

Untersuchungen zur Nachweiseffizienz und zeitlichen Stabilität der Datennahme des ANTARES Neutrino Teleskop

Diplomarbeit

vorgelegt von
Boris Bauermeister

Erlangen Center for Astroparticle Physics
Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg



Betreuer: Prof. Dr. Ulrich Katz

November 2010

Untersuchungen zur Nachweiseffizienz und zeitlichen Stabilität der Datennahme des ANTARES Neutrino Teleskop

11. November 2010

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	5
2 Kosmische Strahlung	6
2.1 Entdeckung und Charakterisierung	6
2.2 Atmosphärische Myonen	8
3 Der ANTARES Detektor	12
3.1 Allgemeine Daten zu ANTARES	12
3.2 Aufbau und Betrieb	12
3.3 Störeinflüsse	14
3.4 Detektionsprinzip	15
3.5 Kalibration	16
3.6 Trigger	18
4 Datensimulation	20
4.1 Simulation mit CORSIKA	20
4.2 Simulation mit MUSIC	21
4.3 Simulation mit KM3	21
4.4 Simulation mit Trigger Efficency	21
5 Datenauswahl	22
5.1 Runauswahl	22
5.2 Detektorlaufzeit und Ereignisse	22
5.3 Trigger in den Realdaten	24
6 Spurrekonstruktion mit BBFit	25
6.1 Arbeitsweise des BBFit-Algorithmus	25
6.2 Parametererklärung	27
6.3 Beschreibung der vorhandenen Daten	30
6.3.1 Auswahl der Daten	30
6.3.2 Vergleich: ${}^R\chi^2$ und ${}^{MC}\chi^2$	32
6.3.3 Vergleich: Amplitude ${}^R A$ und ${}^{MC} A$	34
6.3.4 Vergleich: ${}^R\varphi$ und ${}^{MC}\varphi$	36
6.3.5 Vergleich: ${}^R\vartheta$ und ${}^{MC}\vartheta$	38
6.4 Bevorzugte Trigger in den Daten	40
7 Winkelauflösung	46

7.1	Punktspreizfunktion atmosphärischer Myonen	46
7.2	Winkelfehler γ atmosphärischer Myonen	47
8	Effizienzanalyse	50
8.1	Erstellen der Effizienzskarte	50
8.2	Parameter und Nomenklatur	51
8.3	Definition: Korrelationskoeffizient	52
8.4	Streifenanalyse	53
8.4.1	Rekonstruierte Ereignisse in φ	53
8.4.2	Rekonstruierte Ereignisse in ϑ	59
8.4.3	χ^2 -Verteilung	61
8.4.4	γ -Verteilung	64
8.4.5	Verknüpfung zwischen χ^2 und γ	68
8.5	Boxanalyse	71
8.5.1	Rekonstruierte Ereignisse	71
8.5.2	χ^2 -Verteilung	73
8.5.3	γ -Verteilung	75
8.6	Atmosphärische Myonen	77
9	Zeitanalyse der Realdaten	82
9.1	Modifiziertes Julianisches Datum	82
9.2	Laufzeitperioden	82
9.3	Ausfallzeiten in der Datennahme	83
9.4	Myonenrate eines typischen Tages	84
9.5	Ratenanalyse	85
9.6	Ratenanalyse: Differenzierung nach Triggern	90
9.7	Runanalyse	94
9.7.1	Zeitfehler in einzelnen Runs	95
9.7.2	Verhalten eines Runs innerhalb von 180s	98
10	Ausblick und Zusammenfassung	101
11	Abbildungsverzeichnis	105
12	Tabellenverzeichnis	111
13	Literatur	112

1 Einleitung

Neutrinoastronomie ist eine junge Methode unser Universum zu erforschen. Das europäische Tiefsee Neutrino-Teleskop ANTARES ermöglicht es, neben weiteren Neutrino-Teleskopen wie ICECUBE, AMANDA oder dem sich in Planung befindenden KM3NeT Detektor, Neutrinos mit Hilfe des Tscherenkov-Effekts zu detektieren. Die Verwendung von Neutrinos als Nachweisteilchen für astronomische Ereignisse, ermöglicht es, nach weit entfernten Quellen von Neutrinos zu suchen. Auf Grund des geringen Wirkungsquerschnitts kann ein Neutrino große Wegstrecken durch das Universum zurücklegen. Somit kann direkt auf den Herkunftsor des Neutrinos geschlossen werden. Nachgewiesen wird ein Neutrino nur indirekt über ein Myon, das beim Wechselwirkungsprozess eines Neutrino mit, beispielsweise Protonen, entsteht. Ein Nachteil ist hierbei, dass Kosmische Strahlung ebenfalls Myonen in der Erdatmosphäre erzeugt, die als Untergrundsignal in einem Neutrino-Teleskop mitdetektiert werden. Für eine Analyse der Daten muss deshalb das Untergrundsignal sehr gut bekannt sein, um nach Myonen zu suchen, deren Entstehungsort nicht die Erdatmosphäre ist.

Neben der Möglichkeit Verständnis der Detektoreffizienz und der eingesetzten Rekonstruktionsalgorithmen zu erlangen, sind Analysen der atmosphärischen Myonen ebenfalls interessant, um die Herkunft der Kosmischen Strahlung, ihre Zusammensetzung und ihr Energiespektrum besser zu verstehen. Des Weiteren kann zum Beispiel nach Anisotropien in der Kosmischen Strahlung gesucht werden.

Mit Hilfe von atmosphärischen Myonen wird in der folgenden Arbeit das ANTARES Neutrino-Teleskop und ein Standardrekonstruktionsalgorithmus genauer analysiert. Diese Informationen sind wichtig, damit Auflösung und Effizienz des Detektors für atmosphärische Myonen näher bestimmt werden kann und somit als Untergrundsignal in der Datennahme besser verstanden wird. Des Weiteren wird die zeitliche Stabilität der gemessenen Rate atmosphärischer Myonen näher betrachtet. Hier wird mit Hilfe der Rate die Datennahme bei ANTARES untersucht, und wie eine Änderung der Rate mit weiteren Meßgrößen zusammenhängt.

2 Kosmische Strahlung

Mit dem Begriff Kosmische Strahlung wird ein hochenergetischer Teilchenfluss bezeichnet, der auf die Erdatmosphäre trifft und dort hadronische und elektromagnetische Wechselwirkungsprozesse hervorruft. Hierbei entstehen unter anderem atmosphärische Myonen, aber auch weitere Sekundärteilchen. Um die Anzahl der zu erwartenden Myonen, ihre Energie und Ankunftsrichtung besser zu verstehen, wird die Atmosphäre als Entstehungsort genauer betrachtet. Dies wird im Unterkapitel 2.2 weiter ausgeführt. Im folgenden Unterkapitel wird eine Übersicht über den Energiebereich der Kosmische Strahlung gegeben.

2.1 Entdeckung und Charakterisierung

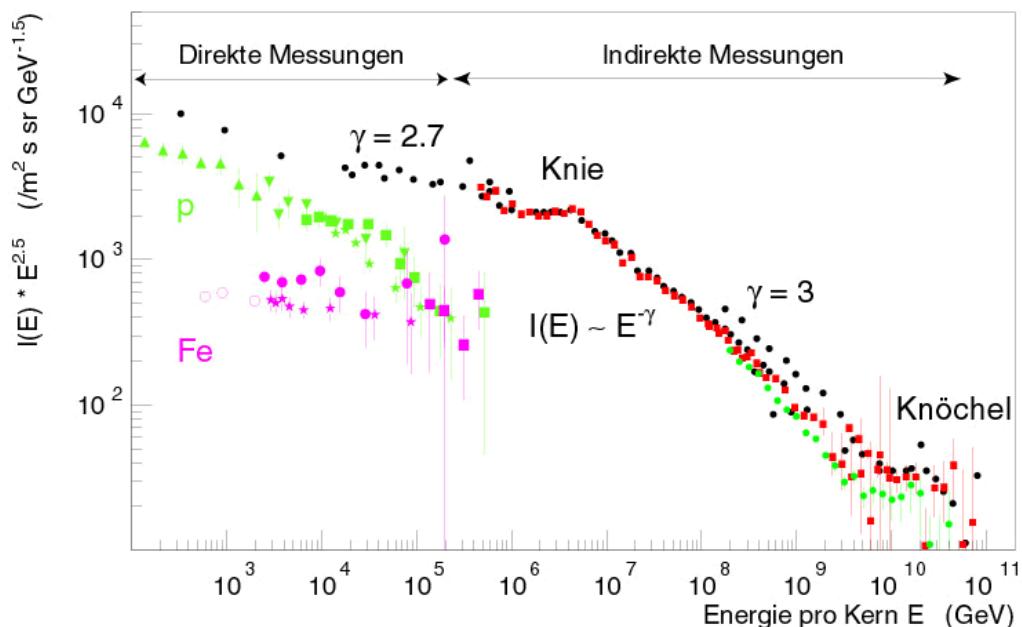


Abbildung 1: Energiespektrum der Kosmische Strahlung [1]. Die Y-Achse ist mit $E^{2.5}$ skaliert. Die X-Achse ist in Einheiten von GeV ($= 10^9$ eV) aufgetragen.

Anfang des 20. Jahrhundert wurde eine bis dahin unbekannte, ionisierende Strahlung entdeckt. Viktor Hess zeigte 1912 mit Hilfe von Ballonexperimenten [2, S. 184ff], dass die Strahlung extraterrestrischer Herkunft ist. Am Anfang wurde angenommen, dass es sich um γ -Strahlung handelt. Doch Arthur Compton und andere zeigten, dass nur ein kleinerer Anteil der ionisierenden Strahlung aus γ -Strahlung besteht. Es handelt sich hauptsächlich

um geladene Teilchen, die sich zu 93% aus Protonen, zu 6,4% aus α -Teilchen und zu 0,6% aus schwereren Kernen zusammensetzen.

Die gemessene Häufigkeit der schwereren Kerne in der Kosmischen Strahlung folgt der beobachteten Häufigkeit der Nuklide im Sonnensystem (siehe Anhang: S. 115), mit Ausnahme von Lithium-, Beryllium- und Bohr. Diese werden in der Kosmischen Strahlung 10^8 mal häufiger nachgewiesen [3, S. 510ff].

Beim Versuch die Kosmische Höhenstrahlung zu charakterisieren, stellte sich heraus, dass das beobachtete Energiespektrum in einem Bereich von $10^9 \text{ eV} < E < 10^{20} \text{ eV}$ liegt. Abbildung 1 zeigt das Energiespektrum. Beschrieben wird das Spektrum näherungsweise durch ein Potenzgesetz:

$$N(E) \sim E^{-\gamma} \quad (1)$$

Das sogenannte Knie liegt bei ca. $E = 10^{15} \text{ eV}$, der Knöchel bei ca. $E = 10^{18} \text{ eV}$. Der Spektralparameter γ beschreibt das Verhalten des Energiespektrums. Teilchenenergien bis zum Knie haben einen Wert von $\gamma = 2,7$. Vom Knie bis zum Knöchel fällt das Spektrum steiler ab und hat einen Wert von $\gamma = 3$. Knie und Knöchel sind für die Beschreibung des Energiespektrums wichtige Punkte. Kosmische Strahlung wird unterteilt in Solarstrahlung (SCR), galaktische Strahlung (GCR) und extragalaktische Strahlung (ECR), und unterscheidet sich im Einzelnen durch die gemessenen Energiebereiche (Vergleich mit Abbildung 1). Die Energie der galaktischen Kosmischen Strahlung liegt im Bereich von $10^3 < E < 10^{14} \text{ eV}$. Eine Mögliche Erklärung, zur Erzeugung galaktischer Kosmischer Strahlung, ist diffuse Schockbeschleunigung in Supernovaüberresten unserer Galaxie. Extragalaktische Kosmische Strahlung wird in einem Energiebereich bis zu $E = 10^{20} \text{ eV}$ nachgewiesen. Solarstrahlung liegt unterhalb von $E = 10^3 \text{ eV}$.

Ein Hinweis auf die extragalaktische Herkunft der Protonen in der Kosmischen Strahlung ist der Gyroradius eines Protons, der bei einer Energie von $E = 10^{19} \text{ eV}$ etwa 10 kpc beträgt und somit größer ist als der Radius unserer Galaxie. Die Energie der Protonen liegt im Bereich des Knies. Hier muss zusätzlich der Greisen-Zatsepin-Kuzmin Cutoff (GZK-Cutoff) beachtet werden. Hierbei wird ein hochenergetisches Proton mit einer Energie $E_p^{vorher} > 6 \times 10^{19} \text{ eV}$ betrachtet, das mit einem Photon der Kosmischen Hintergrundstrahlung wechselwirkt. Die Energieschwelle für diesen Prozess liegt bei einer Energie von $E \approx 6 \times 10^{19} \text{ eV}$. Das Proton verliert einen Teil seiner Energie, und diese reicht nicht mehr aus für eine weitere Wechselwirkung mit Photonen der Kosmischen Hintergrundstrahlung. Für Protonen mit einer Energie $E > 6 \times 10^{19} \text{ eV}$ wird ein maximaler

Entstehungsradius von 50 Mpc [4] abgeschätzt. Protonen, die von einer weiter entfernten Quelle kommen, haben bereits einen Teil ihrer Energie verloren und werden mit einer Primärteilchenenergie unterhalb von $6 \times 10^{19}\text{ eV}$ in der Atmosphäre nachgewiesen. Protonen mit einer Energie von $E > 6 \times 10^{19}\text{ eV}$ sind ein Hinweis auf eine Quelle innerhalb von 50 Mpc .

Für galaktische Kosmische Strahlung wird bei einem Energiemedian von $E \approx 14 \times 10^{12}\text{ eV}$ eine Anisotropie in der Verteilung Kosmischer Strahlung am Himmel mit dem ICECUBE Neutrino-Teleskop am Südpol beobachtet [5]. Dies lässt auf Quellen innerhalb unserer Galaxie schließen, die diese Anisotropie hervorrufen.

Extragalaktische Kosmische Strahlung wird im Bereich des Knöchels beobachtet. Dies zeigen Untersuchungen mit dem Pierre Auger Observatorium, das Kosmische Strahlung im Energiebereich des Knöchels ab $E = 10^{18}\text{ eV}$ betrachtet (s. Abb. 1). Es zeigt sich auch hier eine anisotrope Verteilung möglicher Quellen hochenergetischer Strahlung [6, S. 10ff]. Kosmische Strahlung löst in der Erdatmosphäre hadronische und elektromagnetische Schauer aus, welche als Sekundärstrahlung bezeichnet wird, und für den Signalan- teil der von oben kommenden rekonstruierten Myonen im Detektor verantwortlich ist.

2.2 Atmosphärische Myonen

Trifft die Kosmische Strahlung auf die Erdatmosphäre, werden unter anderem Myonen in einer Höhe von $10\text{ km} \leq h \leq 50\text{ km}$ erzeugt, die auf der Erde nachgewiesen werden. Die Höhe, in der die Myonen erzeugt werden, ist abhängig von der Primärenergie der Kosmischen Strahlung. Die Erzeugung atmosphärischer Myonen geschieht über die Wechselwirkung hochenergetischer Protonen, schwerer Kerne oder Gammastrahlung mit den Atomen der Atmosphäre.



Die Gleichungen 2, 3 und 4 stellen den hadronischen Erzeugungsprozess der π -Mesonen dar. Diese können ebenso durch elektromagnetische Prozesse entstehen, die in 5, 6 und 7

beschrieben werden. Die entstandenen π^\pm -Mesonen zerfallen über die schwache Wechselwirkung in Leptonen. Dieser Vorgang wird in den Gleichungen 8 und 9 beschrieben.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (8)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (9)$$

Myonen sind nicht stabil und wandeln sich nach den Gleichungen 10 und 11 in Elektronen um. Außerdem verlieren sie Energie beim Durchqueren von Materie durch Ionisations- und Strahlungsprozessen.

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (10)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (11)$$

Neben der Häufigkeit der einzelnen Zerfallskanäle, sind die Lebensdauer (τ) eines Zustands und die atmosphärischen Bedingungen wichtig.

Für die Gleichungen 8 und 9 gilt, dass ein π^\pm -Meson innerhalb von $\tau_{\pi^\pm} = 2,6 \times 10^{-8}$ s [7, S. 23] zerfällt. Im Vergleich dazu sind die daraus resultierenden μ^\pm *langlebig*. Ihre Lebenszeit beträgt $\tau_{\mu^\pm} = 2,2 \times 10^{-6}$ s [7, S. 13]. Deshalb können Myonen innerhalb ihrer Lebenszeit auf der Erdoberfläche detektiert werden.

Die Atmosphäre ist kein homogenes Medium. Deswegen ist ihr Aufbau wichtig, um die Erzeugung atmosphärischer Myonen zu verstehen. Die Atmosphäre unterteilt sich in Zonen unterschiedlicher Dichte, Druck und Temperatur. Zusätzlich variiert die Zusammensetzung der Atmosphäre mit der Höhe der jeweiligen Schicht. Abbildung 2 zeigt beispielsweise ein höhenabhängiges Temperatur- und Druckprofil, wie es von Satelliten aufgenommen wird. Diese Informationen sind wichtig, da die Atmosphärenschicht, in der die Wechselwirkung Kosmischer Strahlung mit den Atomen stattfindet, von der Energie des einfallenden Teilchens abhängt. Innerhalb dieser Schicht hängt die Entstehungsrate der Pionen und den daraus entstehenden atmosphärischen Myonen, von der Dichte ab. Eine Temperaturänderung bewirkt eine Dichteänderung und somit eine Änderung der Myonenrate. Eine geringe Dichte der Atmosphärenschicht hat eine geringe Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung von π^\pm -Mesonen mit den Atomen der Atmosphärenschicht zur Folge. Dies führt verstärkt zum Zerfall der π^\pm -Mesonen nach Gleichung 8 und 9 innerhalb ihrer Lebenszeit.

Experimente, wie bei der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig [9, S. 101ff], haben auf diese Art eine Korrelation zwischen der Atmosphärentemperatur

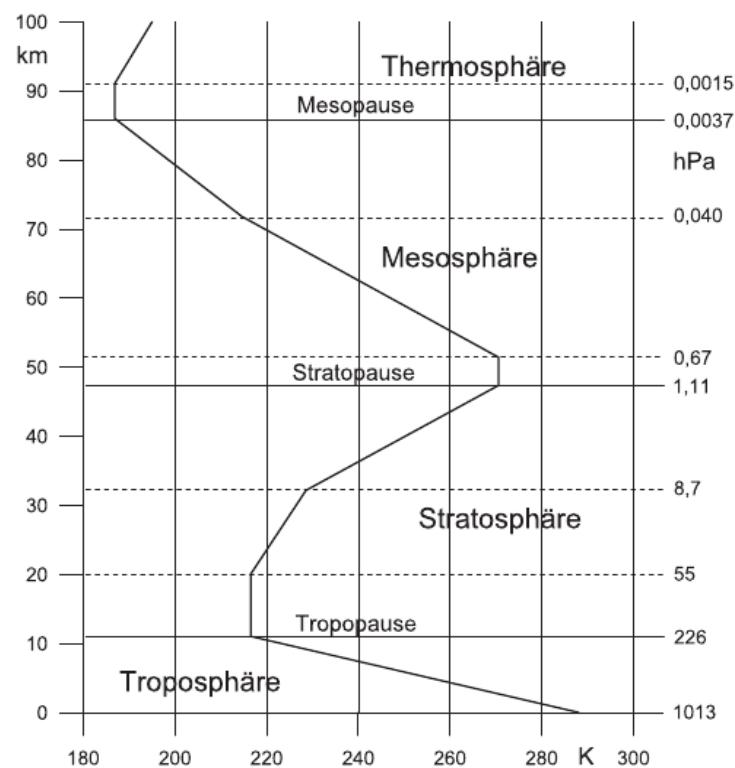


Abbildung 2: Temperaturverlauf im Jahresmittel in den mittleren Breiten [8, S. 137]

und der Myonenrate nachgewiesen.

Desweiteren beeinflusst die Dichte der Atmosphäre die Rate gemessener atmosphärischer Myonen. Die Rate variiert mit dem Zenitwinkel. Pionen, die durch die Kosmische Strahlung entstehen, propagieren länger durch die Atmosphäre, wenn sie nicht senkrecht von oben, in den Detektor, einfallen. Die längere Wegstrecke der Pionen hat zufolge, dass mehr Pionen in atmosphärische Myonen und Neutrinos umgewandelt werden können [10, S. 366ff].

3 Der ANTARES Detektor

Um die Detektion von (atmosphärischen) Myonen mit ANTARES zu verstehen, wird im folgenden Unterkapitel 3.2 der Aufbau des Neutrino-Teleskops erklärt. ANTARES ist ein Tscherenkov-Detektor, der mit Hilfe von Photomultipliern Photonen detektiert. Dies wird im Unterkapitel 3.4 beschrieben. Die Neutrinos können mit dieser Methode nur indirekt über Myonen nachgewiesen werden. Natürliche Störeinflüsse, wie sie in Unterkapitel 3.3 beschrieben sind, beeinflussen die Datennahme.

3.1 Allgemeine Daten zu ANTARES

Das ANTARES Neutrino Teleskop befindet sich ca. 25 km vor der Küste Südfrankreichs auf dem Meeresboden in einer Tiefe von 2475 m. Der Detektor ist mit einem ca. 40 km langem Kabel mit der Landstation in La Seyne-sur-Mer verbunden. Das Akronym ANTARES steht für: Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch. Seit März 2006 werden Daten mit ANTARES aufgezeichnet.

3.2 Aufbau und Betrieb

Das Detektionsprinzip von ANTARES beruht auf dem Tscherenkov-Effekt. Hierfür wurden 12 Lines¹ mit jeweils einer Gesamtlänge von 450 m nach Abbildung 4 auf dem Meeresboden verankert. Die Nummern in Abbildung 4 stellen die Identifikationsnummern der einzelnen Lines dar [12, S. 23]. Da zu Beginn der Datennahme noch nicht alle zwölf Lines einsatzbereit waren, wird nach Laufzeitperioden unterschieden: 2-Line, 5-Line, 9-Line, 10-Line und 12-Line Konfiguration. Für die vorliegende Arbeit werden Daten aus der 9-, 10- und 12-Line Laufzeitperiode verwendet und miteinander verglichen. Eine Laufzeitperiode bezieht sich hierbei auf den gesamten Zeitraum, in dem das ANTARES Neutrino-Teleskop mit der jeweiligen Anzahl von Lines betrieben wurde. Dieser Zeitraum ist nicht identisch mit der Zeit, in der tatsächlich Daten vom Detektor aufgezeichnet wurden. Ein schematischer Gesamtaufbau mit allen wichtigen Bauelementen des ANTARES Experimentes ist in Abbildung 3 zu sehen.

Der Abstand der einzelnen Lines beträgt 60 m bis 70 m. In einer Höhe von 100 m über dem Meeresboden befindet sich das erste Stockwerk und nach 14,5 m folgt das nächs-

¹Im Folgenden wird das englische Wort “Line” verwendet, um ein elektro-mechanisches Kabel mit der verbauten Elektronik, den optischen Modulen und der Boje zu beschreiben.

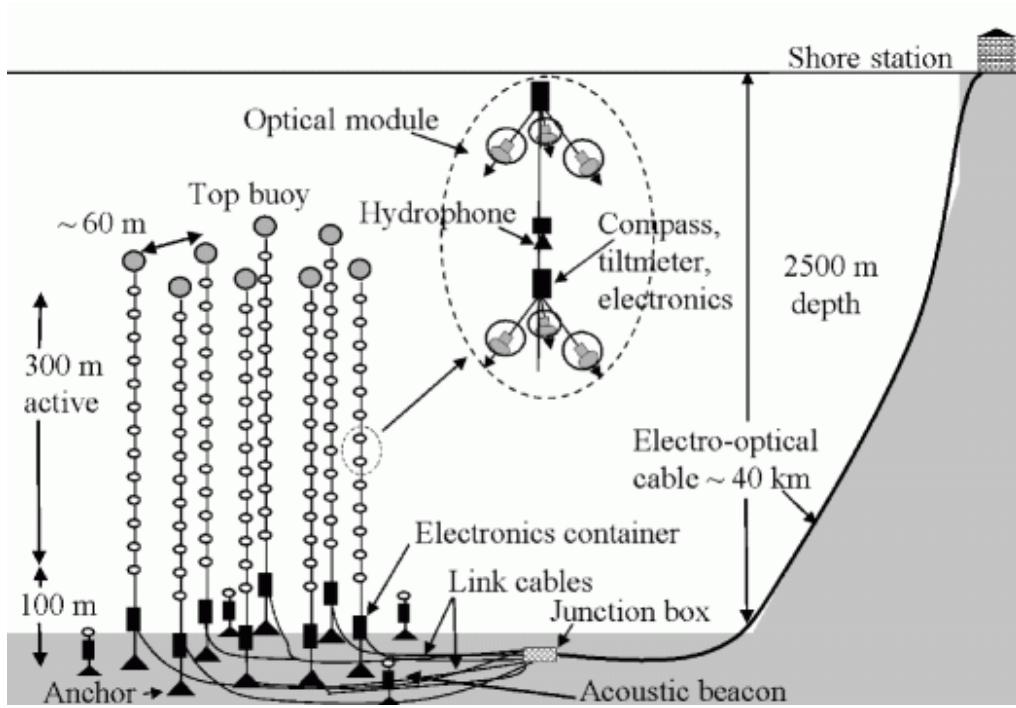


Abbildung 3: Schematischer Grundaufbau des ANTARES Neutrino Teleskops [11].

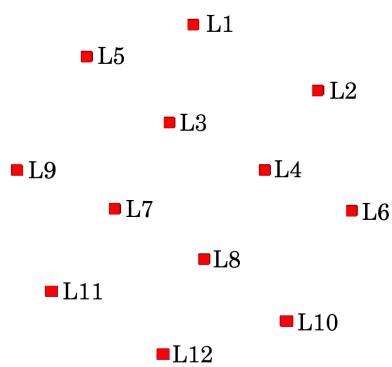


Abbildung 4: Verankerungsschema der Lines am Meeresboden mit Identifikationsnummern.



Abbildung 5: Halterung mit drei optischen Modulen bei der Kontrolle [13].

te. In jedem Stockwerk einer Line sind Halterungen angebracht, welche das Grundgestell für die drei Photomultiplier und deren Elektronik bilden. Die Photomultiplier sind in einem Winkel von 45° gegen den Horizont auf den Meeresboden ausgerichtet. Die Photomultiplier und ihre Elektronik sind in Glaskugeln gegen den in der Tiefe vorherrschenden Druck und das Wasser geschützt. Die Glaskugeln mit den Photomultipliern, der nötigen Abschirmung gegenüber dem Erdmagnetfeld, und der Elektronik werden als optische Module, kurz OM bezeichnet [12, S. 18ff]. Ein Beispiel für eine solche Halterung für die drei optischen Module ist in Abbildung 5 zu sehen. Das Detektionsprinzip eines Photomultipliers besteht darin, dass ein ankommendes Photon ein Elektron aus der photosensitiven Kathode herauslöst und dieses zu einer positiv geladenen Dynode hin beschleunigt. Dort werden ebenfalls Elektronen ausgelöst. Über ein System von Dynoden wird das Elektron aus der Kathode vervielfacht und das Signal dadurch um ein Vielfaches verstärkt. Der daraus resultierende Strom wird an der Anode gemessen und ist ein Maß für die Anzahl registrierter Photonen. Hierfür wird das Signal der ankommenden Photonen aufintegriert. Ein Signal grösser als 0,3 Photoelektronen, wird zur Küstenstation gesendet. Diese sogenannten Hits werden als L0-Hits klassifiziert [14, S. 57ff].

3.3 Störeinflüsse

Im Betrieb ist die primäre Detektionsrichtung des ANTARES Neutrino-Teleskopes, mit seinen nach unten gerichteten optischen Modulen, für Myonen bestimmt, die von unten im Detektor ankommen. Es existieren Störeinflüsse, die ein zusätzliches Untergrundsignal in den Daten erzeugen.

In der vorliegenden Arbeit wird die Verteilung der atmosphärischen, von oben ankommenen Myonen untersucht. Dies ist auf Grund der Winkelakzeptanz der einzelnen optischen Module für die einfallenden Photonen in den Photomultipliern möglich. Es wird ein Rückgang von 50% in der Akzeptanz bei einer 70° Abweichung gegenüber der Senkrechten auf die Photokathode eines Photomultiplier beobachtet [15]. Mit dem großen Akzeptanzbereich ist es ebenfalls möglich atmosphärische Myonen zu beobachten, die als Untergrund in die Messungen in das Datensignal mit eingehen.

Eine Störquelle in der Tiefsee ist die Bioaktivität durch Mikroorganismen, Algen oder Fische. Diese senden ebenfalls Photonen aus, die vom ANTARES Experiment detektiert werden. Die Biolumineszenz ändert sich mit der Meeresströmung und Jahreszeit.

Der Zerfall des natürlich vorkommenden Elements ^{40}K erfolgt in 89,5% als β^- -Zerfall unter Aussendung eines Elektrons, dessen Tscherenkov-Photonen ebenfalls detektiert

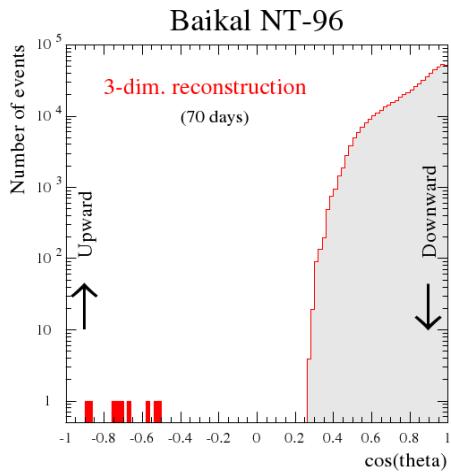


Abbildung 6: Zenitwinkelverteilung der Myonen. Gemessen mit dem Neutrino-Teleskop Baikal [16, S. 26].

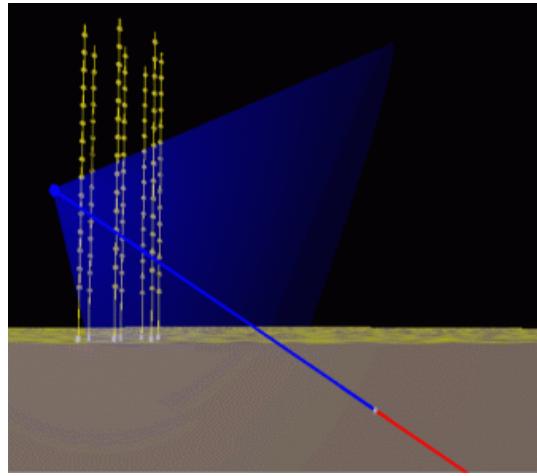


Abbildung 7: Skizze des Tscherenkov-Lichtkegels beim Durchgang durch das ANTARES Teleskop [17].

werden. Das Vorkommen von Kalium im Wasser führt dazu, dass für den ^{40}K -Zerfall keine Vorzugsrichtung oder zeitliche Variation existiert, und somit als kontinuierlicher Untergrund im Detektorsignal berücksichtigt werden muss.

Ein Photo der optischen Module ist in Abbildung 5 zu sehen. Die einzelnen optischen Module sind auf der Rückseite schwarz. Hiermit soll der Photonenuntergrund reduziert werden, der durch von oben ankommende Myonen erzeugt wird. Grund hierfür ist, dass Photonen auch von hinten in das optische Modul eintreten und ein Signal im Photomultiplier erzeugen. Dieses wird durch die Abschirmung mit schwarzer Farbe reduziert.

Für eine gezielt Suche nach Myonen der Primärrichtung, muss das Untergrundsignal im Detektor charakterisiert werden. Abbildung 6 zeigt die Anzahl der von oben kommenden Ereignisse im Vergleich zu den von unten kommenden Ereignissen im BAIKAL Experiment [16]. Der Einfluss der von oben kommenden, atmosphärischen Myonen ist um ein Vielfaches größer. Somit wird nach geeigneten Unterscheidungskriterien gesucht, um abwärts laufende Myonen, aus der Kosmischen Strahlung, von aufwärts laufenden Myonen, aus Neutrino-Nukleon Wechselwirkung, zu unterscheiden.

3.4 Detektionsprinzip

Neutrinos sind ladungsneutral und können nicht direkt detektiert werden. Ein indirekter Nachweis ist über den Tscherenkov-Effekt möglich, wenn hochenergetische Neutrinos

auf ein Nukleon treffen und trotz des kleinen Wechselwirkungsquerschnitts, nach Gleichung 12 ein Myon zu erzeugen. Geschieht die Erzeugung über ein ladungsneutrales Z-Boson, so wird dies als Wechselwirkung über den neutralen Strom (NC) bezeichnet und es entsteht kein Myon. Im Gegensatz dazu können W^\pm als mögliche Austauschbosonen der schwachen Wechselwirkung auftreten, was als geladener Strom (CC) bezeichnet wird. Für eine Neutrinoenergie von beispielsweise $E = 10^{12}$ eV ergibt sich ein Gesamtwirkungsquerschnitt aller drei Wechselwirkungsmöglichkeiten (Z, W^+, W^-) der schwachen Wechselwirkung, von $\sigma \approx 10^{-35}$ cm 2 [18, S. 30].

$$\text{CC: } \nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^- \quad (12a)$$

$$\text{NC: } \nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p \quad (12b)$$

$$\text{NC: } \nu_\mu + n \rightarrow \nu_\mu + n \quad (12c)$$

Bewegen sich die erzeugten Myonen mit einer Geschwindigkeit durch ein Medium, die höher ist als die Lichtgeschwindigkeit im Medium, so werden unter Berücksichtigung des Brechungsindex n , Tscherenkov-Photonen unter einem Winkel von θ_T , relativ zur Myonrichtung, erzeugt.

$$\cos(\theta_T) = \frac{1}{n\beta} \quad (13)$$

Der Brechungsindex von Meerwasser ist etwa $n = 1,35$ am ANTARES Standort. Entlang der Teilchenspur des Myons werden Tscherenkov-Photonen kegelförmig unter einem Winkel von $\theta_T = 42^\circ$ zur Myonrichtung emittiert. Die Spur und der Kegel sind in Abbildung 7 illustriert [12, S. 16ff]. Mit Rekonstruktionsalgorithmen werden die Spuren der Myonen bestimmt. Der Winkel zwischen der Spur des Neutrinos und des Myons hängt folgendermaßen von der Energie des Neutrinos ab.

$$\langle \theta_{\nu\mu} \rangle \leq \frac{1,5^\circ}{\sqrt{E_\nu [\text{TeV}]}} \quad (14)$$

3.5 Kalibration

Die Kalibration des ANTARES Neutrino Teleskops wird aufgeteilt in eine Positions-, Zeit- und Ladungskalibration. Die Positionskalibration ist notwendig, da die Lines des Detektors nicht starr sind, und sich mit der Meeresströmung bewegen. Hierfür existieren

voneinander unabhängige Positionsmesssysteme. Ein akustisches Positionierungssystem ist an jeder Verankerung am Boden einer einzelnen Line angebracht und sendet Pulse im Bereich von 40 kHz bis 60 kHz [12, S. 25] aus. Jede Line und der Sender besitzen sechs Hydrophone um die akustischen Signale zu empfangen, vier zusätzliche Transponder erhöhen die Genauigkeit der Positionsmessung. Die Position der Lines wird durch Triangulation eines Referenzsignals ermittelt. Mit dieser Methode ist es möglich die räumliche Position der Lines relativ zu einem festen Punkt im Detektor zu bestimmen. Zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit im Meerwasser wird die Laufzeit der akustischen Signale mit zwei unabhängigen Systemen gemessen. Zusätzlich ist jede Halterung der drei optischen Module mit einem Kompass und einem Sensor ausgestattet, der die Verkipfung in zwei Achsen relativ zur Horizontalen mißt. Die Position eines optischen Moduls lässt sich somit auf ca. 10 cm bis 20 cm genau bestimmen [12, S. 25ff].

Die Zeitkalibration wird benötigt, um die relative Ankunftszeit der Tscherenkov-Photonen zu bestimmen. Zur Kalibration der Ankunftszeit zwischen den Stockwerken einer Line, werden LED-Signalgeber ($\lambda = 472 \text{ nm}$) verwendet. Für jede Line wurden vier Signalgeber in den Stockwerken 2, 9, 15 und 21 (gezählt von unten nach oben) verbaut [19, S. 12]. Gemessen wird das emittierte Licht mit einer 8mm-Photokathode in einem darüberliegenden Stockwerk. Eine weitere Methode, nicht nur die Zeit innerhalb einer einzelnen Line zu kalibrieren, sondern auch zwischen mehreren Lines, ist der Einsatz eines Laser-Signalgebers ($\lambda = 532 \text{ nm}$). Davon sind zwei Stück am Meeresboden verbaut. Mit Hilfe der Laser-Signalgeber kann die Zeit, relativ, zwischen den Lines bestimmt werden. Um die absolute Zeit eines Ereignisses zu bestimmen, wird die GPS-Zeit zu Beginn eines Runs (s. Kapitel 5.1) aufgezeichnet. Für jedes Ereignis wird die Zahl der Pulse eines Referenzsignals seit Runbeginn gezählt.

Um die ankommenden Photonen im Photomultiplier in ein digitales Signal umzuwandeln wird ein Analogue Ring Sampler (ARS) verwendet. Kalibriert wird ein ARS, in dem die Transferfunktion des Amplitude-zu-Spannung-Konverter (AVC) gemessen wird. Dies wurde am IRFU-CEA in Saclay getan. Hierfür wird mit einem Sägezahnspannungs-Signal, zwei ARS im Flipflop Betrieb angesteuert. Zur Ladungskalibration [20] mißt der AVC den Spannungsanstieg über die Anzahl der aktiven Kanäle. Die gemessene Transferfunktion ist näherungsweise linear und die gemessene Spannung kann in der Tiefsee, im Photomultiplier, als Anzahl der ankommenden Photoelektronen interpretiert werden. Deswegen müssen die ARS bereits vor dem Einsatz im Meer kalibriert sein. Mit gesonderten Runs wird der Strom eines Photomultipliers ausgelesen. Somit lässt

sich die Pedestal-Spannung eines Amplitude-zu-Spannung-Konverters bestimmen. Diese Festspannung entspricht einer Grundspannung. Der Ein-Photoelektronenpeak kann beispielsweise über die Aktivität, wie dem ^{40}K -Zerfall, bestimmt werden. Mit den beiden Werten kann die Ladung in Einheiten von Photoelektronen bestimmt werden, die für die Kalibration benötigt werden. Diese Methode dient zur Überwachung und Kalibration des Detektionverhaltens der Photomultiplier.

3.6 Trigger

Um Hits zeitlich und räumlich zu ordnen und die Menge der Daten zu reduzieren, werden verschiedene Datenfilter, sogenannte Trigger ausgeführt. Hierbei handelt es sich um Algorithmen zur Charaktersierung der Daten für spätere Analysen, wie zum Beispiel der Suche nach Gamma-Ray-Bursts oder magnetische Monopolen [12, S. 31]. Die Triggeralgorithmen werden auf Rechnern an der Küstenstation auf die Daten angewendet. Verschiedene Triggeralgorithmen können einzeln oder gleichzeitig L0-Hits auswählen. Die damit selektierten Hits, sogenannte Ereignisse, werden mit der Information über den Triggeralgorithmus in ein entsprechendes Datenformat (ROOT [21]) zur weiteren Analyse geschrieben [22, S. 12ff].

Eine Übersicht über die wichtigsten Triggeralgorithmen ist in Tabelle 1 nachzulesen. Zusätzlich ist hier das entsprechende Triggerwort angegeben, unter welchem die Trigger innerhalb der angelegten Datenstruktur zu finden sind und das später zur Benennung in der vorliegenden Arbeit verwendet wird. Die hier verwendeten Triggerwörter definieren sich über die Zuweisung eines Triggers zu einer Zahl, zum Beispiel 0 = 3D oder 2 = 1D. Werden zwei Trigger gleichzeitig ausgelöst, so addieren sich ihre Werte, zum Beispiel:

$$\begin{aligned}\text{Triggerword} &= \text{Trigger A} + \text{Trigger B} \\ 40 &= 8 \text{ (1D Mixed)} + 32 \text{ (3D Scan)}\end{aligned}$$

Mit dieser Methode können alle aufgeführten Trigger bestimmt werden. Die wichtigsten Trigger sind T3 und 3D scan. Diese kommen entweder einzeln oder in Kombination vor. Der T3 Trigger beschreibt einen Algorithmus, der Photonen innerhalb einer festen Ankunftszeit, aber in verschiedenen Stockwerken sucht. Zum einen wird nach zwei L1-Hits in zwei aufeinander folgenden Stockwerken innerhalb von 80ns, und zum anderen nach zwei L1-Hits innerhalb von 160ns im übernächsten Stockwerk gesucht. Der Einsatz des T3 Triggers sorgt für eine zeitliche Korrelation von Hits auf einer Line.

Ein L1-Hit beschreibt eine Einschränkung an die Amplitude. Es werden nur Amplituden

größer 2,5 pe aus einer eingeschränkten Auswahl von Hits verwendet. Innerhalb einer Detektorline werden viele Hits mit T3 Triggern gefunden.

Der 3D Trigger sucht nach den zeitlich korrelierten Hits einer Myonenspur aus einer beliebigen Richtung. Mit diesem Vorgehen entsteht eine große Anzahl von Myonenkandidaten. Um die Datenmenge weiter einzuschränken, wird eine spezielle Variante des 3D Triggers angewandt. Der 3D scan Trigger sucht nach mehreren, zeitlich miteinander korrelierten, Myonenspuren gleicher Herkunftsrichtung und fasst diese zusammen. Diese Methode sortiert zusätzlich kausal unzusammenhängende Hits aus [22, S. 12].

Triggerword	Name	Bedeutung
0	3D	3D Trigger
2	1D	1D Trigger
4	1D with prefit	1D Trigger mit Vorfit
8	1D mixed	1D Trigger mit L1 root Hit
16	1D mixed with prefit	1D Trigger mit L1 root Hit und Vorfit
32	3D scan	3D Trigger mit Richtungssuche
64	3D recursive	rekursiver 3D Trigger
128	0B	optical beacon Trigger
256	minimum bias	minimum bias Trigger
512	1S	1D Monopol Trigger
1024	3S	3D Monopol Trigger
2048	3S scan	3D Monopol Trigger mit Richtungssuche
4096	timestamp 0	Zeitstempel = 0 Ereignisse
8192	T3	T3 Trigger Cluster
16384	GC	Galaktisches Zentrum

Tabelle 1: Übersicht über Trigger

4 Datensimulation

Line Konfiguration	Anzahl der Ereignisse
10	17358600
9	19975924
12	25684113

Tabelle 2: Übersicht über die Anzahl simulierter Ereignisse

Für die vorliegende Arbeit werden Monte Carlo Simulationen für eine 12-, 10- und 9-Line Detektorkonfiguration verwendet und mit realen Datensätzen aus den entsprechenden Laufzeitperioden verglichen. Die Simulation atmosphärischer Myonen erfolgt in einer Simulationskette mit verschiedenen Programmen wie sie in den folgenden Unterkapiteln beschrieben ist. Das Ergebnis ist ein Datensatz, mit dem BBFit Spuren rekonstruiert. Die Funktionsweise des BBFit Algorithmus wird in Kapitel 6.1 beschrieben. Die Anzahl der zur Verfügung stehenden Ereignissen aus den Monte Carlo Simulationen, nachdem mit BBFit Spuren rekonstruiert wurden, ist in Tabelle 2 gezeigt.

4.1 Simulation mit CORSIKA

Damit Voraussagen über Luftschaue möglich sind, wurde für das KASCADE Experiment in Karlsruhe CORSIKA [23] entwickelt. Mit diesem numerischen Simulationsprogramm werden die Wechselwirkungen eines Teilchens auf dem Weg durch die Erdatmosphäre berechnet. Modelliert werden die hadronischen Wechselwirkungen in CORSIKA unter anderem durch QGSJET, DPMJET und SIBYLL [24]. Diese Pakete werden zur Analyse von atmosphärischen Myonen verwendet, da damit eine Primärteilchenenergie bis zu 10^{20} eV möglich ist.

CORSIKA berücksichtigt die Zusammensetzung der Atmosphäre und ebenfalls die Zusammensetzung der Kosmischen Strahlung welche mit Protonen (p), Helium (He), Natrium (N), Magnesium (Mg) und Eisen (Fe) modelliert wird. Die Zenitwinkelverteilung ist in 2 Segmente unterteilt. Für die vorliegende Arbeit werden die Zenitwinkelsegmente $0^\circ < \vartheta < 60^\circ$ und $60^\circ < \vartheta < 85^\circ$ betrachtet.

4.2 Simulation mit MUSIC

Der nächste Schritt der Teilchenpropagation ist eine Beschreibung der atmosphärischen Myonen im Meer. MUSIC [25] beschreibt die Ausbreitung ausgehend vom Meeresspiegel bis zum Rand eines fest definierten Zylinders um den Detektor herum. MUSIC berechnet die typischen Energieverlustmechanismen wie zum Beispiel Ionisation, Bremsstrahlung und Paar-Produktion. Ausgehend von diesen Wechselwirkungen wird der Energieverlust der Teilchen bei der Propagation durch das Meerwasser berechnet.

4.3 Simulation mit KM3

Die Simulation der Photonen im Detektor erfolgt mit dem Paket KM3 [26]. Dies berücksichtigt zusätzlich die Eigenschaften optischen Module, wie zum Beispiel die Winkelakzeptanz und Quanteneffizienz des Photomultipliers.

4.4 Simulation mit Trigger Efficiency

Eine Simulation mit dem Programm Trigger Efficiency für die Analyse der Photomultiplier und der Elektronik in einem optischen Modul liefert Hits mit ihrer Ankunftszeit und Ladung. Zusätzlich werden die Triggeralgorithmen auf die Monte Carlo Ereignisse angewendet. Hierzu wird die Detektorgeometrie eingelesen. In der 9-Line, 10-Line und 12-Line Konfiguration wird eine starre Line-Geometrie angewendet. Zusätzlich werden Untergrund-Hits aus den Messdaten eingefügt um Biolumineszenz und ^{40}K -Zerfälle zu simulieren. In der 10-Line Konfiguration wird der 3D scan Trigger mit einer Ladungsschwelle von 3 pe für die L1-Ereignisse verwendet. In der 9- und 12-Line Konfiguration werden die Trigger 3D scan und T3 mit einem Schwellwert von 3 pe der L1-Hits verwendet [27]. Anschließend werden die Hits mit dem BBFit Algorithmus rekonstruiert.

5 Datenauswahl

5.1 Runauswahl

Die Klassifizierung der Runs erfolgt nach nach der Einteilung in “goldene”, “silberne” und “bronzene” Runs. Diese Einstufung beruht auf bestimmten Qualitätskriterien aller detektierten Hits innerhalb eines Runs. Unter einem Run versteht man den Zeitraum in dem die Daten im Detektor aufgezeichnet, und in ca. 2GB große ROOT Dateien für spätere Analysen gespeichert werden.

Das wichtigste Qualitätskriterium ist die Anzahl der inaktiven optischen Module [28, S. 2]. Darüber hinaus werden weitere Kriterien zur Hitselektion definiert:

- a) Die Baseline Rate beschreibt die Untergrundraten im Experiment, die durch Biolumineszenz oder ^{40}K -Zerfälle entsteht. Hierfür existieren verschiedene Definitionen [29, S. 8].
- b) Die Burst Fraction gibt den Anteil der Rundauer an, in der die momentane Untergrundrate um 20% höher ist als die Baseline Rate.

Baseline Rate und Burst Fraction beschreiben die Qualität eines Runs. Ein ”goldener“ Run definiert sich über eine Baseline Rate kleiner 120kHz und einer Burst Fraction unterhalb von 20%. Ein ”silberner“ Run hingegen erlaubt eine Burst Fraction von bis zu 40%. Die vorliegende Analyse der 9-Line, 10-Line und 12-Line Laufzeitperiode wird unter Verwendung der als ”silber“ eingestuften Runs durchgeführt [27]

5.2 Detektorlaufzeit und Ereignisse

Line Konfiguration	Gesamtaufzeit	Datennahme	Gesamtanzahl der Ereignisse	Runanzahl
10	86 Tage	54,4 Tage	13434759	448
9	84 Tage	47,67 Tage	19200647	386
12	213 Tage	70,7 Tage	37464603	965

Tabelle 3: Zusammengefasste Informationen über die Datennahme der drei Laufzeitkonfigurationen

Die verwendeten Daten wurden zwischen dem 07.12.07 und 30.12.08 genommen. Hierbei änderte sich die Line Konfiguration entsprechend der Abbildung 8. Zwischen dem

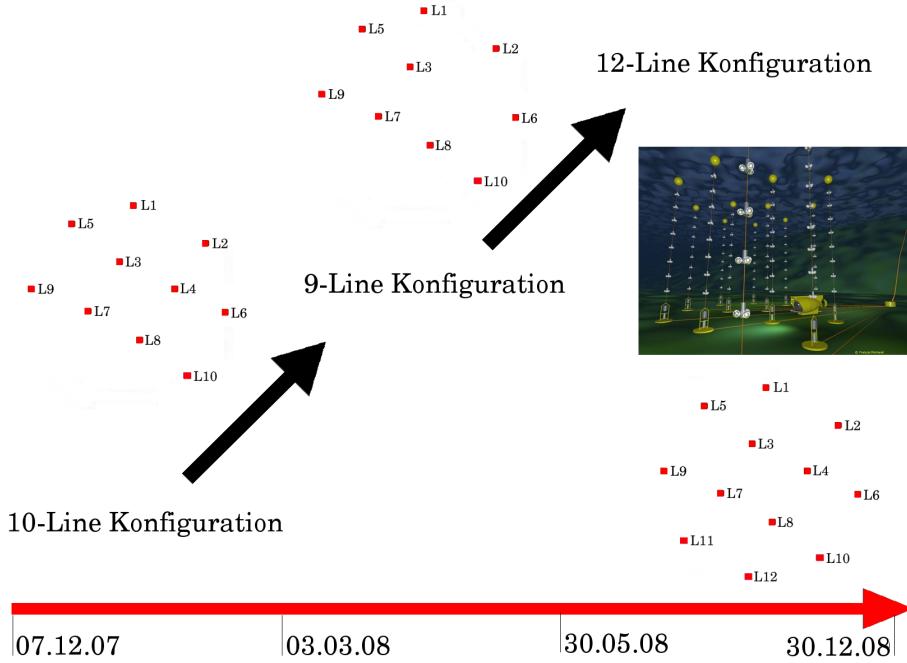


Abbildung 8: Chronologische Anordnung 9-, 10 und 12-Line Periode der realen Daten. Das Datum gibt den ersten Tag der jeweiligen Datenperiode an.

07.12.07 und dem 03.03.08 wurde der Detektor in einer 10-Line Konfiguration betrieben, mit den aktiven Lines L1 - L10. Bis zum 24.05.08 war die Line L4 nicht aktiv. Dies wird im Folgenden, mit dem in der ANTARES Kollaboration üblichen Sprachgebrauch, als 9-Line Konfiguration bezeichnet.

Ab 30.05.08 wurde das ANTARES Neutrino Teleskop in der 12-Line Konfiguration betrieben. Tabelle 3 zeigt eine Übersicht über die Datennahme. Vergleicht man die Zeit, in der aktiv Daten am Detektor genommen wurden, mit der Gesamtaufzeit, so fällt auf, dass nicht über den gesamten Zeitraum gemessen wurde. Der Übergang von der 9-Line zur 12-Line Periode zeigt eine Lücke von vier Tagen. In dieser Zeit wurde der Detektor mit den Lines L1 bis L3 und L5 bis L11 betrieben. Auf Grund der kurzen Laufzeitperiode, wird dieser Zeitraum aus der Datenanalyse herausgenommen. Des Weiteren wird die Anzahl der Runs in einer Laufzeitperiode angegeben. Innerhalb einer Laufzeitperiode kommen mehr Runs vor als in Tabelle 3 angegeben. Für die Analyse werden nur "silberne" Runs ausgewählt. Runs zur Kalibration oder fehlerhafte Runs werden aussortiert.

In der Zeit vom 07.12.07 bis zum 30.12.08 wurden mehr als 70 Millionen Ereignisse detektiert. Die gesamte aktive Datennahme in der folgenden Analyse beträgt 172,77 von 383 Tage für drei unterschiedliche Laufzeitperioden.

5.3 Trigger in den Realdaten

Innerhalb der untersuchten Daten der 9-, 10- und 12-Line Konfiguration sind nicht alle Trigger aus Tabelle 1 (s.S. 19) angeschaltet gewesen. Eine Untersuchung der Daten hinsichtlich der verwendeten Triggerwörter ergibt, dass in der 9-Line und 10-Line Konfiguration zwei verschiedene Triggerwörter vorkamen, und in der 12-Line Konfiguration acht verschiedene Triggerwörter.

Triggerwort	Name	Anzahl	Anzahl[%]
8192	T3	9896395	52
8224	T3 + 3D scan	9304252	48

Tabelle 4: Trigger in der 9-Line Konfiguration.

Triggerwort	Name	Anzahl	Anzahl[%]
32	3D scan	12774071	95
8224	T3 + 3D scan	660688	5

Tabelle 5: Trigger in der 10-Line Konfiguration.

Triggerwort	Name	Anzahl	Anzahl[%]
8192	T3	16612181	49,02
8200	T3 + 1D mixed	8050	0,02
8208	T3 + 1D mixed with prefit	131473	0,39
8216	T3 + 1D mixed with prefit + 1D mixed	11349	0,03
8224	T3 + 3D scan	16777216	49,51
8232	T3 + 3D scan + 1D mixed	44421	0,13
8240	T3 + 3D scan + 1D mixed with prefit	201383	0,59
8248	T3 + 3D scan + 1D mixed	101677	0,30

Tabelle 6: Trigger in der 12-Line Konfiguration.

Aus den Tabellen 4, 5 und 6 können die am häufigsten vorkommenden Trigger der einzelnen Laufzeitperioden entnommen werden. Dies sind für die 9-Line Konfiguration der T3- und 3D scan Trigger, für die 10-Line Konfiguration der T3- und 3D scan Trigger und in der 12-Line Konfiguration kommen primär die Trigger T3 und 3D scan vor.

6 Spurrekonstruktion mit BBFit

In den Ereignissen der Detektordaten und aus den Monte Carlo Simulationen werden Myonenspuren rekonstruiert. Dies geschieht in der folgenden Arbeit mit dem BBFit Algorithmus. Dieser Spurrekonstruktionsalgorithmus ermöglicht eine ausreichend gute Unterscheidung von Myonen, die das Teleskop von unten nach oben oder umgekehrt durchqueren. Somit können atmosphärische Myonen von Myonen der Primärrichtung unterschieden werden. Im folgenden Kapitel wird zunächst auf den BBFit Algorithmus zur Spurrekonstruktion eingegangen. Die rekonstruierten Spuren werden in ROOT Dateien gespeichert. Diese beinhalten die notwendigen Parameter für weitere Analysen, welche in Unterkapitel 6.2 erläutert werden. Anschließend wird in Unterkapitel 6.3 ein Vergleich der wichtigsten Parameter der Monte Carlo Simulation mit den Realdaten durchgeführt.

6.1 Arbeitsweise des BBFit-Algorithmus

Für die Rekonstruktion mit BBFit wurden einfache Annahmen getroffen. Die Lines werden als vertikal und unbiegsam definiert. Die Myonenspur ist eine Gerade im Raum und Wechselwirkungsprozesse der Myonen werden nicht berücksichtigt. Die Position eines optischen Moduls innerhalb eines Stockwerks wird nicht beachtet. Photonen, die innerhalb eines Stockwerks ankommen, werden zeitlich geordnet, unter der Nebenbedingung, dass zwei Photonen innerhalb von 20ns zu einem Hit zusammengefasst werden. Das bedeutet, dass die Amplituden addiert werden und die Zeit des früheren Hits als Ankunftszeit verwendet wird. Die aufaddierte Bonusladung eines Hits beträgt in diesem Fall 1,5 pe.

Eine Myonenspur kann auf einfache Art durch 5 Parameter beschrieben werden:

$$\vec{p}(t) = \vec{q}(t_0) + c(t - t_0)\vec{v} \quad (15)$$

Der Punkt \vec{q} beschreibt mit drei Parametern den Aufpunkt einer Geraden. Die Richtung wird durch den Vektor \vec{v} festgelegt. Anstatt \vec{v} in kartesischen Koordinaten anzugeben wird \vec{v} durch die Winkel φ und ϑ parametrisiert. Die Teilchengeschwindigkeit wird mit $|\vec{v}| = c$ abgeschätzt. Die fünf freien Parameter können durch eine geeignete Umparametrisierung auf vier Parameter reduziert werden. Für jede Line existiert ein Punkt $(0, 0, z_c)$, welcher den geringsten Abstand zur Myonenspur d_c zu einem Zeitpunkt t_c besitzt. Für eine einzelne Line ist diese Parametrisierung invariant gegenüber Drehungen.

Für einen Fit muss die Ankunftszeit t_γ , die Position auf einer Line $(0, 0, z_\gamma)$, der Abstand d_γ und die Inklination Θ_γ bekannt sein. Um eine Teilchenspur zu rekonstruieren werden mehr als zwei Lines benötigt. Detailliertere Informationen zur Rekonstruktion werden in [30] gegeben. Die Verwendung des BBFit Algorithmus zur Spurrekonstruktion von

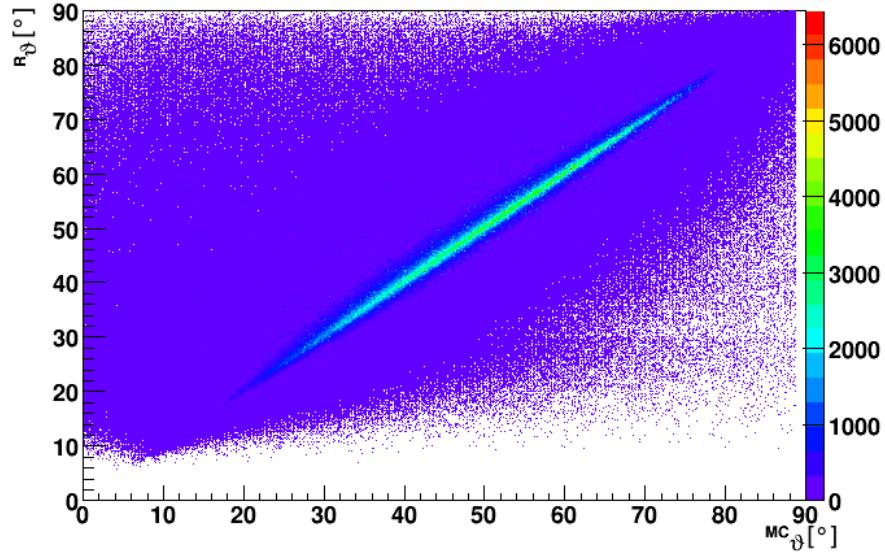


Abbildung 9: Simulation: ${}^{MC} \vartheta$ und ${}^R \vartheta$ der 12-Line Konfiguration für atmosphärische Myonen. Die angegebenen Zahlen der Z-Achse werden mit 1000 multipliziert.

atmosphärischen Myonen ist eine effiziente Methode und gut geeignet für die folgende Analyse. Wie Abbildung 6 (s.S. 15) zeigt, ist der Anteil der atmosphärischen Myonen größer als der von unten kommenden Myonen. Für atmosphärische Myonen ergibt sich deshalb eine große Auswahl von zu rekonstruierten Spuren mit BBFit. In Abbildung 9 werden ${}^{MC} \vartheta$ und ${}^R \vartheta$ gegeneinander in einem Histogramm aufgetragen. ϑ ist der Höhenwinkel im Detektorkoordinatensystem (s.Kapitel 6.2). Das Kürzel “MC” steht für Monte Carlo Simulationen und “R” für Realdaten. Es wurde mit einer 12-Line Monte Carlo Simulation mit den Einschränkungen der Parameter nach Kapitel 6.3.1 gearbeitet. Es zeigt sich eine Korrelation zwischen dem Winkel ${}^{MC} \vartheta$ aus der Monte Carlo Simulation und den daraus rekonstruierten Winkel ${}^R \vartheta$ nach BBFit. Die Diagonale verdeutlicht die Korrelation. Dasselbe Verhalten zeigt auch die Simulationen für die 9-Line und 10-Line Konfiguration (s.Abb. 10, S.116 und Abb. 10, S.116). Dies zeigt, dass der Rekonstruktionsalgorithmus für die Untersuchung atmosphärischer Myonen gut geeignet ist.

6.2 Parametererklärung

Bei der Rekonstruktion von Myonenspuren wird nach der Anzahl der verwendeten Lines unterschieden. Die Anzahl der in einen Fit eingehenden Lines ist wichtig für die Qualität der rekonstruierten Spuren.

Parameter: χ^2

Der Parameter χ^2 beschreibt die Qualität (Q) eines Fits dividiert durch die Anzahl seiner Freiheitsgrade (AdF). Für eine rekonstruierte Spur beträgt AdF 5, unter der Annahme, dass mehrere Lines für einen Fit verwendet werden [30, S. 9].

χ^2 ist definiert durch:

$$\chi^2 = \frac{Q}{AdF} = \sum_{i=1}^{N_{hit}} \left[\frac{(t_\gamma - t_i)^2}{\sigma_i^2} + \frac{a(a_i) d(d_\gamma)}{\langle a \rangle d_0} \right] \quad (16)$$

In diese Definition von χ^2 geht die Differenz der erwarteten und gemessenen Ankunftszeit der Photonen ein. Es wird eine Korrektur σ_i der Ankunftszeit verwendet. Diese wird für gemessene Amplituden von $a_i > 2.5 \text{ pe}$ auf $\sigma_i = 10 \text{ ns}$ gesetzt, und für Amplituden darunter auf $\sigma_i = 20 \text{ ns}$. Die Besonderheit der Definition von χ^2 ist der zweite Term, in welchem nicht die einfache Amplitudendifferenz verwendet wird. In der Datennahme kann nicht angenommen werden, dass ein Zusammenhang zwischen kleiner Amplitude und Entfernung der rekonstruierten Spur zu einer Line besteht. Aus diesem Grund wird für χ^2 an dieser Stelle ein Kompromiss aus hoher Amplitude und großer Distanz d_γ eingegangen.

Hierfür muss die Amplitude mit der Winkelakzeptanz der Photomultiplier korrigiert werden. Dies wird als modifizierte Amplitude bezeichnet. Für die Wegstrecke $d(d_\gamma)$ wird durch eine ähnliche Überlegung ein Sättigungswert definiert. Der zweite Term wird mit dem Amplitudenmittelwert normiert. Dies stellt sicher, dass einer höhere Amplitude bei gleicher Entfernung, eines detektierten Tscherenkov-Photons zugeordnet wird. Der zweite Term wird mit $d_0 = 50 \text{ m}$ normiert, und deshalb bezogen auf den ersten Term gewichtet [30, S. 7ff].

Somit ist die Größe χ^2 ein Maß für die Fitqualität des BBFit-Algorithmus unter Berücksichtigung von physikalischen und messtechnischen Randbedingungen.

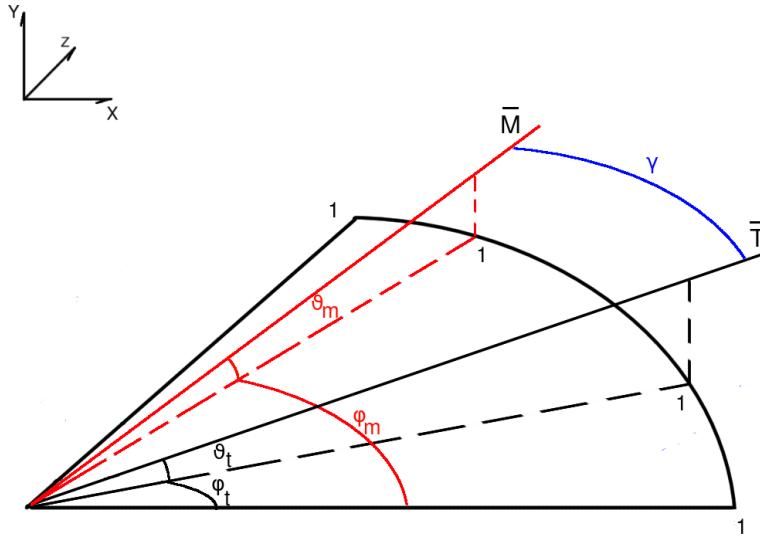


Abbildung 10: Der Zwischenwinkel γ wird durch die Vektoren \vec{M} und \vec{T} aufgespannt. \vec{M} enthält die Spur der Monte Carlo Daten, \vec{T} die Spur der daraus rekonstruierten Daten.

Parameter: Winkelfehler der Rekonstruktion γ

Der BBFit-Algorithmus wurde auf die Monte Carlo Simulationen und die realen Daten angewandt. Der im letzten Absatz beschriebene Parameter χ^2 ist entsprechend in ${}^{MC}\chi^2$ (Monte Carlo) und ${}^R\chi^2$ (Reale Daten) zu unterscheiden. Im Gegensatz zu χ^2 lässt sich der Qualitätsparameter γ nur für Monte Carlo Simulationen definieren. γ ist definiert als der räumliche Zwischenwinkel zwischen der rekonstruierten Spurrichtung (Koordinatensatz φ_t und ϑ_t in Abbildung 10) und der generierten Spurrichtungen in den Simulationen (Koordinatensatz φ_m und ϑ_m in Abbildung 10). Mit Hilfe des Winkelfehlers γ können Aussagen über die Qualität des Rekonstruktionsalgorithmus gemacht werden. Dies entspricht der Auflösung des Teleskops.

Parameter: ϑ und φ

ANTARES ist bei den geographischen Koordinaten $42^\circ 47,935'N$ und $6^\circ 9,942'E$ im Mittelmeer aufgebaut. Die aufgenommenen Daten und die daraus rekonstruierten Spuren werden im Horizontsystem des Detektors angegeben. Eine Spur am Himmel im Detektorkoordinatensystem ist durch die Koordinaten φ und ϑ festgelegt. Hierbei ist ϑ der Höhenwinkel und ist definiert als der Winkel zwischen dem Horizont und dem Zenit.

Parameter: Zeit t

Für astronomische Untersuchungen wird zusätzlich die Zeit t benötigt. Für die folgende Analyse wird t über die fortlaufende Nummern des entsprechenden Runs und der, innerhalb eines Runs, fortlaufenden Ereignisnummer berechnet. Ein Run definiert sich als ein ca. 3 stündiger Zeitraum in dem das ANTARES Experiment Daten aufnimmt und diese in maximal ca. 2GB große Dateien schreibt. Im folgenden Text wird das englische Wort Run weiter verwendet. Ein Run wird über eine Datenbank mit der jeweiligen Startzeit verknüpft. Innerhalb eines Runs werden Hits mit einer fortlaufenden Ereignisnummer versehen und in ein entsprechendes Frameindex innerhalb des Runs geschrieben. Der Definition nach entspricht ein Frameindex einer Zeit $t_w = 104,858$ ms. Frameindizes werden benötigt um ein Ereignis innerhalb eines Runs einzuordnen. Mit der fortlaufenden Ereignisnummer kann auf die Uhrzeit des Ereignisses zurückgerechnet werden.

Die Zeit eines Hits in Millisekunden errechnet sich nach:

$$t = t_{\text{Beginn}} + \frac{(t_w \cdot \text{Ereignisnummer}) + 0,5 \cdot t_w}{1000} \quad (17)$$

Mit Hilfe dieser Formel kann mit einer Genauigkeit von $t = 52,429$ ms ein Ereignis innerhalb eines Runs berechnet werden. Diese Präzision ist wichtig um astronomische Beobachtungen durchzuführen. Hierfür wird berechnet um wieviel Grad sich das Sichtfeld des ANTARES Neutrino Detektors innerhalb der Dauer eines Frames weiterbewegt. Für eine Zeit von $t_w = 104,858$ ms dreht sich das Blickfeld um $\varphi = 0,0004369^\circ$ weiter. Die Präzision von $t = 52,429$ ms entspricht einer Drehung um $\varphi = 0,000218^\circ$. Es zeigt sich, dass innerhalb der Unsicherheit für die Zeitangabe, eine Unsicherheit in der Position φ von maximal $6,55 \times 10^{-4}^\circ$ auftritt. Diese Präzision ist gut genug um astronomische Beobachtungen durchzuführen.

Parameter: Rektaszension (RA) und Deklination (δ)

Mittels der Zeit und den Koordinaten ϑ und φ werden die Äquatorialekoordinaten RA und δ für die Epoche 2000 berechnet.

Parameter: Amplitude A

Die im Photomultiplier detektierten Photonen erzeugen ein Ladungssignal, dessen Größe mit der Anzahl der nachgewiesenen Photonen korreliert. Sobald dieses einen Wert von

$A = 0,3 \text{ pe}$ übersteigt, wird es als sogenannte L0-Hit an die Küstenstation gesendet. Im Folgenden wird die Amplitude in Einheiten von Photoelektronen (pe.) angegeben.

Parameter: Rate R

Die Rate R definiert sich als die Anzahl der Ereignisse in einem gewählten Zeitraum, beziehungsweise in einem vorgegebenen Zeitbin. Die Binbreite kann mit einer Sekunde, einer Minute oder einem Tag gewählt werden. Die Anzahl der detektierten Ereignisse innerhalb des gewählten Zeitintervalls werden als Rate beschrieben:

$$R = \frac{\text{Ereignisse}}{\text{Zeit}} \quad (18)$$

6.3 Beschreibung der vorhandenen Daten

Um die Qualität und die Vergleichbarkeit der vorliegenden Daten bezüglich der Laufzeit-perioden zu testen, werden Histogramme der jeweiligen oben beschriebenen Parameter (φ , ϑ , χ^2 und Amplitude A) betrachtet. Außerdem werden die genommenen Daten mit den Simulationen verglichen.

6.3.1 Auswahl der Daten

Für die weitere Analyse wird eine bestimmte Datenauswahl getroffen. Im Folgenden wird eine Übersicht der hierfür wichtigen Schnitte, die auf die Monte Carlo Simulation sowie reale Daten angewendet werden, gegeben. Hierbei handelt es sich um drei empfohlene Einschränkungen [28, S. 8] der Ereignisse. Zum einen wird ein kleiner Bereich für ϑ aufgrund der Rekonstruktionseigenschaft des BBFit-Algorithmus ausgeschlossen, zum anderen wird der Bereich charakterisiert aus dem mehr atmosphärische Myonen erwartet werden. Die Gesamtanzahl der Ereignisse aus den einzelnen Line Konfigurationen ist für Realdaten in Tabelle 3 (s.S. 22) gezeigt. Für die Monte Carlo Simulationen wird dies in Tabelle 2 (s.S. 20) angegeben. Im Folgenden werden die Schnittkriterien definiert, die in den weiteren Analysen immer verwendet werden:

- Anzahl der verwendeten Hits pro Fit ist größer als 5.
- Die Bedingung $|\cos(\vartheta)| < 0,9998$ soll ein Fehlverhalten des Rekonstruktionsalgorithmus an den Grenzen von ϑ ausschließen. Dies kann in der Abbildung 11 beobachtet werden. Hier fällt auf, dass verstärkt Spuren bei ca. $\vartheta = -90^\circ$ und ca.

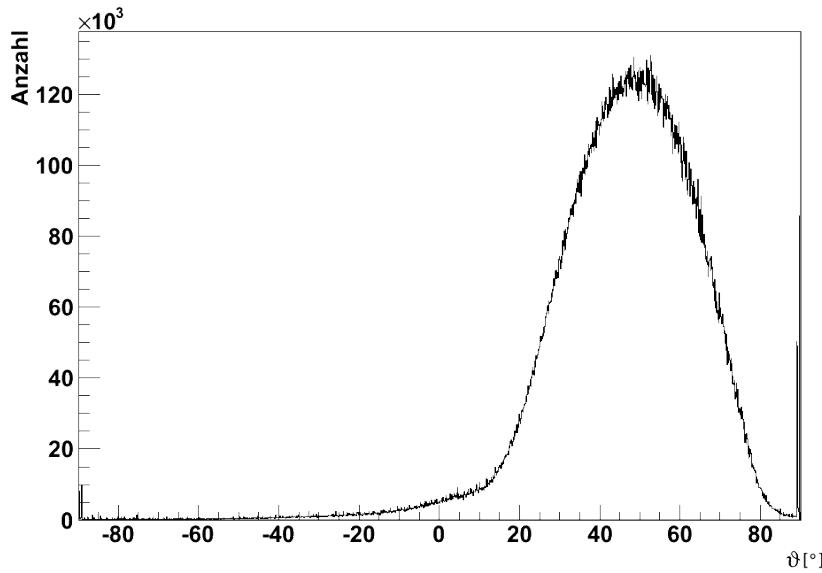


Abbildung 11: Grenzen des Rekonstruktionsalgorithmus im Bereich ϑ in einer 12-Line Konfiguration für simulierte Hits ohne weitere Anwendung von Schnittparametern.

$\vartheta = +90^\circ$ rekonstruiert werden. Diese Ereignisse werden ausgeschlossen. Die einfache Beschreibung des Detektors mit starren Lines führt zu einem Fehlverhalten bei der Berechnung der Spur in diesen Bereichen.

- c) Für die Auswahl der Daten werden nur Ereignisse ausgewählt, die mit mehr als zwei Lines rekonstruiert werden.
- d) Die Annahme $\vartheta > 0^\circ$ wird generell in der Analyse gemacht um sicherzustellen, dass nur Myonenspuren zwischen dem Horizont und dem Zenit ausgewählt werden.

In der Tabelle 7 sind die verbleibenden Daten in Prozent nach den einzelnen Schnitten aufgeführt. Da die Schnitte a), b) und c) nur kombiniert vorkommen ist dies ebenfalls in der Tabelle aufgeführt. Die Auswahl, dass Ereignisse verwendet werden, für die gilt $\vartheta > 0^\circ$, wird nicht gesondert aufgeführt in der Tabelle. Durch eine Vorselektion der Daten mit den kombinierten Schnitten a), b) und c) wird eine Reduktion der realen Daten um 60% erreicht. Für die Monte Carlo Simulation wird eine Verringerung von 44% beobachtet. Beide Extremwerte sind jeweils in der 9-Line Konfiguration zu beobachten.

Schnitt	a	b	c	a+b+c
9-Line Konfiguration(R)	79%	98%	40%	40%
10-Line Konfiguration(R)	91%	98%	62%	60%
12-Line Konfiguration(R)	99%	99%	49%	47%
9-Line Konfiguration(MC)	86%	98%	58%	56%
10-Line Konfiguration(MC)	94%	98%	74%	72%
12-Line Konfiguration(MC)	88%	99%	65%	64%

Tabelle 7: Übersicht über den Datenverlust beim Anwenden der verwendeten Schnittparameter a), b) und c) und ihre Kombinationen.

Line Konfiguration:	${}^{MC} \chi^2_{\max}$	${}^{MC} \chi^2_{\text{median}}$	${}^R \chi^2_{\max}$	${}^R \chi^2_{\text{median}}$
10	1,23	2,79	1,24	3,14
9	1,24	2,77	1,19	3,02
12	1,24	2,69	1,16	3,03

Tabelle 8: χ^2_{median} und der am häufigsten vorkommende Wert von χ^2 , abgekürzt mit χ^2_{\max} .

6.3.2 Vergleich: ${}^R \chi^2$ und ${}^{MC} \chi^2$

Die Qualität des BBFit-Algorithmus wird unter anderem durch χ^2 beschrieben. Für einen direkten Vergleich der Monte Carlo Simulation mit den Realdaten sollten die χ^2 -Verteilungen für die einzelnen Line Konfigurationen übereinstimmen. Die Abbildungen 12 und 13 zeigen für drei Laufzeitperioden ein übereinstimmendes Verhalten in der Monte Carlo Simulation und den Realdaten. Ein Bin entspricht $0,01 \chi^2$. Zum Erstellen der Histogramme wurde eine Auswahl der Daten nach Kapitel 6.3.1 verwendet und diese ebenfalls auf die Monte Carlo Simulation angewandt. Aus den Histogrammen lassen sich die am häufigsten vorkommenden Werte für ${}^R \chi^2$ und ${}^{MC} \chi^2$ und der Median ablesen, diese sind in Tabelle 8 aufgeführt. Der häufigste Wert für χ^2 ist ca. 1,2. Eine Verschiebung des Median zu einem größeren ${}^R \chi^2$ beim Vergleich von ${}^R \chi^2$ und ${}^{MC} \chi^2$ ist zu beobachten. Dies lässt im Allgemeinen größere χ^2 Werte für Realdaten erwarten. Die maximale Häufigkeit der vorkommenden Werte für χ^2 bezüglich der Line Konfiguration stimmen für Realdaten und Monte Carlo Simulation überein. Somit kann χ^2 als allgemeiner Qualitätsparameter für einen Vergleich zwischen Realdaten und Monte Carlo Simulationen verwendet werden.

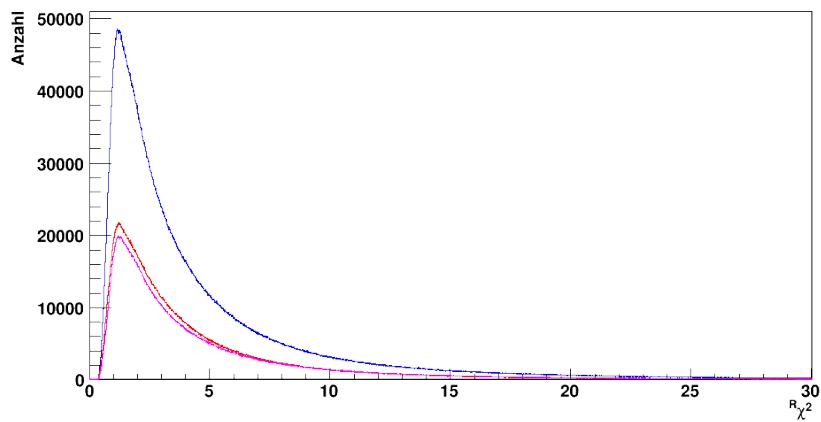


Abbildung 12: ${}^R\chi^2$ -Verteilung der 9-, 10- und 12-Line Konfiguration. Folgender Farbcode wird verwendet: Pink - 9-Line, rot - 10-Line und blau - 12-Line Konfiguration.

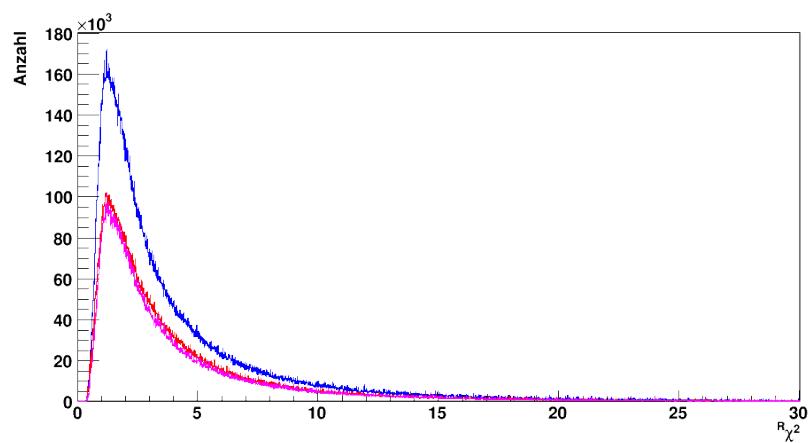


Abbildung 13: ${}^{MC}\chi^2$ -Verteilung der 9-, 10- und 12-Line Konfiguration. Folgender Farbcode wird verwendet: Pink - 9-Line, rot - 10-Line und blau - 12-Line Konfiguration.

6.3.3 Vergleich: Amplitude ${}^R A$ und ${}^{MC} A$

Desweiteren wird ein Vergleich der Amplituden in den Abbildungen 14, 15 und 16 und Tabelle 9 gezeigt, dies wird für Realdaten und die Monte Carlo Simulationen durchgeführt. Die Histogramme werden unter Verwendung der Schnitte aus Kapitel 6.3.1 erstellt. Ein Bin entspricht 1 pe. Die Amplitude wird in Einheiten von Photoelektronen (pe.) angegeben. Vergleicht man speziell den am häufigsten vorkommenden Wert und den Median der Verteilung, so fällt auf, dass der Median in jeder Line Konfiguration für Realdaten kleiner ist als für Monte Carlo Simulationen. Ebenso ist der am häufigsten vorkommende Wert der Amplitude ebenfalls kleiner. Dies zeigt eine Verschiebung der Amplitudenverteilung der Realdaten zu kleineren Werten. Ein Vergleich des Medians ${}^{MC} A_{\text{median}}$ mit ${}^R A_{\text{median}}$ zeigt in jeder Line Konfiguration folgender Zusammenhang: ${}^R A_{\text{median}} \approx 0,66 {}^{MC} A_{\text{median}}$. Dies zeigt eine gleichmässige Verschiebung des Medians ${}^{MC} A_{\text{median}}$ zu größeren Werten.

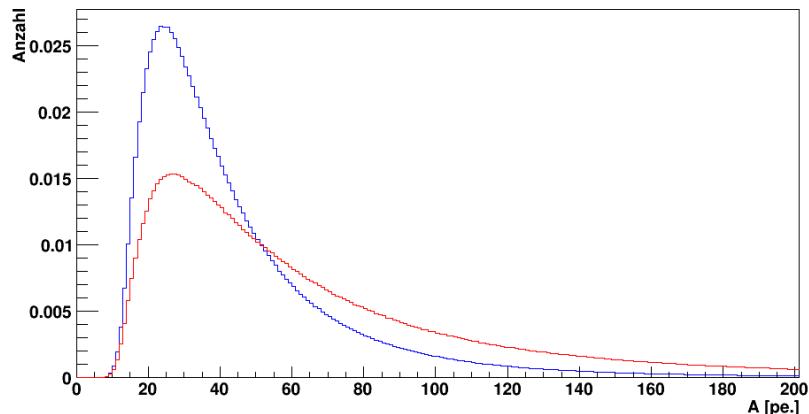


Abbildung 14: Amplituden-Verteilung der 9-Line Konfiguration. Folgender Farbcode wird verwendet: Monte Carlo Simulation - rot und Realdaten - blau

Line Konfiguration:	${}^{MC} A_{\text{max}}$	${}^{MC} A_{\text{median}}$	${}^R A_{\text{max}}$	${}^R A_{\text{median}}$
10	38	55,4	30	35,7
9	27	67,5	24	42,6
12	29	52,9	24	35,8

Tabelle 9: A_{median} und der am häufigsten vorkommende Wert von A , abgekürzt mit A_{max} .

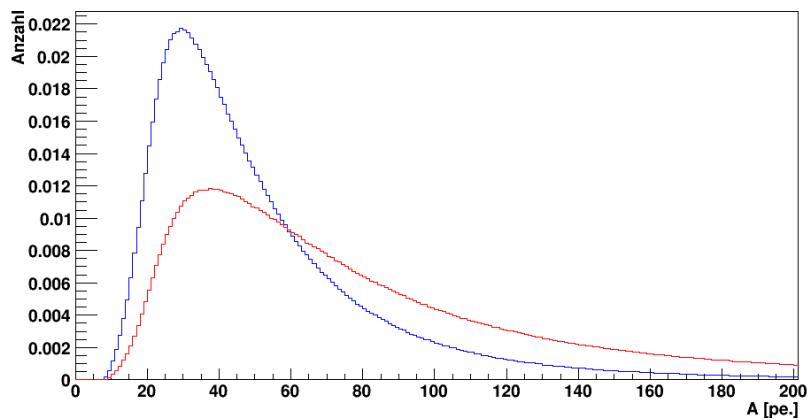


Abbildung 15: Amplituden-Verteilung der 10-Line Konfiguration. Folgender Farbcode wird verwendet: Monte Carlo Simulation - rot und Realdaten - blau

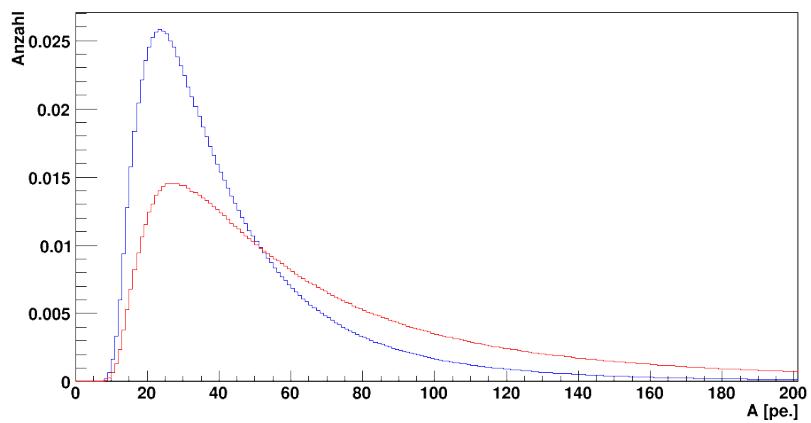


Abbildung 16: Amplituden-Verteilung der 12-Line Konfiguration. Folgender Farbcode wird verwendet: Monte Carlo Simulation - rot und Realdaten - blau

6.3.4 Vergleich: ${}^R\varphi$ und ${}^{MC}\varphi$

Der Azimut des Detektorkoordinatensystem von ANTARES liegt zwischen -180° und $+180^\circ$. Untersucht man die Verteilung für ${}^R\varphi$ der Realdaten oder ${}^{MC}\varphi$ der Monte Carlo Simulationen, so zeigt sich, dass eine geringe Anzahl der rekonstruierten Ereignisse ausserhalb dieses Bereichs liegt. Eine Übersicht über die Anzahl der Ereignisse für Realdaten und Monte Carlo Simulation ist in Tabelle 10 und 11 gegeben. Die verwendeten Ereignisse für die Untersuchung des Winkels φ wurde nach Kapitel 6.3.1 vorausgewählt. Die Bedingung $\vartheta > 0^\circ$ wird explizit weggelassen, um das Gesamtspektrum von φ zu erfassen. Bei den Ereignissen außerhalb des Detektorkoordinatensystems handelt es sich

Line Konfiguration	Anzahl der Ereignisse	Ereignisse*	Ereignisse*	[%]
10	12859878	12633041	226837	1,8
9	11519584	11322952	196632	1,7
12	16701888	16439203	262685	1,6

Tabelle 10: Übersicht über die Anzahl der Ereignisse, deren Koordinatnensatz mit φ_R in einem verbotenen Bereich liegen. (${}^R\varphi \in [-180^\circ, +180^\circ]$)*, (${}^R\varphi \notin [-180^\circ, +180^\circ]$)*

Line Konfiguration	Anzahl der Ereignisse	Ereignisse*	Ereignisse*	[%]
10	11519584	11322952	196632	1,7
9	16701888	16439203	262685	1,6
12	12859878	12633041	226837	1,8

Tabelle 11: Übersicht über die Anzahl der Ereignisse, deren Koordinatnensatz mit φ_{MC} in einem verbotenen Bereich liegen. (${}^{MC}\varphi \in [-180^\circ, +180^\circ]$)*, (${}^{MC}\varphi \notin [-180^\circ, +180^\circ]$)*

nicht um fehlrekonstruierte Ereignisse von BBFit. Für Ereignisse außerhalb des Detektorkoordinatensystems wird eine periodische Verschiebung von $\Delta\varphi = 360^\circ$ durchgeführt. Für einen solchen Winkel gilt:

$$\text{Für } {}^R\varphi \text{ gilt: } {}^R\varphi > +180^\circ \rightarrow {}^R\varphi = {}^R\varphi - 360^\circ \quad (19)$$

$$\text{Für } {}^R\varphi \text{ gilt: } {}^R\varphi < -180^\circ \rightarrow {}^R\varphi = -{}^R\varphi + 360^\circ \quad (20)$$

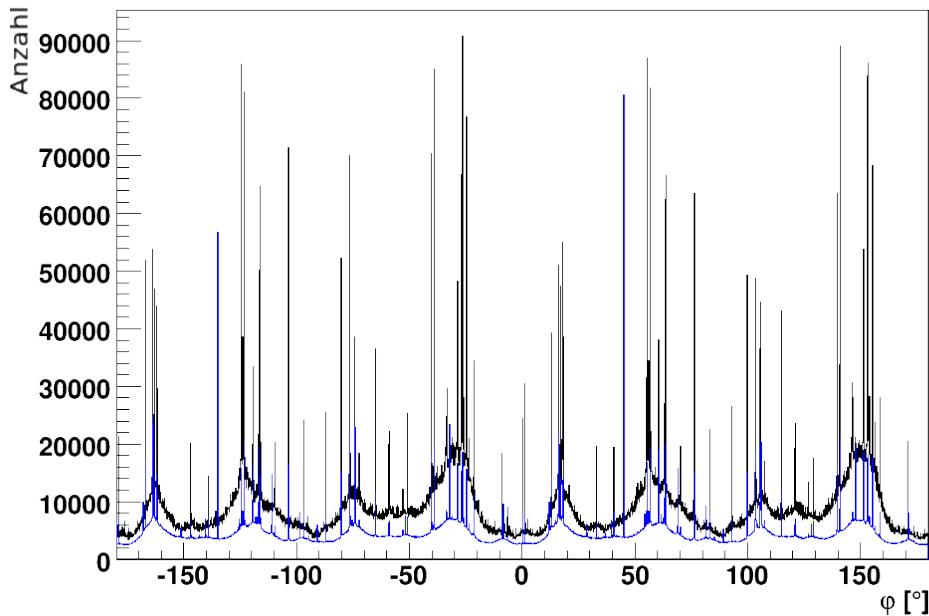


Abbildung 17: φ -Verteilung der Monte Carlo Simulation (schwarz) und der Realdaten (blau).

Diese Methode ist auf Grund der Spurrekonstruktion mit BBFit zulässig. Um eine Spur im Raum zu bestimmen, führt BBFit zuerst einen Prefit des Parameters φ durch und verwendet diesen als Eingangsparameter für den verwendeten Minimierer (MINUIT [31]). Liegt ein Eingangsparameter nahe der Grenzen des Detektorkoordinatensystems wird der Bereich des Minimierers bezüglich des Detektorsystems nicht eingeschränkt. Dieses Verfahren ermöglicht es eine Spur zu finden, die außerhalb des Detektorsystems liegt. Da φ periodisch mit $\Delta\varphi = 360^\circ$ fortsetzbar ist, kann die rekonstruierte Spur mit Gleichung 19 und 20 im Detektorkoordinatensystem abgebildet werden [32]. Somit können auch Spuren am Rand des Detektorsystems rekonstruiert werden.

Der Vergleich der anfangs ausserhalb von den im Detektorkoordinatensystem liegenden Ereignisse stimmt für Realdaten und Monte Carlo Simulation sehr gut, mit ca. 1,7% der Ereignisse überein. Abbildung 17 zeigt für einen Vergleich von ${}^{MC}\varphi$ (schwarz) und ${}^R\varphi$ (blau) für eine 12-Line Konfiguration nach der oben beschriebenen Verschiebung. Es zeigt sich, dass beide Verteilungen ein ähnliches Verhalten in φ beschreibt. Die Peaks in beiden Verteilungen werden mit den Line-Symmetrien im Detektor in Verbindung gebracht. Dies ist ein erster Hinweis auf eine erhöhte Rekonstruktion im näheren Bereich.

einer Line.

6.3.5 Vergleich: ${}^R\vartheta$ und ${}^{MC}\vartheta$

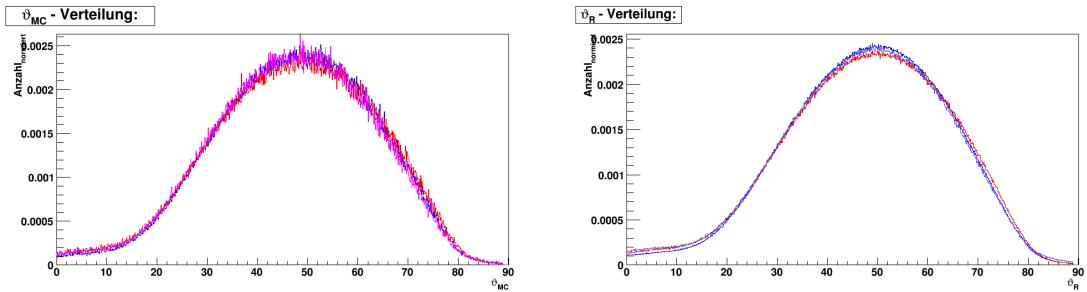


Abbildung 18: links: Auf die Fläche normierte Verteilung von ${}^{MC}\vartheta$. rechts: Auf die Fläche normierte Verteilung von ${}^R\vartheta$. Für beide Abbildungen gilt der Farbcode: 9-Line Konfiguration (pink), 10-Line Konfiguration (rot) und 12-Line Konfiguration (blau).

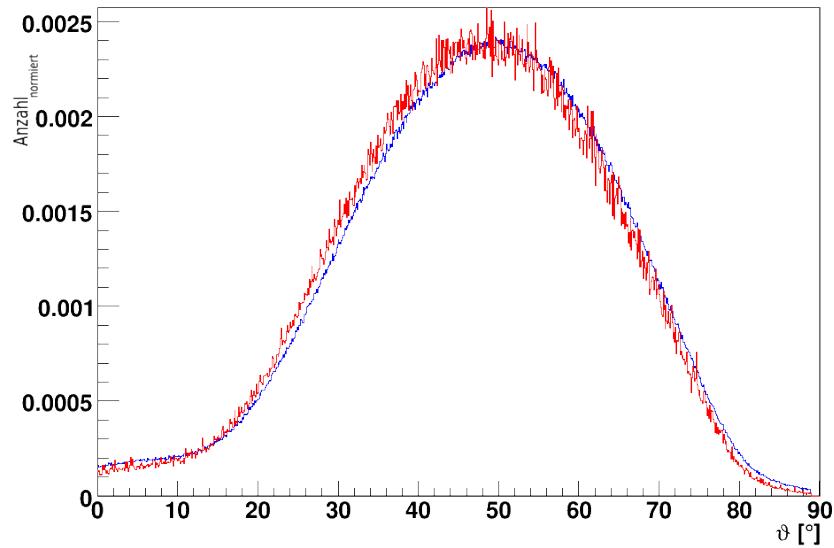


Abbildung 19: Vergleich der ϑ -Verteilung der 9-Line Konfiguration für Realdaten und Monte Carlo Simulation. Farbcode: Realdaten - blau und Monte Carlo Simulation - rot.

In Abbildung 18 werden ϑ -Verteilungen für einen Winkelbereich von 0° (= Sichtlinie zum Horizont) bis 90° (= Zenit über dem Detektor) gezeigt. Zum Auftragen wurde auf die Gesamtanzahl der Ereignisse innerhalb einer Line Konfiguration (Realdaten oder Monte

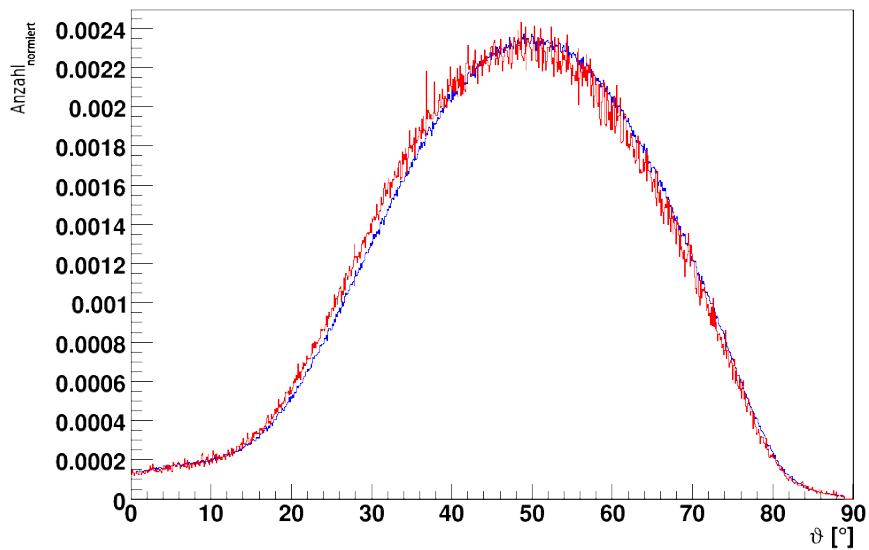


Abbildung 20: Vergleich der ϑ -Verteilung der 10-Line Konfiguration für Realdaten und Monte Carlo Simulation. Farbcode: Realdaten - blau und Monte Carlo Simulation - rot.

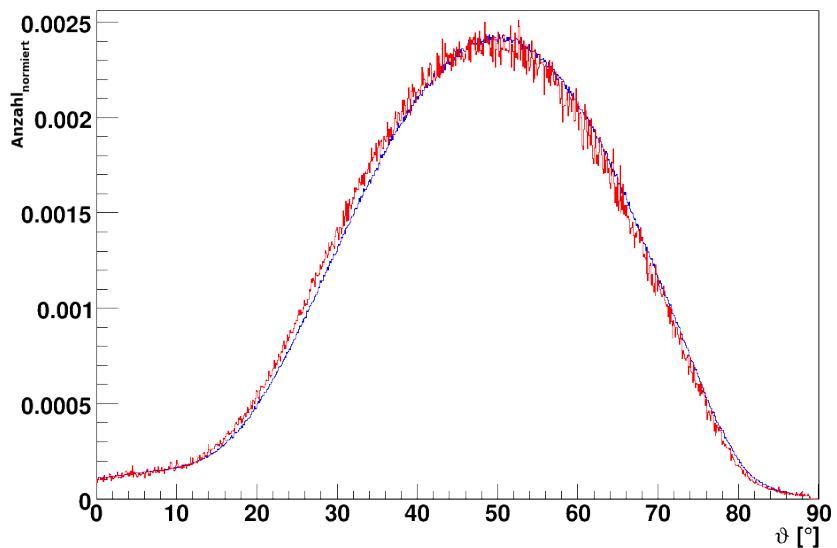


Abbildung 21: Vergleich der ϑ -Verteilung der 12-Line Konfiguration für Realdaten und Monte Carlo Simulation. Farbcode: Realdaten - blau und Monte Carlo Simulation - rot.

Carlo Simulation) normiert. Aus der Verteilung (s.Abb. 18) kann für alle drei Detektorkonfigurationen entnommen werden, dass ein Anstieg der Daten bis auf ein Maximum von ca. 49° für die 9-Line Konfiguration, 50° für die 10-Line Konfiguration und $50,2^\circ$ für die 12-Line Konfiguration beobachtet wird.

Im Gegensatz dazu zeigt die linke Abbildung 18 die $^{MC}\vartheta$ -Verteilung der Monte Carlo Simulation. Hier ist ein Anstieg bis zu einem Maximum von ca. 49° in der 9-Line Konfiguration, 50° in der 10-Line Konfiguration und $50,2^\circ$ in der 12-Line Konfiguration zu beobachten. Dies zeigt ein identisches Verhalten des von BBFit rekonstruierten Winkels ϑ für reale Daten und Monte Carlo Simulationen. Dieses bestätigen die Abbildungen 19, 20 und 21 für die jeweilige Line Konfiguration. Das Ergebnis der Rekonstruktion mit BBFit der Monte Carlo Simulation zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Realdaten. Es zeigt sich ein Maximum bei einem Winkel von ca. 50° in allen Line Konfigurationen, in den Realdaten und der Monte Carlo Simulation. Mit Ausnahme der in Kapitel 6.3.1 beschriebenen Selektion der Hits wurde keine weitere Reduktion der Daten durchgeführt.

6.4 Bevorzugte Trigger in den Daten

Die wichtigsten Triggerwörter sind im Kapitel 3.6 beschrieben. Die Auswahl der Ereignisse mit bestimmten Triggerwörtern, in den Daten muss berücksichtigt werden, da sich diese im Verhalten in den Daten unterscheiden können. Deswegen werden die in den Realdaten vorkommenden Triggerwörter anhand von Vergleichen der Parameter ϑ , A und χ^2 beschrieben. Diese Vergleiche werden mit einer Selektion der Ereignisse nach Kapitel 6.3.1 durchgeführt. In den χ^2 -Verteilungen entspricht 1 Bin = $0,1\chi^2$, in den ϑ -Verteilungen entspricht 1 Bin = $0,1^\circ$ und in den Amplitudenverteilungen entspricht 1 Bin = $0,1\text{pe}$.

Für die 9-Line Konfiguration werden die zu untersuchenden Parameter in Abbildung 22, 23 und 24 gezeigt. Für die Triggerwörter 8192 und 8224 zeigt sich eine Übereinstimmung im Verhalten für χ^2 und ϑ . Das bedeutet, dass bezüglich χ^2 und ϑ keine grundlegende Veränderung der Daten zu erwarten ist, wenn ein bestimmtes Triggerwort in der Analyse ausgewählt wird. Einzig die Verschiebung der Amplitudenverteilung vom Triggerwort 8224 zu größeren Amplituden lässt darauf schließen, dass die Triggerwortkombination von 8192 und 32 (= Triggerwort 8224) zu einem höheren Median der Amplitude führt. Da das Triggerwort 8192 in der Triggerwortkombination 8224 vorkommt, wird die Verschiebung des Amplituden-Medians durch das Triggerwort 32 hervorgerufen. Somit findet der 3D scan Trigger (Trigger 32) Spuren aus bestimmten Richtungen am Himmel mit

höheren Amplituden.

Für die 10-Line Konfiguration zeigt sich ein ähnliches Verhalten. Dies zeigen die Abbildungen 25, 26 und 27. Neben der bereits erwarteten viel höheren auftretenden Häufigkeit des Triggerworts 32 zeigt sich, dass für χ^2 kein Unterschied zu erwarten ist, wenn ein Triggerwort bevorzugt gewählt wird. Die Verteilung der einzelnen Triggerwörter für ϑ zeigt identisches Verhalten in der Zunahme vom Horizont, zum Zenit im Detektorkoordinatensystem. Betrachtet man die Amplituden der beiden Triggerwörter stellt man fest, dass beide Amplitudenmaxima annähernd identisch sind: $A_{\text{Trigger 32}}^{\max} = 32,9 \text{ pe.}$ und $A_{\text{Trigger 8224}}^{\max} = 31,7 \text{ pe.}$ Der Mittelwert liegt ebenfalls in guter Übereinstimmung: $A_{\text{Trigger 32}}^{\text{mean}} = 48,4 \text{ pe.}$ und $A_{\text{Trigger 8224}}^{\text{mean}} = 47,2 \text{ pe.}$ Aufgrund der verhältnismässig wenigen Werten für das Triggerwort 32 wird dieses nicht zu stark gewichtet werden. Allerdings ist ein Ausschluss des Triggerworts nicht von vornherein nötig, da die gemessenen Parameter eine gute Übereinstimmung liefern und nur wenig zum Gesamtverhalten beitragen.

Vergleicht man hierzu die vollständige Detektorkonfiguration mit zwölf Lines sieht man in den Abbildungen 28, 29 und 30, wie sich die sechs zusätzlichen Triggerwörter auf die genommenen Daten auswirken. Die χ^2 -Verteilung für die Triggerwörter 8192 und 8224 sind ähnlich. Die zusätzlichen sechs Triggerwörter treten für χ^2 im Bereich von 0 bis 30 auf. Das Triggerwort 8208 ist auf einen Bereich von 0 bis 4 reduziert. Daraus lässt sich folgern, dass eine Reduktion der Daten über einen Schnitt von χ^2 keinen Verlust der zusätzlich auftretenden Triggerwörter bedeutet. Es handelt sich um rekonstruierte Spuren, die einen kleinen Ausschnitt in einem Zeitraum der 12-Line Konfiguration charakterisieren. Diese Einschätzung erhält man aus der ϑ -Verteilung. Diese zeigt ein ähnliches Verhalten wie in der 9-Line Konfiguration. Somit kann nicht auf einen bestimmten Zusammenhang der zusätzlichen sechs Triggerwörter mit der Koordinate ϑ geschlossen werden. Die beiden am häufigsten vorkommenden Triggerwörter 8192 und 8224 dominieren die ϑ -Verteilung. Die restlichen Triggerwörter folgen der Verteilung. Dies zeigt Abbildung 31. Durch eine geeignete Reskalierung erkennt man den Verlauf der ϑ -Verteilungen. Einzig das Triggerwort 8232 weicht von der ϑ -Verteilung ab. Für die Amplitude erkennt man, dass die beiden dominierenden Triggerwörter ein grosses Spektrum der Amplitude abdecken im Bereich ab $A \approx 10 \text{ pe.}$, während die restlichen sechs Triggerwörter Ereignisse erst ab einer höheren Amplitude detektieren. Mit diesen einfachen Vergleichen wird gezeigt, dass die vorhandenen Triggerwörter nicht nur gleichhäufig vorkommen (z.B. in der 9-Line Konfiguration) sondern auch ein ähnliches Verhalten in der Datennahme zeigen. Das Triggerwort 8224 besteht aus dem Triggerwort 8192 und 32 und Triggerwort

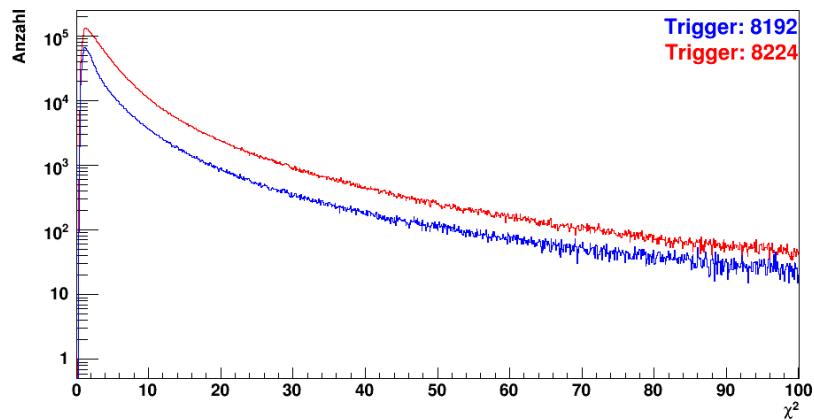


Abbildung 22: χ^2 -Verteilung für Triggerwörter 8192 und 8224 in der 9-Line Konfiguration.

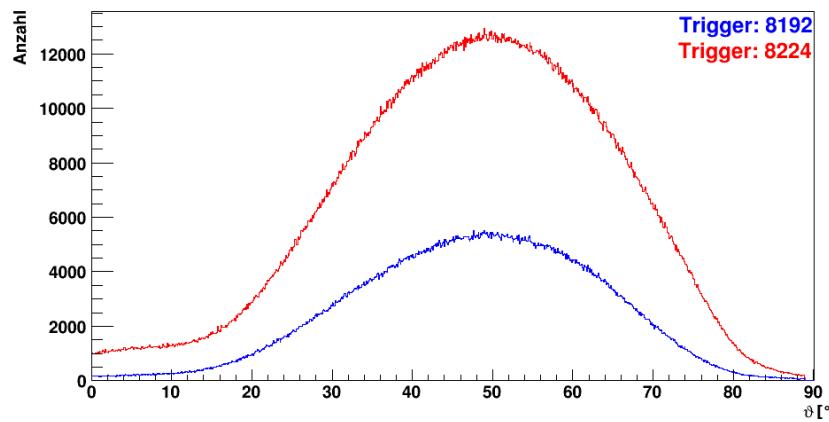


Abbildung 23: ϑ -Verteilung für Triggerwörter 8192 und 8224 in der 9-Line Konfiguration.

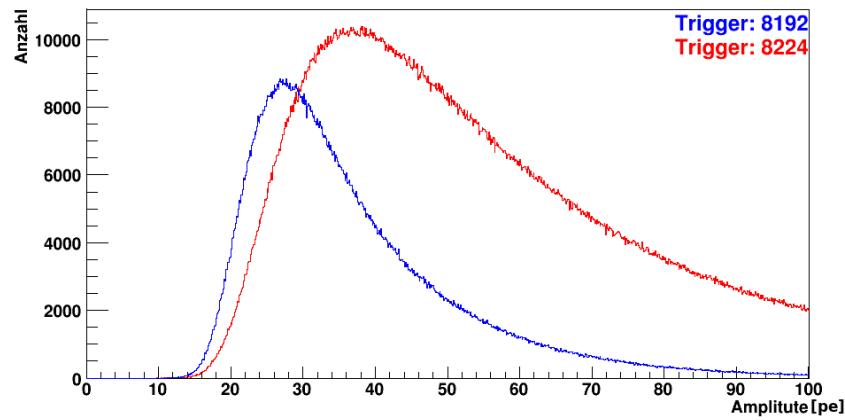


Abbildung 24: Amplituden-Verteilung für Triggerwörter 8192 und 8224 in der 9-Line Konfiguration.

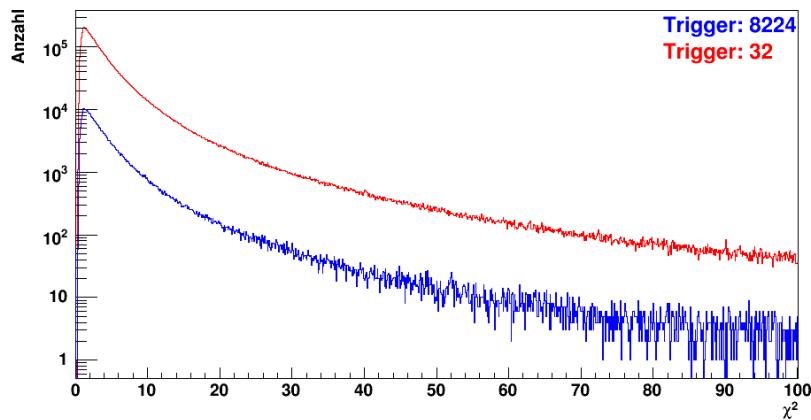


Abbildung 25: χ^2 -Verteilung für Triggerwörter 32 und 8224 in der 10-Line Konfiguration

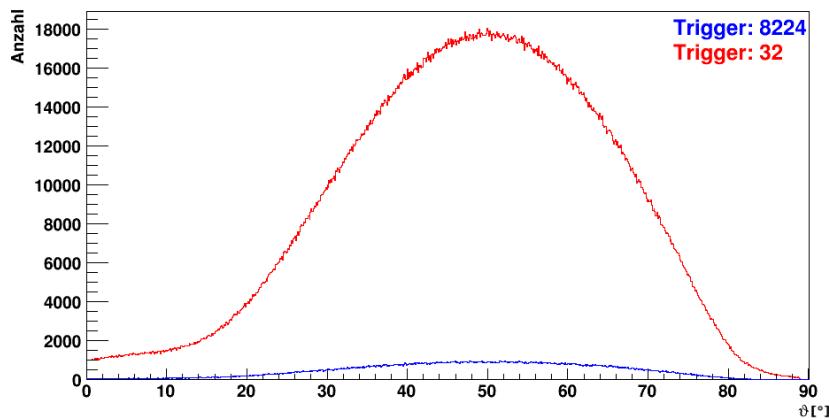


Abbildung 26: ϑ -Verteilung für Triggerwörter 32 und 8224 in der 10-Line Konfiguration

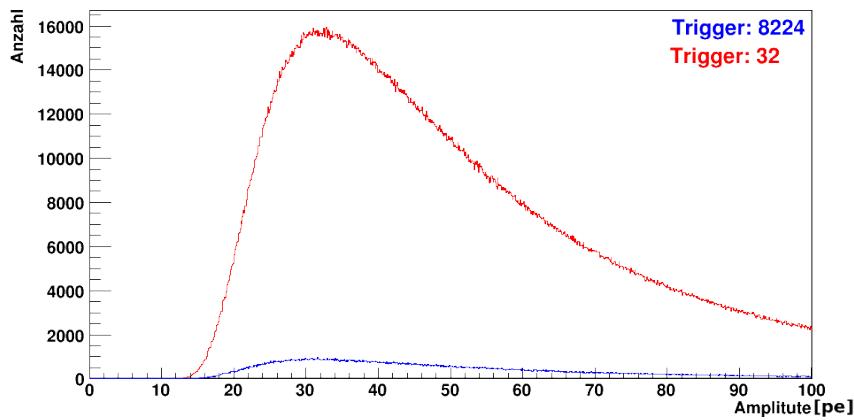


Abbildung 27: Amplituden-Verteilung für Triggerwörter 32 und 8224 in der 10-Line Konfiguration

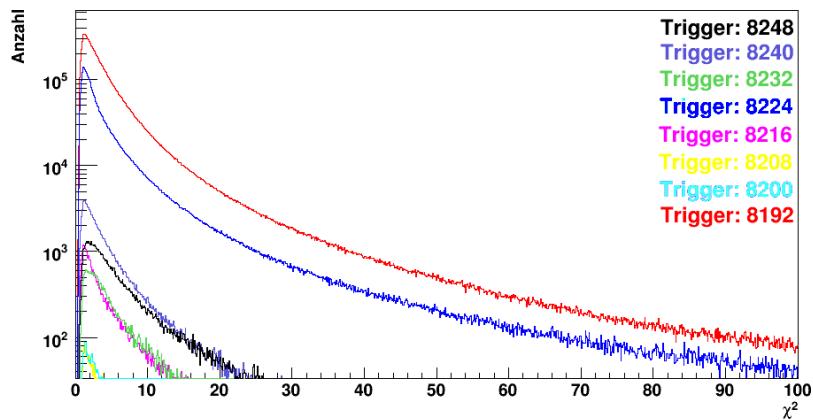


Abbildung 28: χ^2 -Verteilung der Triggerwörter 8192, 8200, 8208, 8216, 8224, 8232, 8240 und 8248 in der 12-Line Konfiguration.

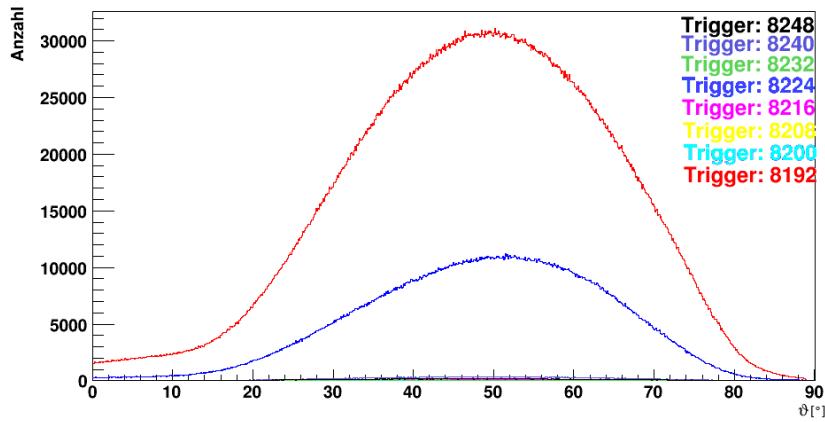


Abbildung 29: ϑ -Verteilung der Triggerwörter 8192, 8200, 8208, 8216, 8224, 8232, 8240 und 8248 in der 12-Line Konfiguration. Eine genauere Betrachtung der Triggerwörter 8200, 8208, 8216, 8232, 8240 und 8248 ist in Abbildung 31 zu sehen.

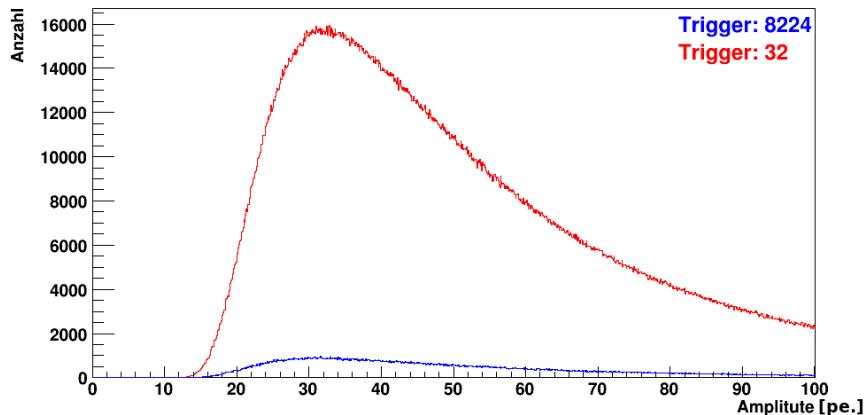


Abbildung 30: Amplituden-Verteilung für Triggerwort 8192 und 8224 in der 12-Line Konfiguration.

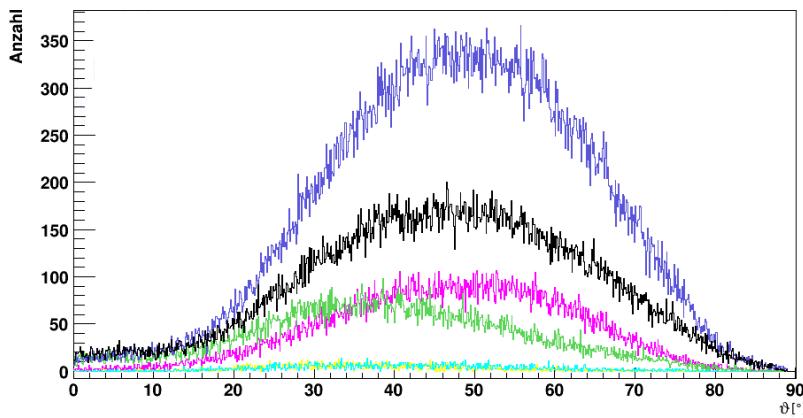


Abbildung 31: ϑ -Verteilung für Triggerwort 8200 (hellblau), 8208 (gelb), 8216 (lila), 8232 (grün), 8240 (blau) und 8248 (schwarz) in der 12-Line Konfiguration.

8192 - der T3 Trigger hat somit gleichzeitig ausgelöst, wodurch ein ähnliches Verhalten zu erwarten ist in den Daten. Für die primär vorkommenden Triggerwörter sind starke Übereinstimmungen bezüglich χ^2 und ϑ zu beobachten. Somit ist ein Selektieren der Daten für die 9- und 10-Line Konfiguration nicht notwendig. In der 12-Line Konfiguration weicht das Triggerwort 8232 von der ϑ -Verteilung ab und kann aussortiert werden, da hier allerdings nur 0,13% der Ereignisse in die Verteilung eingehen wird der zu erwartende Einfluss nicht groß sein.

Die Analyse der Triggerwörter in den gesammelten Daten zeigt, dass eine besondere Selektion der Triggerwörter die Daten nicht verfälscht für die vorliegende Analyse, da ein ähnliches Verhalten der Triggerwörter erwartet wird.

7 Winkelauflösung

Für eine Analyse der realen Daten mit einem Rekonstruktionsalgorithmus wie BBFit muss ähnlich wie bei einem optischen Teleskop das Auflösungsvermögen bestimmt werden. Hierfür wird mit Monte Carlo Simulationen gearbeitet werden. Hier existiert die Spurinformation eines simulierten Myons, und ihrer mit BBFit rekonstruierten Spur. Die Auflösung wird über die Punktspreizfunktion (PSF) dargestellt. Zusätzlich wird der Parameter γ (Siehe Kapitel 6.2) als weitere Darstellungsmethode verwendet. Hier wird erwartet, dass der Winkelfehler zwischen einer rekonstruierten, und einer erzeugten Spur aus einer Monte Carlo Simulation beliebig klein ist. Das Ziel bei der Verwendung von Realdaten ist astronomische Beobachtungen durchzuführen. Hierfür sollte die Auflösung möglichst gut sein.

Im Folgenden werden Monte Carlo Simulationen in den 9-, 10- und 12-Line Konfigurationen untersucht. Die Ereignisse werden nach den Kriterien aus Kapitel 6.3.1 ausgewählt.

7.1 Punktspreizfunktion atmosphärischer Myonen

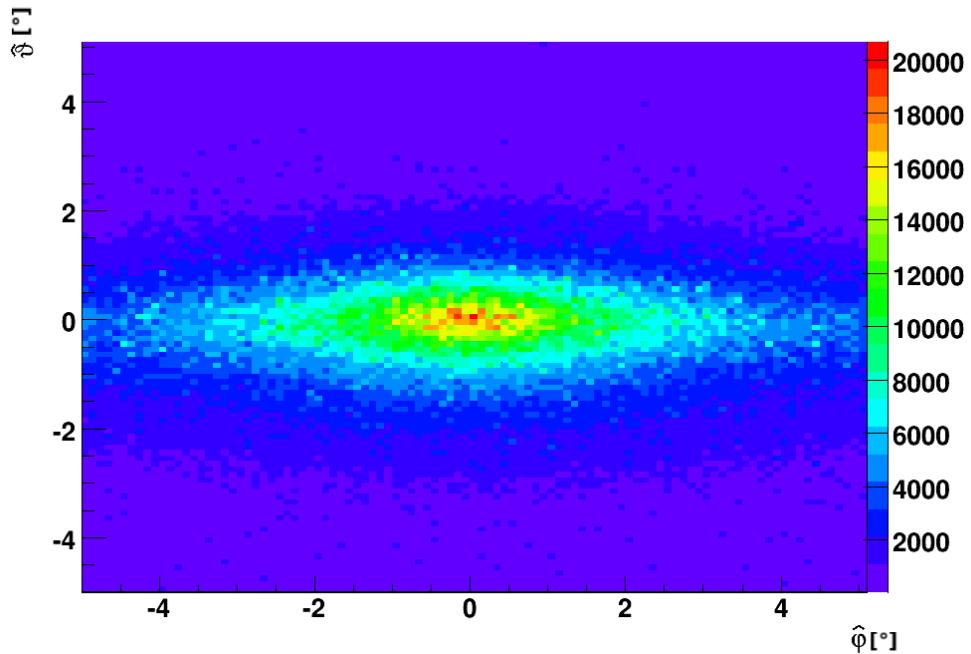


Abbildung 32: Punktspreizfunktion der 9-Line Konfiguration mit Monte Carlo Daten

Line Konfiguration	σ_φ	σ_ϑ	$\frac{\sigma_\varphi}{\sigma_\vartheta}$
10	13,7	3,14	4,45
9	13,1	2,09	4,5
12	13,2	2,92	4,5

Tabelle 12: σ_φ und σ_ϑ für 9-Line, 10-Line und 12-Line Konfiguration

Aus den Daten der 9-Line, 10-Line und 12-Line Periode lässt sich die Punktspreizfunktion konstruieren. Dazu wird auf der Y-Achse der Wert $\hat{\vartheta} = {}^R\vartheta - {}^{MC}\vartheta$ und auf der X-Achse der Wert $\hat{\varphi} = {}^R\varphi - {}^{MC}\varphi$ aufgetragen, die Differenz aus der Monte Carlo Simulation und den daraus rekonstruierten Daten. Anschließend wird an die Verteilung eine zwei dimensionale Gaußfunktion angepasst um die Breite in φ - und ϑ -Richtung zu bestimmen. Abbildung 32 zeigt die Punktspreizfunktion für die 12-Line Konfiguration. Die Abbildung 89 (s.S. 117) und Abbildung 90 (s.S. 117) zeigen die Punktspreizfunktion für die 9-Line und 10-Line Konfiguration. Man erkennt in den Histogrammen, dass die Breite in σ_φ im Gegensatz zur Breite σ_ϑ verbreitert ist. In den Abbildungen zeigt sich bereits, dass eine schlechtere Rekonstruktion in φ -Richtung zu erwartet ist. In Tabelle 12 werden σ_φ , σ_ϑ und das Verhältnis der Breiten angegeben. Man erkennt, dass die Breite in φ Richtung um ca. 4,5 mal breiter ist als in ϑ .

7.2 Winkelfehler γ atmosphärischer Myonen

Abbildung 33 zeigt jeweils ein Histogramm des Winkelfehlers γ für die drei vorkommenden Line Konfigurationen. Um eine bessere Vergleichbarkeit der einzelnen γ -Verteilungen zu erreichen, wird jeder Bin mit der Gesamtanzahl der Ereignisse normiert. Ein Bin hat eine Breite von $0,1^\circ$. Charakterisiert wird γ über den Median γ_{median} . Zusätzlich wird der am häufigsten vorkommende Wert für γ_H angegeben. Diese Werte sind in Tabelle 13 aufgeführt. Für die vorliegenden Line Konfiguration kann eine gute Übereinstimmung der

Line Konfiguration	γ_{median}	γ_H
10	6,2	0,8
9	6,0	0,8
12	5,7	1

Tabelle 13: Übersicht über γ_{median} und γ_H .

Werte γ_{median} beobachtet werden. Aus den vorliegenden Daten lässt sich abschätzen, dass

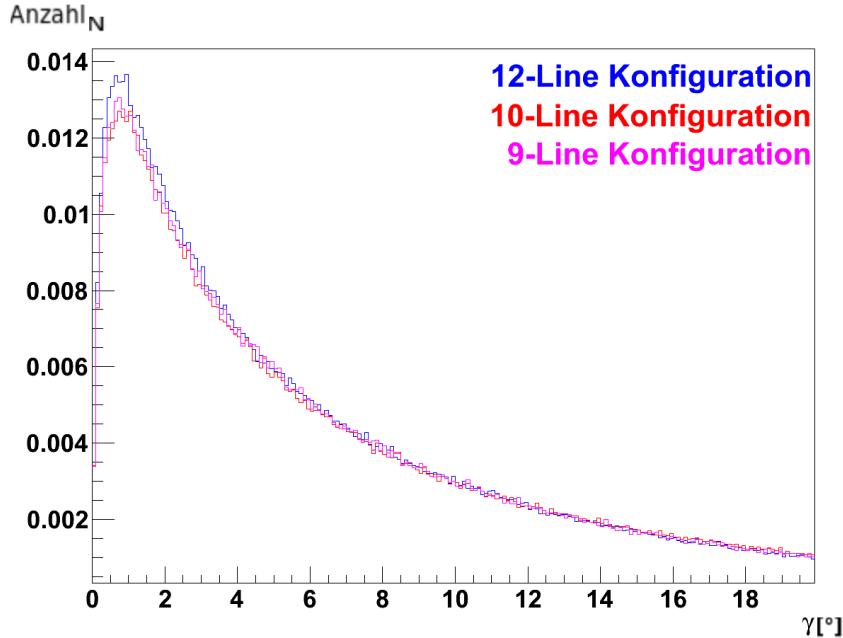


Abbildung 33: γ -Verteilung für die drei vorkommenden Line Konfigurationen. Ein Bin ist normiert auf die Gesamtanzahl aller Werte für γ in einer Line Konfiguration.

sich das Auflösungsvermögen auf Grund der abnehmenden Symmetrie von der 12-Line, über die 10-Line bis zur 9-Line Konfiguration, verschlechtert. Wegen der fehlenden Lines werden aus bestimmten Richtungen weniger Spuren detektiert, die zum Wert γ_{median} beitragen. Eine detailliertere ortsabhängige Betrachtung von γ_{median} bezüglich φ und ϑ wird im Kapitel 8 behandelt. Eine allgemeine Einschätzung für γ , bezüglich ϑ , kann in Abbildung 34 für die 12-Line Konfiguration gezeigt werden. Zum einen fällt ein Rand auf, der bei $\gamma \approx 140^\circ$ beginnt und über ϑ hinweg zu $\gamma \approx 100^\circ$ abfällt, und zum anderen ein halbovaler Kreis dessen Mittelpunkt näherungsweise bei $\vartheta = 50^\circ$ ist. Betrachtet man den Kreis, stellt man fest, dass die Mehrzahl kleiner Werte für γ in einem Bereich $35^\circ \leq \vartheta \leq 65^\circ$ und $0^\circ \leq \gamma \leq 5^\circ$ liegen. In diesem Bereich ist das beste Ergebnis kleiner Winkel für γ zu erwarten. Darüber hinaus können weitaus größere Werte für γ beobachtet werden. Diese wären nicht mehr sinnvoll, da für eine spätere Analyse und astronomische Betrachtung ein kleines γ gewünscht ist. In einem Winkelbereich $0^\circ \leq \vartheta \leq 8^\circ$ muss nicht nach rekonstruierten Spuren gesucht werden. Hier werden größere γ Werte beobachtet. In diesem Bereich ist die Auflösung zu schlecht, um Astronomie mit atmosphärischen Myonen zu betreiben. Der Rand beschreibt eine Abnahme der Werte γ bis zum Zenit hin. Es lässt sich kein Zusammenhang zwischen der Abnahme von γ in dem schlechten Bereich

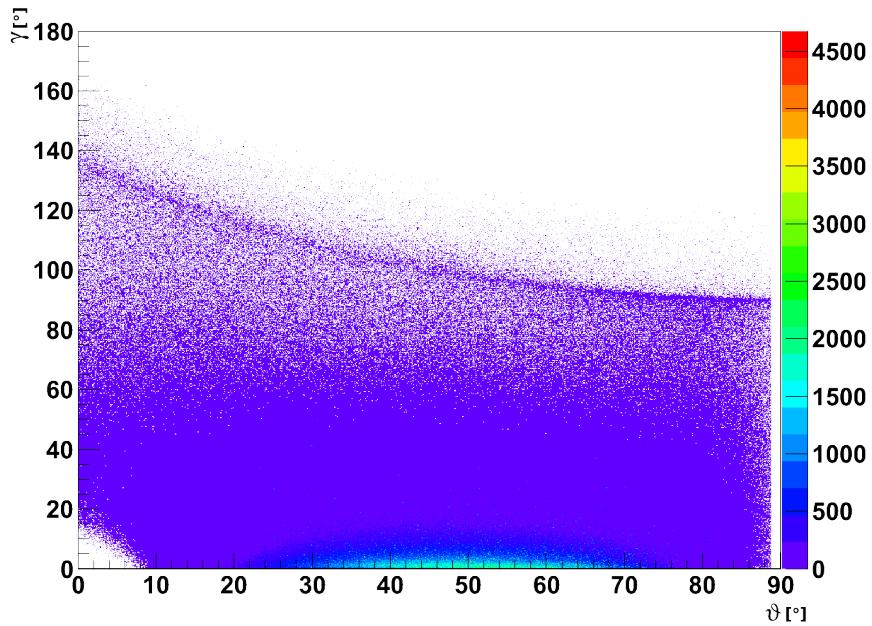


Abbildung 34: Histogramm der $\gamma(\vartheta)$ -Verteilung in der 12-Line Konfiguration

(außerhalb des halbovalen Kreises) und einer Abnahme von γ innerhalb des ovalen Kreises, erkennen. Im Anhang zeigen Abbildung 91 (s.S.118) und Abbildung 92 (s.S.118) die Histogramme für die 9-Line und 10-Line Konfigurationen. Es wird das gleiche Verhalten in den Verteilungen von $\gamma(\vartheta)$ beobachtet.

8 Effizienzanalyse

Die Datennahme ab Dezember 2007 erfolgte in drei verschiedenen Line Konfigurationen. Für die Analyse der Daten ist es wichtig, die Eigenschaften (z.B. Auflösung, Fitqualität) des Teleskops und des Rekonstruktionsalgorithmus genauer einzuschätzen. Dafür werden in den folgenden Unterkapiteln Effizienzkarten des Detektors erstellt, die die Orte erhöhter Rekonstruktionsraten und der Qualitätsparameter χ^2 und γ beschreiben. Die Effizienzbetrachtung wird aufgeteilt in zwei Analysen. In Unterkapitel 8.4 wird eine sogenannte Streifenanalyse durchgeführt und als weiterführende Analyse wird die Streifenanalyse in einer Boxanalyse in Unterkapitel 8.5 verfeinert. Die Analyse wird im Horizontsystems des Detektors in φ und ϑ durchgeführt. Der Einfluss der Detektorkonfiguration in den drei unterschiedlichen Laufzeitperioden wird in der Analyse erörtert.

Für die folgenden Unterkapitel wird eine Vorauswahl der Ereignisse nach Kapitel 6.3.1 getroffen. Es werden die Detektorkonfigurationen der 9-Line, 10-Line und 12-Line Laufzeitperioden betrachtet, sowie die dazugehörigen Monte Carlo Simulationen.

Bei realen Daten wird ϑ und φ mit Hilfe der Ereigniszeit t , in Rektaszension und Deklination umgerechnet, um eine Darstellung des Himmels in der Epoche 2000 zu erhalten.

8.1 Erstellen der Effizienzkarte

Ausgehend von einem Satz von Ereignissen werden verschiedene Histogramme bezüglich ihrer zu untersuchenden Parameter (z.B. χ^2) angelegt. Anschließend wird der Median für die einzelnen Histogramme bestimmt. Es wird angenommen, dass auf Grund der Detektorgeometrie oder des Rekonstruktionsalgorithmus der Median nicht konstant ist, sondern sich mit der Position im Detektor ändert.

Deshalb wird $\vartheta(\varphi)$ in Streifen zerlegt, einmal entlang des Horizonts und einmal senkrecht dazu. Die Streifenbreite ($\Delta\varphi$ oder $\Delta\vartheta$) hängt nun von zwei Kriterien ab. Die Streifen dürfen nicht zu dünn gewählt werden. Die Streifenbreite wird auf $\Delta\varphi = 5^\circ$ (72 Streifen) und $\Delta\vartheta = 5^\circ$ (18 Streifen) festgelegt. Wie bereits beschrieben wird in jedem Streifen $\Delta\varphi$ oder $\Delta\vartheta$ ein Histogramm des zu untersuchenden Parameters angelegt, aus dem der Median bestimmt wird. Diese Information wird gespeichert. Es wird eine Karte einzelner Parameter erstellt, die auf der X-Achse entweder φ oder ϑ , und auf der Y-Achse den Median eines Qualitätsparameters enthält. Diese Methode wird im Folgenden als *Streifenanalyse* bezeichnet.

Als weiterführende Methode wird die *Boxanalyse* verwendet. Bei diesem Verfahren wer-

den statt Streifen von $\Delta\phi$ oder $\Delta\vartheta$ Quadrate der Form $\Delta\phi \times \Delta\vartheta$ definiert. Für ein Quadrat wird ein entsprechendes Histogramm des Qualitätsparameters erstellt und der Median zur entsprechenden Ortsinformation gespeichert. Das Ergebnis ist eine Karte in den Koordinaten des Detektors. Die Größe eines Quadrates ist $\Delta\phi \times \Delta\vartheta = 5^\circ \times 5^\circ$. Somit wird der Himmel in 1296 Quadrate aufgeteilt. Die Boxanalyse wird als Erweiterung der Streifenanalyse betrachtet um eine detaillierte Aussage über die Verteilung der Qualitätsparameter am Himmel zu erhalten.

8.2 Parameter und Nomenklatur

Im Folgenden werden Monte Carlo und Realdaten hinsichtlich geeigneter Qualitätsparameter (χ^2 , γ) untersucht. Zusätzlich wird eine Aufspaltung nach Line Konfiguration und dem Median des jeweiligen Parameter vorgenommen. Eine entsprechende Nomenklatur unterscheidet unter anderem die Orte und Qualitätsparameter auf Grund ihrer Line Konfiguration.

1. Für die Streifenanalyse wird jeder $\Delta\phi$ Streifen durch einen Index i , jeder $\Delta\vartheta$ Streifen durch j gekennzeichnet. Der Index i läuft hierbei von $i = 1$ für den Streifen im Winkelbereich zwischen -180° und -175° bis $i = 72$ für 175° bis 180° . Der Index j läuft von $j = 1$ für den Streifen im Bereich 0° zwischen 5° bis $j = 18$ für einen Streifen im Winkelbereich von 85° und 90° .
2. Für die Boxanalyse wird ein einzelnes Quadrat mit dem kombinierten Index ij angegeben, mit analoger Zuweisung von Streifenindex und Winkel, wie es bereits für die Streifenanalyse geschehen ist.
3. Der Median von χ^2 wird mit ${}^A_B\chi^2_{\text{median}[C]}$ angegeben. Hierbei ist $A := [MC, R]$ je nachdem ob Monte Carlo- oder reale Daten verwendet werden. B gilt die jeweilige Line Konfiguration an, C ist gegebenenfalls zusätzlich angegeben für eine explizite Zuweisung zu einem bestimmten Streifen $[i]$ oder $[j]$. Werden mehrere Streifen adressiert, wird ein / verwendet. Ein Quadrat wird über $[ij]$ angegeben.
4. Analog dazu kann für γ definiert werden: ${}^A_B\gamma_{\text{median}[C]}$

8.3 Definition: Korrelationskoeffizient

Für die folgenden Effizienzvergleiche der einzelnen Line Konfigurationen bietet sich der Korrelationskoeffizient ρ an. Es werden zwei Variablen hinsichtlich einer möglichen Korrelation überprüft. Dafür wird zuerst die Kovarianz für zwei Parameter x_i und y_i eines Datensatzes $X = x_1, x_2, x_3, \dots, x_N$ und $Y = y_1, y_2, y_3, \dots, y_N$ definiert:

$$cov(X, Y) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y}) \quad (21)$$

Wobei \bar{x} und \bar{y} definiert sind als arithmetisches Mittel:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} x_i \quad (22)$$

$$\bar{y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} y_i \quad (23)$$

Die zur Berechnung der Korrelation benötigten Standardabweichungen σ_x und σ_y sind definiert als:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{i=N} (x_i - \bar{x})^2} \quad (24)$$

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{i=N} (y_i - \bar{y})^2} \quad (25)$$

Somit ist ρ definiert als:

$$\rho = \frac{cov(X, Y)}{\sigma_x \sigma_y} \quad (26)$$

Um an die obenstehende Notation anzuknüpfen, wird der Korrelationskoeffizient wieder mit den Indizes A und B versehen, also ${}^A_B \rho$.

8.4 Streifenanalyse

8.4.1 Rekonstruierte Ereignisse in φ

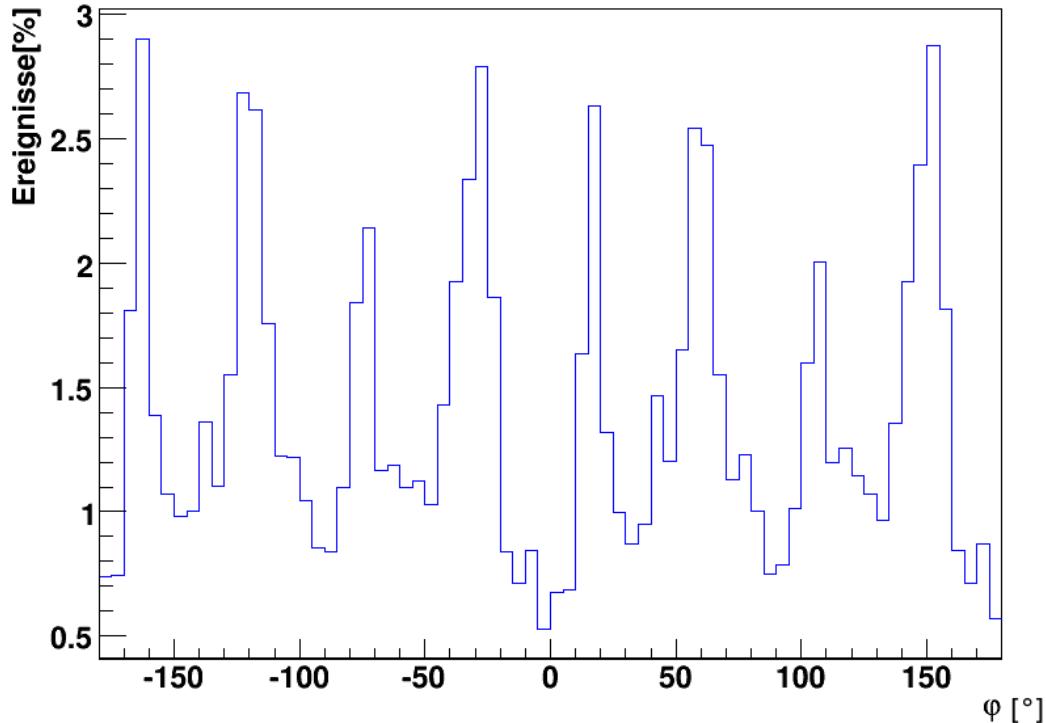


Abbildung 35: Rekonstruierte Ereignisse in der 12-Line Konfiguration, normiert auf die Gesamtzahl der rekonstruierten Ereignisse.

Eine Bewertung der Daten erfolgt über die tatsächliche Anzahl der rekonstruierten Ereignisse ${}_9^R N_{[i]}$, ${}_10^R N_{[i]}$ und ${}_12^R N_{[i]}$. Mit dieser Methode werden die Orte erhöhter Rekonstruktionswahrscheinlichkeit gesucht. Die Anzahl der rekonstruierten Spuren wird auf die Gesamtzahl der in der jeweiligen Line Konfiguration vorkommenden rekonstruierten Ereignisse normiert. Für alle drei Line Konfigurationen werden für bestimmte Winkel von φ eine erhöhte Rekonstruktion der Spuren beobachtet (s. Abb. 37, 36 und 35). Die Winkel sind in Tabelle 18 (s.S. 124) angegeben.

In den vorliegenden Daten wird für φ eine Symmetrie beobachtbar. Für die Orte erhöhter Rekonstruktion werden jeweils zwei ungefähr gleich große um $\Delta\varphi = 180^\circ$ verschobene Peaks angezeigt. Dieses Phänomen variiert in den Daten mit der verwendeten Line Konfiguration, es lassen sich aber immer zwei gegenüberliegende Peaks identifizieren.

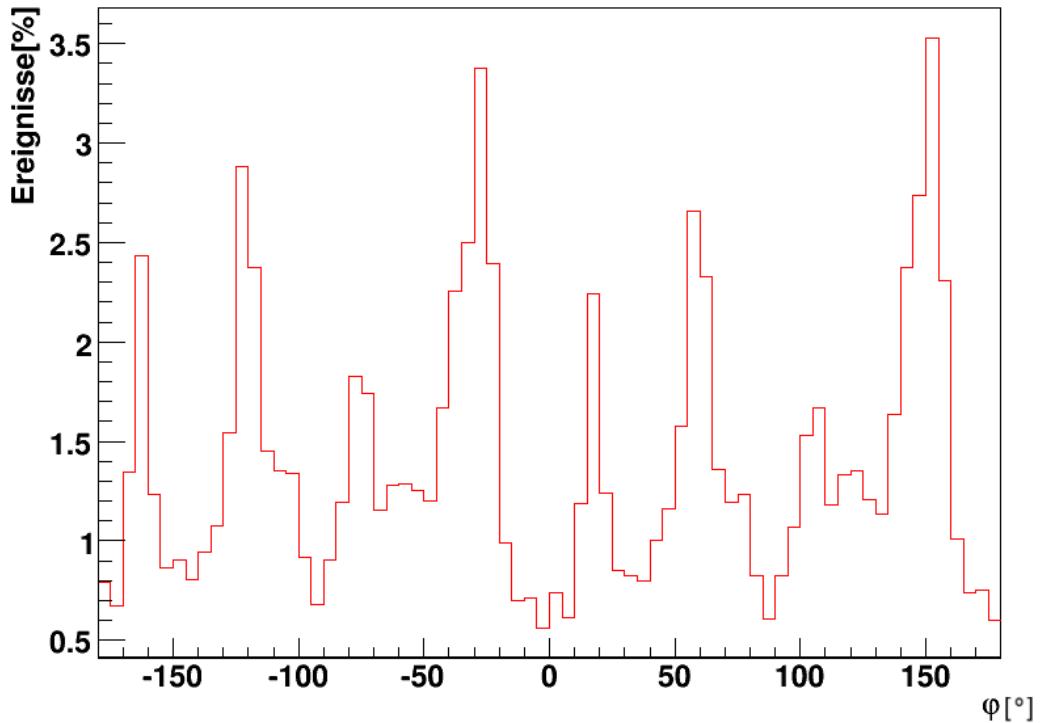


Abbildung 36: Rekonstruierte Ereignisse in der 10-Line Konfiguration, normiert auf die Gesamtzahl der rekonstruierten Ereignisse.

Unter der Annahme, dass die Rekonstruktionsrate mit der Detektorkonfiguration variiert, sollte der Detektor in der 12-Line Konfiguration eine hohe Symmetrie bezüglich der Ereignisse aufweisen. Das zeigt Abbildung 35. Für die Winkelbereiche, die in Tabelle 14 dargestellt sind, sind jeweils im Mittel ca. 2,6% der rekonstruierten Spuren für ein $\phi_{[i]}$ zu erwarten. Ausnahme bilden hierbei die Bereiche $-80^\circ \leq \phi_{[21/22]} \leq -70^\circ$ und $100^\circ \leq \phi_{[57/58]} \leq 110^\circ$. Hier sind nur ca. 1,9% zu erwarten. Dies zeigt, dass selbst bei vollständiger Detektorkonfiguration eine Richtung existiert, in der weniger Ereignisse rekonstruiert werden. Die Zu- und Abnahme der rekonstruierten Spuren folgt einer Variation von ca. $\Delta\phi = 45^\circ$. Es zeigen sich Rekonstruktionsachsen im Detektor, welche eine ähnliche Rekonstruktionsrate besitzen. Eine schematische Abbildung der Achsen ist in Abbildung 39 gezeigt. Die Achsen werden mit A, B, C und D bezeichnet.

Vergleicht man dieses Verhalten mit der 10-Line Konfiguration (s. Abb. 36) wird eine Umverteilung der rekonstruierten Spuren beobachtet. Hier zeigt sich wieder eine Symmetrie für die Bereiche $-165^\circ \leq \phi_{[4]} \leq -160^\circ$ und $15^\circ \leq \phi_{[40]} \leq 20^\circ$. Hier wird ein Rück-

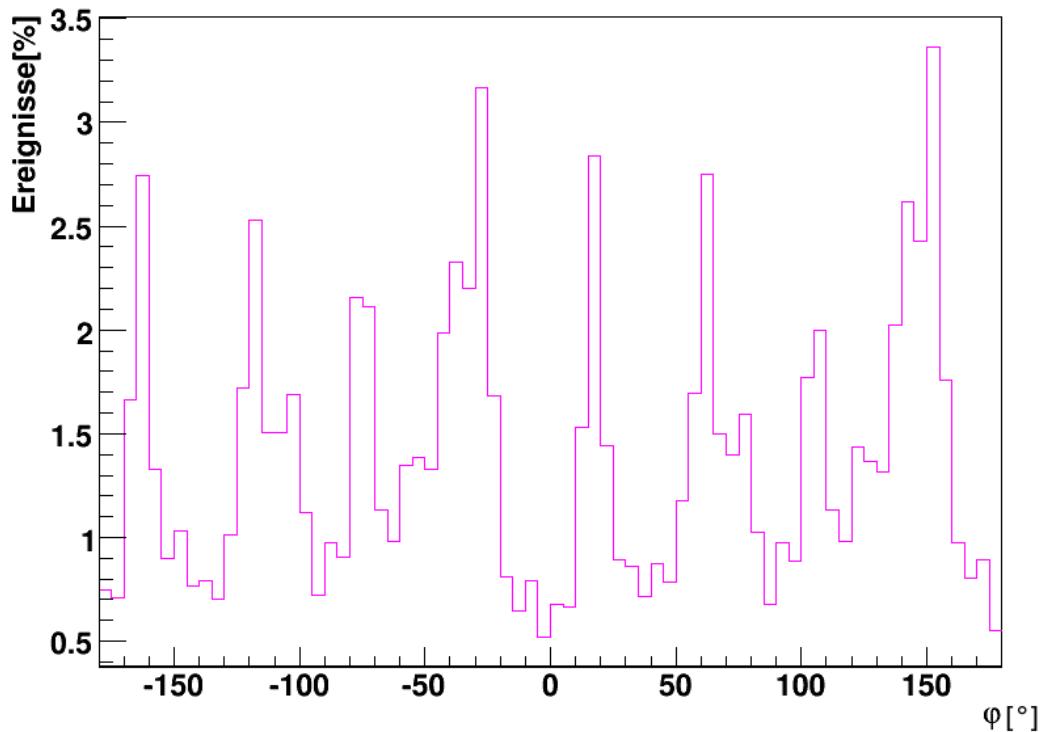


Abbildung 37: Rekonstruierte Ereignisse in der 9-Line Konfiguration, normiert auf die Gesamtzahl der rekonstruierten Ereignisse.

gang der rekonstruierten Spuren im Vergleich zu der 12-Line Konfiguration beobachtet. Es werden noch ca. 2,3% der Spuren registriert. Im Vergleich zur 12-Line Konfiguration sind es bei der 10-Line Konfiguration ca. 2,6%. Die Streifen bei $-125^\circ \leq \varphi_{[12/13]} \leq -115^\circ$ und $55^\circ \leq \varphi_{[48/49]} \leq 65^\circ$ zeigen ca. 2,6% der Ereignisse. Dies ist ungefähr gleich der rekonstruierten Spuren der 12-Line Konfiguration. Ein ähnliches Verhalten wird bei den Peaks im Bereich $-80^\circ \leq \varphi_{[21/22]} \leq -70^\circ$ und $100^\circ \leq \varphi_{[57/58]} \leq 110^\circ$ beobachtet, hier werden ca. 1,7% der zu rekonstruierenden Ereignisse erwartet. Die Peaks bei $-35^\circ \leq \varphi_{[30/31]} \leq -25^\circ$ und $145^\circ \leq \varphi_{[66/67]} \leq 155^\circ$ geben 2,5% bis 3,5% der Spuren wieder.

In der 10-Line Konfiguration wird auf Grund der fehlenden Lines L11 und L12 die Symmetrie bezüglich der Rekonstruktion verändert. Entlang der Achse A werden jetzt mehr Ereignisse erwartet. Die Anzahl nimmt über Achse B und C hinweg ab, wobei sie hier ungefähr gleich der erwarteten Ereignisse der 12-Line Konfiguration ist. Die wenigsten Ereignisse werden in der Achse D detektiert.

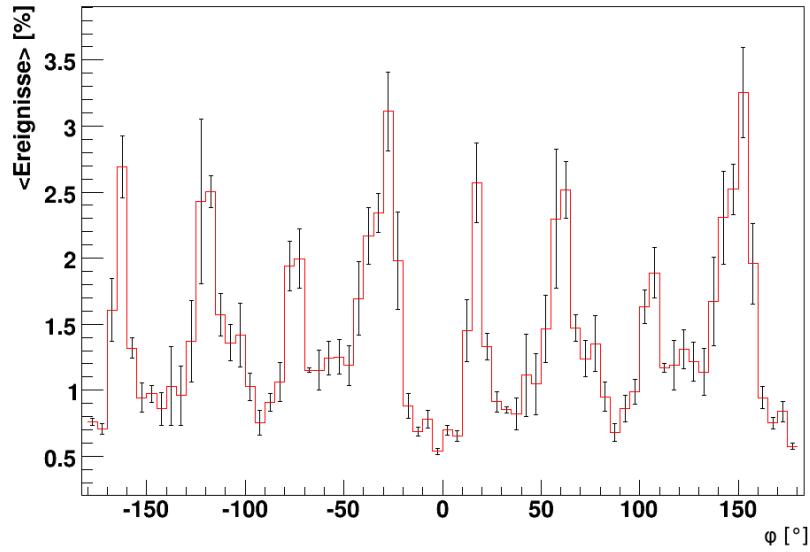


Abbildung 38: Mittelwert und Standardabweichung für die Anzahl der Einträge in den Realdaten aus den drei Laufzeitperioden in Abhängigkeit von $\varphi_{[i]}$.

Während der 9-Line Periode (s.Abb. 37) fehlt zusätzlich die Line L4. Dies bedeutet eine weitere Abnahme der Detektorsymmetrie. Verglichen mit der 12-Line Konfiguration stellt man fest, dass sich bei ca. $-105 \leq \varphi_{[16]} \leq -100^\circ$ und $75 \leq \varphi_{[52]} \leq 80^\circ$ ein kleiner Peak ausbildet, wieder symmetrisch um $\Delta\varphi = 180^\circ$ verschoben. Auch hier sind die beiden dominanten Peaks bei ca. $-35^\circ \leq \varphi_{[30/31]} \leq -25^\circ$ und $145^\circ \leq \varphi_{[66/67]} \leq 155^\circ$. Hier werden ca. 2,8% der Ereignisse erwartet. Die im Mittelfeld gelegenen Peaks bei $-165^\circ \leq \varphi_{[4]} \leq -160^\circ$, $-120^\circ \leq \varphi_{[13]} \leq -115^\circ$, $15^\circ \leq \varphi_{[40]} \leq 20^\circ$ und $60^\circ \leq \varphi_{[49]} \leq 65^\circ$ zeigen ca. 2,7% der Ereignisse und der Peak zwischen $-80^\circ \leq \varphi_{[21/22]} \leq -70^\circ$ und

Streifen	Winkelbereich für φ
[4]	$-165^\circ \leq \varphi_{[4]} \leq -160^\circ$
[12/13]	$-125^\circ \leq \varphi_{[12/13]} \leq -115^\circ$
[30/31]	$-35^\circ \leq \varphi_{[30/31]} \leq -25^\circ$
[40]	$15^\circ \leq \varphi_{[40]} \leq 20^\circ$
[48/49]	$55^\circ \leq \varphi_{[48/49]} \leq 65^\circ$
[66/67]	$145^\circ \leq \varphi_{[66/67]} \leq 155^\circ$

Tabelle 14: Übersicht über die Streifen in φ in denen die Häufigsten Ereignisse in der 12-Line Konfiguration vorkommen.

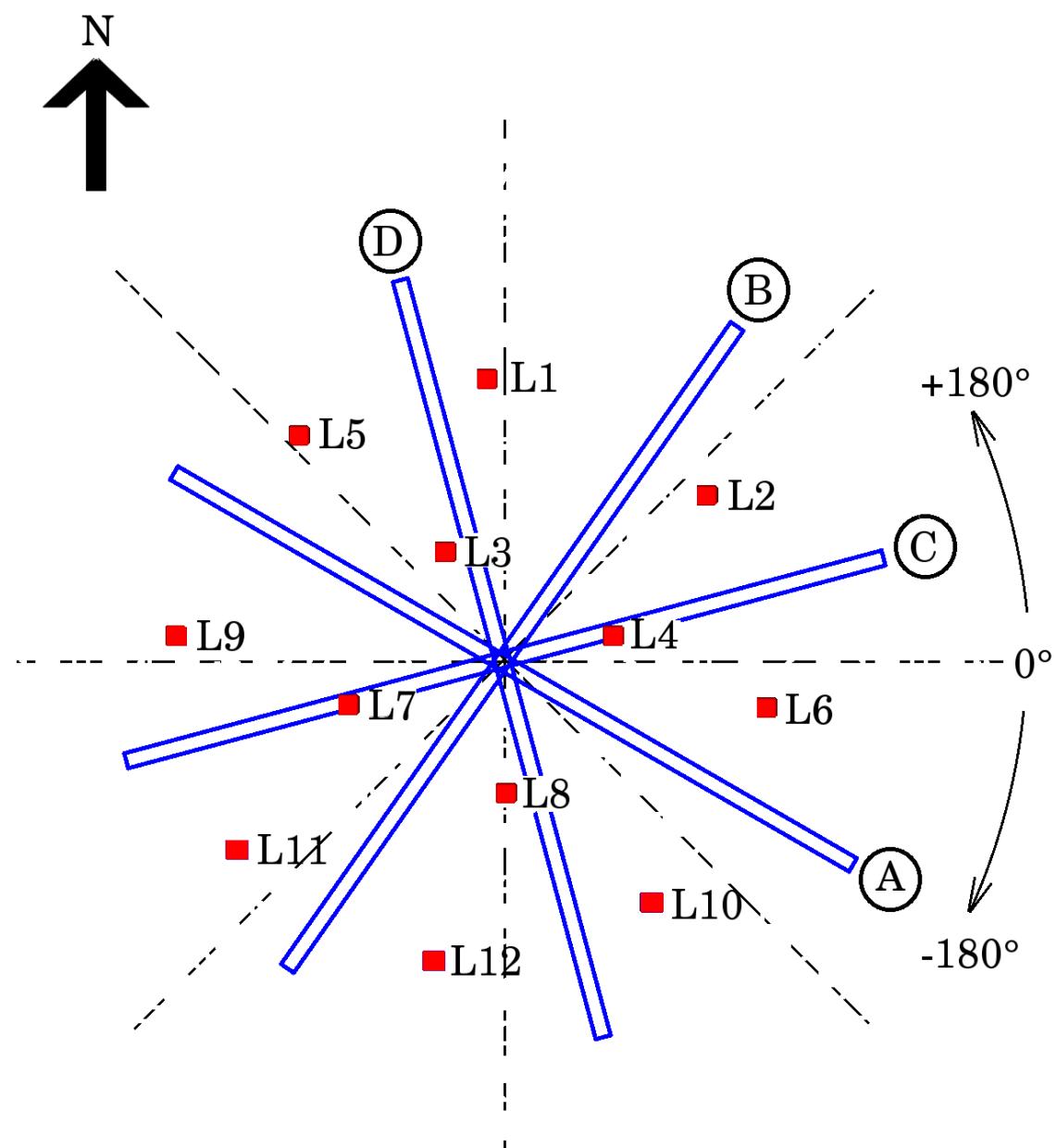


Abbildung 39: Das Detektorlayout wird über das Koordinatensystem des Detektors der BBFit Daten gelegt um die Achsen A, B, C und D mit einer Himmelsrichtung zu verknüpfen.

$100^\circ \leq \phi_{[57/58]} \leq 110^\circ$ ca. 2%. Somit lässt sich für diese Konfiguration feststellen, dass in der Achse A im Detektor die meisten Ereignisse erwartet werden. Deren Anzahl nimmt über die Achsen C und B wieder ab, bis zur Achse D, wo die wenigsten Ereignisse liegen. Dieses Verhalten unterscheidet sich nicht besonders zur 10-Line Konfiguration.

Nach der Konvention für Realdaten entspricht $\varphi = 0^\circ$ östlicher Ausrichtung des Detektors. Legt man nun das Detektorlayout über die Hauptachsen wie in Abbildung 39 gezeigt, erkennt man wie die Achsen mit den Lines zusammenhängen. Für die Berechnung der Spur eines Teilchens gehen zwei oder mehr Detektorlines in den BBFit Algorithmus ein. Durchquert ein Myon den Detektor und sendet dabei unter dem Tscherenkov-Winkel Photonen aus, werden diese von den optischen Modulen detektiert. Befindet sich das Myon auf einem Weg durch den Detektor, auf dem die Effizienz größer ist, so werden dort mehr Hits rekonstruiert. Je mehr Lines, und somit optische Module in Betrieb sind, desto besser wird die Spur bestimmt. Für die Achse A bedeutet dies, dass der Kegel der Tscherenkov-Photonen zum größten Teil die Lines L5, L3, L4, L6, L9, L7, L8 und L10 überstreift. Die Achse C liegt auf zwei Lines L4 und L7 und darum herum sind die Lines L9, L3, L2, L11, L8 und L6 angeordnet. Die Achse B verhält sich ähnlich zur Achse A. Hier überstreicht der Tscherenkov-Kegel größtenteils die Lines L11, L7, L3, L1, L12, L8, L4 und L2. Für die Achse D sind es hauptsächlich L3, L8, L5, L7, L12, L1, L4 und L10.

In der 12-Line Konfiguration ist die höchste Symmetrie zu erwarten. Dieses Verhalten wird sowohl in den Realdaten als auch in der Monte Carlo Simulation beobachtet.

Die Abbildung 95 (s.S. 120) zeigt die normierten Einträge von ${}_{12}^{MC}N_{[i]}$. In der Monte Carlo Simulation werden atmosphärische Myonen gleichverteilt am Himmel erzeugt. Nach der Simulation eines 12-Line Detektors und den daraus rekonstruierten Spuren mit BBFit, kann die Anzahl der zu erwartenden Ereignisse in guter Übereinstimmung mit den Realdaten, gezeigt werden. Aus der Anzahl der rekonstruierten Spuren ${}_{9}^{MC}N_{[i]}$ (s.S. 119) und ${}_{10}^{MC}N_{[i]}$ (s.S. 119) erkennt man auch in den Monte Carlo Simulationen einen Rückgang der Ereignisse in den entsprechenden Hauptachsen B, C und D.

Abschliessend wird für jedes $\varphi_{[i]}$ ein Mittelwert gebildet mit:

$$\langle N \rangle_{\varphi} = \frac{1}{3} ({}_{9}^R N_{[i]} + {}_{10}^R N_{[i]} + {}_{12}^R N_{[i]}) \quad (27)$$

Abbildung 38 zeigt den Mittelwert der Ereignisse in Prozent. Im Allgemeinen liegen die meisten Ereignisse auf der Hauptachse A und in Hauptachse D die wenigstens. Dies

zeigte das Verhalten der 9-Line und 10-Line Konfiguration aufgrund der vorliegenden Detektorsymmetrie. Für weitere Aussagen über das Verhalten von Qualitätsparametern in Abhängigkeit von φ kann die Detektorsymmetrie nicht vernachlässigt werden. Für Monte Carlo Daten ist in Abbildung 10 der Mittelwert mit Standardabweichung aufgetragen und stimmt im Verhalten mit den Realdaten überein. Die Detektion der Tscherenkov-Photonen durch ein optisches Modul ist wahrscheinlicher für Teilchenflugbahnen, die näher an einer Detektorline liegen. Dies wird im BBFit Algorithmus durch z_γ , dem kleinsten Abstand zwischen der tatsächlichen Flugbahn des Myons und einer Detektorline ausgedrückt [30]. Da z_γ zur Berechnung der Fitqualität verwendet wird, ist eine Korrelation zwischen den Orten erhöhter Spurrekonstruktion und ihrer Qualität, ausgedrückt durch den Fitparameter χ^2 , zu erwarten.

8.4.2 Rekonstruierte Ereignisse in ϑ

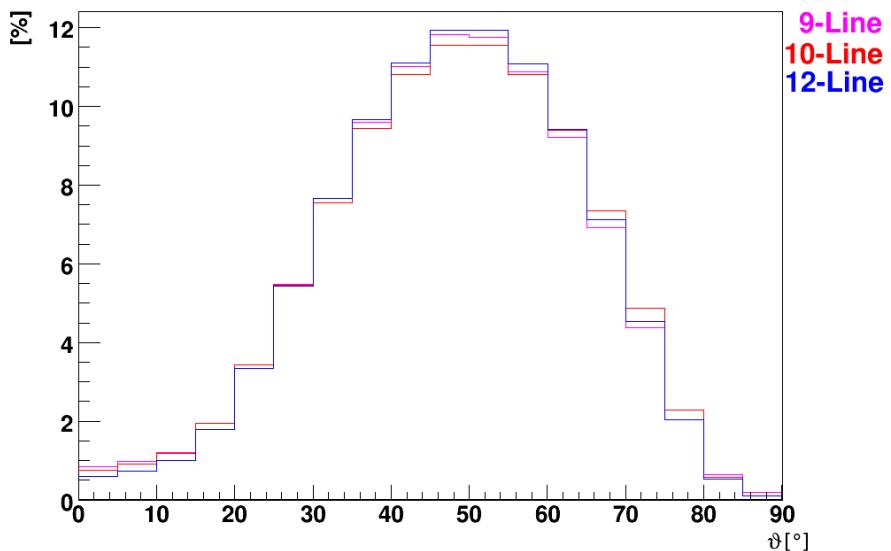


Abbildung 40: Die normierte Anzahl in Prozent der rekonstruierten Spuren in Abhängigkeit von ϑ für die Realdaten der drei Line Konfigurationen. (Jeweils normiert auf die Gesamtanzahl in Prozent)

In Abbildung 40 werden die rekonstruierten Ereignisse der jeweiligen Line Konfigurationen, normiert auf die Gesamtanzahl der Ereignisse einer Line Konfiguration, gegen ϑ aufgetragen. Die vorliegenden Daten zeigen bereits sehr gut das Gesamtverhalten der Spurrekonstruktion für ϑ . Das Maximum der Anzahl der rekonstruierten Spuren liegt

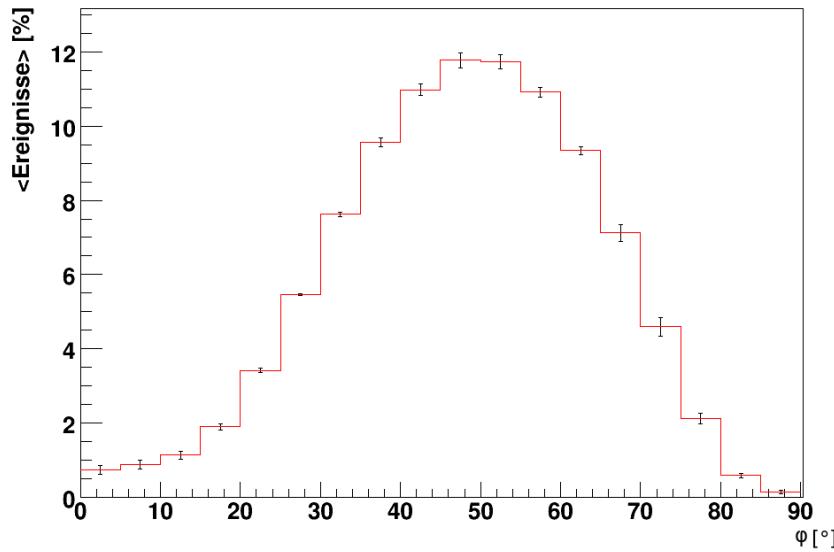


Abbildung 41: Mittelwert und Standardabweichung für Realdaten aus den 3 Laufzeitperioden, bezüglich eines $\vartheta_{[j]}$

in einem Winkelbereich zwischen 45° und 55° . Zusätzlich ist in Abbildung 41 die Verteilung des Mittelwerts mit der Standardabweichung angegeben. Hier ist eine sehr gute Übereinstimmung der einzelnen Line Konfigurationen der Realdaten zu beobachten. Es zeigt sich, dass innerhalb des Winkels ϑ von 0° bis $+90^\circ$, ein Bereich erhöhter Rekonstruktion innerhalb von ca. 20° bis 80° existiert. Für die Bereiche außerhalb nimmt die Anzahl rekonstruierter atmosphärischer Myonen stark ab.

Die ϑ -Verteilung begründet sich auf einem Projektionseffekt in der Antragung der Koordinaten φ und ϑ im Horizontsystem des Detektors. Der Winkel ϑ wird von den Streifen der Kugeloberfläche auf eine darunter liegende Ebene projiziert. Unter der Annahme, dass in jedem Streifen gleichviele Myonenspuren vorhanden sind, werden in der Projektionsebene nicht mehr gleichviele Myonenspuren beobachtet werden.

Ein weiterer Einfluss auf die ϑ -Verteilung ist die Atmosphäre, dieses Phänomen wurde in Kapitel 2.2 diskutiert. Eine möglicher zusätzlicher Einfluß ist die Detektorgeometrie. Man nimmt eine Myonenspur an, die senkrecht von oben in den Detektor einfällt. Der Tscherenkov-Kegel überstreicht maximal zwölf Halterungen mit den optischen Modulen in den einzelnen Stockwerke gleichzeitig auf dem Weg durch den Detektor. Diese Einfallsrichtung zeigt keine gute Rekonstruktionseigenschaft wie in Kapitel 6.1 beschrieben wird. Für eine Myonenspur die horizontal durch das Detektorvolumen verläuft zeigt sich

ein ähnliches Verhalten. Der Tscherenkov-Kegel kann vier, beziehungsweise zwei Halterungen mit optischen Modulen gleichzeitig überstreichen. Ob es vier oder zwei sind, hängt davon ab ob eine Myonenspur in einer Hauptachse erhöhter Rekonstruktion liegt (s.Kapitel 8.4.1). Mathematisch repräsentiert die Myonenspur einen Vektor der eine Ebene, im Detektor, senkrecht durchstößt. Eine beliebige Ebene wird durch die Anzahl der Halterungen mit den optischen Modulen definiert, für die gilt, dass der Tscherenkov-Kegel diese gleichzeitig überstreicht. Für einen Winkel ϑ dazwischen existiert somit eine Ebene im Detektor für die der Tscherenkov-Kegel die meisten Halterungen mit den optischen Modulen überstreift.

Zum Vergleich mit der Monte Carlo Simulation ist im Anhang auf Seite 121 eine Karte von ϑ bezüglich rekonstruierter Ereignisse gezeigt. Mittelwert und Standardverteilung der drei Line Konfigurationen für die Monte Carlo Simulationen sind auf Seite 121 angegeben. Hier wird ein Maximum im Winkelbereich von 45° bis 50° beobachtet, wie in den Realdaten.

Es zeigt sich somit neben den Orten erhöhter Rekonstruktion in φ , die varriieren können, ein Ort maximaler Rekonstruktion für Winkel ϑ .

8.4.3 χ^2 -Verteilung

ρ	Wert
${}^R_{10}\rho$	-0,737062
${}^R_9\rho$	-0,63245
${}^R_{12}\rho$	-0,734984
${}^{MC}_{10}\rho$	-0,792257
${}^{MC}_9\rho$	-0,707325
${}^{MC}_{12}\rho$	-0,798819

Tabelle 15: Korrelationskoeffizienten

Nachdem die Orte mit erhöhter Anzahl von rekonstruierten Spuren bekannt sind, kann der Qualitätsparameter χ^2 ausgewertet werden. χ^2 gibt die Fitqualität eines einzelnen Ereignisses an, somit besteht hier die Möglichkeit die vorhandene Datenauswahl weiter einzuschränken und nur qualitativ gute Ereignisse zuzulassen. Für die weitere Untersuchung wird von einer Datenauswahl nach Kapitel 6.3.1 ausgegangen.

Ausgehend von der symmetrischen 12-Line Konfiguration wird in Abbildung 44 der Median ${}^{R_{12}}\chi^2_{\text{median}[i]}$ in Abhängigkeit des Winkels φ gezeigt. Es lässt sich ein Zusammenhang

9-Line Konfiguration:

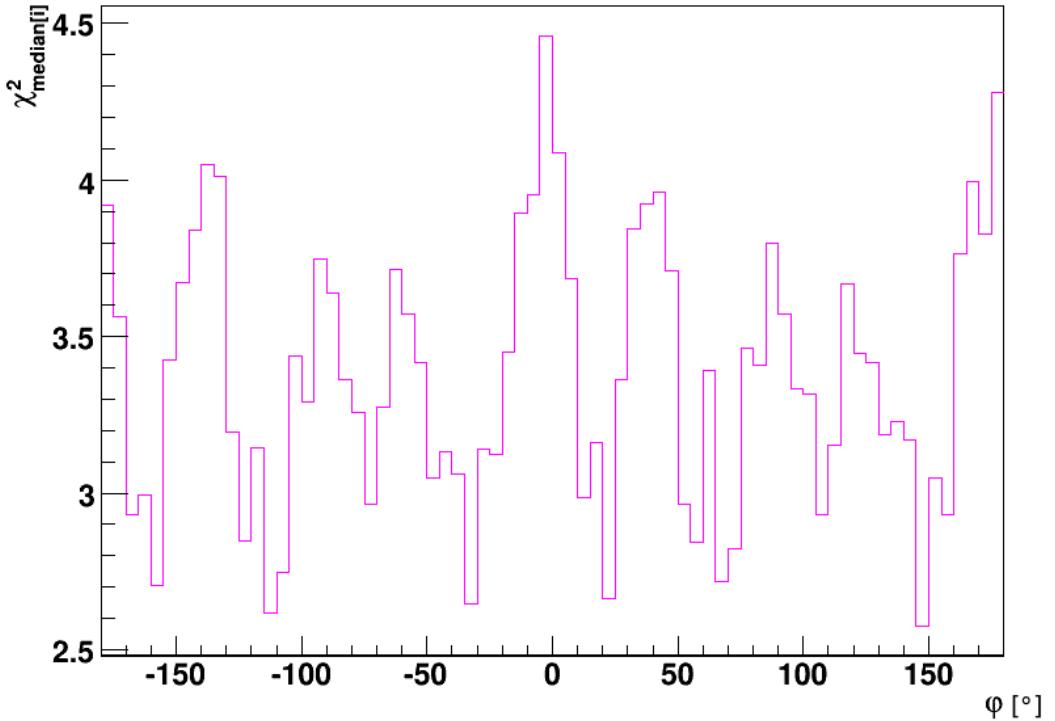


Abbildung 42: ${}^R_9\chi^2_{\text{median}}$ angetragen gegen φ

zwischen der Anzahl der rekonstruierten Ereignisse und dem Median vermuten. Die Orte mit einem geringeren Median von ${}^R_{12}\chi^2_{\text{median}[i]}$ werden für die 12-Line Konfiguration in Tabelle 18 (s.S. 124) gezeigt. Übereinstimmend mit Abbildung 44 (s.S. 44) und 35 (s.S. 53) erkennt man eine Korrelation zwischen der Anzahl der Ereignisse und χ^2 in der 12-Line Konfiguration. Vergleiche von Abbildung 42 (s.S. 62) mit Abbildung 37 (s.S. 55) für die 9-Line Konfiguration, sowie Vergleiche von Abbildung 43 (s.S. 63) mit Abbildung 36 (s.S. 54) für die 10-Line Konfiguration zeigen eine Korrelation. In einzelnen Bins mit einer höheren Anzahl von Ereignissen wird ein niedrigerer Median ${}^R_{12}\chi^2_{\text{median}[i]}$ nachgewiesen (siehe Tabelle 18, Seite 124).

Aus Kapitel 8.4.1 ist bekannt, dass Orte mit erhöhter Anzahl von rekonstruierten Spuren im Detektor existieren. Für diese Orte rekonstruiert BBFit Spuren mit einer besseren Qualität als für die Orte im Detektor, wo nur wenig Spuren vorhanden sind. Mathematisch wird der Zusammenhang über den Korrelationkoeffizienten ρ beschrieben. In Tabelle 15 ist ρ für die einzelnen Line Konfigurationen dargestellt. Der Korrelationskoeffizient für die Monte Carlo Daten ist zum Vergleich ebenfalls aufgeführt. Allgemein zeigt sich, dass

10-Line Konfiguration:

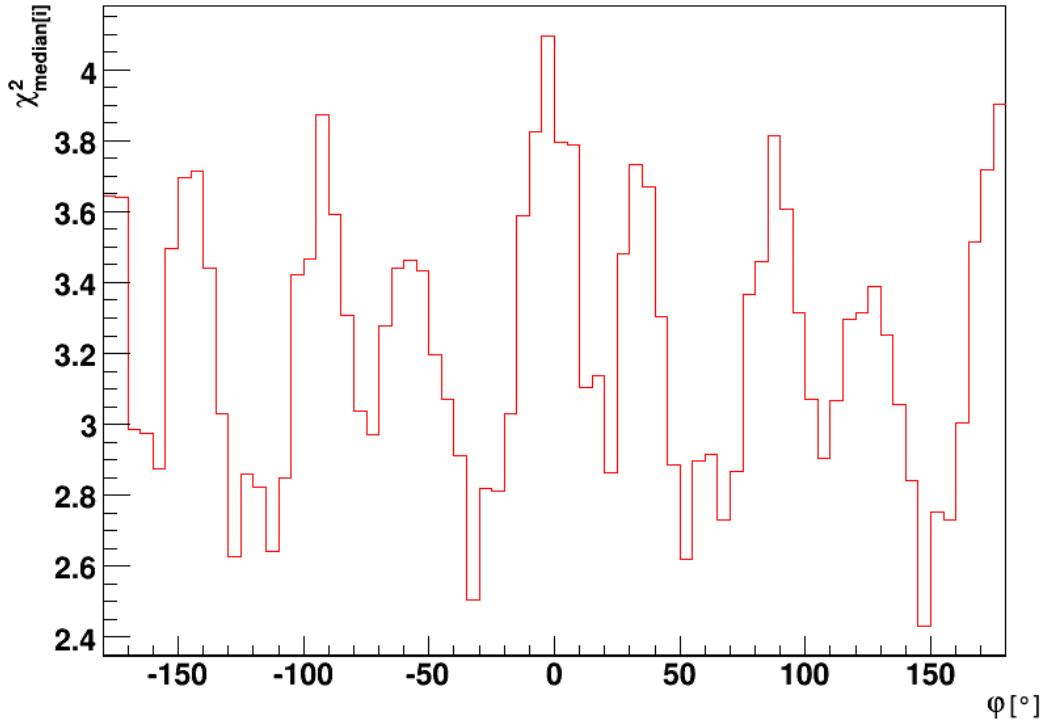


Abbildung 43: ${}^R_{10}\chi^2_{\text{median}}$ angetragen gegen φ

für eine größeres χ^2 eine geringe Anzahl von rekonstruierten Spuren zu erwarten ist.

Der Median ${}^R\chi^2_{\text{median}[j]}$ wird ebenfalls gegen $\vartheta_{[j]}$ angetragen, um in Abhängigkeit vom Winkel ϑ die Bereiche mit erhöhter Anzahl rekonstruierten Spuren mit χ^2 zu vergleichen. Dies wird in Abbildung 45 für die 9-Line Konfiguration, in der Abbildung 46 für die 10-Line Konfiguration und in Abbildung 47 für die 12-Line Konfiguration gezeigt. Wie bereits aus Abbildung 41 vermutet werden kann, bestätigt sich ein Zusammenhang zwischen der Anzahl der Ereignisse in einem Streifen von $\vartheta_{[j]} = 5^\circ$ mit ${}^R\chi^2_{\text{median}[j]}$. Im Bereich von $\vartheta \in [0^\circ, 20^\circ]$ und $\vartheta \in [80^\circ, 90^\circ]$ wird eine Verschlechterung des Medians ${}^R\chi^2_{\text{median}[j]}$ beobachtet. Hierraus folgt ein mögliches Schnittkriterium für ϑ . Gut rekonstruierte atmosphärische Myonen liegen innerhalb eines Winkelbereichs von 20° bis 80° . Diese Beobachtung stimmt mit den Daten aus der Monte Carlo Simulation überein. Die Abbildungen 99 (s.S. 122), 100 (s.S. 122) und 101 (s.S. 123) zeigen für die jeweilige Line Konfiguration den Zusammenhang zwischen ${}^{MC}\chi^2_{\text{median}[j]}$ und ϑ innerhalb eines 5° Streifens. Im Allgemeinen kann somit ein sicherer Qualitätsschnitt $\chi^2 < 3,5$ in Bezug auf die Richtung ϑ in allen drei Line Konfigurationen festgelegt werden.

12-Line Konfiguration:

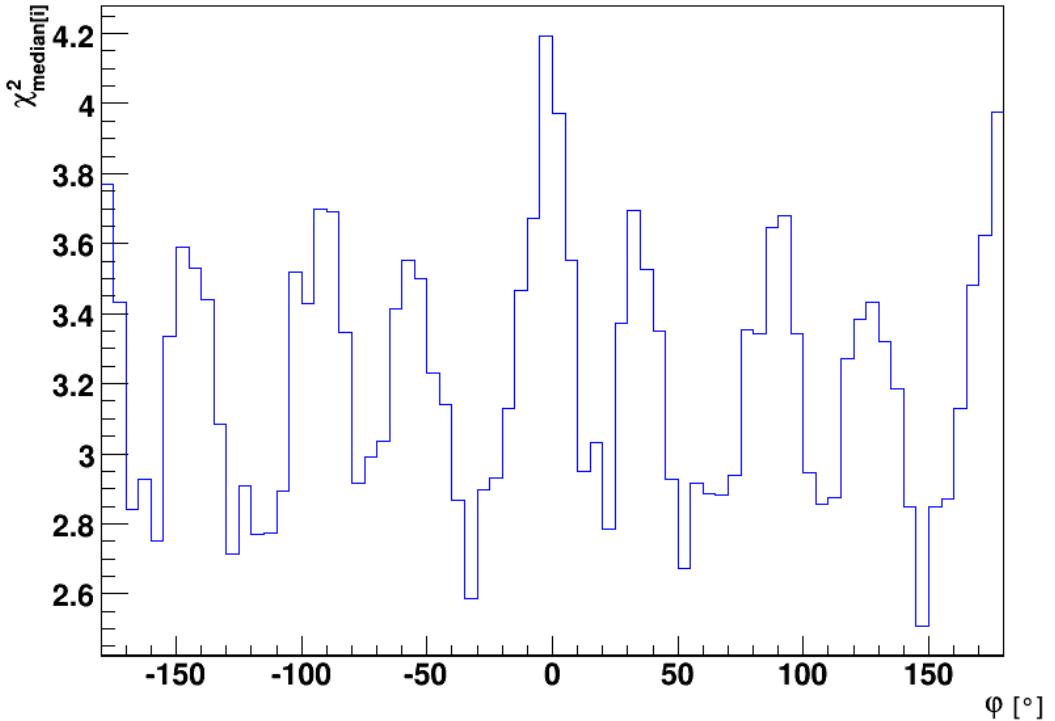


Abbildung 44: ${}^R_{12}\chi^2_{\text{median}}$ angetragen gegen φ

8.4.4 γ -Verteilung

Eine mögliche Schlussfolgerung ist, dass der Rekonstruktionswinkelfehler γ ebenfalls mit der Anzahl der Spuren korreliert. Hierfür wird mit einer Monte Carlo Simulation der $\gamma_{\text{median}[i]}$ für einen Streifen $[i]$ berechnet. Allerdings kann der Wert $\gamma_{\text{median}[i]}$ nicht direkt mit den Realdaten verglichen werden. Es muss nach einer anderen Methode gesucht werden, die zu erwartende Winkelauflösung mit bekannten Parametern der Realdaten zu verknüpfen.

Abbildung 50 zeigt den Verlauf von $\gamma(\varphi)$ für die 12-Line Konfiguration. Hier bilden sich typische, um $\Delta\varphi = 180^\circ$ verschobenen Peaks aus. Vergleicht man die $\gamma_{\text{median}[i]}$ (s.Abb. 50) mit der Anzahl der Ereignisse (s.Abb. 35) oder mit $\chi^2_{\text{median}[i]}$ (s.Abb. 44), so fällt kein Zusammenhang auf. Da der Wert γ nur in Monte Carlo Simulationen vorkommen kann, werden die Werte $\gamma_{\text{median}[i]}$ mit den entsprechenden Monte Carlo Simulationen (siehe Abbildung 95 (s.S. 120) für die Anzahl der Ereignisse und Abbildung 101 (s.S. 123) für ${}^{MC}\chi^2_{\text{median}[i]}$ im Anhang) verglichen. Auch hier zeigt sich keine Korrelation. Mathe-

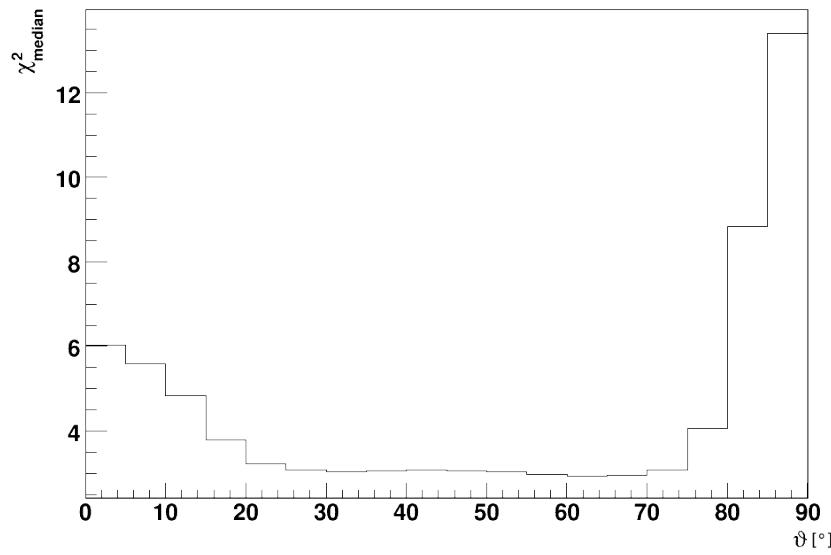


Abbildung 45: ${}^R\chi^2_{\text{median}}$ in Abhangigkeit von ϑ .

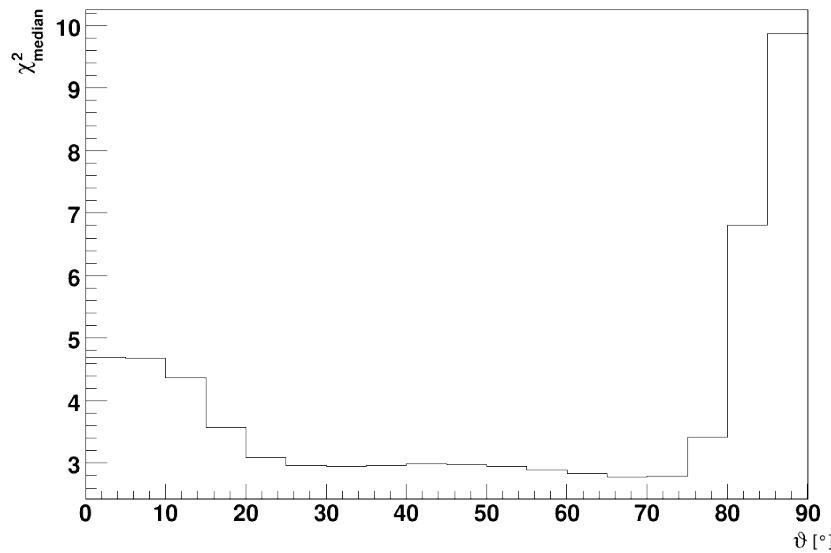


Abbildung 46: ${}^R\chi^2_{\text{median}}$ in Abhangigkeit von ϑ .

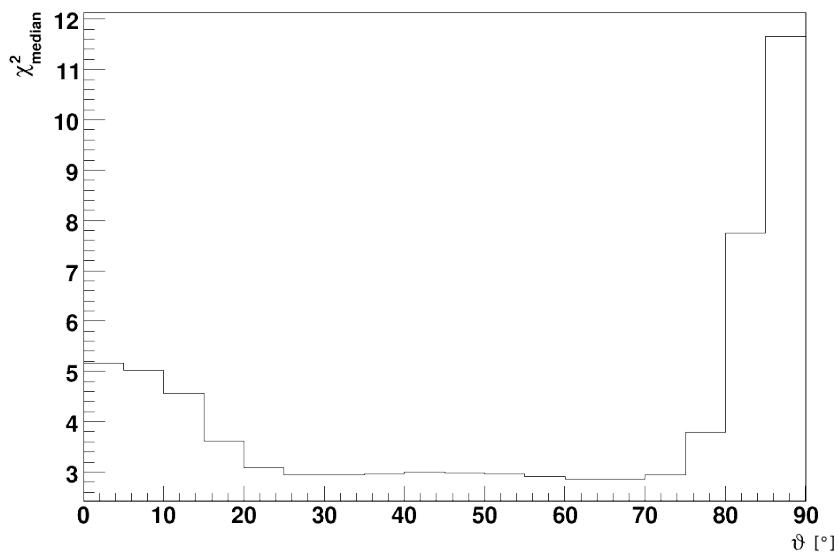


Abbildung 47: ${}^R\chi^2_{\text{median}}$ in Abhangigkeit von ϑ .

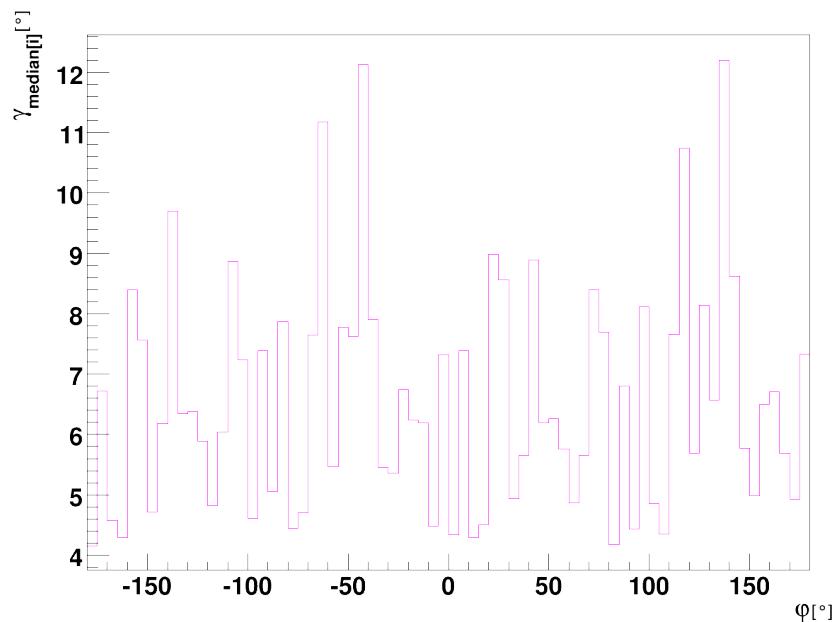


Abbildung 48: Raumwinkel γ der 9-Line Konfiguration

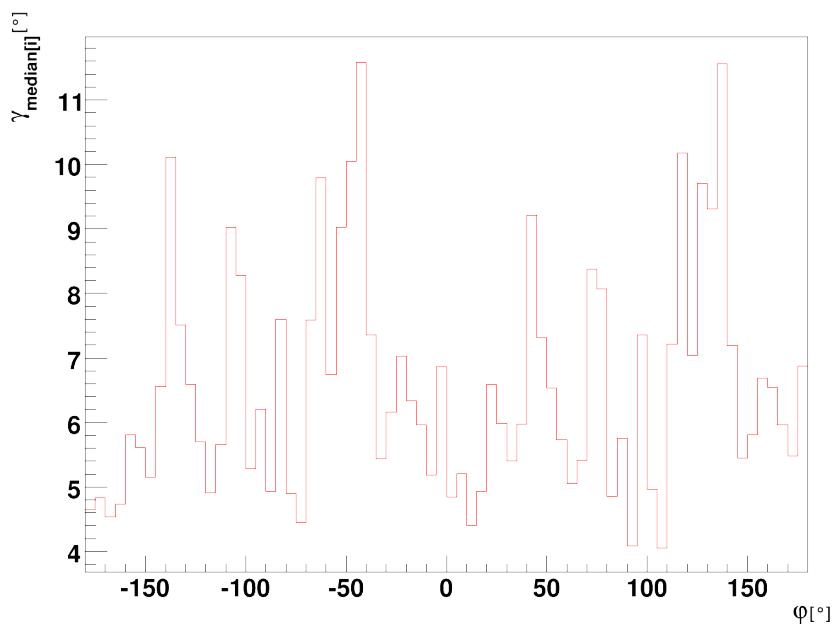


Abbildung 49: Raumwinkel γ der 10-Line Konfiguration

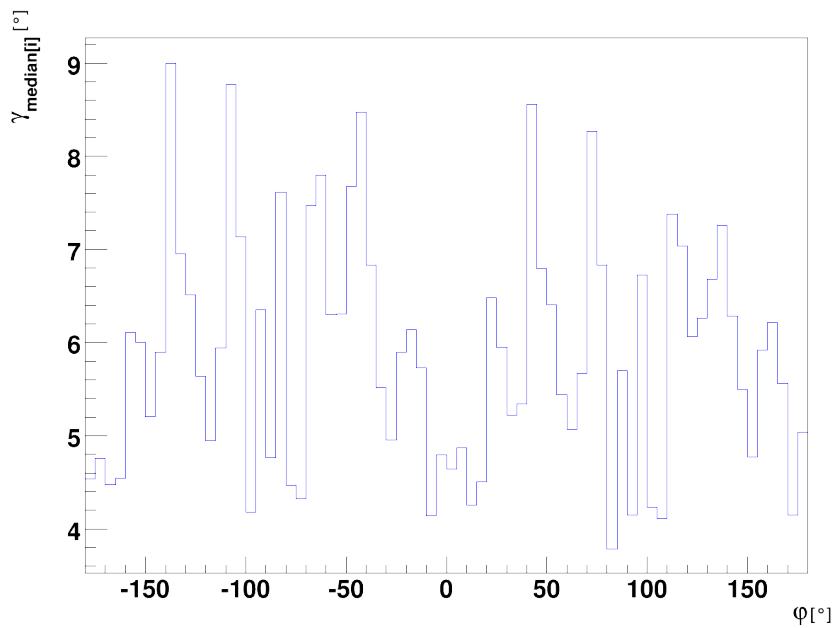


Abbildung 50: Raumwinkel γ der 12-Line Konfiguration

matisch wird wieder über den Korrelationskoeffizienten ρ argumentiert. Hierfür wird eine Korrelation zwischen der Anzahl der rekonstruierten Spuren und ${}^{MC}\gamma_{\text{median}[i]}$ berechnet, dies wird mit $\rho(N, {}^{MC}\gamma_{\text{median}[i]})$ benannt. Die Korrelation zwischen ${}^{MC}\chi^2_{\text{median}[i]}$ und ${}^{MC}\gamma_{\text{median}[i]}$ wird mit $\rho({}^{MC}\chi^2_{\text{median}[i]}, {}^{MC}\gamma_{\text{median}[i]})$ bezeichnet. Die Korrelationskoeffizienten werden in Tabelle 16 aufgelistet. Die Abbildungen 48 und 49 zeigen ${}^{MC}\gamma_{\text{median}[i]}$ für die 9-Line und 10-Line Konfiguration. Diese werden mit den entsprechenden Abbildungen 93 (s.S. 119) und 94 (s.S. 119) für die Anzahl der Ereignisse und Abbildungen 99 (s.S. 122) und 100 (s.S. 122) für ${}^{MC}\chi^2_{\text{median}[i]}$ für die 9-Line und 10-Line Konfiguration verglichen. Aus der Tabelle und den Abbildungen erkennt man in allen drei Fällen nur sehr schwache bis wenig ausgeprägte Korrelationen. Womit ein direkter Vergleich von χ^2 und γ nicht möglich ist.

ρ	Wert
${}^{MC}\rho_{10}(N, {}^{MC}\gamma_{\text{median}[i]})$	-0,339489
${}^{MC}\rho_{9}(N, {}^{MC}\gamma_{\text{median}[i]})$	-0,421462
${}^{MC}\rho_{12}(N, {}^{MC}\gamma_{\text{median}[i]})$	-0,292783
${}^{MC}\rho_{10}({}^{MC}\chi^2_{\text{median}[i]}, {}^{MC}\gamma_{\text{median}[i]})$	0,188001
${}^{MC}\rho_{9}({}^{MC}\chi^2_{\text{median}[i]}, {}^{MC}\gamma_{\text{median}[i]})$	0,333486
${}^{MC}\rho_{12}({}^{MC}\chi^2_{\text{median}[i]}, {}^{MC}\gamma_{\text{median}[i]})$	0,0924073

Tabelle 16: Korrelationskoeffizienten ρ für einen Zusammenhang zwischen γ , Anzahl der Ereignisse und χ^2

8.4.5 Verknüpfung zwischen χ^2 und γ

Damit es trotzdem möglich ist, γ mit χ^2 zu verknüpfen, wird zunächst mit Monte Carlo Simulationen weitergearbeitet. Der Qualitätsparameter χ^2 ist in Realdaten und Monte Carlo Simulationen definiert. Das Ziel ist es, für eine vorgegebene maximale Auflösung γ einen maximalen Wert ${}^{MC}\chi^2_{\text{median}}$ zu bestimmen, unter dem diese Auflösung erreicht wird. Der Wert ${}^{MC}\chi^2$ wird anschließend als Schnittparameter ${}^R\chi^2$ auf die realen Daten angewendet. Dieses Verfahren wird für φ durchgeführt.

Um diese Methode zu verfeinern, wird die Rekonstruktionseigenschaft des BBFit Algorithmus ausgenutzt. Wie bereits gesehen, existieren Orte mit einer erhöhten Anzahl von rekonstruierten Spuren und Orte mit einem niedrigeren χ^2 . Da dieses Verhalten in den Realdaten und Monte Carlo Simulationen beobachtet wird, wird nicht nach einem

konstanten Wert ${}^{MC} \chi^2_{\text{median}}$ gesucht, sondern nach einem ${}^{MC} \chi^2_{\text{median}[i]}$, für jeden beliebigen Streifen $[i]$. Um ein maximales ${}^{MC} \chi^2_{\text{median}[i]}$ unter einer gegebenen Auflösung für einen Streifen $[i]$ zu finden, wird eine Vielzahl von Monte Carlo Datensätzen generiert, in denen der Median $\gamma_{\text{median}[i]}$ gegen $\varphi_{[i]}$ angetragen ist. Als Zusatzbedingung hat jeder einzelne Datensatz einen Qualitätsschnitt auf einen Wert χ^2 . Das bedeutet, es existiert ein Datensatz $\gamma_{\text{median}[i]}(\varphi_{[i]})$ für den $\chi^2 < 1$ gilt. Der nächste Datensatz ist $\gamma_{\text{median}[i]}(\varphi_{[i]})$ für den $\chi^2 < 1,1$ gilt und der nächste Datensatz ist $\gamma_{\text{median}[i]}(\varphi_{[i]})$ für den $\chi^2 < 1,2$ gilt. Die Schnitte χ^2 werden iteriert bis ein Datensatz generiert wird mit $\gamma_{\text{median}[i]}(\varphi_{[i]})$ dessen größter Wert $\chi^2 < 9$ ist. Das ergibt insgesamt 90 Datensätze für eine einzelnen Line Konfiguration. Es wird ein maximaler zulässiger $\gamma_{\text{median}[i]}$ vorgegeben. Aus den 90 Datensätzen für $\gamma_{\text{median}[i]}(\varphi_{[i]})$ in Abhängigkeit von χ^2 wird der Datensatz herausgesucht, dessen Eigenschaft $\gamma_{\text{median}[i]} < \gamma_{\text{maximal}}$ ist. Ist diese Bedingung für mehrere Werte von $\gamma_{\text{median}[i]}(\varphi_{[i]})$ erfüllt, wählt man den größten $\gamma_{\text{median}[i]}$ eines Streifens $[i]$, der gerade noch die Bedingung $\gamma_{\text{median}[i]} < \gamma_{\text{maximal}}$ erfüllt. Zu jedem Wert $\gamma_{\text{median}[i]}$ existiert somit ein Wert ${}^{MC} \chi^2$.

Mit der beschriebenen Methode werden Karten für die drei Line Konfigurationen er-

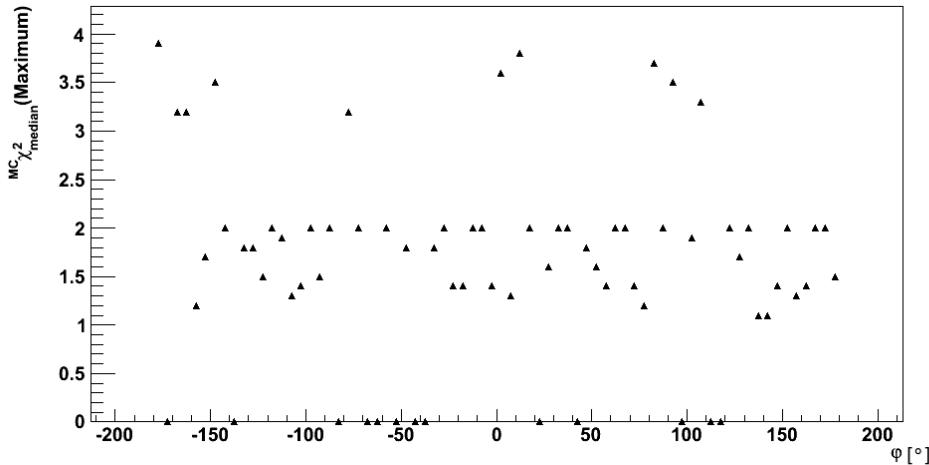


Abbildung 51: Die Monte Carlo Simulation bestimmt einen maximalen Wert ${}^{MC} \chi^2_{\text{median}[i]}$, der als Qualitätsschnitt für Realdaten in der 9-Line Konfiguration verwendet wird.

stellt, welche in den Abbildungen 51, 52 und 53 gezeigt sind. Es wird ein maximaler Rekonstruktionsfehler von $\gamma_{\text{median}} < 3^\circ$ definiert. Mit dieser Vorgabe kann für jedes $\varphi_{[i]}$ ein Maximalwert für ${}^{MC} \chi^2_{\text{median}}$ gefunden werden. Besonders die Abbildung der 9-Line und 10-Line Konfiguration zeigt einen besonders häufigen Wert von ${}^{MC} \chi^2_{\text{median}} = 2$. Die

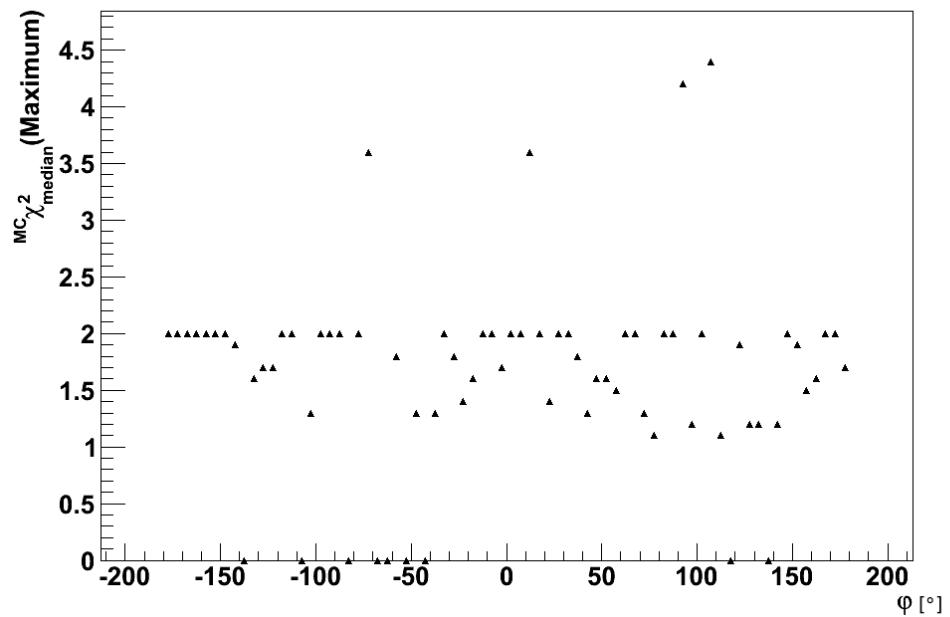


Abbildung 52: Die Monte Carlo Simulation bestimmt einen maximalen Wert ${}^{MC} \chi^2_{\text{median}[i]}$, der als Qualitätsschnitt für Realdaten in der 10-Line Konfiguration verwendet wird.

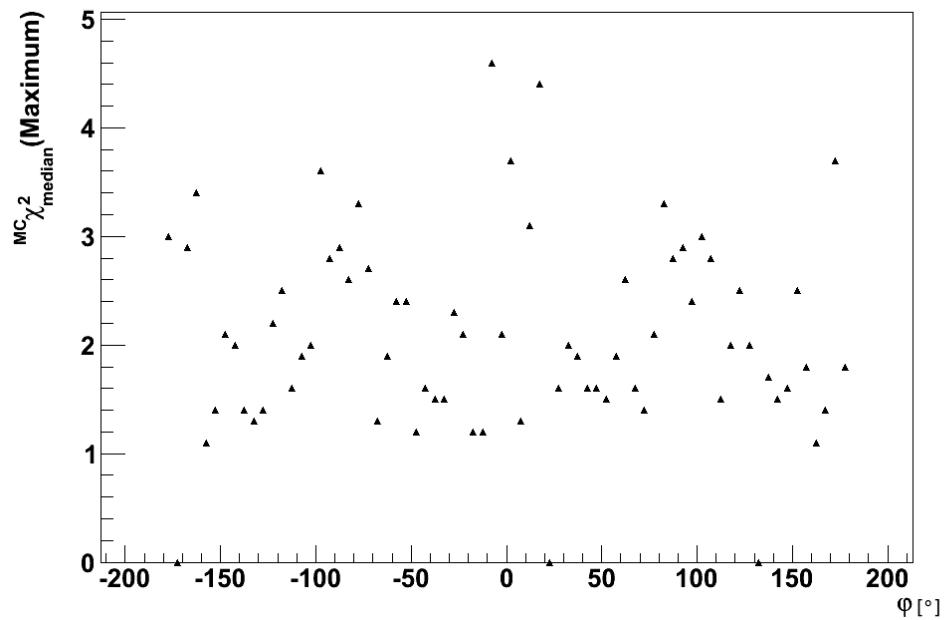


Abbildung 53: Die Monte Carlo Simulation bestimmt einen maximalen Wert ${}^{MC} \chi^2_{\text{median}[i]}$, der als Qualitätsschnitt für Realdaten in der 12-Line Konfiguration verwendet wird.

drei Abbildungen zeigen für ein $\varphi_{[i]}$ den Maximalwert ${}^{MC} \chi^2_{\text{median}} = {}^R \chi^2_{\text{median}}$, der auf die Realdaten angewendet wird. Diese Annahme wird auf Grund der guten Vergleichbarkeit der Monte Carlo Simulation mit den Realdaten getroffen. Ein ähnliches Verfahren wird nicht auf die Daten für $\vartheta_{[j]}$ angewendet, da es sich bereits gezeigt hat, dass für $\vartheta_{[j]}$ ein gutes Qualitätsmerkmal besteht. Mit dieser Methode werden einige Punkte ${}^{MC} \chi^2_{\text{median}} = 0$ in Abbildungen 51, 52, 53 beobachtet. Für diese Winkelbereiche $\varphi_{[i]}$ wurde kein Wert $\gamma_{\text{median}} < 3^\circ$ gefunden. In diesem Fall wird $\varphi_{[i]}$ nicht in weitere Auswertungen, unter der gegebenen Obergrenze von 3° verwendet. Es lässt sich kein Maximalwert ${}^{MC} \chi^2_{\text{median}}$ als Qualitätsschnitt finden.

8.5 Boxanalyse

Ausgehend von einer Auswahl der Ereignisse nach Kapitel 6.3.1, kann die Boxanalyse als weiterführende Betrachtung der Qualitätsparameter verstanden werden. Im Horizontalsystem des Detektors werden die wichtigsten Parameter der Datennahme und ihrer Rekonstruktion mit BBFit in einzelnen Kästchen, sogenannten Boxen, dargestellt.

8.5.1 Rekonstruierte Ereignisse

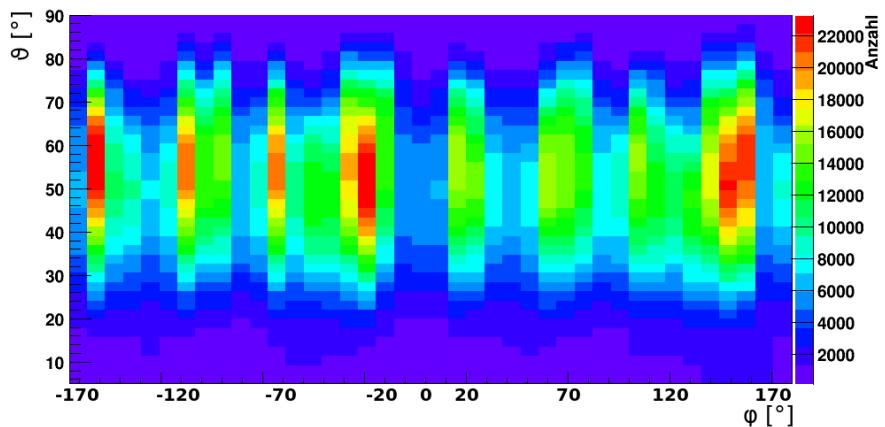


Abbildung 54: Anzahl der gemessenen Spuren in Abhängigkeit von φ und ϑ für Realdaten der 9-Line Konfiguration.

Die Anzahl der Ereignisse in einer Box wird für die 9-Line Konfiguration in Abbildung 54, für die 10-Line Konfiguration in Abbildung 55 und für die 12-Line Konfiguration in

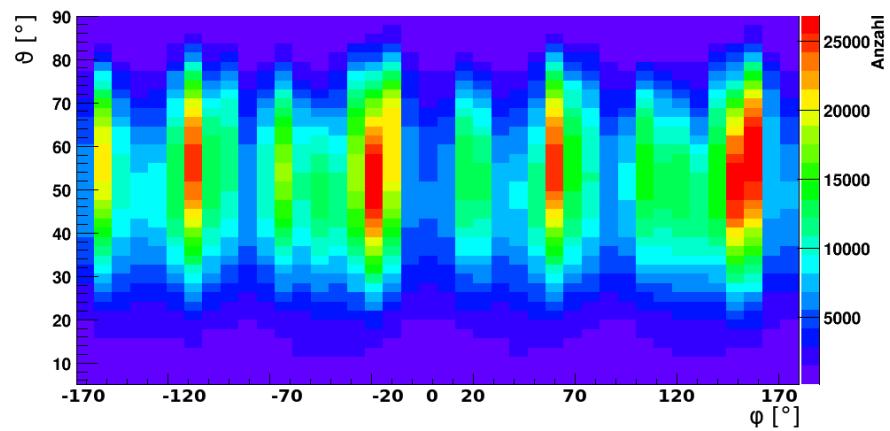


Abbildung 55: Anzahl der gemessenen Spuren in Abhangigkeit von φ und ϑ fur Realdaten der 10-Line Konfiguration.

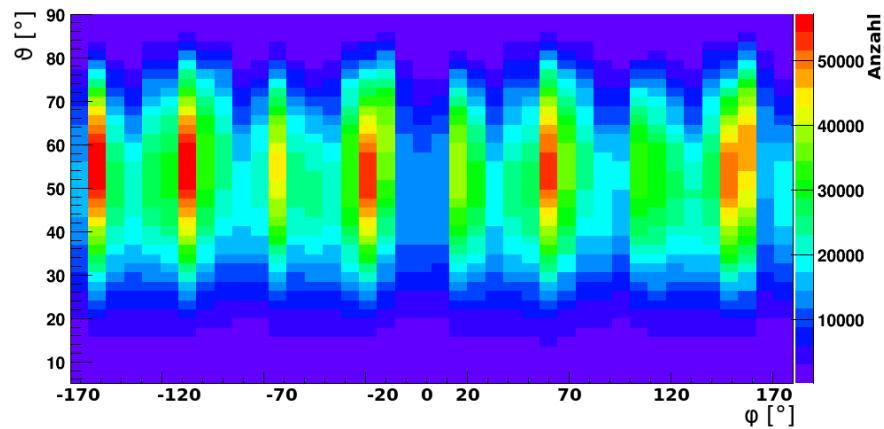


Abbildung 56: Anzahl der gemessenen Spuren in Abhangigkeit von φ und ϑ fur Realdaten der 12-Line Konfiguration.

Abbildung 56 gezeigt. Aus der Streifenanalyse ist bekannt, dass die Anzahl der Ereignisse mit einem betrachteten Streifen $\varphi_{[i]}$ oder $\vartheta_{[j]}$ variiert. Dieses Verhalten wird hier ebenfalls beobachtet. Es zeigt sich, dass für ϑ der Ort erhöhter Rekonstruktion in einem Band von $20^\circ \leq \vartheta \leq 80^\circ$ liegt. Unabhängig davon werden die Lines des Detektors als Orte mit erhöhter Anzahl von rekonstruierten Spuren dargestellt. Die Hauptachsen erhöhter Rekonstruktionsraten, aus dem vorherigen Kapitel werden ebenfalls beobachtet. Diese acht *Inseln* stimmen im wesentlichen mit den Werten für $\varphi_{[i]}$ aus Tabelle 18 (s.S. 18) überein. Dieses Verhalten wird in den Monte Carlo Simulation der jeweiligen Line Konfiguration in den Abbildungen 102 (s.S. 123), 103 (s.S. 125) und 104 (s.S. 125) beobachtet.

8.5.2 χ^2 -Verteilung

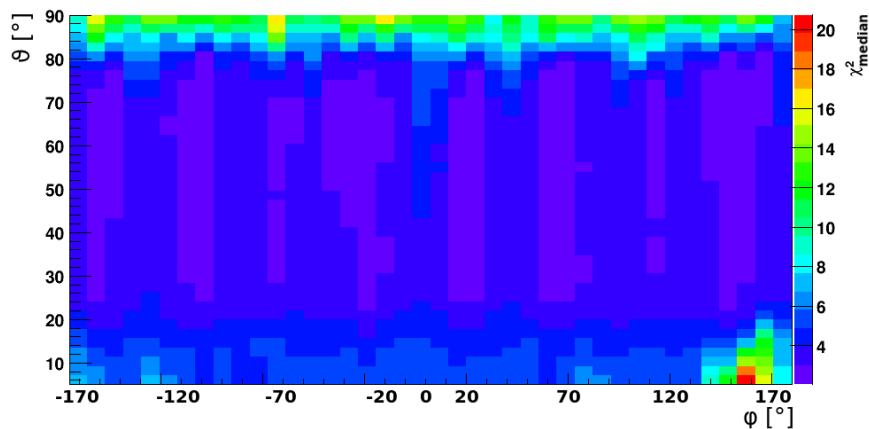


Abbildung 57: ${}^R\chi^2_{\text{median}[i,j]}$ in Abhängigkeit von φ und ϑ für Realdaten der 9-Line Konfiguration.

Das Verhalten von χ^2 ist wichtig, um die Qualität eines Fits zu beschreiben. In den Abbildungen 57, 58 und 59 wird für 1296 Boxen der Median ${}^R\chi^2_{\text{median}[i,j]}$ als Funktion von φ und ϑ aufgetragen. Es lässt sich ein sogenanntes *Tal* beobachten indem der Winkel ϑ innerhalb des bereits im vorherigen Kapitel beschriebenen Intervalls $\vartheta \in [20^\circ, 80^\circ]$ liegt. Ausserhalb des Tals wird eine starke Verschlechterung des Rekonstruktionsalgorithmus gezeigt. Dies betrifft insbesondere den Bereich zwischen 80° und 90° . Zusätzlich zeigt sich, dass acht Bereiche im Horizontsystem des Detektors existieren, für die besonders niedrige ${}^R\chi^2_{\text{median}[i,j]}$ beobachtet werden. Dies ist der lilaarbene Bereich in den Abbildungen. Diese Orte korrelieren wieder mit der Anzahl der Ereignisse, wie bereits im Kapitel

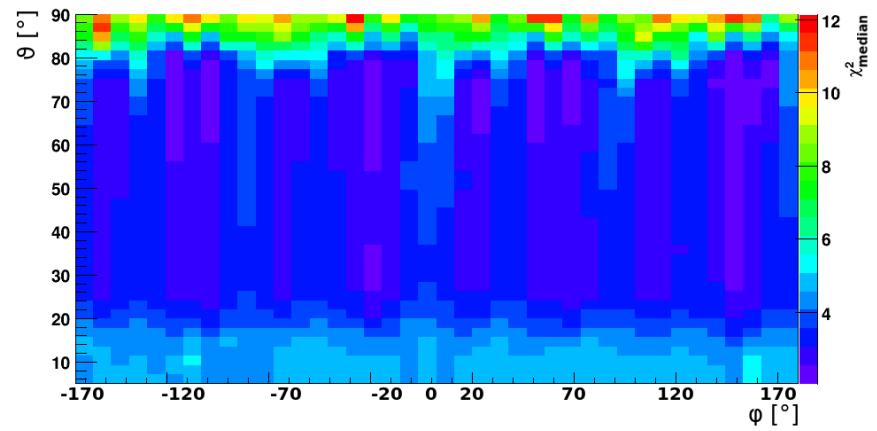


Abbildung 58: $R\chi^2_{\text{median}}[i,j]$ in Abhangigkeit von φ und ϑ fur Realdaten der 10-Line Konfiguration.

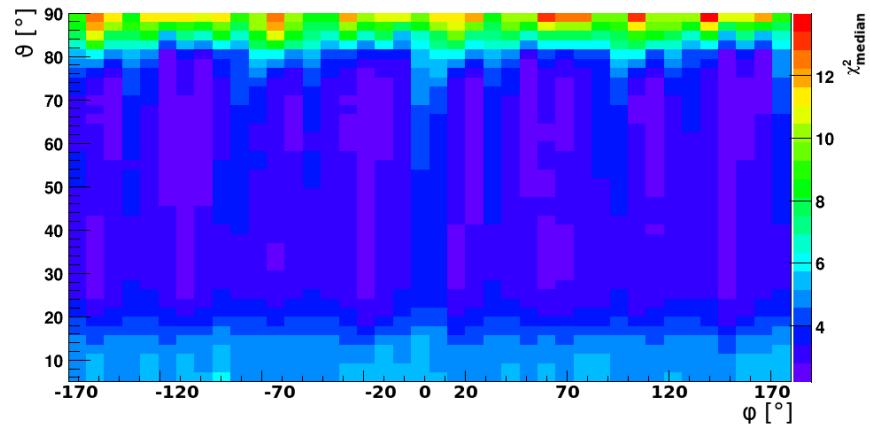


Abbildung 59: $R\chi^2_{\text{median}}[i,j]$ in Abhangigkeit von φ und ϑ fur Realdaten der 12-Line Konfiguration.

8.4.1 gezeigt wurde. Im Vergleich der 9-Line, 10-Line und 12-Line Konfiguration zeigt sich, dass die Anzahl der lila farbenen Flächen mit der Anzahl der Lines variiert. Hierbei ist zu beachten, dass der Farbcode in der 9-Line, 10-Line und 12-Line Konfiguration den lila farbenen Bereich innerhalb ${}^R\chi^2_{\text{median}[i,j]} \in [0, 3]$ angibt. Es lassen sich Orte im Detektor definieren, für die niedrigere Werte von ${}^R\chi^2_{\text{median}[i,j]}$ erwartet werden und somit Orte guter Rekonstruktionseigenschaft für den BBFit Algorithmus darstellen. Das Verhalten von BBFit zeigt sich auch in den Monte Carlo Simulationen in Abbildungen 105 (s.S. 126), 106 (s.S. 126) und 107 (s.S. 127).

8.5.3 γ -Verteilung

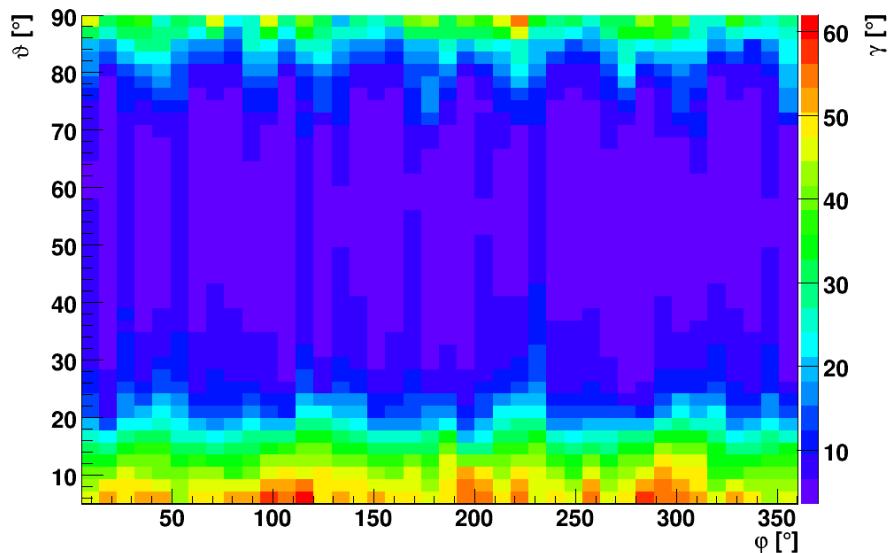


Abbildung 60: ${}^{MC}\gamma_{\text{median}[i,j]}$ in Abhängigkeit von φ und ϑ für eine Monte Carlo Simulation der 9-Line Konfiguration.

Aus den Monte Carlo Simulationen für den Rekonstruktionsfehler γ kann die Auflösung des Teleskops, beziehungsweise des verwendeten Rekonstruktionsalgorithmus für 1296 einzelne Boxen angegeben werden. Das zeigen die Abbildungen 60, 61 und 62. Es wird der Median ${}^{MC}\gamma_{\text{median}[i,j]}$ zum Ort ϑ und φ angegeben. Hier zeigt sich wieder ein Tal mit einem besonders hohen Median ${}^{MC}\gamma_{\text{median}[i,j]}$ im Bereich zwischen 80° und 90° , für den der Rekonstruktionsalgorithmus schlechte Ergebnisse erzielt. Für alle drei Line Konfigurationen ist in der Monte Carlo Simulation ein niedrigerer Median ${}^{MC}\gamma_{\text{median}[i,j]}$ innerhalb

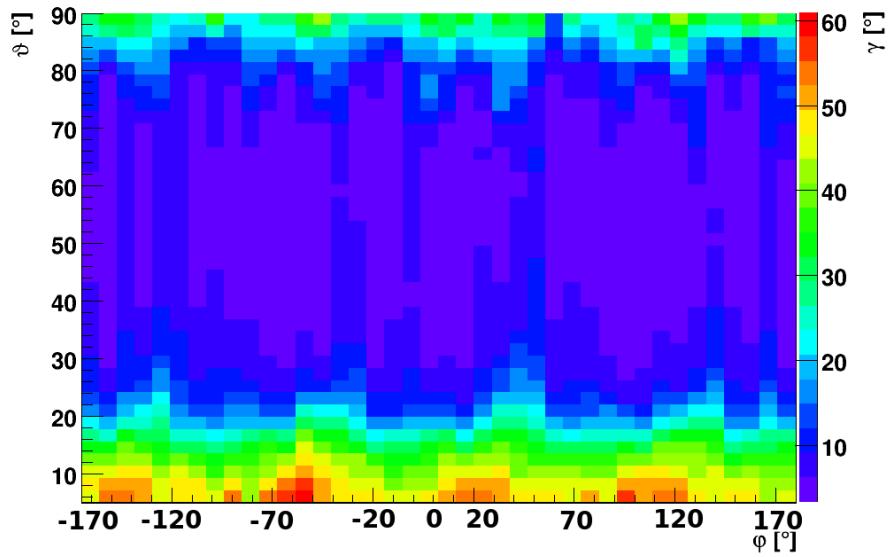


Abbildung 61: ${}^{MC} \gamma_{\text{median}[ij]}$ in Abhangigkeit von φ und ϑ fur eine Monte Carlo Simulation der 10-Line Konfiguration.

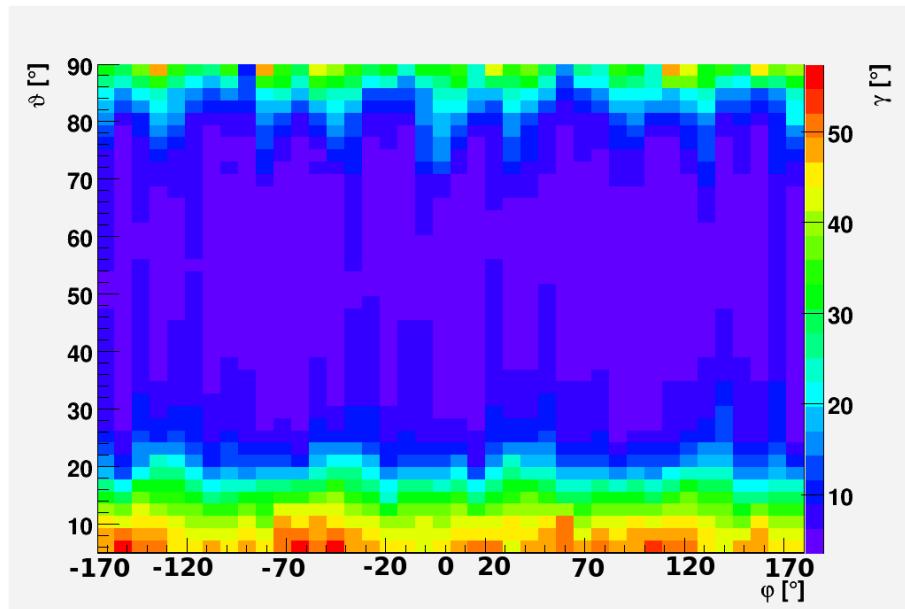


Abbildung 62: ${}^{MC} \gamma_{\text{median}[ij]}$ in Abhangigkeit von φ und ϑ fur eine Monte Carlo Simulation der 12-Line Konfiguration.

von 20° bis 80° berechnet. Innerhalb von φ deckt sich der Bereich mit den beobachteten Inseln aus Kapitel 8.5.1 und 8.5.2.

8.6 Atmosphärische Myonen

Mit Hilfe der Effizienzkarten für die Parameter χ^2 , N , φ und ϑ können zusätzliche Qualitätsmerkmale definiert werden. Wie in den vorherigen Kapiteln gezeigt, können einfache Auswahlregeln für die Ortsparameter φ und ϑ angegeben werden. ϑ liegt in einem Bereich von 20° bis 80° . Für φ wird die Tabelle 18 (s.S. 124) verwendet. In dieser werden die Orte mit erhöhter Anzahl von rekonstruierten Spuren mit dem BBFit Algorithmus aufgeführt. Auf diese Art werden Rechtecke im Koordinatensystem des Detektors definiert, in denen atmosphärischen Myonen akzeptiert werden. Für eine vorgegebene Auflösung in Form des Median eines Winkelfehlers $\gamma_{\text{median}[i]} < 3^\circ$ für einen Streifen $[i]$ nach Kapitel 8.4.5, kann ein größter Median ${}^{MC}\chi^2_{\text{median}[i]}$ für einen Streifen in $\varphi_{[i]}$ gefunden werden. Aus diesem Grund wird für jeden Streifen $\varphi_{[i]}$ der Wert ${}^{MC}\chi^2_{\text{median}[i]}$ aus den Abbildungen 51, 52 und 53 in Kapitel 8.4.5 als Obergrenze, für den Qualitätsparameter χ^2 , verwendet.

Aus den Abbildungen 60, 61 und 62 in Kapitel 8.5.3 kann gefolgert werden, dass innerhalb der selektierten Rechtecke durch die Einschränkung von φ und ϑ , bereits die Orte gewählt sind, in denen ein niedrigerer Median ${}^{MC}\gamma_{\text{median}[i]}$ zu erwarten ist. Mit diesen Annahmen werden für den BBFit Rekonstruktionsalgorithmus drei Karten im Äquatorialekoordinatensystem für die 9-Line, 10-Line und 12-Line Konfiguration erstellt. Diese sind in den Abbildungen 63, 64 und 65 gezeigt. Alle drei Line Konfigurationen zeigen ein ähnliches Verhalten. Bei einem Winkel von $\delta = 44^\circ$ wird ein Streifen über die gesamte Länge gesehen. Um diesen Streifen, in $\delta \pm \Delta\delta$ herum nimmt die Anzahl der atmosphärischen Myonen ab. Des Weiteren werden zwei weitere Streifen beobachtet. Einmal in einem Winkelbereich δ von 0° bis 30° und im Bereich von 60° bis 75° . Eine Auswahl atmosphärischer Myonen, wie sie auf Grund der Streifen- und Boxanalyse getroffen wurde, gibt einen ersten Hinweis für geeignete Schnittkriterien. Die Abbildungen zeigen durch ihre Streifenbildung im Äquatorialekoordinatensystem, dass weitere Analysen atmosphärischer Myonen mit dem BBFit Algorithmus notwendig sind. Die Herkunft der Streifen erklärt sich teilweise mit dem Unterkapitel 8.4.2. Die ausgewählten Inseln die sich durch die Winkel φ und ϑ definieren und als Schnittparameter der Abbildungen zu grunde liegen, beinhalten die ϑ -Richtung wie sie auch in Abbildung 41 (s.S. 60) für die 9-Line, 10-Line und 12-Line Konfiguration gesehen wird. In dieser Abbildung zeigt

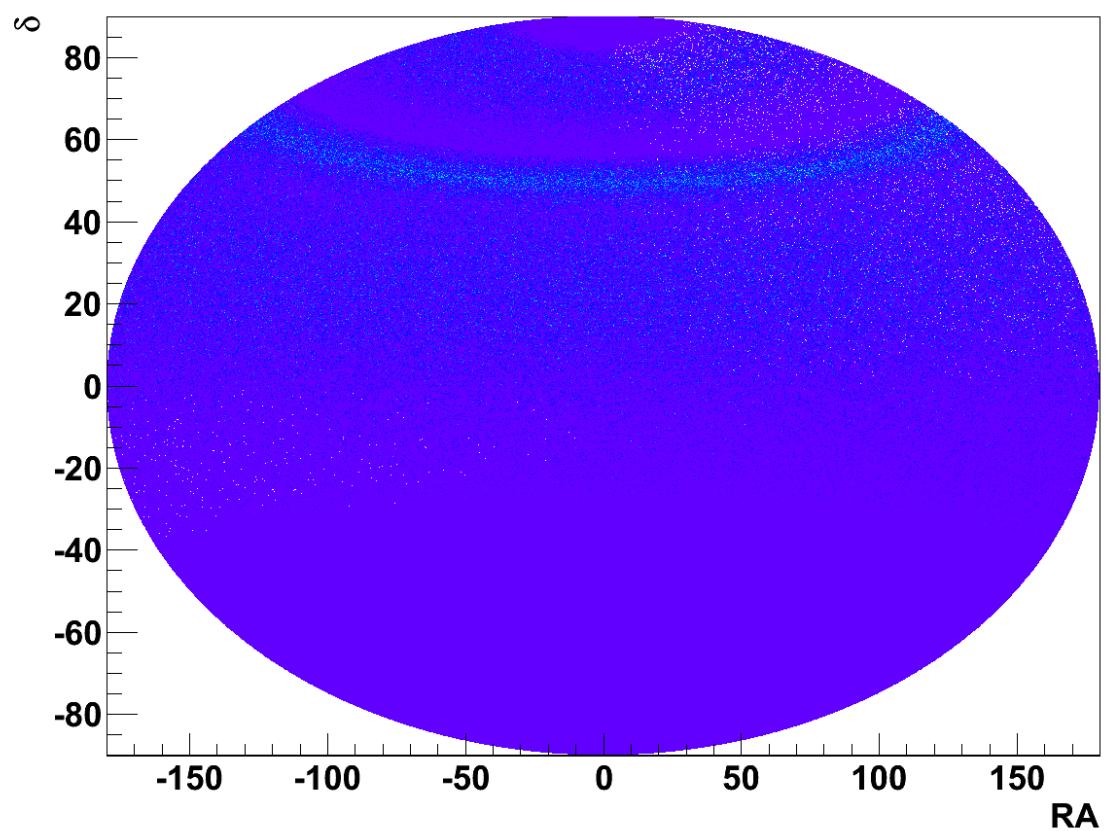


Abbildung 63: Auswahl atmosphärischer Myonen im Äquatorialsystem für die 9-Line Konfiguration.

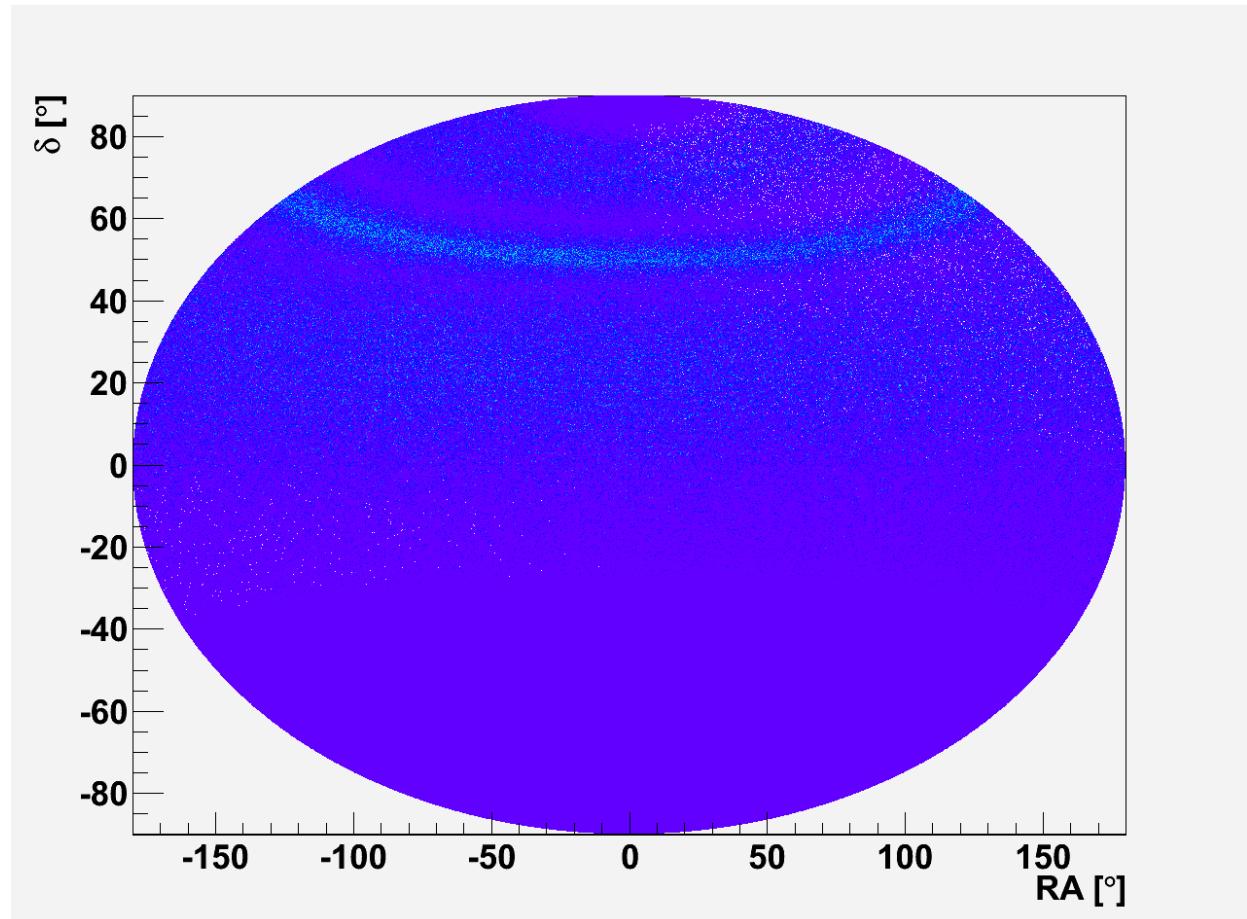


Abbildung 64: Auswahl atmosphärischer Myonen im Äquatorialsystem für die 10-Line Konfiguration.

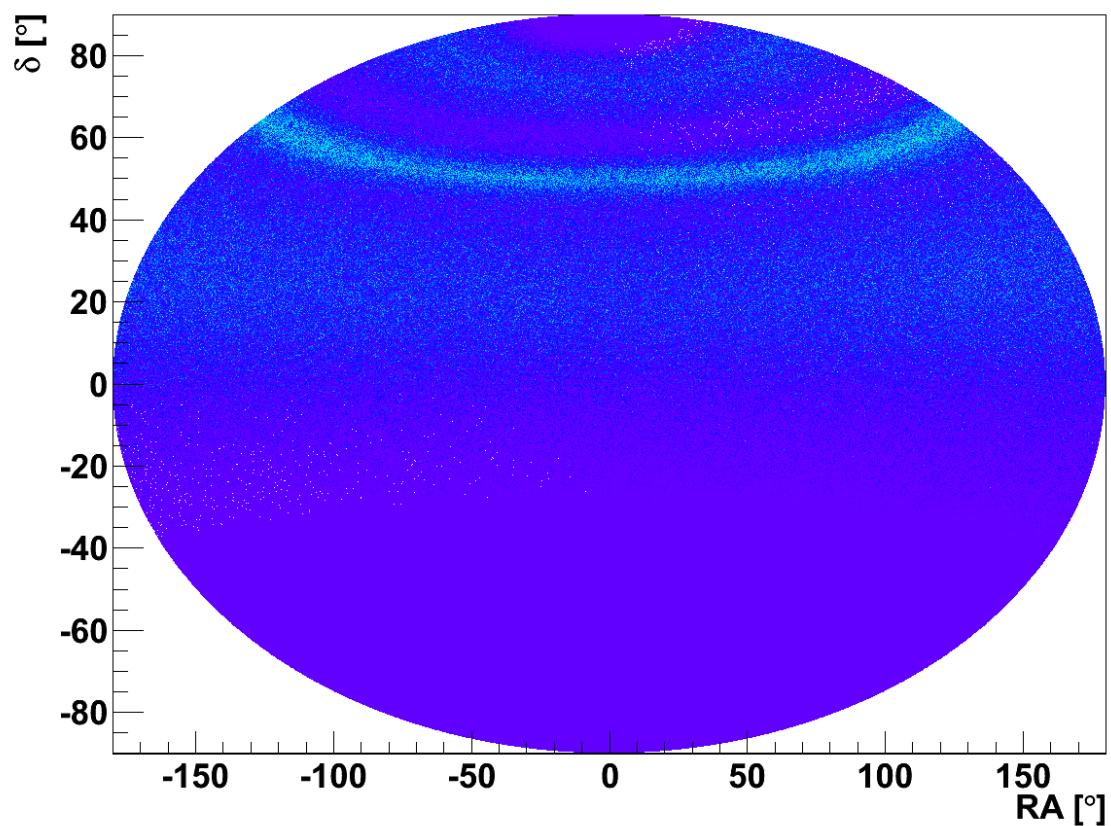


Abbildung 65: Auswahl atmosphärischer Myonen im Äquatorialsystem für die 12-Line Konfiguration.

sich ein Maximum in der Anzahl der Spuren innerhalb eines Streifens zwischen 45° und 55° . Dieser Bereich wird bei einer Transformation vom Detektorkoordinatensystem in das Äquatorialsystem ebenfalls abgebildet. Dies erklärt teilweise die Streifenbildung, da drei Streifen in δ beobachtet werden. Die Herkunft der zwei weiteren schwächer ausgeprägten Streifen weisen auf eine kompliziertere Struktur der Verteilungen in Abbildung 41 hin.

9 Zeitanalyse der Realdaten

Während in Kapitel 8 die örtliche Auflösung und die Datenqualität mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen analysiert wurde, steht für die zeitliche Analyse nur der Satz von Realdaten zur Verfügung. Von den vorselektierten Daten nach Kapitel 5.1, den “silbernen” Runs, werden die im Folgenden verwendeten Ereignisse nach Kapitel 6.3.1 ausgewählt. Die maximal mögliche Gesamtaufzeit reduziert sich auf weniger als 50% (s.Kapitel 5.2) in allen drei Line Konfigurationen. Jede Line Konfiguration entspricht einer Laufzeitperiode. Zusätzlich wird der Einfluss der Trigger in der Laufzeit analysiert.

9.1 Modifiziertes Julianisches Datum

In den folgenden Abbildungen werden die Tage in Form des *modifizierten julianischen Datums* angegeben. Per Definition wird das julianische Datum ab dem 1. Januar 4713 B.C. (12.00 Terrestrische Dynamische Zeit) tageweise hochgezählt. Eine geschicktere Darstellung des Julianischen Datums ist eine Umdefinition. Es werden 2400000,5 Tage vom julianischen Datum abgezogen. Dies ist die Form des modifizierten julianischen Datums, im Folgenden mit “mjd” abgekürzt.

9.2 Laufzeitperioden

Die einzelnen Laufzeitperioden sind in der Tabelle 17 angegeben. In diesen Angaben ist zu beachten, dass der erste Tag aufgerundet und der letzte Tag einer Line Konfiguration abgerundet wird. Auf diese Art werden nur ganze Tage von 0.00 Uhr bis 24.00 Uhr betrachtet. Die fehlende Zeit aus den Rundungsfehlern zwischen zwei Laufzeitperioden wird in der Gesamtbetrachtung vernachlässigt.

Laufzeitkonfiguration	erster Tag	erster Tag(mjd)	letzter Tag	letzter Tag(mjd)
10	07.12.07	54441	03.03.08	54528
9	03.03.08	54528	27.05.08	54613
12	30.05.08	54616	30.12.08	54830

Tabelle 17: Daten der Laufzeitperioden, angegeben im gregorianischen Kalender und als modifiziertes Julianisches Datum.

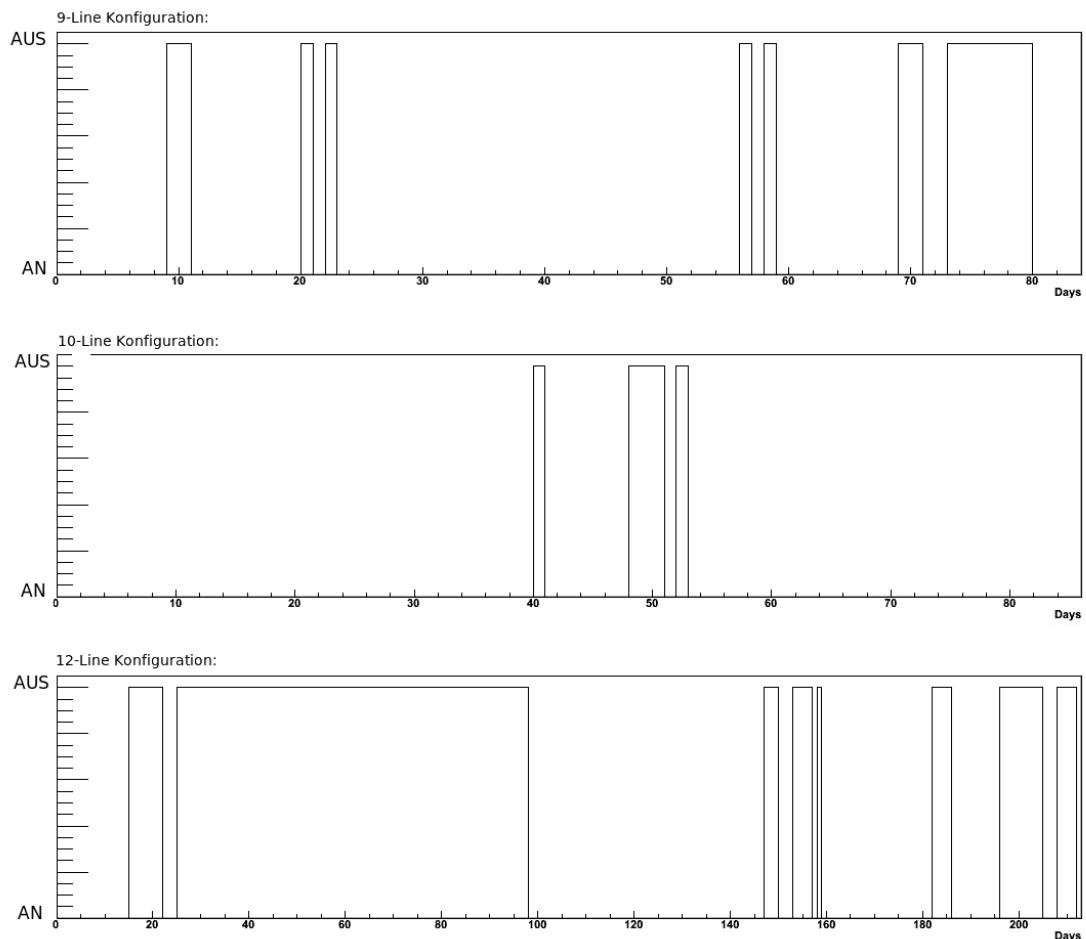


Abbildung 66: Tage ohne aktive Datennahme der 3 Line Konfigurationen

9.3 Ausfallzeiten in der Datennahme

Wie in Kapitel 5.2 bereits diskutiert, liegt auf Grund der eingeschränkten Laufzeit keine durchgehende Datennahme im Detektor vor. Im Folgenden werden einzelne Tage bezüglich einer Detektorkonfiguration charakterisiert, in der keine Daten aufgezeichnet oder Runs aussortiert wurden. Dies wird in Abbildung 66 gezeigt. Auf der X-Achse werden die Tage, ausgehend vom ersten Tag der jeweiligen Laufzeitkonfiguration, nach oben gezählt.

In den einzelnen Line Konfigurationen werden überwiegend zusammenhängende Tage beobachtet, in denen keine Daten genommen wurden und als "AUS" in Abbildung 66 markiert werden. Die Gesamtaufzeit des Detektors reduziert sich hier. Besonders in der 12-Line Periode fällt auf, dass über einen längeren Zeitraum (Tag 54642 bis 54714) hin-

weg keine Daten genommen wurden. Dies führt zu einer Gesamtausfallquote von 102 von 213 Tagen, somit sind nur ca. 52% der Daten in dieser Line Konfiguration aufgezeichnet worden. Im Vergleich dazu fehlen in der 9-Line Periode 15 von 84 Tagen. Hier wurden 82% der Daten aufgezeichnet. In der 10-Line Periode fehlen nur 5 von 86 Tage. Dies entspricht einer Datennahme von 94%. Somit werden in einer zeitlichen Betrachtung der Daten die meisten Informationen aus der 10-Line Periode erwartet, die zweitgrößte Information aus der 9-Line Periode und am wenigsten Information aus der 12-Line Periode erwartet. In diese Einschätzung geht vorerst keine Qualitätseinschätzung der Daten ein. Es zeigt sich jedoch, dass der Detektor in vollständiger Detektorkonfiguration am wenigsten physikalische Daten aufgezeichnet hat.

Die angegebenen fehlenden Zeiträumen, beziehungsweise wenigen Einzeltage, begründen sich in der Selektion der Runs. Die Gesamtauswahl aller betrachteten Daten beruht auf einer Auswahl von *guten* Runs nach Kapitel 5.1. Diese beinhalten physikalische Informationen aus der Datennahme. Runs die zur Kalibration oder zu Testzwecken durchgeführt wurden, werden ausgeschlossen. Erhöhte Biolumineszenz ist ein weiterer Grund für fehlende Zeiträume. Diese ist jahreszeitenabhängig und führt zu einer erhöhten Photonenrate. Technische Probleme, wie zum Beispiel ein Kabelbruch (01.07.2008 bis 06.09.2008) in der 12-Line Laufzeitperiode, führten ebenfalls zu Ausfällen in der Datennahme.

9.4 Myonenrate eines typischen Tages

In Abbildung 67 wird ein *typischer Tag* der zu erwartenden Raten für atmosphärische Myonen gezeigt. Innerhalb eines Tages werden kurze Zeiten beobachtet, in denen keine Ereignisse aufgezeichnet wurden. Dies sind die schmalen Linien wie beispielsweise zum Zeitpunkt 54582,58. Zu diesen Zeiten fand ein Wechsel zwischen zwei Runs statt und führte zu einer kurzzeitigen Unterbrechung in der Datennahme. Ein manueller Neustart eines Runs könnte dieses Verhalten ebenfalls verursachen. Tage, an denen der Detektor zu 100% atmosphärische Myonen ohne Unterbrechung aufgezeichnet hat, wurden nicht beobachtet, da der Wechsel zwischen zwei Runs immer eine Unterbrechung im Meßprozess darstellt. Längere Ausfälle innerhalb eines Tages wie beispielweise zwischen ca. 54582,12 und ca. 54582,36 beruhen darauf, dass Kalibrationsruns aussortiert wurden.

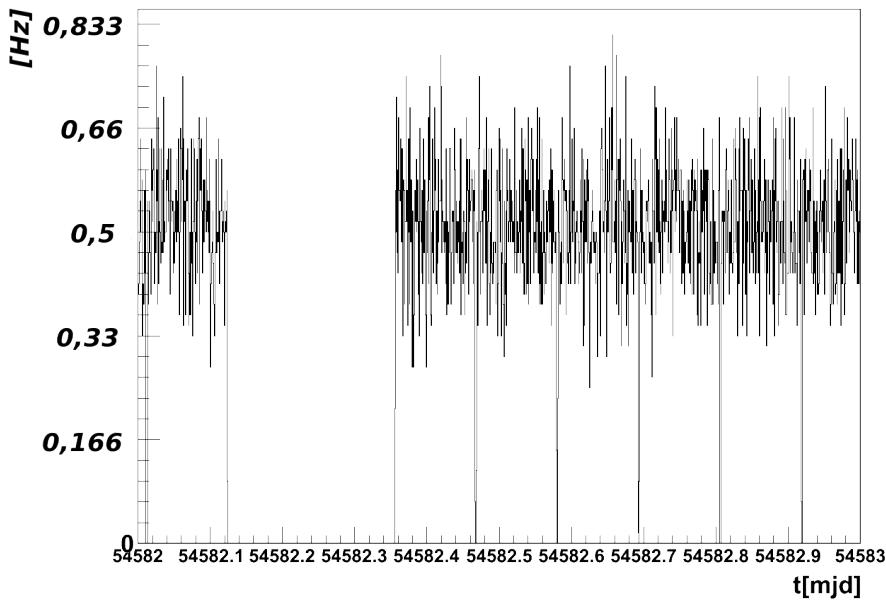


Abbildung 67: Ein durchschnittlicher Tag bei aktiver Datennahme mit dem ANTARES Neutrino Teleskop. Es wird der 03.03.08 betrachtet. Dieser Tag liegt innerhalb dem Zeitraum der 9-Line Konfiguration.

9.5 Ratenanalyse

Aus den genommen Daten werden die Raten atmosphärischer Myonen für die einzelnen Laufzeitperioden errechnet. Jede Laufzeitperiode wird in Tage unterteilt und ein einzelner Tag in vor und nach 12.00 Uhr. Für jeden Zeitabschnitt wird die Rate atmosphärischer Myonen als Zufallsvariable definiert. Für jedes Zeitintervall wird ein Erwartungswert μ_R und eine Standardabweichung σ_R berechnet, indem die Verteilung der Zufallsvariable an eine Gaußfunktion angefittet wird. Es wird davon ausgegangen, dass jeder Tag genügend Statistik bietet. Die Unterteilung eines Tages in zweimal 12 Stunden bietet sich an, da innerhalb eines Tages teilweise große Ratenschwankungen beobachtet werden. Für diese Tage ist ein einziger Fit keine gute Einschätzung für den Erwartungswert μ_R .

Der Erwartungswert μ_R und die Standardabweichung σ_R sind in Abbildung 68 für die 12-Line, in Abbildung 69 für die 10-Line und in Abbildung 70 für die 9-Line Konfiguration angetragen.

Man beobachtet für die 12-Line Konfiguration eine Schwankung des Erwartungswertes μ_R zwischen 0,75 Hz und 1,83 Hz am Tag. Für die 10-Line Periode zwischen 0,6 Hz und 1,16 Hz, und bei der 9-Line Periode zwischen 0,67 Hz und 1,16 Hz am Tag.

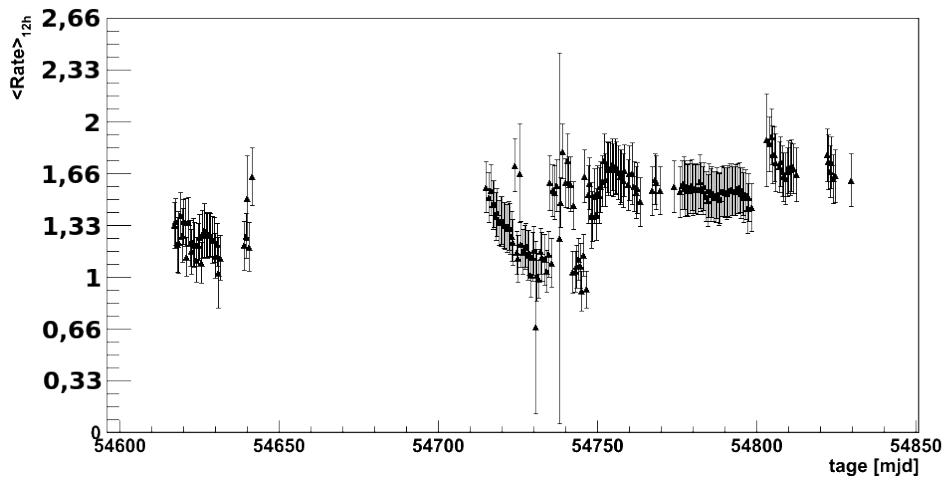


Abbildung 68: Erwartungswert μ_R für jeweils 12 Stunden mit Standardabweichung σ_R

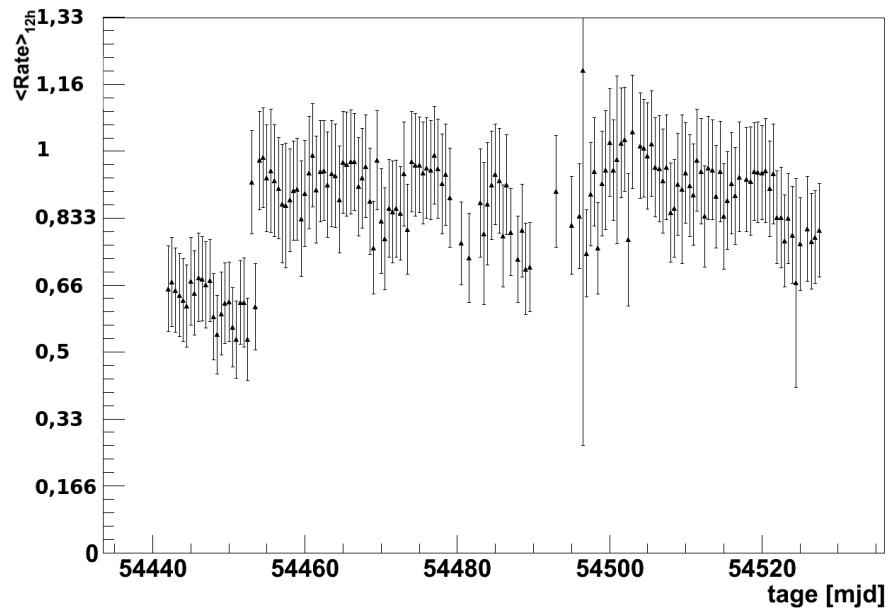


Abbildung 69: Erwartungswert μ_R für jeweils 12 Stunden mit Standardabweichung σ_R

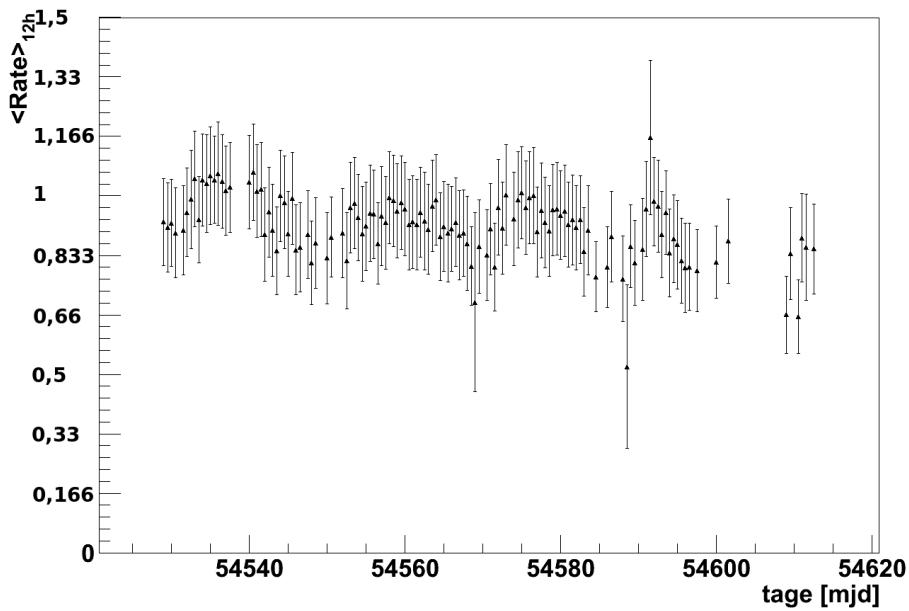


Abbildung 70: Erwartungswert μ_R für jeweils 12 Stunden mit Standardabweichung σ_R

In allen drei Line Konfigurationen sind Ratenvariationen über die Tage hinweg zu beobachten. Diese zeigen sich besonders in der 9-Line Konfiguration (s. Abb. 70). Es wird ein Anstieg von μ_R ab dem Tag 54530 bis zu einem Maximum zwischen den Tagen 54537 und 54540 beobachtet. Danach fällt μ_R wieder ab. Diese Variation in der Rate atmosphärischer Myonen wird im Anschluss zweimal mit einer Variationslänge von ca. 18 Tagen beobachtet. Danach folgt eine steilerer Anstieg und Abfall in der Rate, diese Ratenvariation dauert ca. 7 bis 8 Tage. Der verbleibende Zeitraum der 9-Line Laufzeitperiode enthält nicht genügend Daten um weitere Variationen in der Rate atmosphärischer Myonen zu beobachten.

In der 10-Line Laufzeitperiode wird ebenfalls eine Variation gefunden, allerdings nicht so stark ausgeprägt wie in der 9-Line Laufzeitperiode. Die Variationslänge ist kürzer. Hier werden ab dem Tag 54457 Variationslängen von ca. 14 Tagen, 12 Tagen, 9 Tagen und nach einer Unterbrechung auf Grund von fehlenden Daten, 14 Tage beobachtet. Es zeigt sich ein sprunghafter Anstieg nach den ersten 12 Tagen. Der Erwartungswert beträgt hier ca. 1,12 Hz und steigt auf ca. 1,66 Hz an.

Die 12-Line Periode weist keine ausgezeichneten Variationslängen in den Daten auf. Dies begründet sich zum einen in der langen Ausfallzeit und zum anderen wird in der zweiten Hälfte der 12-Line Laufzeitperiode erst ein Abfall in der Rate, gefolgt von einem Anstieg

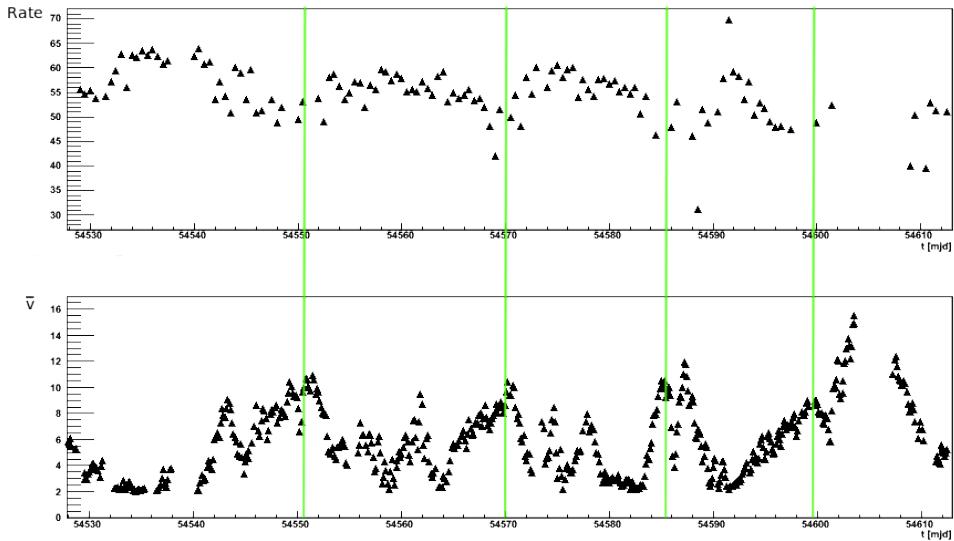


Abbildung 71: Rate atmosphärischer Myonen im Vergleich mit der Strömungsgeschwindigkeit im Zeitraum der 9-Line Konfigurationen.

auf eine Rate von ca. 1,66 Hz beobachtet.

Eine mögliche Erklärung für die Variation der atmosphärischen Myonen ist die Meeresströmung. Diese wird von ANTARES mitdetektiert, da die Form der Lines von der Strömungsgeschwindigkeit $|\vec{v}|$ abhängt, und die Meeresströmung ein wichtiger Parameter zur Positionsbestimmung eines optischen Moduls ist. In Abbildung 72 wird für die 10-Line Periode nochmals die erwartete Rate gegenüber dem modifizierten Julianischen Datum angegeben, darunter befindet sich der Betrag der Strömungsgeschwindigkeit. Zur Verdeutlichung des Anstiegs und Abfalls der Raten sind die Perioden zusätzlich markiert. Es lässt sich ein Zusammenhang zwischen der Variation Rate und der Meeresströmung erkennen. Man beobachtet für eine abnehmende Strömung ein Ansteigen der Rate. Dieser Zusammenhang kann in der 9-Line Konfiguration (s.Abb. 71) ebenfalls beobachtet werden. In der 12-Line Konfiguration (s.Abb. 73) kann auf Grund schlechter Beschreibung der Variation in der Rate kein direkter Zusammenhang mit der Strömungsgeschwindigkeit gezeigt werden. Der einzige Zeitraum in der ein Zusammenhang beobachtet werden kann, findet sich zwischen dem Tag 54748 und Tag 54765. Die Variation der Rate kann nicht vollständig durch die Meeresströmung beschrieben werden. Betrachtet man den Zeitraum zwischen dem Tag 54570 und Tag 54585 in der 9-Line Konfiguration, wird eine Änderung der Strömungsgeschwindigkeit beobachtet. Am Tag 54572 steigt die Meeresströmung von ca. $3,5 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ auf ca. $7 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ und fällt wieder auf ca. $2,5 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ bis

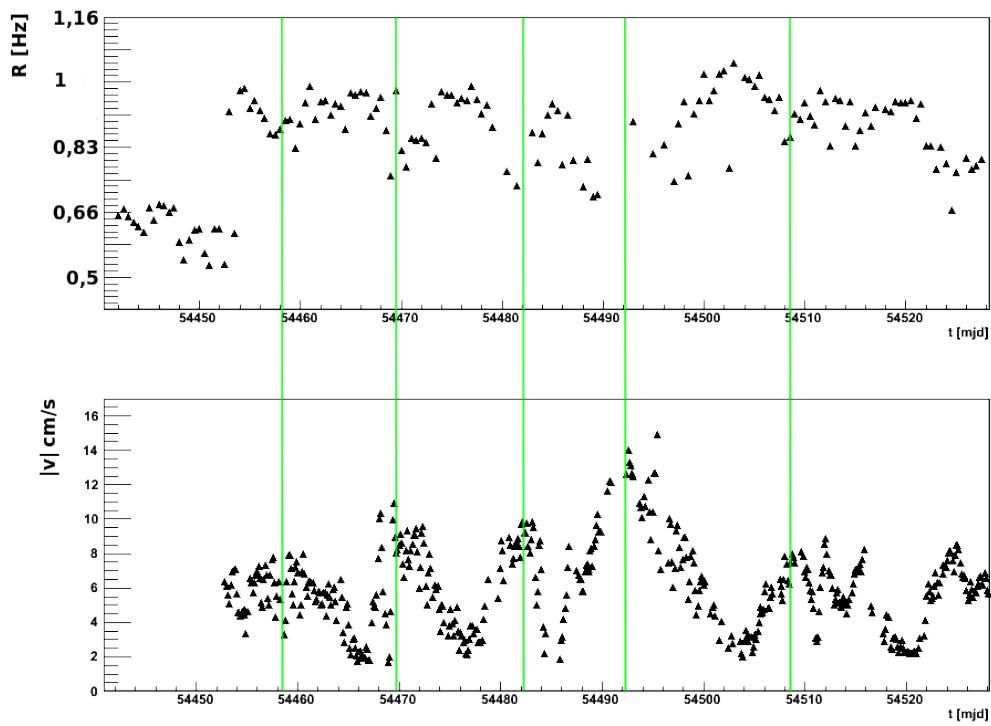


Abbildung 72: Rate atmosphärischer Myonen im Vergleich mit der Strömungsgeschwindigkeit im Zeitraum der 10-Line Konfigurationen.

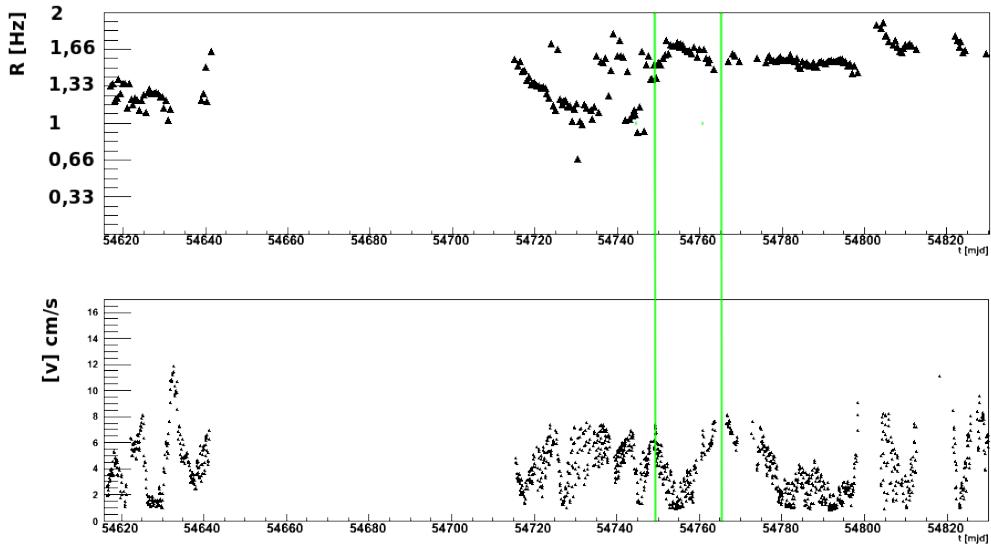


Abbildung 73: Rate atmosphärischer Myonen im Vergleich mit der Strömungsgeschwindigkeit im Zeitraum der 12-Line Konfigurationen.

$3,5 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ ab. Die Rate ändert sich innerhalb dieses Peaks nicht signifikant. Dieses Phänomen zeigt, dass die Meeresströmung Einfluss auf Rekonstruktionsrate atmosphärische Myonen hat, diese aber nicht ausreichend beschreibt. Betrachtet man beispielsweise in der 9-Line Laufzeitperiode den Zeitraum 54558 bis 54564 zeigt sich, dass die Rate der atmosphärischen Myonen, nicht alleine mit der Strömungsgeschwindigkeit erklärbar ist. Die Meeresströmung beeinflusst die Form der Lines im Meer. Mit den bekannten Positionen der einzelnen optischen Modulen kann dieser durch die Strömung bedingter Effekt zurückgerechnet werden. Die beobachtete Antikorrelation zeigt eine Verschlechterung der Rekonstruktionseffizienz für BBFit. Der Grund hierfür ist, dass BBFit von starren Lines bei der Berechnung einer Spur ausgeht. Somit beeinflusst die Strömung die Rekonstruktionsraten. Ein weiterer möglicher Grund ist Biolumineszenz, diese korreliert fast linear mit der Strömungsgeschwindigkeit.

9.6 Ratenanalyse: Differenzierung nach Triggern

Ein wichtiger Bestandteil in der Datennahme sind die Trigger. Um eine zusätzliche triggerabhängige Variation der Raten auszuschließen, werden die einzelnen Line Konfigurationen auf ihre vorkommenden Trigger analysiert.

Wie bereits in Kapitel 5.3 beschrieben, lösen in der 9-Line Konfiguration nur die Trigger T3 und 3D scan aus. Die Raten der jeweiligen Trigger sind in Abbildung 74 dargestellt. Beide Trigger haben gleich oft ausgelöst und zeigen verschieden hohe Erwartungswerte μ_R . Betrachtet man den Verlauf beider Erwartungswerte, kann auf ein ähnliches Verhalten geschlossen werden. Dies wird in Abbildung 75 verifziert. Hier wird μ_R des Triggerworts 8224 (= Trigger T3 und 3D scan) durch μ_R vom Triggerwort 8192 (= Trigger T3) dividiert. Dies wird als Streckungsfaktor α definiert:

$$\alpha = \frac{\langle R \rangle_{12h} \text{ (Trigger: T3 + 3D scan)}}{\langle R \rangle_{12h} \text{ (Trigger: T3)}} \quad (28)$$

Es zeigt sich, dass in den ersten 9 Tagen das Verhältnis der ausgelösten Trigger T3 und 3D scan um 3 mal größer ist, als für Ereignisse die nur vom T3 Trigger selektiert wurden. Danach beträgt α nur noch ca. 2,6. Insgesamt pendelt der Wert für α um den Mittelwert $\alpha = 2,23$ ab dem zehnten Tag. Beide Triggeralgorithmen haben über den Zeitraum der 9-Line Periode hinweg Daten genommen, wobei es mehr als doppelt soviel Ereignisse gibt, in denen beide Triggeralgorithmen gefunden wurden, als für Ereignisse, in denen nur der T3 Trigger detektiert wurde.

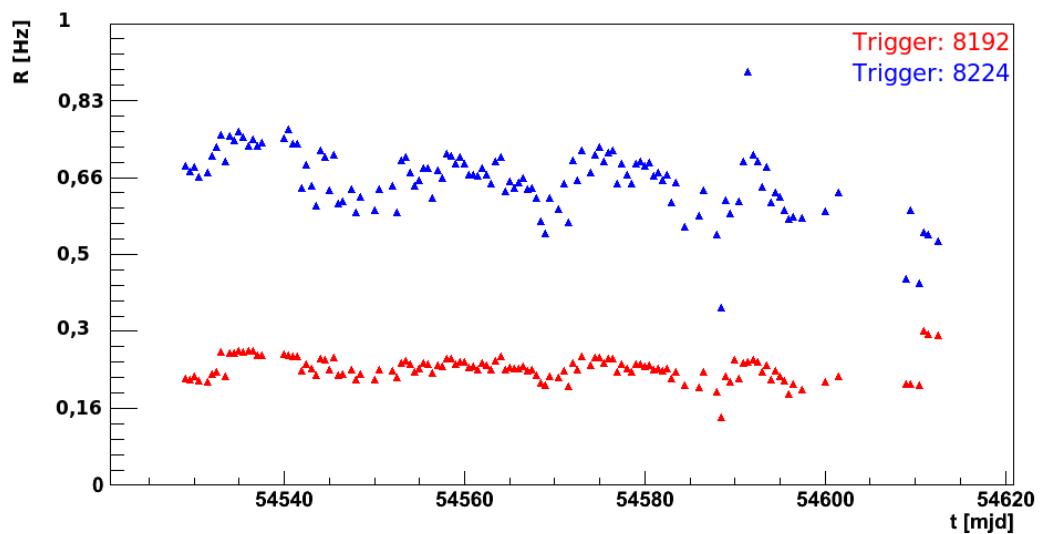


Abbildung 74: Trigger T3 und 3D scan in der 9-Line Konfiguration.

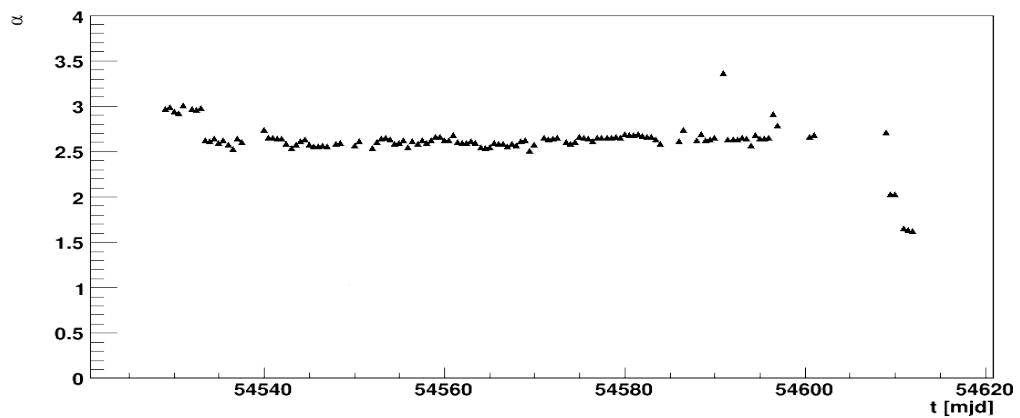


Abbildung 75: Streckungsfaktor α für die 9-Line Konfiguration.

In der 10-Line Periode wurden die Triggerwörter 32 (= Trigger 3D scan) und 8224

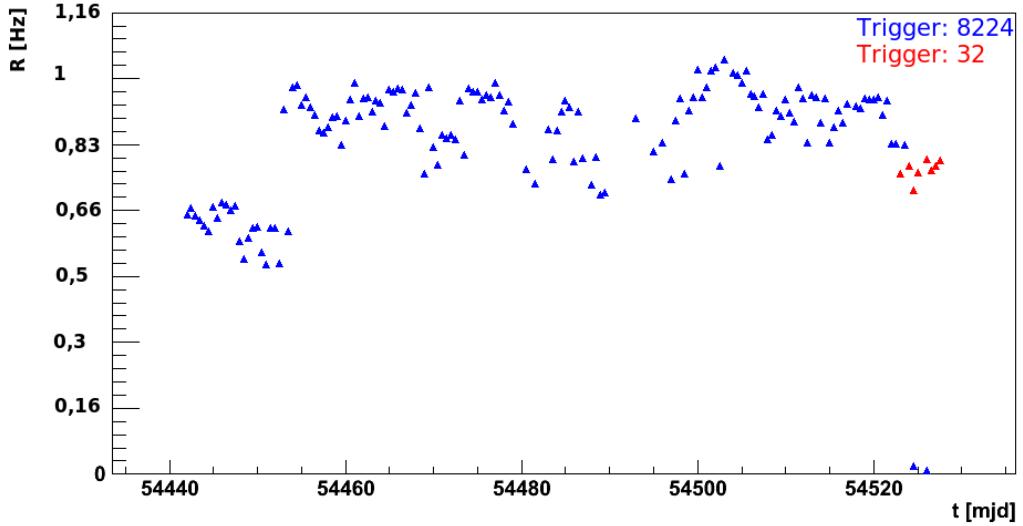


Abbildung 76: Trigger 32 und 8224 in der 10-Line Konfiguration.

beobachtet. Abbildung 76 zeigt die vorkommenden Trigger. Hier wird die Triggerkombination von T3 und 3D scan fast über die gesamte Line Periode beobachtet. Erst am Ende der Line Periode wird der 3D scan Trigger beobachtet. Auf Grund der wenigen Daten bezüglich des 3D scan Triggers kann keine Aussage über das Verhalten, verglichen mit dem Gesamtverhalten, getroffen werden.

Im Vergleich zu den anderen beiden Line Konfigurationen hat die 12-Line Laufzeitperiode acht verschiedene Trigger. Die beiden dominanten Triggerwörter 8192 und 8224 erstrecken sich über die gesamte Laufzeit. Die sechs verbleibenden Triggeralgorithmen sind 8200 (= Trigger T3 + 1D mixed), 8208 (= Trigger T3 + 1D mixed mit Vorfit), 8216 (= Trigger T3 + 1D mixed mit Vorfit + 1D mixed), 8232 (= Trigger T3 + 3D scan + 1D mixed), 8240 (= Trigger T3 + 3D scan + 1D mixed mit Vorfit) und 8248 (= Trigger T3 + 3D scan + 1D mixed). Diese schränken sich mit ihren vorkommenden Erwartungswerten μ_R auf die Tage 54822 bis 54824 ein. Die jeweils auftretenden erwarteten Raten sind somit verglichen mit den dominanten Triggerkombinationen gering. Dies ist in Abbildung 77 dargestellt. Für die Raten der Triggerkombinationen T3 und T3 + 3D scan wird wieder ein Streckungsfaktor α berechnet um auf ein ähnliches Verhalten innerhalb der Laufzeit zu schließen. Dies ist in Abbildung 78 dargestellt. Die vorkommenden wichtigen Triggeralgorithmen der 12-Line Konfiguration sind identisch mit denen der 9-Line Konfiguration. Es zeigt sich, dass für die Tage 54619 bis 54640 und 54717 und 54745 das

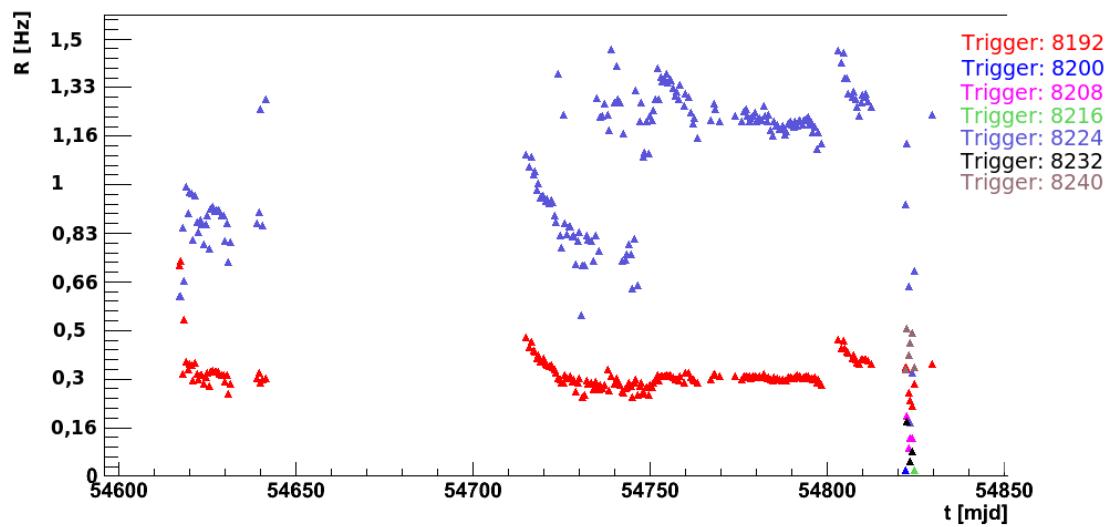


Abbildung 77: Acht verschiedene Trigger der 12-Line Konfiguration.

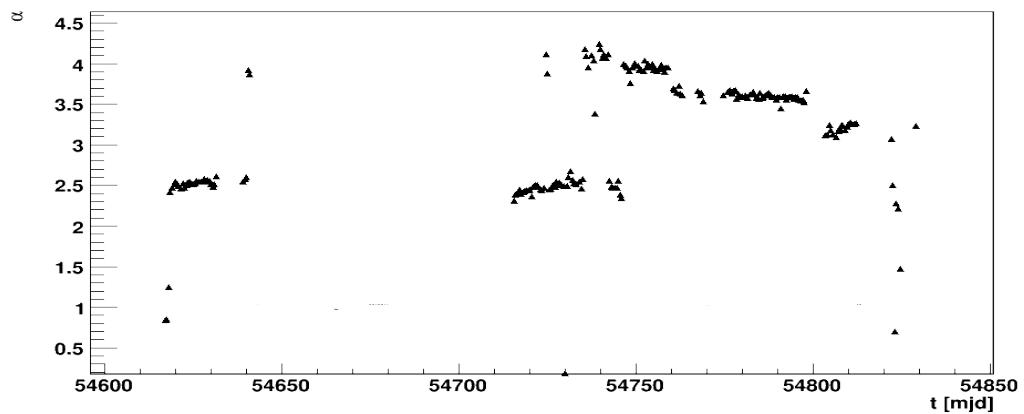


Abbildung 78: Streckungsfaktor α für die 12-Line Konfiguration.

Triggerverhältnis α sich ähnlich zur 9-Line Konfiguration verhält. Dies zeigt, dass auch hier die Triggerkombination T3 + 3D scan zweieinhalb Mal höhere Erwartungswerte der Raten liefert. Es zeigt sich, dass α über kleinere Zeiträume fast konstant bleibt.

Mit diesen Daten für α wird gezeigt, dass die Triggerkombination T3 und 3D scan in den drei Line Konfigurationen vorkommt. Der T3 Trigger hingegen sucht nach zwei L1-Ereignissen innerhalb einer Line, die zeitlich miteinander korreliert sind. Der 3D Scan Trigger hingegen innerhalb des Detektors nach Spuren aus verschiedenen Raumrichtung, um diese zusammenzufassen. Beide Trigger lösen aus, um ein Ereignis zu rekonstruieren, dass aus einer unbestimmten Richtung kommt. Betrachtet man die Variation der Raten für die einzelnen Trigger der 9-Line und 12-Line Periode, so zeigt sich, dass die Rate nicht von den gefundenen Triggern abhängt. Dies wird im Parameter α ausgedrückt. Es existieren hier mehrere Tage, in der beide Triggeralgorithmen gearbeitet haben und das Verhältnis der beobachteten Raten stabil ist. Die sechs zusätzlichen Trigger der 12-Line Konfiguration, werden vernachlässigt, in dieser Betrachtung.

9.7 Runanalyse

In der zeitliche Analyse tritt ein weiteres Phänomen auf. Die einzelnen Runs zeigen ein unterschiedliches Startverhalten. Die Daten des Detektors werden in einzelne Runs unterteilt. Sobald ein Run zu Ende ist, wird der nächste automatisch gestartet. Die einzelne Dauer der beobachteten Runs variiert von 45 Minuten bis 3 Stunden. Dies muss sich nicht auf die Daten auswirken, da ein manueller Neustart eines Runs oder ein vorzeitig beendeter Run durch einen Fehler, wie zum Beispiel durch Spannungsabfall, keine Auswirkung auf die Qualität haben muss. Betrachtet man einen einzelnen Run zeitlich aufgelöst, sieht dieser beispielsweise wie in Bild 79 aus. Hier wird der erste Run der 9-Line Konfiguration gezeigt. Ein Bin ist $\Delta t = 1 \text{ min}$. Es handelt sich um die Runnummer 32525, der am 03.03.2008 um 18:41:39 aufgezeichnet wurde und eine Dauer von ca. 85 min hat. Die Nummerierung der folgenden Runs ist aufsteigend, aber nicht fortlaufend. Es existieren Test- oder Kalibrationsruns, die nicht für physikalische Analysen benutzt werden können. Diese werden fortlaufend mitgezählt, zählen aber nicht zu den “silbernen” Runs aus Kapitel 5.1.

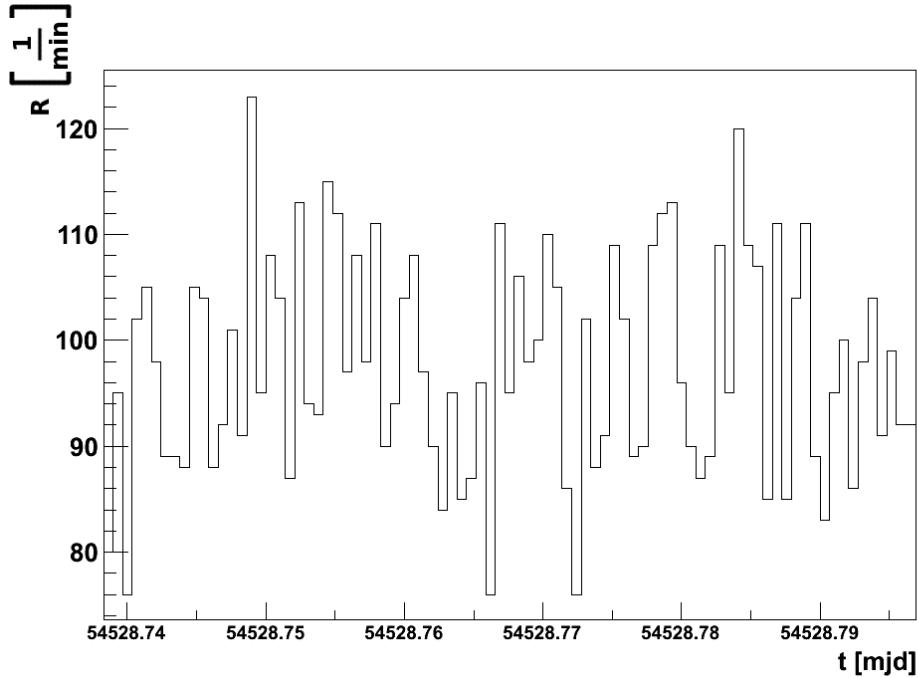


Abbildung 79: Der erste Run, der 9-Line Konfiguration.

9.7.1 Zeitfehler in einzelnen Runs

Über die Runnummer lässt sich die Startzeit des Runs bestimmen. Ausgehend von der Startzeit werden die Ereignisse eines Runs untersucht. Hier ist der Zeitpunkt des ersten Ereignisses bezüglich der Startzeit interessant. Die Differenzzeit wird im Folgenden als t_d bezeichnet. Unter der Annahme, dass eine zeitlich konstante Datennahme zwischen zwei Runs auf Grund der verwendeten elektronischen Komponenten möglich ist, sollte $t_d \approx 0\text{ s}$ betragen.

Die Differenzzeit t_d wird gegen die fortlaufende Runnummer aufgetragen. Dies zeigen die Abbildungen 80, 81 und 82. Es existieren kleine Zeiträume am Anfang eines Runs in denen keine Daten aufgezeichnet wurden. In allen drei Line Konfigurationen tritt ein nicht zu vernachlässigender Teil von abweichenden Zeiten t_d auf, die grösser als ca. $t_d = 1\text{ s}$, aber immer kleiner als ca. $t_d = 3\text{ min}$ sind. Dieses Verhalten korreliert nicht mit der jeweiligen Runlänge und erscheint zufällig verteilt. Trägt man beispielsweise t_d in einem Histogramm auf, zeigt sich, dass ca. ein Drittel der 9-Line Daten zeitlich nicht verzögert und zwei Drittel bis zu $t_d = 170\text{ s}$ später beginnen. In der 10-Line und 12-Line Periode ist ein ähnliches Verhalten zu beobachten. Die Abbildungen dazu befinden sich im Anhang auf Seite 127 (s.Abb. 108), Seite 128 (s.Abb. 109) und Seite 128 (s.Abb. 110).

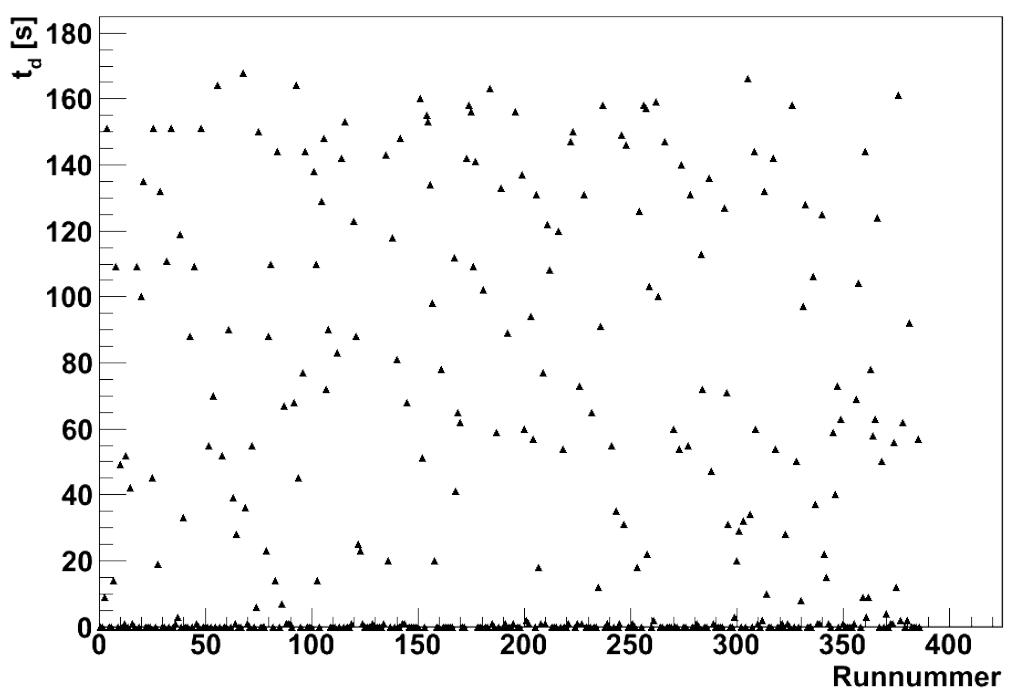


Abbildung 80: t_d in Abhangigkeit der Runnumber der 9-Line Konfiguration

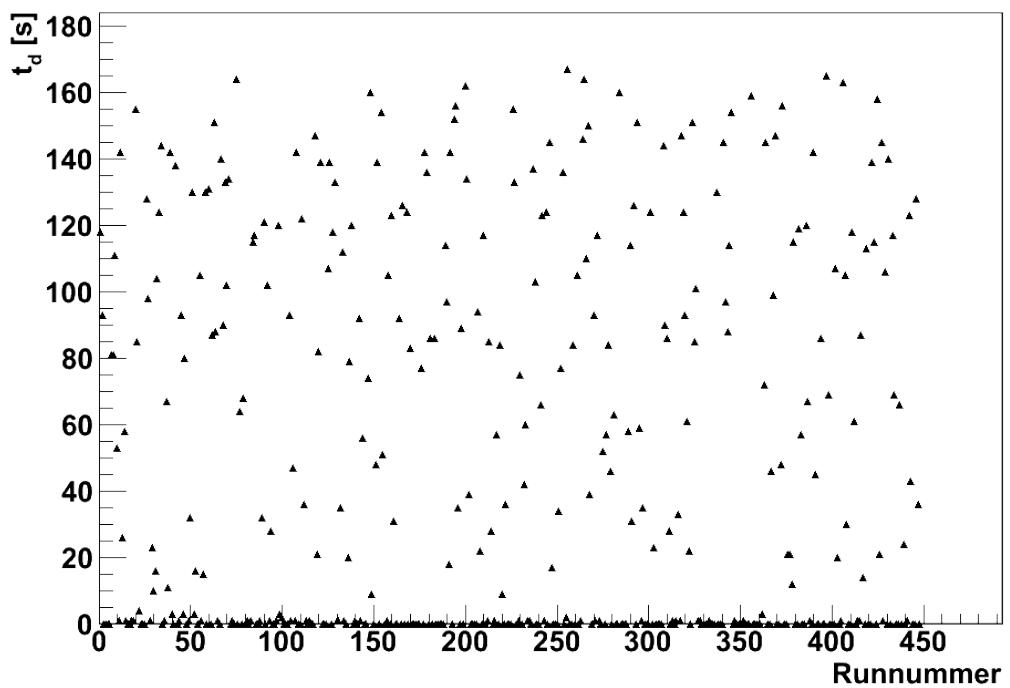


Abbildung 81: t_d in Abhangigkeit der Runnumber der 10-Line Konfiguration

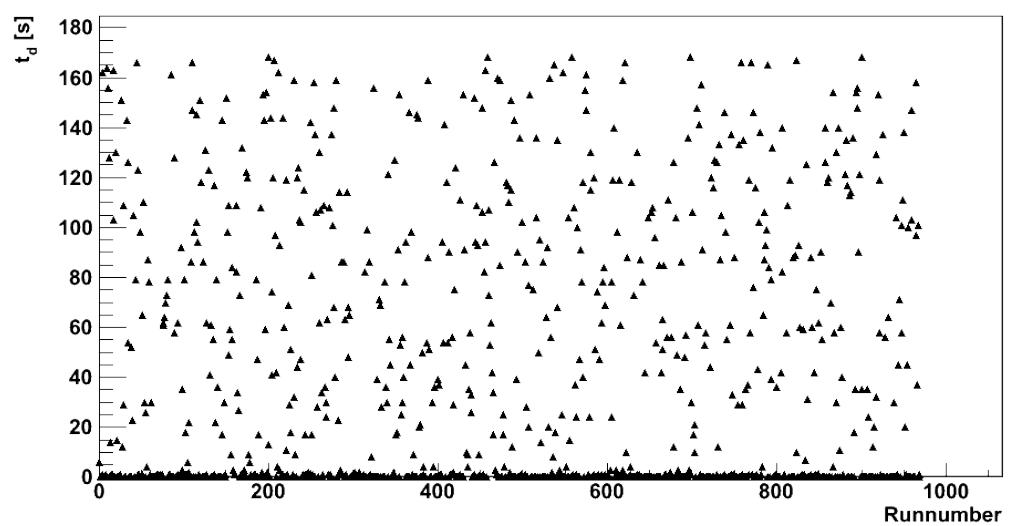


Abbildung 82: t_d in Abhangigkeit der Runnumber der 12-Line Konfiguration

Es wird kein Muster für die Zeiten t_d beobachtet, da diese ab ca. $t_d \approx 5\text{s}$ gleichmäßig auftreten. Insgesamt sind von diesem Phänomen 1117 Runs betroffen, in denen die Startzeit deutlich von $t_d = 0\text{s}$ abweicht, wobei 686 Runs noch innerhalb $t_d = 1\text{s}$ starten.

Ein Run wird in einfachster Art über die verwendeten Trigger, die Line Konfiguration und über einen kurzen Kommentar zum technischen Status des ANTARES Detektors beschrieben. Diese Werte werden in der Datenbank bei der Datennahme festgehalten. Der am häufigsten vorkommende Kommentar in der Datenbank, um das Verhalten der Elektronik zu beschreiben ist: "Es wird automatisch ein neuer Run gestartet, nachdem der alte Run abgeschlossen ist". Weitere Kommentare wie ein Neustart im Datennahmesystem oder über eine ausgefallene Line kommen auch vor.

Insgesamt lässt sich kein Zusammenhang zwischen der verwendeten Line Konfiguration und einer Verzögerung t_d in der Datennahme beobachten. Dies zeigen die Abbildungen 80, 81 und 82. Das Gleiche gilt für die automatische Steuerung der Datennahme. Über die entsprechenden Kommentare aus der Datenbank, ob ein Run manuell oder automatisch gestartet wurde, zeigt sich keine Verbindung zum Startverhalten der Run. Es zeigte sich auch, dass die Startzeit t_d unabhängig vom Trigger ist.

9.7.2 Verhalten eines Runs innerhalb von 180s

Die automatische Steuerung beendet einen Run und beginnt einen neuen Run. Wie in Kapitel 9.7.1 gezeigt, muss mit einer Startzeitverzögerung am Anfang eines Runs gerechnet werden. Um das Startverhalten aller Runs zu analysieren wird ein Histogramm für die jeweilige Line Konfiguration erstellt. Es werden die Ereignisse innerhalb der Differenzzeit $t_d = 180\text{s}$ in einem einzelnen Run betrachtet, und in einzelne Histogramme aufgetragen. Die somit erstellten Histogramme werden addiert und durch die Anzahl der Histogramme geteilt. Diese Methode ergibt einen Ereignismittelwert für einen Bin. Ein Bin ist 30s breit. Die Abbildungen 83, 84 und 85 zeigen diese Histogramme für die drei verschiedenen Line Konfigurationen.

In allen Line Laufzeitperioden wird beobachtet, dass ein neuer Run verzögert beginnt. Insgesamt kann beobachtet werden, dass ein Run eine Anlaufzeit von ca. 180s besitzt. Nur nach 180s ist sichergestellt, dass Myonen sicher detektiert wurden. Innerhalb dieser Zeit kann keine Aussage über das Detektionsverhalten gemacht werden. Die genaue Herkunft dieses Fehlverhaltens in der Steuerung der Datennahme ist zum Zeitpunkt der Arbeit unbekannt.

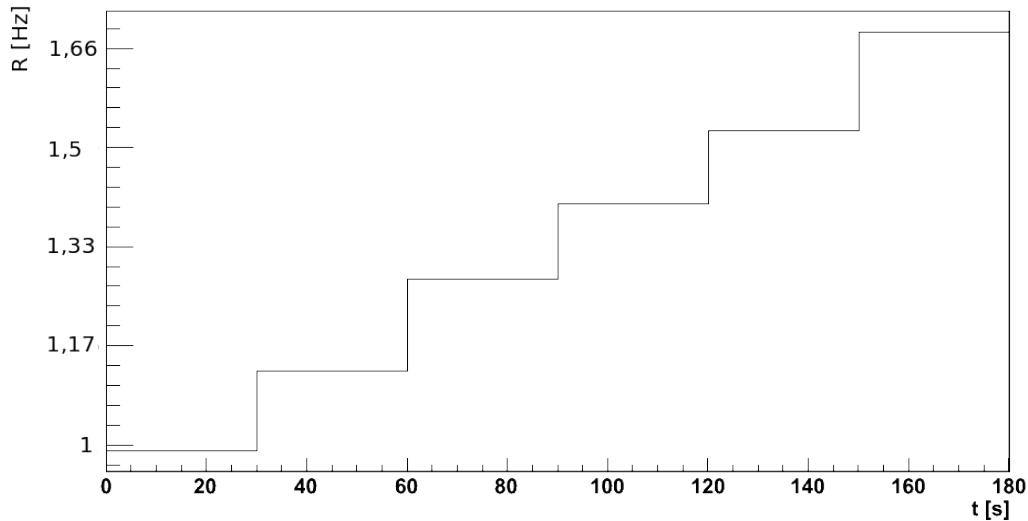


Abbildung 83: Raten der ersten 180s in der 9-Line Periode. Ein Bin entspricht 30s.

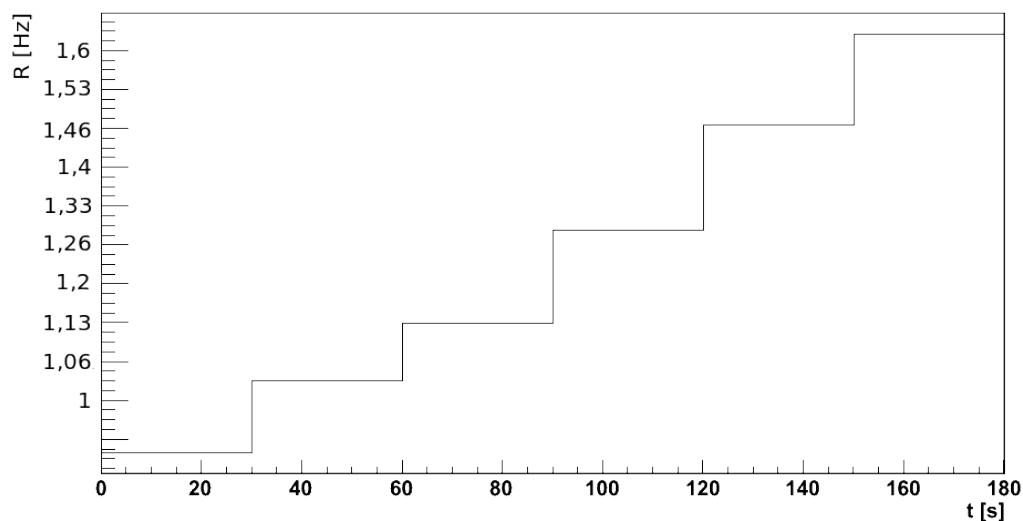


Abbildung 84: Raten der ersten 180s in der 10-Line Periode. Ein Bin entspricht 30s.

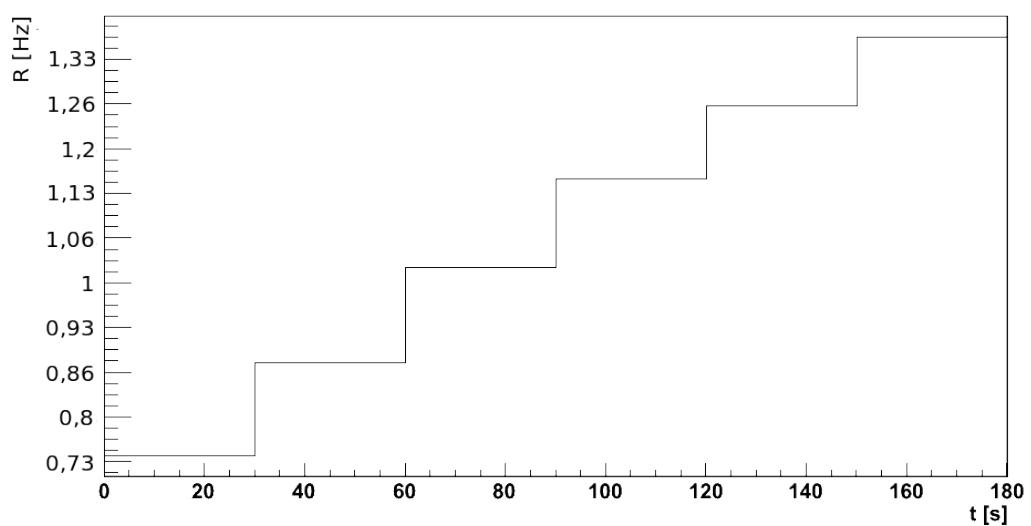


Abbildung 85: Raten der ersten 180s in der 12-Line Periode. Ein Bin entspricht 30s.

10 Ausblick und Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde mit Hilfe atmosphärischer Myonen die Winkelauflösung, Rekonstruktionsseffizienz und die zeitliche Stabilität der Datennahme für unterschiedliche Konfigurationen des ANTARES Neutron-Teleskops unter Verwendung des BBFit Rekonstruktionsalgorithmus untersucht. Es hat sich gezeigt, dass der Detektor vier Hauptachsen besitzt, die eine erhöhte Rekonstruktionseffizienz für Myonenspuren aufweisen. Außerdem werden die Spuren entlang dieser Achsen mit höheren Qualität rekonstruiert. Als Verfeinerung des Analyseverfahrens wurden Effizienzkarten der Parameter γ und χ^2 erstellt, um mit 1296 einzelnen Boxen den Himmel des Detektorkoordinatensystems zu unterteilen. Damit wurden detailliertere Information über die zu erwartende Auflösung und Qualität der Spurenrekonstruktion erhalten. Diese Effizienzkarten können in weiteren Physik-Analysen dazu dienen interessante Bereiche im Sichtfeld des Detektors auszuwählen. Der dazu gehörige, zu erwartende Median von χ^2 und γ gibt eine Möglichkeit vor, die Daten in der jeweiligen Box weiter einzuschränken. Der Winkelfehler γ kann nur mit Monte Carlo Simulationen bestimmt werden. Auch wenn die Monte Carlo Simulationen das Detektionsverhalten gut beschreiben, zeigt es sich, dass eine Verknüpfung von Monte Carlo Simulationsparametern mit Parametern der Realdaten, wie sie in dieser Arbeit vorgenommen wird, nicht ausreicht, um die Auflösung des Teleskops mit Realdaten vorauszusagen. Für kleinere Intervalle von γ_{median} konnte keine hinreichend gute Verknüpfung von χ^2 und γ unter Verwendung von BBFit erstellt werden. Als weiterführender Ansatz für eine Analyse des Detektors mit atmosphärischen Myonen bietet sich somit ein Vergleich der vorliegenden Arbeit mit ähnlichen Untersuchungen an, die mit einem anderen Rekonstruktionsalgorithmus erstellt worden sind.

Des Weiteren wurde die zeitliche Stabilität der Datennahme mit atmosphärischen Myonen überprüft und das Verhalten der Raten im Zeitraum der untersuchten Daten analysiert. Es zeigt sich ein Hinweis auf eine Anti-Korrelation der Rate atmosphärischer Myonen mit der Geschwindigkeit der Meeresströmung. Das Phänomen kann allerdings nicht vollständig durch die Meeresströmung beschrieben werden. Weitere Untersuchungen wie beispielsweise die Suche nach einem Zusammenhang mit den Biolumineszenzraten sind hier nötig. In der zeitlichen Analyse der einzelnen Runs hat sich gezeigt, dass das erste getriggerte Ereignis eines Runs bis zu drei Minuten nach dessen Beginn aufgezeichnet werden kann. Es konnte zum Zeitpunkt der Arbeit kein Grund für dieses Verhalten gefunden werden. Somit bleibt offen, ob die ersten drei Minuten eines Runs für eine Analyse verwendet werden sollten. Es bietet sich in einer weiteren Analyse an, das Verhalten der

Ereignisse der ersten drei Minuten im Detail zu analysieren. Zum einen sollte die Qualität eines Runs zusätzlich für die ersten 180 Sekunden untersucht werden und zum anderen sollte eine genaue Fehleranalyse durchgeführt werden, um die Ursache des Zeitfehlers zu finden.

Danksagung

Die vorliegende Diplomarbeit wurde am Physikalischen Institut der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen verfasst.

Mein großer Dank gilt Dr. Thomas Eberl, der mir immer mit guten Ratschlägen zur Seite stand.

Ein ganz besonderer Dank geht an meine Freundin Jasmin Guette die mit ihrer unendlichen Geduld, Unterstützung und ihrem unstillbaren Wissensdrang nach Astronomie eine große Hilfe war.

Ich danke ganz herzlich zwei guten Freunden die sich die Zeit genommen haben, meine Diplomarbeit im Detail durchzulesen.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, Boris Bauermeister, dass ich diese Arbeit selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Erlangen, den 11. November 2010

11 Abbildungsverzeichnis

1	Energiespektrum der Kosmischen Strahlung.	6
2	Temperaturverlauf im Jahresmittel in den mittleren Breiten	10
3	Schematischer Grundaufbau des ANTARES Neutrino Teleskops.	13
4	Verankerungsschema der Lines am Meeresboden mit Identifikationsnummern.	13
5	Halterung mit drei optischen Modulen bei der Kontrolle	13
6	Zenitwinkelverteilung der Myonen.	15
7	Skizze des Tscherenkovlichtkegels beim Durchgang durch das ANTARES Teleskop.	15
8	Chronologische Anordnung 9-, 10 und 12-Line Periode der realen Daten. Das Datum gibt den ersten Tag der jeweiligen Datenperiode an.	23
9	Simulation: ${}^{MC}\vartheta$ und ${}^R\vartheta$ der 12-Line Konfiguration für atmosphärische Myonen. Die angegebenen Zahlen der Z-Achse werden mit 1000 multiplizieren.	26
10	Der Zwischenwinkel γ wird durch die Vektoren \vec{M} und \vec{T} aufgespannt. \vec{M} enthält die Spur der Monte Carlo Daten, \vec{T} die Spur der daraus rekonstruierten Daten.	28
11	Grenzen des Rekonstruktionsalgorithmus im Bereich ϑ in einer 12-Line Konfiguration für simulierte Hits ohne weitere Anwendung von Schnittparametern.	31
12	${}^R\chi^2$ -Verteilung der 9-, 10- und 12-Line Konfiguration.	33
13	${}^{MC}\chi^2$ -Verteilung der 9-, 10- und 12-Line Konfiguration.	33
14	Amplituden-Verteilung der 9-Line Konfiguration.	34
15	Amplituden-Verteilung der 10-Line Konfiguration.	35
16	Amplituden-Verteilung der 12-Line Konfiguration.	35
17	φ -Verteilung der Monte Carlo Simulation und der Realdaten.	37
18	Auf die Fläche normierte Verteilung von ${}^{MC}\vartheta$ und ${}^R\vartheta$	38
19	Vergleich der ϑ -Verteilung der 9-Line Konfiguration für Realdaten und Monte Carlo Simulation.	38
20	Vergleich der ϑ -Verteilung der 10-Line Konfiguration für Realdaten und Monte Carlo Simulation.	39
21	Vergleich der ϑ -Verteilung der 12-Line Konfiguration für Realdaten und Monte Carlo Simulation.	39

22	χ^2 -Verteilung für Triggerwörter 8192 und 8224 in der 9-Line Konfiguration.	42
23	ϑ -Verteilung für Triggerwörter 8192 und 8224 in der 9-Line Konfiguration.	42
24	Amplituden-Verteilung für Triggerwörter 8192 und 8224 in der 9-Line Konfiguration.	42
25	χ^2 -Verteilung für Triggerwörter 32 und 8224 in der 10-Line Konfiguration	43
26	ϑ -Verteilung für Triggerwörter 32 und 8224 in der 10-Line Konfiguration	43
27	Amplituden-Verteilung für Triggerwörter 32 und 8224 in der 10-Line Konfiguration	43
28	χ^2 -Verteilung der Triggerwörter 8192, 8200, 8208, 8216, 8224, 8232, 8240 und 8248 in der 12-Line Konfiguration.	44
29	ϑ -Verteilung der Triggerwörter 8192, 8200, 8208, 8216, 8224, 8232, 8240 und 8248 in der 12-Line Konfiguration.	44
30	Amplituden-Verteilung für Triggerwort 8192 und 8224 in der 12-Line Konfiguration.	44
31	ϑ -Verteilung für Triggerwort 8200, 8208, 8216, 8232, 8240 und 8248 in der 12-Line Konfiguration.	45
32	Punktspreizfunktion der 9-Line Konfiguration mit Monte Carlo Daten	46
33	γ -Verteilung für die drei vorkommenden Line Konfigurationen.	48
34	Histogramm der $\gamma(\vartheta)$ -Verteilung in der 12-Line Konfiguration	49
35	Rekonstruierte Anzahl der Ereignisse in der 12-Line Konfiguration.	53
36	Rekonstruierte Anzahl der Ereignisse in der 10-Line Konfiguration.	54
37	Rekonstruierte Anzahl der Ereignisse in der 9-Line Konfiguration.	55
38	Mittelwert und Standardabweichung für die Anzahl der Einträge in den Realdaten aus den drei Laufzeitperioden in Abhängigkeit von $\varphi_{[j]}$	56
39	Das Detektorlayout wird über das Koordinatensystem des Detektors der BBFit Daten gelegt um die Achsen A, B, C und D mit einer Himmelsrichtung zu verknüpfen.	57
40	Die normierte Anzahl in Prozent der rekonstruierten Spuren in Abhängigkeit von ϑ für die Realdaten der drei Line Konfigurationen.	59
41	Mittelwert und Standardabweichung für Realdaten aus den 3 Laufzeitperioden, bezüglich eines $\vartheta_{[j]}$	60
42	${}^R\chi^2_{median}$ angetragen gegen φ	62
43	${}^R\chi^2_{median}$ angetragen gegen φ	63

44	${}^R\chi^2_{\text{median}}$ angetragen gegen φ	64
45	${}^R\chi^2_{\text{median}}$ in Abhangigkeit von ϑ	65
46	${}^R\chi^2_{\text{median}}$ in Abhangigkeit von ϑ	65
47	${}^R\chi^2_{\text{median}}$ in Abhangigkeit von ϑ	66
48	Raumwinkel γ der 9-Line Konfiguration	66
49	Raumwinkel γ der 10-Line Konfiguration	67
50	Raumwinkel γ der 12-Line Konfiguration	67
51	Die Monte Carlo Simulation bestimmt einen maximalen Wert ${}^{MC}\chi^2_{\text{median}[i]}$, der als Qualitatsschnitt fur Realdaten in der 9-Line Konfiguration ver- wendet wird.	69
52	Die Monte Carlo Simulation bestimmt einen maximalen Wert ${}^{MC}\chi^2_{\text{median}[i]}$, der als Qualitatsschnitt fur Realdaten in der 10-Line Konfiguration ver- wendet wird.	70
53	Die Monte Carlo Simulation bestimmt einen maximalen Wert ${}^{MC}\chi^2_{\text{median}[i]}$, der als Qualitatsschnitt fur Realdaten in der 12-Line Konfiguration ver- wendet wird.	70
54	Anzahl der gemessenen Spuren in Abhangigkeit von φ und ϑ fur Rea- ldaten der 9-Line Konfiguration.	71
55	Anzahl der gemessenen Spuren in Abhangigkeit von φ und ϑ fur Rea- ldaten der 10-Line Konfiguration.	72
56	Anzahl der gemessenen Spuren in Abhangigkeit von φ und ϑ fur Rea- ldaten der 12-Line Konfiguration.	72
57	${}^R\chi^2_{\text{median}[ij]}$ in Abhangigkeit von φ und ϑ fur Realdaten der 9-Line Kon- figuration.	73
58	${}^R\chi^2_{\text{median}[ij]}$ in Abhangigkeit von φ und ϑ fur Realdaten der 10-Line Kon- figuration.	74
59	${}^R\chi^2_{\text{median}[ij]}$ in Abhangigkeit von φ und ϑ fur Realdaten der 12-Line Kon- figuration.	74
60	${}^{MC}\gamma_{\text{median}[ij]}$ in Abhangigkeit von φ und ϑ fur eine Monte Carlo Simula- tion der 9-Line Konfiguration.	75
61	${}^{MC}\gamma_{\text{median}[ij]}$ in Abhangigkeit von φ und ϑ fur eine Monte Carlo Simula- tion der 10-Line Konfiguration.	76
62	${}^{MC}\gamma_{\text{median}[ij]}$ in Abhangigkeit von φ und ϑ fur eine Monte Carlo Simula- tion der 12-Line Konfiguration.	76

63	Auswahl atmosphärischer Myonen im Äquatorialsystem für die 9-Line Konfiguration.	78
64	Auswahl atmosphärischer Myonen im Äquatorialsystem für die 10-Line Konfiguration.	79
65	Auswahl atmosphärischer Myonen im Äquatorialsystem für die 12-Line Konfiguration.	80
66	Tage ohne aktive Datennahme der 3 Line Konfigurationen	83
67	Ein durchschnittlicher Tag bei aktiver Datennahme mit dem ANTARES Neutrino Teleskop. Es wird der 03.03.08 betrachtet. Dieser Tag liegt innerhalb dem Zeitraum der 9-Line Konfiguration.	85
68	Erwartungswert μ_R für jeweils 12 Stunden mit Standardabweichung σ_R	86
69	Erwartungswert μ_R für jeweils 12 Stunden mit Standardabweichung σ_R	86
70	Erwartungswert μ_R für jeweils 12 Stunden mit Standardabweichung σ_R	87
71	Rate atmosphärischer Myonen im Vergleich mit der Strömungsgeschwindigkeit im Zeitraum der 9-Line Konfigurationen.	88
72	Rate atmosphärischer Myonen im Vergleich mit der Strömungsgeschwindigkeit im Zeitraum der 10-Line Konfigurationen.	89
73	Rate atmosphärischer Myonen im Vergleich mit der Strömungsgeschwindigkeit im Zeitraum der 12-Line Konfigurationen.	89
74	Trigger T3 und 3D scan in der 9-Line Konfiguration.	91
75	Streckungsfaktor α für die 9-Line Konfiguration.	91
76	Trigger 32 und 8224 in der 10-Line Konfiguration.	92
77	Acht verschiedene Trigger der 12-Line Konfiguration.	93
78	Streckungsfaktor α für die 12-Line Konfiguration.	93
79	Der erste Run, der 9-Line Konfiguration.	95
80	t_d in Abhängigkeit der Runnumber der 9-Line Konfiguration	96
81	t_d in Abhängigkeit der Runnumber der 10-Line Konfiguration	97
82	t_d in Abhängigkeit der Runnumber der 12-Line Konfiguration	97
83	Raten der ersten 180s in der 9-Line Periode. Ein Bin entspricht 30s.	99
84	Raten der ersten 180s in der 10-Line Periode. Ein Bin entspricht 30s.	99
85	Raten der ersten 180s in der 12-Line Periode. Ein Bin entspricht 30s.	100
86	Nuklidenkarte des Sonnensystems im Vergleich mit der gemessenen kosmischen Strahlung.	115

87	Simulation: ${}^{MC}\vartheta$ und ${}^R\vartheta$ der 10-Line Konfiguration für atmosphärische Myonen. Die angegebene Anzahl der Z-Achse ist mit 1000 zu multiplizieren.	116
88	Simulation: ${}^{MC}\vartheta$ und ${}^R\vartheta$ der 9-Line Konfiguration für atmosphärische Myonen. Die angegebene Anzahl der Z-Achse ist mit 1000 zu multiplizieren.	116
89	PSF der 9-Line Konfiguration	117
90	PSF der 10-Line Konfiguration	117
91	Histogramm der $\gamma(\vartheta)$ -Verteilung in der 9-Line Konfiguration	118
92	Histogramm der $\gamma(\vartheta)$ -Verteilung in der 10-Line Konfiguration	118
93	Rekonstruierten Ereignisse in der 9-Line Konfiguration(Monte Carlo Daten) - Normiert auf die Gesamtzahl der vorkommenden Ereignisse.	119
94	Rekonstruierten Ereignisse in der 10-Line Konfiguration(Monte Carlo Daten) - Normiert auf die Gesamtzahl der vorkommenden Ereignisse.	119
95	Rekonstruierten Ereignisse in der 12-Line Konfiguration(Monte Carlo Daten) - Normiert auf die Gesamtzahl der vorkommenden Ereignisse.	120
96	Mittelwert und Standartabweichung für die Anzahl der Einträge in den Monte Carlo Daten aus den drei Laufzeitperioden in Abhängigkeit von $\varphi_{[i]}$	120
97	Die normierte Anzahl in % der rekonstruierten Spuren in Abhängigkeit von ϑ (Jeweils normiert auf die Gesamtanzahl in Prozent)	121
98	Mittelwert und Standartabweichung für Realdaten aus den 3 Laufzeitperioden, bezüglich eines $\vartheta_{[j]}$	121
99	${}^{MC}\chi^2_{median}$ in Abhängigkeit von ϑ in der 9-Line Konfiguration.	122
100	${}^{MC}\chi^2_{median}$ in Abhängigkeit von ϑ in der 10-Line Konfiguration.	122
101	${}^{MC}\chi^2_{median}$ in Abhängigkeit von ϑ in der 12-Line Konfiguration.	123
102	Anzahl der gemessenen Spuren in Abhängigkeit von φ und ϑ der Monte Carlo Simulation in der 9-Line Konfiguration.	123
103	Anzahl der gemessenen Spuren in Abhängigkeit von φ und ϑ der Monte Carlo Simulation in der 10-Line Konfiguration.	125
104	Anzahl der gemessenen Spuren in Abhängigkeit von φ und ϑ der Monte Carlo Simulation in der 12-Line Konfiguration.	125
105	${}^{MC}\chi^2_{median[i,j]}$ in Abhängigkeit von φ und ϑ der Monte Carlo Simulation in der 9-Line Konfiguration	126

106	$M^{MC} \chi^2_{\text{median}[ij]}$ in Abhangigkeit von φ und ϑ der Monte Carlo Simulation in der 10-Line Konfiguration	126
107	$M^{MC} \chi^2_{\text{median}[ij]}$ in Abhangigkeit von φ und ϑ der Monte Carlo Simulation in der 12-Line Konfiguration	127
108	Anzahl der Runs in Abhangigkeit der Differenzzeit t_d in der 9-Line Konfiguration.	127
109	Anzahl der Runs in Abhangigkeit der Differenzzeit t_d in der 10-Line Konfiguration.	128
110	Anzahl der Runs in Abhangigkeit der Differenzzeit t_d in der 12-Line Konfiguration.	128
110		

12 Tabellenverzeichnis

1	Übersicht über Trigger	19
2	Übersicht über die Anzahl simulierter Ereignisse	20
3	Zusammengefasste Informationen über die Datennahme der drei Laufzeitkonfigurationen	22
4	Trigger in der 9-Line Konfiguration.	24
5	Trigger in der 10-Line Konfiguration.	24
6	Trigger in der 12-Line Konfiguration.	24
7	Übersicht über den Datenverlust beim Anwenden der verwendeten Schnittparameter a), b) und c) und ihre Kombinationen.	32
8	χ^2_{median} und der am häufigsten vorkommende Wert von χ^2 , abgekürzt mit χ^2_{max}	32
9	A_{median} und der am häufigsten vorkommende Wert von A, abgekürzt mit A_{max} .	34
10	Übersicht über die Anzahl der Ereignisse, deren Koordinatnensatz mit φ_R in einem verbotenen Bereich liegen. (${}^R\varphi \in [-180^\circ, +180^\circ]$) * , (${}^R\varphi \notin [-180^\circ, +180^\circ]$) *	36
11	Übersicht über die Anzahl der Ereignisse, deren Koordinatnensatz mit φ_{MC} in einem verbotenen Bereich liegen. (${}^{MC}\varphi \in [-180^\circ, +180^\circ]$) * , (${}^{MC}\varphi \notin [-180^\circ, +180^\circ]$) *	36
12	σ_φ und σ_ϑ für 9-Line, 10-Line und 12-Line Konfiguration	47
13	Übersicht über γ_{median} und γ_H .	47
14	Übersicht über die Streifen in φ in denen die Häufigsten Ereignisse in der 12-Line Konfiguration vorkommen.	56
15	Korrelationskoeffizienten	61
16	Korrelationskoeffizienten ρ für einen Zusammenhang zwischen γ , Anzahl der Ereignisse und χ^2	68
17	Daten der Laufzeitperioden, angegeben im gregorianischen Kalender und als modifiziertes Julianisches Datum.	82
18	Gegenüberstellung von Ereignissen und χ^2 zu bestimmten Winkeln erhöhter Rekonstruktion.	124

13 Literatur

- [1] OHNE AUTOR: *Astroteilchenphysik: Kosmische Strahlung: Indirekte Messungen*. Website. http://www.astroteilchenphysik.de/grafik/topics/cr/enerspek_avh.gif. Version: Juli 2006. – Abruf am 10. November 2010
- [2] BLECK-NEUHAUS, Jörn: *Elementare Teilchen: Moderne Physik von den Atomen bis zum Standard-Modell*. 1. Springer, Berlin, 2010
- [3] HÄNSEL, Horst ; NEUMANN, Werner: *Atome, Atomkerne, Elementarteilchen. Physik - Band 3. Spektrum Lehrbuch - Studienausgabe*. Spektrum Akademischer Verlag, 1995
- [4] ABBASI, R. U. u. a.: Observation of the GZK cutoff by the HiRes experiment. In: *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008)
- [5] ABBASI, Rasha ; DESIATI, Paolo: Large Scale Cosmic Ray Anisotropy With Ice-Cube. In: *Astrophys. J.* 718 (2010)
- [6] SEMIKOZ, D.: High-energy astroparticle physics. (2010). – arXiv:1010.2647v1 [hep-ph]
- [7] AMSLER, C. ; DOSER, M. ; M. ANTONELLI u. a.: *Particle Physics Booklet: July 2008*. Particle Data Group, 2008
- [8] KRAUS, Helmut: *Die Atmosphäre der Erde: Eine Einführung in die Meteorologie*. 3., erw. u. aktualis. A. Springer, Berlin, 2009
- [9] WISSMANN, F.: *Jahresbericht 2003*. Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 2003 <http://www.ptb.de/de/publikationen/download/index.html>
- [10] GRIEDER, Peter K. F.: *Cosmic Rays at Earth: Researcher's Reference Manual and Data Book*. Elsevier Science, 2001
- [11] STOLARCZYK, Thierry: *Detector Design*. Website. <http://antares.in2p3.fr/Overview/detector.html>. Version: September 2008. – Abruf am 10. November 2010
- [12] BRUIJN, R.: *The ANTARES Neutrino Telescope: Performance Studies and Analysis of First Data.*, Amsterdam Univ., Diss., 2008. – Cern Document Server: 1099132

- [13] STOLARCZYK, Thierry: *Detector Design*. Website. http://antares.in2p3.fr/Gallery/CNRS/LineConstruction/116_Antares_Vincenttriplet.jpg. Version: September 2008. – Abruf am 10. November 2010
- [14] BOUWHUIS, Mieke ; GAEMERS, K J F.: *Detection of Neutrinos from Gamma-Ray Bursts*. Amsterdam, Amsterdam Univ., Diss., 2005
- [15] ARDID, M.: ANTARES: A System of Underwater Sensors Looking for Neutrinos. (2007), S. 192–197. <http://dx.doi.org/10.1109/SENSORCOMM.2007.4394920>. – DOI 10.1109/SENSORCOMM.2007.4394920
- [16] HALZEN, Francis ; HOOPER, Dan: High-energy neutrino astronomy: The cosmic ray connection. In: *Rept. Prog. Phys.* 65 (2002), S. 1025–1078
- [17] STOLARCZYK, Thierry: *Detector Design*. Website. <http://antares.in2p3.fr/Overview/images/cerenkov.gif>. Version: September 2008. – Abruf am 10. November 2010
- [18] BECKA, Thomas: *Nachweis atmosphärischer Myonneutrinos und Suche nach extraterrestrischen Neutrinoquellen in den AMANDA-Daten des Jahres 2002*. 1. Shaker, 2005
- [19] AGULIAR, J.A. ; SAMARAI, I.Al. ; ALBERT, A. u. a.: *Time Calibration of the ANTARES Neutrino Telescope*. – kommende Veröffentlichung
- [20] BARET, Bruny: Charge Calibration of the ANTARES high energy neutrino telescope. (2009). – arXiv:0908.0810v2 [astro-ph.IM]
- [21] OHNE AUTOR: *ROOT | A Data Analysis Framework*. Website. <http://root.cern.ch>. Version: November 2010. – Abruf am 10. November 2010
- [22] DE JONG, M.: *The ANTARES Trigger Software*. Mai 2005. – Internal note ANTARES SOFT-2005-005
- [23] HECK, D. ; KNAPP, J. ; CAPDEVIELLE, J-N. ; SCHATZ, G. ; THOUW, T.: CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers. (1998). <http://democrate.in2p3.fr/democrate-00005094/en/>

- [24] SUKOWSKI, Frank: *Luftschauersimulation zur Bestimmung des myonischen Untergrunds für das ANTARES-Neutrino-Teleskop*, Friedrich-Alexander-Universität, Diplomarbeit, 2003
- [25] ANTONIOLI, P. ; GHETTI, C. ; KOROLKOVA, E. V. ; KUDRYAVTSEV, V. A. ; SARTORELLI, G.: A three-dimensional code for muon propagation through the rock: MUSIC. In: *Astropart. Phys.* 7 (1997), S. 357–368
- [26] ZABOROV, D.: Simulation of a km**3-scale deep-sea neutrino detector. (2002). – arXiv:hep-ex/0207039
- [27] OHNE AUTOR: *Data and Simulation*. Website. http://antares.in2p3.fr/internal/dokuwiki/doku.php?id=data_and_simulation. Version: Juni 2009. – Abruf am 10. November 2010
- [28] BRUNNER, J.: *Analysis of 2007 and 2008 data with BBfit*. 2009. – Internal note ANTARES SOFT-2009-006
- [29] ESCOFFIER, S.: *Bioluminescence studies with the ANTARES Prototype Sector Line*. Januar 2005. – Internal note ANTARES-Site/2005-001
- [30] BRUNNER, Jürgen: *The BBFit Reconstruction algorithm*. Mai 2009. – Internal note ANTARES SOFT-2009-003
- [31] OHNE AUTOR: *Minuit Home Page*. Website. <http://lcgapp.cern.ch/project/cls/work-packages/mathlibs/minuit/home.html>. Version: Juni 2006. – Abruf am 10. November 2010
- [32] BRUNNER, Jürgen: *Re: Frage zum BBFit Algorithmus*. 2010. – email: brunner@cppm.in2p3.fr
- [33] GAISSER, Thomas K. ; STANEV, Todor: High-energy Cosmic Rays. (2005). – arXiv:astro-ph/0510321

Anhang

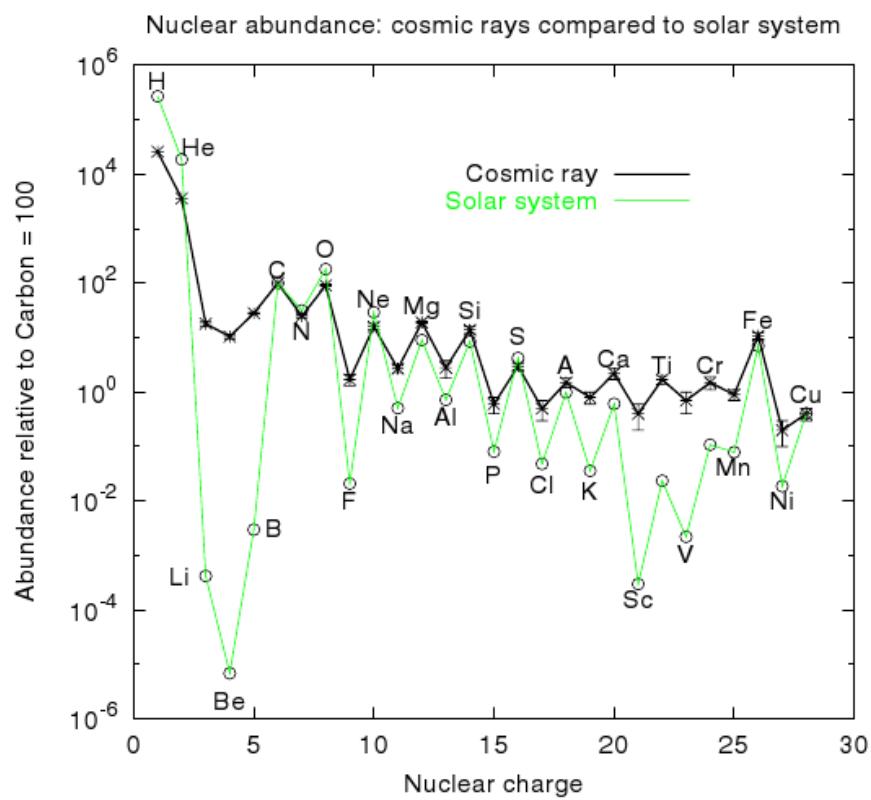


Abbildung 86: Nuklidenkarte des Sonnensystems [33, S. 4].

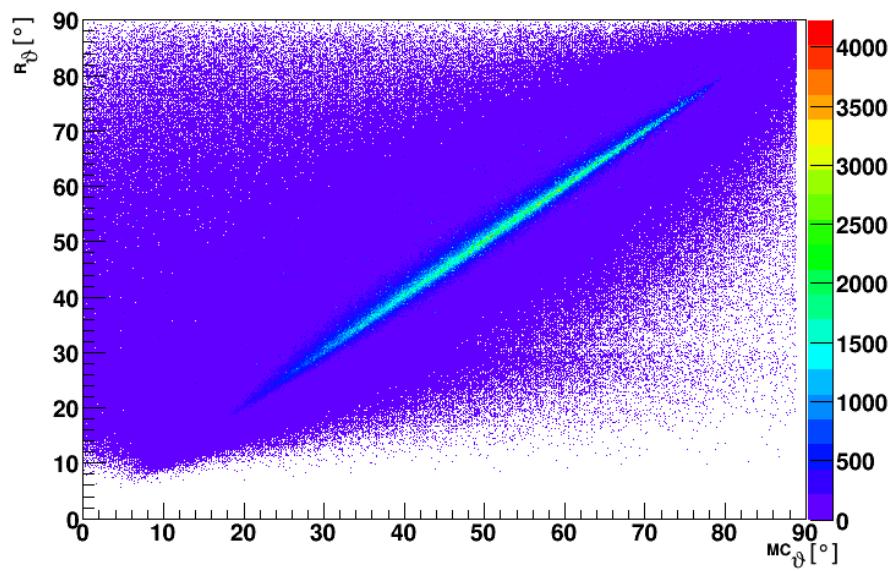


Abbildung 87: Simulation: ${}^{MC}\vartheta$ und ${}^R\vartheta$ der 10-Line Konfiguration für atmosphärische Myonen. Die angegebene Anzahl der Z-Achse ist mit 1000 zu multiplizieren.

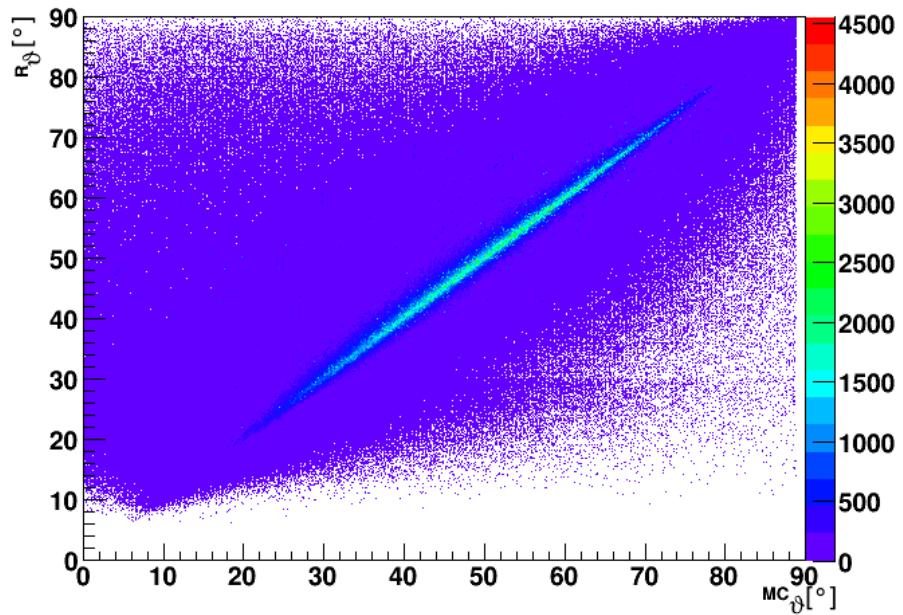


Abbildung 88: Simulation: ${}^{MC}\vartheta$ und ${}^R\vartheta$ der 9-Line Konfiguration für atmosphärische Myonen. Die angegebene Anzahl der Z-Achse ist mit 1000 zu multiplizieren.

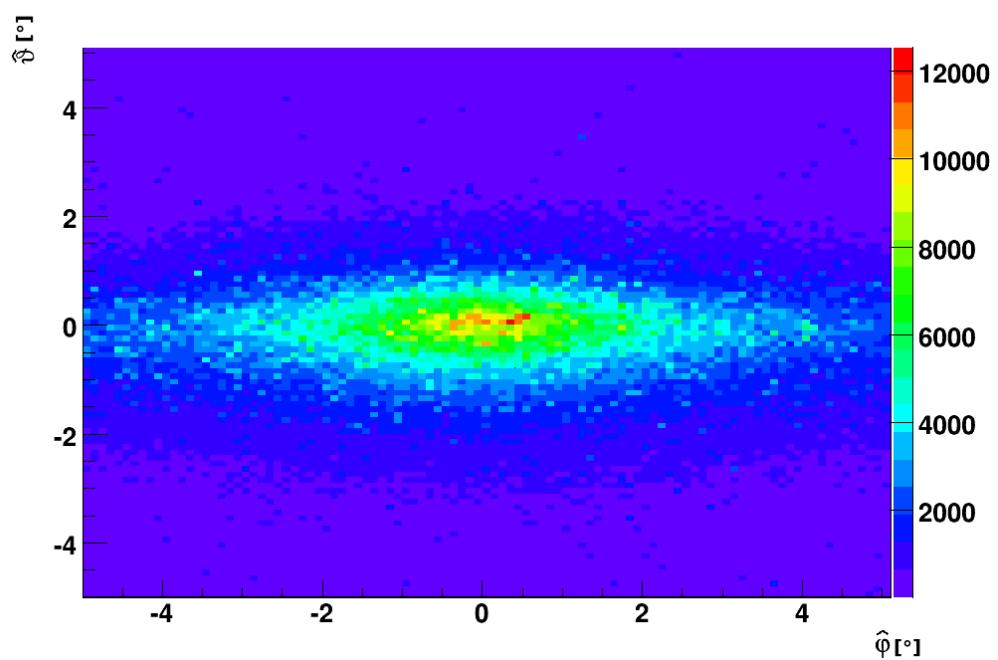


Abbildung 89: PSF der 9-Line Konfiguration

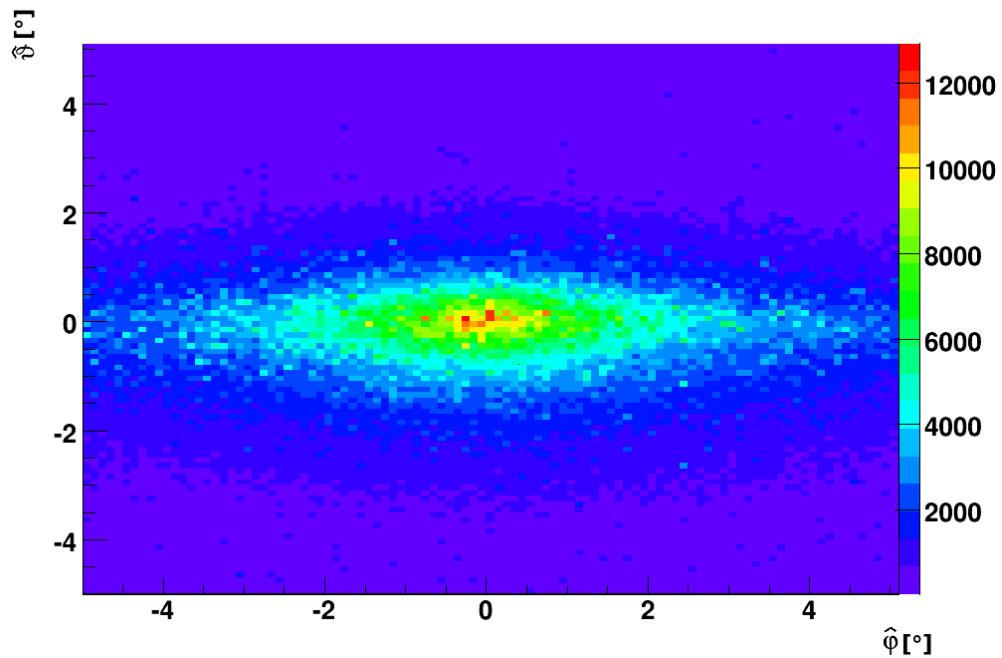


Abbildung 90: PSF der 10-Line Konfiguration

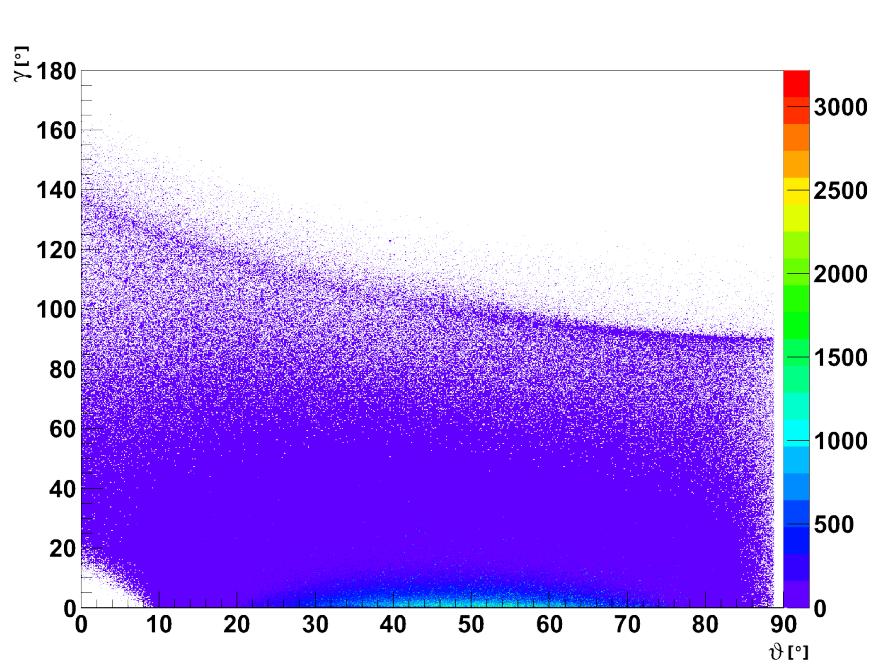


Abbildung 91: Histogramm der $\gamma(\vartheta)$ -Verteilung in der 9-Line Konfiguration

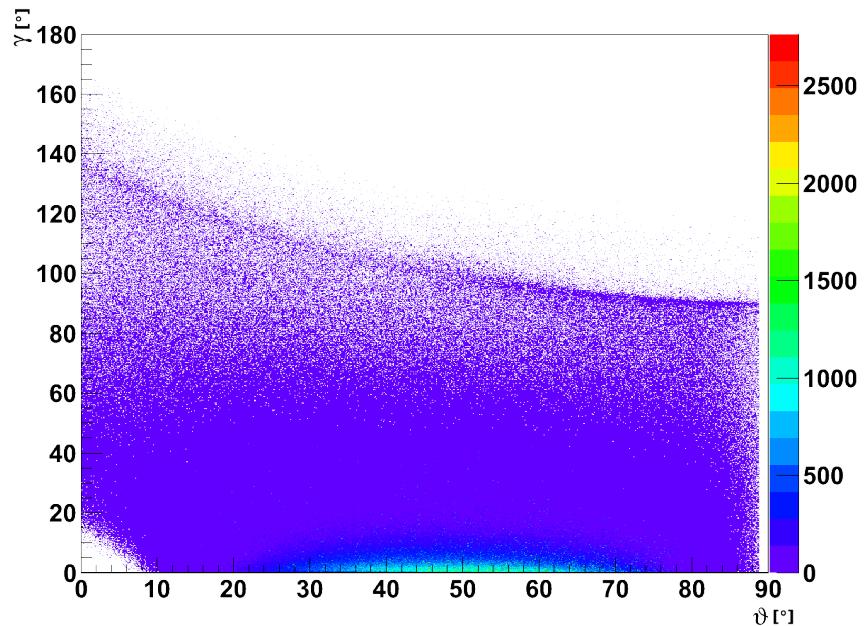


Abbildung 92: Histogramm der $\gamma(\vartheta)$ -Verteilung in der 10-Line Konfiguration

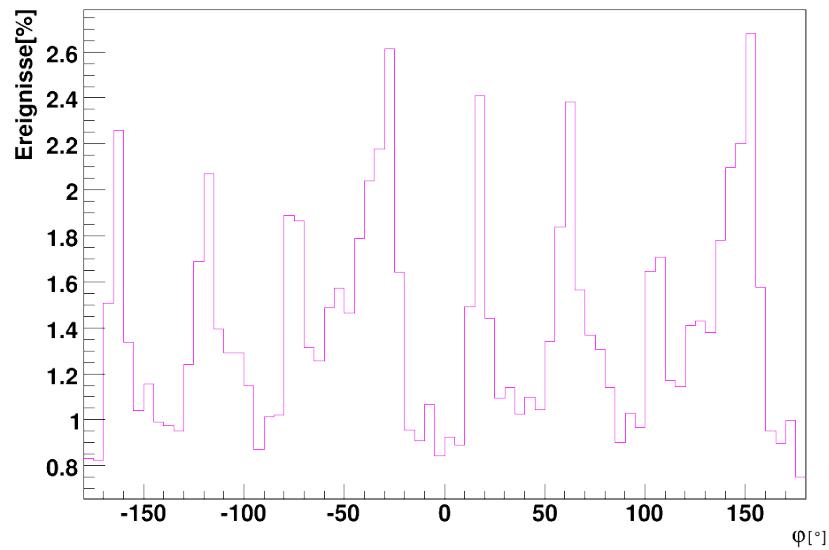


Abbildung 93: Rekonstruierten Ereignisse in der 9-Line Konfiguration(Monte Carlo Daten) - Normiert auf die Gesamtzahl der vorkommenden Ereignisse.

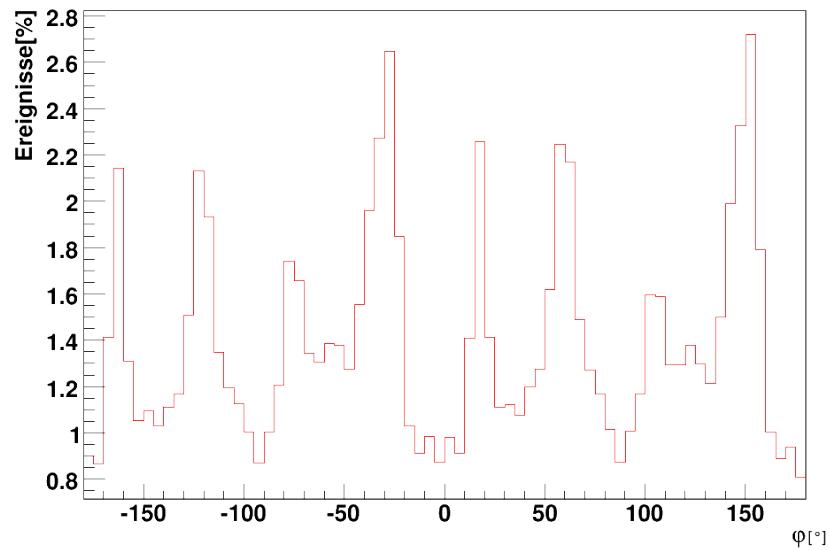


Abbildung 94: Rekonstruierten Ereignisse in der 10-Line Konfiguration(Monte Carlo Daten) - Normiert auf die Gesamtzahl der vorkommenden Ereignisse.

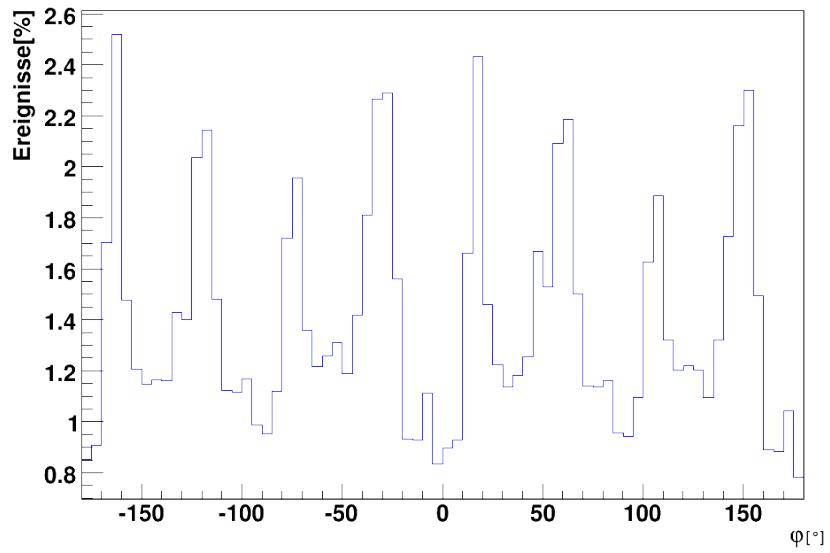


Abbildung 95: Rekonstruierten Ereignisse in der 12-Line Konfiguration(Monte Carlo Daten) - Normiert auf die Gesamtzahl der vorkommenden Ereignisse.

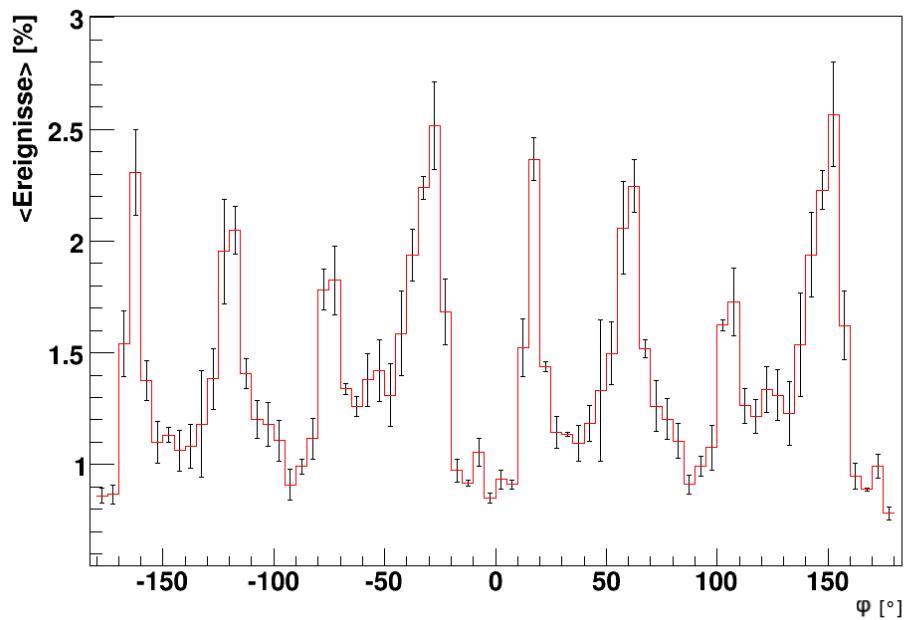


Abbildung 96: Mittelwert und Standardabweichung für die Anzahl der Einträge in den Monte Carlo Daten aus den drei Laufzeitperioden in Abhängigkeit von $\phi_{[i]}$.

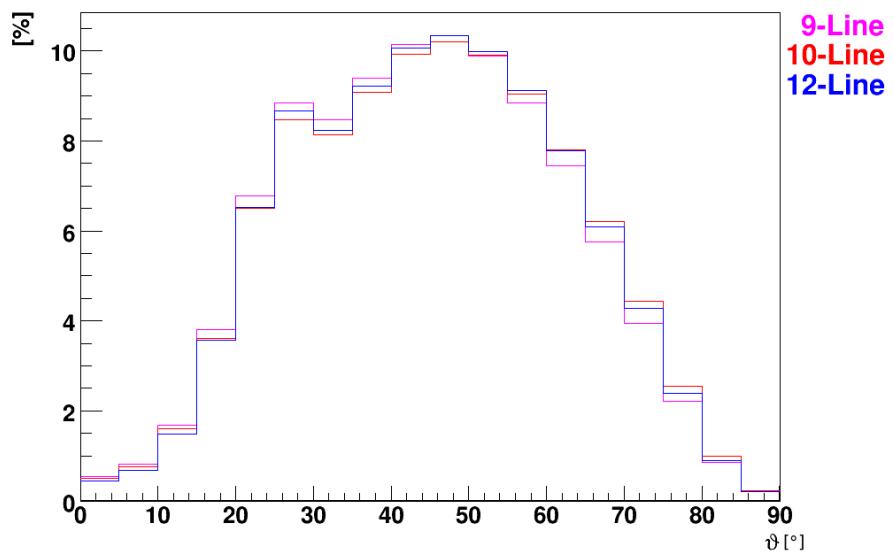


Abbildung 97: Die normierte Anzahl in % der rekonstruierten Spuren in Abhängigkeit von ϑ (Jeweils normiert auf die Gesamtanzahl in Prozent)

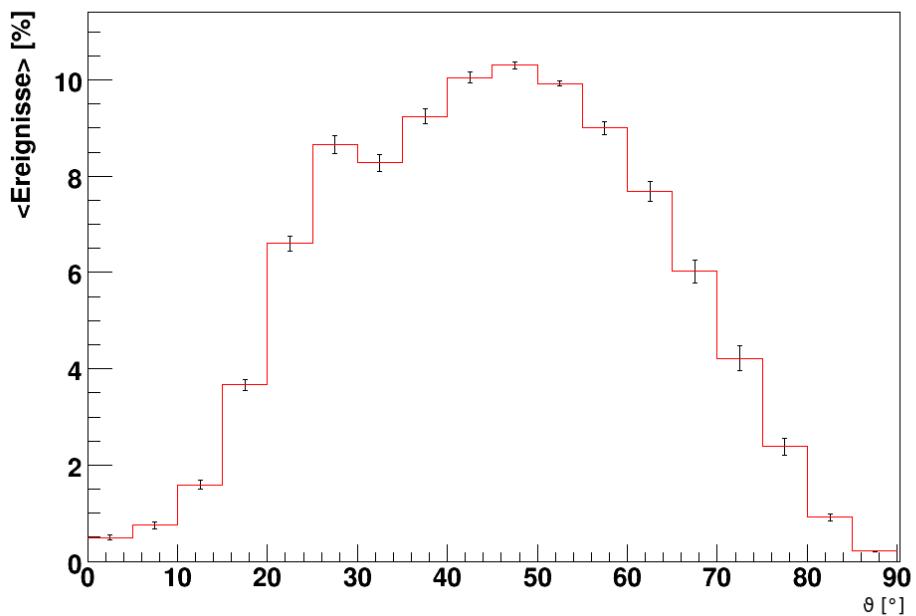


Abbildung 98: Mittelwert und Standardabweichung für Realdaten aus den 3 Laufzeitperioden, bezüglich eines $\vartheta_{[j]}$.

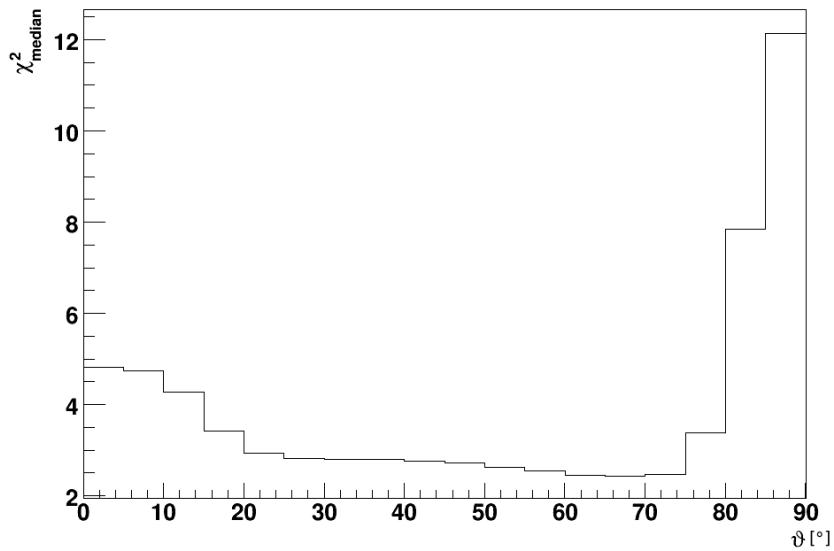


Abbildung 99: ${}^{MC}\chi^2_{median}$ in Abhangigkeit von ϑ in der 9-Line Konfiguration.

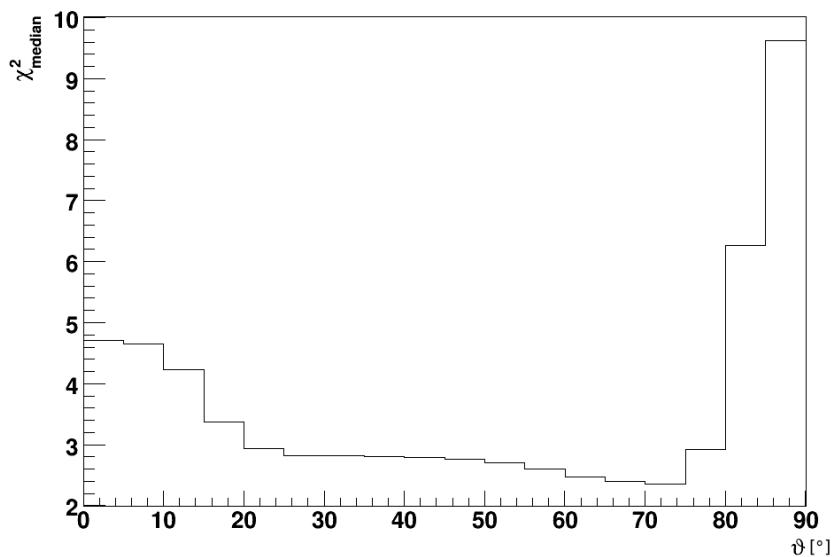


Abbildung 100: ${}^{MC}\chi^2_{median}$ in Abhangigkeit von ϑ in der 10-Line Konfiguration.

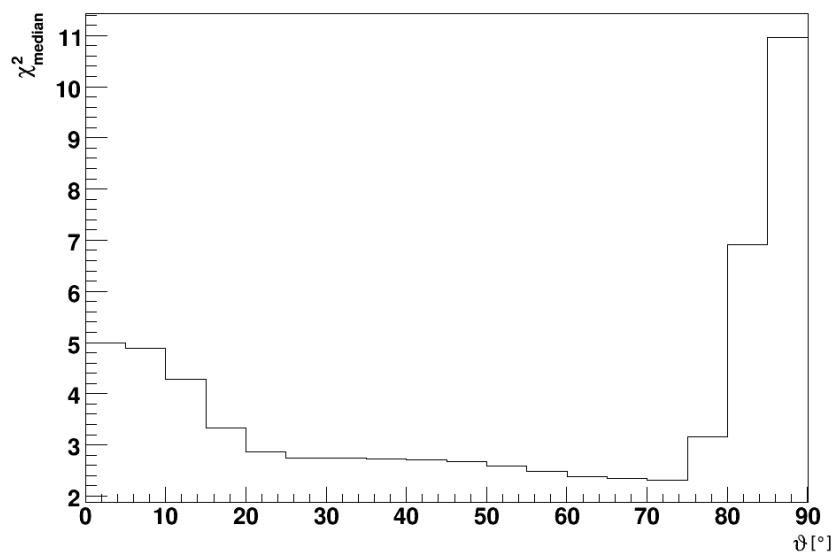


Abbildung 101: ${}^{MC}\chi^2_{median}$ in Abhangigkeit von ϑ in der 12-Line Konfiguration.

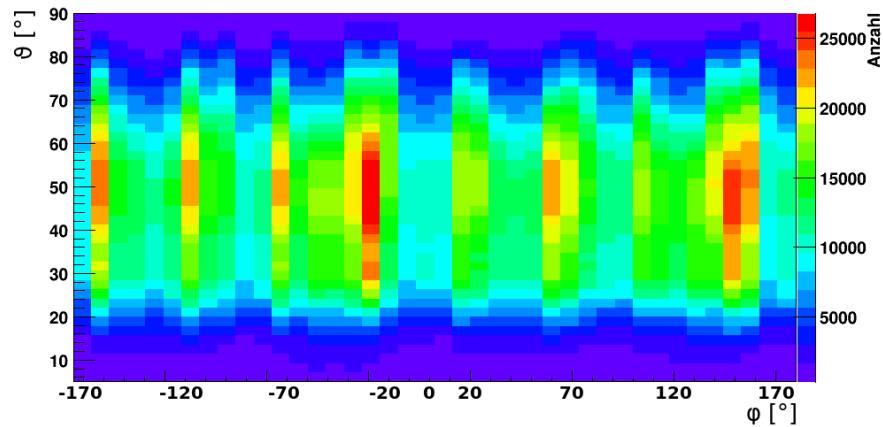


Abbildung 102: Anzahl der gemessenen Spuren in Abhangigkeit von φ und ϑ der Monte Carlo Simulation in der 9-Line Konfiguration.

[i]	φ	${}_9N_{[i]}$	${}_9\chi^2_{[i]}$	${}_10N_{[i]}$	${}_9\chi^2_{[i]}$	${}_12N_{[i]}$	${}_9\chi^2_{[i]}$
3	$-170^\circ < \varphi < -165^\circ$	128877	2,93	109417	2,97	322020	2,84
4	$-165^\circ < \varphi < -160^\circ$	212601	2,99	197921	2,97	515753	2,93
5	$-160^\circ < \varphi < -155^\circ$	103127	2,71	100559	2,87	247028	2,75
10	$-135^\circ < \varphi < -130^\circ$	54451	4,01	87360	3,03	196442	3,08
11	$-130^\circ < \varphi < -125^\circ$	78369	3,2	125592	2,6	275759	2,71
12	$-125^\circ < \varphi < -120^\circ$	133305	2,85	234585	2,86	477629	2,91
13	$-120^\circ < \varphi < -115^\circ$	195720	3,15	193080	2,82	464950	2,77
14	$-115^\circ < \varphi < -110^\circ$	116707	2,62	118051	2,64	312331	2,77
15	$-110^\circ < \varphi < -105^\circ$	116702	2,75	109783	2,85	218086	2,89
21	$-80^\circ < \varphi < -75^\circ$	167244	3,26	148538	3,04	327872	2,91
22	$-75^\circ < \varphi < -70^\circ$	163585	2,96	141535	2,97	380907	2,99
23	$-70^\circ < \varphi < -65^\circ$	87958	3,28	94148	3,28	207171	3,03
28	$-45^\circ < \varphi < -40^\circ$	153973	3,13	135505	3,07	254640	3,14
29	$-40^\circ < \varphi < -35^\circ$	180157	3,06	183606	2,91	342805	2,87
30	$-35^\circ < \varphi < -30^\circ$	170355	2,65	203083	2,51	415923	2,58
31	$-30^\circ < \varphi < -25^\circ$	245539	3,14	274809	2,82	495841	2,9
32	$-25^\circ < \varphi < -20^\circ$	130270	3,12	194927	2,81	331515	2,93
33	$-20^\circ < \varphi < -15^\circ$	62912	3,45	80586	3,03	149759	3,13
39	$10^\circ < \varphi < 15^\circ$	118353	2,99	96482	3,10	291309	2,95
40	$15^\circ < \varphi < 20^\circ$	219765	3,16	182585	3,14	467975	3,03
41	$20^\circ < \varphi < 25^\circ$	111507	2,66	100908	2,86	234720	2,7
46	$45^\circ < \varphi < 50^\circ$	60656	3,71	94290	2,89	213656	2,93
47	$50^\circ < \varphi < 55^\circ$	90974	2,96	128069	2,62	293253	2,67
48	$55^\circ < \varphi < 60^\circ$	131222	2,84	216180	2,9	452556	2,92
49	$60^\circ < \varphi < 65^\circ$	213130	3,39	189436	2,92	439570	2,89
50	$65^\circ < \varphi < 70^\circ$	116262	2,72	110588	2,73	276301	2,88
51	$70^\circ < \varphi < 75^\circ$	108134	2,82	97152	2,86	200981	2,94
57	$100^\circ < \varphi < 105^\circ$	137422	3,32	124207	3,07	284334	2,94
58	$105^\circ < \varphi < 110^\circ$	154728	2,93	135944	2,91	356206	2,86
59	$110^\circ < \varphi < 115^\circ$	87960	3,15	95936	3,07	213514	2,87
64	$135^\circ < \varphi < 140^\circ$	156623	3,23	133060	3,06	240807	3,18
65	$140^\circ < \varphi < 145^\circ$	202675	3,17	193252	2,84	342855	2,85
66	$145^\circ < \varphi < 150^\circ$	188312	2,58	222727	2,43	425832	2,51
67	$150^\circ < \varphi < 155^\circ$	260492	3,05	286891	2,75	511077	2,85
68	$155^\circ < \varphi < 160^\circ$	135973	2,93	187696	2,73	322762	2,87
69	$160^\circ < \varphi < 165^\circ$	75449	3,76	82099	3,01	150716	3,13

Tabelle 18: Gegenüberstellung von Ereignissen und χ^2 zu bestimmten Winkeln erhöhter Rekonstruktion.

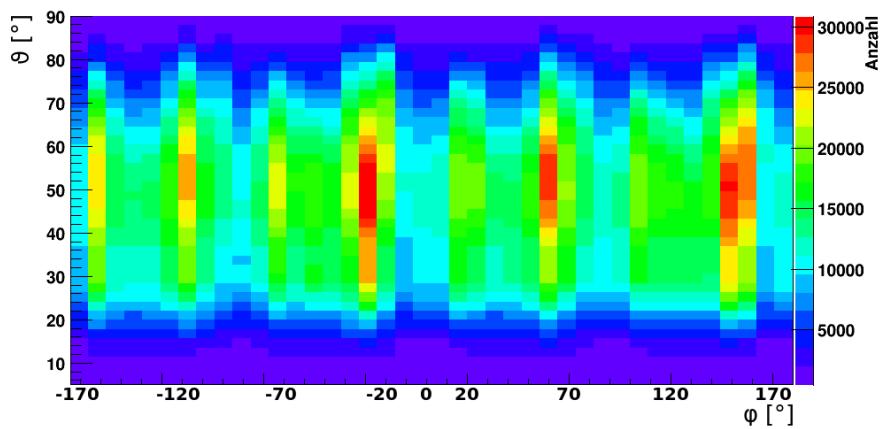


Abbildung 103: Anzahl der gemessenen Spuren in Abhangigkeit von φ und ϑ der Monte Carlo Simulation in der 10-Line Konfiguration.

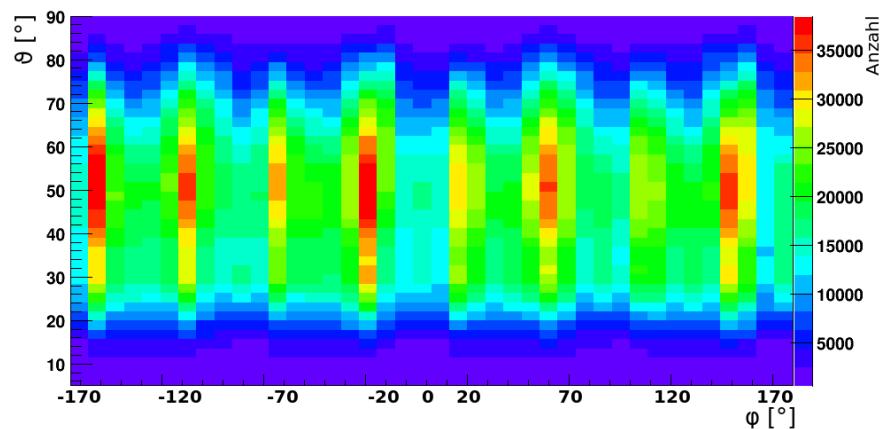


Abbildung 104: Anzahl der gemessenen Spuren in Abhangigkeit von φ und ϑ der Monte Carlo Simulation in der 12-Line Konfiguration.

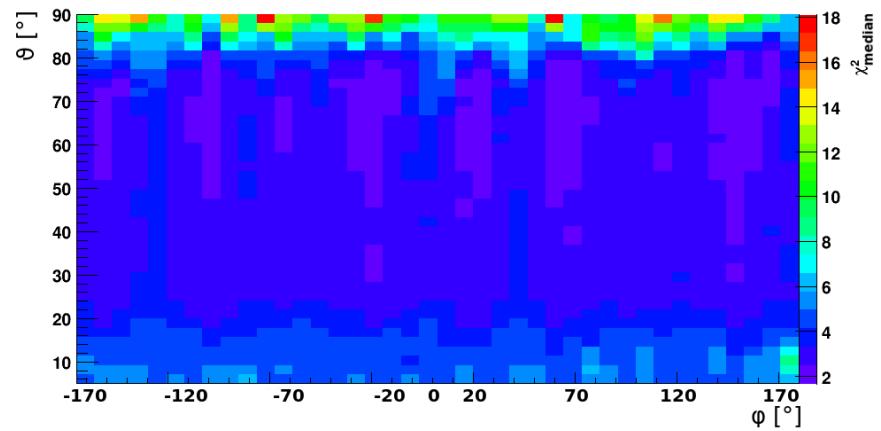


Abbildung 105: ${}^{MC} \chi^2_{\text{median}[i,j]}$ in Abhangigkeit von φ und ϑ der Monte Carlo Simulation in der 9-Line Konfiguration

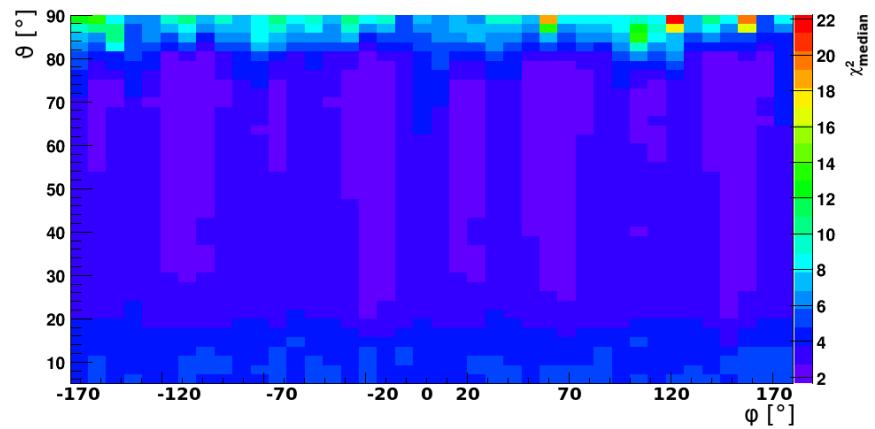


Abbildung 106: ${}^{MC} \chi^2_{\text{median}[i,j]}$ in Abhangigkeit von φ und ϑ der Monte Carlo Simulation in der 10-Line Konfiguration

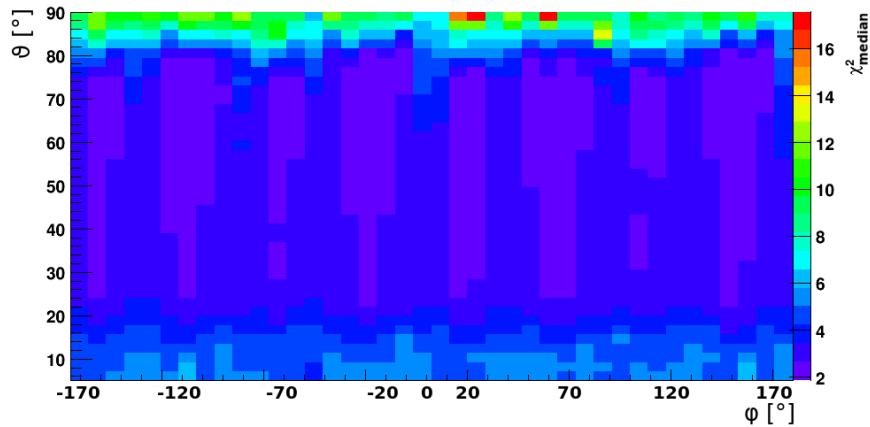


Abbildung 107: $MC \chi^2_{\text{median}[i,j]}$ in Abhängigkeit von φ und ϑ der Monte Carlo Simulation in der 12-Line Konfiguration

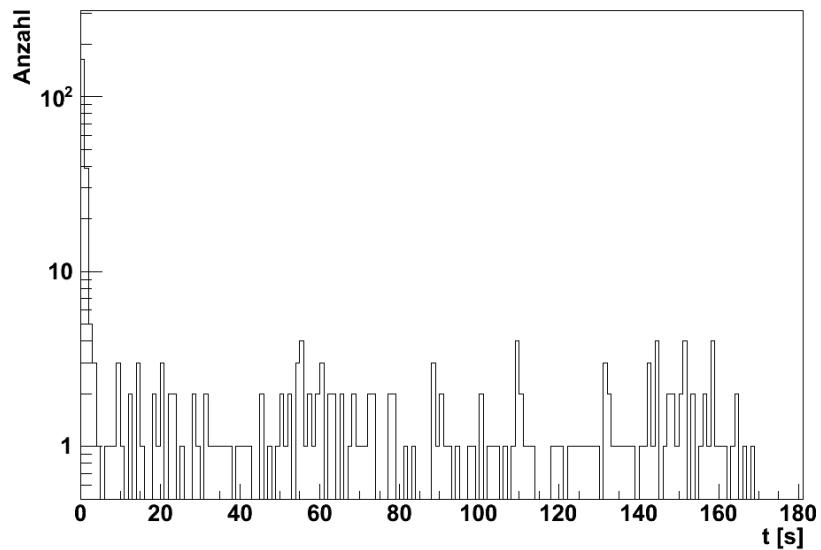


Abbildung 108: Anzahl der Runs in Abhängigkeit der Differenzzeit t_d in der 9-Line Konfiguration.

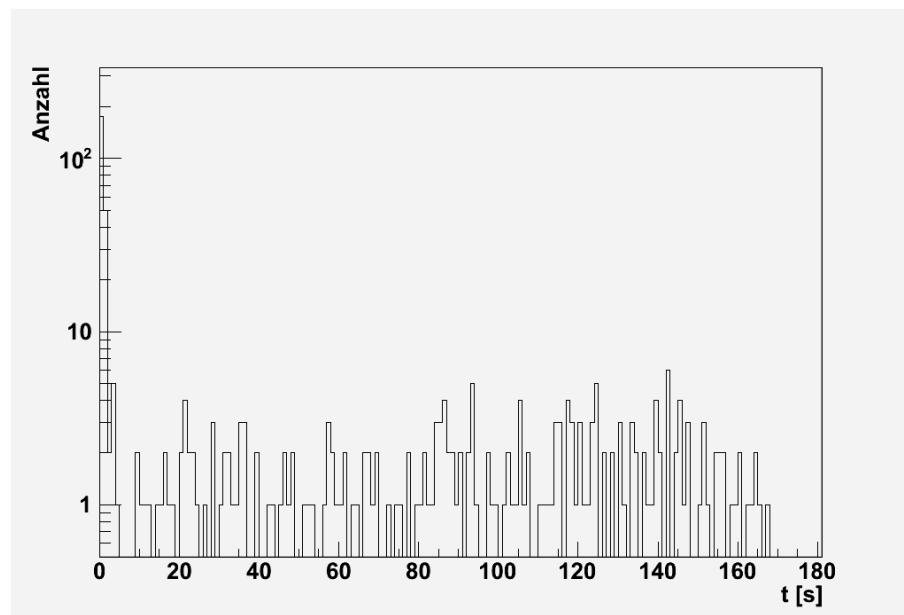


Abbildung 109: Anzahl der Runs in Abhangigkeit der Differenzzeit t_d in der 10-Line Konfiguration.

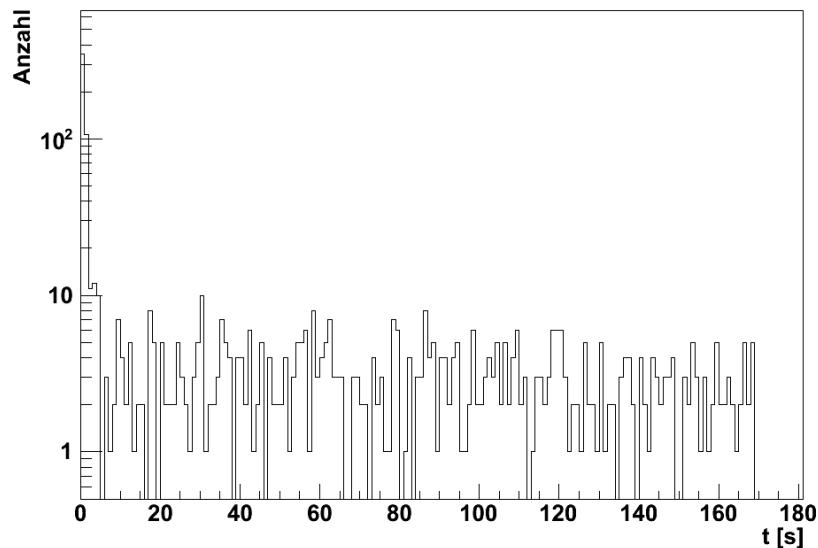


Abbildung 110: Anzahl der Runs in Abhangigkeit der Differenzzeit t_d in der 12-Line Konfiguration.