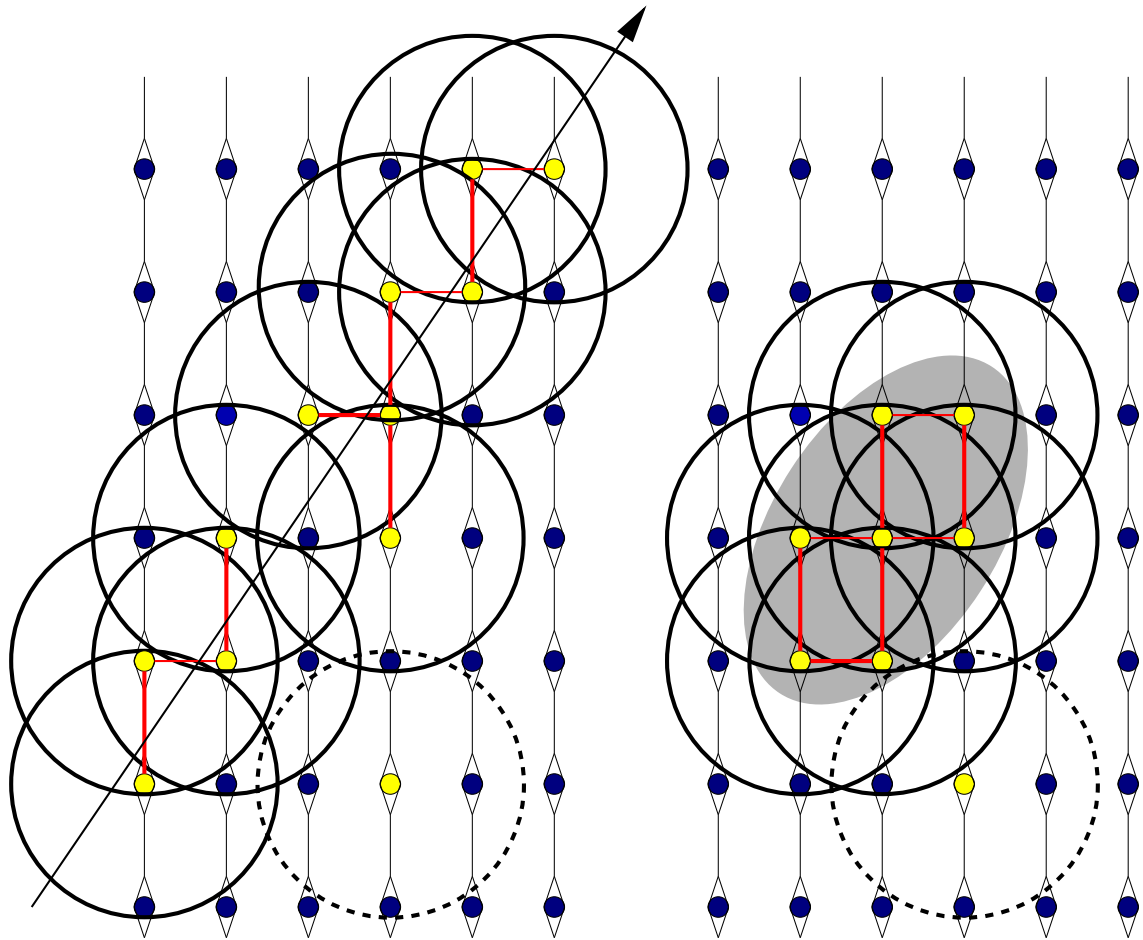


Abbildung 5.14: Die Skizze verdeutlicht die Arbeitsweise des Volumentrigger-Algorithmus. Alle Treffer im betreffenden Zeitfenster sind gelb markiert. Der Algorithmus sucht in einem Kugelvolumen mit Radius r nach weiteren Treffern in optischen Modulen. Dargestellt sind zwei verschiedene Arten von Ereignissen, eine lange Teilchenspuraus eines Myons, links, wird ebenso detektiert wie eine aus Elektronen oder Tauonen entstehende Kaskade, rechts.

Funktionsweise des Algorithmus

Der Volumentrigger-Algorithmus baut auf dem Multiplizitätstrigger der Softwaretriggerrountinen auf. Zunächst wird in dem vorgetriggerten Ereignis ein Zeitfenster für die Volumentriggersuche ausgewählt. Wird bei der Multiplizitätsuntersuchung eine Schwelle von neun Pulsen innerhalb von $2,5 \mu\text{s}$ überschritten, setzt das Programm einen Marker an diese Position im Zeitfenster. Unterschreitet das Signal die Schwelle von 8 Pulsen innerhalb des Triggerfen-

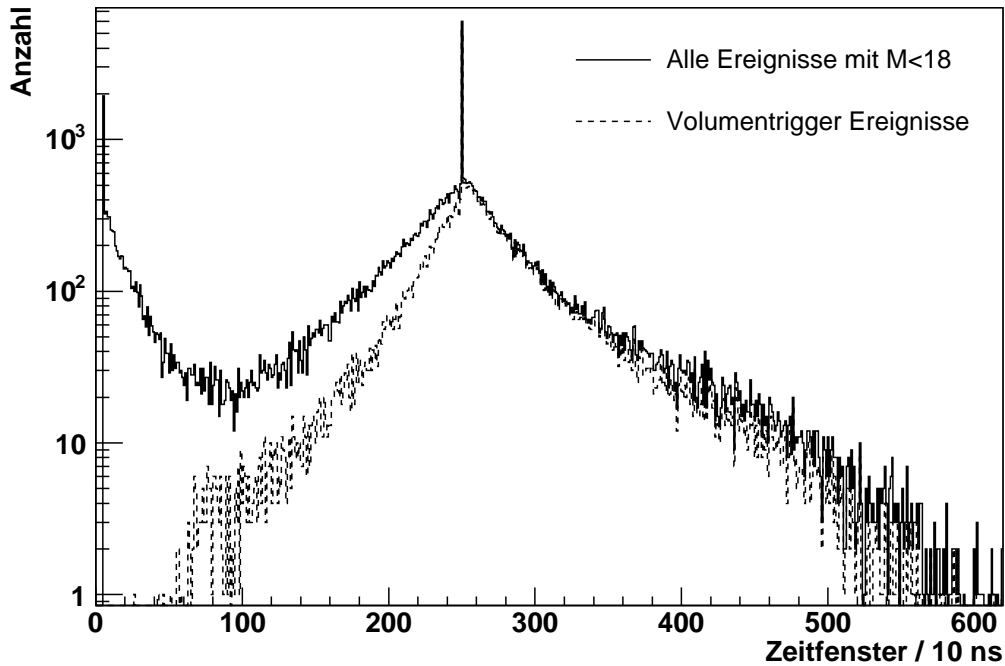


Abbildung 5.15: Darstellung der Länge des Volumentriggersuchfensters. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse aller Ereignisse die untersucht werden. Die gestrichelte Linie zeigt die Ereignisse die getriggert werden. Der Graph wurde mit MC-Ereignissen erstellt.

sters, wird ein zweiter Marker für die Endposition des Suchfensters gesetzt. Alle Pulse, die innerhalb dieses Suchfensters liegen, werden in die Volumentrigger-suche einbezogen, siehe Abb. 5.13. Die Beschränkung auf ein kleines Zeitfenster ist notwendig, da sonst zuviele Rauschtreffer in die Analyse einbezogen werden, bzw. zu viel Zeit zwischen zwei benachbarten Treffern liegen kann und sie somit nicht zwingend koinzident vom gleichen Ereignis stammen.

Abb. 5.15 zeigt die Verteilung der Länge des Suchfensters. Ereignisse mit kleinen Suchfenstern werden selten getriggert. Durchschnittlich sind die Suchfenster $\sim 2,5 \mu\text{s}$ lang. Dies ist durch den Multiplizitätsalgorithmus zu erklären in dem das Suchfenster gebildet wird. Während der Suche werden die einzelnen Pulse auf $2,5 \mu\text{s}$ gestreckt. Der Anstieg von Ereignissen vor der Volumentrigger-suche bei kleinen Suchfenstern kann durch Rauschtreffer erklärt werden, die nicht örtlich begrenzt im Detektor auftreten und deshalb auch in den Ereignissen, die getriggert werden nicht vorhanden sind. Ein durchschnittliches Myonereignis dauert $\sim 3 \mu\text{s}$.

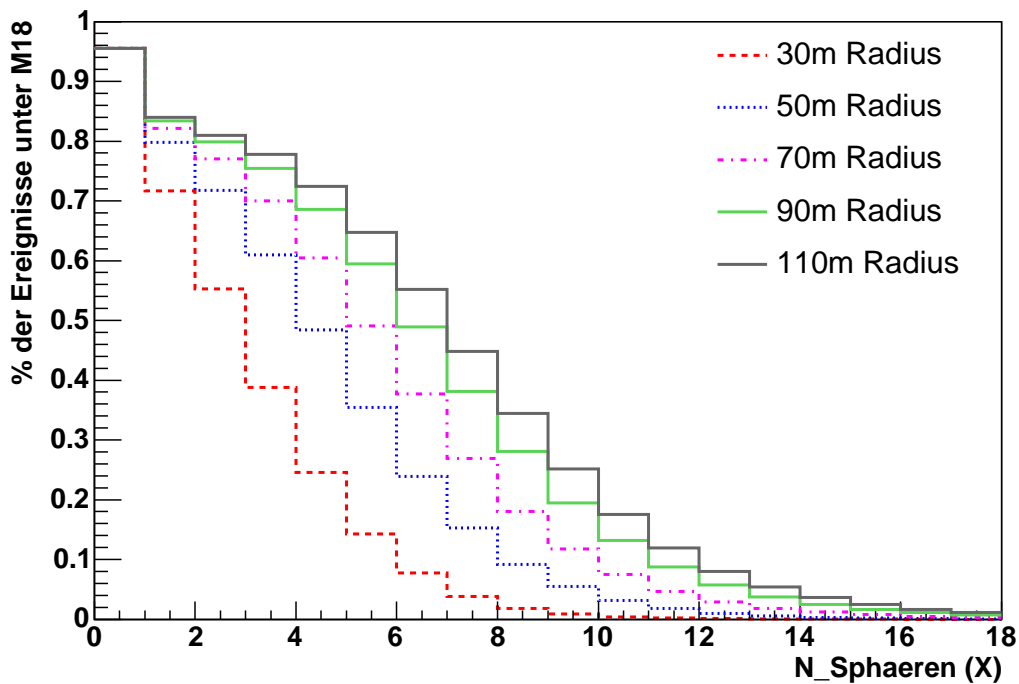


Abbildung 5.16: Der Graph zeigt die Anteile der Ereignisse mit einer Multiplizität zwischen $M = 12$ und $M = 18$, die durch den Volumentrigger 1. Art ($n1hit$) getriggert wurden. Der Radius der untersuchten Kugeln wird von 30 m bis 110 m variiert. Je größer der Radius desto kleiner wird der Unterschied zwischen den Verteilungen. Der Graph wurde mit MC-Ereignissen erstellt.

Alle Treffer im markierten Zeitraum werden an einen Suchalgorithmus weitergegeben. In einer eingelesenen Liste sind zu jedem optischen Modul diejenigen Module verzeichnet, die in einem Kugelvolumen mit dem Radius r um das OM liegen. Ist nun in einem OM ein Treffer verzeichnet, wird untersucht ob in den im Volumen liegenden OM ebenfalls ein Treffer war. Um Doppelzählungen zu verhindern untersucht jedes OM nur die Module im Volumen, die eine höhere OM-Nummer besitzen. Dabei kommen zwei Algorithmen zur Anwendung. Der Erste, $nPairs$ genannt, ist auf die Suche nach Kaskaden ausgerichtet (Abb. 5.14 rechts). Der Zweite, $n1hit$ genannt, soll lange Spuren innerhalb des Detektors finden (Abb. 5.14 links).

Zuerst wird die genaue Funktionsweise von $n1hit$ erläutert. Ist mindestens ein Treffer im untersuchten Volumen, wird ein Zähler um Eins erhöht. Sind X von diesen Koinzidenzen im Ereignis, wird dieses getriggert. Diese Suche ist zur Detektion von längeren Spuren im Detektor geeignet, wie im linken

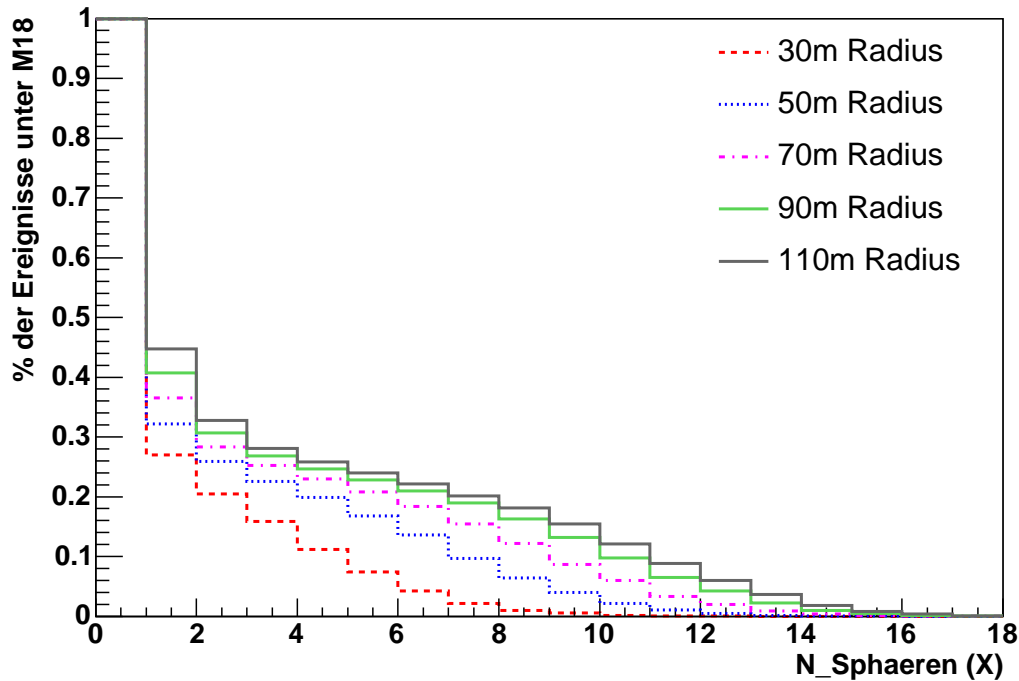


Abbildung 5.17: Der Graph zeigt die Anteile der Ereignisse mit einer Multiplizität zwischen $M = 12$ und $M = 18$, die durch den Volumentrigger 1. Art ($n1hit$) getriggert wurden. Der Graph wurde mit Zufallsereignissen erstellt.

Teil von Abb. 5.14 zu sehen. Der Anteil der mit Hilfe dieses Algorithmus getriggerten Ereignisse an allen Ereignissen mit einer Multiplizität $M < 18$ ist für verschiedene Radien der Sphäre in Abb. 5.16 für Monte-Carlo (MC) Ereignisse atmosphärischer Myonen und in Abb. 5.17 für Zufallsdaten zu sehen.

Im Vergleich zwischen simulierten Daten (Abb. 5.16) und Zufallsdaten (Abb. 5.17) sind deutliche Unterschiede in der Rate getriggelter Ereignisse zu erkennen. Die Ergebnissen der Simulation sind mit modifizierte Muon-DAQ MC-Daten erstellt worden. Alle in der TWR-DAQ nicht enthaltenen Kanäle wurden entfernt. Die Simulation der TWR-DAQ Daten mit AMANDA-Software ist noch nicht ausgereift. Der Schwerpunkt der Softwareentwicklung liegt beim IceCube-Experiment. Es nutzt, wie die TWR-DAQ Wellenformen als Datenmaterial. Eine erste stabile Version, die die Daten widerspiegelt, sollte Mitte bis Ende 2006 zur Verfügung stehen.

Zufallstriggerdaten stellen das unveränderte Bild der Ereignisse im Detektor dar. Bei diesen Daten ergibt sich ein maximaler Anteil getriggelter Ereignisse von $\leq 45\%$. Die MC-Daten ergaben ein etwa doppelt so hohes Ergebnis.

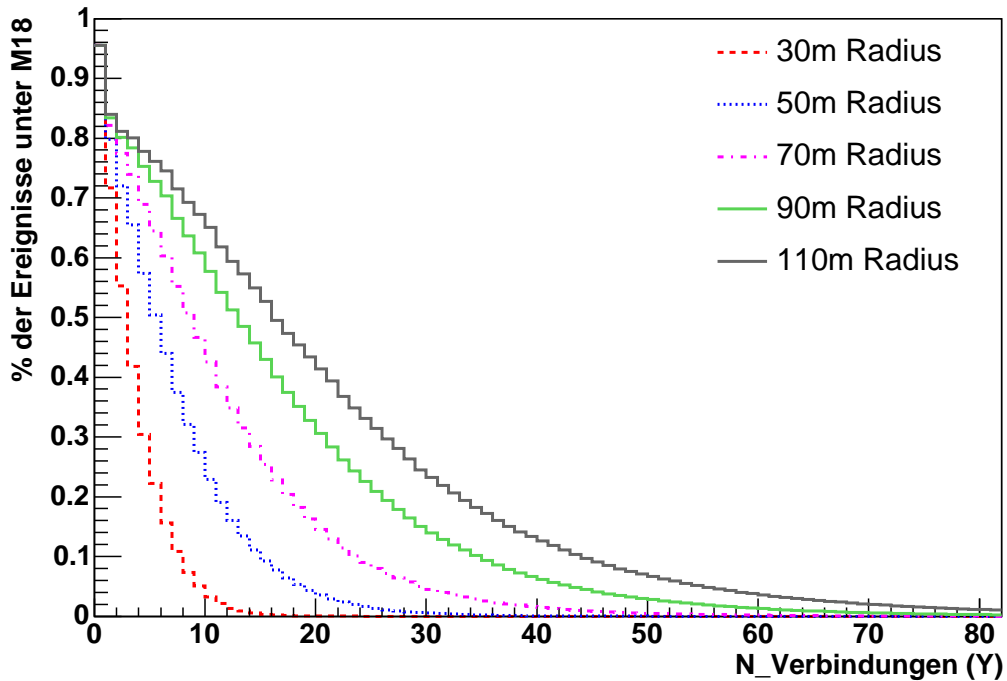


Abbildung 5.18: Der Graph zeigt die Anteile der durch den Volumentrigger 2. Art ($nPairs$) getriggerten Ereignisse an der Gesamtzahl der Ereignisse im Multiplizitätsbereich von $M = 12$ bis $M = 18$ bei verschiedenen Kugelradien. Bei großen Radien ist der Anteil getriggelter Ereignisse mit sehr vielen koinzidenten Treffern verstärkt zu sehen. Der Graph wurde mit MC-Ereignissen erstellt.

Die Unterschiede entstehen, da in den MC-Simulationen nur Signal-Ereignisse simuliert werden. Signalereignisse bestehen immer aus einem Myon, das Photonen im Detektor deponiert. In den Zufallsdaten sind Signal und Hintergrund enthalten. Es kann sein, dass eine Koinzidenz verschiedener Rauschtreffer der Module zu einem Ereignis wird. Ebenfalls kann in einem Zufalls Ereignis nur ein Teil eines Teilchendurchlaufs aufgenommen worden sein, was die Rate getriggelter Ereignisse weiter verkleinert. Somit muss die Triggerrate bei den Zufallsdaten geringer sein als bei MC-Daten.

Um auch die Sensitivität für Kaskaden zu verbessern, ist ein weiterer Trigger in die Suche integriert worden ($nPairs$). Dabei wird die Gesamtzahl von gefundenen Koinzidenzen gezählt. Dies erlaubt eine lokal begrenzte Teilchenkaskade zu finden, wie es im rechten Teil von Abb. 5.14 zu sehen ist. Der Trigger wird ausgelöst, wenn mehr als Y Koinzidenzen gefunden werden. Die

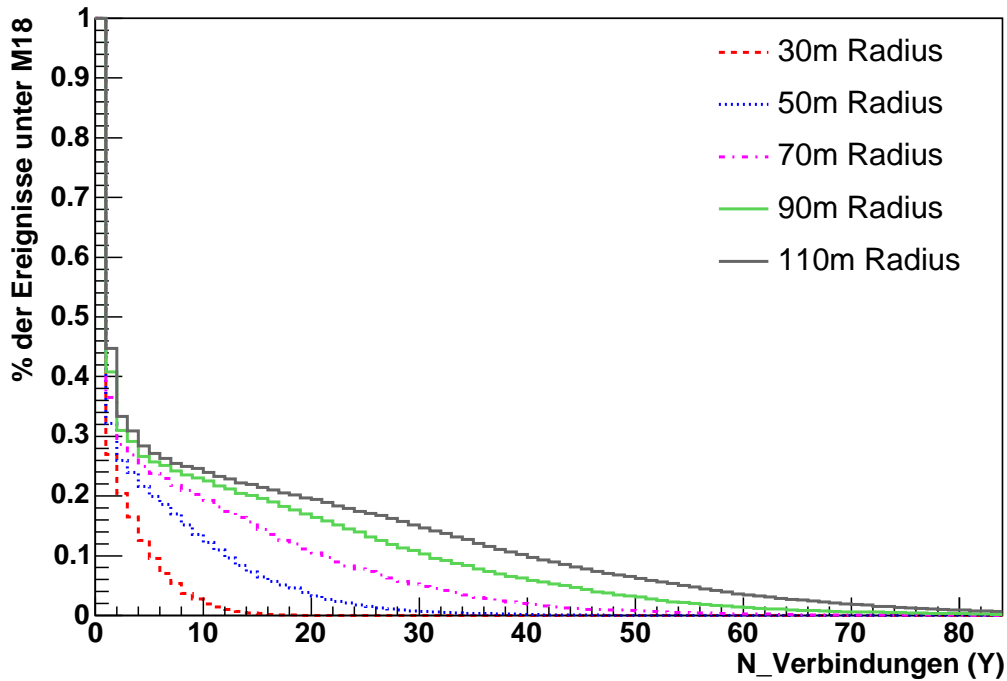


Abbildung 5.19: Der Graph zeigt die Anteile der durch den Volumentrigger 2. Art (*nPairs*) getriggerten Ereignisse an der Gesamtzahl der Ereignisse im Multiplizitätsbereich von $M = 12$ bis $M = 18$ bei verschiedenen Kugelradien. Der Graph wurde mit Zufallsereignissen erstellt.

Verteilung dieses Algorithmus für verschiedene Kugelradien ist in Abb. 5.18 und Abb. 5.19 dargestellt. Auch hier sind deutliche Unterschiede in den Verteilungen zu erkennen. Der Verlauf stimmt überein, allerdings liegt, wie bereits in der vorherigen Verteilung, grob ein Faktor 2 zwischen MC- und Zufallsdaten.

Bei der Entscheidung, welche Einstellungen bei der Datennahme eingesetzt werden, war die Datenrate entscheidend. Des Weiteren werden Ereignisse erst ab einer Zahl von fünf direkten Treffern⁷ durch die Analysesoftware rekonstruiert. Das Ergebnis ist eine Schwelle $X \geq 5$ für den *n1hit* Algorithmus und $Y \geq 9$ für den *nPairs* Algorithmus, bei einem Kugelradius von 90 m. Dies ergibt eine Volumentriggererrate von etwa 40 Hz, wie auch in Tab. 5.1 zu sehen ist und entspricht $\sim 44\%$ der Ereignisse mit einer Multiplizität zwischen $M = 12$ und $M = 18$. In MC-Ereignissen sind es $\sim 63\%$ und in Zufallsdaten $\sim 24\%$. Die erhöhte Triggerzahl in MC-Daten und die geringere Anzahl in Zufallsdaten ist,

⁷Pulse werden direkte Treffer genannt, wenn Sie mit der berechneten Eintreffzeit eines Photons in der Rekonstruktion mit ± 5 ns übereinstimmt.

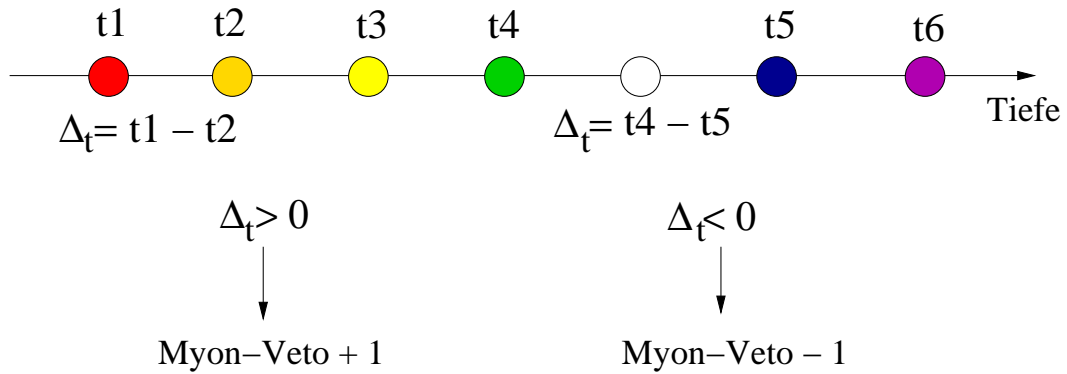


Abbildung 5.20: Die Skizze zeigt eine Kette von OM. Von Rot (früh) nach Violett (spät) sind die Ankunftszeiten der Photonen verdeutlicht. Die Ankunftszeiten werden voneinander subtrahiert und je nachdem ob diese größer oder kleiner Null sind, wird der Myon-Veto Zähler erhöht oder gesenkt.

wie weiter oben im Text erläutert, durch die Simulation von Signalereignissen und dem Vorhandensein reiner Rauschereignisse begründet.

Etwa 90% der Ereignisse werden durch beide Algorithmen getriggert, $\sim 6\%$ nur durch den nPairs Algorithmus und $\sim 4\%$ nur durch den n1hit Algorithmus.

5.4 Das Myon-Veto

Das Myon-Veto ist ein Marker, der in jedes Ereignis der TWR-DAQ integriert wird. Während des Softwaretriggerprozesses wird das gesamte Ereignis untersucht. Die Parallelisierung der DAQ-Software ermöglicht mehr Rechenzeit zur Ereignisanalyse. Somit ist es technisch und zeitlich unkritisch einen weiteren Algorithmus über die Daten laufen zu lassen.

Motivation

Jeden Tag triggert der AMANDA Detektor $\sim 10^7$ Ereignisse, die fast zu 100% von Myonen aus Luftschauern oberhalb des Detektors stammen. Etwa fünf der 10^7 Ereignisse kommen durch die Erde und können dadurch als Neutrinoinduziert identifiziert werden. Bevor diese fünf gefunden sind, ist eine rechenintensive Analyse aller Daten notwendig. Die Teilchenspuren müssen rekonstruiert und verschiedene Schnitte und Kalibrationen durchgeführt werden.

Ein Marker, der beschreibt, ob ein Ereignis von oben durch den Detektor ging oder von unten, kann viel Rechenzeit ersparen, bzw. könnte ermöglichen, dass

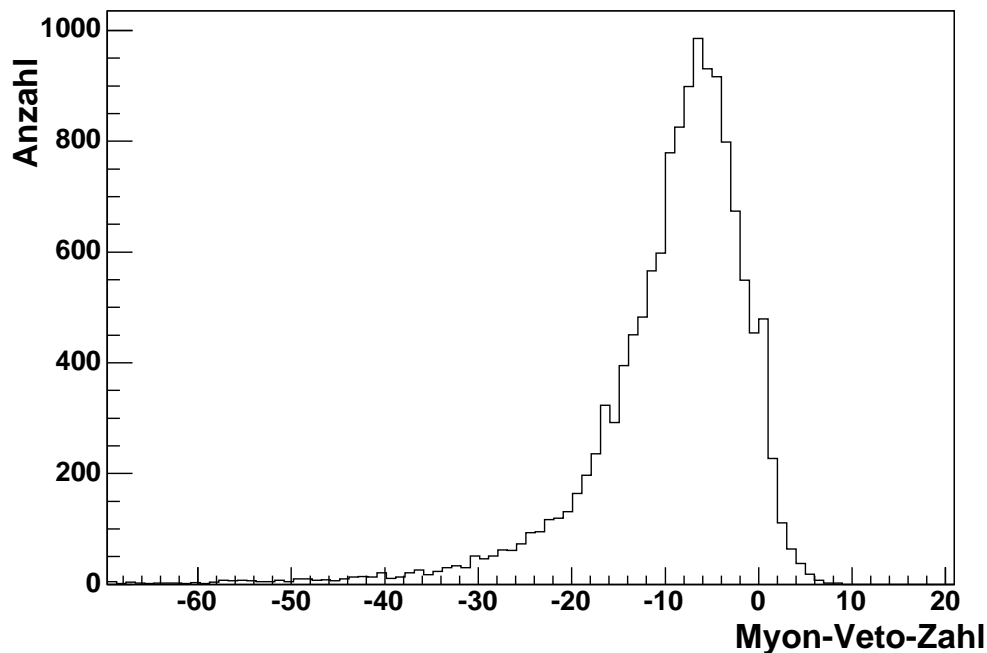


Abbildung 5.21: Verteilung der Myon-Veto-Zahl für TWR-Daten des Jahres 2006. Der Graph zeigt nicht gewollte Myonereignisse aus der Atmosphäre oberhalb des Detektors, weshalb sie überwiegend im negativen Bereich sind. Daten aus dem Run Nr. 9669 Datei Nr. 134

die gesparte Zeit in genauere Rekonstruktionen der verbliebenen Ereignisse investiert wird. Der Marker kann auch Festplattenplatz einsparen. Die Datenmenge der TWR-DAQ ist unkomprimiert etwa 36 Terrabyte pro Jahr. Die Daten sind auf Speicherbändern gespeichert, müssen aber für eine Analyse auf Festplatten transferiert werden. Die Halbierung des benötigten Speicherbedarfs ist ein erheblicher finanzieller Vorteil.

Umsetzung

Die Parallelisierung der Prozesse in der TWR-DAQ macht die Berechnung des Myon-Veto möglich. Trotzdem muss der Algorithmus sehr einfach und schnell sein.

Der Algorithmus beruht auf der Untersuchung der Zeitdifferenzen benachbarter Treffer an einzelnen OM-Ketten des Detektors. Dies ist in Abb. 5.20 verdeutlicht. Es werden nur die ersten Treffer eines OM im Zeitfenster verwendet.

Die Differenz der beiden Zeiten spiegelt die Richtung des Teilchens wieder. Kommt ein Teilchen von oben, werden die oberen OM eher getroffen als die unteren. Bei Teilchen die aufsteigen, ist es umgekehrt. Es werden alle Zeitdifferenzen gezählt, bei denen das obere Modul zuerst getroffen worden ist und alle Zeitdifferenzen, bei denen das untere Modul zuerst getroffen wurde. Die Differenz kann als Abschätzung für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen von oben oder unten durch den Detektor propagiert, gelten. Ist das Resultat positiv, wird ein Zähler um eine Einheit verkleinert, ist die Differenz negativ um eine Einheit erhöht. Dies wird an allen Ketten durchgeführt und ein Zähler dem entsprechend verändert. Nachdem der Algorithmus beendet ist, wird die gewonnene Zahl mit den Daten gespeichert, um in späteren Analysen verwendet zu werden.

Die Verteilung der Daten ist in Abb. 5.21 zu sehen. Für den Graph wurde eine Datei der TWR-Daten benutzt. Darin sollten nur atmosphärische Myonereignisse enthalten sein, die von oben durch den Detektor gingen. Dies spiegelt sich in der Verteilung wieder, da sie zum größten Teil im negativen Bereich liegt. Die Daten zeigen eine lange auslaufende Verteilung hin zu großen negativen Zahlen und ein abruptes Abbrechen oberhalb der Null. Weitere Ergebnisse von Monte-Carlo-Studien werden in Kapitel 6.3 besprochen.

6

Analyse der Softwaretrigger-Daten

Das Kapitel beschreibt die Verbesserungen, die durch den Softwaretrigger erreicht werden. Diese Daten erzielen bessere physikalische Ergebnisse in zukünftigen Analysen.

6.1 Rekonstruierbarkeit der Softwaretrigger-Daten

Die Ereignisrate der TWR-DAQ konnte durch den Softwaretrigger um 30% erhöht werden. Im Vergleich zur Muon-DAQ ist dies eine Verdopplung, von etwa 100 Hz auf knapp 200 Hz. Dieser Gewinn an detektierten Ereignissen sollte in einen Gewinn an analysierbaren Ereignissen umgesetzt werden. Die Rekonstruierbarkeit der Daten ist daher ein wichtiger Punkt für die Datennahme. Ereignisse, die in der Analyse keine rekonstruierbaren Teilchenspuren liefern, bringen keine Verbesserung der Ergebnisse.

In Abbildung 6.1 ist die Verteilung der Anzahl von Fragmenten¹ pro Ereignis dargestellt. Die Daten sind Zufallsdaten aus dem Jahr 2005. Sie wurden in Verbindung mit Abb. 5.5 in Kap. 5.2 erläutert. Der Gewinn an Ereignissen durch den Volumentrigger ist deutlich zu erkennen. Die getriggerten Ereignisse werden in der weiteren Verarbeitung rekonstruiert. Für die Rekonstruktion wird die Standard-AMANDA-Rekonstruktion für Myonspuren benutzt. Dies ist das Programm JAMS² von Peter Steffen. Es ist für die Analyse von Muon-DAQ Ereignissen mit einer minimalen Multiplizität von $M = 24$ optimiert. Die Mindestforderung des Programms an die Daten ist das Vorhandensein von min-

¹Definition in Abb. 4.3

²Just another Muontrack Search

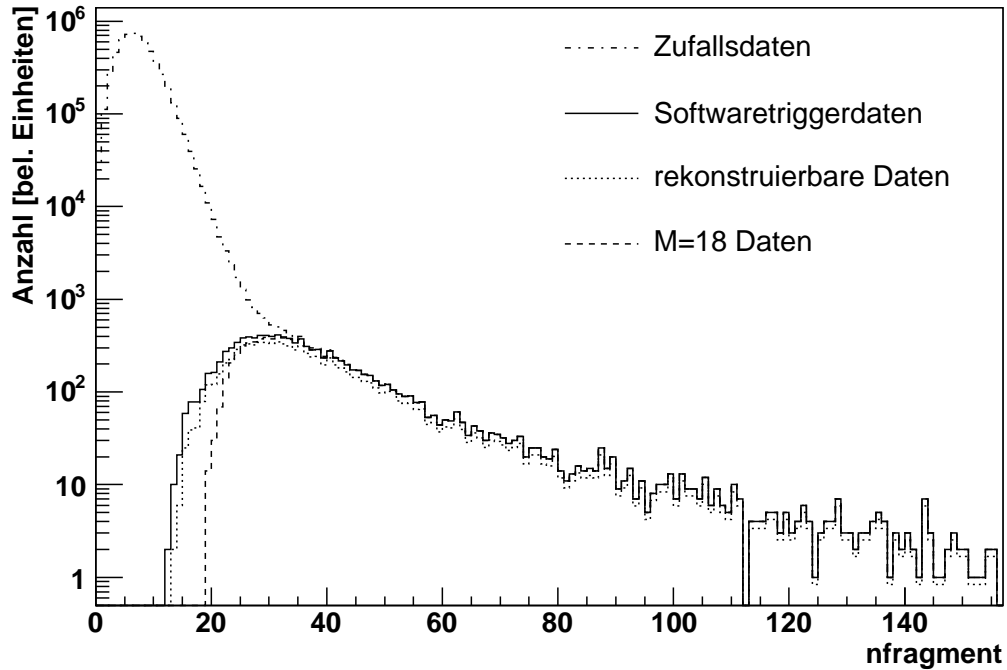


Abbildung 6.1: Der Graph zeigt die n Fragment-Verteilung von Zufallsdaten. Diese Zahl spiegelt die Zahl der Treffer in einem Ereignis wider. Aus den Daten wurden die Ereignisse hervorgehoben, die die Bedingungen für den Softwaretrigger des Jahres 2005 erfüllen. Zum Vergleich die Daten, wie sie mit den Einstellungen des Jahres 2004 ($M = 18$) aufgenommen worden wären. Die Ereignisse, die der Softwaretrigger selektierte, wurden in die Standardrekonstruktion gegeben. Das Ergebnis ist als gepunktete Linie zu sehen.

destens fünf direkten Treffern³, da in der Rekonstruktion 5 freie Parameter bestimmt werden.

Die Softwaretriggerdaten starten bei einer Multiplizität $M = 12$, dort liegt die Rekonstruierbarkeit bei 10%. Daten mit einer Multiplizität $14 < M < 16$ werden zu 50% rekonstruiert. Bei $16 < M < 18$ ist die Rate bei 80%. Oberhalb von $M = 18$ ist die, für Muon-DAQ Daten normale, Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von 95-100% erreicht. Von den Volumentriggerdaten können somit im Durchschnitt 70% rekonstruiert werden. Dies ergibt eine effektive Steigerung der Datenrate um 20%. Und eine neue, bisher nicht für die Analyse zugäng-

³Direkte Treffer sind Pulse, die innerhalb von 5 ns um den Zeitpunkt liegen, an dem der virtuelle Cherenkovkegel des erzeugten Teilchens die OM getroffen hat.

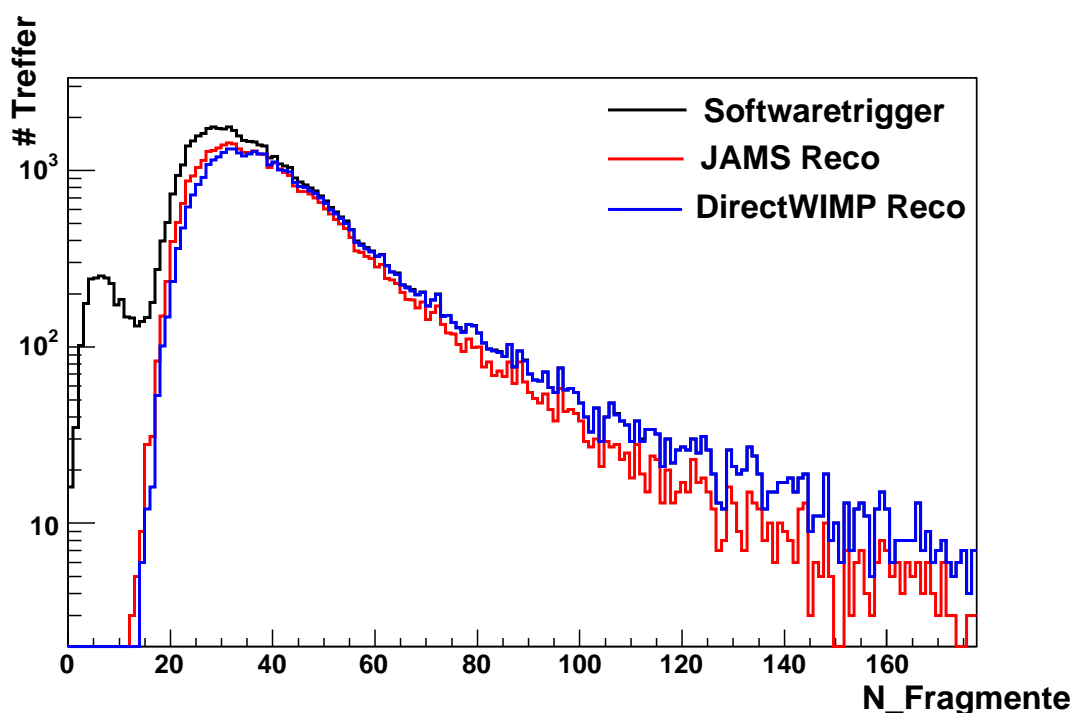


Abbildung 6.2: Der Graph zeigt die n Fragment-Verteilung. Diese Zahl spiegelt die Anzahl der Treffer in einem Ereignis wider. Die schwarze Linie beschreibt die Ereignisse, die die Bedingungen für den Softwaretrigger des Jahres 2006 erfüllen. In Rot ist die Verteilung der rekonstruierten Ereignisse mit dem JAMS Algorithmus dargestellt, in blau die mit DirectWIMP.

liche, Ereignisregion bei Energien unter 100 GeV. Die effektive Triggerrate rekonstruierbarer Ereignisse liegt bei etwa 154,8 Hz.

In Abb. 6.2 ist ebenfalls die Gesamtzahl der Treffer in einem Ereignis aufgetragen. Die Daten sind aus dem Jahr 2006. Die Vielzahl von Ereignissen < 10 sind durch den String-, SPASE- und Synchronisationstrigger hinzugekommen. Der Rekonstruktionsalgorithmus ist hier ebenfalls JAMS. An dieser Verteilung wird die zuvor erläuterte Einschränkung von JAMS deutlich. Keines der in 2006 hinzugekommenen Ereignisse kann mit diesem Algorithmus rekonstruiert werden. Speziell für niederenergetische Ereignisse wurde ein weiterer Rekonstruktionsalgorithmus entwickelt, der die Ereignisse in diesem Segment besser rekonstruieren soll, mit der Bezeichnung DirectWIMP. Wie Abb. 6.2 zeigt, ist dieser noch etwas schlechter als der JAMS-Algorithmus. Insgesamt lässt dies die effektive Ereignisrate im Vergleich zu 2005 leicht auf 152 Hz sinken. In Abb. 6.2 ist bei n Fragment-Werten größer 80 zu erkennen, dass der JAMS Algorithmus die TWR Ereignisse nicht mehr zu 100% rekonstruieren kann. Der

Grund liegt in der Optimierung des Algorithmus für die Muon-DAQ, die in der Analyse nur den ersten Treffer eines Kanals untersucht. Bei TWR-Daten ist jeder Treffer verwendbar. Wird die Rekonstruktion auf den ersten Treffer beschränkt, ist auch bei TWR-Daten eine vollständige Rekonstruktion möglich.

Das Fazit aus dieser Studie ist, dass der String-Trigger als externer Trigger für die TWR-DAQ keine Vorteile bringt, da die zusätzlichen Ereignisse nicht rekonstruiert werden, bzw. nur ein Teil, wie in Abb. 5.11 zu sehen. Auch die SPASE-Trigger Ereignisse werden nicht rekonstruiert. In der Muon-DAQ sind die String-Trigger geeignet, die Datennahme zu erweitern, da mit einer Multiplizitätsschwelle von $M = 24$ gearbeitet wird. Bei der TWR-DAQ reicht der Volumentrigger bei einer Multiplizitätsschwelle $M = 12$ vollkommen aus, um alle rekonstruierbaren Ereignisse zu finden.

Die Rate an rekonstruierbaren Ereignissen konnte zur optimalen Nutzung der TWR-Daten, im Vergleich zu TWR-Daten aus dem Jahr 2004 um 20% gesteigert werden. Die Rekonstruktionsalgorithmen der Muon-DAQ müssen an die neuen Daten der TWR-DAQ angepasst werden, oder es muss die zukünftige IceCube-Software verwendet werden.

6.2 Untersuchung der Abhängigkeit des Volumentriggers von Zenit- und Azimutwinkel

Ein wichtiger Test für die Funktionalität des Volumentriggers ist die Untersuchung der Abhängigkeit von Zenit- und Azimutwinkel. Bei der Untersuchung müssen Effekte aufgrund der speziellen Geometrie des Detektors ausgeschlossen werden. Für die Untersuchung werden MC-Daten verwendet. Um den gesamten Winkelbereich zu untersuchen wird mit zwei unterschiedlichen Datensätzen gearbeitet. Ein Datensatz besteht aus generierten Myonen aus der Atmosphäre, die mit dem Programm dCorsika [Chi00] erzeugt wurden, eine modifizierte Version des in der Astrophysik meistbenutzten Simulationswerkzeuges Corsika [H⁺98]. Der zweite Datensatz sind Neutrinos, die durch die Erde propagieren und von unten durch den Detektor gehen. Sie sind mit dem Programm NuSim [Hil96] erzeugt worden. Beide Datensätze erzeugte die Standard AMANDA-Simulationskette, die für die Muon-DAQ ausgelegt ist. Die in der TWR-DAQ nicht verwendeten Kanäle wurden aus den Daten entfernt. Da bei der folgenden Untersuchung nur niederenergetische Ereignisse untersucht werden, sind die im Kapitel 4.1 beschriebenen Nachteile der DAQ zu vernachlässigen.

Für die beiden Datensätze ist die Azimutabhängigkeit für den Gesamtdatensatz der Ereignisse mit einer Multiplizität $M < 18$ und für die Ereignisse, die

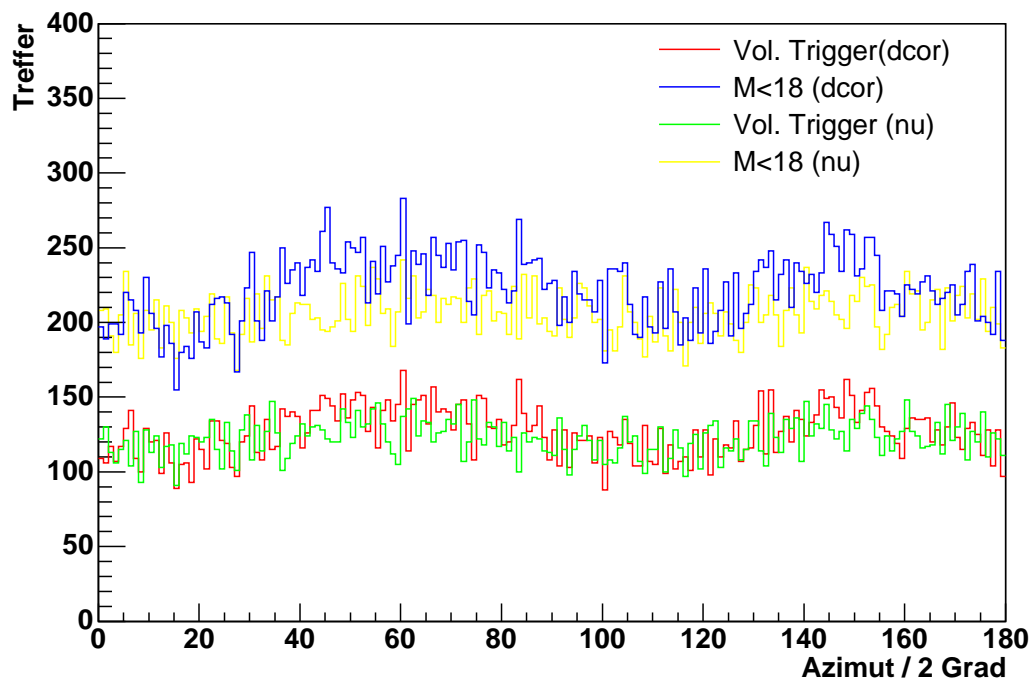


Abbildung 6.3: Verteilung des Azimutwinkels von Volumentriggerereignissen und im Vergleich dazu alle Ereignisse mit einer Multiplizität kleiner $M = 18$. Es ist deutlich eine 180 Grad Winkelabhängigkeit zu erkennen. Zwischen dCorsika- und NuSim-Daten besteht kein Unterschied. Die Abhängigkeit ist aufgrund der Detektorgeometrie zu erklären.

vom Volumentrigger akzeptiert wurden, in Abb. 6.3 zu sehen. Oberhalb dieser Multiplizität werden alle Ereignisse durch den Multiplizitätstrigger erfasst und sind für diese Untersuchung nicht von Bedeutung. Eine Verteilung mit allen Triggerstufen ist in Anhang C zu sehen.

Die Verteilungen der beiden MCs sind innerhalb von statistischen Fehlern gleich. Ein deutlicher sinusartiger Verlauf ist zu erkennen, der durch die Geometrie des Detektors bedingt ist, siehe Abb. 3.3. Bei höherenergetischen Ereignissen tritt dieser Effekt nicht so deutlich auf, da mehr Licht erzeugt wird und somit auch die weiterentfernten Detektorketten mehr Treffer erhalten. Um diese Effekte herauszurechnen, ist in Abb. 6.4 der Quotient aus $M \leq 18$ Daten und Volumentrigger-Daten abgebildet. Es ergibt innerhalb der statistischen Fehler eine konstante Verteilung bei etwa 0,6. Dies verdeutlicht, dass der Volumentrigger nicht vom Azimutwinkel des untersuchten Ereignisses abhängt.

In Abbildung 6.5 ist die Zenitwinkelverteilung der MC-Daten dargestellt.

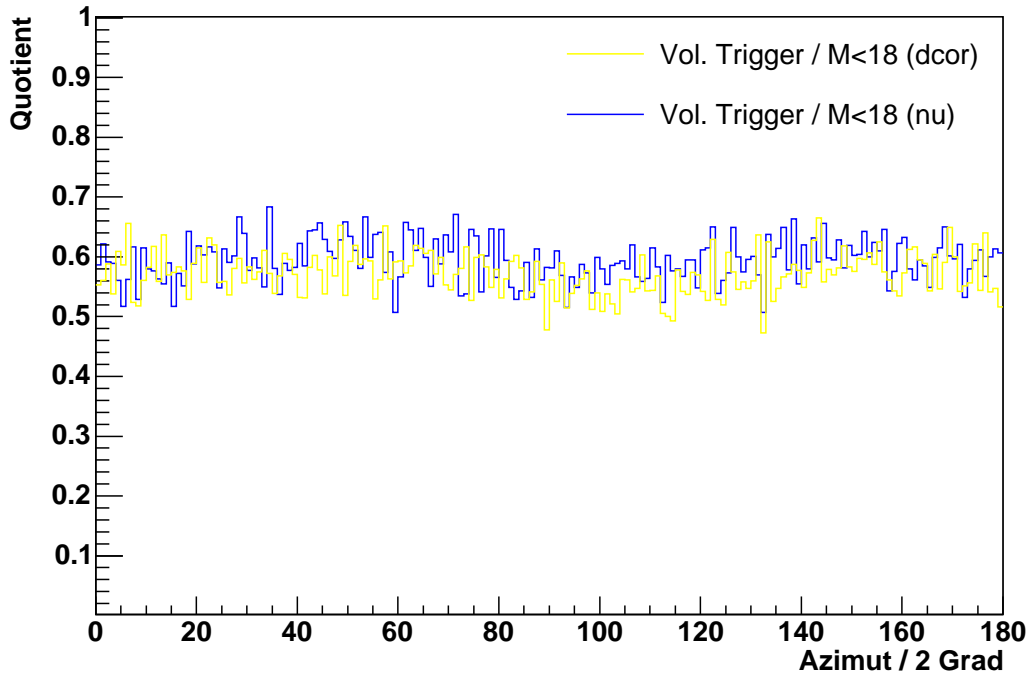


Abbildung 6.4: Auf die Gesamtzahl an Ereignissen unter einer Multiplizität von $M = 18$ normierte Verteilung des Azimutwinkels. Es verdeutlicht, dass der Volumentrigger nicht vom Azimut abhängt.

Im Bereich zwischen einem Winkel von 0 Grad bis 80 Grad liegen die dCorsika-Daten, zwischen 80 Grad und 180 Grad liegen die NuSim-Daten. Eine Simulation von Neutrinodaten oberhalb von 80 Grad ist nicht sinnvoll, da sie nicht von Myonereignissen aus der Atmosphäre zu unterscheiden sind. Die dCorsika-Verteilung hat ihr Maximum bei etwa 36 Grad, und die NuSim-Daten haben ein Maximum bei etwa 90 Grad.

Der Quotient der beiden Verteilungen ist in Abb. 6.6 dargestellt. Auch hier ist keine Abhängigkeit des Volumentriggers vom Zenitwinkel des Teilchens zu erkennen, die Verteilung ist unter Berücksichtigung der statistischen Fehler konstant bei etwa 0,6. Die Abweichung bei 0 Grad bzw. bei 80 Grad in den dCorsika-Daten, sowie bei 180 Grad in den NuSim-Daten ist mit der geringen Statistik in diesen Bins zu erklären.

Der Volumentrigger in der gegenwärtigen Konfiguration ist für alle Ereignisse gleich effizient. Es gibt keine ausgewiesenen Richtungen, die eine geringere Ereignisrate aufweisen.

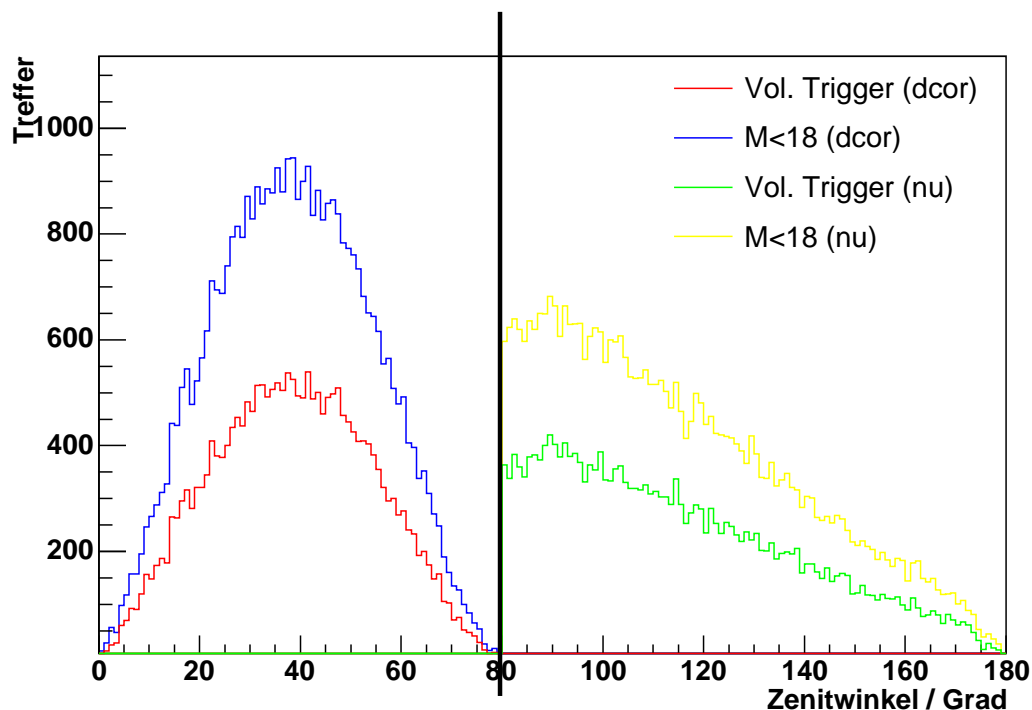


Abbildung 6.5: Zenitwinkelverteilung von *dCorsika*- und *NuSim*-Daten. Die *dCorsika*-Daten enden bei etwa 80 Grad, da die Energie der atmosphärischen Myonen nicht ausreicht bei größeren Winkeln bis zum Detektor zu gelangen. Die *NuSim*-Daten enden ebenfalls bei 80 Grad, da ab diesem Bereich die Neutrinoinduzierten Ereignisse nicht von atmosphärischen Myonereignissen zu unterscheiden sind. Die Normierung der Datensätze ist nicht physikalisch.

6.3 Vergleich der Myon-Veto Ergebnisse für verschiedene Datensätze

Das Myon-Veto soll aufgrund von Zeitunterschieden einzelner Treffer an einzelnen Detektorketten eine Abschätzung ergeben, aus welcher Richtung das Ereignis durch den Detektor gelaufen ist. In Abb. 5.21 aus Kapitel 5.4 ist die Verteilung für ein Datenfile der TWR-DAQ dargestellt. Es sollte nur aus Ereignissen atmosphärischer Myonen bestehen. Ob und wie gut das Myon-Veto funktioniert, kann nur mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen getestet werden. Für diese Untersuchung wurden zwei unterschiedliche MC-Simulationen mit *dCorsika* und *NuSim* durchgeführt. Die Simulationssoftware ist für die Muon-DAQ ausgelegt. Damit die Daten der TWR-DAQ entsprechen, wurden alle Treffer die mehr als $3 \mu\text{s}$ vor dem Trigger eintreffen für die Analyse nicht

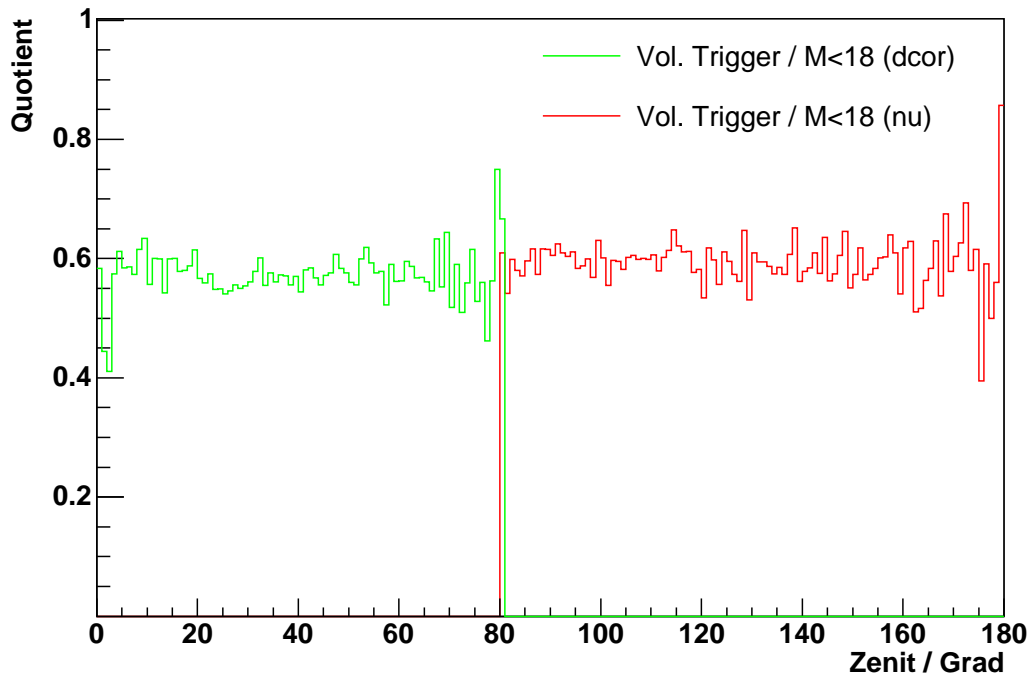


Abbildung 6.6: Normierte Verteilung des Zenitwinkels. Wie bei der Azimutverteilung, sind keine Effekte durch den Volumentrigger zu erkennen. Es gibt eine ebene Verteilung für dCorsika- sowie NuSim-Daten bei etwa $\sim 60\%$ der Gesamtzahl an Ereignissen unterhalb einer Multiplizität von $M = 18$.

benutzt. Da für das Myon-Veto nur die ersten Treffer in einem OM zur Berechnung verwendet werden, spielt der Nachteil der Muon-DAQ nur maximal acht Pulse zu speichern keine Rolle. In der Muon-DAQ sind des Weiteren OM enthalten, die nicht für die Analyse geeignet sind, da sie z.B. ein hohes Rauschen haben, oder als Testmodule weit unterhalb oder oberhalb des eigentlichen Volumens installiert wurden. Die Detektorkette Nr. 17, die bei der Installation in zu geringer Tiefe stecken blieb und sich nun über dem Detektor befindet, wird auch mit ausgelesen und somit in der Simulation berücksichtigt. Diese Kanäle werden in der TWR-DAQ nicht ausgelesen. In der folgenden Analyse wurden diese Kanäle ebenfalls nicht für die Berechnung des Myon-Vetos benutzt.

In Abb. 6.7 sind die Verteilungen der unkalibrierten Datensätze dargestellt. Kalibration bedeutet hier die Zeitkalibration, die die Verzögerungseffekte der unterschiedlich langen Kabellängen ausgleicht. Die Verteilungen überlappen sich stark und haben ihr Maximum im gleichen Bin. Die Mittelwerte beider Verteilungen sind allerdings unterschiedlich, da die dCorsika-Verteilung sich

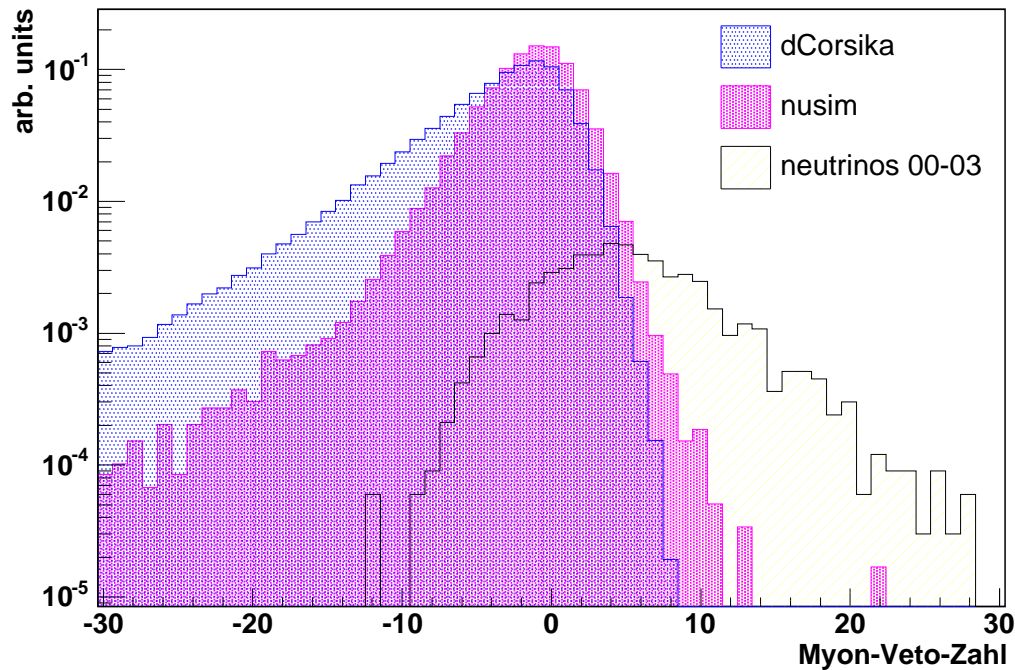


Abbildung 6.7: Verteilung unkalibrierter Daten aus dCorsika- und NuSim-Simulationen. Im Vergleich dazu, die Verteilung der Neutrinoereignisse der Jahre 2000 bis 2003. Die beiden MC-Verteilungen überlappen sich stark. Nur die echten Neutrinoereignisse liegen weiter rechts. Allerdings sind sie bereits kalibriert.

weiter in den negativen Bereich ausdehnt und NuSim-Ereignisse mehr im positiven Bereich der Skala liegen.

Die kalibrierten Daten sind in Abb. 6.8 aufgetragen. Hier liegen die Verteilungen der dCorsika- und NuSim-Daten noch übereinander, die Maxima der Verteilungen sind deutlich getrennt. Im Vergleich zu Abb. 6.7 sind beide Verteilungen zu höheren Myon-Veto Werten verschoben, wobei die NuSim-Verteilung sich stärker verschoben hat, als die dCorsika-Verteilung. Der Abfall der NuSim-Verteilung auf der rechten Seite ab + 10 stimmt nun sehr gut mit dem der Neutrinodaten überein. Allerdings ist die Verteilung der Neutrinodaten deutlich weiter rechts, mit einem Maximum bei + 4 .

Für Abb. 6.9 wurden kalibrierte Ereignisse rekonstruiert. Der verbliebene Teil der Ereignisse, der rekonstruiert werden konnte, ähnelt der Verteilung der Neutrinodaten 00 - 03. Das Maximum liegt nun im positiven Bereich der Skala.

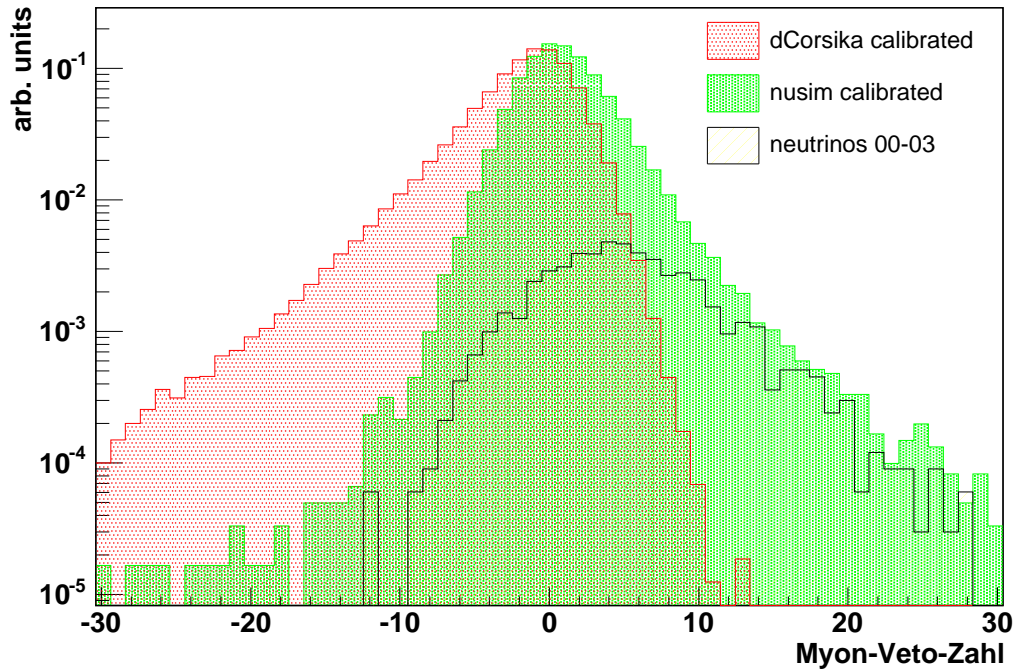


Abbildung 6.8: Verteilung kalibrierter MC-Daten und im Vergleich dazu die Neutrinoereignisse der Jahre 2000 - 2003. Die MC-Verteilungen liegen immer noch recht deutlich übereinander, sind aber schon deutlicher zu unterscheiden.

In Abb. 6.10 ist die Effizienz des Myon-Vetos an unkalibrierten Daten gezeigt. Wird ein Schnitt an die unkalibrierten Daten gelegt, der 50% der Myonen beinhalten soll (Schnitt bei -4), würden mehr als 30% der Neutrinoereignisse auch erfasst und wären für die Analyse verloren.

Bei kalibrierten und rekonstruierten Daten ist die Effizienz des Myon-Vetos deutlich verbessert, siehe Abb. 6.11. Visuell deutlich wird auch hier die Verschiebung der Veto-Zahlen durch die Kalibration und die Rekonstruktion nach rechts. Der Anteil verworfener Myonen ist direkt umzurechnen in eine Zeiterparnis bei der Analyse, da 99,99% der Rohdaten aus Myonereignissen aus der Atmosphäre bestehen.

Wird an kalibrierten Daten in Abb. 6.11 ein Schnitt bei 50% der Myondaten angelegt, würden knapp 18% der simulierten Neutrinos verworfen (Schnitt bei -3). Also gut eine Halbierung der unkalibrierten Zahl. Bei den rekonstruierten Daten liegt die Zahl der verworfenen Ereignisse bei etwa 15%. Von den nach vielen Schnitten auf die Rohdaten gewonnenen Neutrinos der Jahre 2000 - 2003 würde der Schnitt bei 50% der kalibrierten Myondaten nur et-

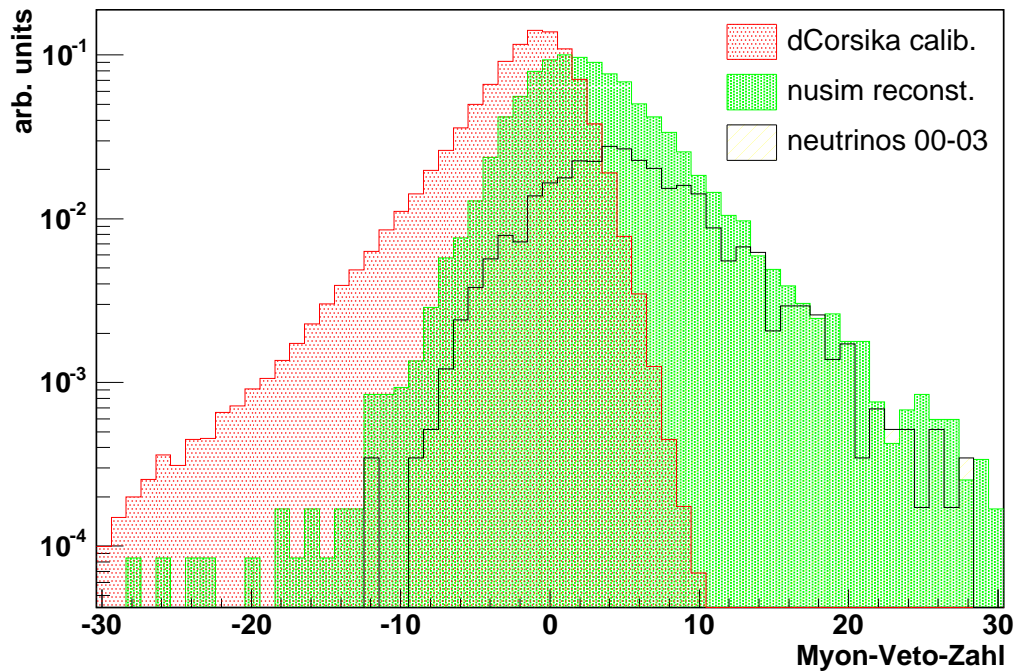


Abbildung 6.9: Verteilung der rekonstruierten NuSim-Daten. Im Vergleich dazu die kalibrierten dCorsika-Daten und die Neutrinoereignisse der Jahre 2000- 2003.

wa 10% Verlust bedeuten. Die 8% respektive 5% Unterschied zu den MC-Daten gehen durch Schnitte an die Daten im Verlauf der Neutrinoanalyse verloren.

Dieser Verlust von 10% der enthaltenen Neutrinos, würde deutlich wettgemacht, indem die ersparte Zeit für eine bessere und zeitaufwendigere Rekonstruktion verwendet wird. Dies wird beim Vergleich der kalibrierten NuSim-Verteilung mit der Neutrinodatenverteilung und der Verteilung der rekonstruierten NuSim-Daten deutlich. Die Neutrinodaten stammen sozusagen aus den NuSim-Daten. Sie sind die Daten, die alle Schnitte überstanden haben. Durch bessere Rekonstruktionen oder andere zeitaufwendige Analysen könnte ein großer Teil der Neutrinos im Bereich zwischen einem Myon-Veto von -3 bis +5 die Schnitte überstehen und die verlorenen 10% ersetzen.

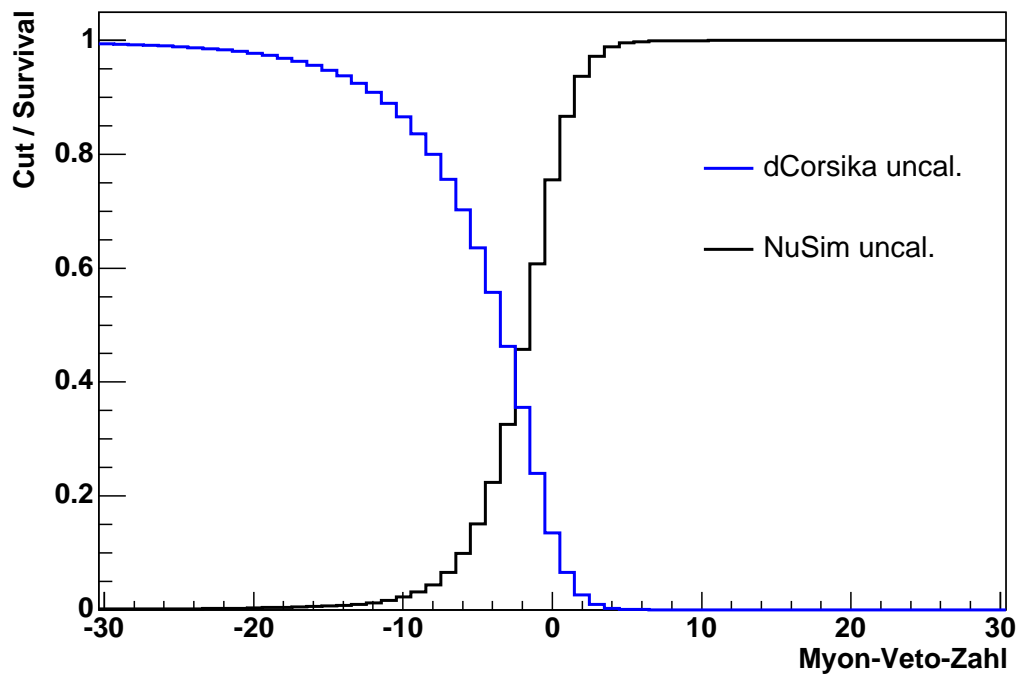


Abbildung 6.10: Die Grafik zeigt die Effizienz, mit der die atmosphärischen Myonen durch das Myon-Veto unterdrückt werden. Gleichzeitig gibt es an, wieviel % der Neutrinos verloren gehen, würde an einer bestimmten Stelle der Schnitt durchgeführt.

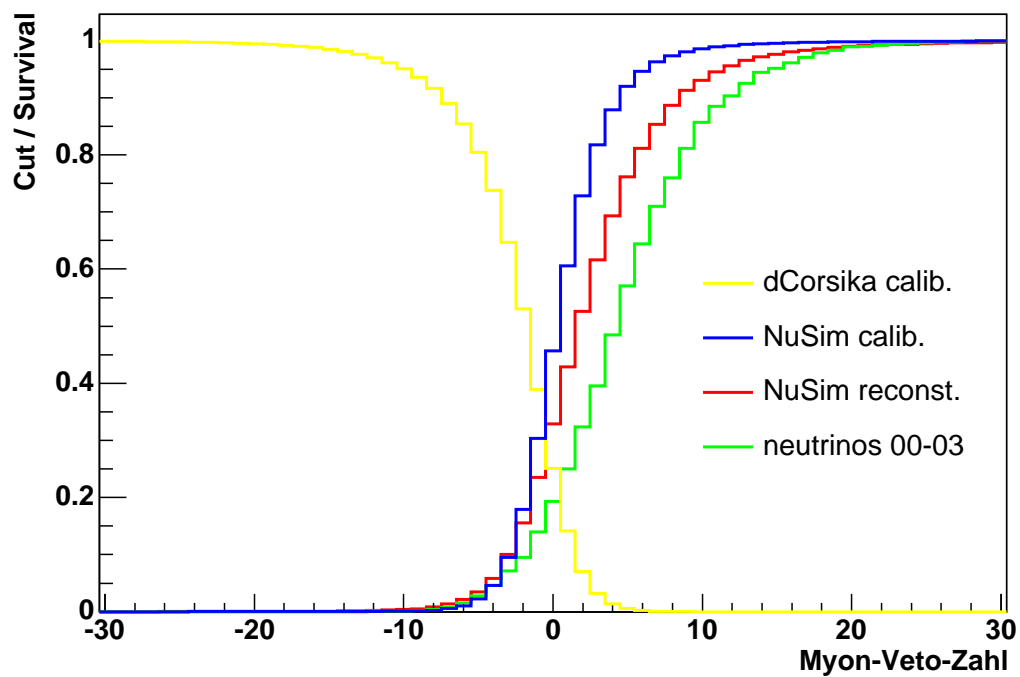


Abbildung 6.11: Die Grafik zeigt die Effizienz, mit der die atmosphärischen Myonen durch das Myon-Veto unterdrückt werden. Gleichzeitig gibt es an, wieviel % der Neutrinos verloren gehen, würde an einer bestimmten Stelle der Schnitt durchgeführt.

Integration des AMANDA-Detektors in das IceCube-Experiment

Das Hauptziel des IceCube-Detektors ist die Messung hochenergetischer Neutrinos im PeV-Bereich. Die Detektorketten sind 170 m voneinander entfernt, so dass niederenergetische Ereignisse unentdeckt bleiben oder nur von einzelnen Ketten detektiert werden. AMANDA wiederum ist für Energien im 0,1 - 100 TeV Bereich ausgelegt. Seine 19 Ketten mit optischen Modulen liegen alle innerhalb eines Kreises mit 120 m Radius. Das Volumen des AMANDA-Detektors ist somit dichter instrumentiert. IceCube wird um den bestehenden AMANDA-Detektor herum gebaut, wobei die Oberflächenelektronik der Experimente etwa 500 m voneinander entfernt steht.

Neuere Ergebnisse [Fer05, Vas05] legen nahe, dass im Energiebereich unterhalb, bzw. nahe der Schwelle von IceCube die Chancen gestiegen sind, Teilchenflüsse von extrasolaren Quellen zu detektieren. Außerdem wäre mit der Abschaltung AMANDAs die Suche nach exotischen Teilchen, die bei Energien von 50 - 500 GeV vermutet werden, praktisch unmöglich geworden.

Mit der TWR-DAQ und dem Softwaretrigger ist es möglich, AMANDA in den IceCube-Detektor zu integrieren. Im Folgenden wird zuerst der bisherige Status der Integration beschrieben, gefolgt von den zukünftigen Plänen und einer Methode, mit der die Energie von Ereignissen in AMANDA besonders gut bestimmt werden kann.

Die ersten Pläne, AMANDA in IceCube zu integrieren, wurden im Rahmen dieser Dissertation schon vor Baubeginn des IceCube-Detektors im Herbst 2003 diskutiert. An der Umsetzung wurde in den folgenden Jahren gearbeitet. Das erarbeitete Konzept fand bei der IceCube-Kollaboration Zustimmung und im Jahr 2005 begann die Arbeit an der Hard- und Software für den ersten Schritt.

7.1 Erster Integrationschritt

Das Ziel der Integration ist, einen gemeinsamen Ereignis- und Datenstrom der Detektoren IceCube und AMANDA zu schaffen und die Ereignisse beider Detektoren zu verbinden. Dazu ist es notwendig, eine Zeit-Synchronisation zwischen den beiden Systemen herzustellen, die eine Präzision von mindestens 5 ns hat. Ebenfalls ist es wichtig, dass es gemeinsame Trigger gibt, wobei der niederenergetische Detektor, in dem Fall AMANDA, Trigger an IceCube schicken kann, so dass gemeinsame Ereignisse möglich sind.

Die erste Stufe des Integrationsplans ist in der Pol Saison 2005/2006 umgesetzt worden. Sie besteht darin, dass die TWR-DAQ auf Basis der IceCube GPS-Uhr läuft, und die Trigger der TWR-DAQ durch eine Hardware- und eine Softwarelösung an das IceCube-Experiment geschickt werden.

Des Weiteren wird ein Synchronisationspuls, ausgehend vom GPS4TWR-Modul [Lei05] der TWR-DAQ, in beiden Datennahmesystemen aufgezeichnet.

Die IceCube GPS-Signale müssen dabei störungsfrei von der IceCube-Zentrale 500 m bis zum MAPO-Gebäude geschickt werden. Zu diesem Zweck sind mehrere Glasfaserleitungen zwischen den Gebäuden verlegt worden. Im Counting-House werden die GPS-Signale, von elektrischen in optische Signale umgewandelt. Diese laufen durch die verlegten Glasfaserkabel in das MAPO-Gebäude. Dort werden die Signale an das GPS4TWR GPS-Latch-Modul weitergeleitet.

Das GPS4TWR hat mehrere Funktionen. Primär soll es in Zukunft als GPS-Latch für die TWR-DAQ dienen. Des Weiteren hat es 6 USB Ausgänge über die die 100 MHz Synchronisation an die TWR-Crates gesendet wird. Die dritte Funktion ist die Synchronisation der beiden Detektoren. Durch die Temperaturunterschiede zwischen Sommer und Winter kann die Dauer der Übertragung variieren. Um dies messen zu können und um eine konstante Zeitmarke in beiden Detektoren zu messen, wird ein Synchronisationspuls erzeugt, der durch die Glasfaser zurück zum IceCube Counting-House geschickt und dort von einem DOM-Mainboard¹ detektiert wird. Dieses Mainboard ist in die normale IceCube-Auslese integriert und wird, wenn ein Ereignis getriggert wird, mit ausgelesen.

Die vierte Funktion ist die Übermittlung der externen Trigger, der TWR-DAQ, an IceCube. Die externen Trigger des Jahres 2006 wurden in Kapitel 5.3.2 beschrieben. Sie werden als Backup-Lösung über das GPS4TWR an IceCube gesandt, falls die Trigger in irgendeiner Form nicht durch den Softwaretrigger

¹Das DOM-Mainboard ist der Computer in den optischen Modulen des IceCube-Detektors, dass die Datenspeicherung und Kommunikation mit der Elektronik an der Oberfläche kontrolliert.

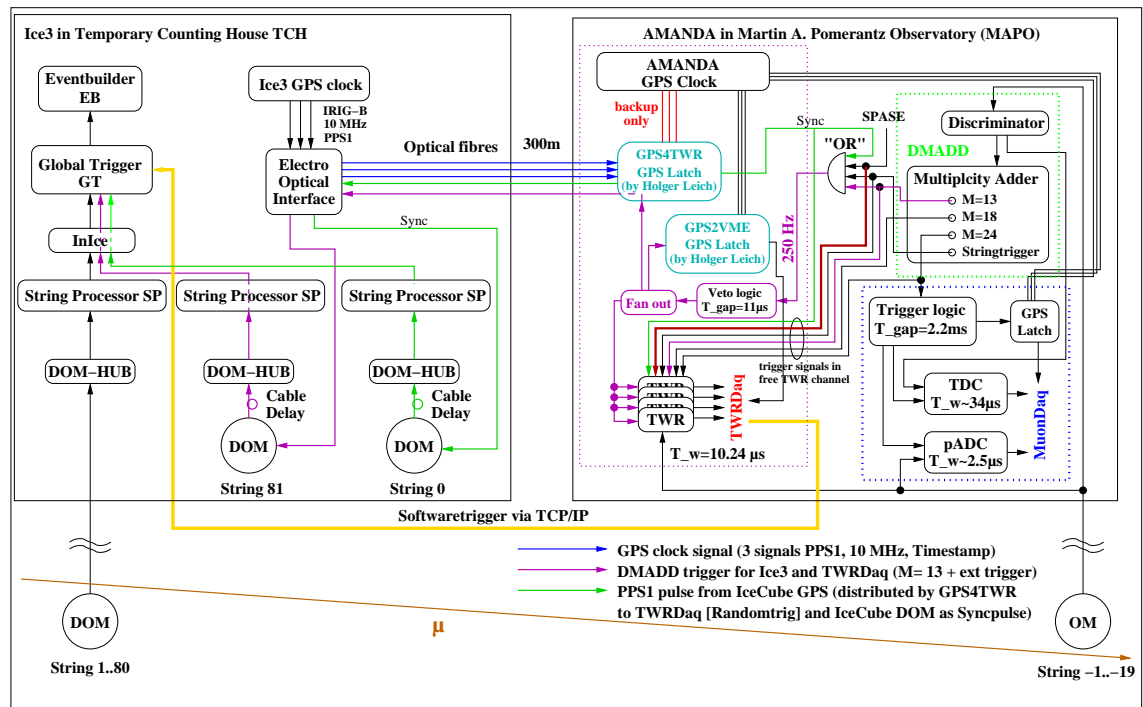


Abbildung 7.1: Das Schema zeigt die beiden Detektorsysteme AMANDA rechts und IceCube links. Die GPS-Signale laufen über die blauen Leitungen, die Synchronisationspulse sind grün und die Vortrigger in violett. Der TWR-Softwaretrigger ist als dickere dunkelgelbe Leitung eingezeichnet.

der TWR-DAQ versandt wurden. Die Triggersignale werden ebenfalls an der IceCube-Seite von einem DOM-Mainboard empfangen und ausgelesen. Dies ist ein Backup, da die unterschiedlichen Vortrigger auf der IceCube-Seite nicht identifiziert werden können, und nicht feststeht, ob die Vortrigger die Softwaretriggersuche bestehen, da etwa 15% verworfen werden.

Die fünfte und letzte Funktion besteht nochmals aus den Synchronisationspulsen. Diese werden nicht nur an IceCube gesandt, sondern auch über eine ECL-Schnittstelle des GPS4TWR als externer Trigger an die TWR-DAQ übertragen. Darüber wird die Synchronisation an die TWR-DAQ geschickt, bzw. das Signal dient als ein externer Vortrigger für die DAQ.

Sollte die Verbindung mit der IceCube-GPS-Uhr abbrechen, ist als Backup die ursprüngliche AMANDA-GPS-Uhr auch an das GPS4TWR angeschlossen. Die Karte wechselt automatisch die Quelle des GPS-Signals, von IceCube auf AMANDA, sollte die Signalqualität zu schlecht werden.

Zusätzlich zur Synchronisation der beiden Detektoren müssen die Triggerinformationen der TWR-DAQ an den globalen IceCube-Trigger gesendet werden. In

den Softwaretrigger Routinen wird das gesamte Ereignis erfasst und verarbeitet. Alle externen Trigger werden aufgenommen und, je nachdem welche Resultate die Algorithmen ergeben, wird das Ereignis getriggert oder verworfen. Für alle getriggerten Ereignisse wird ebenfalls ein Datenpaket an IceCube gesandt, das vor allem Triggerzeitpunkt und die Art des Triggers enthält. Die Daten sind in dem sogenannten Payload-Format, in dem alle IceCube-Triggerinformationen transportiert werden, gespeichert. Das genaue Format ist in Anhang B zu sehen.

In der TWR-DAQ wurde für das Versenden der Triggerinformationen ein weiterer Prozess aufgesetzt, in dem ein Server für den Transport der Daten an einen Client auf der IceCube Seite gestartet wird. Der Server wartet, bis sich ein Client verbindet. Es werden die 500 aktuellsten Payload-Informationen zwischengespeichert. Sobald eine Verbindung hergestellt ist, werden erst alle zwischengespeicherten Informationen versandt und danach die aktuellen Informationen.

Bei Fehlern im Verbindungsaufbau, oder bei ausgeschalteter IceCube-Datennahme werden nur die jeweils letzten 500 Ereignisse gespeichert da die IceCube-Datennahme nur die Daten der letzten 30 Sekunden im Speicher hat. Ereignisse, die vorher getriggert wurden, sind schon verarbeitet und so ist es nicht mehr möglich diese über die IceCube-Triggerlogik den TWR-Triggerinformationen zuzuordnen.

Die verwendeten Indizes für den Triggertyp und die Trigger Konfigurations ID sind in Tabelle 7.1 zu sehen.

Trigger	Payload Trigger Type	Payload Configuration ID
M18	6	13
M24	6	14
1. Volumentrigger (n1hit)	7	15
2. Volumentrigger (nPairs)	7	16
String Trigger	8	17
SPASE Trigger	9	17
Synchronisations Trigger	10	17

Tabelle 7.1: *Triggerindizes in den Payload-Daten.*

Die Payload-Informationen werden im IceCube-Global-Trigger empfangen und ausgewertet. Er entscheidet aufgrund von erhaltenen Payloads, ob ein Zeitfenster gespeichert oder verworfen wird.

Die Routinen sind getestet und funktionieren. Der Server auf der TWR-Seite läuft einwandfrei, auch der Empfang wurde auf einem IceCube-Rechner getestet und funktionierte ohne Fehler. Allerdings werden die Triggerinforma-

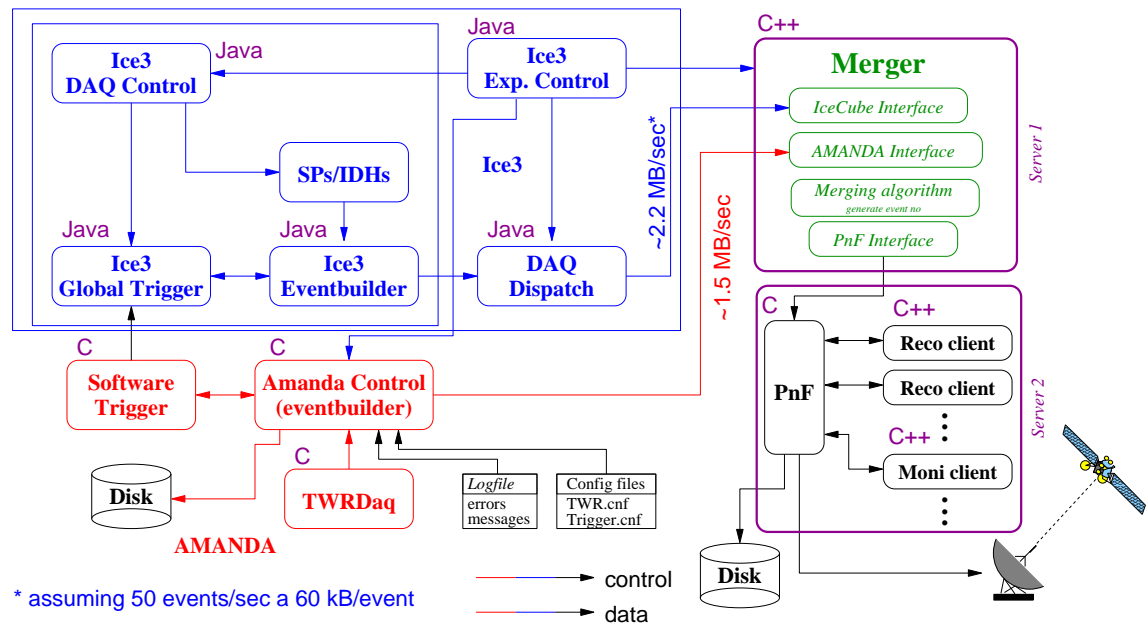


Abbildung 7.2: Das Schaubild zeigt die Informations- und Datenströme zwischen IceCube und AMANDA.

tionen aus der TWR-DAQ noch nicht verarbeitet, da sich die bestehende IceCube-DAQ noch in einer Testphase befindet. Es ist beabsichtigt den TWR-Softwaretrigger ab September 2006 in IceCube zu integrieren.

7.2 Zukünftige Pläne

In der nahen Zukunft wird AMANDA komplett in IceCube integriert sein. Ab der kommenden Polsaison 2006/2007 wird die TWR-DAQ über das zentrale Steuerprogramm (Experimental Control) von IceCube gesteuert. Dies bedeutet, dass viele Scripte, die für den Start des Detektors zuständig sind, umgeschrieben werden müssen. Die Muon-DAQ wird abgeschaltet und die TWR-Daten werden mit den IceCube-Daten zu einem Datenformat zusammengefasst. Zur Zeit wird bereits an der Software gearbeitet, die zeitgleiche Ereignisse in AMANDA und IceCube identifizieren soll und die Datenströme von AMANDA und IceCube zu einem Datenstrom von Ereignissen kombinieren soll.

In Abb. 7.2 ist eine momentane Skizze für dieses einheitliche Management der Detektoren dargestellt.

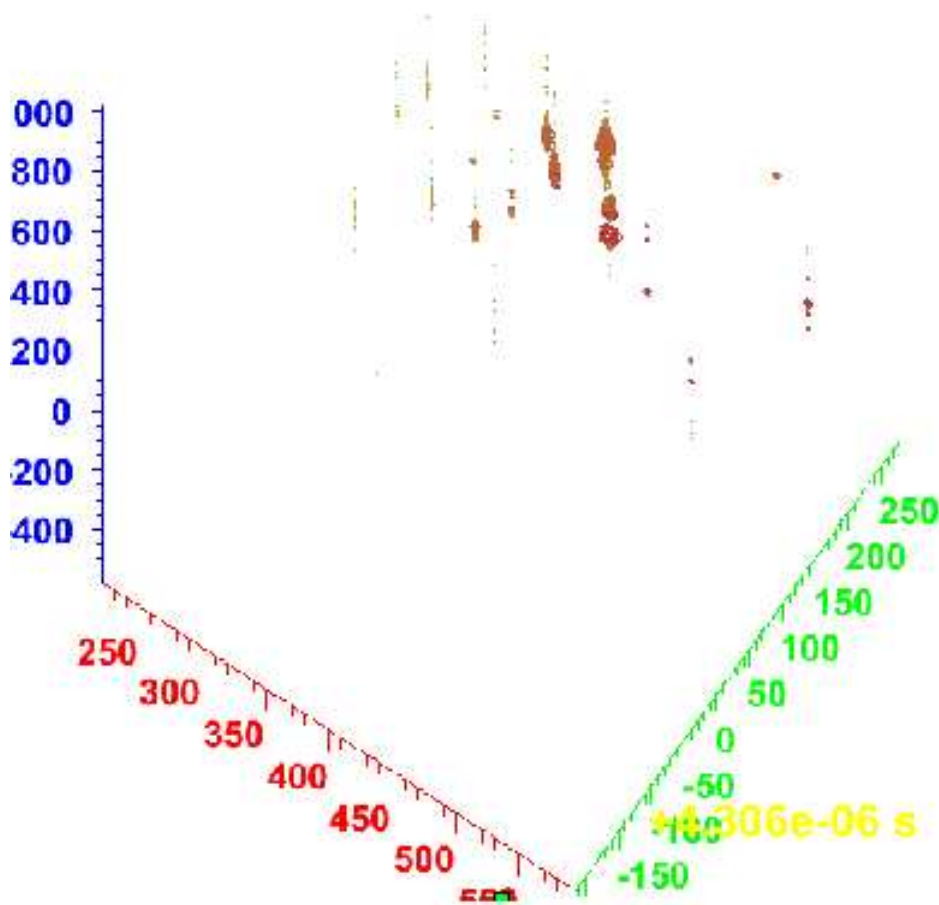


Abbildung 7.3: *Koinzidentes AMANDA-IceCube Ereignis.*

Abb. 7.3 zeigt ein erstes gemeinsam aufgenommenes Ereignis der beiden Detektoren. Die Darstellung ist noch nicht ausgereift. Der zeitliche Verlauf geht von Rot über Gelb zu Grün und Blau. Die Größe der Punkte ist proportional zur deponierten Lichtmenge. Die IceCube-Strings sind im vorderen Bereich, etwa bei 500 auf der roten Achse zu erkennen. Die vielen Treffer bei 250 - 300 auf der roten Achse sind im AMANDA-Detektor aufgenommen. Dieses Ereignis ist ein Kalibrationsereignis, bei dem ein Laserstrahl von unten durch den Detektor geschossen wurde.

7.3 IceCube als Veto für AMANDA

Ist die Integration abgeschlossen, und der Ausbau des IceCube-Detektors soweit fortgeschritten, dass er den AMANDA-Detektor komplett umschließt, ist

es möglich, IceCube als Veto für besonders niederenergetische Ereignisse zu benutzen.

Zur Zeit ist die Energiebestimmung der Ereignisse mit einem Fehler von etwa 30 % behaftet. Dies hängt damit zusammen, dass nicht bekannt ist, ob das detektierte Teilchen schon vor dem Detektor entstanden ist, oder erst im Detektor entstand. Eine während der Integrationsüberlegungen aufgekommene Idee, die zur Zeit getestet wird, ist, ein Veto um den AMANDA Detektor zu benutzen. IceCube hat ein Detektionsvolumen, das oberhalb und unterhalb über AMANDA hinausragt, siehe Abb. 3.5. Werden nun niederenergetische Ereignisse im AMANDA-Detektor erfasst und erzeugen keine Pulse in den umliegenden IceCube-Modulen, kann die Energie sehr genau bestimmt werden, da die gesamte Energie im Volumen des AMANDA-Detektors deponiert wird. Die Energie ist direkt proportional zur gemessenen Lichtmenge.

Durch den Softwaretrigger und den damit einhergehenden Veränderungen in der TWR-DAQ, ist die Triggerrate im Vergleich zur Muon-DAQ verdoppelt worden. Diese hinzugewonnenen Ereignisse liegen alle an der unteren Energieschwelle des Detektors. Dies, in Verbindung mit dem genannten IceCube-Veto, erhöht die Effizienz und die Sensibilität besonders im Energiebereich von 50 GeV bis etwa 100 GeV. Dazu gehören insbesondere die Suche nach WIMPs, die in sehr massereichen Objekten, wie dem Kern der Erde und der Sonne vermutet werden.

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit behandelt die Entwicklung und Realisation eines Softwaretriggers für die TWR-Datennahme des Neutrinodetektors AMANDA. Die Vorteile der neuen Datennahme liegen in einer geringen Totzeit, besseren Ladungsbestimmung und einer nicht vorhandenen Begrenzung der Anzahl von registrierten Pulsen innerhalb eines Ereignisses.

Zunächst wurde die Datennahme durch eine Hardwaretriggerlogik gesteuert, die oberhalb einer bestimmten Schwelle von eingehenden Treffern im gesamten Detektor ein Signal aussendet und die Aufnahme startet. Mithilfe des in dieser Arbeit entwickelten Softwaretriggers ist es möglich, eine größere Anzahl niederenergetischer Ereignisse im Detektor zu registrieren. Der Hardwaretrigger dient dabei als Vortrigger. Diese niederenergetischen Ereignisse haben typischerweise 12 bis 18 Pulse. Durch die Rauschrate der OM von 1000 Hz treten auch zufällige Koinzidenzen in diesem Multiplizitätbereich auf und der Hardwaretrigger kann diese Ereignistypen nicht unterscheiden. Der hier vorgestellte Volumentriggeralgorithmus kann innerhalb des Softwaretriggers in diesem Bereich Teilchensignaturen von Rauschen unterscheiden, indem untersucht wird, ob die Pulse räumlich und zeitlich koinzident eintreffen. Ereignisse mit mehr als 18 Treffern innerhalb des Triggerzeitfensters werden immer erfasst.

Die Schwelle des Hardwaretriggers wurde um 33% von einer Multiplizität von $M = 18$ auf $M = 12$ gesenkt. Dies resultierte in einer Erhöhung der Triggerrate von 132 Hz auf etwa 224 Hz im Jahr 2005. Im Volumentrigger werden diese zusätzlichen Ereignisse analysiert. 46,6% werden durch den Trigger als Ereignisse aufgenommen, 53,4% sind Rauschereignisse und werden verworfen.

Ein Blick auf den Volumentrigger zeigt eine Steigerung der effektiven Ereignisrate um 30 Hz. Diese zusätzlichen Ereignisse liegen alle bei kleinen Trefferzahlen im Detektor und somit bei kleinen Energien der verursachenden Teilchen. Besonders auf diesen Bereich konzentrieren sich die Suchen nach neuen Teilchen, wie den WIMPs. Die zusätzlichen Ereignisse werden sich in

zukünftigen Analysen in einer deutlichen Verbesserung der Sensitivität auf die Flüsse dieser Teilchen ausdrücken. Im Jahr 2006 sind mit dem String-Trigger, SPASE-Trigger und Zufallstrigger weitere Vortrigger hinzugekommen. Eine erste Analyse der mit Hilfe des String-Triggers aufgenommenen Ereignisse zeigt jedoch, dass die damit erhaltenen zusätzlichen Ereignisse mit den derzeit verfügbaren Rekonstruktionsalgorithmen nicht erfolgreich rekonstruiert werden können. Der SPASE-Vortrigger wird im Luftschauerdetektor SPASE gebildet. Eine kombinierte Analyse beider Detektoren verbessert die Separation der Primärteilchen des Schauers. Der dritte Vortrigger ist ein Synchronisationspuls, der die unterschiedlichen GPS-Uhren der Detektoren IceCube und AMANDA synchronisiert. Gleichzeitig dient er als Zufallstrigger für die TWR-DAQ, um eine schwellenfreie Sicht auf alle Ereignisse im Detektor zu erhalten.

In dieser Arbeit vorgestellte Studien der Winkelabhängigkeit des Volumentriggers zeigen, dass die Effizienz des Volumentriggers nicht von der Richtung des Teilchens abhängt. Die in den Volumentrigger eingehenden Daten zeigen eine leichte Azimutabhängigkeit, die aufgrund der Detektorgeometrie zu erklären ist. Der AMANDA-Detektor ist kein symmetrischer Zylinder, weshalb aus bestimmten Azimutwinkelrichtungen weniger Ereignisse erfasst werden. Dieser Geometrieeffekt ist auch in den getriggerten Ereignissen zu sehen. Neben dieser Abhängigkeit zeigt der Volumentrigger keine Abhängigkeit vom Zenit- bzw. Azimutwinkel.

Die Softwaretriggerrouninen erlauben eine integrierte Voranalyse der Daten. Das für diese Arbeit entwickelte Myon-Veto ist ein Algorithmus, der getriggerte Ereignisse analysiert und bewertet, in wie weit diese Ereignisse durch ein atmosphärisches Myon oder ein Neutrino erzeugt wurden. Wird ein Verlust von 10% an Neutrinoereignissen hingenommen, können 50% an atmosphärischen Myonen von einer Analyse ausgeschlossen werden. Dies bringt eine Zeiterparnis gegenüber der bisherigen Standardanalyse von etwa 50%, die in einer besseren Rekonstruktion oder genaueren Analyse der verbliebenen Ereignisse verwendet werden kann. In der Folge sind mehr neutrinoinduzierte Ereignisse in der Endauswahl zu erwarten.

Ein Schritt in die Zukunft des AMANDA-Detektors ist die mit dieser Arbeit begonnene Integration des Detektors in das IceCube Experiment. Dabei ist AMANDA als dichter instrumentierter Detektorkern von IceCube zu verstehen, der die Sensitivität von IceCube im Niederenergiebereich verbessert. Insbesondere WIMP-Analysen profitieren von dieser Konfiguration.

Die TWR-DAQ inklusive des Softwaretriggers waren Grundvoraussetzung für diese Integration. Mit ihnen ist eine ähnliche Datennahme wie im IceCube-Experiment vorhanden. Mithilfe des Softwaretriggers ist es schon jetzt möglich, koinzidente Ereignisse von AMANDA in IceCube aufzunehmen, da die Triggerinformationen via TCP/IP an IceCube geschickt werden.

Im Winter 2006/2007 wird die Integration des AMANDA-Detektor mit einer gemeinsamen Detektorsteuerung und Ereignisaufnahme vollendet.

Durch die Parallelisierung der Arbeitsschritte in der Software der TWR-DAQ ist es in Zukunft möglich, weitere Algorithmen, vergleichbar denen des Myon-Vetos, in den Softwaretrigger zu integrieren, die etwa den Schwerpunkt eines Ereignisses berechnen oder die Richtung bestimmen. Dies könnte ebenfalls an IceCube geleitet werden und so die Effektivität des eingehenden Triggers für IceCube ermitteln.

Für den Volumentrigger gibt es Bestrebungen die Effizienz weiter zu verbessern. In der jetzigen Form gehen nur Treffer in die Analyse ein, die nach dem achten Puls in der Multiplizitätsverteilung liegen. Einhergehend mit dieser Änderung müssen die Schwellen für die beiden Suchalgorithmen angehoben werden, damit die Raten konstant bleiben. Bei dieser Änderung ist ebenfalls angedacht eine weitere Suche einzubauen, die die maximale Anzahl von Treffern in einer Sphäre misst. Dies könnte ein besserer Indikator für Kaskadenereignisse sein, als der bisher verwendete Wert der integralen Trefferzahl (n_{Pairs}).

Anhang A

Feature-Extraction Algorithmus

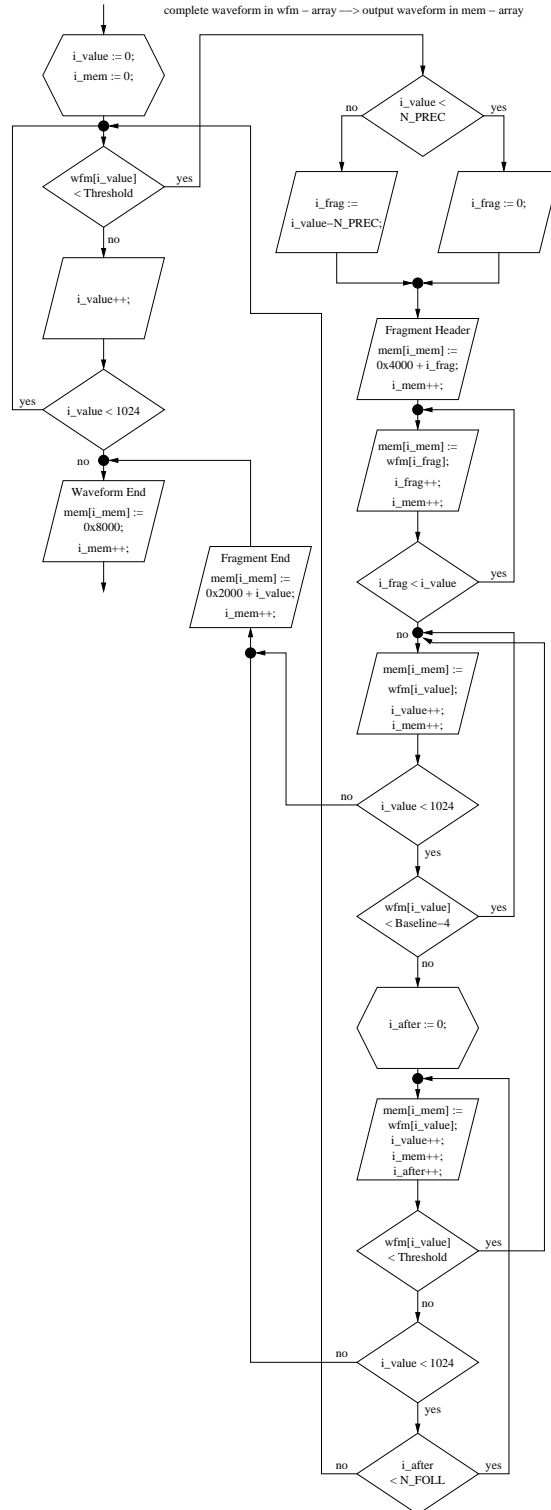


Abbildung A.1: Der genaue Algorithmus der Feature-Extraction.

Anhang B

Das Payload Format für die TWR-DAQ Trigger

TriggerRequestPayload header (total 16 bytes):

1. Payload length: 4B
2. Payload type: 4B (set it as a fixed integer value of 9)
3. Payload time: 8B (this time should be the same as following item 6 below)

TriggerRequestPayload contents (total 34 bytes):

4. Record type: 2B (set it as a fixed value of 4)
5. Unique ID: 4B (TriggerRequest counter/serial number)
6. Trigger type: 4B
7. Trigger Configuration ID: 4B (unique descriptor of all parameter settings, e.g. multiplicity threshold)
8. Source ID: 4B (set it to a fixed value of 10000 which will be interpreted as AMANDA in IceCube)
9. First time: 8B
10. Last time: 8B

ReadoutRequestPayload contents (total 14 bytes):

11. Request type: 2B (set it to fixed value of 255)
12. Unique ID: 4B (can be set arbitrarily; will be ignored)
13. Source ID: 4B (set it to fixed value of 10000)
14. Number of readout elements: 4B (set it to fixed value of 0)

Vector of subpayloads (8 byte dummy structure in this context, set to fixed values)

15. Composite length: 4B (fixed value of 8)
16. Composite type: 2B (fixed value of 1)
17. Number of payloads: 2B (fixed value of 0)

Anhang C

Zenit- und Azimutverteilung aller Triggerstufen des Softwaretriggers

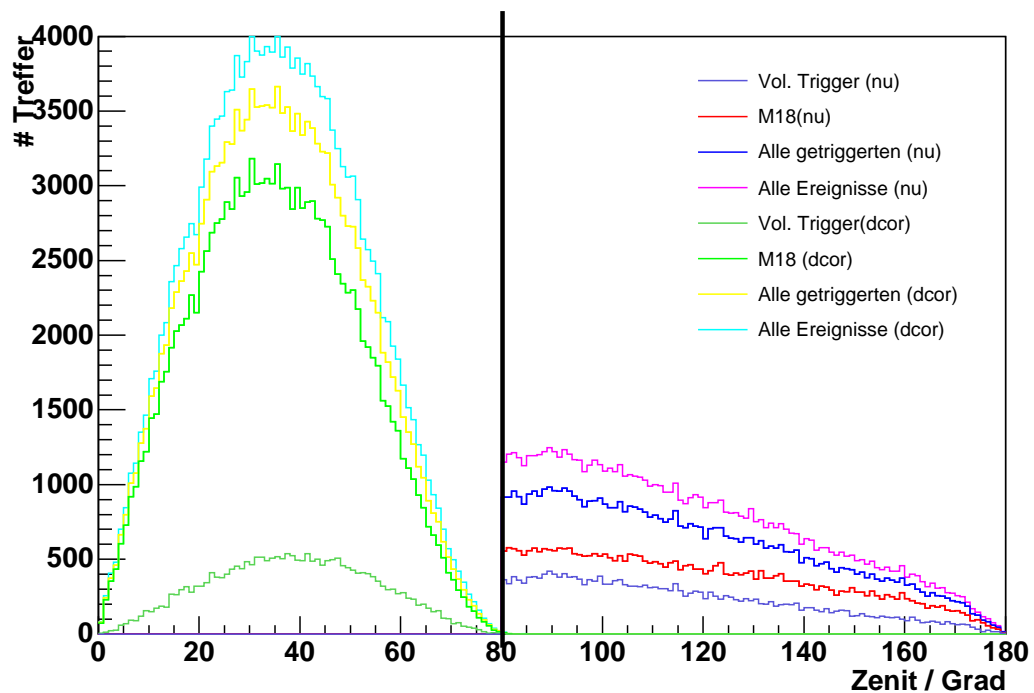


Abbildung C.1: Zenitwinkelverteilung der verschiedenen Triggerstufen des Softwaretriggers. Die Normierung ist nicht physikalisch.

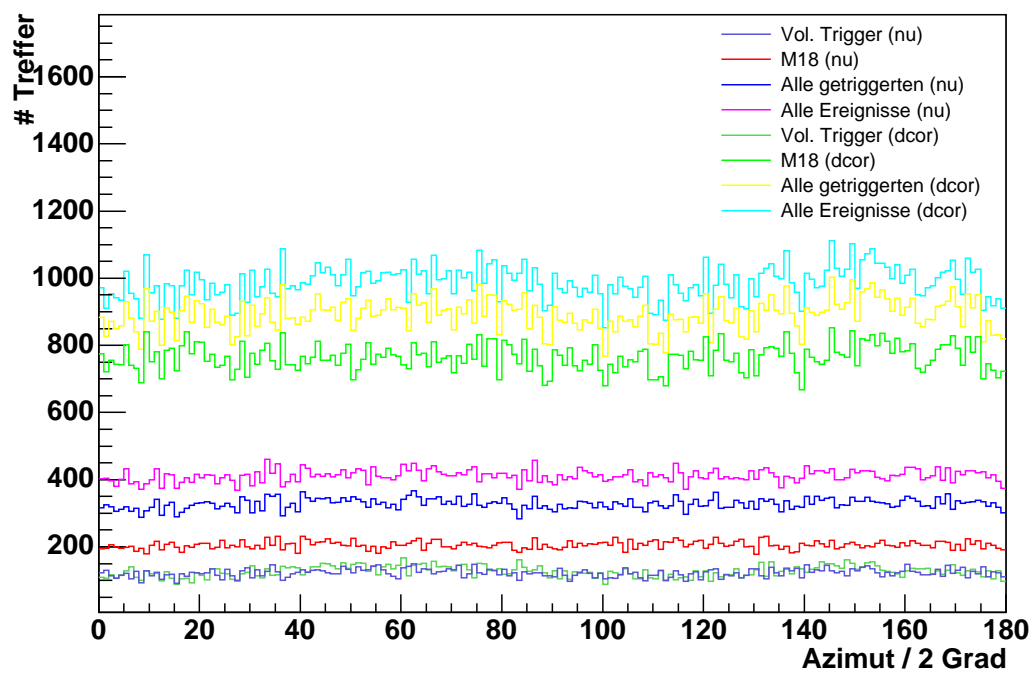


Abbildung C.2: Azimutwinkelverteilung der verschiedenen Triggerstufen des Softwaretriggers.

Anhang D

Verteilung des Myon-Vetos in unterschiedlichen Zenitwinkelbereichen

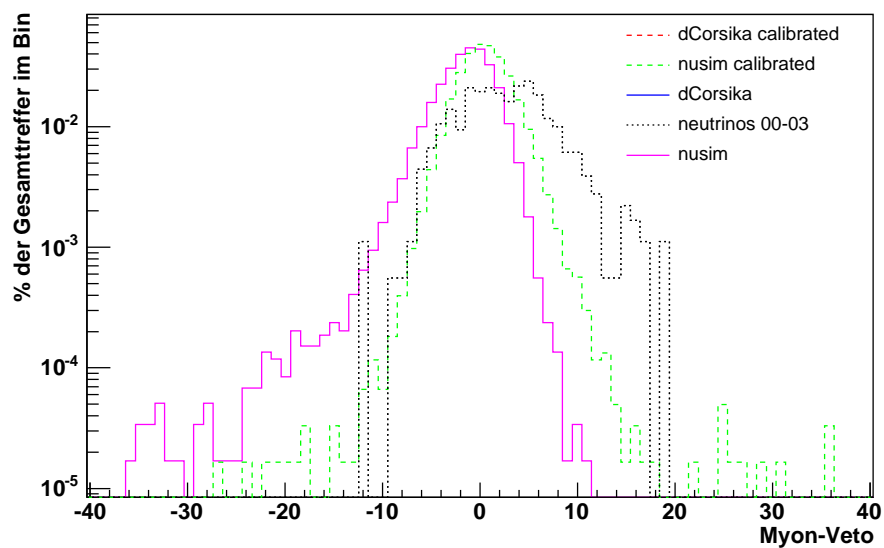


Abbildung D.1: Myon-Veto Verteilung der verschiedenen Datensätze in einem Zenitband zwischen -90° und -70° .

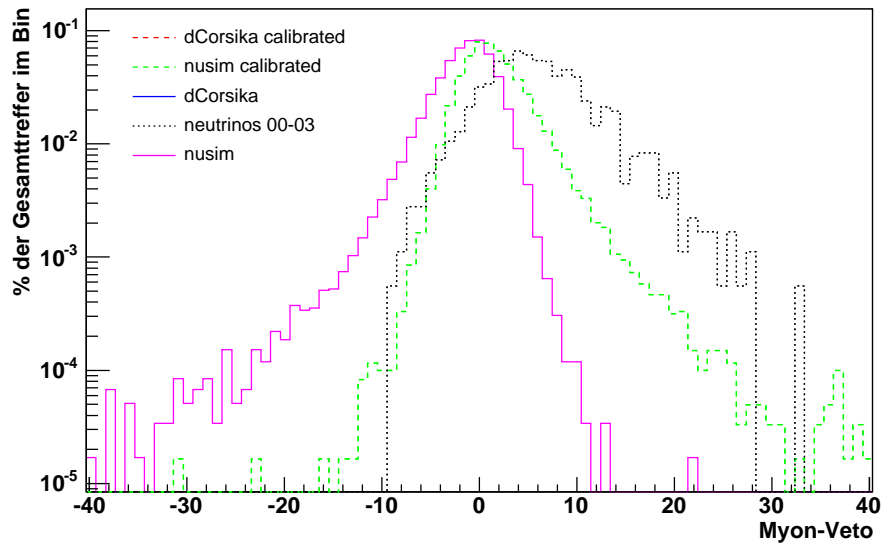


Abbildung D.2: Myon-Veto Verteilung der verschiedenen Datensätze in einem Zenitband zwischen -70° und 0° .

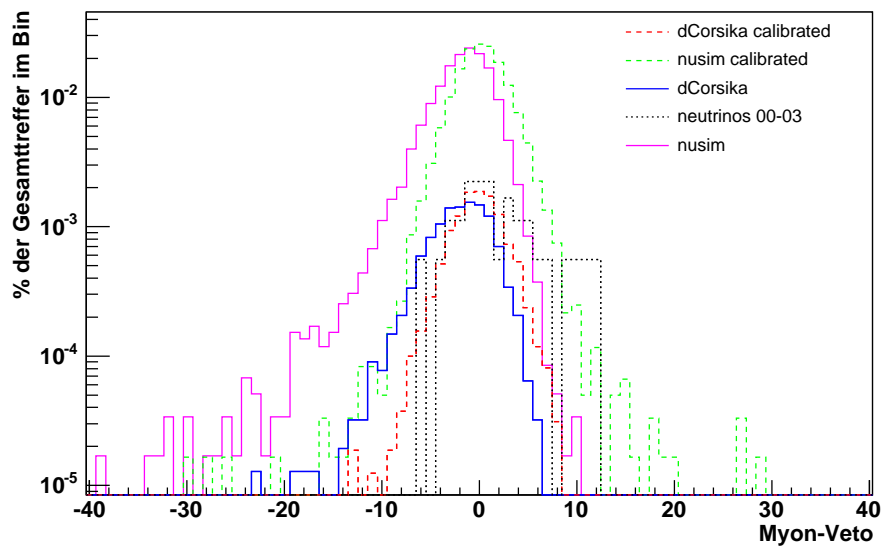


Abbildung D.3: Myon-Veto Verteilung der verschiedenen Datensätze in einem Zenitband zwischen 70° und 0° .

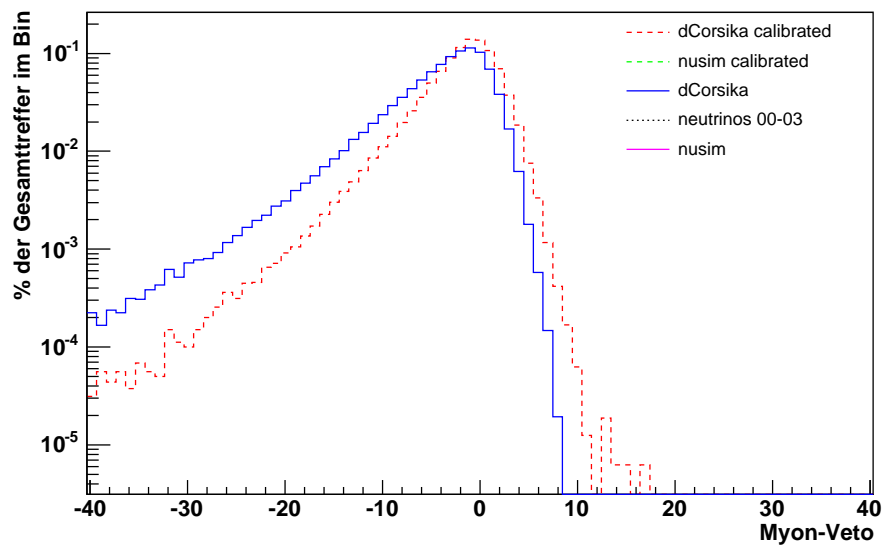


Abbildung D.4: Myon-Veto Verteilung der verschiedenen Datensätze in einem Zenitband zwischen 70° und 90° .

Abbildungsverzeichnis

2.1	Skizze eines Teilchenschauers	4
2.2	Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung.	5
2.3	Teilchenpropagation im Universum.	8
2.4	Vorhergesagter Fluss von atmosphärischen Myonen und Neutrinos	10
2.5	Energiespektrum der Solaren Neutrinos	11
2.6	Energiespektrum der Solaren Neutrinos	12
2.7	GRB T90-Zeitverteilung	14
2.8	Limits für den extraterrestrischen Neutrinofluss	16
2.9	Schema einer AGN	17
2.10	Limit für den Myonfluss aus Neutralinoannihilationen in der Erde.	18
3.1	Beispiel für die Cherenkov-Licht Ausbreitung	22
3.2	Quellen der Teilchen in einem Neutrinodektektor	24
3.3	Karte des Südpolgeländes	25
3.4	Der AMANDA-Detektor	26
3.5	Darstellung des IceCube-Detektors	28
3.6	Beispiel für ein optisches Modul	30
3.7	Parameter des Eises am Südpol als Funktion der Tiefe und Wellenlänge	32
4.1	Das aktuelle AMANDA-DAQ-System - Muon-DAQ	35
4.2	Überblick über das TWR-System ab 2004	38
4.3	Beispiel für die Feature-Extraction von Wellenformpulsen.	39
5.1	Hardware-Triggerlogik	42
5.2	Pulsdetektion für einen reinen Softwaretrigger	44
5.3	Hardwarestruktur eines Softwaretriggersystems.	45
5.4	Vortriggersuche in reinem TWR Softwaretrigger.	47
5.5	Zufallsdatenverteilung für die Anzahl der Pulse in 5 μ s.	48
5.6	TWR-Hardware 2005	49
5.7	Multiplizitätsverteilung eines TWR-DAQ Ereignis.	51
5.8	TWR-System 2005	52
5.9	TWR-Triggeraufbau 2005	53
5.10	TWR-Triggeraufbau 2006	54

5.11	N_channel-Verteilung der Trigger in 2006.	55
5.12	Frequenzen der Unterschiedlichen externen Triggerarten 2006. . .	56
5.13	Schema der Volumentrigger suche	58
5.14	Schema des Volumentriggers	59
5.15	Verteilung der Länge des Volumentriggersuchfensters.	60
5.16	Verteilung der Triggerraten MC Daten mit des Volumentrigger 1. Art (n1hit).	61
5.17	Verteilung der Triggerraten mit Zufallsdaten des Volumentrigger 1. Art (n1hit).	62
5.18	Verteilung der Triggerraten mit MC Daten des Volumentrigger 2. Art (nPairs).	63
5.19	Verteilung der Triggerraten mit Zufallsdaten des Volumentrigger 2. Art (nPairs).	64
5.20	Schema des Myon-Veto Algorithmus	65
5.21	Verteilung des Myon-Veto in TWR-Daten des Jahres 2006 . . .	66
6.1	Rekonstruierbarkeit der TWR-Daten des Jahres 2005	70
6.2	Rekonstruierbarkeit der TWR-Daten des Jahres 2006	71
6.3	Azimutverteilung der Volumentriggerereignisse	73
6.4	Norm. Azimutverteilung der Volumentriggerereignisse	74
6.5	Zenitverteilung der Volumentriggerereignisse	75
6.6	Norm. Zenitverteilung der Volumentriggerereignisse	76
6.7	Myon-Veto Verteilung unkalibrierter Ereignisse	77
6.8	Myon-Veto Verteilung kalibrierter Ereignisse	78
6.9	Myon-Veto Verteilung rekonstruierter Daten	79
6.10	Myon-Veto Effizienzverteilung für unkalibrierte Daten.	80
6.11	Myon-Veto Effizienzverteilung für kalibrierte Daten.	81
7.1	Integrationsplan 2006	85
7.2	Schema der Verknüpfung der beiden Datennahmen	87
7.3	Koinzidentes AMANDA-IceCube Ereignis.	88
A.1	Der genaue Algorithmus der Feature-Extraction.	96
C.1	Zenitverteilung der verschiedenen Softwaretrigger	99
C.2	Azimutverteilung der verschiedenen Softwaretrigger	100
D.1	Myon-Veto Verteilung im Zenitband zwischen -90° und -70° . . .	101
D.2	Myon-Veto Verteilung im Zenitband zwischen -70° und 0° . . .	102
D.3	Myon-Veto Verteilung im Zenitband zwischen 70° und 0° . . .	102
D.4	Myon-Veto Verteilung im Zenitband zwischen 70° und 90° . . .	103

Tabellenverzeichnis

3.1	Optische Parameter für verschiedene Neutrino-Teleskope	31
4.1	Signale, die von der GPS-Uhr zur Synchronisierung des GPS2VME-Moduls versandt werden.	37
4.2	Parameter für die Feature-Extraction 2003 bis 2006.	39
5.1	Triggerraten der Jahre 2005 und 2006.	52
7.1	Triggerindizes in den Payload-Dten	86

Literaturverzeichnis

- [A⁺00] ANDRES, E. u. a.: The AMANDA Neutrino Telescope: Principle operation and first results. In: *Astroparticle Physics* 13 (2000), S. 1–20
- [A⁺01] ANDRES, E. u. a.: Observation of high-energy neutrinos using Cherenkov detectors embedded deep in Antarctic ice. In: *Nature* 410 (2001), S. 441 – 443
- [A⁺02a] AHRENS, J. u. a.: Limits to the muon flux from WIMP annihilation in the center of the Earth with the AMANDA detector. In: *Phys.Rev. D* 66 (2002), Nr. 032006
- [A⁺02b] AHRENS, J. u. a.: Search for Supernova Neutrino-Bursts with the AMANDA Detector. In: *Astroparticle Physics* 16 (2002), S. 345
- [A⁺04] AHRENS, J. u. a.: Sensitivity of the IceCube detector to astrophysical sources of high energy muon neutrinos. In: *Astroparticle Physics* 20 (2004), S. 507
- [A⁺05a] ACKERMANN, M. u. a.: Optical Properties of Deep Glacial Ice at the South Pole. In: *Journal of Geophysical Research* (2005). – submitted
- [A⁺05b] ACKERMANN, M. u. a.: Search for high energy neutrino point sources in the northern hemisphere with the AMANDA neutrino telescope. In: *Proceedings of the 29th ICRC, Pune, 2005*
- [A⁺06] ACHTERBERG, A. u. a.: First year performance of the IceCube neutrino telescope. In: *accepted for Astroparticle Physics* (2006). astro-ph/0604450
- [B⁺91] BURROWS, A. u. a.: The future of supernova detection. In: *Physical Review D* 45 (1991), Nr. 10
- [B⁺97] BIRON, A. u. a.: *Upgrade of AMANDA-B10 towards AMANDA-II*. DESY-Zeuthen : Proposal to DESY PRC 97-05, 1997
- [B⁺99] BUDNEV, N. u. a.: Basic Optical Properties of Deep Baikal Water. In: *[Spi99]*. 1999, S. 165

- [B⁺05] BERGER, E. u. a.: Afterglows, Redshifts, and Properties of Swift Gamma-Ray Bursts. In: *apj* 634 (2005), November, S. 501–508. <http://dx.doi.org/10.1086/491667>. – DOI 10.1086/491667
- [Bec06] BECKER, J. K.: *Private Kommunikation*. 2006
- [BSB05] BAHCALL, John N. ; SERENELLI, Aldo M. ; BASU, Sarbani: New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes. In: *Astrophys. J.* 621 (2005), S. L85–L88. astro-ph/0412440
- [C⁺02] COWEN, D. F. u. a.: Results from the Antarctic Muon and Neutrino Detector Array. In: *ArXiv Astrophysics e-prints* (2002). astro-ph/0211264
- [Cao03] CAO, Z.: The Physics Results from HiRes Fly’s Eye Experiment. In: *Very High Energy Phenomena in the Universe*, 2003, S. 205
- [Chi00] CHIRKIN, D.: *dCosika - MC Simulation*. 2000
- [Dji99] DJILKIAEV, Z.: Light Propagation in Water and Ice. In: *[Spi99]*. 1999, S. 132
- [DR⁺95] DAUM, K. ; RHODE, W. u. a.: Determination of the atmospheric neutrino spectra with the Fréjus detector. In: *Zeitschrift für Physik C* 66 (1995), S. 177
- [Dre05] DREYER, J.: *Hard- und Softwareentwicklung im Rahmen der Experimente AMANDA und IceCube*, University of Dortmund, Diplomarbeit, 2005
- [EG97] EDSJÖ, J. ; GONDOLO, P.: In: *Phys. Rev. D* 56 (1997), S. 1879
- [Eks04] EKSTROEM, P.: *A Dark Matter Search with AMANDA*, Stockholm University, Diss., 2004
- [Fer49] FERMI, E.: On the Origin of the Cosmic Radiation. In: *Physical Review* 75 (1949), S. 1169
- [Fer05] FERENC, D.: The MAGIC gamma-ray observatory. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A553 (2005), S. 274–281
- [Fes04] FESER, T.: *Echtzeit-Suche nach Neutrinoausbrüchen von Supernovae mit dem AMANDA-II Detektor*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Germany, Diss., 2004
- [G⁺05] GOROSABEL, J. u. a.: The short-duration GRB 050724 host galaxy in the context of the long-duration GRB hosts. In: *ArXiv Astrophysics e-prints* (2005). astro-ph/0510141

- [Gai90] GAISSER, T. K.: *Cosmic Rays and Particles*. Cambridge University Press, 1990
- [GM05] GRASSO, D. ; MACCIONE, L.: Sgr A East as a possible high energy neutron factory in the Galactic Centre. In: *Astroparticle Physics* 24 (2005), S. 273. astro-ph/0504323
- [Gre66] GREISEN, K.: End to the Cosmic-Ray Spectrum? In: *Physical Review Letters* 16 (1966)
- [Gri92] GRIEDER, P. K. F.: DUMAND: A New window on the universe. In: *Europhys. News* 23 (1992), S. 167–170
- [Gro06] GROSS, A.: *Point Source Search via the Source Stacking Method*, Universität Dortmund, Diss., 2006
- [H⁺98] HECK, D. u. a.: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. In: *Wissenschaftlicher Bericht FZKA 6019* (1998)
- [H⁺05] HJORTH, J. u. a.: GRB 050509B: Constraints on short gamma-ray burst models. In: *Astrophysical Journal Letters* 630 (2005), S. L117. <http://dx.doi.org/10.1086/491733>. – DOI 10.1086/491733
- [Hes11] HESS, V. F.: Über die Absorption der g-Strahlung in der Atmosphäre. In: *Physikalische Zeitschrift* 12 (1911), Nr. 22,23, S. 998–1001
- [Hes12] HESS, V. F.: Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. In: *Physikalische Zeitschrift* 13 (1912), S. 1084–1091
- [Hil96] HILL, G.: *Experimental and Theoretical Aspects of High Energy Neutrino Astrophysics*, University of Adelaide, Diss., 1996
- [HML00] HETTLAGE, C. ; MANNHEIM, K. ; LEARNED, J. G.: The sun as a high energy neutrino source. In: *Astropart.Phys.* 13 (2000), S. 45
- [IC06] ICECUBE COLLABORATION, P. Ekström and P. Olbrecht for t.: Limits on myon flux from neutralino annihilations at the center of the earth with AMANDA. In: *accepted for publication in Astroparticle Physics* (2006)
- [Jac62] JACKSON, J. D.: *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons Inc., 1962
- [K⁺05] KOLLMEIER, J. A. u. a.: Black Hole Masses and Eddington Ratios at $0.3 < z < 4$. In: *ArXiv Astrophysics e-prints* (2005). astro-ph/0508657. – Submitted to ApJ

- [Lei03] LEICH, H.: *GPS2VME User's Guide*. DESY Zeuthen, January 2003
- [Lei05] LEICH, H.: *GPS4TWR User's Guide*. DESY Zeuthen, Dezember 2005
- [LM00] LEARNED, J. G. ; MANNHEIM, K.: High-energy neutrino astrophysics. In: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 50 (2000), S. 679
- [Lon92] LONGAIR, M. S.: *High Energy Astrophysics*. Bd. 1. Cambridge University Press, 1992
- [M+03] MATHESON, T. u. a.: Photometry and Spectroscopy of GRB 030329 and its Associated Supernova 2003dh: The First Two Months. In: *Astrophys. J.* 599 (2003), S. 394–407. astro-ph/0307435
- [M+05a] MESSARIUS, T. u. a.: A software-trigger for the AMANDA neutrino detector. In: *Proceedings of the 29th ICRC, Pune, 2005*
- [M+05b] MÜNICH, K. u. a.: Search for a diffuse flux of non-terrestrial muon neutrinos with the AMANDA detector. In: *Proceedings of the 29th ICRC, Pune, 2005*
- [Man97] MANNHEIM, K.: AGN Models: High-Energy Emission. In: *ArXiv Astrophysics e-prints* (1997). astro-ph/9703184
- [McC04] MCCAULEY, N.: SNO past, present and future. In: *AIP Conf. Proc.* 698 (2004), S. 253–257
- [Mes03] MESSARIUS, T.: *Analyse von zufällig getriggerten Daten des AMANDA-Detektors*, Bergische Universität Wuppertal, Diplomarbeit, 2003. – WU D 03-02
- [Mir02] MIRABEL, I. F.: Microquasars as sources of high energy phenomena, Invited review at the IAU Symposium No.214: High Energy Processes and Phenomena in Astrophysics, 2002. – astro-ph/0211085
- [MPR01] MANNHEIM, K. ; PROTHEROE, R. J. ; RACHEN, J. P.: On the cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production. In: *Physical Review D* 63 (2001), S. 023003
- [MRS03] MARTIN, A. D. ; RYSKIN, M. G. ; STASTO, A. M.: Prompt neutrinos from $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ and the gluon at very small x . In: *Acta Phys. Polon. B* 34 (2003), S. 3273–3304
- [MS53] MOTZ, H. ; SHIFF, L.: Cerenkov Radiation in a Dispersive Medium. In: *American Journal of Physics* 21 (1953), S. 258

- [NRH02] NIEMEYER, J. C. ; REINECKE, M. ; HILLEBRANDT, W.: Models of Type Ia Supernova Explosions. (2002). astro-ph/0203369
- [P⁺99a] PACIESAS, W. S. u. a.: *BATSE Collaboration*. <http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/duration/>, 1999
- [P⁺99b] PACIESAS, W. S. u. a.: The Fourth BATSE Gamma-Ray Burst Catalog (Revised). In: *Astrophys. J. Suppl.* 122 (1999), S. 465–495. astro-ph/9903205
- [P⁺99c] PACIESAS, W. S. u. a.: The Fourth BATSE Gamma-Ray Burst Catalog (Revised). In: *ArXiv Astrophysics e-prints* (1999). astro-ph/9903205. – accepted for publication in *Ap. J. Suppl*
- [Par04] PARTICLE DATA GROUP: *Particle Physics Booklet*. Springer, 2004
- [Per00] PERKINS, D. H.: *Introduction to High Energy Physics*. Cambridge University Press, 2000
- [Pir04] PIRAN, T.: The physics of gamma-ray bursts. In: *Rev. Mod. Phys.* 76 (2004), S. 1143–1210. astro-ph/0405503
- [PWC00] PRICE, P. B. ; WOSCHNAGG, K. ; CHIRKIN, D.: In: *Geophys. Res. Lett.* 27 (2000), Nr. 14, S. 2129
- [Ref05] REFFLINGHAUS, F.: *Datenkompression der Photomultiplier-Signale des AMANDA-Neutrinodetektors*, Universität Dortmund, Diplomarbeit, 2005
- [S⁺90] SPIERING, C. u. a.: The Baikal experiment. In: *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 14B (1990), S. 51–59
- [S⁺05] SOMMERS, P. u. a.: First estimate of the primary cosmic ray energy spectrum above 3 EeV from the Pierre Auger Observatory. In: *Proceedings of the 29th ICRC, Pune, 2005*
- [Sch97] SCHMITZ, N.: *Neutrinophysik*. Teubner Studienbücher, 1997
- [Sch02] SCHMIDT, T.: *Aufbau und Funktionsnachweis eines Optischen Moduls mit optisch-analoger Pulsübertragung für den AMANDA-II- und ICECUBE- Detektor*, Humboldt Universität Berlin, Germany, Diss., 2002
- [SNO02] SNO COLLABORATION: Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. In: *Physical Review Letters* 89 (2002), S. 11301
- [Sot99] SOTIRIOU, S. A.: NESTOR: A status report. In: *[Spi99]*. 1999, S. 61

- [Spi99] SPIERING, C.: Simulation and Analysis Methods for Large Neutrino Telescopes. In: *DESY-Proc-1999-01*. DESY-Zeuthen, 1999
- [Sup98] SUPER KAMIOKANDE COLLABORATION: Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. In: *Physical Review Letters* 81 (1998), S. 1562
- [Suz96] SUZUKI, Y.: Solar neutrino results from Kamiokande and Super-Kamiokande. (1996). – Prepared for 17th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 96), Helsinki, Finland, 13-20 Jun 1996
- [TIG96] THUNMAN, M. ; INGELMAN, G. ; GONDOLO, P.: Charm production and high energy atmospheric muon and neutrino fluxes. In: *Astroparticle Physics* 5 (1996), S. 309
- [UP95] URRY, C.M. ; PADOVANI, P.: Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. In: *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 107 (1995), S. 803–845
- [V⁺05] VILLASENOR, J. S. u. a.: Discovery of the short γ -ray burst GRB 050709. In: *Nature* 437 (2005), S. 855. <http://dx.doi.org/10.1038/nature04213>. – DOI 10.1038/nature04213
- [Vas05] VASILEIADIS, G.: The HESS experimental project. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A553 (2005), S. 268–273
- [VZ80] VOLKOVA, L. V. ; ZATSEPIN, G. T.: Prompt lepton generation-atmospheric muon and neutrino spectra at high-energies. In: *Soviet Journal of Nuclear Physics* 37 (1980), S. 212
- [W⁺99] WOSCHNAGG, K. u. a.: Optical Properties of South Pole Ice at Depths from 140 to 2300 Meters. In: *Proceedings of the 26th International Cosmic Rays Conference* Bd. 2 ICRC XXVI, 1999, S. 200
- [Wag04] WAGNER, W.: *Design and Realisation of a new AMANDA Data Acquisition System with Transient Waveform Recorders*, Universität Dortmund, Diss., 2004
- [WB99] WAXMAN, E. ; BAHCALL, J.: High energy neutrinos from astrophysical sources: An upper bound. In: *Physical Review D* 59 (1999), S. 23002

- [Wie98] WIEBEL-SOOTH, B.: *Measurement of the allparticle energy spectrum and chemical composition of cosmic rays with the HEGRA detector*, University of Wuppertal, Diss., 1998
- [Y⁺95] YOSHIDA, S. u. a.: The cosmic ray energy spectrum above 3×10^{18} eV measured by the Akeno Giant Air Shower Array. In: *Astroparticle Physics* 3 (1995), S. 105
- [Yos05] YOSHIDA, S.: The IceCube Neutrino Telescope. In: *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 138 (2005), S. 179–182
- [ZK66] ZATSEPIN, G. T. ; KUZMIN, V. A.: Upper Limit Of The Spectrum Of Cosmic Rays. In: *JETP Lett.* 4 (1966), S. 78

Danksagung

Diese Arbeit ist mit der Unterstützung vieler Menschen zustande gekommen. Hiermit möchte ich versuchen allen zu danken die zum erfolgreichen Gelingen beigetragen haben.

Besonderer Dank gilt Prof. Dr. Dr. Wolfgang Rhode, für die Möglichkeit diese Arbeit durchzuführen. Er war über die gesamten drei Jahre für Fragen offen, gab viele Anregungen für das Gelingen und gab mir die Freiheit die Aufgaben nach meinen Vorstellungen zu bearbeiten.

Weiterer Dank geht an Prof. Dr. C. Gößling für die Zeit und den Aufwand diese Arbeit als Zweitgutachter zu bewerten.

Dr. Wolfgang Wagner danke ich sehr, da ohne dessen Vorleistung, stete Unterstützung und hilfreichen Ratschläge diese Arbeit nicht so erfolgreich durchführen gewesen wäre.

Ebenfalls danke ich der gesamten AMANDA/IceCube Kollaboration für die Möglichkeit die Arbeiten am geographischen Südpol durchführen zu können. Insbesondere danke ich Markus Ackermann, JiWoo Nam und Andreas Tepe für die Zusammenarbeit und gute Arbeitsatmosphäre während der Aufenthalte am Südpol.

Ein großes Dankeschön geht an die Dortmunder Astroteilchen Arbeitsgruppe. Es war eine tolle Stimmung untereinander und eine gute Arbeitsatmosphäre. Besonders hervorheben und danken möchte ich Julia Becker, Jens Dreyer, Andreas Groß, Jan Lünemann, Kirsten Münich und Wolfgang Wagner für die Korrektur der Vorversionen dieser Arbeit.

Zuletzt möchte ich meiner Frau Rebecca und unserer gesamten Familie für die Unterstützung danken. Ohne deren stetes Antreiben die Arbeit wohl noch nicht beendet wäre.