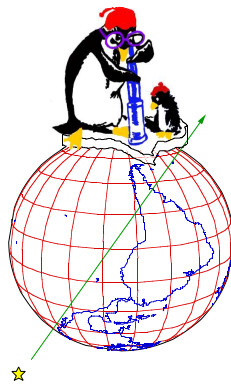


# Echtzeit-Suche nach Neutrinoausbrüchen von Supernovae mit dem AMANDA-II Detektor



## Dissertation

*zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“  
am Fachbereich Physik der  
Johannes Gutenberg-Universität in Mainz*

**Thomas Feser,**  
geboren 1974 in Bingen am Rhein

Mainz, 5. Oktober 2004

**Echtzeit-Suche nach Neutrinoausbrüchen von Supernovae  
mit dem AMANDA-II Detektor**

Dissertation, Universität Mainz

Thomas Feser

Institut für Physik/Experimentelle Teilchenphysik

Staudingerweg 7

D-55128 Universität Mainz

Thomas.Feser@uni-mainz.de

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1. Supernovae und Neutrinos</b>	<b>3</b>
1.1. Neutrinos im Standardmodell der Elementarteilchenphysik . . . . .	3
1.2. Sternentwicklung . . . . .	4
1.2.1. Prästellare Formation . . . . .	5
1.2.2. Nukleare Zündung und stellare Evolution bis zum Heliumbrennen . .	5
1.2.3. Stellare Evolution nach dem Heliumbrennen . . . . .	6
1.3. Supernovae vom Typ Ib, Ic und II . . . . .	8
1.3.1. Der Gravitationskollaps . . . . .	8
1.3.2. Der Explosionsmechanismus . . . . .	10
1.3.3. Die Supernova SN1987A . . . . .	14
1.4. Supernovae vom Typ Ia . . . . .	16
1.5. Gammastrahlen-Ausbrüche und Supernovae . . . . .	16
1.6. Exotische Teilchen . . . . .	18
<b>2. Niederenergetische Neutrinos und ihr Nachweis in Eis</b>	<b>21</b>
2.1. Neutrino-Wechselwirkungen in Eis . . . . .	21
2.1.1. Wechselwirkungen an den freien Protonen . . . . .	21
2.1.2. Wechselwirkungen am Sauerstoffkern . . . . .	25
2.1.3. Wechselwirkungen mit Elektronen . . . . .	25
2.2. Energieverluste von Elektronen und Positronen in Eis . . . . .	27
2.2.1. Verluste bei niedrigen Energien . . . . .	27
2.2.2. Stochastische, radiative Verluste bei hohen Energien . . . . .	28
2.3. Der Cherenkoeffekt . . . . .	30
2.4. Die Ausbeute an Cherenkovlicht durch Elektronen und Positronen in Eis . . .	31
<b>3. Das AMANDA-II Neutrino-teleskop</b>	<b>33</b>
3.1. Das Prinzip eines Neutrino-teleskops . . . . .	33
3.2. Existierende Neutrino-teleskope und Teleskopprojekte . . . . .	34
3.3. Der AMANDA-II Detektor . . . . .	35
3.4. Physikalische Konzeption von AMANDA . . . . .	37
3.5. Funktionsweise eines Photonenvervielfachers . . . . .	38
3.6. Die Sensitivitäten der optischen Module des AMANDA-II Detektors . . . . .	38
3.7. Erwartetes Signal in AMANDA-II durch Supernovae in der Milchstraße . . .	45

## Inhaltsverzeichnis

3.8. Das Supernova Datennahme System (SNDAQ) . . . . .	50
3.9. Datenanalyse im Rahmen der SNDAQ . . . . .	51
3.10. Supernova-Alarm Meldungen . . . . .	53
<b>4. Datenanalyse in Echtzeit</b>	<b>57</b>
4.1. Das Verfahren der Datenanalyse . . . . .	57
4.2. Abschätzen von Mittelwerten und Standardabweichungen . . . . .	59
4.3. Dynamische Skalierung der Daten auf beliebige Zeitbasen . . . . .	62
4.4. Korreliertes Rauschen und künstliche Totzeit . . . . .	63
4.5. Qualifikation optischer Module in Echtzeit . . . . .	67
4.5.1. Die mittlere Rate als Qualitätsparameter . . . . .	68
4.5.2. Der Verbreiterungsfaktor als Qualitätsparameter . . . . .	70
4.5.3. Die Schiefe als Qualitätsparameter . . . . .	73
4.6. Erste Resultate der Analyse . . . . .	76
4.7. Statistische Eigenschaften der Untergrundfluktuationen . . . . .	84
4.8. Abschätzung des statistischen Untergrundes oberhalb einer festen Signifikanzschwelle . . . . .	90
4.9. Simulation der erwarteten Signale von Supernovae . . . . .	94
4.10. Reichweite und Sensitivität des AMANDA-II Detektors . . . . .	95
4.11. Eine Messung der Anzahl von Supernovae pro Jahr innerhalb der Milchstraße	103
4.12. Systematiken und statistische Fehler dieser Analyse . . . . .	106
4.12.1. Intensität und Form des Neutrinosignals einer Supernova . . . . .	107
4.12.2. Eiseigenschaften und Sensitivität des Detektors . . . . .	109
4.12.3. Simulation des statistischen Untergrunds . . . . .	110
<b>Zusammenfassung</b>	<b>113</b>
<b>Abstract</b>	<b>115</b>
<b>Danksagung</b>	<b>117</b>
<b>Anhang:</b>	<b>118</b>
<b>A. Verteilungen der Variablen für die Qualifikation der optischen Module</b>	<b>119</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>129</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1. Zwiebelschalenmodell eines massereichen Sterns . . . . .	6
1.2. Neutrino-Luminositäten sphärisch symmetrischer Supernova-Simulationen . . . . .	11
1.3. Konvektionsblasen am Proto-Neutronenstern aufgrund von Energiedeposition durch Neutrinos . . . . .	12
1.4. Neutrino-Luminosität einer zweidimensionalen Supernova-Simulation . . . . .	13
1.5. Die detektierten Neutrinos der Supernova SN1987A . . . . .	15
2.1. Totale Wirkungsquerschnitte für Wechselwirkungen mit Neutrinos am $H_2O$ -Molekül . . . . .	22
2.2. Feynman-Graphen erster Ordnung für die Neutrino-Nukleon-Streuung . . . . .	23
2.3. Wirkungsquerschnitt des inversen Beta-Zerfalls differentiell nach der Energie des emittierten Positrons und mittlerer Energieübertrag auf das Positron . . . . .	24
2.4. Feynman-Graphen erster Ordnung für die Neutrino-Elektron-Streuung . . . . .	26
2.5. Energieverluste von Elektronen und Positronen in Eis . . . . .	28
2.6. Skizze der Entstehung eines elektromagnetischen Schauers . . . . .	29
2.7. Der Cherenkoeffekt . . . . .	30
2.8. Summierte Länge der relativistischen Spurteile eines Elektrons beziehungsweise Positrons und aller geladener Sekundärteilchen . . . . .	32
3.1. Schematische Darstellung des AMANDA-II Neutrinoteleskops . . . . .	36
3.2. Beispiel eines Pulshöhenspektrums eines AMANDA-II Moduls . . . . .	39
3.3. Mittlere Effizienz der optischen Module in Abhängigkeit der Wellenlänge . . . . .	40
3.4. Inverse Streu- und Absorptionslänge des südpolaren Eises in Abhängigkeit der Tiefe für verschiedene Wellenlängen im optischen Bereich . . . . .	42
3.5. Wahrscheinlichkeit einer Photon-Detektion in Abhängigkeit des Abstands zwischen optischem Modul und Quelle . . . . .	44
3.6. Verhalten des effektiven Volumens der optischen Module gegen Variationen der Streu- und Absorptionslänge . . . . .	46
3.7. Energieverteilung der thermischen Neutrinostrahlung einer Supernova . . . . .	47
3.8. Skizze der Elektronik des Supernova-Datennahmesystems (SNDAQ) . . . . .	52
3.9. Verhalten der Rauschrate eines optischen Moduls mit elektrischer Signalübertragung während der Sendeintervalle der VLF-Antenne . . . . .	54
3.10. Arbeitsweise der Echtzeit-Analyse mit und ohne Berücksichtigung der VLF-Sendeintervalle . . . . .	55

## Abbildungsverzeichnis

4.1. Streuung des reduzierten Chiquadrat in Abhängigkeit der Zahl der Freiheitsgrade $n_F$ . . . . .	60
4.2. Schematische Darstellung der Skalierungsprozesse in der Echtzeitanalyse . . . . .	64
4.3. Korreliertes Rauschen in den optischen Modulen von AMANDA-II . . . . .	65
4.4. Abhängigkeit des Verbreiterungsfaktors von der künstlichen Totzeit . . . . .	66
4.5. Verhalten der Signalsignifikanz unter Variation der künstlichen Totzeit . . . . .	67
4.6. Beispiele für typisches disqualifizierendes Fehlverhalten optischer Module . . . . .	68
4.7. Verteilung der mittleren Rate in den SN Daten des Jahres 2000 . . . . .	69
4.8. Zusammenhang zwischen dem Verbreiterungsfaktor und dem Chiquadrat-Wert der Anpassung einer Gaußkurve für zwei typische Arten von Fehlverhalten . . . . .	71
4.9. Zusammenhang zwischen Verbreiterungsfaktor und der Anzahl einzelner Ausbrüche der Rate zu hohen Werten . . . . .	73
4.10. Verteilung des Verbreiterungsfaktors und der Schiefe in den Daten des Jahres 2000 . . . . .	74
4.11. Lebenszeit des Detektors in den Jahren 2000 bis 2003 . . . . .	78
4.12. Anzahl-Verteilungen der für die Analyse qualifizierten optischen Module für die Jahre 2000 bis 2003 . . . . .	79
4.13. Auflösungen $\sigma_{\Delta\mu}$ der kollektiven Ratenfluktuationen $\Delta\mu$ für die Jahre 2000 bis 2003. . . . .	81
4.14. Die Verteilungen $f(\hat{\mu}; \Delta t)$ aller statistisch unabhängig gemessener Signifikanzen $\hat{\mu} = \Delta\mu/\sigma_{\Delta\mu}$ in den Jahren 2000 bis 2003 . . . . .	82
4.15. Die Summenverteilungen aller Signifikanzen $f(\hat{\mu}; \Delta t)$ . . . . .	83
4.16. Erster Supernova-ähnlicher Signalverlauf im Jahr 2000 . . . . .	85
4.17. Korrelationen in den gemessenen Signifikanzen der Analyse mit $\Delta t = \Delta t_0 = 500$ ms im Jahr 2000 . . . . .	88
4.18. Überlapp-Gewichte der Zeitfenster aufeinanderfolgender Signifikanzen in der Analyse mit $\Delta t = 4$ s. . . . .	89
4.19. Die Verteilungen des simulierten statistischen Untergrundes im Vergleich mit den gemessenen Daten separat für die Jahre 2000 bis 2003 . . . . .	91
4.20. Die Verteilungen des simulierten statistischen Untergrundes im Vergleich mit den kombinierten Daten der Jahre 2000 bis 2003 . . . . .	92
4.21. Erwartete Anzahl von Supernova-Kandidaten pro Woche aus dem statistischen Untergrund in Abhängigkeit der Signifikanzschwelle $\xi$ . . . . .	93
4.22. Beispiel eines simulierten Supernova-induzierten Signalverlaufs . . . . .	94
4.23. Nachweis-Signifikanzen für simulierte Supernovae im Abstand von 5 beziehungsweise 11 kPc . . . . .	96
4.24. Erwartete Nachweis-Signifikanz für Supernovae im Jahr 2000 in Abhängigkeit des Abstands . . . . .	97
4.25. Die Struktur der Milchstraße . . . . .	99
4.26. Simulierte Signal- und gemessene Untergrundverteilungen bei der Suche nach Supernovae in der Milchstraße . . . . .	100
4.27. Anteil der Sterne der Galaxis, die im Falle der Entwicklung zu einer Supernova oberhalb der gewählten Signifikanzschwelle $\xi$ nachgewiesen werden könnten . . . . .	101

4.28. Reichweiten der Analyse mit der Zeitbasis $\Delta t = 4 \text{ s}$ . . . . .	102
4.29. Erwartete obere Grenze des 90 %-Konfidenz-Intervalls für die Anzahl von Supernovae innerhalb der Milchstraße . . . . .	104
4.30. Signifikantester gemessener Supernova-ähnlicher Signalverlauf . . . . .	107
A.1. Verteilung der Qualifikationsvariablen der Daten des Jahres 2000 . . . . .	120
A.2. Verteilung der Qualifikationsvariablen der Daten des Jahres 2001 . . . . .	121
A.3. Verteilung der Qualifikationsvariablen der Daten des Jahres 2002 . . . . .	122
A.4. Verteilung der Qualifikationsvariablen der Daten des Jahres 2003 . . . . .	123

## *Abbildungsverzeichnis*



# Einleitung

Der AMANDA-II Detektor (*Antarctic Muon and Neutrino Detector Array*) ist das größte derzeit existierende Neutrinoobservatorium. Er wurde im Jahr 2000 am geographischen Südpol fertiggestellt. Mit insgesamt 677 funktionstüchtigen optischen Modulen vermisst der Detektor Cherenkovlicht, das durch geladene Leptonen emittiert wird, die als Folgeprodukte von Neutrino-Reaktionen entstehen. Von besonderem Interesse sind dabei Myonen, die aus Reaktionen mit Myoneneutrinos hervorgehen. Die Spur eines Myons lässt sich mit einer Genauigkeit von  $\lesssim 2^\circ$  im Raumwinkel rekonstruieren und stimmt mit der Richtung des ursprünglichen Neutrinos ab einer Energie von  $\sim 100$  GeV bis auf  $\lesssim 1^\circ$  überein. Dies erlaubt das Betreiben von Astronomie mit Neutrinos. Eines der Hauptziele von AMANDA war und ist es, eine Himmelkarte von Neutrino-Punktquellen im  $\sim$  TeV Energiebereich zu erstellen.

Aufgrund des extrem niedrigen Untergrundrauschens der Photonenvervielfacher im antarktischen Eis öffnet sich für AMANDA ein weiteres physikalisch interessantes Gebiet, das Neutrinoobservatorien im Ozean verschlossen ist. Über das kollektive Rauschverhalten der optischen Module kann im Eis auch ein sprunghafter Anstieg des Neutrinoflusses im  $\sim$  MeV Bereich nachgewiesen werden. Man erwartet niederenergetische Neutrinoausbrüche mit solch einer Signatur zum Beispiel vom Gravitationskollaps eines Eisenkerns im Zentrum eines massiven Sterns - einer Supernova.

Im Jahr 1987 wurden die ersten und bisher einzigen Neutrinoemissionen einer Supernova beobachtet - der Supernova SN1987A. Obwohl die gesamten Daten auf weniger als 20 detektierten Neutrinos basieren, lieferten sie reichhaltige Ergebnisse. Neben der ersten grundsätzlichen Bestätigung der Idee des Gravitationskollaps und der dabei freigesetzten Neutrinos konnten Erkenntnisse zu vielen weiteren Gebieten der Teilchenphysik und Kosmologie gewonnen werden (beispielsweise zur Frage nach den Neutrinomassen und zu supersymmetrischen Theorien [30]). Die Vermessung der Neutrinoemissionen einer künftigen galaktischen Supernova wird ohne Zweifel zahlreiche neue Resultate auf diesen Gebieten liefern.

Die vorliegende Arbeit bot ein sehr interessantes Betätigungsfeld, insbesondere, weil der relevante Teil der experimentellen Infrastruktur von einer einzelnen Person zu überschauen ist. Neben Beiträgen zur Elektronik und Datennahme wurden alle in den Simulationen und Analysen verwendeten Programme eigenständig entwickelt und implementiert.

In dieser Arbeit wird eine Analyse der Rauschraten der optischen Module des AMANDA-II Detektors präsentiert, die in den Jahren 2000 bis 2003 am Südpol aufgezeichnet wurden. Daraus konnte ein Limit auf die Anzahl der Supernova-Explosionen pro Jahr innerhalb der Milchstraße abgeleitet und eine Reichweite des AMANDA-II Detektors für den Nachweis von Supernovae bestimmt werden.

Die Analyse basiert auf dem Konzept eines gewichteten Mittelwertes der Rauschraten der optischen Module und wurde in ähnlicher Form bereits auf Daten der Vorstufen des

## *Einleitung*

AMANDA-II Detektors angewendet [105]. In der hier vorgestellten Version wurden viele der eingehenden Parameter neu optimiert und der Algorithmus selbst reimplementiert. Vor allem erhielt die Analyse die Fähigkeit, eigenständig das Verhalten der angeschlossenen optischen Sensoren zu beurteilen, und zur Analyse zuzulassen, oder sie gegebenenfalls vorübergehend auszuschließen.

Die Installation der Analyseprogramme am Südpol erfolgte in der polaren Saison 2003/2004. Seither werden die Daten der optischen Module in Echtzeit von einem Modul der Datennahme-Software untersucht. Ereignisse, die die Signatur einer Supernova aufweisen, werden mit wenigen Minuten Verzögerung erkannt. Über Iridium-Satelliten können Nachrichten an das globale Supernova-Überwachungsnetz verschickt werden (SNEWS).

# 1. Supernovae und Neutrinos

*Supernova-Explosionen sind im Bild der heutigen astrophysikalischen Modelle starke Neutrinoquellen. Nach einer kurzen Einleitung über das Standardmodell der Elementarteilchenphysik und die Beschreibung von Neutrinos in diesem Rahmen unternimmt dieses Kapitel einen Versuch, den gegenwärtigen Stand der Theorien zur Entwicklung eines massiven Sterns zur Supernova wiederzugeben. Es wird im Detail auf den Ausbruch thermischer Neutrinos beim Gravitationskollaps eingegangen. Auch andere astrophysikalische Objekte, die als starke Quellen thermischer Neutrinos in Frage kommen, werden in kürzerer Form diskutiert.*

## 1.1. Neutrinos im Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Neutrinos sind - wie die geladenen *Leptonen* und *Quarks* - elementare *Fermionen* im *Standardmodell der Elementarteilchenphysik*. Zusammen mit den geladenen Leptonen, dem Elektron ( $e$ ), dem Myon ( $\mu$ ) und dem Tauon ( $\tau$ ) bilden das Elektroneneutrino ( $\nu_e$ ), das Myoneneutrino ( $\nu_\mu$ ) und das Tauoneutrino ( $\nu_\tau$ ) das Sextett der Leptonen. Parallel dazu existiert das Sextett der *Hadronen*, aus  $d$  (*down*)-,  $u$  (*up*)-,  $s$  (*strange*)-,  $c$  (*charm*)-,  $b$  (*bottom*)- und  $t$  (*top*)-Quark.

Ob Neutrinos mit ihren Antiteilchen identisch sind oder nicht ist noch nicht vollständig geklärt. Zu jedem der übrigen elementaren Fermionen existiert ein distinktes Antiteilchen. Zusammenschlüsse von drei Quarks bilden die *baryonische* Materie, Verbindungen aus Quark-Antiquark-Paaren formen *Mesonen*. Ungebundene Quarks treten nicht auf.

Alle elementaren Fermionen wechselwirken *schwach*. Die geladenen Leptonen unterliegen darüber hinaus der *elektromagnetischen* Wechselwirkung, ebenso wie die Quarks. Außerdem wechselwirken die Quarks *stark* (*Farbkraft*). Alle Fermionen, auch die Neutrinos, besitzen von Null verschiedene Massen und erfahren *Gravitationskräfte*.

Während die Gravitation geometrisch über die *allgemeine Relativitätstheorie* beschrieben wird, sind die übrigen Wechselwirkungen im Standardmodell *Quantenfeldtheorien* - oder genauer: *Eichtheorien*. Grundlage dieser Theorien sind bestimmte *lokale* (das heißt ortsabhängige) Transformationsgruppen. Zur Formulierung einer Eichtheorie wird die zusätzliche Symmetrie in der *Lagrangedichte* bezüglich einer solchen Gruppe gefordert. Das heißt, dass die physikalisch beobachtbaren Observablen des Systems sich unter keiner Transformation der Gruppe verändern dürfen. Um diese Invarianz zu gewährleisten, müssen neue Terme in die Lagrangedichte eingefügt werden und die Ableitungsoperatoren müssen durch *kovariante Ableitungen* ersetzt werden. Die zusätzlichen Terme in der Lagrangedichte lassen sich dann mit

## 1. Supernovae und Neutrinos

neuen, durch die Symmetrie notwendigen Austauschbosonen identifizieren, die die Wechselwirkung vermitteln.

Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung können vereinheitlicht durch die *elektroschwache* Theorie von Glashow, Salam und Weinberg (GSW) beschrieben werden. Darin wird eine  $SU(2) \otimes U(1)$ -Symmetrie gefordert. Eine weitere Besonderheit dieser Theorie ist die *Chiralität*: Linkshändige Teilchen werden in Dupletts beschrieben, rechtshändige in Singulets. Die Forderung nach lokaler Eichinvarianz liefert vier Eichbosonen, die mit dem neutralen Strom ( $Z^0$ ), zwei geladenen Strömen ( $W^\pm$ ) und dem Photon ( $A$ ) identifiziert werden können. Massen erhalten die Teilchen über den *Higgs-Mechanismus*.

Die Masse der Austauschteilchen bestimmt die Reichweite der Wechselwirkung. Das Austauschboson der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das masselose Photon, das eine unendliche Reichweite hat. Die starke Wechselwirkung verfügt ebenfalls über masselose Austauschteilchen, die aber selbst Farbladung tragen und wegen den Wechselwirkungen untereinander endliche Reichweiten besitzen. Die Massen der Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung,  $Z^0$  und  $W^\pm$ , betragen 80.4 beziehungsweise 91.2 GeV<sup>1</sup>, und entsprechend sind ihre Reichweiten extrem kurz ( $\sim 10^{-18}$  m). Mehr zum Standardmodell findet sich zum Beispiel in [132].

## 1.2. Sternentwicklung

Die Entwicklung eines massiven Sterns mündet nach heutigen Vorstellungen in einer enormen Explosion, einer *Supernova* (SN). Obwohl die Energie fast ausschließlich in Form von Neutrinos im MeV-Bereich abgestrahlt wird, ist die Lichtentwicklung einer Supernova so groß, dass alle restlichen Sterne ihrer Heimatgalaxie überstrahlt werden, bevor die Leuchtkraft nach einigen Jahren (a) wieder abnimmt. Zurück bleibt ein Nebel, der ein exotisches Objekt verbirgt und oft ungewöhnliche, nicht-thermische elektromagnetische Strahlung emittiert.

Supernovae werden auf der Erde seit dem Altertum beobachtet: dokumentiert ist zum Beispiel eine erste Beobachtung in China im Jahr 185 im Sternbild Zentaurus. Beispiele prominenter Überreste (Supernova Remnants, SNR) solcher Ereignisse sind zum Beispiel der Krebs-Nebel (M1 im Messier-Katalog), der aus einer Supernova im Jahr 1054 hervorging, oder der Überrest der Kepler-Supernova, Keplers Stern, aus dem Jahr 1604. Der im Krebs-Nebel verborgene Pulsar wird heute als Eichquelle für TeV-Gammastrahlen-Teleskope genutzt. Keplers Stern ist etwa 300 Jahre alt und die letzte dokumentierte Beobachtung einer Supernova innerhalb der Milchstraße.

Man unterteilt Supernovae phänomenologisch in zwei Hauptklassen. Supernovae vom Typ I zeigen zum Zeitpunkt maximaler Helligkeit keine Wasserstoff-Absorptionslinien, während Supernovae vom Typ II solche Linien aufweisen. Nach der Präsenz anderer Spektrallinien werden weitere Subklassen unterschieden. Supernovae ohne Wasserstoff-, aber mit Helium-Linien sind vom Typ Ib. Supernovae ohne Wasserstoff-, ohne Helium- und ohne Silizium-Linien sind vom Typ Ic, während solche mit Silizium-Linien als Typ Ia klassifiziert werden. Die für die vorliegende Arbeit physikalisch interessantesten Supernovae sind die Typen Ib, Ic

---

<sup>1</sup>Hier kommt die in der Teilchenphysik übliche Notation zur Anwendung, bei der die Lichtgeschwindigkeit  $c \equiv 1$  gesetzt wird.

und II. Auslöser von Supernovae dieser Typen ist der Gravitationskollaps des Kerns eines massiven Sterns (*Core Collapse*). Etwa 2/3 aller Supernovae sind von diesem Typ. Man rechnet mit grob  $2 \pm 1$  solcher Supernovae pro Jahrhundert in der Milchstraße<sup>2</sup> [30].

### 1.2.1. Prästellare Formation

Sterne entstehen aus  $\sim 100$  Lichtjahre (LJ) großen Wolken aus Gas und Staub im interstellaren Raum. Solche Wolken (*Giant Molecular Clouds*) finden sich zum Beispiel in den Armen von Spiralgalaxien.

Ob eine Wolke stabil bleibt oder gravitativ zusammenfällt, hängt ab von ihrem Drehimpuls, ihrer Dichte, Temperatur und chemischen Zusammensetzung<sup>3</sup>. Ist die Gesamtmasse der Wolke größer als die von diesen Werten abhängige *Jeans-Masse*, so fällt sie in sich zusammen und fragmentiert zu vielen einzelnen künftigen Sternen [124].

### 1.2.2. Nukleare Zündung und stellare Evolution bis zum Heliumbrennen

In den gravitativ kollabierenden Wolkenfragmenten steigen Druck und Temperatur der Kerngebiete. Unter zunehmender Akkretion von Materie entwickeln sich diese Kerne zu sogenannten jungen stellaren Objekten (*Young Stellar Objects*).

Die Aufheizung wird verlangsamt (und die Kontraktion beschleunigt), wenn Schwellenergien physikalischer Prozesse erreicht werden, über die Energie abgeführt werden kann. Zunächst erfolgt so die Dissoziation des molekularen Wasserstoffs (bei 2000 K, entsprechend  $\sim 4.5$  eV mittlerer kinetischer Teilchenenergie) später die Ionisation (bei 6000 K  $\cong \sim 13.6$  eV).

Schließlich erreicht das Zentrum der Wolke so hohe Temperaturen, dass es zur Fusion von Wasserstoffkernen zu Deuterium, Tritium und Helium kommt (ab  $10^7$  K  $\cong 20$  keV). Nach der ersten Zündphase verhält sich der Stern instabil in Leuchtkraft und Größe (*T-Tauri-Phase*), bis der ihn umgebende Staub durch Strahlungsdruck (und eventuell Planetenbildung in der Akkretionsscheibe<sup>4</sup>) abgebaut ist. Es stellt sich schließlich ein hydrostatisches Gleichgewicht zwischen Gravitation und Explosionsdruck ein.

Fusionsprozesse sind stark temperaturabhängig. Der Wasserstoff verbrennt deshalb hauptsächlich in einer dünnen Schale, bei einer bestimmten Temperatur in der Sternhülle. Weiter im Zentrum ist es heißer und der dortige Wasserstoffanteil geht schnell zurück. Bei schwereren Sternen ( $M_{\odot} \gtrsim 1.4 M_{\odot}$ , dabei bezeichnet  $M_{\odot} \approx 2.8 \cdot 10^{30}$  kg die Sonnenmasse) bildet sich innerhalb der Wasserstoff-Brennschicht eine weitere Fusionschale (ab  $1.5 \cdot 10^7$  K  $\cong 30$  keV),

---

<sup>2</sup>Diese Rate ist abhängig von morphologischen Typ der Milchstraße, der nicht gut bekannt ist.

<sup>3</sup>Die chemische Zusammensetzung ist eine Funktion des Alters der Wolke - die Anzahl vergangener Sternexplosionen bestimmt die *Metallizität*. In näher gelegenen Sternentstehungsgebieten beobachtet man hauptsächlich Spektrallinien molekularen Wasserstoffs. Beimengungen von Kohlenmonoxid, Schwefelkohlenstoff und Ammoniak finden sich vor allem im Zentrum der Wolken. Dort herrschen wesentlich günstigere Bedingungen für die Entwicklung kleinerer, sonnenartiger Sterne als in den weniger dichten Randgebieten oder im frühen Universum, wo vornehmlich Riesensterne von einigen Hundert Sonnenmassen entstehen.

<sup>4</sup>Akkretierte Materie sammelt sich bei vorhandenem Gesamtdrehimpuls in einer Scheibe senkrecht zum Drehimpulsvektor um das Zentralobjekt. Bewegungskomponenten senkrecht zur Scheibe werden durch Stöße abgebremst und „gedämpft“.

## 1. Supernovae und Neutrinos

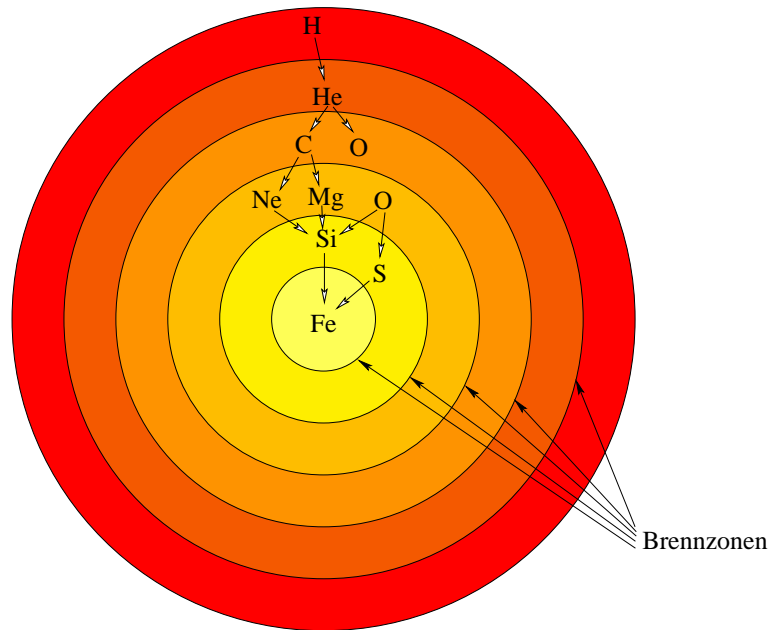


Abbildung 1.1.: Zwiebelschalenmodell eines massereichen Sterns

Das Bild zeigt schematisch vereinfacht das Innere eines massiven Sterns ( $12 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 20 M_{\odot}$ ). Die stufenweise ablaufenden Fusionen produzieren immer schwerere Kerne. Während in der Hülle noch Wasserstoff zu Helium fusioniert, wächst im Zentrum des Sterns der Eisenkern. Der Gravitationskollaps des Kerns erfolgt in Abhängigkeit der Sternmasse wenige Stunden bis  $\sim 20$  Tage nach Zündung des Siliziumbrennens. Die Dicke der Schalen im Bild ist nicht maßstabsgetreu.

in der Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff über den CNO-Zyklus (und andere, weniger bedeutende Seitenkanäle) produziert werden [17] [124].

In kleineren Sternen ( $M \lesssim 1.4 M_{\odot}$ ) kommt es nach dem Ausbrennen des Wasserstoffs zu einer erneuten Kontraktionsphase mit entsprechender Aufheizung des Inneren. Für sehr kleine Massen ( $M \lesssim \frac{1}{4} M_{\odot}$ ) genügen die dabei erreichten Temperaturen nicht für die Zündung des Heliums. Sie erkalten zu *braunen Zwergen*. Bei etwas größeren Sternen ( $\frac{1}{4} M_{\odot} \lesssim M \lesssim 1.4 M_{\odot}$ ) zündet das Heliumbrennen, verläuft jedoch explosionsartig und unvollständig (*Helium Flash*), was zum Abwurf der Sternhülle und der Entstehung eines planetaren Nebels um den verbleibenden zunächst *weißen*-, später *braunen Zwerg* führen kann.

### 1.2.3. Stellare Evolution nach dem Heliumbrennen

Bei ausreichend großen Sternmassen wachsen die Temperaturen innerhalb der Helium-Brennschicht so stark an, dass es stufenweise zur Bildung immer schwererer Elemente kommt. Das sich ergebende Gesamtbild wird mit dem *Zwiebelschalenmodell* beschrieben. Eine Skizze des Modells ist in Abbildung 1.1 wiedergegeben.

## 1.2. Sternentwicklung

Die Kette von Fusionsprozessen endet für Sterne mit  $M \lesssim 8 M_{\odot}$ , wenn das Helium verbrannt ist. Übrig bleibt ein langsam erkaltender weißer Zwerg aus Stickstoff, Kohlenstoff, Sauerstoff und Neon.

Sterne mit  $8 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 11 M_{\odot}$ , neigen dazu, durch instabile Zündphasen der Fusion schwererer Elemente ihre Hüllen abzuwerfen. Mit der hohen Oberflächentemperatur geht anschließend ein großer Massenverlust (durch den sogenannten *Wind*) einher. Am Ende bleibt auch in diesem Fall ein weißer Zwerg.

Auch besonders große Sterne ( $M \gtrsim 20 M_{\odot}$ ) können wegen hoher Kerntemperaturen und starker Winde ihre Wasserstoffhülle abwerfen. Die verbleibenden Helium-Kerne heißen *Wolf-Rayet Sterne*. Sie sind für Theorien zu Gammastrahlen-Ausbrüchen interessant (mehr dazu findet sich in Abschnitt 1.5).

Die Kette der Nukleosynthese endet in jedem Fall bei der Verbrennung von Silizium zu Eisen, dem kernphysikalisch stabilsten Element. Im Zentrum des Sterns wächst der *Eisenkern* (*Iron Core*) heran.

Die nuklearen Brennphasen nach der Heliumfusion weisen einen interessanten qualitativen Unterschied zu den vorherigen auf: Während der Stern die Fusionsenergie anfangs durch elektromagnetische Strahlung und Konvektion aus dem Zentrum abtransportiert, dominieren nach dem Heliumbrennen die Energieverluste durch Neutrino-Paarbildung (*Kelvin-Helmholtz-Neutrino-Kühlung*)

$$\gamma \longleftrightarrow e^+ + e^- \longrightarrow Z^{0*} \longrightarrow \nu_{\alpha} + \bar{\nu}_{\alpha} \quad , \alpha = e, \mu, \tau \quad . \quad (1.1)$$

Wie zuvor der Wasserstoff fusioniert auch das schwerere Brennmaterial auf einer dünnen Schale, in einem engen Temperaturbereich. Die Energiedeposition durch Fusion gleicht dort den Verlust durch die Neutrinoproduktion, Konvektion und herkömmliche Strahlung exakt aus.

Die später, weiter im Inneren des Sterns einsetzenden Fusionsreaktionen verlaufen bei den immer höheren Temperaturen erheblich schneller. Während das Wasserstoffbrennen eines Sterns wie der Sonne bis zu  $\sim 10^{10}$  a) dauern kann, findet das Siliziumbrennen großer Sterne - abhängig von der genauen Masse - innerhalb weniger Tage oder gar Stunden statt. Details über die ablaufenden nuklearen Reaktionen (die C-, Ne-, O- und Si-Zyklen) und ihre typischen Skalen der Stabilität finden sich zum Beispiel in [17].

Neben den genannten Fusionszyklen treten nach der Wasserstofffusion zusätzlich die *s-*, *r-* und *p-Prozesse* auf: Es entstehen schwere Elemente über den Einfang langsamer (*slow*) bzw. schneller (*rapid*) Neutronen und Protonen (*p*) durch schwere Kerne. Diese Reaktionen sind von großer Bedeutung für die Erklärung der Häufigkeitsverteilung der schweren Elemente im heutigen Universum. Die Präsenz schwerer Elemente im stellaren Kern bestimmt das Verhältnis von Elektronenzahl zur Gesamtmasse und ist, neben der Rotationsperiode, wichtig für die Entwicklung im Endstadium des Sterns [6] [17].

## 1.3. Supernovae vom Typ Ib, Ic und II

### 1.3.1. Der Gravitationskollaps

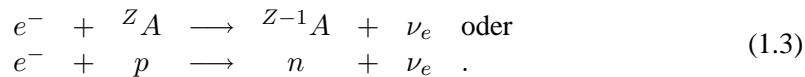
Sobald der Eisenkern im Sternzentrum die *verallgemeinerte Chandrasekhar-Masse* ( $M_{\text{Ch}}$ ) erreicht und keine aktive Brennschicht mehr enthält, wird er gravitationsinstabil und kollabiert. Er fällt dann innerhalb weniger Zehntelsekunden von einer Größe von  $\sim 5000$  km zu einem Neutronenstern mit einem Radius von  $r_{\text{NS}} \sim 20$  km zusammen. Die umgesetzte Gesamtenergie wird über die gravitative Bindungsenergie eines Neutronensterns (NS) abgeschätzt:

$$\Delta E_{\text{CC}}^{\text{ges}} \sim E_{\text{NS}}^{\text{grav}} = \gamma \frac{M_{\text{Ch}}^2}{r_{\text{NS}}} \sim 3 \cdot 10^{46} \text{ J} . \quad (1.2)$$

$\gamma$  bezeichnet hier die Gravitationskonstante.

Im Kern eines massiven Sterns liegen schon vor dem Kollaps Dichten von  $\gtrsim 10^9 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  vor, die sich im Laufe der Kontraktion kontinuierlich auf  $\gtrsim 10^{14} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  erhöhen. Bereits oberhalb von  $\sim 5 \cdot 10^6 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  kommt es zur Degeneration (oder Entartung) des Elektronengases, wenn die Elektronen, aufgrund der für Fermionen notwendigen Unterscheidbarkeit in immer höhere Energiezustände gezwungen werden. Der Gesamtdruck  $P$  wird dann dominiert durch den Entartungsdruck des Fermi-Gases. Dieser steigt im relativistischen Grenzfall mit der Dichte  $\rho$  gemäß  $P \propto (Y_e \rho)^{\frac{4}{3}}$  und bewirkt den Gegendruck zur Gravitation.  $M_{\text{Ch}}$  ist deshalb abhängig von der mittleren Anzahl der Elektronen pro Nukleon  $Y_e = \langle \frac{Z}{A} \rangle$  im Eisenkern<sup>5</sup> vor dem Kollaps. Diese hängt wiederum von der Dynamik der Neutrino-Einfangprozesse während der späteren stellaren Brennstadien ab. Für einen Stern der Masse  $M = 15 M_{\odot}$  errechnet man  $M_{\text{Ch}} = 6.62 Y_e^2 M_{\odot} \approx 1.15 M_{\odot}$  [17].

Wenn sich keine aktive Brennschicht mehr innerhalb eines Eisenkerns mit  $M \geq M_{\text{Ch}}$  befindet, führen die Energieverluste durch Neutrinos ohne ausgleichende Energiedeposition erneut zur Kontraktion. Diese wird einerseits verstärkt durch die unter zunehmenden Temperaturen einsetzende Disintegration der Eisenkerne durch thermische Photonen, zum Beispiel  ${}^{56}\text{Fe} + \gamma_{124.4\text{MeV}} \rightarrow 13 {}^4\text{He} + 4n$ . Die entstehenden  $\alpha$ -Teilchen haben eine geringere nukleare Bindungsenergie als die Eisengruppen-Kerne, wodurch das Zentrum Energie verliert. Andererseits werden besonders die hochenergetischen Elektronen durch Protonen der schweren Kerne eingefangen (*Deleptonisation, Neutronisation*)



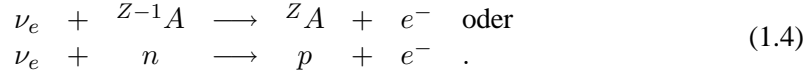
Dadurch reduziert sich  $Y_e$  und der verbleibende Entartungsdruck. Mit dem Wegfall des Widerstandes stürzt die Masse des Eisenkerns mit den Gravitationskräften nach innen.

Die Deleptonisation findet hauptsächlich bei einer Dichte von  $\rho \sim \frac{1}{2} \cdot 10^{12} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  statt. Außerhalb dieses Gebietes können Neutrinos den Eisenkern frei verlassen. Innerhalb der Deleptonisationsschale jedoch nimmt die Rate der Elektroneinfänge stark ab. Stattdessen werden

<sup>5</sup>Da große Kerne viele Neutronen enthalten gilt immer  $Y_e \lesssim 0.5$ . Realistische Werte für  $Y_e$  liegen vor der Kontraktion des Eisenkerns bei  $Y_e \sim 0.42$  im Zentrum und  $Y_e \sim 0.48$  am Rand.

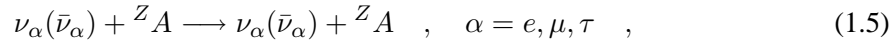


verstärkt Neutrinos über die inverse Neutronisation (*Neutrinoeinfang*), die Umkehrung von Gleichung 1.3, eingefangen:



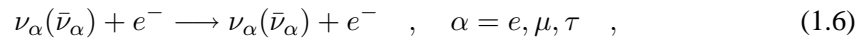
In diesem Gebiet bleibt die Anzahl der Elektronen in einem dynamischen Gleichgewicht konstant. Für Neutrinos wird die Umgebung zunehmend opak.

Ab  $\rho \sim 10^{12} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  bleiben Neutrinos im kollabierenden Eisenkern gefangen (*Neutrino Trapping*). Die Neutrino-Diffusionsgeschwindigkeit wird hauptsächlich durch elastische Neutrino-Kern-Streuungen über den neutralen Strom,

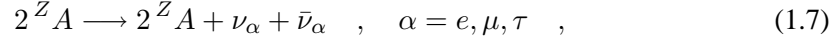


so stark verlangsamt, dass sie unter die Geschwindigkeit absinkt, mit der die Masse des Eisenkerns ins Innere fällt.

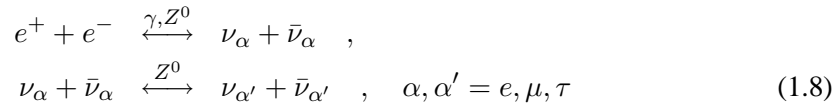
Vermittelt durch die vielen Wechselwirkungsprozesse bildet sich ein thermisches Gleichgewicht zwischen den gefangenen Neutrinos und der übrigen Materie. Dazu tragen außer Reaktion 1.5 die Neutrinostreuung an Elektronen,



die Nukleon-Bremsstrahlung,



und Leptonpaar-Annihilationen,



bei [69].

Die angegebenen Dichten sind natürlich eigentlich Funktionen der Neutrinoenergie. Hier wurden Werte für  $E_\nu \sim 20 \text{ MeV}$  angegeben<sup>6</sup>. Da die Wirkungsquerschnitte mit zunehmender Energie steigen, gelten für höhere Energien niedrigere Dichten und umgekehrt. Myonneutrinos und Tauneutrinos werden nicht von Atomkernen eingefangen, sondern streuen nur über  $Z^0(*)$ -Austausch.

Das Zentrum des kollabierenden Eisenkerns erreicht nach  $\sim 200 \text{ ms}$  Dichtebereiche jenseits von Kernmaterie ( $\rho \gtrsim 10^{14} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ ). Durch den einsetzenden Entartungsdruck der Neutronen wird der Kern praktisch inkompressibel. Er nimmt den nach innen laufenden Impuls elastisch auf und stößt zurück. Dies löst eine ungeheure Schockwelle aus, die die ihr entgegen strömenden schwere Kerne weitgehend disintegriert (*Prompt Shock*). Erreicht sie nach  $\sim 2 - 4 \text{ ms}$  die Neutronisationsschale, so sorgt das dort plötzlich vorhandene große Angebot

<sup>6</sup>Wie sich in Kapitel 3 zeigen wird, entspricht das grob der mittleren Energie der Neutrinos, die später im Detektor wechselwirken.

## 1. Supernovae und Neutrinos

freier Protonen für die Neutronisation (Gleichung 1.3) für einen enormen Elektroneneutrinoausbruch, der im Zeitverlauf der Antielektron-Luminosität der Supernova klar hervorsteht (*Deleptonisation Peak*).

In den anschließenden Sekunden findet die Emission thermischer Neutrinos aus der Kühlung des Proto-Neutronensterns statt. Zu Beginn wird die Luminosität dieser Emission noch durch die Akkretion neuen Materials erhöht. Später nimmt sie exponentiell  $\propto \exp^{-t/\tau}$  ab. Man rechnet dabei mit einer Abfallkonstante von  $\tau \approx 3$  s [44].

Die Abbildungen 1.2 und 1.4 stellen die Neutrinoemissionen nach verschiedenen Simulationen vor. Diese sind, wie im nächsten Abschnitt ausführlicher erläutert wird, mit gewisser Vorsicht zu betrachten. Es ist nicht vollständig geklärt, an welcher genauen Stelle die Explosion der Sternhülle im hier vorgestellten Bild einer Supernova einzuordnen ist. Der folgende Abschnitt unternimmt einen Versuch, den aktuellen Stand der Forschung zu den Explosionsmechanismen und den daran erkennbaren Problemen kurz zu umreißen.

### 1.3.2. Der Explosionsmechanismus

Trotz vieler Gemeinsamkeiten erwarten die verschiedenen auf dem Gebiet tätigen Theoretikergruppen im Detail voneinander abweichende Neutrinoemissionen. Die noch immer existierenden, grundlegenden Probleme der gegenwärtigen Modelle zeigen sich am deutlichsten daran, dass die in Großrechnern simulierten Supernovae nicht explodieren. Sie unterscheiden sich offenbar mindestens in diesem Punkt von ihren realen Vorbildern<sup>7</sup>. Deshalb werden die Simulationen oft bereits nach  $\lesssim 1$  s nicht weiter verfolgt. Die Explosion der Hülle und die Neutrinoemissionen des Kerns sind keine unabhängigen Phänomene: Bei der Übertragung von Energie vom Zentrum auf die Sternhülle spielen Emission und Absorption von Neutrinos eine entscheidende Rolle.

Aus astronomischen Daten steht fest, dass es im Laufe des Zusammenbruchs des Eisenkerns zur Übertragung von etwa 1 % der frei werdenden Gravitationsenergie (also  $\sim 10^{44}$  J) auf die Hülle des Sterns<sup>8</sup> kommt. Dadurch wird eine Masse von  $\sim 1 M_{\odot}$  ins interstellare Medium geschleudert. Die resultierende Vergrößerung der leuchtenden Oberfläche verursacht eine enorme Helligkeitsentwicklung und überstrahlt die gesamte Heimatgalaxie des Sterns.

#### Direkter Schock (*Prompt Shock*)

Das älteste Modell des eigentlichen Explosionsmechanismus wurde bereits in Abschnitt 1.3.1 angeführt: Ab Dichten von  $\gtrsim 10^{14} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  wirkt der Entartungsdruck der Neutronen innerhalb des Proto-Neutronensterns stark repulsiv. Der Kern nimmt den nach innen laufenden Impuls elastisch auf, stößt zurück, und löst eine nach außen laufende Schockwelle aus. Der direkte Schock kann in den Simulationen - abhängig vom genauen Kernpotenzial-Modell für Dichten oberhalb der von normalen Atomkernen - durchaus die bei Supernovae beobachtete Explosionsenergie von  $\sim 10^{44}$  J an Energie tragen. Man stimmt heute aber trotzdem überein, dass

<sup>7</sup>Ein signifikanter Neutrinoausbruch *ohne* assoziierte Explosion wurde bisher nicht beobachtet.

<sup>8</sup>Hierauf basiert die von H. Bethe eingeführte Einheit von 1 foe, (10 hoch) *fifty-one erg*:  $\sim 10^{44}$  J =  $10^{51}$  erg = 1 foe. Es sei weiterhin bemerkt, dass die umgesetzte Energie bis zum Moment der Abspaltung der Sternhülle nicht der kompletten Bindungsenergie des kalten Neutronensterns entspricht. Von der zum Zeitpunkt der Explosion zur Verfügung stehenden Energie werden  $\sim 5 - 10$  % auf die Hülle übertragen [16].

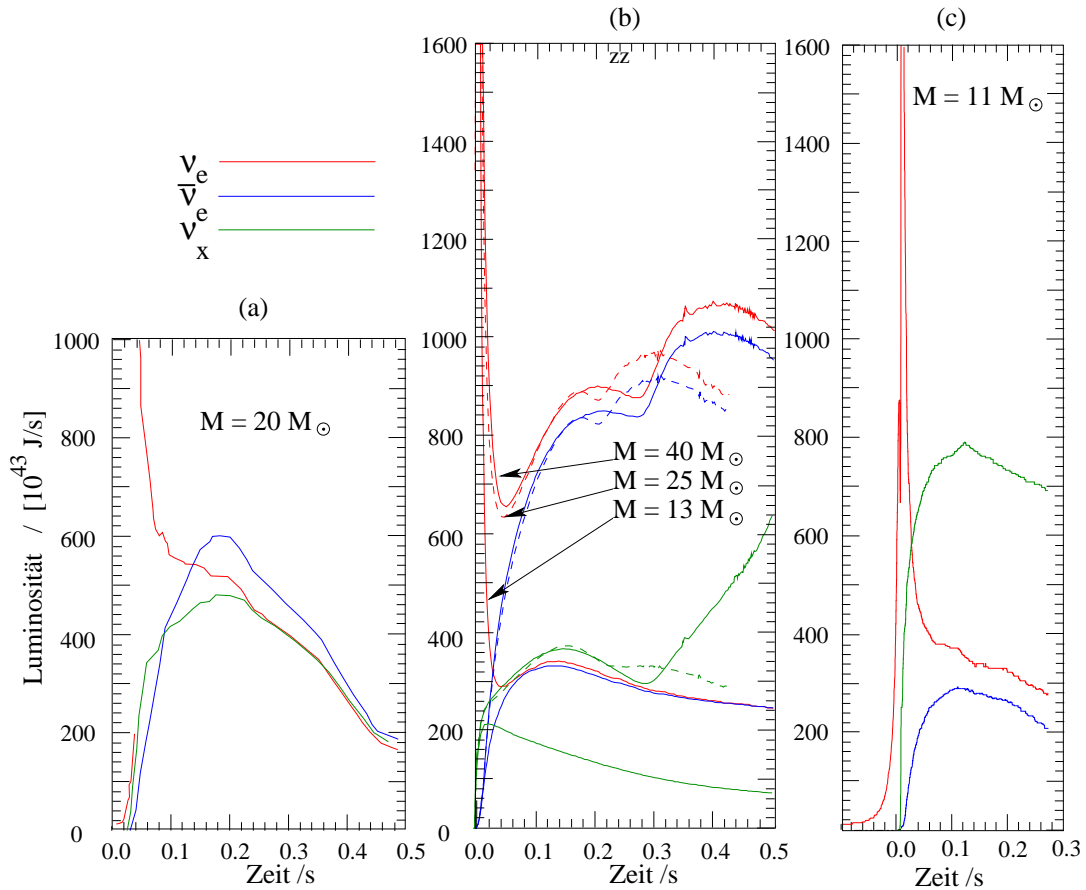


Abbildung 1.2.: Neutrino luminositäten sphärisch symmetrischer Supernova-Simulationen  
 In den letzten Jahren gab es Fortschritte vor allem bei der Lösung des Neutrino-Transportproblems und der Einbeziehung der allgemeinen Relativitätstheorie in die hydrodynamischen Zustandsgleichungen. Die Simulationen, auf denen die gezeigten Luminositätskurven basieren, sind Implementierungen verschiedener Lösungsansätze. Keine Simulation führt zu einer erfolgreichen Absprengung der Sternhülle.

- (a) zeigt die Neutrinoemissionskurve einer Simulation mit dem Livermore Code von Wilson und Mayle [51]. Der Luminositätsverlauf wurde bis 18 Sekunden nach dem direkten Schock simuliert. Der Code verwendet die „traditionelle“ approximative Lösung der Boltzmann-Transportgleichung (Multi-Group Flux-Limited Diffusion) [62] [80].
- (b) zeigt die Emissionsverläufe für Elektron-, Myon- und Tauneutrino-Luminositäten dreier Simulationen mit verschiedenen Sternmassen, die auf verbesserten Transportgleichungen von Mezzacappa et al. [13] basieren.
- (c) basiert auf der Simulation von Burrows et al. [15]. Sie nutzt eine alternative, aber ähnliche Lösung der Transportgleichung [41] [61].

## 1. Supernovae und Neutrinos

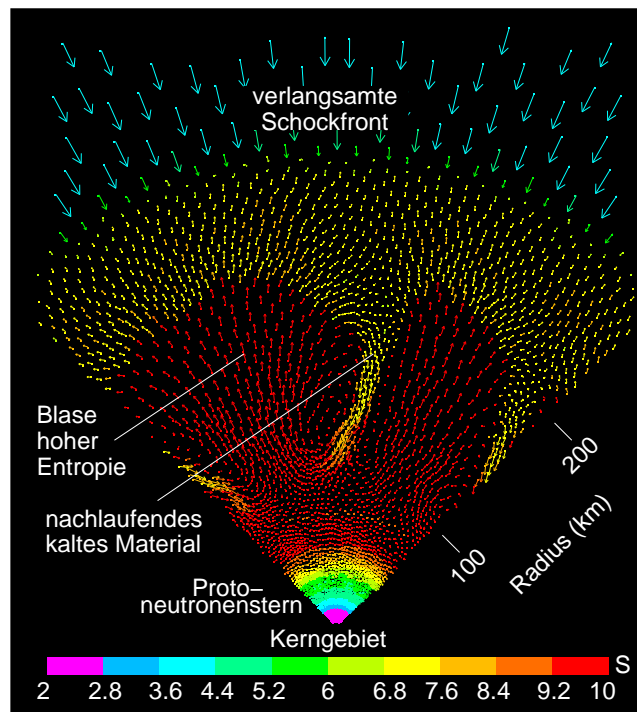


Abbildung 1.3.: Konvektionsblasen am Proto-Neutronenstern aufgrund von Energiedeposition durch Neutrinos

Das Bild zeigt eine Momentaufnahme einer zweidimensionalen Supernova-Simulation, 50 ms nach dem Kollaps eines Sterns mit Masse  $M = 13 M_{\odot}$ . Die durch thermische Neutrinos geheizte Materie steigt turbulent auf. So wird die abgebremste Schockwelle neu beschleunigt, und es kommt zu einer starken Durchmischung des Materials. Die Farbskala gibt die Entropie  $S$  an. Geheizte Gebiete zeichnen sich durch hohe Entropie aus. Die Simulation stammt von Herant und Woosley, die Abbildung wurde entnommen aus [117].

eine solche Druckwelle insbesondere bei massiveren Sternen keine Absprengung der Hülle auslösen kann [8]. Sie verliert bereits innerhalb des Eisenkerns zu viel Energie durch die Disintegration des ihr entgegenfallenden Materials.

### Verzögerter Schock (*Delayed Shock*)

Moderneren Theorien zufolge findet etwas später, hinter (innerhalb) der weiter ausgelaufenen Schockwelle eine zweite Energiedeposition durch die Absorption thermischer Neutrinos aus der Kelvin-Helmholtz-Kühlung des Proto-Neutronensterns statt. Die Materie hinter der direkten Schockfront absorbiert diese an den durch die Dissoziation reichlich vorhandenen freien Protonen. Durch die so übertragene Energie erhält die Schockwelle neuen Schub. Dennoch kam es in den zunächst eindimensionalen Simulationen (in Kugelsymmetrie) nur bei der *Livermore-Gruppe* um Wilson und Mayle unter zweifelhaften Annahmen [8], die die Neutri-

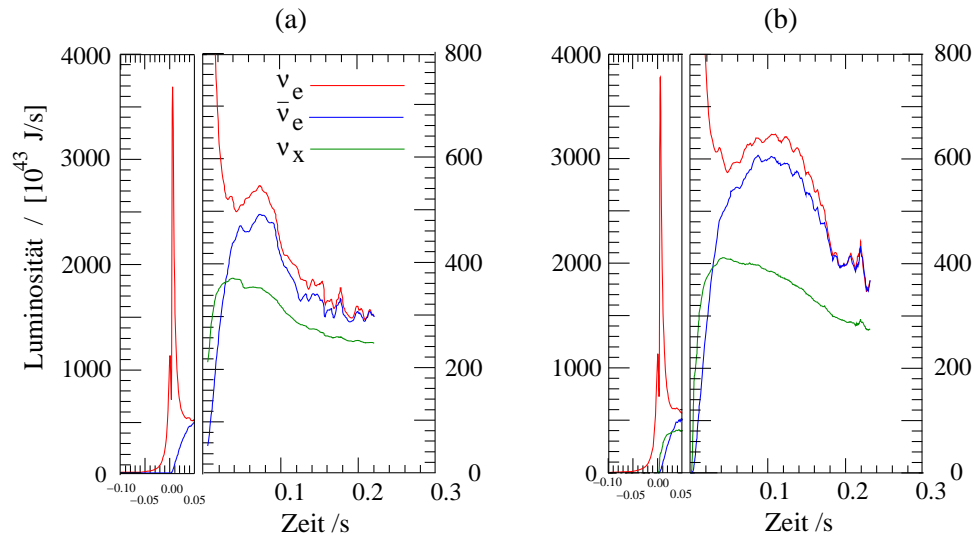


Abbildung 1.4.: Neutrinoenergie und -luminosität einer zweidimensionalen Supernova-Simulation. Die vorliegende Grafik entstammt einer Veröffentlichung der Garching-Gruppe auf Basis einer nicht sphärisch symmetrischen Simulation [8]. (a) basiert auf einem Sternmodell mit  $M = 11.2 M_{\odot}$ , (b) auf einem Modell mit  $M = 15 M_{\odot}$ .

noluminosität erhöhen [73], zur Explosion.

Mittlerweile ist durch zweidimensionale und neuerdings dreidimensionale Simulationen [24] gezeigt, dass die Bildung Neutrino-geheizter Blasen, die konvektiv vom Proto-Neutronenstern aufsteigen, eine wichtige Rolle bei der Explosion spielt [56] [64]. So kann ein weiteres Detail aus der Beobachtung der SN1987A erklärt werden: die starke Durchmischung des auslaufenden Materials. Abbildung 1.3 veranschaulicht diesen Mechanismus. Dennoch ist auch diese Erklärung der Explosion fragwürdig, da die neuesten Simulationen mit wesentlich verbesserten Neutrino-transportmodellen [48] [41] [8] nicht zu einer ausreichend hohen Energiedeposition hinter der Schockfront führen, um eine Explosion zu treiben. Möglicherweise wird eine Simulation in drei Dimensionen mit aktuellem Neutrino-transport zur Explosion führen.

### Asymmetrische Explosionen

Man beobachtet bei akkretierenden, kompakten Objekten oft hochenergetische axiale Ausflüsse. Es gibt verschiedene Mechanismen, wie es zu solchen Jets kommen kann. Alle basieren auf einem vorhandenen, hohen Drehimpuls. Man unterscheidet magnetohydrodynamische (MHD) Jets, die magnetischen Druck aufbauen und Materie beschleunigen, und *Poynting*-Flüsse, bei denen der Massenfluss vernachlässigbar ist und das elektromagnetische Feld Energie und Drehimpuls trägt.

Die Argumentation zu magneto-hydrodynamischen Supernova-Explosionen verläuft et-

## 1. Supernovae und Neutrinos

wa folgendermassen: Da ein vorhandener Drehimpuls eines Sterns (bzw. eines Eisenkerns) während des Gravitationskollaps erhalten bleibt, wird sich der Proto-Neutronenstern nach der Kontraktion deutlich schneller drehen als der Eisenkern vorher. Durch das entstehende differentielle Rotationsprofil kommt es, sollte ein initiales Magnetfeld vorhanden sein, zu einer extremen Verstärkung. Der magnetische Druck kann bei genügend großem Initialfeld in einem kleinen Gebiet um den kollabierten Kern die Größenordnung des thermischen Drucks erreichen und so bipolare, kollimierte Ausflüsse (*LeBlanc-Wilson Jets*) treiben, die den Stern zerreißen [88].

Früher wurden die Annahmen zu Rotationsperioden und Magnetfeld, die zu einer erfolgreichen Explosion gebraucht werden, als unrealistisch betrachtet, doch wächst heute wieder das Interesse daran [19] [42]. Jetmechanismen werden insbesondere im Bezug auf Gammastrahlen-Ausbrüche studiert (siehe Abschnitt 1.5).

### 1.3.3. Die Supernova SN1987A

Am 23. Februar 1987 kam es zum wohl bisher wichtigsten Ereignis in der Geschichte der Neutrino-Astrophysik: der Explosion des blauen Riesensterns Sanduleak-69 202 ( $16 M_{\odot} \leq M \leq 22 M_{\odot}$ ) in der Großen Magellanschen Wolke (*Large Magellanic Cloud*, LMC) - der Supernova SN1987A.

Einige Stunden bevor das optische Signal der Explosion mehr oder weniger gleichzeitig in Chile und Neuseeland entdeckt wurde, kam es zum Nachweis von koinzidentem Signal in - mindestens - zwei Neutrinodetektoren: Kamiokande-II (*Kamioka-II Neutrino Detector*) [79] und dem IMB-Detektor (*Irvine-Michigan-Brookhaven*) [78].

Die IMB Kollaboration gab die absolute Zeit der Detektion mit dem 23. Februar, 7:35:41 GMT (*Greenwich Mean Time*) an, Kamiokande-II mit - im Sekundenbereich ungenau gemessenen - 7:35:35 GMT. Es besteht heute wenig Zweifel daran, dass diese Ereignisse mit Neutrinos der SN1987A zu identifizieren sind [69].

Die Baksan (*Baksan Liquid Scintillation Telescope*) Kollaboration berichtete von zunächst von 6, später 5 Neutrinoereignissen um 7:36:06 $^{+2}_{-58}$  s GMT, also im Rahmen der Ungenauigkeit möglicherweise in Koinzidenz mit IMB und Kamiokande-II [77]. Allerdings liegt das erwartete Signal nach den Messungen der beiden genannten Wasser-Cherenkovdetektoren im kleineren Baksan-Detektor nur bei etwa einem Ereignis. Es ist daher zweifelhaft, ob die Baksan-Ereignisse wirklich auf die SN1987A zurückzuführen sind [69] [71].

Vom LSD (*Liquid Scintillation Detector*) Experiment wurde über 5 Ereignisse in Verbindung mit der SN1987A berichtet, die  $\sim 4$  h vor den Kamiokande-II und IMB Ereignissen gemessen und kontrovers diskutiert wurden. Aus verschiedenen Gründen [69] [71] werden diese LSD-Daten heute nicht mit der SN1987A assoziiert. Im ebenfalls aktiven Homestake  $^{37}\text{Cl}$ -Detektor (*Homestake Solar Neutrino Experiment*) wurden keine vom Untergrund unterscheidbaren Ereignisse nachgewiesen.

Kamiokande-II und IMB sind AMANDA-II im Grundkonzept ähnlich: In allen drei Detektoren dient  $\text{H}_2\text{O}$  als Targetmaterial für Neutrinos und als Cherenkov-Medium für die Folgeprodukte der Reaktionen (mehr dazu folgt in Kapitel 2 und 3). Im Vergleich zu AMANDA-II verfügen die beiden genannten Experimente allerdings über wesentlich dichter gepackte optische Sensoren - beide sind optimiert für den richtungsaufgelösten Nachweis von einzelnen

### 1.3. Supernovae vom Typ Ib, Ic und II

(solaren) Neutrinos im MeV-Bereich. Kamiokande II detektierte 12 Ereignisse - von denen 11 der Supernova zugerechnet werden [71] - in 2140 to H<sub>2</sub>O. Die IMB Kollaboration wies mit einer etwas höheren Energieschwelle 8 Ereignisse in  $\sim 5000$  to H<sub>2</sub>O nach.

In Abbildung 1.5 ist die rekonstruierte Energie der gemessenen Neutrinos gegen die Zeit aufgetragen. Die Zeit des ersten Ereignisses wurde separat für alle Experimente auf Null gesetzt. Die gezeigten Daten wurden vielfach analysiert, um Parameter der Explosion zu be-

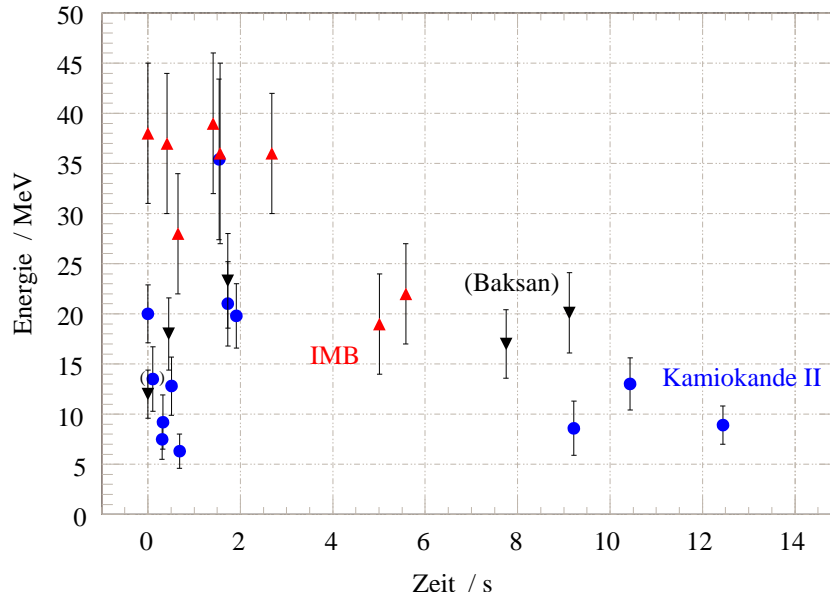


Abbildung 1.5.: Die detektierten Neutrinos der Supernova SN1987A

Wenige Stunden vor dem Eintreffen des optischen Signals der SN1987A wurden von drei Detektoren (siehe Text) Neutrinoausbrüche detektiert, die hier nach [71] gemeinsam dargestellt sind. Die Ereignisse des Baksan-Detektors werden heute nicht mehr als Neutrinos der SN1987A betrachtet. Es ist unklar, wie die absoluten Zeitskalen der Experimente relativ zueinander liegen [71]. Die Zeit des ersten Ereignisses wurde daher für jeden Detektor unabhängig auf Null gesetzt.

stimmen. Als umgesetzte Gesamtenergie wurde

$$\Delta E_{\text{CC}}^{\text{ges}} = (2.5 \pm 1) \cdot 10^{46} \text{ J} \quad (1.9)$$

bestimmt [69].

Eine mittlere Temperatur des Proto-Neutronensterns lässt sich ebenfalls ableiten. Man betrachtet dazu die in den ersten 6 s gemessenen Ereignisse von Kamiokande II und IMB (insgesamt 16) und unterscheidet nur zwischen streuenden Neutrinos aller Flavours und absorbierten Antielektronneutrinos.

Spergel et. al. [76] finden unter relativ einfachen Annahmen als beste Hypothese

$$T = 4.2^{+1.2}_{-0.8} \text{ MeV} \quad . \quad (1.10)$$

## 1. Supernovae und Neutrinos

Detailliertere Modelle sind angesichts der begrenzten Messergebnisse kaum zu widerlegen oder zu verifizieren.

### 1.4. Supernovae vom Typ Ia

Für die vorliegende Arbeit sind Supernovae vom Typ Ia, oder thermonukleare Supernovae, von eher untergeordnetem Interesse, da sie im Vergleich zu den Supernovae der anderen Typen gemäß der heutigen Modelle keine ähnlichen Neutrinoausbrüche produzieren. In der Kosmologie sind sie hingegen von großer Bedeutung: Das Verhalten von Leuchtkraft in Abhängigkeit der Rotverschiebung (das *Hubble-Diagramm*) für Supernovae vom Typ Ia ist gegenwärtig ein zentrales Argument für ein beschleunigt expandierendes Universum. Sie werden konsistent bis zu einer Rotverschiebung<sup>9</sup> von  $z \approx 1$  beobachtet [4].

Der Grund für die Wichtigkeit von Supernovae vom Typ Ia ist ihre theoretisch fast exakt konstante Leuchtkraft. Sie eignen sich daher als Standardkerzen zur Entfernungsbestimmung. Allgemein etabliert ist heute die Vorstellung, dass der überwiegende Teil der beobachteten thermonuklearen Supernovae durch die Explosion eines binären Systems ausgelöst werden, in dem ein weißer Zwerg aus hauptsächlich Kohlen- und Sauerstoff immer neuen Wasserstoff aus der Hülle eines Begleitsterns absaugt.

Die angesaugte Materie wird in der Hülle des weißen Zwergs umgehend in Helium, Kohlen- und Sauerstoff konvertiert. Bei Erreichen der Chandrasekhar-Massengrenze kontrahiert sich der Stern, was in seinem Kerngebiet zur Zündung der Fusion von Kohlen- und Sauerstoff- zu Eisengruppen-Kernen führt. Dieser Prozess findet wegen der hohen Temperaturabhängigkeit der Reaktionsrate wieder in dünnen Schichten statt, die sich - modellabhängig - turbulent und zerfasernd durch den Stern bewegt und ihn schließlich komplett zerreisst [26].

### 1.5. Gammastrahlen-Ausbrüche und Supernovae

Intensive interstellare Gammastrahlen Ausbrüche (*Gamma-Ray Bursts*, GRBs) wurden erstmals am 2. Juli 1967 entdeckt, nachdem im Rahmen des Atomteststopp-Vertrags<sup>10</sup> (*Nuclear Test Ban Treaty*) das Satellitensystem VELA<sup>11</sup> zur systematischen, räumlich aufgelösten Überwachung der Emission von Gammastrahlen in Betrieb genommen wurde. Man fand die Quellen der Strahlung über den gesamten Himmel verteilt. Die Phänomene werden seither mit großem Aufwand observiert, und die Daten durch das GCN (*Gamma-Ray Burst Coordinate Network*) verbreitet<sup>12</sup>.

---

<sup>9</sup>Die Rotverschiebung  $z$  ist definiert als  $z = \frac{\lambda_0}{\lambda_1} - 1 = \frac{R(t_0)}{R(t_1)} - 1$ , worin  $\lambda_0$  die gemessene und  $\lambda_1$  die emittierte Wellenlänge einer Strahlung ist. Diese sind verknüpft mit der Raumzeitstruktur, beziehungsweise  $R(t)$ , dem Skalenfaktor der *Robertson-Walker-Metrik* [124]. Bei  $z \approx 1$  war das Universum als etwa halb so groß wie heute, was einer Entfernung von etwa  $\sim 1 \text{ Gpc}$  entspricht - das sind rund  $3 \cdot 10^9$  Lichtjahre.

<sup>10</sup>Eigentlich im Rahmen des ersten „Teilstoppabkommens“ von 1963, das die atmosphärischen Nukleartests der USA und UdSSR beendete - nicht die anderer Länder.

<sup>11</sup>VELA nach dem spanischen *velare*, dt.: wachen, aufpassen

<sup>12</sup>Zur Zeit tragen die Satelliten-Experimente HETE-2 (*High Energy Transient Explorer*), INTEGRAL (*International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*), IPN (*Interplanetary Network*), RXTE (der *Rossi X-Ray Timing Explorer* Satellit, beziehungsweise dessen Elemente PCA, *Proportional Counter Array*, und ASM, *All Sky*



GRBs können sehr unterschiedliches Emissionsverhalten aufweisen. Phänomenologisch unterteilt man etwa fünf Klassen. Darunter zeigt eine nach dem eigentlichen Ausbruch Emissionen im Röntgen-, optischen und im Radio-Bereich (Nachglühen, *Afterglow*), die denen einer Supernova ähneln.

Seit 1997 ist bekannt, dass GRBs in kosmologischen Entfernungen stattfinden [52]. Der erste echte Hinweis auf eine Verbindung zwischen GRBs und Supernovae liegt in der 1998 gefundenen räumlichen und zeitlichen Koinzidenz von SN1998bw und GRB980425<sup>13</sup>. Die Supernova SN1998bw lieferte außerdem Evidenz für eine kollimierte Energieabstrahlung in gerichteten Jets [49]. Seither werden GRB-Modelle auf Basis kollabierender supermassiver Sterne - für die Klasse Supernova-ähnlichen Bursts - verstärkt diskutiert.

Es gibt eine große Auswahl theoretischer Modelle zu GRBs. Hauptsächlich betrachtet man zwei Typen von Szenarien: Explosionen besonders massiver Sterne, beziehungsweise deren Folgeszenarien (allgemein *Hypernova*) und die Verschmelzung kompakter stellarer Überreste, wovon mindestens einer ein Neutronenstern oder ein schwarzes Loch ist. Andere Szenarien beschäftigen sich zum Beispiel mit kosmischen Strings als Ursache [123] [74]. Dieser Abschnitt beschränkt sich auf die Betrachtung der Klasse der Supernova-ähnlichen Ausbrüche.

Das *Collapsar*-Modell basiert auf der Idee eines kollabierenden massiven Wolf-Rayet Sterns mit  $M \sim 30 M_{\odot}$ , in dessen Innerem noch vor dem direkten Schock ein schwarzes Loch entsteht<sup>14</sup>. Es beschreibt die Erzeugung axialer Ausflüsse bei einem solchen Ereignis. Um das schwarze Loch bildet sich bis etwa  $\sim 100$  km über dem Ereignishorizont eine rotierende Scheibe aus einfallendem Material [46]. Ihr innerer Rand wird durch eine Schockfront begrenzt. Die Bedingungen innerhalb der Scheibe ähneln der Umgebung eines Proto-Neutronensterns. Energie wird hauptsächlich über den Kelvin-Helmholtz-Mechanismus abgeführt (Gleichung 1.1), und es finden Neutrinowechselwirkungen über die in Abschnitt 1.3.1 beschriebenen Kanäle statt.

Über den *Blandford-Znajek*-Mechanismus [91] und/oder einen magneto-hydrodynamischen Mechanismus [89] wird durch die geladenen Teilchen Energie aus dem Akkretionsprozess in einer heißen Korona axial über dem schwarzen Loch deponiert. Vor einer inneren Akkretions-schockfront  $\sim 100$  km über dem Ereignishorizont ist das Material opak für Neutrinos, so dass diese vielfach gestreut werden, und ebenfalls Impuls und Energie in axialer Richtung aus der Scheibe tragen. Durch diese Energie- und Impulsdepositionen entstehen heiße Blasen über den Polargebieten des schwarzen Lochs, die dem axialen Akkretionsfluß entgegenlaufen. Die Blasen sind begrenzt durch Schockfronten. In Simulationen brechen sie  $\sim 10$  s nach dem Kollaps durch die Oberfläche des Sterns und werden dann als *Jets* bezeichnet [45].

Wenn die Jets eine ausreichende Menge baryonischer Materie enthalten, so entstehen durch Wechselwirkungen von Elektronen in den Kernfeldern Bremsstrahlung und sekundäre Elektron-

---

Monitor), KONUS (Teilelement des GCS (*Global Geospace Science*) Satelliten WIND) und ALEXIS (*Array of Low Energy X-Ray Imaging Sensors*) zum GCN bei. Eines der Herzstücke der Detektorsysteme war das CGRO (*Compton Gamma-Ray Observatory*) mit BATSE (*Burst And Transient Source Experiment*), COMPTEL (*Imaging Compton Telescope*), OSSE (*Oriented Scintillation Spectrometer Experiment*) und EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*), das im April 2000 seine Arbeit einstellte. Im Jahr 2005 soll diese Lücke durch GLAST (*The Gamma Ray Large Area Space Telescope*) geschlossen werden.

<sup>13</sup>Eine ähnliche Koinzidenz ereignete sich Ende März 2003 zwischen GRB030329 und SN2003dh [2].

<sup>14</sup>Eine Modifikation dieses Bildes, bei dem zunächst ein Neutronenstern und erst kurze Zeit später ein schwarzes Loch entsteht, ist das Supranova Modell [47].

## 1. Supernovae und Neutrinos

Positron Paare mit relativistischen Energien. Dies sind Voraussetzungen des *Feuerball*-Modells [90]. Im Bild des *internen* Feuerball Mechanismus [57] generiert das Schwarze Loch aufgrund von Inhomogenitäten im Akkretionsfluss Feuerbälle mit variablen Lorentz-Faktoren. Diese überholen sich gegenseitig und erzeugen bei Kollisionen Schockfronten. An den Fronten werden die Elektronen und Positronen über den Fermi-Mechanismus beschleunigt [128]. Die Synchrotronstrahlung oder inverse Comptonstrahlung dieser Teilchen entweicht schließlich und wird im Bezugssystem der Erde als Gammastrahlen-Ausbruch beobachtet [12]. Alternativ wird auch ein *externer* Mechanismus [63] diskutiert, bei dem die variablen Jet-Geschwindigkeiten auf Inhomogenitäten des Mediums um die Quelle beruhen. In noch einem anderen, neueren Modell resultiert die Variabilität aus Instabilitäten zwischen dem Jet und der stellaren Hülle [10].

Während sich ein Feuerball im Wesentlichen aus geladenen Leptonen und Strahlung zusammensetzt, besteht der axiale Ausfluss des Schwarzen Lochs im *Cannonball*-Modell hauptsächlich aus baryonischer Materie. Beim Durchdringen der vorher abgeworfenen Sternhülle(n), wird die Oberfläche der baryonischen Blase auf keV-Temperaturen aufgeheizt. Sie emittiert dann Wärmestrahlung, die, ins Bezugssystem der Erde geboostet, die beobachtete Gammastrahlung ergibt [22]. Dieser Mechanismus prognostiziert im Vergleich zum Feuerball-Modell größere Mengen an weicherer Strahlung.

Thermische Neutrinoemissionen kann es im Rahmen der beschriebenen Modelle also einerseits *vor* der Entstehung eines zentralen schwarzen Lochs in einem massiven, kollabierenden Stern geben, solange noch ein sich abkühlender Proto-Neutronenstern existiert, und des weiteren hinterher, in der heißen Akkretionsscheibe. Außerdem entstehen auch durch Zerfälle geladener Pionen in den Jets nicht-thermische Neutrinos.

Für Gammastrahlen-Ausbrüche in kosmologischen Distanzen sind die Emissionen thermischer Neutrinos nicht von Interesse, da diese isotrop abgestrahlt werden und auf der Erde weit unterhalb jeder (heute) vorstellbaren Nachweisgrenze liegen. Entsprechend findet man in der Literatur hauptsächlich Mechanismen zur gerichteten Neutrinoproduktion in den Jets [58] [40] [5]. Besonders häufig findet man Referenzen auf die Rechnungen von Waxman und Bahcall [54].

Mit Hilfe der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Algorithmen (Kapitel 4) wurde von Sidro Martin [114] eine Suche nach Neutrinoemissionen in Assoziation mit verschiedenen GRB-Klassen durchgeführt. Sie verwendete dazu Daten des AMANDA-II Detektors aus den Jahren 2000 bis 2002. Es wurden keine meßbaren Abweichungen vom normalen Fluss festgestellt. Daraus konnten Limits für die während eines GRB emittierten Neutrinoflüsse abgeleitet werden. Diese liegen aber weit oberhalb der Flüsse, die die hier aufgeführten Referenzen prognostizieren.

## 1.6. Exotische Teilchen

Wie in Abschnitt 1.1 ausgeführt wurde, spielen in der Teilchenphysik Symmetrien eine wichtige Rolle. Die Forderung nach *lokaler* Eichinvarianz liefert Bosonen, die Wechselwirkungen vermitteln.

Mit GUTs (*Grand Unified Theories*, Große Vereinheitlichte Theorien) bezeichnet man

Theorien, die den Versuch unternehmen, die starke und elektroschwache Wechselwirkung in einer gemeinsamen Quantenfeldtheorie zu beschreiben. Eine Eigenschaft der GUT muss dabei sein, durch spontane Symmetriebrechung unter Abkühlung die bei der gegenwärtigen Temperaturskala herrschenden  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  Symmetrien zu erzeugen.

Der Term der lokalen Eichung kann nun für verschiedene Raumdomänen, mit leicht voneinander abweichenden Temperaturen und entsprechend anderen Zeitpunkten des Phasenüberganges, verschieden sein. Man spricht an den Grenzen der Domänen dann von *linearen Defekten* oder *kosmischen Strings*. Die Lebensdauer solcher Strings kann erheblich sein. Sie weisen zum Beispiel die interessante Eigenschaft isolierter magnetischer Ladung auf. Aus der Annahme der Existenz solcher Relikte lassen sich heutige Flüsse von magnetischen Monopolen ableiten.

Für den Nachweis mit der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Analyse wären besonders langsame Monopole interessant. Diese würden sich ausreichend lange im AMANDA-II Detektor aufhalten, um über induzierte Protonzerfälle genügend Licht zu emittieren. Um solche „spurartigen“ Ereignisse von der homogenen und isotropen Lichtdeposition einer Supernova unterscheiden zu können, müssten allerdings zusätzliche Veränderungen an Datennahme und Analyse durchgeführt werden.

## *1. Supernovae und Neutrinos*

## 2. Niederenergetische Neutrinos und ihr Nachweis in Eis

Für den Nachweis des Neutrinoausbruchs einer Supernova ist es zunächst notwendig, einen Überblick über die im Detektor vorkommenden Neutrino-Wechselwirkungen zu gewinnen. Im Rahmen dieser Arbeit sind insbesondere Kanäle mit geladenen Leptonen im Endzustand von Bedeutung, die in der Lage sind, über den Cherenkov<sup>1</sup>-Effekt Licht im Detektormedium zu deponieren. Über dieses Licht geschieht der Nachweis der Neutrinos und - normalerweise - die Rekonstruktion ihrer Flugrichtung. Dieses Kapitel bespricht Zwischenschritte, über die aus den eintreffenden Neutrinos einer Supernova - bei bekannter Luminosität und Energieverteilung - die Lichtausbeute bestimmt werden kann.

### 2.1. Neutrino-Wechselwirkungen in Eis

Neutrinos wechselwirken in Wasser oder Eis mit Orbitalelektronen, an den freien Protonen der Wasserstoffatome und an den Kernen der vorkommenden Sauerstoffisotope. Die theoretischen totalen Wirkungsquerschnitte aller Reaktionskanäle in Abhängigkeit der Energie zeigt Abbildung 2.1.

#### 2.1.1. Wechselwirkungen an den freien Protonen

Der dominierende Wechselwirkungsprozess für Neutrinos an  $H_2O$  ist der *inverse Betazerfall* (Abbildung 2.2 (d)) an den Wasserstoff-Protonen



Alle übrigen Kanäle bewirken zusammen nur eine kleine Korrektur ( $\lesssim 10\%$ ) dieser Reaktionsrate [81]. Bestimmend für die Ausbeute an Licht im Detektormedium ist der mittlere Energieübertrag bei Reaktion 2.1 vom Antineutrino auf das Positron. Um diesen zu berechnen, wird neben dem totalen auch der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dE_{e^+}$  benötigt.  $E_{e^+}$  bezeichnet die auf das Positron übertragene Energie.

Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\bar{\nu}_e p}$  setzt sich zusammen aus einem *Fermi*- und einem *Gamov-Teller*-Übergang (mit beziehungsweise ohne Nukleon-Spinumkehr). Bei beiden Kanälen fließt ein *W*-Boson, auch geladener Strom (*charged current*, CC) genannt, zwischen

---

<sup>1</sup>Im Deutschen valide Transkriptionen des russischen Namens sind *Tscherenkow* (Duden-Transkription) oder *Čerenkov* (lateinische Transkription). In der wissenschaftlichen Literatur ist *Cherenkov* die am weitesten verbreitete Schreibweise.

## 2. Niederenergetische Neutrinos und ihr Nachweis in Eis

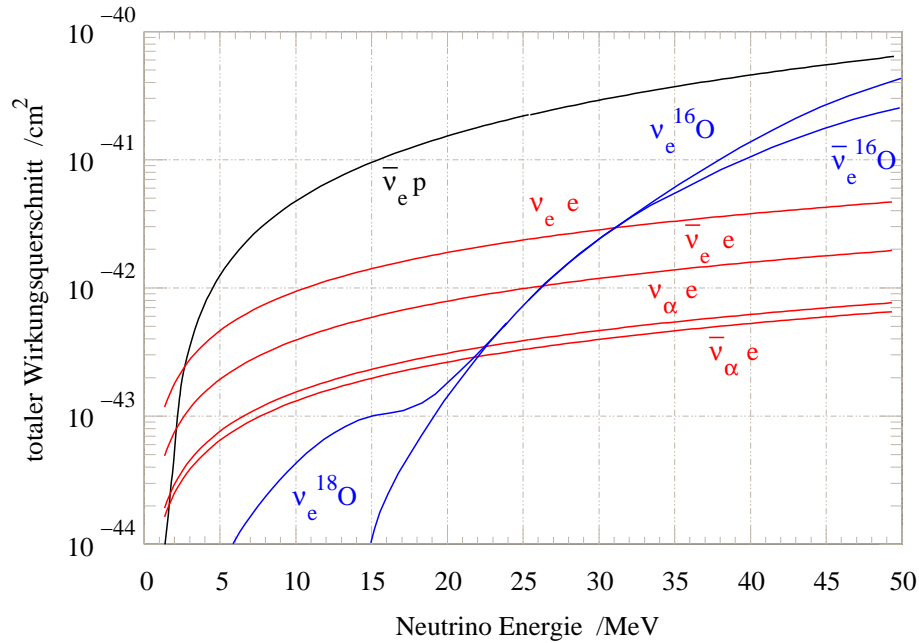


Abbildung 2.1.: Totale Wirkungsquerschnitte für Wechselwirkungen mit Neutrinos am  $H_2O$ -Molekül

Gezeigt sind die totalen Wirkungsquerschnitte für Reaktionen mit freien Positronen oder Elektronen im Endzustand in Abhängigkeit der Neutrinoenergie. Die Wirkungsquerschnitte beziehen sich auf Reaktionen am natürlichen Wassermolekül, bestehend aus 10 Elektronen, 2 Protonen und einem Sauerstoff-Kern. Wassermoleküle enthalten meist  $^{16}O$ , zu kleinen Teilen sind jedoch auch die Isotope  $^{17}O$  und  $^{18}O$  vertreten (siehe Text). An diesen Kernen finden stark bevorzugt Elektronneutrino-Einfänge statt. Der Wirkungsquerschnitt für den inversen Betazerfall folgt Gleichung 2.2. Die Wirkungsquerschnitte für Reaktionen mit den Hüllenelektronen sind durch Gleichungen 2.8 bis 2.11 gegeben, während die Kurven für Reaktionen an Sauerstoff-Isotopen direkt von Haxton [81] übernommen sind.

dem Neutrino und einem Quark. Unter der Annahme eines gegenüber der Elektronenmasse unendlich schweren Nukleons erhält man

$$\begin{aligned} \sigma_{\bar{\nu}_e p} &= \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{\pi} (1 + \Delta_{IR}) (g_V^2 + 3g_A^2) E_{e^+} p_{e^+} \\ &\approx 9.52 \cdot 10^{-44} E_{e^+} p_{e^+} \frac{\text{cm}^2}{\text{MeV}^2} \quad . \end{aligned} \quad (2.2)$$

Hierin steht  $G_F = 1.16639(1) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  für die *Fermi-Kopplungskonstante* und  $g_V = 1$  und  $g_A = 1.26$  für die *Vektor- beziehungsweise Axialkopplungskonstante*. Für höhere Energien gehen diese Konstanten über in *Formfaktoren*, Funktionen des Impulsübertrags  $q^2$ .  $\theta_C$  bezeichnet den *Cabibbo-Winkel*, der die Kopplungsstärke der Quarkzustände  $u$  und  $d$  an die Austauschbosonen der schwachen Wechselwirkung bestimmt. Es gilt  $\cos \theta_C \approx 0.974$  [122].

## 2.1. Neutrino-Wechselwirkungen in Eis

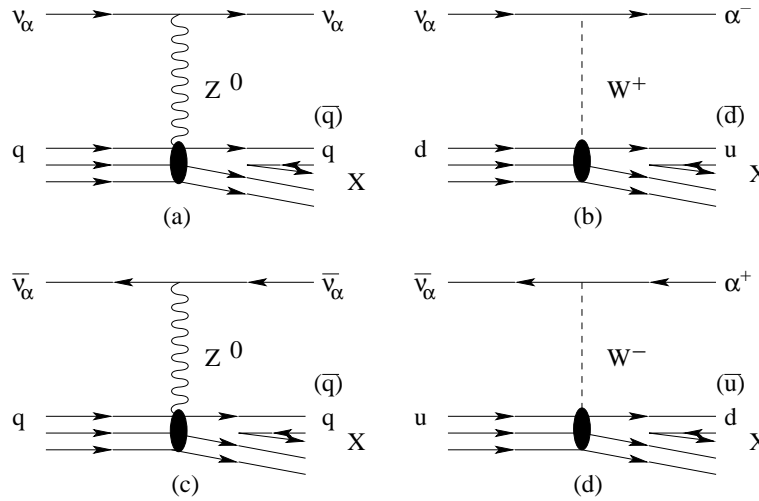


Abbildung 2.2.: Feynman-Graphen erster Ordnung für die Neutrino-Nukleon Streuung *Neutrinos aller Flavors können sowohl über den neutralen Strom als auch den geladenen Strom an Quarks streuen.  $\alpha$  steht hier für  $e, \mu, \tau$ .  $X$  bezeichnet das Gesamtsystem der auslaufenden Hadronen.*

$\Delta_{\text{IR}} \approx 0.024$  bezeichnet die Summe aller inneren radiativen Korrekturen [43].

Llewellyn Smith [94] diskutiert den Wirkungsquerschnitt mit endlicher (mittlerer) Nukleonmasse  $m_{\bar{n}}$  bei hohen Energien, ohne Schwelleneffekte zu berücksichtigen. Beacom und Vogel [43] hingegen beziehen diese in ihre Betrachtungen ein und diskutieren den Wirkungsquerschnitt speziell bei niedrigen Energien in Abhängigkeit des Streuwinkels  $\theta$  (zwischen den Flugrichtungen von Neutrino und Positron) bis zur ersten Ordnung in  $1/m_{\bar{n}}$ . Sie finden einen komplizierten Ausdruck für  $d\sigma/d\cos\theta$ . Aus der relativistischen Viererimpulserhaltung lassen sich Ausdrücke für  $\cos\theta(E_{e^+})$  beziehungsweise  $d\cos\theta/dE_{e^+}$  ableiten. So kann man das Ergebnis von Beacom und Vogel in einen Ausdruck für  $d\sigma/dE_{e^+} = d\sigma/d\cos\theta \cdot d\cos\theta/dE_{e^+}$  überführen.

Beschränkt man sich auf Positronenergien oberhalb von 5 MeV, so kann man  $\beta_{e^+} = v_{e^+}/c \approx 1$  setzen. Die Formeln für  $\cos\theta(E_p)$  und  $d\cos\theta/dE_{e^+}$  vereinfachen sich dann stark zu

$$\begin{aligned} \cos\theta &= \frac{1}{2E_{\nu}E_{e^+}} [m_N^2 - m_P^2 - m_e^2 - 2m_P(E_{\nu} - E_{e^+})] + 1 \quad , \\ \frac{d\cos\theta}{dE_{e^+}} &= \frac{1}{2E_{\nu}E_{e^+}^2} [m_e^2 + m_P^2 - m_N^2 + 2m_P E_{\nu}] \quad . \end{aligned} \quad (2.3)$$

Abbildung 2.3 zeigt die Resultate für  $d\sigma/dE_{e^+}$  mit dieser Näherung. Der daraus abgeleitete mittlere Energieübertrag  $\langle E_{e^+}(E_{\nu}) \rangle$  ist in sehr guter Genauigkeit linear abhängig von  $E_{\nu}$

$$\langle E_{e^+}(E_{\nu}) \rangle = m \cdot E_{\nu} - b \text{ MeV} \quad , \quad \text{mit} \quad m = 0.96 \pm 0.01 \quad , \quad b = 0.99 \pm 0.46 \quad . \quad (2.4)$$

Die Abweichung vom Ergebnis mit der Annahme eines unendlich schweren Protons, also festen Positronenergien bei festen Neutrinoenergien, steigt bei Neutrinoenergien von 50 bis

## 2. Niederenergetische Neutrinos und ihr Nachweis in Eis

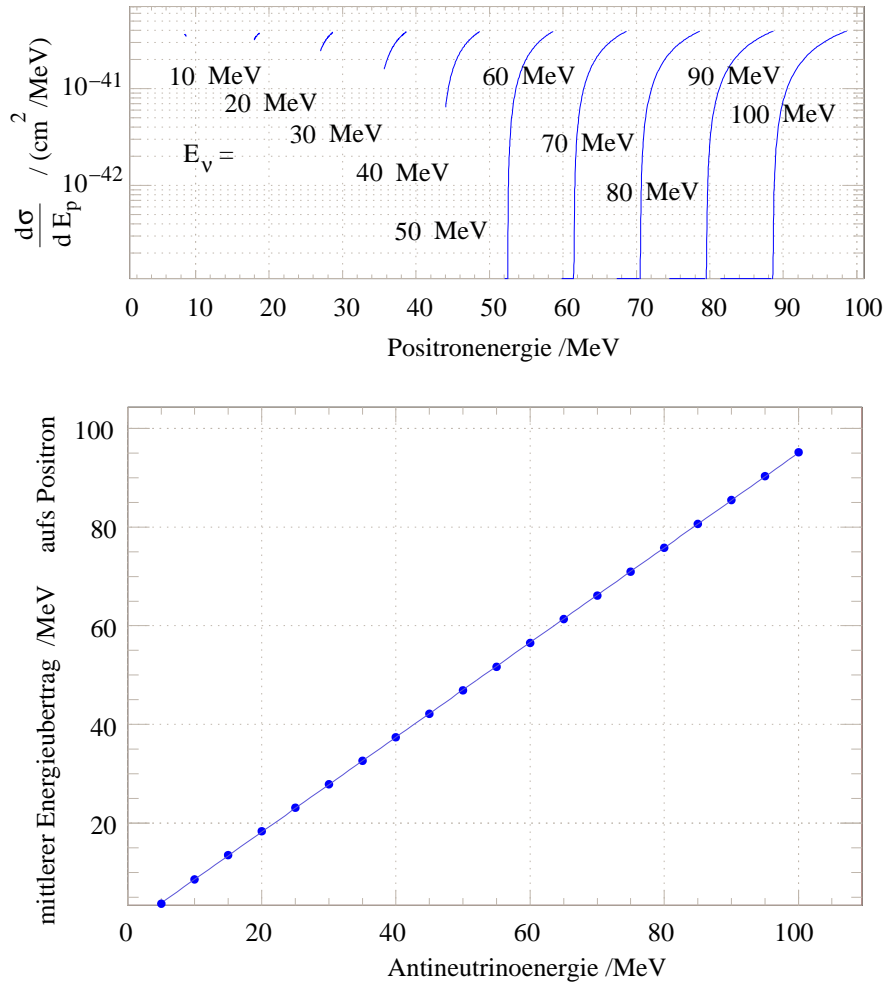


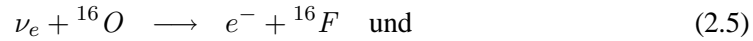
Abbildung 2.3.: Wirkungsquerschnitt des inversen Beta-Zerfalls differentiell nach der Energie des emittierten Positrons und mittlerer Energieübertrag auf das Positron. Im oberen Teil sind Wirkungsquerschnitte der quasielastischen Antineutrino-Streuung am Nukleon (Gleichung 2.1) differentiell nach der Energie des Positrons ( $d\sigma/dE_{e^+}$ ) für verschiedene Antineutrinoenergien gezeigt. Damit lässt sich der mittlere Energieübertrag auf das Positron bestimmen, der in Abhängigkeit von der Energie des Antielektronenneutrinos  $E_{\bar{\nu}_e}$  im unteren Bild dargestellt ist. Die angepasste Gerade wird im Text diskutiert (Gleichung 2.4).

100 MeV auf  $\lesssim 5\%$  Prozent. Bei kleineren Energien, also auch für die vorliegende Arbeit, sind sie vernachlässigbar.



### 2.1.2. Wechselwirkungen am Sauerstoffkern

Die Wechselwirkungen am Sauerstoffkern sind kompliziert. Eine ausführliche Darstellung wird durch Haxton geliefert [81]. Über den geladenen Strom finden die Neutrinoeinfänge



statt. Der Sauerstoff wird mit etwa gleich großen Wirkungsquerschnitten in ein Fluor- ( ${}^{16}\text{F}$ ) beziehungsweise ein Stickstoffisotop ( ${}^{16}\text{N}$ ) verwandelt. Reaktion 2.5 ist der dominierende Wechselwirkungskanal für Elektronenneutrinos. Der Einfang von Antielektronenneutrinos am Sauerstoff (Reaktion 2.6) liefert nur einen kleinen Beitrag zur Lichtausbeute von Reaktion 2.1. Die Energieschwellen dieser Kanäle liegen bei  $E_{\text{thr}} = 15.4 \text{ MeV}$  für den Neutrinoeinfang, beziehungsweise  $11.4 \text{ MeV}$  für den Antineutrinoeinfang.

Beide Reaktionen wären damit relativ irrelevant, allerdings sind die Sauerstoff-Atome in natürlichem  $\text{H}_2\text{O}$  zu  $0.204\%$   ${}^{18}\text{O}$ -, und zu  $0.038\%$   ${}^{17}\text{O}$ -Isotope. An diesen Kernen ist der Wirkungsquerschnitt für den Einfang von Elektronenneutrinos an den zusätzlichen Neutronen um ein Vielfaches größer ist als am  ${}^{16}\text{O}$ -Kern. Auch die Schwelle liegt in diesen Fällen mit  $E_{\text{thr}} = 1.66 \text{ MeV}$  [81] viel niedriger. Die Energie des emittierten Elektrons kann wegen des 16 mal schwereren Atomkerns als bei Reaktion 2.1 in guter Näherung als konstant bei  $E_e = E_{\nu_e} - E_{\text{thr}}$  angenommen werden. In  $\sim 10\%$  der Kernwechselwirkungen über den geladenen Strom entsteht ein angeregter Stickstoffkern. Dieser zerfällt im Mittel nach  $\tau = 7.13 \text{ s}$  über  $e^-$  Emission in einen  ${}^{16}\text{O}$ -Kern. So kann es bei Neutrinos mit hohen Energien zu einer kleinen, verzögerten Lichtdeposition im Detektor kommen.

Reaktionen zwischen Neutrinos und Quarks über den neutralen Strom (*neutral current*, NC) sind in AMANDA bedeutungslos, da die Protonen kinetische Energien von maximal  $\sim \text{MeV}$  erhalten [25]. Die Bildung angeregter nuklearer Zustände des Sauerstoff-Kerns mit verzögerter Emission eines Gamma-Quants kann nur über verbotene Übergänge stattfinden. Zudem sind die Anregungsenergien der entsprechenden Zustände so gering ( $\lesssim 9 \text{ MeV}$ ), dass die wenigen in Folge entstehenden Sekundärteilchen nur äusserst geringe Mengen von Cherenkovlicht erzeugen [81].

### 2.1.3. Wechselwirkungen mit Elektronen

Neutrinowechselwirkungen mit Elektronen werden vom Standardmodell wesentlich besser beschrieben als Wechselwirkungen mit Hadronen. Elektronenneutrinos und -antineutrinos streuen an Hüllenelektronen über verschiedene Kanäle. Für die anderen Neutrinoarten repräsentiert die Reaktion in Abbildung 2.4(f) den einzigen Wechselwirkungskanal mit Elektronen über den geladenen Strom. Dieser Kanal heißt je nach Flavor *inverser Myon- oder Tauzerfall*.

Die GSW-Theorie (vergleiche Abschnitt 1.1) liefert in Abhängigkeit des *Weinberg-Winkels*  $\theta_W$  Vorhersagen für die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen. Nach der bisher genauesten Messung gilt  $\sin^2 \theta_W = 0.2324 \pm 0.0083$  [122]. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Neutrino-Elektron Streuung findet man in vielen Lehrbüchern (zum Beispiel [125]).

## 2. Niederenergetische Neutrinos und ihr Nachweis in Eis

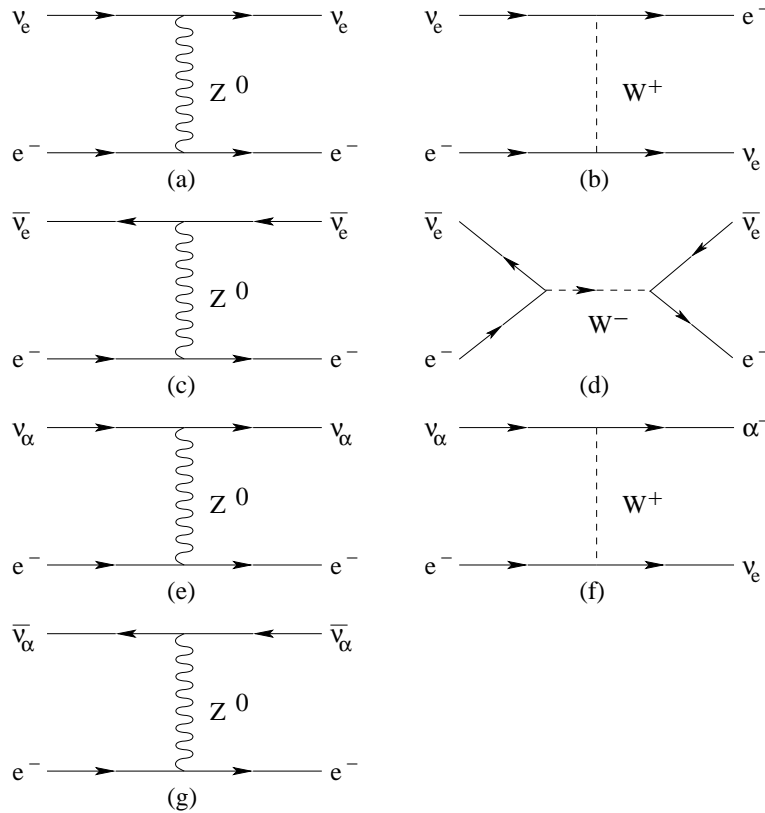


Abbildung 2.4.: Feynman-Graphen erster Ordnung für die Neutrino-Elektron Streuung  
Darstellung aller Feynman-Graphen, die zur Streuung von Neutrinos an Elektronen beitragen.  
 $\alpha$  steht für  $\mu$  oder  $\tau$ .

Damit sind die mittleren Energieüberträge ( $\alpha = \{\mu, \tau\}$ )

$$\begin{aligned} \langle E_{e^-} \rangle(\nu_\alpha e) &= 0.4498 E_{\nu_\alpha}, & \langle E_{e^+} \rangle(\bar{\nu}_\alpha e) &= 0.3957 E_{\bar{\nu}_\alpha}, \\ \langle E_{e^-} \rangle(\nu_e e) &= 0.5187 E_{\nu_e} & \text{und} & \langle E_{e^+} \rangle(\bar{\nu}_e e) = 0.2953 E_{\bar{\nu}_e}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Die totalen Wirkungsquerschnitte ergeben sich für Elektronenneutrinos zu

$$\sigma_{\nu_e e^-} = 9.49 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2 \cdot \frac{E_{\nu_e}}{\text{MeV}} \quad \text{und} \quad (2.8)$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_e e^-} = 3.97 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2 \cdot \frac{E_{\nu_e}}{\text{MeV}} \quad (2.9)$$

und für die anderen Flavours zu

$$\sigma_{\nu_\alpha e^-} = 1.56 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2 \cdot \frac{E_{\nu_\alpha}}{\text{MeV}} \quad \text{und} \quad (2.10)$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_\alpha e^-} = 1.33 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2 \cdot \frac{E_{\nu_\alpha}}{\text{MeV}}. \quad (2.11)$$

## 2.2. Energieverluste von Elektronen und Positronen in Eis

Für den inversen Myon- beziehungsweise Tauzerfall errechnet man  $\sigma_{\nu_\alpha e^- \rightarrow \nu_\alpha \mu^-} = 17.23 \cdot 10^{-45} (E_\nu - E_S^\alpha) \cdot \frac{\text{cm}^2}{\text{MeV}}$ . Diese Reaktionen sind aber für den Nachweis von Supernova-Explosionen irrelevant. Die typischen Energien der dabei emittierten Neutrinos liegen weit unterhalb der durch die Myon- beziehungsweise Taumasse gegebenen Energieschwellen  $E_S^\alpha$ .

## 2.2. Energieverluste von Elektronen und Positronen in Eis

Im Fall von Neutrinos im Energiebereich von  $\sim 1 - 100 \text{ MeV}$  sind alle im Eis entstehenden Sekundärteilchen Elektronen, Positronen oder Photonen. Die Elektronen und Positronen verlieren ihre Energie durch die - kontinuierlich beschriebene - Ionisation des Mediums und durch stochastische, diskrete Bremsstrahlungsprozesse. Photonen verlieren Energie über Comptonstreuung, den Photoeffekt oder Paarbildung in Kernfeldern. Die deponierte Energie wird letztlich in Wärme umgewandelt. Szintillation in Wasser oder Eis wird in der Literatur nicht diskutiert und als bedeutungslos angenommen. Signifikante Produktion von sichtbarem Licht findet nur über den Cherenkoeffekt statt, auf den in Abschnitt 2.3 genauer eingegangen wird. Die erzeugte Lichtmenge ist beim Cherenkoeffekt abhängig von der Länge des Stücks der Teilchenspur, auf dem sich das Teilchen schneller als das Licht im Eis bewegt. Diese Länge ist bestimmt durch den Energieverlust der geladenen Teilchen pro Wegstrecke  $dE/dx$ .

Der Energieverlust wird üblicherweise in Einheiten der *Massenbelegung*  $X$  angegeben. Diese ist definiert als das Integral  $X = \int dx \rho(x)$  der lokalen Dichte  $\rho(x)$  über den Weg  $x$ . Die Einheit von  $dE/dX$  ist folglich  $\text{MeV} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$ . Für das Eis um den AMANDA Detektor wird eine konstante Dichte von  $\rho_{\text{Eis}} \approx 0.917 \pm 0.002 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  angenommen [109] [67]. Alle für AMANDA relevanten Energieverlustprozesse werden in Abbildung 2.5 verglichen. In den folgenden Abschnitten wird kurz auf die dargestellten Prozesse eingegangen.

### 2.2.1. Verluste bei niedrigen Energien

Der Energieverlust von Elektronen und Positronen wird bei niedrigen Energien dominiert durch die Ionisation des Mediums.  $dE/dX$  wird durch

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{\zeta}{\beta^2} \frac{Z}{A} B(\gamma) \quad (2.12)$$

dargestellt. Darin ist  $\zeta$  eine normierende Konstante,  $Z$  die Anzahl von Elektronen pro Molekül und  $A$  die molekulare Massenzahl des durchdrungenen Materials.  $\beta = v/c$  und  $\gamma = E/m$  sind die üblichen Variablen der relativistischen Kinematik. Für niedrige Energien dominiert der Faktor  $1/\beta^2$  das Gesamtverhalten, für hohe Energien wird es bestimmt durch  $B(\gamma)$ .  $B(\gamma)$  beinhaltet die integrierten Wirkungsquerschnitte für ionisierende Wechselwirkungen und hat leicht verschiedene Formen für Elektronen und Positronen. Diese werden beschrieben in [86] [133] und [137]. Für große Lorentz-Faktoren  $\gamma$  gilt  $B(\gamma) \propto \ln \gamma$ .

Als Møller- oder Bhabha-Streuungen werden Ionisationen durch Elektronen beziehungsweise Positronen bezeichnet, bei denen das aus der Molekülhülle geschlagene Elektron ( $\delta$ -Elektron) über einer gewissen Energieschwelle liegt. Da nur geladene Teilchen, die Cheren-

## 2. Niederenergetische Neutrinos und ihr Nachweis in Eis

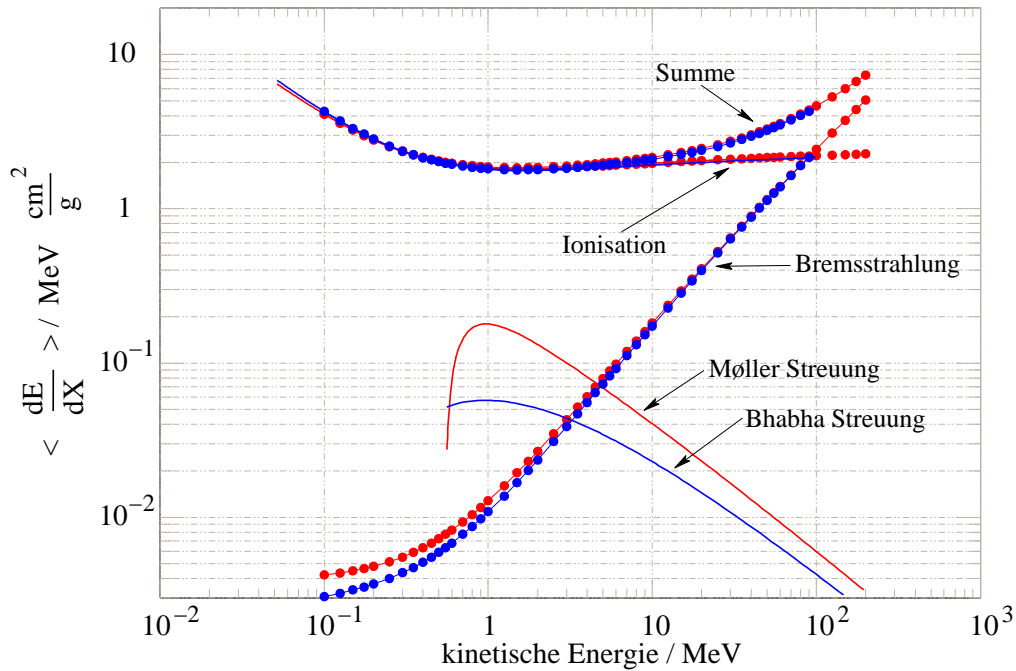


Abbildung 2.5.: Energieverluste von Elektronen und Positronen in Eis

Die Energieverluste für Elektronen (rot) und Positronen (blau) setzen sich aus den im Bild gezeigten einzelnen Beiträgen zusammen. Die Daten für Elektronen wurden vom US-amerikanischen NIST (National Institute for Standards and Technology) geliefert [134]. Die aus den klassischen Berger und Selzer Papieren [86] extrahierten Ionisierungsverluste für Positronen unterscheiden sich davon leicht. Das NIST stellt ebenfalls die Energieverluste von Elektronen durch Bremsstrahlung bereit. Die GEANT-Kollaboration entwickelte eine analytische Approximation der Unterschiede für Positronen [137]. Zu den Graphen für Møller- und Bhabha-Streuung wurde eine Energieschwelle entsprechend der Cherenkovschwelle für die  $\delta$ -Elektronen gesetzt.

kovlicht produzieren, für die vorliegende Arbeit von Interesse sind, wurde zur Berechnung der Kurven in Abbildung 2.5 die Cherenkovschwelle verwendet (siehe Abschnitt 2.3).

### 2.2.2. Stochastische, radiative Verluste bei hohen Energien

Relativistische Elektronen und Positronen strahlen bei der Ablenkung in elektrischen Kernfeldern hochenergetische Photonen ab - sogenannte *Bremsstrahlung*. Zusammen mit dem verwandten Mechanismus der direkten *Paarbildung* aus virtuellen Photonen dominiert dieser Prozess die Gesamtverluste bei hohen Energien. Dort ist der Verlauf des Energieverlustes

$$\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle \propto E \quad . \quad (2.13)$$

Bei kleinen Energien flacht er mit komplizierteren Abhängigkeiten ab [83] [84] [95] [137].

## 2.2. Energieverluste von Elektronen und Positronen in Eis

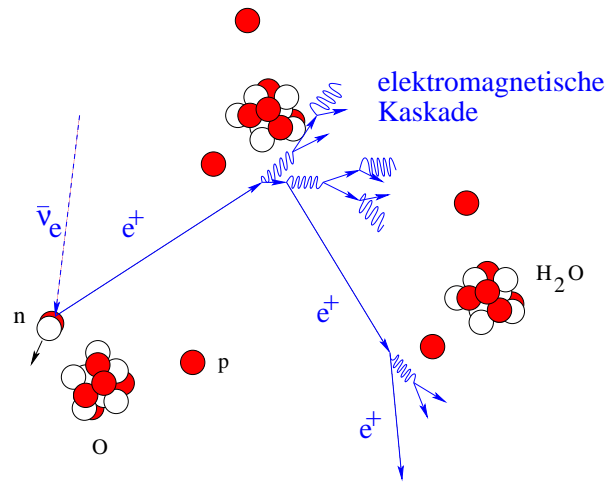


Abbildung 2.6.: Skizze der Entstehung eines elektromagnetischen Schauers  
 Unter Austausch eines  $W$ -Bosons mit einem Proton entsteht zunächst aus einem Antielektronen-  
 neutrino ein Positron. Das Positron wird kurze Zeit später im elektrischen Feld eines Kerns  
 abgelenkt und emittiert dabei ein Photon. Dieses Photon kann einen Großteil der ursprünglichen  
 Energie des Positrons tragen. In einem weiteren Kernfeld bildet sich daraus ein neues  
 $e^+e^-$  Paar. So entsteht eine elektromagnetische Kaskade aus Gammastrahlen, Elektronen  
 und Positronen.

Mit Gleichung 2.13 ist es naheliegend, die *Strahlungslänge*  $X_0$  einzuführen, um die radiativen Verluste bei hohen Energien zu beschreiben:  $X_0$  bezeichnet die Strecke, über die ein geladenes Teilchen ausreichend hoher Energie im Durchschnitt  $1/e$  seiner ursprünglichen Energie verliert. In Eis beträgt  $X_0^{\text{Eis}} \approx 36.08 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ . In Längeneinheiten entspricht das  $x_0 \approx 39.35 \text{ cm}$  [23]. Die Energie, bei der die Verluste von Elektronen durch Ionisation (auch *Kollisionsverluste*) genauso hoch sind wie die durch radiative Prozesse, heißt *kritische Energie*. Im südpolaren Eis liegt sie bei  $E_c^{\text{Eis}} = 90.5 \text{ MeV}$  (vergleiche Abbildung 2.5).

Bremsstrahlungsphotonen bilden bei genügend hoher Energie in Kernfeldern  $e^+e^-$  Paare, die wiederum Bremsstrahlung erzeugen. So bildet sich eine *elektromagnetische Kaskade* (oder „Schauer“, siehe Abbildung 2.6). Die Elektronen und Positronen verlieren schnell ihre Richtungsinformationen und laufen isotrop in alle Richtungen. Deshalb kann bei AMANDA angenommen werden, die Lichtdeposition elektromagnetischer Kaskaden sei sphärisch symmetrisch.

Neutrinos im Bereich  $\sim 15 - 20 \text{ MeV}$  erzeugen meist keine Schauer. Trotzdem tragen die radiativen Verluste signifikant zu den Gesamtverlusten bei (vergleiche Abbildung 2.5), und vergrößern auch die Lichtdeposition durch die Erzeugung sekundärer relativistischer Elektron-Positron-Paare.

## 2. Niederenergetische Neutrinos und ihr Nachweis in Eis

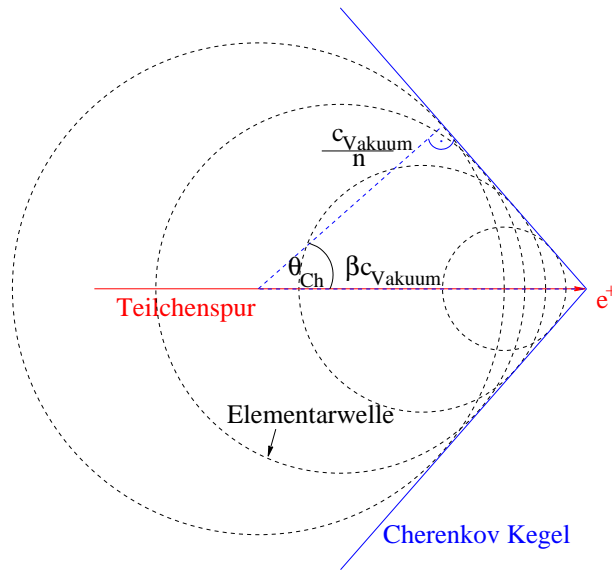


Abbildung 2.7.: Der Cherenkoeffekt

Entlang der Spur eines geladenen relativistischen Teilchens werden kontinuierlich kohärente Photonen emittiert. Unter dem Cherenkovwinkel  $\cos \theta_{\text{Ch}}$  überlagern sich die Elementarwellen konstruktiv. Die Beziehung  $\cos \theta_{\text{Ch}}(\nu) = \frac{1}{\beta n(\nu)}$  lässt sich aus dem Bild ablesen.

### 2.3. Der Cherenkoeffekt

Mit der frequenzabhängigen Phasengeschwindigkeit  $c_m^{\text{Ph}}(\lambda)$  für elektromagnetische Wellen der Wellenlänge  $\lambda$  innerhalb des Mediums  $m$  gilt für den Brechungsindex  $n_m^{\text{Ph}}(\lambda) = c/c_m^{\text{Ph}}(\lambda)$ . Bewegen sich elektrisch geladene Teilchen durch das Medium, so emittieren sie entlang ihrer Bahn isotrop kohärente Photonen. Im Falle relativistischer Teilchen ( $\beta \rightarrow 1$ ) überlagern sich diese Photonen unter einem festen Winkel  $\theta_{\text{Ch}}$  zur Flugrichtung konstruktiv. Dies bezeichnet man als den Cherenkoeffekt. Der Winkel der konstruktiven Überlagerung ist gegeben durch

$$\cos \theta_{\text{Ch}}(\lambda) = \frac{1}{\beta n^{\text{Ph}}(\lambda)} \quad . \quad (2.14)$$

Diese Beziehung erkennt man leicht in Abbildung 2.7. Die Erscheinung ähnelt in vieler Hinsicht dem Machschen Kegel beim „Überschallknall“. Für  $\beta \cdot n^{\text{Ph}}(\lambda) < 1$  findet keine herkömmliche Cherenkovstrahlung mehr statt.

Es sei am Rande bemerkt, dass die Ausbreitungsrichtung nicht exakt senkrecht auf der Cherenkov-Wellenfront steht. Für Pakete aus Photonen unterschiedlicher Wellenlängen bestimmt die Gruppengeschwindigkeit im Medium die Ausbreitungsgeschwindigkeit [34].

Im optisch sensitiven Bereich der optischen Module des AMANDA Detektors beträgt der mittlere Brechungsindex des Eises am Südpol  $\bar{n}^{\text{Ph}} = 1.3195$  [34]. Daraus errechnet sich mit  $\beta > \frac{1}{\bar{n}^{\text{Ph}}} = 0.758$  die folgende Energieschwelle für die Produktion von Cherenkovlicht durch

## 2.4. Die Ausbeute an Cherenkovlicht durch Elektronen und Positronen in Eis

Elektronen und Positronen:

$$\beta \gtrsim 0.758 \iff \gamma \gtrsim 1.53 \iff E_{\text{kin}} \gtrsim 0.272 \text{ MeV} \quad . \quad (2.15)$$

Die Anzahl  $N$  der emittierten Photonen pro Wellenlänge  $\lambda$  und Spurlänge  $x$  im Eis beträgt

$$\frac{d^2}{d\lambda dx} N = \frac{2\pi \alpha z^2}{\lambda^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n_{\text{Eis}}^2} \right) \quad (2.16)$$

[122].  $\alpha$  bezeichnet hier die Feinstrukturkonstante,  $z$  ist die Ladung des relativistischen Teilchens in Einheiten der Elementarladung  $e$ .

## 2.4. Die Ausbeute an Cherenkovlicht durch Elektronen und Positronen in Eis

Die Anzahl der erzeugten optischen Photonen bei der Propagation von Elektronen und Positronen durch Eis ist direkt proportional zur mittleren Summe der relativistischen Spurlängen  $T$  aller geladenen Teilchen im Schauer. Daher wurde die Abhängigkeit von  $T$  von der Energie des Primärteilchens untersucht. Simulationen mit den Software-Paketen GEANT-3.21, GEANT-4 und ZHS<sup>2</sup> [66] stimmen darin überein, dass  $T$  bei hohen Energien mit exzellenter Genauigkeit linear abhängig von der Anfangsenergie des geladenen Teilchens  $E$  ist

$$T(E) = C \cdot E \quad . \quad (2.17)$$

Bei der absoluten Bestimmung der Konstante  $C$  zeigen sie aber Abweichungen voneinander. Eine vergleichende Studie zeigt, dass die Unterschiede der Ergebnisse hauptsächlich auf *einen* unterschiedlich behandelten Parameter zurückzuführen sind: die Energieschwelle, unterhalb der die Teilchen nicht weiter verfolgt werden. Durch das Angleichen dieses Parameters lassen sich die Abweichungen der verschiedenen Simulationen auf  $\lesssim 10\%$  reduzieren [23].

Für die Betrachtung thermischer Neutrinos aus Supernovae zielen die Diskussionen in der Literatur auf viel zu hohe Energiebereiche ab. Deshalb wurde für diese Arbeit eine eigene GEANT-4 Simulation zur Bestimmung der Länge der relativistischen Spurteile entwickelt. Um nicht von schwer kontrollierbaren internen GEANT-4 Funktionen abhängig zu sein, wurde die Cherenkovbedingung (Bedingung 2.15) manuell in den einzelnen Schritten der Spursimulation überprüft. Die Resultate sind in Abbildung 2.8 dargestellt. Die Anpassung der gezeigten Gerade ist nicht perfekt ( $\chi_{\text{red}}^2 \sim 10^2$  bei 18 Freiheitsgraden). Für die vorliegende Arbeit genügt die lineare Näherung (aus Gleichung 2.17) jedoch auf jeden Fall. Als Steigungen ergibt sich für Elektronen  $C_e = (0.580 \pm 0.005) \frac{\text{cm}}{\text{MeV}}$  und  $C_{e^+} = (0.577 \pm 0.005) \frac{\text{cm}}{\text{MeV}}$  für Positronen.

---

<sup>2</sup>ZHS - nach Zas, Halzen und Staney - ist ein Simulationspaket, speziell zu effizienten Studien hochenergetischer ( $\sim$  PeV) Schauer entwickelt wurde.

## 2. Niederenergetische Neutrinos und ihr Nachweis in Eis

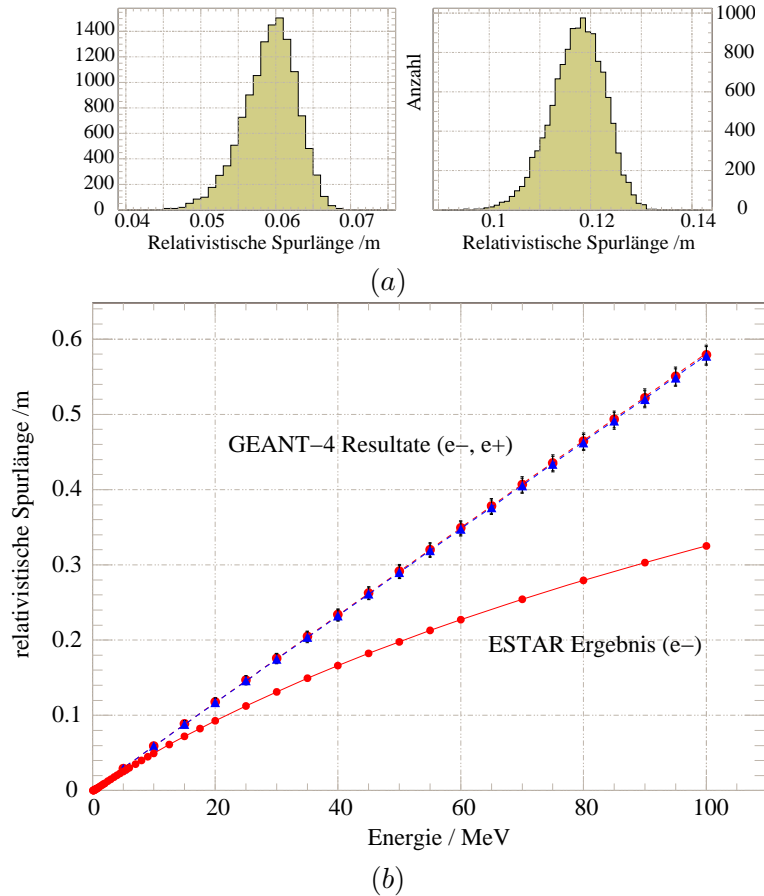


Abbildung 2.8.: Summierte Länge der relativistischen Spurteile eines Elektrons beziehungsweise Positrons und aller geladener Sekundärteilchen

Die Darstellung zeigt die Auswertung einer GEANT-4 Simulation zur Länge von Positronen- und Elektronenspuren in Eis. (a) zeigt exemplarische Verteilungen von Spurlängen für primäre Positronen mit festen Anfangsenergien (10 MeV (links), 20 MeV (rechts)). Eine Abschätzung des Fehlers wurde über das RMS (root mean square) der Verteilung durchgeführt. (b) zeigt die Mittelwerte der gemessenen Spurlängen, auf denen sich die Teilchen oberhalb der Cherenkovschwelle bewegen, in Abhängigkeit der Anfangsenergie. Die angepassten Geraden sind gestrichelt eingezeichnet. Ebenfalls gezeigt ist die vom NIST-Programm ESTAR gelieferte gesamte Eindringtiefe der Elektronen [134]. Diese berücksichtigt keine Sekundärteilchen und bricht nicht bei der Cherenkovschwelle ab.



## 3. Das AMANDA-II Neutrinooteleskop

*Nach einer Diskussion der Funktionsweise eines Neutrinooteleskops geht dieses Kapitel detailliert auf den AMANDA-II Detektor ein. Anschließend wird auf Basis der Ergebnisse der vorherigen Kapitel das zu erwartende Detektorsignal des Neutrinoausbruchs einer Supernova berechnet. Die letzten Abschnitte dieses Kapitels legen die Rahmenbedingungen und Zielsetzungen dieser Arbeit fest.*

### 3.1. Das Prinzip eines Neutrinooteleskops

Mit Photonen als Informationsträgern stößt man in der Astronomie trotz großer Erfolge auch auf einige Begrenzungen. Hochenergetische Photonen wechselwirken in Vierpunktreaktionen mit dem kosmischen Mikrowellenhintergrund und werden daher ab  $E \gtrsim 10$  TeV etwa nach  $< 100$  Megaparsec<sup>1</sup> (Mpc) absorbiert. Oft findet man interessante Objekte verhüllt durch optisch opakes Material wie etwa Staubwolken. Geladene kosmische Strahlung wird dagegen an Magnetfeldern abgelenkt und verliert alle Richtungsinformationen.

Bei Neutrinos existieren all diese Probleme nicht. Allerdings sind sie für die Astronomie nur dann von Interesse, wenn beim Nachweis ihre ursprüngliche Flugrichtung rekonstruiert werden kann. Da die Neutrinos in Neutrinooteleskopen vornehmlich an Protonen wechselwirken, ist dies erst ab Energien möglich, die groß gegenüber der Proton-Ruhemasse sind. Wegen der kleinen Wirkungsquerschnitte für Wechselwirkungen mit Neutrinos und immer kleinerer Flüsse zu hohen Energien benötigt man sehr große Detektoren ( $\sim \text{km}^3$ ), um ausreichende Ereignisraten zu erhalten.

Der Nachweis von Neutrinos in Neutrinooteleskopen erfolgt immer über die geladenen Folgeprodukte der Reaktionen (vergleiche Kapitel 2). Aus diesem Grund ist die Unterscheidung von Signalen der geladenen kosmischen Strahlung ein wichtiges Problem. Um diesen Untergrund bestmöglich abzuschirmen, liegen die Detektoren alle tief unter der Erde. Die Dicke der Abschirmung gibt man zum Vergleich der Experimente als Äquivalenztiefe in Wasser an.

Aus Kostengründen wählt man ein möglichst großes Volumen natürlich vorkommenden Wassers oder Eises und instrumentiert es mit empfindlichen Lichtsensoren - Photonenvervielfachern (PMTs). Die PMTs befinden sich mit Elektronikbauteilen in druckbeständigen Glaskugeln, die optische Module (OMs) genannt werden. Die AMANDA-Module sind in vertikalen Ketten aneinander gekoppelt, sogenannten *Strings*. Andere Detektoren verwenden äquivalente Trägerstrukturen. Mit den AMANDA-Strings werden Kabel zur Signalübermittlung und Spannungsversorgung von den Modulen zur Oberfläche geführt.

---

<sup>1</sup>1 Parsec(Pc)  $\equiv$  3.2616 Lichtjahre (LJ)  $\equiv$   $30.85 \cdot 10^{15}$  m

### 3. Das AMANDA-II Neutrino-Teleskop

Wechselwirkt ein Neutrino innerhalb des instrumentierten Volumens über den geladenen Strom, so entsteht ein geladenes Lepton des selben Flavours. Das Lepton bewegt sich bei ausreichend hoher Energie schneller als die Lichtgeschwindigkeit im Medium. Relativistische geladene Teilchen in einem Medium emittieren kohärente Photonen, die sich unter einem festen Winkel zur Flugrichtung konstruktiv überlagern (siehe Abschnitt 2.3). Das Lepton befindet sich damit an der Spitze dieser kegelförmigen Cherenkov-Wellenfront. Diese Front wird überlagert durch weiteres Licht aus sekundären elektromagnetischen Schauern, die durch katastrophale Energieverluste entlang der Spur entstehen. Mißt man mit den optischen Modulen die Ankunftszeiten der Photonen an definierten Raumpunkten, so lässt sich daraus die Flugbahn des Leptons rekonstruieren. Wechselwirkungen von Neutrinos über den neutralen Strom können bei hohen Energien über den hadronischen Schauer nachgewiesen werden.

Eine der Hauptschwierigkeiten der Rekonstruktion besteht darin, die *aufwärts* laufenden Neutrinosignale von *abwärts* laufenden Signalen der Reste des atmosphärischen Myon-Untergrundes zu trennen.

Myonneutrinos eignen sich zur Astronomie am besten, da die Myonen relativ langlebig ( $\tau_\mu \approx 2.197 \cdot 10^{-6}$  s) und durchdringend sind ( $m_\mu \approx 105.7$  MeV). Sie haben also verhältnismäßig lange Flugbahnen und liefern daher einer Bahnrekonstruktion viele Stützpunkte. Elektronen verlieren ihre gesamte Energie wegen ihrer viel geringeren Masse ( $m_e \approx 0.511$  MeV) praktisch sofort durch Bremsstrahlung und lösen eine elektromagnetische Kaskade aus, die eine grob kugelförmige Lichtsignatur im Detektor hinterlässt. Tauonen sind schwer ( $m_\tau \approx 1776^{+0.29}_{-0.26}$  MeV), aber äußerst kurzlebig ( $\tau_\tau = (290.6 \pm 1.1) \cdot 10^{-15}$  s [122]). Ein Tauon mit einer Energie von  $\sim 1$  PeV überlebt im Laborsystem etwa  $\tau_\tau^{\text{Labor}} = \frac{E}{m} \tau_\tau \approx 5 \cdot 10^{-7}$  s, entsprechend  $\sim 150$  m Flugstrecke. Da sowohl am Erzeugungs- als auch am Zerfallsvertex des Tauons eine hadronische Kaskade entsteht, erzeugen Tauneutrinos sogenannte *Double Bang* Signaturen. Prinzipiell ließen sich alle vorstellbaren exotischen Teilchen im Detektor rekonstruieren, sofern sie genügend Licht produzierten und von den atmosphärischen Myonen zu unterscheiden wären.

## 3.2. Existierende Neutrino-Teleskope und Teleskopprojekte

Das erste Projekt zum Aufbau eines Neutrino-Teleskops war DUMAND (*Deep Underwater Muon and Neutrino Detection*). Die Kollaboration formierte sich bereits im Jahr 1976. 1987 wurde vor der Küste von Hawaii ein Teststring, DUMAND-I, mit 7 optischen Modulen, 2 Hydrophonen, und einer Kalibrationslichtquelle in 4800 m Tiefe abgelassen und später wieder eingeholt. Auf Basis der Messungen mit diesem String kam es zu einer ersten Veröffentlichung zum Myonenfluß in der Tiefsee [107]. 1993 wurde erstmals ein kompletter String des geplanten DUMAND-II Detektors am Meeresboden verankert. Leider entwickelten sich schnell Kurzschlüsse in der Elektronik und es kam zum vollständigen Kommunikationsausfall. Dies führte zur Einstellung des Projekts durch den Geldgeber (das US *Department of Energy*).

1993 wurden durch die Baikal-Kollaboration die ersten 36 Module eines funktionstüchtigen Neutrino-Teleskops in Betrieb genommen. Die Anlage befindet sich im Baikalsee bei Irkutsk in Sibirien, in  $\sim 1500$  m Tiefe. Die spätere Ausbaustufe Baikal NT-200 (*Neutrino Telescope*)

200) mit 192 Modulen ist seit 1998 aktiv [100].

Die NESTOR-Kollaboration (*Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research*) hat im Jahr 2003 erfolgreich den ersten Teil ihres Detektors im Mittelmeer versenkt. Er besteht bisher aus 12 Modulen in  $\sim 4000$  m Tiefe südwestlich von Griechenland, die sich an den Ecken einer sternförmigen Trägerstruktur befinden. Erste Daten wurden bereits präsentiert [98]. Der Detektor soll im Jahr 2006 vervollständigt werden.

ANTARES (*Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss Environmental Research*) ist eine internationale Kollaboration mit dem Ziel, ein Neutrino-teleskop vor der französischen Mittelmeerküste bei Marseilles aufzubauen. Nach der Veröffentlichung eines ersten Vorschlags 1997 wurde 1999 der erste Prototypen-String versenkt. Nach den ersten erfolgreichen Messungen kam es nach einigen Monaten aber leider zu Wassereintrüben und dem Ausfall eines Teils der Elektronik. Ende 2002 wurde erneut ein Demonstrationsstring versenkt, aus dem seit Anfang 2003 Daten ausgelesen werden können. Die ANTARES Kollaboration ist sehr aktiv, und trotz noch immer vorhandener kleiner Probleme soll der Detektor bis 2006 fertig gestellt werden [104].

KM3NET ist ein Zusammenschluss verschiedener Forschungsgruppen, die an den bisher vorgestellten Mittelmeerteleskopen beteiligt sind. Das Ziel des Projekts besteht darin, die Vorbereitungen zum Bau eines kubikkilometer großen Detektors im Ozean zu koordinieren und voranzutreiben [136].

AMANDA-II ist das derzeit weltgrößte Neutrino-teleskop. Der Ausbau zum kubikkilometer großen IceCube-Detektor beginnt um die Jahreswende 2004/2005. Da die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Analyse auf Daten von AMANDA-II beruht, beschreiben die folgenden Abschnitte Konzeption, Aufbau und Eigenschaften des Detektors in ausführlicher Form.

### 3.3. Der AMANDA-II Detektor

Die AMANDA (*Antarctic Muon and Neutrino Detector Array*) Kollaboration formierte sich um 1990 und begann im antarktischen Sommer 1991/92 mit vier optischen Modulen in 150 m und weiteren vier in 800 m Tiefe, die optischen Eigenschaften des Eises am geographischen Südpol zu untersuchen. Um die Jahreswende 1993/1994 wurden der aus vier Strings bestehende AMANDA-A Detektor in Tiefen zwischen 800 und 1000 m eingefroren. Leider erwies sich die mittlere Streulänge für Cherenkovphotonen als zu gering ( $\lesssim 1$  m), so dass keine richtungsaufgelöste Messung von Myonen möglich war.

Dies führte 1994 zur Entscheidung, dass der künftige, größere AMANDA-II-Detektor in wesentlich größerer Tiefe platziert werden müsse. 1995/96 ließ die Kollaboration die erste Stufe von AMANDA-II, genannt AMANDA-B4, mit 80 neuen Modulen zwischen 1500 und 2000 m Tiefe ins Eis ein. Signale dieser Module werden über die gleichen Koaxialkabel an die Oberfläche übermittelt, über die auch die Spannungsversorgung erfolgt.

Um den Jahreswechsel 1996/97 fand die Erweiterung um 216 Module an 6 zusätzlichen Strings auf den insgesamt 296 Module umfassenden AMANDA-B10 Detektor (*B10*). Bei den neuen Strings werden die PMT Signale über paarweise verdrehte (*Twisted-Pair*) Kabel an die Oberfläche übermittelt. Typischerweise laufen elektrische PMT-Signale auf dieser Strecke über die Koaxial- oder Twisted-Pair Kabel von wenigen Nanosekunden auf  $\sim 200$  ns ausein-

### 3. Das AMANDA-II Neutrinooteleskop

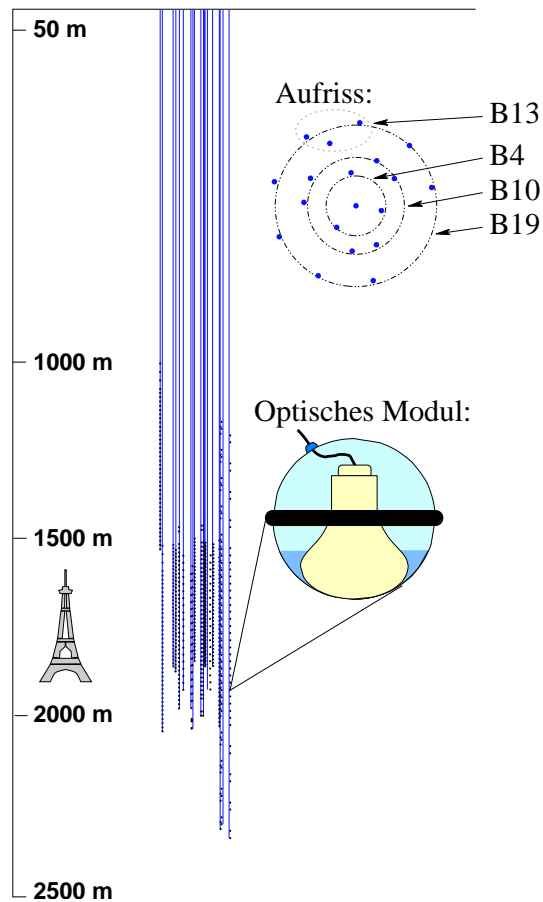


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung des AMANDA-II Neutrinooteleskops

ander. 1997/1998 wurde der Detektor auf die AMANDA-B13 Stufe mit 428 Modulen erweitert. Diese waren erstmals mit optischen Verbindungen zur Signalübermittlung ausgestattet, in denen praktisch keine Signaldispersion auftritt.

Der Ausbau des sogenannten AMANDA-II Detektors wurde 1999/2000 mit 259 neuen Modulen abgeschlossen. Er umfaßt seither 677 Module, von denen gut die Hälfte optisch ausgelesen werden. Seither finden noch immer Verbesserungen der Ausleseelektronik statt [102]. Ab der polaren Saison 2004/05 soll AMANDA-II als Teil des ICECUBE Detektors weiterexistieren [103].

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Module aus den unterschiedlichen Generationen mit *B4* (Strings 1-4), *B10* (Strings 5-10), *B13* (Strings 11-13) und *B19* (Strings 14-19) bezeichnet. Dabei unterscheiden sich in den für den Supernova-Nachweis wichtigen Eigenschaften hauptsächlich die *B4*-Module von den übrigen. Entsprechend findet man in dieser Arbeit später Unterscheidungen zwischen dem *B4*- und den (restlichen) *B10*-*B19*-Teilen des Detektors.

### 3.4. Physikalische Konzeption von AMANDA

Das Hauptziel, zu dem der AMANDA-Detektor gebaut wurde, ist die Identifikation von Neutrino-Punktquellen im  $\sim$  TeV Energiebereich. Bisher ist keine solche Quelle bekannt.

Der Standard-Trigger (der „Auslöser“ der Datennahme) von AMANDA-II reagiert auf große Lichtdepositionen im Detektor. Die Triggerbedingung verlangt eine Mindestanzahl getroffener Module in einem  $\sim 2 \mu\text{s}$  Zeitfenster<sup>2</sup> und sorgt dafür, dass der Detektor bei Signalen von Myonen unter  $\sim 30$  GeV nicht ausgelesen wird (genauer findet sich in [118]). Bei wechselwirkenden Neutrinos höherer Energie (mit Spuren innerhalb des Detektors) liest das Datennahmesystem (*Data Acquisition*-, DAQ-System) also die mit den PMTs verbundenen TDCs (*Time to Digital Converter*) und ADCs (*Amplitude to Digital Converter*) aus. Für die Zeit dieser Auslese ( $\sim 1.8$  ms) ist der Detektor „tot“. Keine weiteren Ereignisse werden registriert. Aus den Zeit- und Amplitudeninformationen wird über verschiedene sequentielle, analytische und numerische Verfahren die Myonspur (für Myonneutrinos) oder die Position der Kaskade (für Elektronneutrinos) rekonstruiert.

Ein neues System der Datennahme, das auf *Flash-ADCs* basiert, wird seit der Jahreswende 2003/2004 parallel eingesetzt. Dieser Typ von ADC digitalisiert anliegende PMT-Spannungspulse mit hoher Frequenz und kann so den zeitlichen Verlauf des Signals aufnehmen. Das System selbst und die Programme, die den entstehenden Datenfluss bewältigen, wurde von mir im Rahmen mehrerer Südpolaufenthalte mit aufgebaut. Darüber wird in dieser Arbeit jedoch nicht weiter berichtet.

Anhand der Energiedepositionen entlang der Spur ( $dE/dx \propto E$  für hohe Energien - vergleiche Abschnitt 2.2.2) läßt sich auch die Energie des primären Neutrinos rekonstruieren, wenn auch nur recht ungenau ( $\sigma_{\log E} / \log E \sim 30\%$ ) [113]. So lassen sich neben der Punktquellenuche auch Energiespektren diffuser Flüsse vermessen, zum Beispiel das der atmosphärischen Neutrinos oder - falls davon energetisch diskriminierbar - die Flussverteilungen aus dem galaktischen und intergalaktischen Medium.

Während die Standard-Datennahme primär hochenergetische Neutrinos registriert, bietet sich aufgrund der niedrigen Rauschraten der optischen Module im südpolaren Eis noch eine weitere Möglichkeit: Die Detektion von kurzzeitigen Ausbrüchen von Neutrinos im MeV-Bereich. Solche Flüsse erwartet man von Supernova-Explosionen und eventuell speziellen Klassen von Gammastrahlen-Ausbrüchen (Abschnitt 1.5). Prinzipiell erlauben die bei niedrigen Rauschraten ebenfalls niedrigen Ratenfluktuationen, sehr kleine Schwankungen des Photonflusses im Eis über das kollektive Verhalten der optischen Module aufzulösen. Zu diesem Zweck kann die primäre AMANDA-Datennahme nicht verwendet werden, da sie nur „Schnappschüsse“ des Detektorzustandes macht, immer dann, wenn er von Myonen passiert wird. Aus diesem Grund gibt es eine sekundäre kontinuierliche DAQ, die die Pulse der Photonenvervielfacher zählt, in festen Zeitabständen ausliest, analysiert und aufzeichnet: das Supernova-Datennahmesystem (SNDAQ).

---

<sup>2</sup>Dies entspricht in etwa der Zeit, in der ein relativistisches Myon den Detektor durchfliegt.

### 3.5. Funktionsweise eines Photonenvervielfachers

Das Herzstück jeden optischen Moduls ist ein Photonenvervielfacher (*Photomultiplier*, PMT). PMTs sind Standardinstrumente, mit denen in vielen Experimenten einzelne Photonen nachgewiesen werden. Ein PMT besteht aus einer Photokathode, den Dynoden, einer Anode und einer Elektronik zur (Hoch-)Spannungsversorgung und Signalverstärkung. All dies befindet sich in einer evakuierten Glashülle.

Fällt ein Photon auf die Photokathode, so kann es über den Photoeffekt ein gebundenes Elektron auslösen. Das Elektron wird dann durch ein Spannungsfeld beschleunigt und auf die erste Dynode gelenkt. Dort löst es mehrere ( $\sim 3 - 10$ ) neue Elektronen aus, die ihrerseits auf die nächste Dynode fallen. So wächst über  $\sim 20$  Dynoden eine „Lawine“ heran, die bei der Anode  $\sim 10^9$  Elektronen umfasst. Die transportierte Ladung entspricht dann  $\sim 10^{-10}$  C und ist statistisch um einen von der Energie des primären Photoelektrons abhängigen Mittelwert verteilt. Ein geeigneter Verstärker erzeugt daraus einen  $\sim 100$  mV starken Spannungspuls. Man nennt dies das Ein-Photoelektronen-Signal (1 pe) des PMT.

Leider werden Elektronen nicht nur durch optische Photonen aus der Photokathode ausgelöst. Die mittlere thermische Energie der Valenzelektronen im Kathodenmaterial ist normalerweise im Bereich von einigen 10 meV. Die Elektronen des hochenergetischen Teils der Verteilung lösen sich dann mit einer Frequenz von einigen  $\sim$  kHz aus dem Kathodenmaterial. Dies ist im Allgemeinen die Hauptursache des sogenannten *Dunkelrauschens*. Die Rate des Dunkelrauschens ist mit der Temperatur über die Formel von *Richardson* verknüpft [116]. Für die optischen Module des AMANDA-II Detektors sollte sie praktisch Null betragen. Die dort beobachteten Raten von  $\lesssim 1$  kHz müssen auf andere Ursachen zurückzuführen sein, wie Effekte innerhalb der Elektronik oder radioaktive Zerfälle in der Umgebung des PMT [110]. Kapitel 4 wird auf das Rauschen der AMANDA-II-PMTs genauer eingehen.

Die Dunkelrauschpulse haben üblicherweise eine exponentiell abnehmende Verteilung der Pulshöhen und dominieren den niederenergetischen Rand des Spektrums. Sie können daher zum Großteil durch einen Diskriminator mit einer Schwelle dicht unterhalb des 1 pe-Niveaus unterdrückt werden.

Eigentlich müsste zur Quantifizierung des PMT-Rauschens von Aktivitäten in Becquerel (Bq) gesprochen werden. Im Allgemeinen haben sich dennoch „durchschnittliche Raten“ in Hertz (Hz) als Maßeinheit durchgesetzt.

Die entstehenden PMT-Pulse sind normalerweise unkorreliert, so dass man in festen Zeitintervallen Poissonverteilte Pulzzahlen erwartet. Ein Teil der Rauschpulse der AMANDA-Module *ist* jedoch korreliert. Diese Pulse entstehen bevorzugt in kleinen, charakteristischen Zeitabständen. Darauf wird in Kapitel 4 genauer eingegangen.

### 3.6. Die Sensitivitäten der optischen Module des AMANDA-II Detektors

Zur Simulation (und der Verfolgung, dem *Tracking*) einzelner Cherenkovphotonen im Eis verwendet die AMANDA Kollaboration seit kurzem das Softwarepaket *Photonics* [101]. *Photonics* nutzt als Eingabedaten Modelle der optischen Eigenschaften des südpolaren Eises, die

### 3.6. Die Sensitivitäten der optischen Module des AMANDA-II Detektors

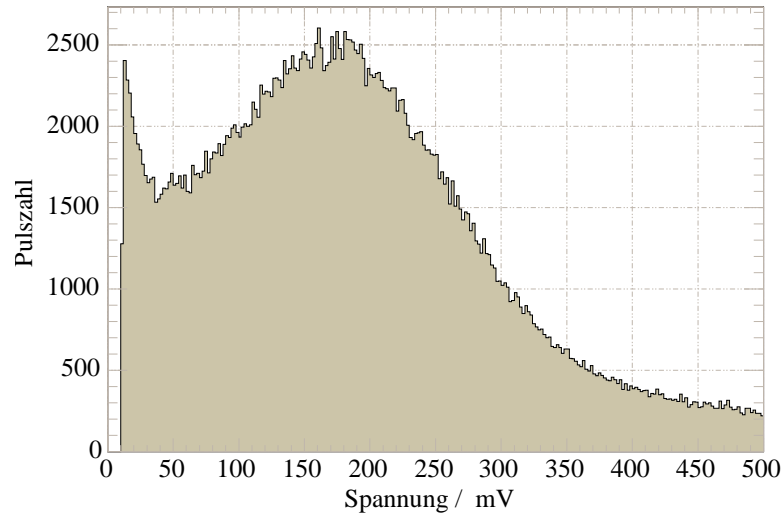


Abbildung 3.2.: Beispiel eines Pulshöhenspektrums eines AMANDA-II Moduls  
Gezeigt ist das durch die AMANDA-II Datenqualitätsüberwachung aufgenommene Pulshöhenspektrum des optischen Moduls Nummer 438. Der Datensatz stammt vom 4. April 2004. Am linken Rand des Spektrums sieht man das exponentiell abnehmende Spektrum des Dunkelrauschens, im Zentrum des Bildes die Verteilung des 1 pe-Signals. Das 2 pe-Signal ist bereits nicht mehr sichtbar.

hauptsächlich durch Lasermessungen gewonnen wurden. Zu den Modulen und den im Einzelnen darin eingesetzten optischen Medien existieren Labordaten. Eine zusätzliche Komplikation ergibt sich durch das Eis der Bohrlöcher. Dort lagern sich während des Schmelzens und Wiedererstarrens große Mengen mikroskopischer Luftbläschen in die Kristallstruktur ein. Der resultierende Effekt ist eine Verkleinerung der Sensitivität für sich frontal auf die Module zu bewegende Photonen, während sich die Sensitivität für von hinten kommendes Licht vergrößert, da es durch Streuprozesse um die Module herum geführt werden kann.

Für die Simulation und Rekonstruktion von hochenergetischen Myonspuren ist die Bestimmung der genauen Verteilung der Ankunftszeiten von gerichtet emittierten Cherenkovphotonen wichtig - in Abhängigkeit von Richtung und Entfernung des detektierenden Moduls von der Quelle. Für die vorliegende Arbeit hingegen genügt eine Bestimmung der mittleren Effizienzen  $\epsilon_i$  der einzelnen PMTs ( $\epsilon_i, i \in [1 \dots N_{OM}]$ ). Einen Schätzwert  $\tilde{\epsilon}_i(\lambda)$  dafür erhält man in Abhängigkeit der Wellenlänge  $\lambda$  aus dem Produkt der Transmissionsfunktionen und Korrekturen für die folgenden Effekte:

- Transmission des Glases der druckresistenten Modul-Hülle ( $T_{\text{Glas},i}(\lambda)$ ),
- Teilreflektionen an den Grenzflächen der Medien ( $c_{\text{frsn},i}$ , Fresnel-Verluste),
- Transmission des optischen Gels ( $T_{\text{Gel},i}$ ),

### 3. Das AMANDA-II Neutrinoobservatorium

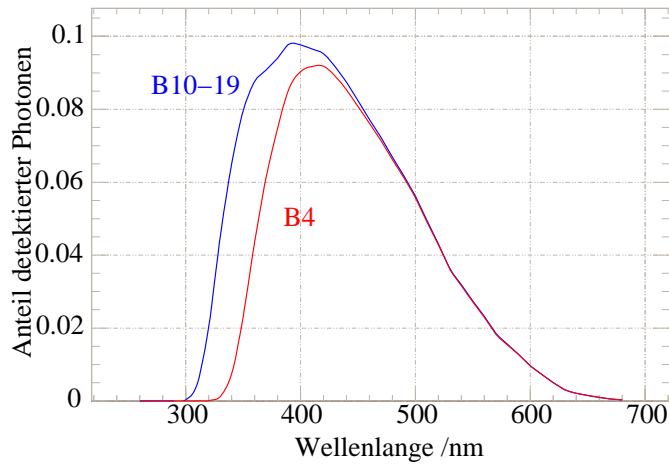


Abbildung 3.3.: Mittlere Effizienz der optischen Module in Abhängigkeit der Wellenlänge. In Abhängigkeit der Wellenlänge ist die mittlere Sensitivität der zwei Haupttypen von optischen Modulen in AMANDA-II dargestellt. Die 80 B4-Module befinden sich in Billings-Glassphären, die eine deutlich schlechtere Transparenz für ultraviolettes Licht aufweisen als die Benthos-Hüllen der (meisten) übrigen Module. Außerdem sind die Größen und Dicken der Glassphären etwas unterschiedlich. Die nach diesem Bild also etwas schlechteren B4-Module sind jedoch wegen ihrer deutlich geringeren Rauschraten trotzdem viel besser zur Detektion von Supernovae geeignet als die übrigen Module.

- Quanteneffizienz der PMTs (über alle Einfallswinkel gemittelt,  $\langle Q_i \rangle$ ),
- Integrierter Effekt der Vielfachstreuungen im Bohrloch-Eis ( $\langle c_H \rangle$ ) und
- der Verlust an Quanteneffizienz der PMTs durch das Erdmagnetfeld am Südpol ( $c_B$ ).

Zusammen ergibt dies

$$\tilde{\epsilon}_i(\lambda) = T_{\text{Glas},i}(\lambda) c_{\text{frsn},i} \cdot T_{\text{Gel},i}(\lambda) \cdot \langle Q_i(\lambda) \rangle \cdot \langle c_H \rangle \cdot c_B \quad . \quad (3.1)$$

Für die genauen Werte all dieser Korrekturen sei auf die Arbeit von Miocinovic verwiesen [101]. Mit den bei weitem am häufigsten in AMANDA-II verwendeten Hamamatsu-R5912 8-Zoll<sup>3</sup> PMTs in Billings- ( $\sim 80$ , B4) bzw. Benthosphären ( $\sim 600$ , B10, B13, B19) erhält man die in Abbildung 3.3 gezeigten Kurven<sup>4</sup>. Zusätzliche Variationen, die für jedes Modul anders aussehen können, ergeben sich aus den Veränderungen der optischen Eigenschaften des antarktischen Eisschildes mit der Tiefe.

Das Eis der zentralantarktischen Hochebene ist eines der klarsten optischen Medien der Welt. Der Gletscher wächst beständig. Jedes Jahr lagern sich einige neue Zentimeter an Schnee ab, der in  $\sim 150$  m Tiefe unter dem Druck seines eigenen Gewichts in kristalline

<sup>3</sup>1 Zoll = 2.54 cm

<sup>4</sup>Nur sehr wenige andere PMT-Typen wurden in AMANDA-II zu Testzwecken verwendet.



### 3.6. Die Sensitivitäten der optischen Module des AMANDA-II Detektors

Form übergeht. Außer  $H_2O$  enthält der Schnee leichte Verunreinigungen durch Säuren, Salze, Mineralien und Ruß<sup>5</sup>. Solche Stoffe werden zum Beispiel durch Vulkanausbrüche in der Atmosphäre verteilt. Des weiteren sind Luftbläschen im Eis eingeschlossen, die in der Nähe der Oberfläche die Hauptursache für Lichtstreuungen sind. Durch den Druck in Tiefen ab  $\sim 1$  km gehen die Bläschen jedoch in einen Hydratzustand mit fast dem gleichen Brechungsindex wie Eis über. Ab dort dominiert die Streuung an den mineralischen Verunreinigungen.

Die Grundparameter zur Beschreibung der optischen Eigenschaften des Eises sind die mittlere Wegstrecke zwischen zwei Streu-Prozessen  $\Lambda_S(\lambda)$  und die mittlere Wegstrecke bis zur Absorption eines Photons  $\Lambda_A(\lambda)$ . Beide sind abhängig von der Wellenlänge  $\lambda$  des betrachteten Photons.

Ohne Streuzentren im Eis ergibt sich der Anteil detektierter Photonen  $p(\rho)$  im Abstand  $\rho$  von einer isotropen Quelle in einem homogenen optischen Medium zu

$$p_0(\rho; \lambda) = \frac{\epsilon_i(\lambda) A_i}{4\pi\rho^2} \cdot e^{-\frac{\rho}{\Lambda_A(\lambda)}} \quad , \quad (3.2)$$

wenn das optische Modul eine Oberfläche von  $A_i$  und eine mittlere Nachweiseffizienz von  $\epsilon_i$  für Photonen aufweist, die die Oberfläche treffen. Das Produkt  $A_i^*(\lambda) = \epsilon_i(\lambda) A_i$  heißt *effektive Fläche* eines optischen Moduls. Wichtet man die Effizienzen mit dem Spektrum des Cherenkovlichts, so erhält man die einfacher zu handhabende *mittlere effektive Fläche*  $\tilde{A}_i$ . Diese hängt allerdings vom spektralen Integrationsbereich ab, für den in dieser Arbeit immer das Intervall [260 nm . . . 690 nm] gewählt ist. Man findet

$$\begin{aligned} \tilde{A}_i^{B4} &= 8.57 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \\ \tilde{A}_i^{B10-19} &= 11.5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \quad . \end{aligned} \quad (3.3)$$

Mit Streuzentren im optischen Medium verlängert sich der durchschnittliche Weg, den ein Photon von der Quelle bis zu einem festen radialen Abstand zurücklegen muss, so dass eine Absorption wahrscheinlicher wird. Nach der Mie-Theorie der Lichtstreuung an Partikeln ergibt sich eine komplizierte anisotrope Streuwinkelverteilung, die durch die *Henyey-Greenstein Näherung* approximiert wird [96]. Diese beschreibt die Winkelverteilung in Abhängigkeit eines einzigen Parameters: dem mittleren Kosinus des Streuwinkels  $g = \langle \cos \theta_S \rangle$ . Man schreibt damit für die Wahrscheinlichkeitsdichte einer Streuung um den Winkel  $\theta_S$

$$\frac{dp}{d \cos \theta_S} = \frac{1}{2} \frac{1 - g^2}{(1 - 2g \cos \theta + g^2)^{\frac{3}{2}}} \quad . \quad (3.4)$$

Der Erwartungswert beträgt im südpolaren Eis  $\langle \cos \theta_S(\lambda) \rangle = 0.8$  - unabhängig von der Wellenlänge [53]. Damit führt man die *effektive Streulänge*

$$\tilde{\Lambda}_S(\lambda) = \frac{\Lambda_S(\lambda)}{\langle 1 - \cos \theta_S(\lambda) \rangle} \quad (3.5)$$

ein. Die inverse effektive Streulänge ( $\tilde{\Lambda}_S^{-1}$ ) und die inverse Absorptionslänge ( $\Lambda_A^{-1}$ ) für das südpolare Eis sind in Abbildung 3.4 gezeigt. Die Abhängigkeit der effektiven Streulänge von

<sup>5</sup>Ruß ist unvollständig verbrannter, mehr oder weniger stark verunreinigter Kohlenstoff.

### 3. Das AMANDA-II Neutrinoobservatorium

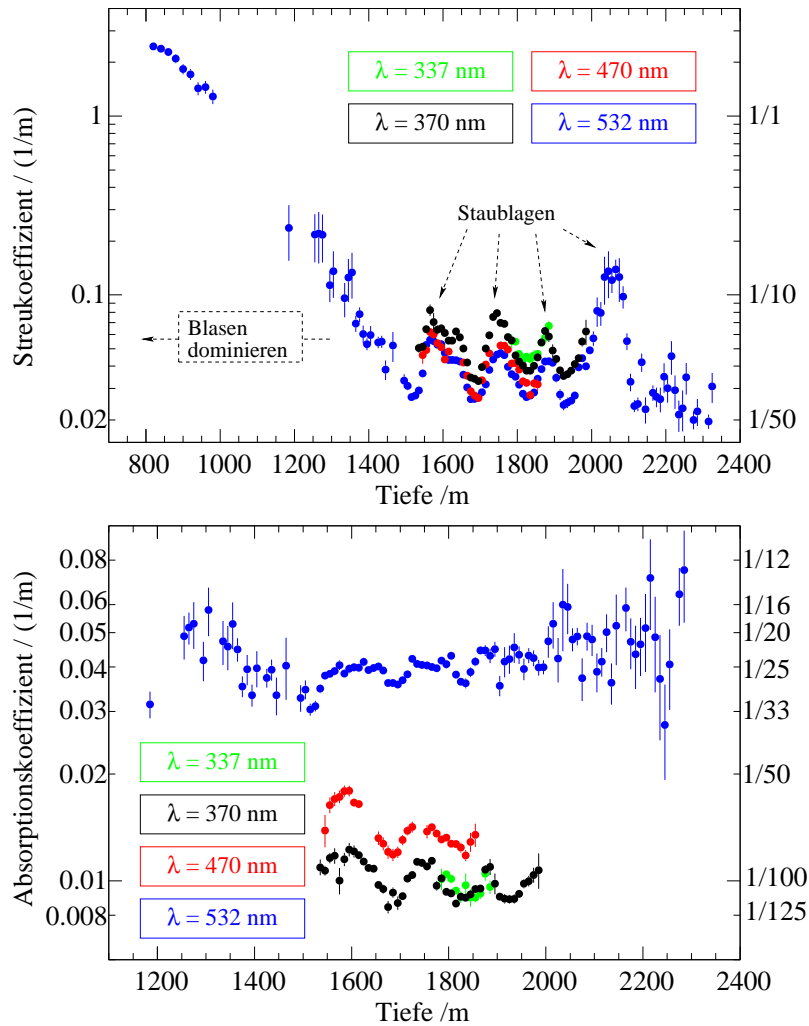


Abbildung 3.4.: Inverse Streu- und Absorptionslänge des südpolaren Eises in Abhängigkeit der Tiefe für verschiedene Wellenlängen im optischen Bereich

Gezeigt ist der Verlauf von inverser effektiver Streulänge  $\tilde{\Lambda}_S^{-1}$  (oben) und Absorptionslänge  $\Lambda_A^{-1}$  (unten) mit der Tiefe für Licht der angegebenen Wellenlängen nach Woschnagg [33]. Bis zu einer Tiefe von  $\sim 1100$  m wird die Streuung im Eis durch eingeschlossene Luftbläschen dominiert, deren Konzentration mit zunehmender Tiefe jedoch stark abfällt. Ab  $\sim 1000$  m bestimmen Staubeinschlüsse das Verhalten, in deren Verlauf sich klar vier Maxima erkennen lassen. Die mittlere Absorptionslänge ist mit  $\sim 25 - 100$  m größer als in jedem anderen bekannten natürlichen optischen Medium auf der Erde.

### 3.6. Die Sensitivitäten der optischen Module des AMANDA-II Detektors

der Wellenlänge wird durch

$$\tilde{\Lambda}_S(\lambda) = 8.45 \cdot 10^{-2} \lambda^{0.90 \pm 0.03} \text{ m}^{-1} \quad (3.6)$$

modelliert [101]. Für die Absorptionslänge wurde ein sogenanntes 3-Komponenten-Modell entwickelt, das die Abhängigkeit von der Wellenlänge durch

$$\frac{1}{\Lambda_A}(\lambda) / \text{m}^{-1} = 8 \cdot 10^{-39} e^{-\frac{0.48175 \lambda}{\text{nm}}} \text{ m}^{-1} + 8100 e^{-\frac{6700}{\lambda} \cdot \text{nm}} \text{ m}^{-1} + c_{\text{Staub}} \left( \frac{\lambda}{\text{nm}} \right)^{-1.1} \quad (3.7)$$

beschreibt [33].  $c_{\text{Staub}}$  misst die relative Staubkonzentration und ist ein tiefenabhängiger Parameter, der den Verlauf des Absorptionskoeffizienten in Abbildung 3.7 bestimmt. Im Mittel gilt für AMANDA-II  $c_{\text{Staub}} = 6.0 \text{ m}^{-1}$  [101]. Gefaltet mit den relativen Sensitivitäten  $\tilde{\epsilon}_i(\lambda)$  und dem Spektrum des Cherenkovlichts (vergleiche Formel 2.16) folgt daraus eine mittlere Absorptionslänge von  $\bar{\Lambda}_A = 96 \text{ m}$ .

Die Wahrscheinlichkeit, ein im Eis entstehendes Photon in einem Modul zufälliger Orientierung im Abstand  $\rho$  von der Quelle nachzuweisen, kann für  $\Lambda_A \gg \rho \gg \tilde{\Lambda}_S$  mit

$$p_S(\rho; \lambda) = \frac{3}{16} \frac{\tilde{A}_i}{\pi \rho \tilde{\Lambda}_S(\lambda)} e^{-\rho \sqrt{\frac{3}{\Lambda_A(\lambda) \tilde{\Lambda}_S(\lambda)}}} \quad (3.8)$$

genähert werden [53]. Diese Näherung gilt für AMANDA-A, nicht jedoch für AMANDA-II. AMANDA-II befindet sich tiefer im Eis, bei erheblich größeren Streulängen. Ohne obige Näherung ist das Problem analytisch nicht lösbar. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Simulation entwickelt.

Eine Simulation der Propagation von Photonen ist recht einfach, solange man keine variierenden Eisstrukturen berücksichtigen muss. Ein Photon - beziehungsweise ein lokalisiertes, sich gerade bewegendes Objekt - wird im  $\mathbb{R}^3$  am Ursprung generiert und in zufälliger Richtung propagiert. Nach einer exponentiell um  $\Lambda_S$  verteilten Strecke wird es gemäß Gleichung 3.4 gestreut. In festen Abständen von der Quelle werden kugelförmige, virtuelle Detektoren plazierte, um den Lichtfluss zu messen. Die Ergebnisse der Simulation werden schließlich auf die effektive Fläche eines AMANDA-II Moduls (mit Benthos-Glas) skaliert.

Die Resultate der Simulation für die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Entfernung sind in Abbildung 3.5 zu sehen. Aus der Kurvenform lässt sich berechnen, dass etwa 50 % der in einem Modul detektierten Photonen aus Gebieten stammen, die weniger als 30 m vom Modul entfernt sind. 90 % des übrigen Lichts kommt aus Entfernungen bis 70 m.

Das Integral dieser Funktion über den gesamten Raum heißt *effektives Volumen pro optischem Modul für Cherenkovphotonen*:

$$V_{\text{eff}}^\gamma = \int_0^\infty d\rho \rho^2 \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 d\cos\theta p(\rho) \quad (3.9)$$

Die Bedeutung von  $V_{\text{eff}}^\gamma$  ist folgende: Bei einer homogenen und isotropen Verteilung von Licht-Punktquellen überall im Eis werden von einem Modul im Mittel gerade so viele Photonen nachgewiesen, wie *insgesamt* innerhalb *eines* effektiven Volumens entstehen.  $V_{\text{eff}}^\gamma$  ist

### 3. Das AMANDA-II Neutrino-Teleskop

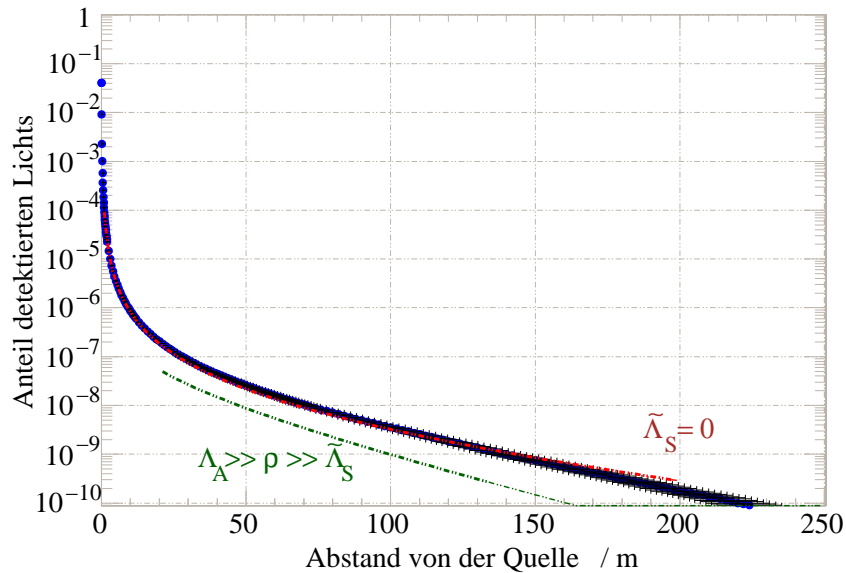


Abbildung 3.5.: Wahrscheinlichkeit einer Photon-Detektion in Abhängigkeit des Abstands zwischen optischem Modul und Quelle

In einer Simulation wurden  $10^8$  Photonen mit zufälligen Richtungen generiert und propagiert. An verschiedenen radialen Abständen wurden virtuelle kugelförmige Detektoren platziert, und der Lichtfluß gemessen. Aus Effizienzgründen wurden für große Abstände von der Lichtquelle größere Detektoren und größere Abstände zwischen den Detektoren gewählt. Die absolute Größe der virtuellen Detektoren wird durch horizontale Fehlerbalken dargestellt. Die vertikale Achse zeigt die Ergebnisse auf die effektive Fläche eines AMANDA-II Moduls im B10-19-Teil des Detektors skaliert.

Ebenfalls im Bild zu sehen sind die erwarteten Kurvenverläufe nach Gleichungen 3.2 (ohne Streuung, rote Kurve,  $\tilde{\Lambda}_S = 0$ ) und 3.8 (mit dominierender Streuung, ohne Absorption). Der Wertebereich der Abszisse erstreckt sich über 10 Größenordnungen. Die Näherung für den letzteren Fall scheint daher besser mit dem Simulationsergebnis überein zu stimmen, als tatsächlich der Fall ist.

also die zentrale Größe zur Berechnung der Signalerwartung bei einer Supernova. Wie die effektive Fläche bezieht sich auch  $V_{\text{eff}}^\gamma$  immer auf ein Ensemble von Photonen, das durch seine Verteilung über die Wellenlänge bestimmt ist.

Die Ausbreitung von Photonen in optischen Medien wurde bereits von Jacobsen für verschiedene Parameter  $\Lambda_A$  und  $\tilde{\Lambda}_S(\lambda)$  simuliert [120]. Die Ergebnisse sind mit der vorliegenden Arbeit aber nur schwer vergleichbar, da ein anderer optischer Integrationsbereich gewählt wurde (300 – 600 nm). Im nächsten Abschnitt wird vom effektiven Volumen für ein Cherenkovphoton  $V_{\text{eff}}^\gamma$  zum effektiven Volumen für ein Positron  $V_{\text{eff}}^{e^+}$  übergegangen.  $V_{\text{eff}}^\gamma$  wird dazu um die durchschnittliche Anzahl von Cherenkovphotonen pro Neutrino-induziertem Positron skaliert. Damit werden die Ergebnisse unabhängig vom Integrationsbereich und vergleichbar. Der Vollständigkeit sei zunächst trotzdem Jacobsens Ergebnis für  $V_{\text{eff}}^\gamma$  angegeben: Un-

### 3.7. Erwartetes Signal in AMANDA-II durch Supernovae in der Milchstraße

ter der Annahme von  $\Lambda_A = 90$  m, einem mittleren Streuwinkel  $\theta$  mit  $\langle \cos \theta \rangle = 0.8$  und  $\tilde{\Lambda}_S(\lambda) = 35$  m erhielt er ein effektives Volumen von  $V_{\text{eff}}^\gamma = 0.138 \text{ m}^3$  [120]. Das Integral der Ergebnisfunktion dieser Arbeit beträgt

$$\begin{aligned} V_{\text{eff}}^\gamma &= 0.0799 \pm 0.0005 \text{ m}^3 && \text{für die B4-Module und} \\ V_{\text{eff}}^\gamma &= 0.1071 \pm 0.0007 \text{ m}^3 && \text{für die B10-B19 Module.} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Zur Berechnung wurden der Kurvenverlauf zwischen zwei Punkten linear interpoliert. Die resultierenden Teilintegrale wurden dann gewichtet mit  $\rho^2$  und aufsummiert. Die Fehlerfortpflanzung ist wegen der Korrelation der Unsicherheiten benachbarter Flächen kompliziert. Daher wurde die Simulation mehrfach wiederholt und die Streuung des Mittelwerts aus der Verteilung der statistisch unabhängigen Einzelwerte bestimmt. Zusätzlich erzeugt der harte Abbruch der Integration bei  $\rho_{\text{max}} = 300$  m einen kleinen systematischen Fehler, der für  $\Lambda_A = 90$  m allerdings vernachlässigbar ist. Abgesehen davon können Inhomogenitäten im Eis jedoch die effektiven Volumina einzelner Module stark von diesen Werten abweichen lassen. Anhaltspunkte für die Größe der zu erwartenden Schwankungen liefern die Ergebnisse von Rodriguez Martino [97]. Er betrachtet relative Sensitivitäten in einer etwas anderen Definition und findet mittlere Abweichungen der einzelnen Module um  $\sim 7\%$  vom Mittelwert.

Um die Auswirkungen lokaler Variationen der optischen Parameter abzuschätzen, wurde die Simulation für verschiedene Streu- und Absorptionslängen und für verschiedene mittlere Streuwinkel wiederholt. Abbildung 3.6 zeigt die Ergebnisse dieser Rechnungen bei variabler Absorptionslänge  $\Lambda_A$  und fester effektiver Streulänge  $\Lambda_S = 5$  m beziehungsweise variablem  $\Lambda_S$  und festem  $\Lambda_A = 96$  m. Zwischen  $\Lambda_A$  und  $V_{\text{eff}}^\gamma$  zeigt sich im Bereich  $30 \text{ m} \leq \Lambda_A \leq 130 \text{ m}$  ein linearer Zusammenhang. Wahrscheinlich gilt dieser auch noch für größere Absorptionslängen. Wegen des rechenzeitbedingten Abbruchs der Integration bei  $\rho_{\text{max}} = 300$  m kann den Punkten für  $\Lambda_A \gtrsim 200$  m jedoch nicht mehr vollständig vertraut werden. Mit dem Ansatz

$$V_{\text{eff}}^\gamma = a \cdot \Lambda_A + b \quad , \quad (3.11)$$

findet man eine erfolgreiche Anpassung mit  $a = 1.17 \pm 0.01 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$  und  $b = 4.5 \pm 0.8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$ . Dies rechtfertigt im Nachhinein die Verwendung einer gewichtet gemittelten Absorptionslänge für alle Wellenlängen des Cherenkovlichts in der Simulation.

Unter Variationen der effektiven Streulänge verändert sich das effektive Volumen innerhalb der angenommenen statistischen Fehler nicht. Ebenso stabil zeigt sich dieses Ergebnis unter Variationen des mittleren Streuwinkels, beziehungsweise des entsprechenden Parameters  $g$  in Gleichung 3.4. Die in Gleichung 3.11 aufgeführten effektiven Volumina werden im folgenden Kapitel herangezogen, um die Detektorantwort auf eine Supernova abzuschätzen.

### 3.7. Erwartetes Signal in AMANDA-II durch Supernovae in der Milchstraße

Um die Photonendichte durch Supernova-induzierte Neutrinos im Eis abschätzen zu können, werden Lichtkurve, Energieverteilung und Entfernung der Neutrinoemission benötigt. Man stellt schnell fest, dass das Signal im AMANDA-II Detektor ab einigen zehn kPc für den

### 3. Das AMANDA-II Neutrino-teleskop

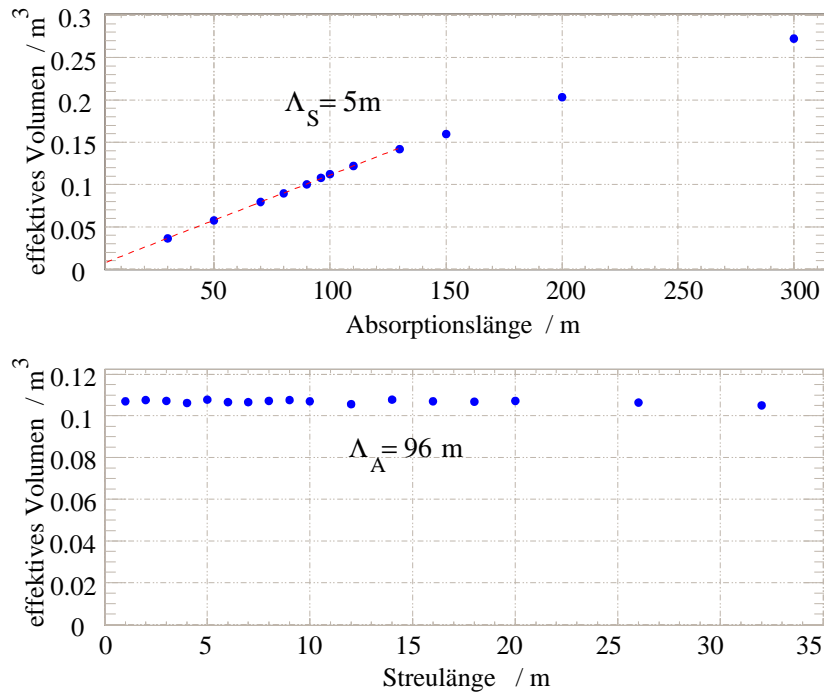


Abbildung 3.6.: Verhalten des effektives Volumens der optischen Module gegen Variationen der Streu- und Absorptionslänge

Das obere Bild zeigt das Verhalten von  $V_{\text{eff}}^{\gamma}$  unter Variationen von  $\Lambda_A$  bei konstanter effektiver Streulänge  $\Lambda_S = 5 \text{ m}$ . Für große Absorptionslängen wird  $V_{\text{eff}}^{\gamma}$  von der Simulation aus Effizienzgründen systematisch unterschätzt (siehe Text). Das untere Bild hält  $\Lambda_A = 96 \text{ m}$  konstant und variiert  $\Lambda_S$ . Für beide gezeigten Kurven gilt  $\langle \cos \theta_S \rangle = 0.8$  (also  $\tilde{\Lambda}_S = 5 \Lambda_S$ ). Variationen von  $\langle \cos \theta_S \rangle$  zeigen ebensowenige Veränderungen des Ergebnisses wie Variationen von  $\Lambda_S$ .

Nachweis zu schwach wird. Supernovae sind für AMANDA also nur innerhalb der Milchstraße nachweisbar. Als Referenzpunkt wählt man daher willkürlich eine Entfernung von  $7.5 \text{ kPc} = 2.314 \cdot 10^{20} \text{ m}$ . Dies entspricht etwa der Entfernung zum Zentrum<sup>6</sup> der Galaxis<sup>7</sup>. Genaueres zur Reichweite der Supernova-Detektion findet sich in Kapitel 4, Abschnitt 4.9.

Die Vorhersagen zu Neutrinoemissionen sind, wie in Abschnitt 1.3.2 diskutiert wurde, modellabhängig. Die Energieverteilungen beruhen hauptsächlich auf dem thermodynamischen Gleichgewichtszustand zwischen Neutrinos und den relativistisch entarteten Elektronen des kollabierten Eisenkerns (siehe Abschnitt 1.3.1). Sie unterliegen der Fermi-Dirac Statistik. Zu-

<sup>6</sup>Die bisher beste Einzelmessung der Entfernung zum galaktischen Zentrum ergab  $7.9 \pm 0.3 \text{ kPc}$  [38]. Neue, erstmals direkte Messungen werden in naher Zukunft erwartet. Die hier gewählte Referenzentfernung gewährleistet die Vergleichbarkeit der Ergebnisse mit früheren Arbeiten wie zum Beispiel [105].

<sup>7</sup>Die Milchstraße ist die „Galaxis“. Ein großes Sternensystem außerhalb der Milchstraße ist eine „Galaxie“. *Gala* bedeutet im Griechischen „Milch“.

### 3.7. Erwartetes Signal in AMANDA-II durch Supernovae in der Milchstraße

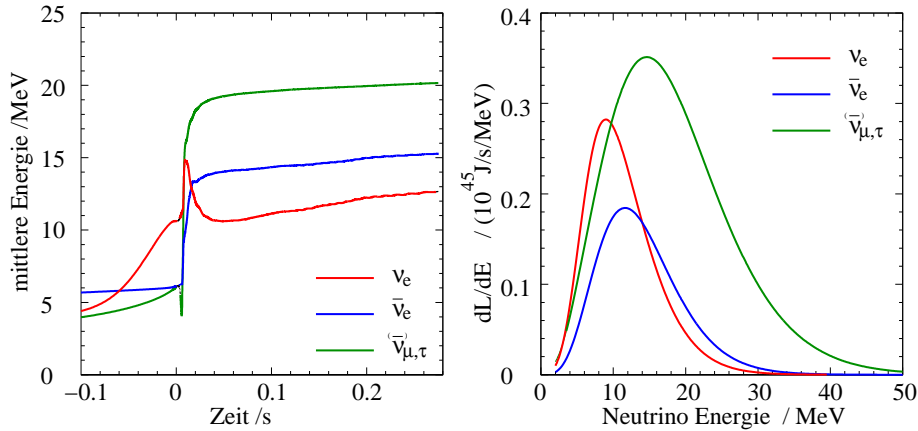


Abbildung 3.7.: Energieverteilung der thermischen Neutrinostrahlung einer Supernova  
 Die linke Abbildung zeigt die Entwicklung der mittleren Energie der Neutrinos einer Supernova nach einer eindimensionalen Simulation [15]. Die Prognosen der zweidimensionalen Garching-Simulation unterscheidet sich für die Zwecke dieser Arbeit kaum. Alle Flavors zeigen um den Direkten Schock stark ansteigende Flüsse und bleiben dann - auf der dargestellten Zeitskala - im wesentlichen konstant. Die Elektronneutrinos zeigen die erwarteten Besonderheiten während der Schock-Deleptonisierung.

Das rechte Bild zeigt die Energie-Verteilungsfunktionen für  $\bar{\nu}_e$ ,  $\nu_e$  und für die restlichen Neutrinoarten 210 ms nach dem direkten Schock Da die Wirkungsquerschnitte für Wechselwirkungen mit Elektronneutrinos und Anti-Elektronneutrinos etwas größer sind als für die anderen Flavors, thermalisieren die ersteren bereits bei niedrigeren Temperaturen (siehe Abschnitt 1.3.1). Grundlage der Simulation ist ein Stern mit  $15 M_{\odot}$  [15]. Nimmt man Oszillationen zwischen den Neutrino flavors an, so vermischen sich die Neutrinos und - separat - die Antineutrinos der verschiedenen Flavors auf der langen Flugstrecke zu einer mittleren Energieverteilung.

sammen mit der Zustandsdichte  $D(E) \propto E^2$  bei der Energie  $E$  ergibt sich folgende Beziehung für die Anzahl  $dN_{\nu}$  der Neutrinos pro Energieintervall  $dE$

$$\frac{dN_{\nu}}{dE}(E) = \text{const} \cdot E^2 \cdot \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{k_B T}} + 1} \quad . \quad (3.12)$$

$T$  bezeichnet die Temperatur des Proto-Neutronensterns. Aus der Anzahldichte pro Energieintervall berechnet sich durch Multiplikation mit einem zusätzlichen Faktor  $E$  die differentielle Luminosität

$$\frac{dL}{dE}(E) = \frac{dN_{\nu}}{dE}(E) \cdot E \quad . \quad (3.13)$$

Abbildung 3.7 zeigt entsprechende Spektren für einen Stern mit  $15 M_{\odot}$  nach Burrows et al. [15].

Diese Modellrechnung soll zu einer einfachen Abschätzung des Detektorsignals einer Supernova im Zentrum der Milchstraße herangezogen werden. Wegen der inhomogenen und

### 3. Das AMANDA-II Neutrino-teleskop

veränderlichen Temperaturverteilung im Kern des Proto-Neutronensterns und der stärkeren Absorption und Streuung von Neutrinos mit höheren Energien, ist die Form der aus der Simulation resultierenden Verteilung der Neutrino-Anzahldichte gegenüber Gleichung 3.12 leicht „verschmiert“. Eine solche Funktion kann aber dennoch mit ausreichender Genauigkeit an die Simulationsergebnisse von Burrows et. al. angepasst werden. Man findet  $const = 4.3 \cdot 10^{60} \frac{1}{\text{s MeV}}$ , eine Fermi-Energie von  $E_F = 7.4 \text{ MeV}$  und eine Temperatur von  $T = 3.0 \text{ MeV}$ . Nach einer Wegstrecke von  $R$  sinkt der Fluß  $\Phi$  der Neutrinos wegen des Raumwinkels um den Faktor  $(4\pi R^2)^{-1}$ .

Die Wechselwirkungsrate in Abhängigkeit der Energie  $\dot{N}_{\nu \rightarrow x}(E)$  in einem Volumen  $V$  ist gegeben durch

$$\frac{\dot{N}_{\nu \rightarrow x}(E)}{V} = \Phi(E) \sigma(E) \frac{n}{V} \quad , \quad (3.14)$$

worin  $n$  die Anzahl von Wechselwirkungspartnern im Volumen  $V$  bezeichnet, und  $\sigma(E)$  den Wirkungsquerschnitt für die jeweilige Wechselwirkung. So läßt sich also die Anzahl der im Eis wechselwirkenden Neutrinos in Abhängigkeit der Energie für jeden Wechselwirkungskanal separat berechnen.

Für den AMANDA-II Detektor wird die gesamte Wechselwirkungsrate klar durch den inversen Beta-Zerfall am  $H$ -Atom dominiert (Gleichung 2.1). Die Molmasse von Eis beträgt (in hinreichender Näherung)  $m_{\text{Mol}} \approx 18 \text{ g}$ , und es gibt  $\approx 2$  H-Atome pro Molekül. Daher beträgt die Anzahl freier Protonen pro Volumen  $\frac{n}{V}(H) \approx 2 \frac{N_A}{m_{\text{Mol}}} \cdot \rho_{\text{Eis}} = 6.14 \cdot 10^{22} \frac{1}{\text{cm}^3}$ . Mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  aus Gleichung 2.2 ergibt sich

$$\frac{\dot{N}_{\bar{\nu}_e \rightarrow e^+}}{V} \approx 0.205 \frac{1}{\text{s m}^3} \quad , \quad (3.15)$$

und eine mittlere Neutrinoenergie<sup>8</sup> von  $\langle E_{\bar{\nu}_e} \rangle \approx 16.2 \text{ MeV}$ .

Mit diesem Ergebnis können die effektiven Volumina für Cherenkovphotonen aus dem letzten Abschnitt auf effektive Volumina für Positronen skaliert werden. Die mittlere Energie der entstehenden Positronen beträgt  $\langle E_{e^+} \rangle \approx 14.6 \text{ MeV}$  (nach Gleichung 2.4), während sich für die Spurlänge  $T \approx 8.4 \text{ cm}$  ergibt (nach Gleichung 2.17). Im betrachteten Spektralbereich entstehen durchschnittlich 3958 Cherenkov-Photonen pro Positron (nach Gleichung 2.16). Aus Ergebnis 3.11 folgen dann

$$\begin{aligned} V_{\text{eff}}^{e^+} &= 316 \pm 2 \text{ m}^3 \quad \text{für die B4-OMs (Strings 1-4) und} \\ V_{\text{eff}}^{e^+} &= 424 \pm 3 \text{ m}^3 \quad \text{für die B10-B19 OMs (Strings 5-19)} \end{aligned} \quad (3.16)$$

als mittlere effektive Volumina für Positronen. Jacobsen [120] nahm eine um  $\sim 6\%$  geringere mittlere Absorptionslänge und eine geringfügig schlechtere Quanteneffizienz an, als in dieser Arbeit für die B10-B19 OMs berechnet wurde ( $\tilde{A}_i = 9.16 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ , vergleiche Ergebnis 3.3). Er erhielt ein Ergebnis von  $V_{\text{eff}}^{e^+} = 414 \text{ m}^3$ . Die mit den Resultaten dieser Arbeit angegebenen Fehler beziehen sich wie schon bei Ergebnis 3.11 auf die statistische Streuung der zugrundeliegenden Simulation. Lokale Besonderheiten der Eisparameter und resultierende

<sup>8</sup>An dieser Stelle wurde wieder die simulierte Energieverteilung von Burrows verwendet. Die Ergebnisse der Kamiokande-Messungen sind sogar etwas optimistischer.



### 3.7. Erwartetes Signal in AMANDA-II durch Supernovae in der Milchstraße

Abweichungen des effektiven Volumens einzelner optischer Module sind darin nicht berücksichtigt. Woschnagg [109] gibt die systematischen Fehler der optischen Parameter des Eises, von denen die Absorptionslänge linear in das effektive Volumen eingeht, mit  $\sigma \approx 10\%$  an.

In diesen effektiven Volumina finden nach Gleichung 3.15 65 beziehungsweise 87 inverse Beta-Zerfälle pro Sekunde statt. Es werden also - auf dem Höhepunkt der Neutrinoemission - je nach Modul-Typ  $\Delta\mu_{\max}^{B4} \sim 65$  Hz oder  $\Delta\mu_{\max}^{B10-B19} \sim 87$  Hz an zusätzlichem Signal pro Modul erwartet<sup>9</sup>. Wie in Abschnitt 1.3.2 diskutiert wurde, rechnet man anschließend mit einem exponentiellen Abfall dieser Raten innerhalb einiger Sekunden. Mit dem Ansatz  $\propto \exp -\frac{t}{\beta}$ , mit  $\beta \approx 3$  s [44], erhält man in 10 Sekunden ein mittleres Signal von  $\langle \Delta\mu^{B4} \rangle_{10s} \sim 19$  Hz beziehungsweise  $\langle \Delta\mu^{B10-B19} \rangle_{10s} \sim 25$  Hz. Diese Zeitspanne enthält  $\gtrsim 95\%$  des gesamten Signals.

Da die Supernova-Simulationen ohne vollständig verstandenen Explosionsmechanismus noch als äußerst unsicher gelten müssen, empfiehlt es sich, zum Vergleich die Daten der Supernova SN1987A heranzuziehen (vergleiche Abschnitte 1.3.2 und 1.3.3). Die Daten des Kamiokande-II Detektors werden dazu separat betrachtet. Die aktive Detektormasse von Kamiokande-II betrug  $m_{\text{Kam2}} = 2.14 \cdot 10^6$  kg, und es wurden  $N_{\text{Kam2}} = 11$  Neutrinoereignisse nachgewiesen. Diese skalieren bei einer Supernova gleichen Typs im Abstand  $R$  von der Erde zu

$$N_{\text{Ama2}} = N_{\text{Kam2}} \cdot \frac{\rho_{\text{Eis}} V_{\text{eff}}^{e+}}{f_{\text{thr}} m_{\text{Kam2}}} \left( \frac{52 \text{ kPc}}{R} \right)^2 \quad (3.17)$$

detektierten Photonen pro AMANDA-II OM. Der relative Fehler ist dabei recht groß. Er beträgt bei 11 Ereignissen  $\sqrt{N_{\text{Kam2}}}/N_{\text{Kam2}} \approx 30\%$ .  $f_{\text{thr}} = 0.8$  berücksichtigt dabei die bei Kamiokande vorhandene Energieschwelle, die es bei AMANDA nicht gibt [105]. Für  $R = 7.5$  kPc und  $\rho_{\text{Eis}} = 917 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  (siehe Abschnitt 2.2) erhält man nach dieser Formel eine mittlere Anzahl von  $N_{B4} = 90 \pm 21$  beziehungsweise  $N_{B10-B19} = 120 \pm 28$  Positronen pro effektivem Volumen in 10 Sekunden. Dies entspricht einer durchschnittlichen zusätzlichen Rate von  $\langle \Delta\mu^{B4} \rangle_{10s} = 9 \pm 2$  Hz für die Module in Strings 1-4 beziehungsweise  $\langle \Delta\mu^{B10-B19} \rangle_{10s} = 12 \pm 3$  Hz für die Module in Strings 5-19.

In einer naiven Betrachtung unter der Annahme eines Poissonschen Verhaltens der optischen Module, erwartet man bei einer mittleren Rauschrate von  $\langle r \rangle = \mu = 1$  kHz in  $N_{\text{OM}}$  Modulen eine Schwankung der in allen Modulen gezählten Pulse  $\sigma_{\Sigma r}$  von

$$\sigma_{\Sigma r} = \sqrt{N_{\text{OM}} \langle r \rangle \Delta t} \quad . \quad (3.18)$$

$\langle r \rangle$  bezeichnet die mittlere Dunkelrauschrate der Module.  $\Delta t$  ist das Messintervall, in dem die Pulse gezählt werden.

In einem 10-Sekunden Intervall liefert die Abschätzung des AMANDA-II Supernova-Signals auf Basis der Kamiokande-II Daten von SN1987A ein erwartetes Signal von rund 100 detektierten Photonen pro Modul. Die mittlere Schwankung der in der selben Zeit in  $N_{\text{OM}} = 620$  OMs gezählten Rauschpulse  $N = 6.2 \cdot 10^6$  beträgt also  $\sigma_{\Sigma r} = 2.49 \cdot 10^3$ . Die Schwankung des Mittelwerts der Rauschpulse pro OM  $\sigma_{\bar{\mu}}$  beträgt entsprechend nur  $\sigma_{\bar{\mu}} = \sigma_{\Sigma r}/N_{\text{OM}} \approx 4$ . Das impliziert die Möglichkeit des Nachweises einer Supernova im Zentrum der Milchstraße auf dem Level von  $\gtrsim 25\sigma$ !

<sup>9</sup>Die Schreibweise  $\Delta\mu$  soll verdeutlichen, dass es sich dabei um eine Abweichung vom Mittelwert handelt.

### 3. Das AMANDA-II Neutrinoteleskop

Leider verhalten sich die AMANDA-II OMs nicht so einfach wie oben angenommen. Eine bessere Prognose des erwarteten Signals muss diese Eigenheiten berücksichtigen. Kapitel 4 geht genauer auf dieses Problem ein.

## 3.8. Das Supernova Datennahme System (SNDAQ)

Seit der polaren Saison 1994/95 gibt es am Südpol ein Datennahmesystem zur kontinuierlichen Überwachung der Rauschraten der optischen Module. Die erste Version wurde als SNMP (*Supernova and Monopole System*) bezeichnet. Das SNMP-System nahm seine Ratenmessungen in konstanten Zeitintervallen von  $\Delta t = 500$  ms vor. Die genommenen Daten wurden analysiert, und die Ergebnisse veröffentlicht [105] [106].

Eine neuere Version des Supernova (SN) Datennahmesystems (DAQ, von *Acquisition*, zusammen SNDAQ) wurde im antarktischen Sommer 1999/2000 durch Hellwig installiert. Die Hauptmotivation dabei war das Erreichen einer höheren Frequenz der Ratenauslese - im Fall einer Supernova sollen einzelne Strukturen der erwarteten „Neutrino-Lichtkurve“ aufgelöst werden können.

Das neue System war zunächst mit 480 Modulen verbunden. Die selektierten Module gehörten hauptsächlich zu dem B4, dem B10 und dem B19-Teil des Detektors. Darüber hinaus wurden 12 Module des AMANDA-A Detektors mit der SNDAQ verbunden. Diese erhielten die Kanalnummern 681-692. Eine Dokumentation dieses neuen Systems sowie eine Gegenüberstellung von neuem und altem Aufbau befindet sich in [117]. Das SNMP-System wurde demontiert.

In der polaren Saison 2001/2002 erfolgte der Aufbau eines zweiten Systems, das parallel zum ersten arbeiten und die Daten der zuvor nicht verbundenen Module auslesen sollte. An dieses wurden vor allem Module der Strings 11-13, String 17 und die Module des AMANDA-A Detektors angeschlossen. Die beiden Systeme konnten nicht kommunizieren und daher nur unabhängig voneinander Teile des Detektors auswerten. Da die Suche nach Signalen von Supernovae auf dem kollektiven Verhalten der Module beruht und die Teilnahme an einem Frühwarnsystem für Supernovae angestrebt wurde (mehr dazu in Abschnitt 3.10), war dies ein unbefriedigender Zustand.

Im antarktischen Sommer 2002/2003 wurde durch Hellwig und den Autor eine weitere Umstrukturierung des Systems vorgenommen. Seither werden beide Crates von *einem* Host-Rechner ausgelesen und die Daten synchronisiert.

Die seit dem Jahr 2000 in Betrieb befindlichen SNDAQ Systeme basieren auf elektronischen Zählern der Firma Struck (Modell SIS3808, *Deadtimed Multiscaler*). Diese Karten zählen eingehende Pulse in einem 20 Bit-Wertebereich<sup>10</sup>. Jede Karte liest die Daten von 32 Kanälen über zwei 16-Kanal-Flachbandkabel aus. Pro Zählerkarte kann *eine* künstliche Totzeit eingestellt werden. Damit werden korrelierte, zeitlich eng aufeinander folgende Pulse unterdrückt und die Datenqualität erheblich verbessert (siehe Kapitel 4.4, Abschnitt 4.4). Ein VME-Crate (*Versa Module Eurocard Bus* - also ein Rahmen für Elektronikmodule, mit Datenbus und Spannungsversorgung) stellt Infrastruktur für 16 Karten zur Verfügung. Insgesamt werden deshalb zwei Crates benötigt, um den kompletten Detektor auszulesen. Sobald die

<sup>10</sup>Bit (b) kommt von *Binary Information Unit*.

Zählerkarten einen speziellen Puls (*Triggerpuls*) von außen erhalten, kopieren sie ihre aktuellen Werte in einen Zwischenspeicher innerhalb der Karte und beginnen neu mit dem Zählen.

Die Triggerpulse werden alle 10 ms durch ein *VME-GPS-Latch* geliefert (*GPS* steht für das US-amerikanische *Global Positioning System*). Das Latch („Auffangregister“) wurde im DESY-Zeuthen (*Deutsches Elektronen Synchrotron*) speziell für AMANDA gefertigt. Es macht die GPS-Informationen über den VME-Bus verfügbar und sendet in beliebigen Intervallen dazu synchrone Pulse.

Im Zwischenspeicher der Zähler (FIFO, *First In First Out*) warten die Zählerstände auf den Abtransport durch die SNDAQ. Dies geschieht über Prozesse auf zwei *Embedded-VME*-Rechnern (Eltec E-128 beziehungsweise E-138, beide mit Intel-Celeron Prozessoren und dem Betriebssystem *Linux*), von denen sich je einer mit einem Satz von Zählerkarten im VME Crate befindet. Da es dabei zu Verzögerungen kommen kann, ist der FIFO mit  $2 \cdot 128$  kByte recht groß - er kann 64000 Einzelwerte, entsprechend 1000 kompletten Sätzen an Zählraten für jeden Kanal puffern<sup>11</sup>.

Von den Eltec-Rechnern werden die Daten über gekreuzte Ethernet-Kabel an den jeweiligen SNDAQ Hauptrechner (*Host-Rechner*) übertragen. Seit Anfang des Jahres 2003 gibt es wie gesagt nur noch einen solchen Rechner. Der Hostrechner bereitet sie für die Archivierung und eine statistische Analyse in Echtzeit vor. Dazu werden zunächst immer 50 Werte auf einen mittleren Wert pro 500 ms skaliert. In dieser Auflösung werden die Daten schließlich gespeichert, wenn kein besonderes Ereignis vorliegt.

Die statistische Analyse zur Suche nach Signalen von Supernovae ist das Hauptthema der vorliegenden Arbeit. Der Analysealgorithmus soll in der Lage sein, die Signatur einer Supernova mit maximal einigen Minuten Verzögerung zu erkennen. Im Fall einer erkannten Supernova soll er außerdem die gepufferten Zählraten in der bestmöglichen Auflösung derzeit 10 ms-Auflösung archivieren und eine Nachricht in die nördliche Hemisphäre verschicken. Die technischen Aspekte dieses Nachrichtentransfers werden im nächsten Abschnitt diskutiert. Kapitel 4 beschäftigt sich ausführlich mit den Eigenschaften der Algorithmen, die das Signal einer Supernova in Echtzeit erkennen sollen.

## 3.9. Datenanalyse im Rahmen der SNDAQ

Die SNDAQ stellt eine abstrakte C++ Basisklasse zur Datenanalyse zur Verfügung. Diese Struktur bietet dem Nutzer Zeiger auf verschiedene Puffer an, in denen die gemessenen Raten der einzelnen optischen Module gespeichert sind. Normalerweise arbeiten verschiedene Spezialisierungen des abstrakten Grundobjekts simultan. Jedes dieser Objekte ist in der Lage, zusätzliche Daten (Ergebnisse der Analysen) in eigenen Strukturen in die Ausgabedatei zu schreiben. Einige erledigen triviale Standardaufgaben, andere sind komplizierter. Die statistische Analyse dieser Arbeit wurde im Rahmen eines solchen Objekts implementiert.

Der größte Datenpuffer der SNDAQ enthält die Zählstände der VME-Zählerkarten in einer Auflösung von 10 ms. Prinzipiell wäre eine höhere Auflösung, - sprich: eine höhere Auslese-rate - möglich. Jeder Zählerstand wird in einer vorzeichenlosen, ganzzahligen 2-Byte-Variable

---

<sup>11</sup>Es werden *zwei* Speicherbänke benötigt, da die Zählerstände beim Ausleseprozess intern kopiert werden müssen. Ansonsten könnte während der Auslese nicht weiter gezählt werden.

### 3. Das AMANDA-II Neutrino-teleskop

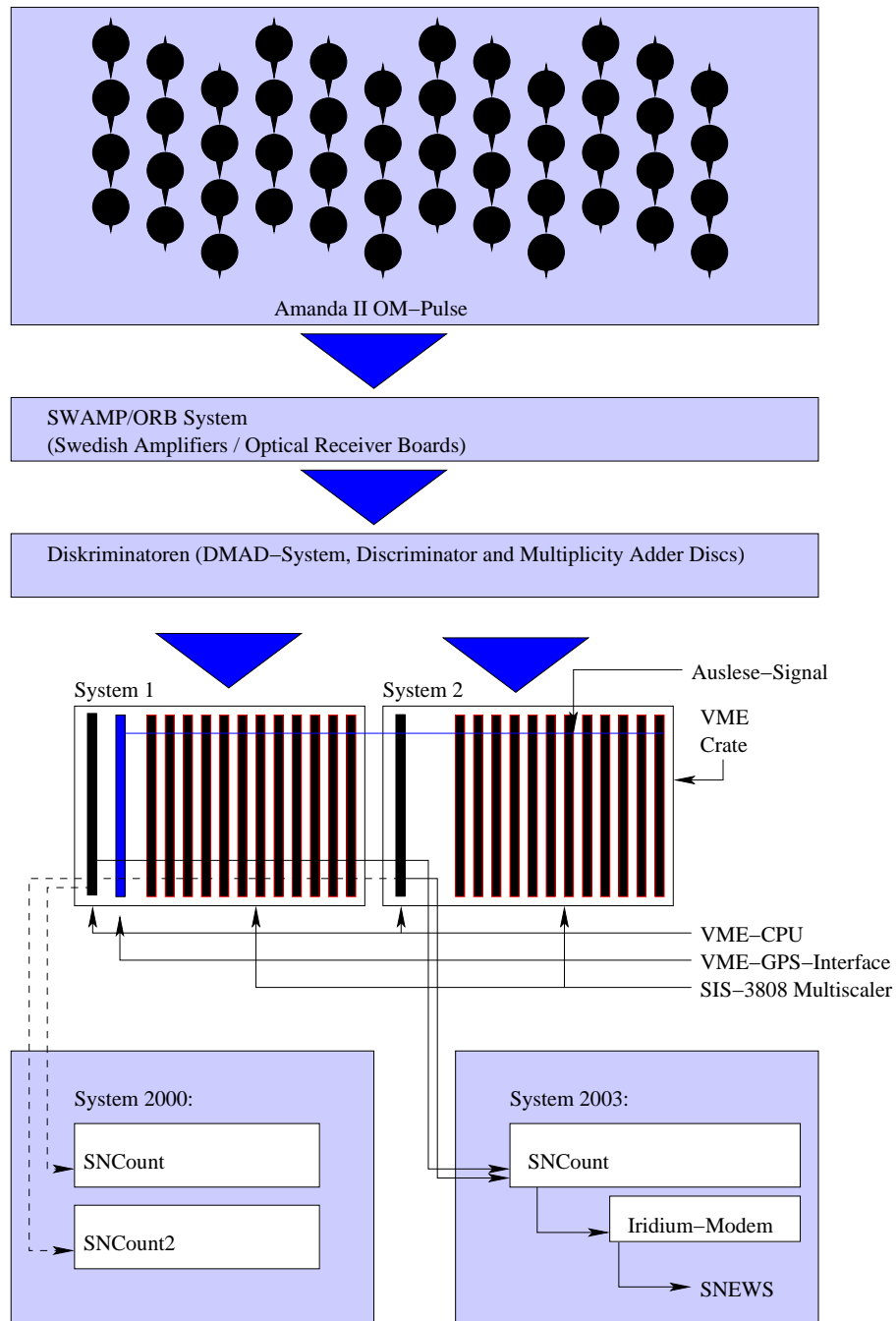


Abbildung 3.8.: Skizze der Elektronik des Supernova-Datennahmesystems (SNDAQ). Datenfluss von den optischen Modulen zur SNDAQ. Der untere Teil des Bildes skizziert links den Aufbau vor der polaren Saison 2002/03, rechts den Aufbau danach. SNEWS bezeichnet das Supernova-Frühwarnsystem (Abschnitt 3.10).

abgelegt (Wertebereich: [0 . . . 65535]). Der SNDAQ-Host Rechner enthält 384 MBytes (MB) Arbeitsspeicher (*Random Access Memory*, RAM). Will man in diesem Speicher die Daten von  $\sim 600$  Module in der bestmöglichen Auflösung speichern, so erkennt man schnell, dass dies nur für kleine Zeitspannen möglich ist. Die SNDAQ speichert 62000 Sätze solcher Zählstände für alle Module, und belegt damit  $\approx 72$  MB des RAM. Das entspricht einer Zeitspanne von  $\sim 10$  Minuten.

Zusätzlicher Speicher ( $\approx 10$  MB) wird durch die SNDAQ mit einem weiteren Puffer belegt, der die Summen aus jeweils 50 der 10 ms-Daten enthält. Die Zählraten der optischen Module sind ausreichend groß, um auf dieser Zeitskala - im Prinzip - die Gaußförmigkeit der Pulszahlverteilungen zu gewährleisten. Diese Form der Verteilung ist eine notwendige Voraussetzung für die Analyse des Autors (siehe Kapitel 4). Die Datenmengen in diesen Puffern sind klein genug, um per Satellit komplett in die nördliche Hemisphäre übertragen zu werden. Im Jahr 2000 wurde mit diesen Daten die Detektorfunktionalität überwacht [117]. Später wurde dazu ein anderes System entwickelt [115].

Seit dem Jahr 2004 müssen *zwei* Puffer mit einer Auflösung von 500 ms erzeugt werden. Die Unterschiede der beiden bestehen darin, dass einer die kompletten Originaldaten enthält, während der zweite nur mit etwa 93 % der Daten gefüllt wird. Die übrigen 7 % entsprechen einer von 15 Minuten. Zu diesen Zeiten sendet eine Niederfrequenz-Antenne (*Very Low Frequency*, VLF) extrem energiereiche Impulse an die Ionosphäre über dem Südpol und misst deren Reflexionen<sup>12</sup>. Die Module der AMANDA B4 und B10 Detektorgenerationen verwenden  $\sim$  km-langen elektrischen Kabel zur Signalübertragung an die Oberfläche. Diese Kabel sind unglücklicherweise geeignete Antennen für die VLF-Signale. Während der Sendezeiten der VLF-Antenne produzieren diese  $\sim 302$  Module extreme Rauschraten und sind im Wesentlichen unbrauchbar. Abbildung 3.9 illustriert dies am optischen Modul mit der Nummer 246 (OM 246). Der vollständige 500 ms-Puffer wird komplett in den Norden übertragen. Der Puffer ohne die unphysikalischen VLF-Signale dient als Basis für die Echtzeit-Analyse dieser Arbeit. Abbildung 3.10 zeigt die entsprechenden Lücken in den Analyseergebnissen.

## 3.10. Supernova-Alarm Meldungen

Für die optische Astronomie ist es bedauerlich, dass kollabierte (oder kollabierende) Sterne meistens erst auf dem Höhepunkt ihrer Helligkeitsentwicklung entdeckt werden. Nach der Ausrichtung der Teleskope kann man lediglich die abnehmende Leuchtkurve in den Wochen und Monaten nach der Explosion studieren. Es besteht daher großes Interesse an einem Frühwarnsystem für Supernovae.

Unmittelbar nach dem Gravitationskollaps bildet die Hülle eines Sterns ein opakes Hindernis für Photonen. Erst nach einer hinreichenden Expansion der Hülle können Photonen entweichen und die wachsende leuchtende Oberfläche entwickelt eine enorme Luminosität. Die Neutrinos entweichen bereits unmittelbar nach dem Kollaps praktisch ungestört. SNEWS, das *Supernova Early Warning System* [135] versucht aus diesem Grund, alle geeigneten Neutrino-Detektoren zu einem Netzwerk zusammenzuschließen. Die Meldungen laufen beim *Brookha-*

<sup>12</sup>In jeder Stunde seit Januar 2004 sendet die VLF-Antenne in den Minuten 6-7, 21-22, 36-37 und 51-52. Mehr Informationen finden sich unter <http://www-star.stanford.edu/~vlf> oder [28].

### 3. Das AMANDA-II Neutrinateleskop

ven National Laboratory in den USA zusammen. Gegenwärtig tragen die Experimente Super-Kamiokande (der Nachfolger des bereits genannten Kamiokande-II Detektors), SNO (*Sudbury Neutrino Observatory*), LVD (*Large Volume Detector*), KamLAND (*Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector*) und BooNE (*Booster Neutrino Experiment*) zu SNEWS bei. In naher Zukunft wird der Beitritt von Borexino, OMNIS (*Observatory for Multiflavor Neutrinos from Supernovae*) und natürlich AMANDA-II erwartet.

Der SNDAQ-Rechner (`sncount`) ist mit dem stationsweiten Netzwerk der Amundsen-Scott-Südpolstation verbunden. Ungefähr 6 Stunden am Tag besteht eine Satellitenverbindung zu White Sands, New Mexico, oder Malabar, Florida, in den USA. Das sind die Bodenstationen der vier Satelliten, die zur Kommunikation der Südpolstation mit der restlichen Welt genutzt werden. Der wichtigste Stützpfeiler dieses Datentransfers ist ein alter TDRSS Satellit (*Tracking and Data Relay Satellite System*) des *Department of Defense* (DOD), der ca. 5 Stunden pro Tag vom Südpol aus sichtbar ist und über eine Bandbreite von 3 Mb/s verfügt. Ähnlich bedeutend für den Datentransfer ist der seit 2003 zur Verfügung stehende Marisat-F2-Satellit der Firma Boeing. Zwei weitere Satelliten, LES-9 und GOES-3, sind für ähnlich lange Zeiten sichtbar. Die darüber zusätzlich verfügbaren Bandbreiten entsprechen allerdings nur denen eines gewöhnlichen Modems.

Für den Transfer einer Nachricht über ein erkanntes Supernova-Signal genügen fast beliebig kleine Bandbreiten. Trotzdem verbringen auch kleine Nachrichten oft viel Zeit in den Zwischenpuffern der Station, während sie auf den Abschluss anderer Datentransfers warten. Insgesamt stehen für  $\sim 50\%$  der Zeit automatisierte Nachrichtenkanäle mit ausreichend klei-

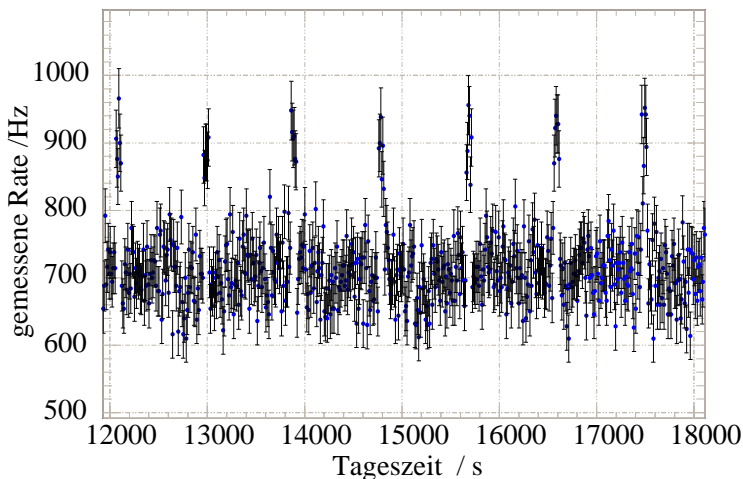


Abbildung 3.9.: Verhalten der Rauschrate eines optischen Moduls mit elektrischer Signalübertragung während der Sendeintervalle der VLF-Antenne

Das Bild zeigt die in Zeitintervallen von  $\Delta t = 500$  ms gemessene Rauschrate des optischen Moduls Nummer 246 gegen die Tageszeit in Sekunden. Ähnliches Verhalten findet man mit allen Modulen der Generationen B4 und B10. Alle 15 Minuten induziert eine nahe VLF-Hochleistungsantenne starke Spannungspulse in den elektrischen Signalleitungen (siehe Text).

### 3.10. Supernova-Alarm Meldungen

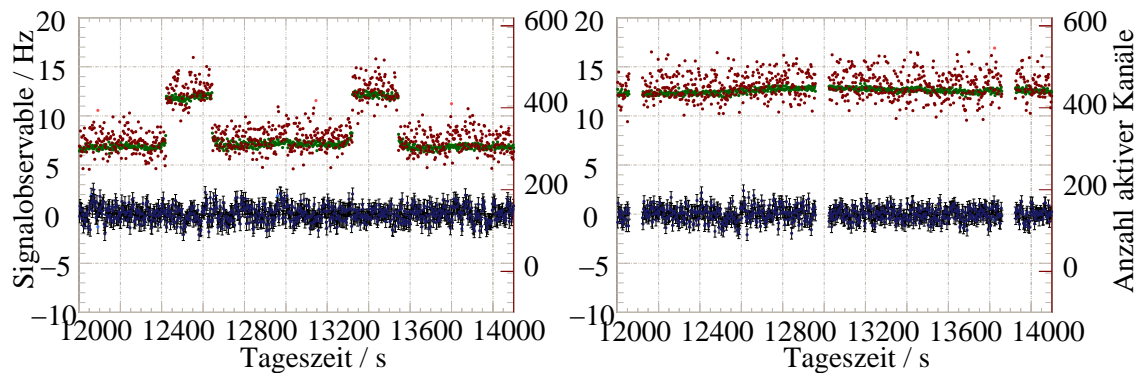


Abbildung 3.10.: Arbeitsweise der Echtzeit-Analyse mit und ohne Berücksichtigung der VLF-Sendeintervalle

Das linke Bild illustriert die Ergebnisse der Analyse, wenn die Intervalle der Sendezeiten der VLF-Antenne nicht ausgeschlossen werden. Die dargestellten Größen werden in Kapitel 4 eingeführt. Für den Augenblick illustrieren die grünen Punkte das Problem mit der Antenne ausreichend gut. Sie zeigen für jeden Zeitpunkt die Anzahl der zur Analyse beitragenden Module. Während der VLF-Sendezeiten liefern die elektrischen Kanäle unphysikalisch hohe Raten. Entsprechend werden die meisten während eines symmetrischen Fensters um die Sendezeiten von der Analyse ausgeschlossen (auch dazu mehr in Kapitel 4). Das Resultat besteht in einer stark verminderten Sensitivität für Supernovae. Die VLF Sendezeiten am Südpol nun bereits vor der Analyse aus den Daten genommen. Das resultierende Bild der Ergebnisse ist rechts dargestellt.

nen Verzögerungszeiten für Supernova-Alarme zur Verfügung. Zu einer sinnvollen Teilnahme an SNEWS genügt dies nicht.

Seit der polaren Saison 2003/04 steht für das AMANDA-II SN-System ein *Iridium*<sup>13</sup>-Modem zur Verfügung. Unabhängig von der Tageszeit können darüber kurze Nachrichten verschickt werden. Iridium stellt dem Nutzer ein Protokoll namens SBD (*Short Burst Data*) zur Verfügung. Damit können bis zu 1960 Bytes Daten auf das Modem übertragen werden. Das Modem kümmert sich dann selbständig um die schnellstmögliche Weiterleitung dieser Nachricht (inklusive Fehlerkorrektur) an einen Satelliten und die Zentralstation in der nördlichen Hemisphäre. Dieses Protokoll eignet sich vorzüglich für SN-Alarme. Leider gibt es aber noch Unklarheiten über die technische Reife des Gesamtsystems. Daher wurde alternativ ein Verfahren implementiert, das auf einer konventionellen Verbindung zu einem Modem in der nördlichen Hemisphäre basiert. Dieses System ist bereits getestet und bereit für den Einsatz.

<sup>13</sup>Iridium war ein Tochterunternehmen der Firma *Motorola* mit dem Ziel, ein kommerzielles weltraumgestütztes Kommunikationsnetz aus ursprünglich 77, später nur noch 66 Satelliten aufzubauen. Der Firmenname Iridium wurde nach dem Element <sup>77</sup>Ir gewählt. Nach der Insolvenz des Unternehmens übernahm das Verteidigungsministerium der USA die Satelliten und übertrug der Firma *Boeing* die Entwicklung der Kommunikationssoftware. Der Name Iridium wurde beibehalten.

### 3. *Das AMANDA-II Neutrino teleskop*



## 4. Datenanalyse in Echtzeit

*Hier wird der Leser in die mathematischen Grundlagen der statistischen Analyse eingeführt, mit der am AMANDA-II Detektor in Echtzeit nach Signalen von Supernovae gesucht wird. Details und Besonderheiten der Implementierung im Rahmen dieser Arbeit werden diskutiert, zum Beispiel die Optimierung auf Rechengeschwindigkeit und das schnelle Erkennen instablen Verhaltens einzelner optischer Module. Anschließend wird auf eine Untersuchung des Untergrunds und, im Vergleich dazu, die erwartete Signalstärke einer Supernova eingegangen. Damit werden die Resultate der Analyse der in den Jahren 2000 bis 2003 genommenen Daten präsentiert. Am Abschluss steht eine Betrachtung der systematischen Unsicherheiten der Annahmen in dieser Arbeit, und deren Konsequenzen für die Ergebnisse.*

### 4.1. Das Verfahren der Datenanalyse

Die von der AMANDA Kollaboration verwendete Methode zur Suche nach Signalen von Supernovae basiert auf der kollektiven mittleren Abweichung der Raten aller optischen Module von ihren Mittelwerten. Die Rausraten verschiedener Module werden dabei als unkorreliert angenommen. Das Rauschen eines idealen individuellen Moduls sollte ebenfalls unkorreliert sein. Die mit einem solchen Modul in einem Zeitintervall  $\Delta t$  gemessenen Pulszahlen  $n$  folgen dann einer Poissonverteilung. Die folgenden Überlegungen gelten nur mit diesen Annahmen.

Über die Pulszahl  $n$  wird eine mittlere Rate im Zeitintervall  $\Delta t$

$$r = \langle r \rangle_{\Delta t} = \frac{n}{\Delta t} \quad (4.1)$$

bestimmt. Für ausreichend große Pulszahlen  $n$  geht die Poissonverteilung in eine Gaußverteilung mit Mittelwert  $n$  und Breite  $\sigma_n = \sqrt{n}$  über. Die Standardabweichung der Rate  $r$  lautet dann  $\sigma_r = \sigma = \sqrt{r/\Delta t}$ . Die im Rahmen der SNDAQ gewählte kleinste Zeitspanne der Auswertung beträgt  $\Delta t_0 = 500$  ms.

Die *a priori* Wahrscheinlichkeitsdichte  $f(r)$ , bei bekanntem Mittelwert  $\mu$  und bekannter Standardabweichung  $\sigma$  die Rate  $r$  zu messen, ist durch die Gaußfunktion gegeben:

$$f(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(r-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.2)$$

Umgekehrt kann diese auch als *a posteriori* Wahrscheinlichkeitsdichte  $\mathcal{L}(\mu)$  dafür interpretiert werden, dass, bei gemessenem  $r$  und bekanntem  $\sigma$ , der Erwartungswert der Verteilung gerade  $\mu$  beträgt. Eine *a posteriori* Wahrscheinlichkeit wird auch als *Likelihood* bezeichnet. Statt  $f(r)$  schreibt man in diesem Fall  $\mathcal{L}(\mu)$ .

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

Der momentane Erwartungswert der Rate eines mit  $i$  indizierten Moduls ergibt sich aus der Modifikation der „normalen“ mittleren Rate  $\mu_i$  um den Effekt einer Supernova auf dieses Modul  $\epsilon_i \Delta\mu$ . Die  $\epsilon_i$  sind dabei die relativen Sensitivitäten der Module. Sie erfüllen die Normierungsbedingung  $\sum_{i=1}^{N_{\text{OM}}} \epsilon_i = N_{\text{OM}}$ . Der mittlere Ratenanstieg  $\Delta\mu$  durch die Supernova verschwindet natürlich im Fall reinen Untergrundrauschens.

Damit wird die Likelihood-Funktion für eine kollektive Abweichung  $\Delta\mu$  aller optischer Module von ihrem Mittelwert formuliert:

$$\mathcal{L}(\Delta\mu) = \prod_{i=1}^{N_{\text{OM}}} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_i} e^{-\frac{(r_i - (\mu_i + \epsilon_i \Delta\mu))^2}{2\sigma_i^2}} . \quad (4.3)$$

Der Wertebereich von Likelihoodfunktionen ist sehr groß. Da die Suche nach einem Maximum von  $\mathcal{L}$  in vielen Fällen numerisch durchgeführt werden muss, ist es vorteilhaft, stattdessen den negativen Logarithmus der Likelihood zu minimieren. Man erkennt dann, dass die im Fall von Gleichung 4.3 entstehenden variablen Terme eine Chiquadrat-Summe bilden:

$$-2 \ln \mathcal{L}(\Delta\mu) + \text{const} = \chi^2(\Delta\mu) = \sum_{i=1}^{N_{\text{OM}}} \left( \frac{r_i - (\mu_i + \epsilon_i \Delta\mu)}{\sigma_i} \right)^2 . \quad (4.4)$$

Das Minimum dieses Ausdrucks kann analytisch bestimmt werden. Man findet

$$\Delta\mu = \left( \sum_{i=1}^{N_{\text{OM}}} \frac{\epsilon_i^2}{\sigma_i^2} \right)^{-1} \cdot \sum_{i=1}^{N_{\text{OM}}} \frac{\epsilon_i (r_i - \mu_i)}{\sigma_i^2} . \quad (4.5)$$

Der Fehler von  $\Delta\mu$  lässt sich auf verschiedene Arten berechnen: über die Forderung  $\chi^2(\Delta\mu \pm \sigma_{\Delta\mu}) \equiv \chi^2(\Delta\mu) + 1$  (also über die Form des Maximums der Likelihood) oder über Fehlerfortpflanzung nach Gauß. Beide Methoden führen zu

$$\sigma_{\Delta\mu} = \left( \sqrt{\sum_{i=1}^{N_{\text{OM}}} \frac{\epsilon_i^2}{\sigma_i^2}} \right)^{-1} . \quad (4.6)$$

Aufgrund dieser einfachen Summen kann die Analyse so gut auf Geschwindigkeit optimiert werden, so dass sie in Echtzeit, auf einem einzigen Rechner parallel zur Datennahme durchgeführt werden kann.

Die Signifikanz für die Signalhypothese  $\Delta\mu/\sigma_{\Delta\mu}$  folgt - falls alle Voraussetzungen dieses Abschnitts erfüllt sind - einer Gaußverteilung mit Mittelwert  $\langle \Delta\mu/\sigma_{\Delta\mu} \rangle = 0$  und Breite  $\sigma_{\Delta\mu}/\sigma_{\Delta\mu} = 1$ . Bei einer signifikanten Abweichung vom Mittelwert liegt ein Kandidat eines Supernova-Ereignisses vor. Diese Kandidaten können einer genaueren Prüfung unterzogen werden.

Der Wert des Chiquadrat aus Formel 4.4 misst die Gleichverteilung der mittleren Ratenabweichung  $\Delta\mu$  über alle beitragenden Kanäle. An der Form von Gleichung 4.4 ist ablesbar, dass der Erwartungswert jedes einzelnen Summanden  $\approx 1$  betragen muss. Dies ist plausibel,

## 4.2. Abschätzen von Mittelwerten und Standardabweichungen

denn der Erwartungswert einer Chiquadrat-Funktion ist immer gleich der Anzahl der Freiheitsgrade  $n_F$

$$\langle \chi^2 \rangle = n_F = N_{\text{OM}} - 1 \quad . \quad (4.7)$$

Die Freiheitsgrade bestimmen sich aus der Zahl der statistischen Parameter minus der Anzahl der daraus abgeleiteten Größen (in diesem Fall nur  $\Delta\mu$ ). Genaueres zu diesem Thema findet sich in einschlägigen Statistik-Büchern, zum Beispiel [130]. Die  $\chi^2$ -Verteilung folgt der  $n_F$ -abhängigen Form

$$\frac{dp}{d\chi^2}(\chi^2) = \frac{2^{n_F/2}}{\Gamma(n_F/2)} \chi^{n_F-2} e^{-\chi^2/2} \quad . \quad (4.8)$$

$\Gamma(n_F/2)$  bezeichnet darin die Gammafunktion. Durch numerische Integration der Verteilungsform kann die Wahrscheinlichkeit für beliebige Grenzen  $p^{n_F}(\chi_{\text{min}}^2 \leq \chi^2 \leq \chi_{\text{max}}^2)$  bestimmt und tabelliert bereitgehalten werden. Der enorme Wertebereich der Gammafunktion führt dabei zu Komplikationen. Man betrachtet deswegen den Logarithmus der Gammafunktion<sup>1</sup>.

Mit zunehmendem  $n_F$  werden Abweichungen des reduzierten Chiquadrat

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{\chi^2}{n_F} \quad (4.9)$$

vom Erwartungswert 1 immer unwahrscheinlicher. Abbildung 4.1 illustriert dies durch einige Beispiele. Verlangt man, dass die Wahrscheinlichkeit des  $\chi^2$  für einen SN-Alarm immer  $p(\chi^2) > p_0$  sein muss, so lassen sich falsche Supernova Kandidaten durch starke Anstiege von Raten weniger Module unterdrücken. Umgekehrt beträgt die Wahrscheinlichkeit, das Signal einer echten Supernova durch diese Bedingung zu verwerfen, ebenso  $p_0$ . Für diese Arbeit wurde  $p_0(\chi^2) = 0.001$  gewählt. Die Grenzen auf die Verteilung des  $\chi^2$  wurden dabei so gewählt, dass zu geringe Werte des  $\chi^2$  ebenso wahrscheinlich sind wie zu hohe Werte.

Ein technisches Problem bei der Anwendung der Formeln dieses Abschnitts ist, dass die Werte  $\mu_i$  und  $\sigma_i$  zunächst unbekannt sind. Sie müssen aus den Daten bestimmt werden. Dadurch ergeben sich zusätzliche Unsicherheiten  $\sigma_{\mu_i}$  und  $\sigma_{\sigma_i}$ . Die Berücksichtigung dieser Fehler führt, im Rahmen der später diskutierten weiteren Einstellungen, zu Korrekturen von  $\sigma_{\Delta\mu}$  nach Formel 4.6 um  $\lesssim 2\%$  - und einem erheblichen Mehraufwand an Rechenzeit. Sie werden daher vernachlässigt. Außerdem ist das nicht-gaußsche Rauschverhalten einiger optischer Module problematisch. Solche Module müssen in Echtzeit erkannt und disqualifiziert werden. Damit beschäftigt sich Abschnitt 4.5. Letztlich wird die Breite der gemessenen Verteilung von  $\hat{\mu} = \Delta\mu/\sigma_{\Delta\mu}$  aufgrund dieser beiden Punkte größer als Eins sein.

## 4.2. Abschätzen von Mittelwerten und Standardabweichungen

In die Abschätzung des Mittelwertes  $\mu_i$  und der Standardabweichung  $\sigma_i$  eines Kanals  $i$  werden Detektordaten herangezogen, die vor *und* nach dem betrachteten Zeitintervall  $\Delta t$  gemes-

<sup>1</sup>Bei mehr als 200 Freiheitsgraden sind die Wertebereiche numerisch selbst in logarithmischer Form nur noch schwer zu handhaben. Man nutzt dann die asymptotische Annäherung der Verteilung von  $\sqrt{2}\chi^2$  an eine Gaußverteilung mit Mittelwert  $2n - 1$  und Breite 1.

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

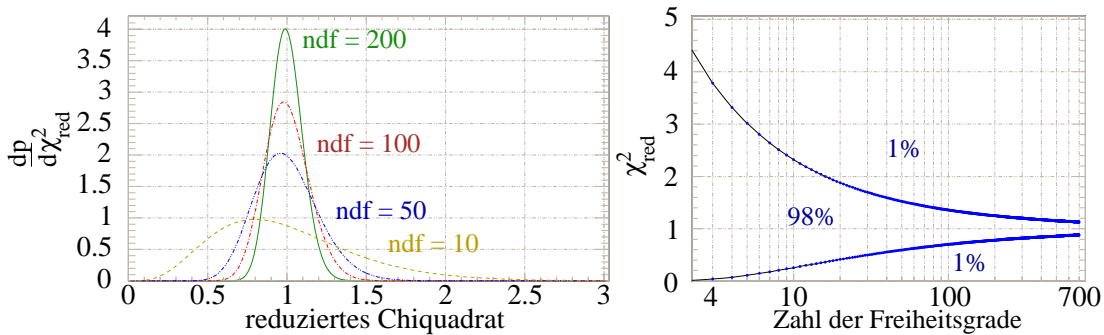


Abbildung 4.1.: Streuung des reduzierten Chiquadrat in Abhängigkeit der Zahl der Freiheitsgrade  $n_F$

Im linken Bild sind differentielle Wahrscheinlichkeiten für  $\chi_{\text{red}}^2$  für verschiedene Zahlen von Freiheitsgraden gezeigt. Das rechte Bild zeigt den Verlauf der Grenzen, innerhalb derer  $p(\chi^2) = 98\%$  der gemessenen  $\chi_{\text{red}}^2$ -Werte liegen, in Abhängigkeit der Zahl der Freiheitsgrade. Die geforderte Mindestwahrscheinlichkeit  $p$  ist einer der frei justierbaren Parameter der Echtzeitanalyse im Rahmen der SNDAQ.

sen sind. Für die Gesamtlänge der einbezogenen Intervalle wurde  $n \cdot \Delta t = \Delta T \approx 10$  min gewählt. Diese Wahl basiert eher auf qualitativen Abwägungen als detaillierten Rechnungen. Simulationen von Sidro-Martin [114] zeigten, dass die Signalsensitivität sich unter Variationen von  $\Delta T$  nur wenig verändert. Es deutet sich lediglich eine leichte Verschlechterung zu Zeiten unterhalb von  $\Delta T \approx 5$  min an. Um die statistischen Fehler der Abschätzungen der Mittelwerte  $\sigma_{\mu_i}$  und Standardabweichungen  $\sigma_{\sigma_i}$  vernachlässigen zu können, sollte eine möglichst große Zeitspanne gewählt werden. Auf der anderen Seite ist der für die SNDAQ verfügbare Gesamtspeicher endlich (siehe Abschnitt 3.9). Eine Zeitspanne von  $\Delta T = 10$  min ist ein guter Kompromiss unter diesen Bedingungen. Mit dieser Länge steht auch dann noch eine genügend große Zahl von Messungen zur Verfügung, wenn der zugrunde liegende Puffer von einer Zeitbasis  $\Delta t_0 = 500$  ms auf  $\Delta t = 10$  s skaliert wird (dazu mehr im folgenden Abschnitt). Statt mit jeweils 1200 Werten werden die  $\mu_i$  und  $\sigma_i$  dann immerhin noch mit 60 einzelnen Werten berechnet.

Für jeden Kanal fließen zur Berechnung der statistischen Größen also  $\Delta T/\Delta t_0 \lesssim 1200$  Einzelwerte ein. Dies kostet ein erhebliches Maß an Rechenzeit. Die Echtzeitanalyse berechnet daher die Veränderungen der Größen zu aufeinanderfolgenden Zeiten, statt die statistischen Variablen immer komplett neu zu bestimmen. Bildet man einen Mittelwert  $\mu_1$  über eine Folge  $a_j, j \in [1, \dots, n]$

$$\mu_1 = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n a_j \quad , \quad (4.10)$$

## 4.2. Abschätzen von Mittelwerten und Standardabweichungen

dann gilt für den Mittelwert  $\mu_2$  über die Folge  $a_j, j \in [2, \dots, n+1]$

$$\mu_2 = \frac{1}{n} \sum_{j=2}^{n+1} a_j = \mu_1 + \frac{a_{n+1} - a_1}{n} \quad . \quad (4.11)$$

So reduzieren sich  $n$  Summationen auf lediglich zwei. Die Anzahl der Divisionen bleibt bei geschickter Implementierung gleich. Auch die Berechnung der Standardabweichung lässt sich stark optimieren. Es gilt

$$\sigma_1^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n (a_j - \mu_1)^2 = \frac{1}{n-1} \left( \sum_{j=1}^n a_j^2 - \frac{1}{n} \left( \sum_{j=1}^n a_j \right)^2 \right) \quad . \quad (4.12)$$

Mit dieser Form können beide Summen simultan innerhalb einer Schleife (statt zweien) bestimmt werden. Außerdem lässt sich die Varianz  $\sigma^2$  analog zu Gleichung 4.11 aus den vorangegangenen Rechnungen bestimmen:

$$\sigma_2^2 = \frac{1}{n-1} \left( \sum_{j=2}^{n+1} a_j^2 - \frac{1}{n} \left( \sum_{i=2}^{n+1} a_j \right)^2 \right) = \sigma_1^2 + \frac{a_{n+1}^2 - a_1^2 + n \mu_1^2 - n \mu_2^2}{n-1} \quad . \quad (4.13)$$

So reduziert sich die Berechnung von  $\sigma_1^2$  von  $2n$  Additionen auf vier. Ähnlich geschickte Berechnungsverfahren lassen sich auch für Observablen auf der Basis höherer Potenzen von  $r$  finden. Das SNDAQ-Modul der Echtzeitanalyse aktualisiert zur Berechnung solcher Variablen automatisch die vier Summen

$$S_k = \sum_{j=1}^n r_j^k \quad , \quad k \in \{1, 2, 3, 4\} \quad . \quad (4.14)$$

Ein Nachteil dieser Methode ist eine recht unübersichtliche Zeigerarithmetik, die durch viele Zugriffe auf einzelne, weit verteilte Raten in den Datenpuffern der SNDAQ notwendig wird. Die Wartung des Programms ist deshalb aufwändig, was aber durch den enormen Geschwindigkeitsgewinn mehr als gerechtfertigt wird. Ein möglicherweise gravierenderer Nachteil wäre die Akkumulation von Fehlern bei der numerischen Summation langer Reihen. Es ist daher wichtig sicherzustellen, dass diese im Laufe der Prozessierung nicht zu signifikanten Abweichungen anwachsen. Entsprechenden Untersuchungen zeigen, dass die Abweichungen beim Prozessieren der Daten eines Tages vernachlässigbar sind, falls mit 64-Bit-Fließkommazahlen gerechnet wird. Nach spätestens einem Tag wird die Datennahme jedoch immer neu initialisiert. Diese Probleme spielen also keine Rolle.

Eine unverzerrte Abschätzung des Mittelwerts und der Standardabweichung ist offensichtlich von großer Bedeutung für die Berechnung von  $\Delta\mu$ . Angesichts vorkommender langsam ansteigender und abfallender Trends in den Daten entschied sich der Autor für ein sogenanntes *symmetrisches* Berechnungsverfahren. Abbildung 4.2 deutet dies an: Zur Berechnung eines Werte-Dupletts  $(\mu_i, \sigma_i)$ , mit dem der Beitrag einer gemessenen Rate  $r_i$  zum Signal  $\Delta\mu$  bestimmt wird, fließen ebenso viele Raten ein, die zeitlich *vor*  $r_i$  gemessen wurden, wie nachher.

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

Nur zu Beginn und am Ende des Prozessierens eines Datensatzes wird von dieser Methode (notwendigerweise) abgewichen. Zu Beginn eines Datensatzes werden die  $\mu_i$  und  $\sigma_i$  nur über Zeiten geschätzt, die nach den  $r_i$  gemessen wurden. Am Ende eines Datensatzes wird dann genau umgekehrt vorgegangen.

Ein Bereich um die Rate  $r_i$ , der mit 30 s deutlich größer als die erwartete SN-Signallänge gewählt ist, wird von der Berechnung ausgenommen - andernfalls würde eine recht nahe SN die Mittelwerte und Standardabweichungen möglicherweise so stark anheben, dass es zur Disqualifikation aller optischen Module käme. Der Qualifikationsprozess wird in Abschnitt 4.5 näher erläutert.

### 4.3. Dynamische Skalierung der Daten auf beliebige Zeitbasen

Es ist zunächst unklar, welche Zeitbasis  $\Delta t$  ideal ist, um die Raten  $r_i$  zu messen. Der optimale Wert wird vom Verlauf der Intensität  $I(t)$  mit der Zeit  $t$  des im Detektor deponierten SN-Signals abhängen. In der folgenden Abschätzung wird diese „Neutrino-Lichtkurve“ nach einer Supernova zum Zeitpunkt  $t_{\text{SN}}$  durch  $I(t - t_{\text{SN}}) = I_{\text{SN}} \cdot \exp^{-(t-t_{\text{SN}})/\tau}$  parametrisiert (siehe Abschnitt 1.3.1). Andererseits gilt für die Breite der Untergrundverteilung der registrierten Rauschpulse  $\sigma_{\Delta\mu} \propto \sqrt{\Delta t}$ . Für das Verhältnis von Signal  $\Delta\mu$  zu Untergrund  $\sigma_{\Delta\mu}$  in einem Messintervall folgt also

$$\frac{\Delta\mu}{\sigma_{\Delta\mu}} \propto \frac{\int_0^{\Delta t} dt e^{-\frac{t}{\tau}}}{\sqrt{\Delta t}} = \frac{\tau(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}})}{\sqrt{\Delta t}} \quad . \quad (4.15)$$

Man findet ein Extremum unter der (transzendenten) Bedingung

$$e^{\frac{\Delta t}{\tau}} = 1 + 2 \frac{\Delta t}{\tau} \quad . \quad (4.16)$$

$\Delta t = 0$  löst diese Gleichung, ist aber (verständlicherweise) ein Minimum der Sensitivität. Die zweite, sinnvolle Lösung für  $\Delta t$  kann durch numerische Methoden approximiert werden. Man findet  $\Delta t \approx 1.25643 \tau$ . Mit  $\tau \approx 3$  s erhält man so eine optimale Zeitbasis von  $\Delta t \approx 3.8$  s. Da die theoretischen Prognosen zur charakteristischen Zeit der Signalabnahme aber nicht besonders sicher sind, empfiehlt es sich, möglichst mehrere Analysen mit verschiedenen Werten für  $\Delta t$  simultan laufen zu lassen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Analysen der Daten der Jahre 2000 bis 2003 in den Zeitbasen  $\Delta t = \Delta t_0 = 500$  ms,  $\Delta t = 4$  s und  $\Delta t = 10$  s durchgeführt. Diese Zeitbasen entsprechen auch der Einstellung der drei gegenwärtig aktiven Echtzeit-Analysen am Südpol.

Da die Analyse äußerst effizient implementiert werden konnte, entschied sich der Autor für eine *dynamische Skalierung* auf die gewünschte Zeitbasis  $\Delta t$ . Das heißt: Zur Berechnung einer skalierten Rate  $r = \langle r \rangle_{\Delta t}$  wird eine Anzahl  $k = \Delta t / \Delta t_0$  von Raten gemittelt, die von der SDAQ in der Auflösung  $\Delta t_0 = 500$  ms zur Verfügung gestellt werden. Beim Übergang zum nächsten Zeitintervall der Auswertung wird das Zeitfenster der Länge  $\Delta t$  um  $\Delta t_0$  verschoben - nicht um  $\Delta t$ . Es werden also  $(k - 1)$  der in den letzten Wert  $r$  eingeflossenen Raten erneut

verwendet. So bleibt die Auflösung der Daten von  $\Delta t_0$  erhalten und es wird ausgeschlossen, dass sich das  $\sim 10$  s andauernde SN-Signal ungünstig über zwei Analyse-Zeitintervalle verteilen könnte. Der untere Teil von Abbildung 4.2 illustriert diese Vorgehensweise.

Die Zeitspannen zur Abschätzung der Erwartungswerte und Standardabweichungen der Raten der Module sind für alle Skalierungen gleich. Um für die in den Rechnungen eingehenden Raten statistische Unabhängigkeit zu gewährleisten, fließen statt  $n$  Ratenmessungen nur noch  $n/m$  skalierte Raten ein. Der Mittelwert  $\mu$  einer Rate bleibt unter dieser Operation invariant:

$$\mu' = \frac{1}{\frac{n}{m}} \sum_{j=1}^{\frac{n}{m}} \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m r_{m \cdot (j-1) + i} = \mu = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n r_j \quad . \quad (4.17)$$

Die Standardabweichung hingegen verändert sich. Da die skalierte Rate einen Mittelwert über  $m$  Einzelwerte darstellt, verkleinert sich die Breite ihrer Verteilung um den Faktor

$$\sqrt{g(m)} = \frac{1}{\sqrt{m}} \quad . \quad (4.18)$$

Gleichzeitig streut der Schätzwert für die Standardabweichung jedoch stärker. Die Bestimmung der Standardabweichungen  $\sigma_i$  (und eventuell höheren Momenten der Ratenverteilungen) muss also separat für alle Zeitbasen  $\Delta t$  erfolgen.

## 4.4. Korreliertes Rauschen und künstliche Totzeit

Alle bisherigen Betrachtungen gingen davon aus, dass das Rauschverhalten einzelner optischer Module keine Korrelationen zeigt. Leider ist dies in der Realität nicht der Fall. Korrelationen des Rauschens verschiedener Module (*Crosstalk*, Übersprecher) sind aus der Rekonstruktion von Myonspuren bekannt [119]. Der Netto-Beitrag zur Rauschrate ist aber relativ gering, und spielt im Rahmen dieser Analyse keine Rolle<sup>2</sup>.

Eine Ursache korrelierten Rauschens in individuellen Modulen ist die Ionisierung des Restgases im PMT durch die Elektronenlawine. Die ionisierten Atom- oder Molekülrümpfe driften viel langsamer als Elektronen. Erreichen sie nach  $\sim 7 \mu\text{s}$  die Kathode, so erzeugen sie einen „Nachpuls“. Dieses Phänomen kann in den AMANDA-II PMTs beobachtet werden, ist jedoch nicht die Hauptursache für das korrelierte Rauschen der Module [116]. Das dort messbare Nachpulsen wird hauptsächlich durch Betazerfälle von  $^{40}\text{K}$ -Kernen und weiteren Zerfällen von Kernen aus *U*- (Uran) und *Th*- (Thorium) Zerfallsreihen im Borosilikatglas der Modulhülle erzeugt. Die Elektronen aus den Kalium Zerfällen strahlen einerseits direktes Cherenkovlicht ab und erzeugen andererseits verzögertes Licht durch Szintillation im Glas [111] [110]. Die Korrelationszeit dieser Pulse beträgt  $\sim 100 \mu\text{s}$ .

Um das korrelierte Rauschen eines Moduls zu quantifizieren, wird die Abweichung vom erwarteten Verhalten parametrisiert. Für unkorreliertes, poissonverteiltes Rauschen erwartet

<sup>2</sup>Für die Rekonstruktion von Myonspuren sind diese Beiträge nicht vernachlässigbar. Oftmals wird durch sie eine aufwärts durch den Detektor laufende Teilchenspur favorisiert, obwohl es sich bei dem Ereignis um ein nach unten laufendes atmosphärisches Myon handelt.

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

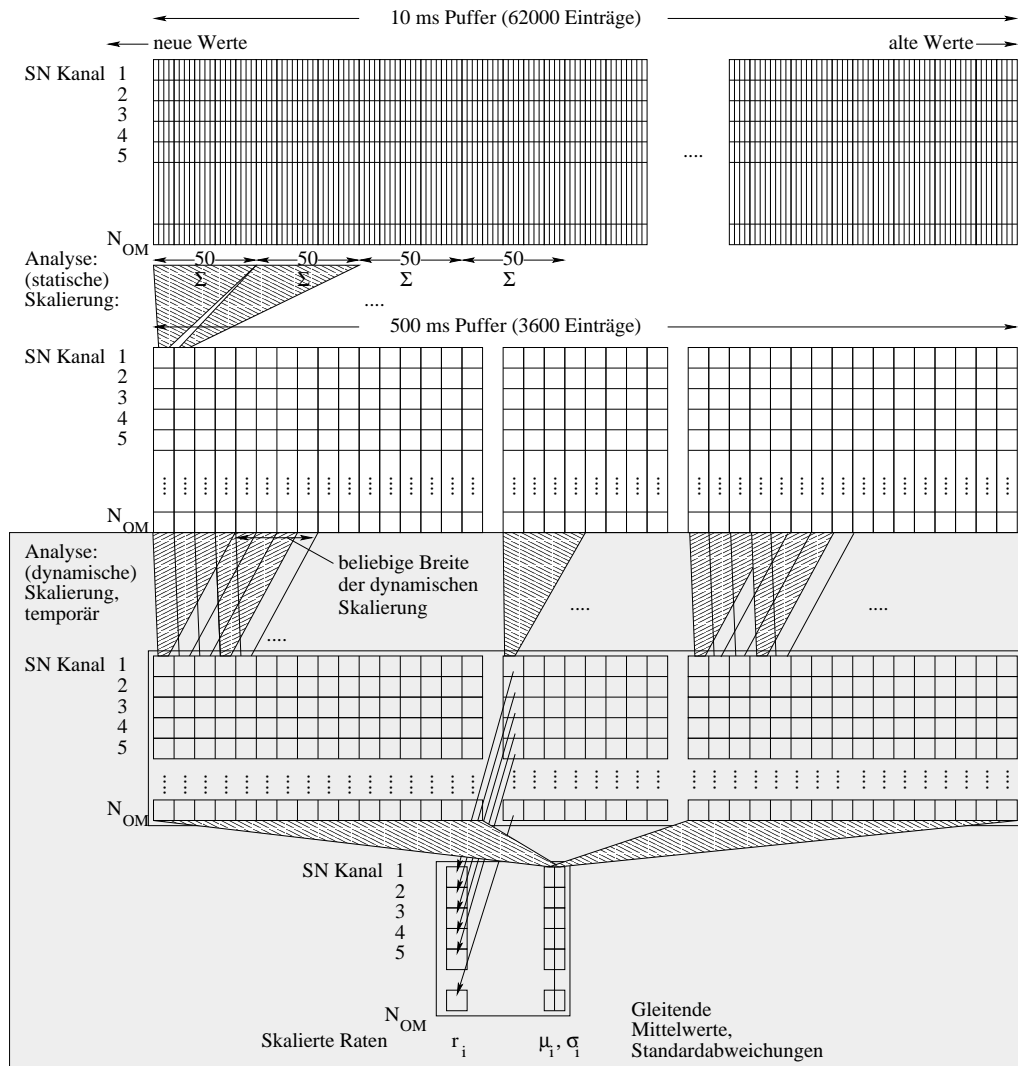


Abbildung 4.2.: Schematische Darstellung der Skalierungsprozesse in der Echtzeitanalyse. Der Bearbeitungsprozess der Skalierung auf 500 ms-Zeitintervalle geschieht, ebenso wie die deutlich kompliziertere statistische Analyse, im Rahmen der abstrakten Analyseklasse der SN-DAQ. Der untere Teil der Abbildung (umrahmt) zeigt die Arbeitsweise der Bestimmung der Eingangsgrößen für die in Abschnitt 4.1 diskutierte Analyse in schematischer Weise (Gleichungen 4.5 und 4.6).



#### 4.4. Korreliertes Rauschen und künstliche Totzeit

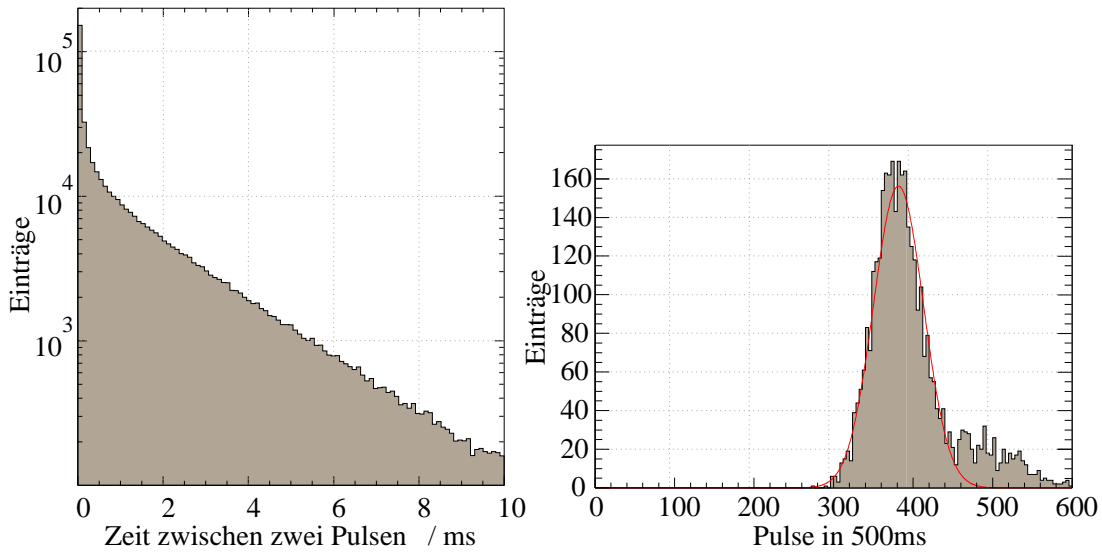


Abbildung 4.3.: Korreliertes Rauschen in den optischen Modulen von AMANDA-II  
 Im linken Bild ist die Verteilung der Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen gezeigt. Für poissonisches Rauschen erwartet man eine exponentielle Verteilung, die in logarithmischer Darstellung einer Gerade entspricht. Für Zeitdifferenzen über einer Millisekunde ist dies offenbar erfüllt, für kleinere Abstände findet man eine deutliche Überhöhung. Offenbar lösen einzelne Pulse weitere, direkt im Anschluss erfolgende Pulse aus. Dieses Verhalten ist repräsentativ für fast alle Module. Die Daten wurden im Jahr 2000 mit OM 471 ohne künstliche Totzeit genommen (siehe Text). Das rechte Bild zeigt das im Jahr 2000 in 500 ms Intervallen gemessene Rauschspektrum von OM 522. Offensichtlich ist die Rate nicht gaußverteilt.

man den Zusammenhang  $\sigma = \sqrt{\langle r \rangle_{\Delta t} / \Delta t}$ . Bei Quellen mit korreliertem Rauschen führt man den Verbreiterungsfaktor<sup>3</sup>  $f$  ein, der sich über

$$\sigma = f \cdot \sqrt{\frac{\langle r \rangle_{\Delta t}}{\Delta t}} \quad (4.19)$$

definiert. Er kann über  $\sigma$  und  $r$  gemessen werden.

Im Jahr 2000 waren Ursache und Zeitskala der Rauschpulse nicht bekannt. Dennoch speulierte man auf eine stärkere Korrelation von Rausch- als von Signalpulsen. In einer solchen Situation ist es hilfreich, innerhalb der VME-Zähler - wenn möglich - eine *künstliche Totzeit*  $\tau_{\text{tot}}$  zu applizieren. Das heißt: Ein Zähler ignoriert nach einem registrierten Puls für eine Zeitdauer  $\tau_{\text{tot}}$  alle weiteren eintreffenden Pulse. Die von der AMANDA Kollaboration eingesetzten SIS3808 Zählerkarten bieten diese Möglichkeit. Die Zähler werden dadurch nicht paralysiert - während eines Totzeitintervalls eintreffende Pulse lösen keine neue Totzeit aus. Die gewählte Totzeit hat großen Einfluß auf den Verbreiterungsfaktor, wie in Abbildung 4.4 zu erkennen ist.

<sup>3</sup>Dieser Faktor wird in manchen früheren Arbeiten *Fano-Faktor* genannt.

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

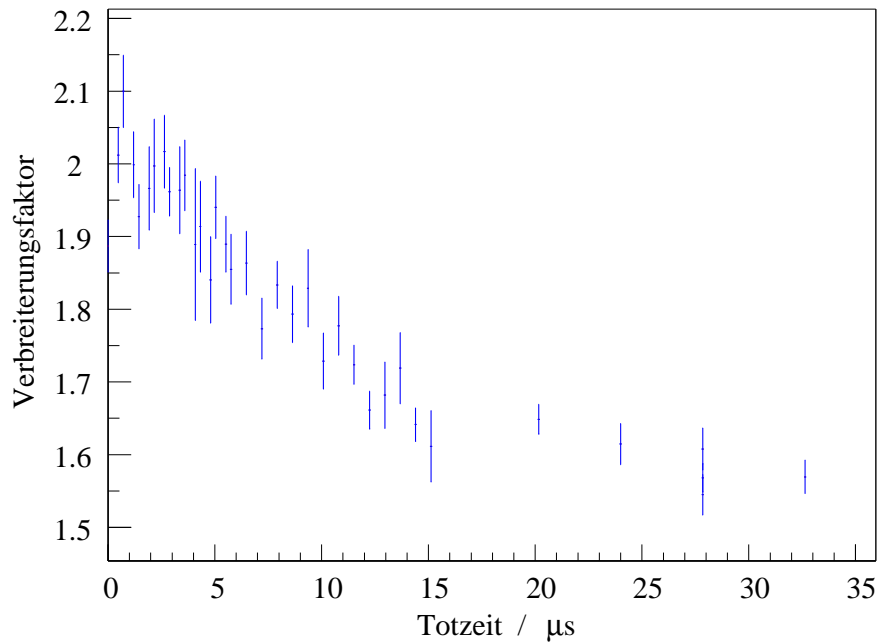


Abbildung 4.4.: Abhängigkeit des Verbreiterungsfaktors von der künstlichen Totzeit  
*Im Jahr 2000 wurden von M. Hellwig Detektordaten zu verschiedenen Totzeiten im gesamten möglichen Wertebereich der Zähler genommen. Die obere Abbildung zeigt die in OM 658 gemessenen Verbreiterungsfaktoren. Verbreiterungsfaktoren für noch größere Totzeiten finden sich im nächsten Abschnitt.*

Die Reduktion der nachgewiesenen Pulszahl eines unkorrelierten Signals  $n_{\text{sig}} = \langle r_{\text{sig}} \rangle_{\Delta t} \Delta t$  durch eine Totzeit  $\tau_{\text{tot}}$  kann leicht abgeschätzt werden. Für jeden registrierten Rausch- oder Signalpuls wird die Datennahme für ein Zeitfenster der Länge  $\tau_{\text{tot}}$  blockiert. Eine Totzeit von  $\tau \approx 25 \mu\text{s}$  bei einer mittleren Dunkelrausrate von  $\langle r \rangle \sim 1 \text{ kHz}$  würde die Datennahme pro Sekunde also für  $\sim 25 \text{ ms}$  blockieren. Es gingen dann  $\sim 2.5 \%$  der Signalpulse verloren. Gleichzeitig würde aber die Breite einer Verteilung mit  $f \approx 2$  um  $\sim 25 \%$  reduziert (vergleiche Abbildung 4.4). Das Verhältnis  $\frac{\Delta\mu}{\sigma_{\Delta\mu}}$  sollte sich mit einer solchen Totzeit also um etwa einen Faktor  $0.975/0.75 \approx 1.3$  verbessern. Dagegen würde eine beliebig lange Totzeit die Sensitivität natürlich auf Null absenken.

Nach diesen Überlegungen ist klar, dass es eine *optimale* Totzeit geben muß. Diese wird vom Grad und von der typischen Zeitskala des korrelierten Rauschens abhängen. Zusammen mit C. Weinheimer und N. Sidro Martin wurden für diese Arbeit Untersuchungen dazu angestellt [114] [116]. Deren Basis bildete eine Simulation mit einem Modell des Rauschens, das nach Daten von drei Modulen aus dem Jahr 2000 entwickelt wurde. Die drei Module wurden exemplarisch für je einen Modultyp ausgewählt: OM 14 für die B4-Generation, OM 211 für B10 und OM 471 für den B13- und den B19-Teil des Detektors. Es wurden verschiedene Annahmen zur Stärke der Korrelation von Signalpulsen studiert. Abbildung 4.5 zeigt den Verlauf der Signifikanz des Signals  $\Delta\mu/\sigma_{\Delta\mu}$  unter der Annahme von komplett unkorreliertem Signal

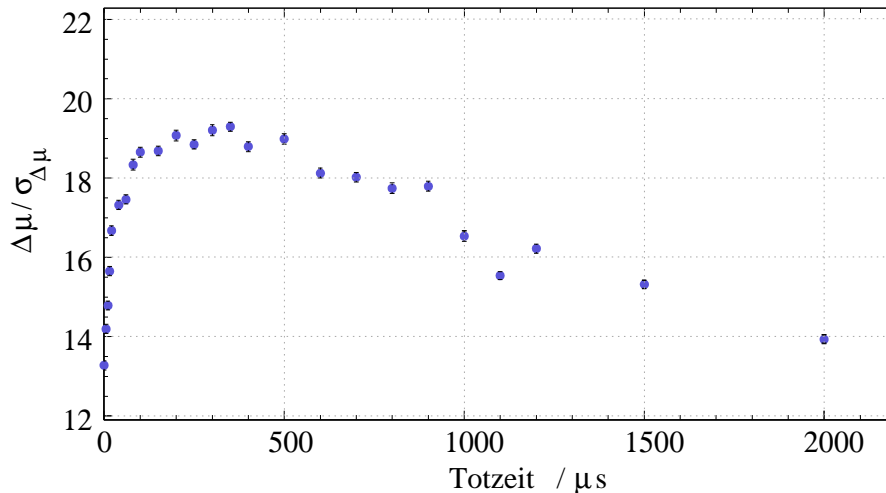


Abbildung 4.5.: Verhalten der Signalsignifikanz unter Variation der künstlichen Totzeit  
 Die eingezeichneten Punkte sind Mittelwerte vieler einzelner Nachweis-Signifikanzen, die über eine Simulation für eine typische Supernova im Zentrum der Galaxis bestimmt werden. Die Simulation erzeugt künstliches korreliertes Rauschen in den optischen Modulen und appliziert verschiedene Totzeiten. Die eingezeichneten Fehlerbalken sind die Fehler der Mittelwerte, nicht die Breiten der jeweiligen Signifikanzverteilungen. Der Verlauf gegen die Totzeit zeigt ein breites Maximum der Signifikanz für  $250 \mu\text{s} \lesssim \tau_{\text{tot}} \lesssim 600 \mu\text{s}$  (nach [114]).

gegen die eingestellte Totzeit [114]. Zwischen  $250 \mu\text{s} \lesssim \tau \lesssim 600 \mu\text{s}$  ist ein breites Maximum erkennbar.

## 4.5. Qualifikation optischer Module in Echtzeit

Die Gültigkeit der Formeln aus Abschnitt 4.1 ist auf Fälle beschränkt, in denen die Raten  $r_i$  gaußverteilt sind. Dies ist nicht für alle optischen Module zu allen Zeiten der Fall - auch dann, wenn das korrelierte Rauschen durch die künstliche Totzeit stark reduziert wird. Da sich plötzliche Ratenschwankungen, Sprünge oder das unvermittelte Ausfallen eines Moduls nicht vorhersagen lassen, mussten einfache, schnell zu berechnende Stabilitätskriterien entwickelt werden. Auf dieser Basis werden seither einzelne Module zur Analyse in Echtzeit qualifiziert oder disqualifiziert.

Für die Analyse nach den Formeln 4.5 und 4.6 werden permanent die Erwartungswerte und Standardabweichungen der skalierten Raten abgeschätzt. Wie Abschnitt 4.2 ausführt, geschieht dies über eine auf Geschwindigkeit optimierte Methode. Da zusätzliche Rechenzeit nur begrenzt zur Verfügung steht, sollte die Qualifikation möglichst auf Variablen basieren, die über die Summen aus Gleichung 4.14 berechnet werden können. Außer Mittelwert und Varianz kommen Verbreiterungsfaktor, Schiefe und Kurtosis in Frage [130]. Einige Beispiele für ein Verhalten optischer Module, das zur (temporären) Disqualifikation führen sollte, zeigt

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

Abbildung 4.6.

##### 4.5.1. Die mittlere Rate als Qualitätsparameter

Die optischen Module in AMANDA-II arbeiteten in den Jahren 2000 und 2001 je nach Generation bei  $r \sim 300$  Hz (B4),  $r \sim 1.2$  kHz (B10, B13) und  $r \sim 800$  Hz (B19). Im Jahr 2002 nahmen diese Raten wegen der signifikant höher gewählten künstlichen Totzeit leicht ab. Im Jahr 2003 stiegen die Raten aus unbekanntem Gründen wieder<sup>4</sup>. Module mit Raten, die sich stark von den als „normal“ bekannten Werten unterscheiden, sind entweder falsch justiert oder beschädigt.

Betrachtet man zum Beispiel SNDAQ Kanal 71 (OM 40) in Abbildung 4.6, so zeigt sich die Gefahr durch Module mit unphysikalisch kleinen Raten. Die Abweichungen der Raten vom Mittelwert haben wegen der sehr kleinen Standardabweichung nach Gleichung 4.5 einen

<sup>4</sup>Es gab in der Saison 2002/2003 zahlreiche Veränderungen und Erneuerungen an der Elektronik des Detektors.

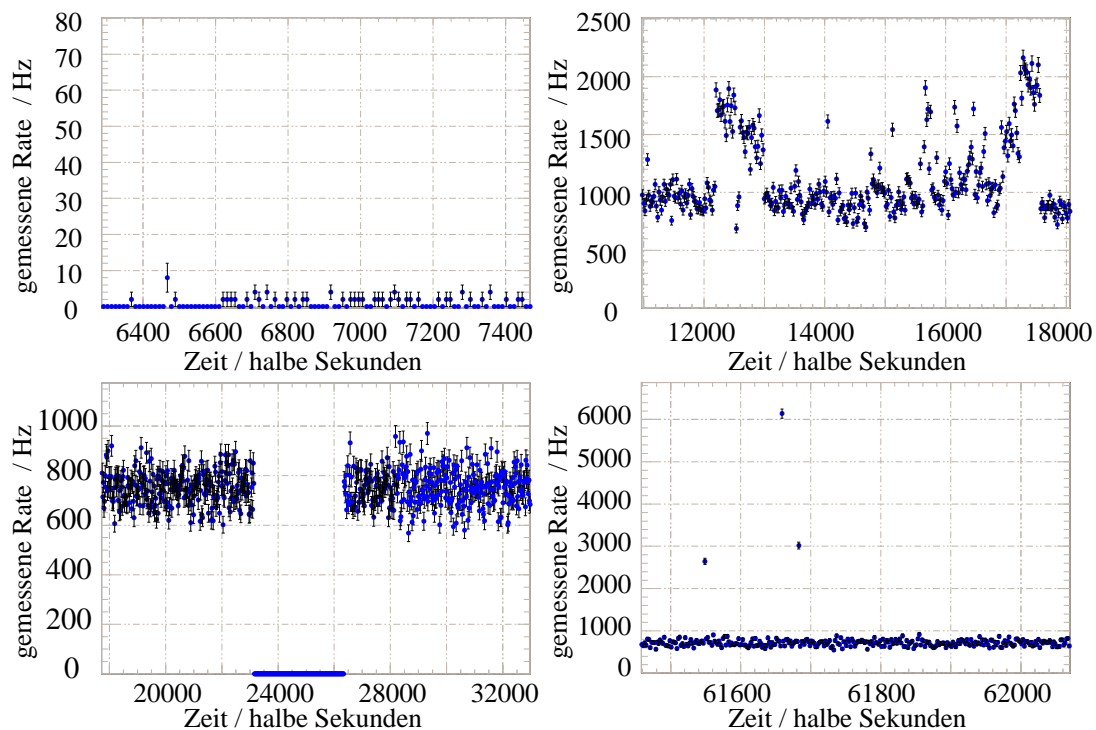


Abbildung 4.6.: Beispiele für typisches disqualifizierendes Fehlverhalten optischer Module. Die Abbildung zeigt exemplarische Fälle von Fehlverhalten in den SNDAQ Kanälen 71 (links oben), 318 (rechts oben), 382 (links unten) und 331 (rechts unten). Die Kanäle entsprechen den optischen Modulen mit den Nummern 40, 443, 527 und 456. Der Datensatz stammt vom 1. März 2000. Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen  $\sqrt{\langle r \rangle} / \Delta t$ , nicht den tatsächlichen Verteilungsbreiten. Im Text wird genauer auf das Fehlverhalten der Module eingegangen.

#### 4.5. Qualifikation optischer Module in Echtzeit

großen Einfluss auf  $\Delta\mu$ . Andere Module zeigen instabiles Rauschen mit plötzlichen Sprüngen auf ein Vielfaches der vorherigen Rate, erscheinen aber ansonsten „normal“. Hohe Raten bedeuten auch hohe Varianzen ( $\sigma^2 \propto \mu$ ), so dass das Gewicht ( $1/\sigma^2$ ) zur Berechnung von  $\Delta\mu$  für solche Kanäle sehr klein ist. Man verliert also nur ein geringes Maß an Sensitivität, wenn in der Analyse auf solche Module verzichtet wird. Es macht damit auf jeden Fall Sinn, im Rahmen der Qualifikation eine untere und eine obere Schrankenbedingung für die mittlere Rate zu setzen.

Die erste Qualitätsforderung an die beitragenden optischen Module mit mittlerer Rate  $\langle r \rangle$  lautet entsprechend

$$r_{Q\min} \leq \langle r \rangle \leq r_{Q\max} \quad . \quad (4.20)$$

Um diese (und die späteren) Qualifikationsparameter festzulegen, wurden etwa 10 % der vorhandenen Datensätze des Supernova Systems aus den Jahren 2000 bis 2003 zufällig selektiert. Aus jedem Jahr wurden  $\sim 3 \cdot 10^5$  unabhängige Ratenverteilungen zusammengestellt, aus je 4000 einzelnen, mit einer Zeitbasis von  $\Delta t_0 = 500$  ms gemessenen Raten. Diese Daten werden im folgenden als *Qualifikationsdatensatz* bezeichnet. Abbildung 4.7 zeigt die Verteilung der daraus gemessenen mittleren Raten exemplarisch für das Jahr 2000. In Anhang A finden sich die entsprechenden Verteilungen für die übrigen Jahre. Abbildung 4.7 zeigt außerdem deutliche Korrelationen zwischen der mittleren Rate und den Nummern - beziehungsweise den Detektorgenerationen - der optischen Module in AMANDA-II. Die Raten der Module aus den verschiedenen Generationen sind normalerweise in spezifischen Bändern verteilt. Entsprechend müssen  $r_{Q\min}$  und  $r_{Q\max}$  in Abhängigkeit des Modul-Typs gesetzt werden. Tabelle 4.1 gibt alle gewählten Werte wieder und zeigt die jeweiligen Anteile disqualifizierter Ratenverteilungen des Qualifikationsdatensatzes.

Wie bereits in Abschnitt 4.3 erwähnt wurde, ist die mittlere Rate - im Gegensatz zu den höheren Momenten der Verteilung - unabhängig von der gewählten Zeitbasis der Analyse.

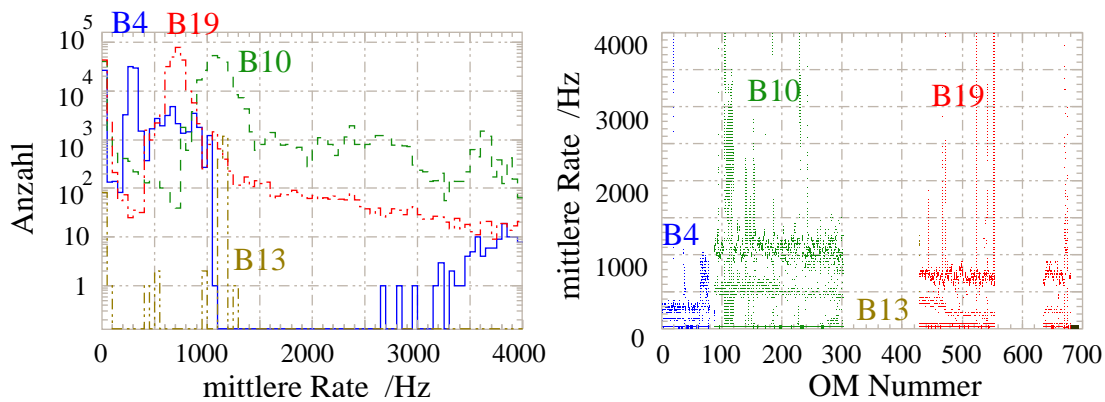


Abbildung 4.7.: Verteilung der mittleren Rate in den SN Daten des Jahres 2000  
 Die Abbildung links zeigt die Verteilung der mittleren Rate für die Daten von 2000. Rechts sind die mittleren Raten über der Nummer der AMANDA-II Module aufgetragen.

### 4.5.2. Der Verbreiterungsfaktor als Qualitätsparameter

Die Schnitte auf die Rate lösen nicht die Probleme kurzer „Aussetzer“ von einzelnen Modulen oder einem sprunghaften Ansteigen der Raten<sup>5</sup>. Beispiele für solches (transientes) Verhalten liefert Abbildung 4.6 mit den SNDAQ Kanälen 331 (OM 456) und 382 (OM 527). Auch das für Kanal 318 (OM 443) gezeigte Verhalten kann bei einem ansonsten stabil arbeitenden Modul kurzzeitig auftreten.

Um die „Gaußartigkeit“ des Rauschens optischer Module zu quantifizieren wurden automatische Anpassungen von Glockenkurven (wie Gleichung 4.2) an die Verteilungen von je 4000 Raten des Qualifikationsdatensatzes durchgeführt - im Rahmen der einer zu diesem Zweck geschaffenen Spezialisierung der abstrakten SNDAQ Analyseklasse (vergleiche Abschnitt 3.9). Die Histogramme werden mit einer Auflösung (*Binbreite*) von 4 Hz und einem

<sup>5</sup>Es wird beobachtet, dass zum Beispiel während Stürmen am Südpol einzelne Raten stark ansteigen können. Möglicherweise verändern sich die Kapazitäten der Kabel durch mechanische Spannungen an der Oberfläche.

Zeitbasis $\Delta t = 500$ ms				
Jahr	OM Generation.	$r_{Qmin}$	$r_{Qmax}$	Disqual. Anteil
2000	B4	200	500	$44.0 \pm 0.2\%$
	B10	700	1500	$21.62 \pm 0.08\%$
	B19	500	1000	$20.44 \pm 0.08\%$
	AMA-II	-	-	$24.89 \pm 0.06\%$
2001	B4	200	500	$25.2 \pm 0.1\%$
	B10	700	1500	$13.13 \pm 0.07\%$
	B19	500	1000	$22.82 \pm 0.09\%$
	AMA-II	-	-	$18.94 \pm 0.05\%$
2002	B4	150	400	$21.02 \pm 0.07\%$
	B10	500	900	$11.94 \pm 0.03\%$
	B19	350	700	$13.03 \pm 0.04\%$
	AMA-II	-	-	$14.08 \pm 0.02\%$
2003	B4	150	500	$24.4 \pm 0.1\%$
	B10	1000	1600	$9.38 \pm 0.04\%$
	B13	1000	1500	$67.0 \pm 0.01\%$
	B19	600	1000	$29.58 \pm 0.07\%$
	AMA-II	-	-	$28.11 \pm 0.04\%$

Tabelle 4.1.: Qualifikationsbedingungen an die mittlere Rate

Man beachte, dass ab 2003 zusätzliche Kanäle an die SNDAQ angeschlossen wurden (B13). Diese zeichnen sich durch auffallend geringe Stabilität aus. Die Anteile der disqualifizierten Spektren mögen vielleicht recht hoch erscheinen, jedoch entsprechen die verworfenen Ratenverteilungen meistens entweder toten Kanälen oder weisen so hohe Raten auf, dass sie ohnehin nur wenig Gewicht in der Analyse hätten.

#### 4.5. Qualifikation optischer Module in Echtzeit

Wertebereich von 0 bis 4 kHz erzeugt. Die Glockenkurve wird dann vom ersten Eintrag über Null bis zum letzten Eintrag über Null angepasst. Kleinere Wertebereiche führen zu besseren Anpassungen, allerdings spiegelt der zugehörige  $\chi_{\text{red}}^2$ -Wert dann nicht mehr die „Gaußartigkeit“ der gesamten Verteilung wieder. Die Anpassungen sind äußerst langsam. In Echtzeit sind sie nicht durchführbar. Als für die Echtzeitanalyse geeignete Qualifikationsobservable wurde deshalb der Verbreiterungsfaktor  $f$  aus Abschnitt 4.4 auf Korrelationen mit der Qualität der entsprechenden Anpassung untersucht.

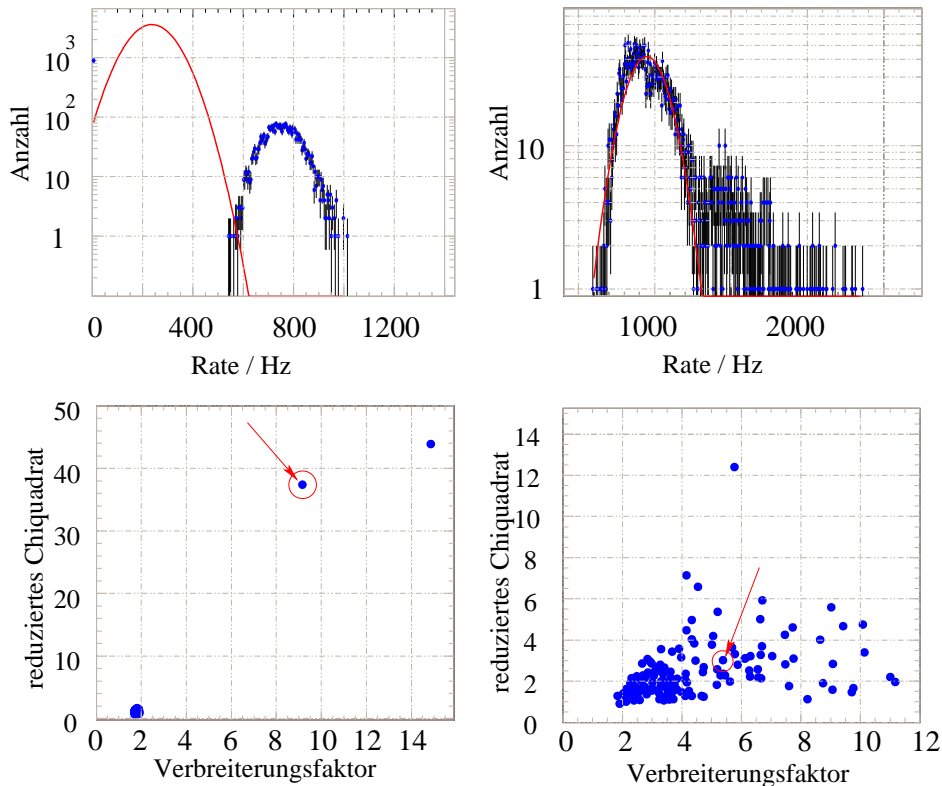


Abbildung 4.8.: Zusammenhang zwischen dem Verbreiterungsfaktor und dem Chiquadrat-Wert der Anpassung einer Gaußkurve für zwei typische Arten von Fehlverhalten

Die oberen Abbildungen zeigen exemplarisch jeweils eine mit SNDAQ Kanal 318 (links, OM 443) und eine mit Kanal 382 (rechts, OM 527) aufgenommene Ratenverteilung. An beide Verteilungen wurde versucht, eine Gaußkurve anzupassen - offensichtlich ohne Erfolg. Aus vielen solcher (nicht gezeigten) Rauschspektren mit teils mehr, teils weniger erfolgreichen Anpassungen von Gaußkurven wurden die beiden unteren Bilder erzeugt. Die hervorgehobenen Punkte wurden aus den beiden obigen Verteilungen gewonnen. Während sich Kanal 318 als meist ungeeignet für die SN-Analyse erweist, scheint Kanal 382 - außer während seines temporären Ausfalls - prinzipiell in Ordnung zu sein.

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

Zeitbasis $\Delta t = 500$ ms				
Jahr	OM-Generation	$f_{Q\min}$	$f_{Q\max}$	Disqual. Anteil
2000	B4	1.0	1.8	$0.26 \pm 0.02$ %
	B10	1.0	2.0	$0.33 \pm 0.01$ %
	B19	1.0	2.1	$0.63 \pm 0.02$ %
	AMANDA-II	-	-	$0.44 \pm 0.01$ %
2001	B4	1.0	1.9	$0.25 \pm 0.02$ %
	B10	1.0	2.1	$0.28 \pm 0.01$ %
	B19	1.0	2.2	$0.71 \pm 0.02$ %
	AMANDA-II	-	-	$0.43 \pm 0.01$ %
2002	B4	0.7	1.5	$0.095 \pm 0.009$ %
	B10	0.7	1.4	$0.121 \pm 0.006$ %
	B19	0.7	1.5	$0.53 \pm 0.01$ %
	AMANDA-II	-	-	$0.270 \pm 0.006$ %
2003	B4	1.0	2.0	$0.019 \pm 0.005$ %
	B10	1.0	2.3	$0.025 \pm 0.004$ %
	B13	1.0	2.3	$0.16 \pm 0.02$ %
	B19	1.0	2.3	$1.01 \pm 0.03$ %
	AMANDA-II	-	-	$0.373 \pm 0.009$ %

Tabelle 4.2.: Qualifikationsanforderungen an den Verbreiterungsfaktor in der Analyse mit der Zeitbasis  $\Delta t_0 = 500$  ms für die Jahre 2000 bis 2003

Betrachtet man das Rauschen der SNDAQ Kanäle 318 und 382 aus Abbildung 4.6, so ist der Verbreiterungsfaktor ein ähnlich guter Indikator für disqualifizierendes Verhalten wie der Wert des reduzierten Chi-Quadrat der Anpassung der Gaußkurve. Der temporäre Abfall der Rate von Kanal 381 auf Null manifestiert sich im vollkommenen Fehlschlagen der Anpassung und einem sehr hohen  $\chi_{\text{red}}^2$  Wert. Wegen der großen Differenz zwischen dem vorherigen Mittelwert und den nach dem Ausfall des Moduls bei Null liegenden Raten vergrößert sich auch der Verbreiterungsfaktor. Für Kanal 382 funktioniert die Anpassung prinzipiell, ist jedoch kein funktionierendes Modell der Verteilung, wie Abbildung 4.8 illustriert.

Mit

$$f_{Q\min} \leq f \leq f_{Q\max} \quad (4.21)$$

als zweitem Qualitätskriterium werden solche Module effizient ausgeschlossen. Durch diese Bedingung werden auch einige Module mit gaußförmig verteilten Raten disqualifiziert, die prinzipiell für die Analyse geeignet wären. Ein hoher Verbreiterungsfaktor bedeutet jedoch zwingend, dass das Modul nur ein geringes Gewicht zur Berechnung der kollektiven Abweichung hat. Entsprechend ist der Verlust solcher Module nicht sehr bedeutend. Abbildung 4.10 zeigt die Verteilung des Verbreiterungsfaktors für statistisch unabhängige Stichproben aus  $\sim 10$  % der Daten des Jahres 2000. Tabelle 4.2 enthält die genauen Qualifikationsbedingungen und die Anteile der so disqualifizierten Verbreiterungsspektren. Diese beziehen sich auf



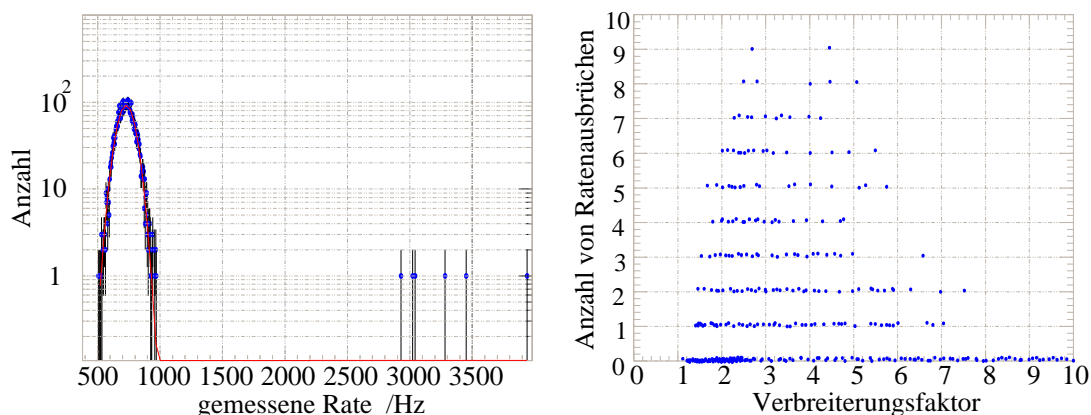


Abbildung 4.9.: Zusammenhang zwischen Verbreiterungsfaktor und der Anzahl einzelner Ausbrüche der Rate zu hohen Werten

Die Abbildung links zeigt ein Histogramm der in Kanal 331 (OM 456) gemessenen Rate. Diese zeigt einzelne, extreme Ausbrüche. Im selben Bild ist die angepasste Glockenkurve gezeigt. Zwischen der Qualität dieser Anpassung ( $\chi_{\text{red}}^2$ , nicht im Bild) und der Anzahl von Ratenausbrüchen besteht kein erkennbarer Zusammenhang. Das rechte Bild zeigt einen immerhin schwachen Zusammenhang des Verbreiterungsfaktors mit der Anzahl der Ausbrüche. Der Verbreiterungsfaktor ist jedoch keine geeignete Variable, um solche Verteilungen zu disqualifizieren (vergleiche Abbildung 4.10).

die nach den Schnitten in Bedingung 4.20 verbliebene Anzahl von Verteilungen.

Für die Zeitbasen  $\Delta t > \Delta t_0$  verändert sich der gemessene Verbreiterungsfaktor. Die entsprechenden Verteilungen sind zusammen mit den Verteilungen für die Jahre 2001 bis 2003 in Anhang A zu finden.

### 4.5.3. Die Schiefe als Qualitätsparameter

Unter den nach Qualitätsbedingungen 4.20 und 4.21 noch zur Analyse beitragenden Modulen existiert eine weitere Klasse mit schlechten Eigenschaften für die SN-Detektion. Abbildung 4.6 illustriert diesen Typ am Beispiel von SNAQ Kanal 331 (OM 456). Für die SN-Detektion sind Module mit solchen kurzen Ausbrüchen natürlich unerwünscht.

Abbildung 4.9 zeigt links eine Ratenverteilung mit sechs starken Ausbrüchen zu hohen Raten. Der korrespondierende Verbreiterungsfaktor beträgt  $f \approx 3.2$ , der Wert des reduzierten Chiquadrats der Anpassung liegt bei  $\chi_{\text{red}}^2 \approx 1.0$ . Die Anpassung einer Glockenkurve mit den Spektren dieser Module funktioniert bestens, da die Abweichungen der Einträge für hohe Raten für die Berechnung des  $\chi_{\text{red}}^2$  kaum eine Rolle spielen. Entsprechende Verteilungen sind darüber also nicht zu identifizieren. Um solche Spektren zu selektieren, wurde deshalb die Anzahl  $n_{\text{high}}$  gemessener Ratenausbrüche oberhalb eines  $10\sigma$ -Bandes um den Mittelwert der Verteilung gezählt (Abbildung 4.9). Wie bereits das reduzierte Chiquadrat der Anpassung der Gaußkurve ist auch diese Größe für die Echtzeitanalyse kein geeigneter Parameter. Das rechte Bild in Abbildung 4.9 zeigt, dass der Verbreiterungsfaktor ebenso ungeeignet ist, um

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

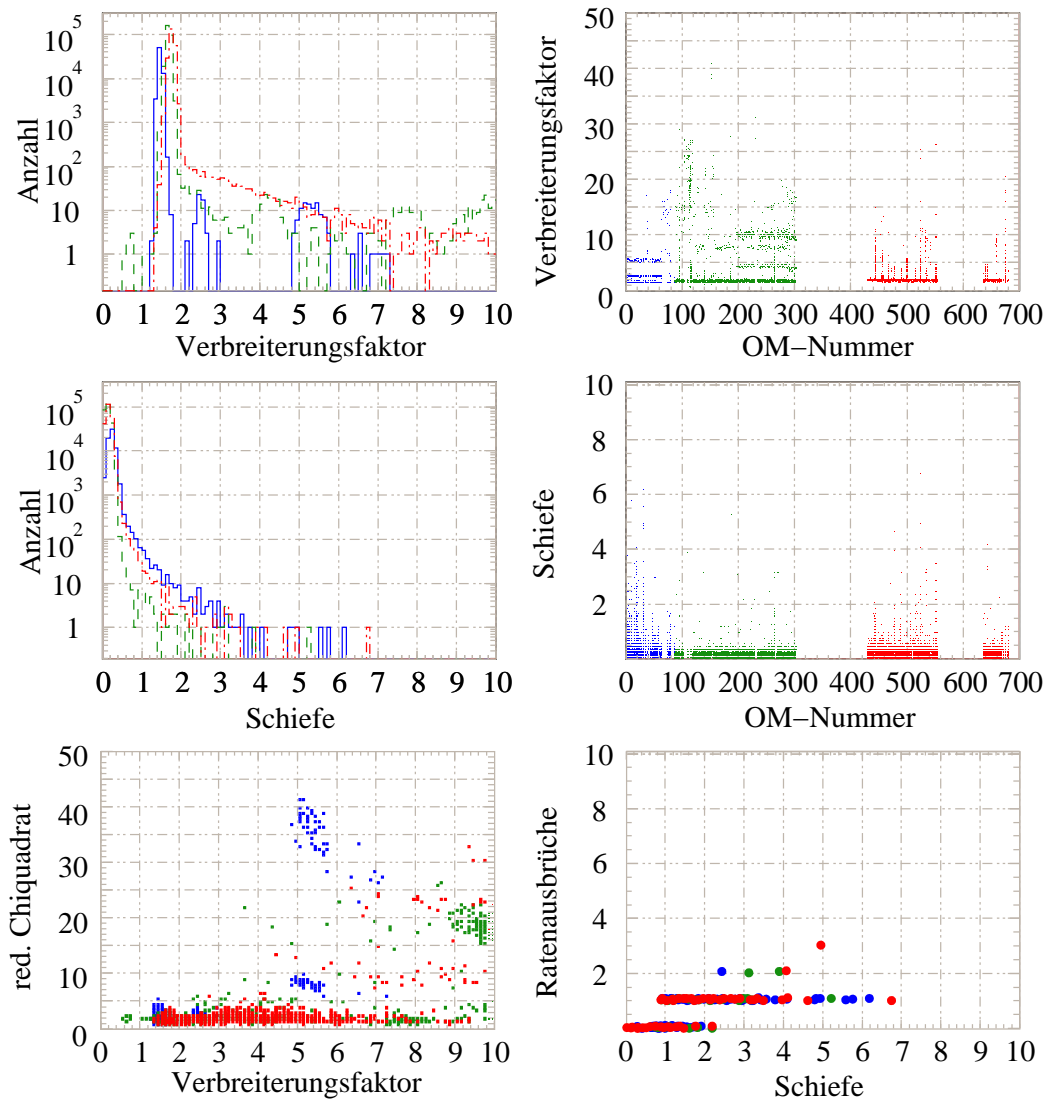


Abbildung 4.10.: Verteilung des Verbreiterungsfaktors und der Schiefe in den Daten des Jahres 2000

Die oberen beiden Abbildungen zeigen die Verteilung des Verbreiterungsfaktors in den Daten des Jahres 2000. Die beiden mittleren Abbildungen zeigen entsprechende Bilder für die Schiefe. Die untere, linke Bild zeigt die Korrelation des Verbreiterungsfaktors mit der Qualität der Anpassung einer Glockenkurve an die Ratenverteilung. Im unteren rechten Bild ist der Zusammenhang zwischen der Schiefe und der Anzahl von Ratenausbrüchen dargestellt. Die Einträge in den Graphen zum Verbreiterungsfaktor erfüllen alle die Qualitätsbedingung 4.20. Die Einträge in den Graphen zur Schiefe erfüllen zusätzlich die Bedingung 4.21.

#### 4.5. Qualifikation optischer Module in Echtzeit

Module mit solchem Verhalten in Echtzeit zu disqualifizieren. Die Schnitte in Tabelle 4.2 disqualifizieren - vor allem für die Jahre 2000 und 2001 - nur einen Bruchteil der Verteilungen mit einer hohen Anzahl von Ausbrüchen.

Eine „schnelle“ Alternative, einzelne Ratenausbrüche zu erkennen, bietet die Schiefe (*Skewness*), das dritte Moment der Verteilung

$$s = \frac{1}{n \sigma^3} \sum_{j=1}^n (r_j - \mu)^3 = \frac{1}{\sigma^3} (\langle r^3 \rangle - 3 \mu \langle r^2 \rangle + 2 \mu^3) \quad . \quad (4.22)$$

Abweichungen vom Mittelwert werden um eine Potenz stärker gewichtet als beim Verbreiterungsfaktor. Abbildung 4.10 zeigt im unteren rechten Bild den Zusammenhang zwischen  $n_{\text{high}}$  und dem Betrag der Schiefe  $|s|$ . Wie im Falle des Verbreiterungsfaktors befinden sich die Abbildungen für Zeitbasen  $\Delta t > \Delta t_0$  in Anhang A.

Als drittes Qualitätskriterium fordert die Analyse in Echtzeit daher

$$|s| \leq s_{\text{Qmax}} \quad . \quad (4.23)$$

Tabelle 4.3 gibt die applizierten Werte von  $s_{\text{Qmax}}$  gemeinsam mit den Anteilen der dadurch disqualifizierten Spektren wieder.

Jahr	OM-Generation	$s_{\text{Qmax}}$	Disqualifikationsrate
2000	B4	0.8	$0.64 \pm 0.03 \%$
	B10	0.7	$0.017 \pm 0.002 \%$
	B19	0.6	$0.196 \pm 0.009 \%$
	AMANDA-II	-	$0.161 \pm 0.005 \%$
2001	B4	0.8	$0.63 \pm 0.03 \%$
	B10	0.7	$0.019 \pm 0.002 \%$
	B19	0.6	$0.30 \pm 0.01 \%$
	AMANDA-II	-	$0.213 \pm 0.006 \%$
2002	B4	0.5	$0.12 \pm 0.01 \%$
	B10	0.5	$0.009 \pm 0.002 \%$
	B19	0.4	$0.129 \pm 0.007 \%$
	AMANDA-II	-	$0.071 \pm 0.003 \%$
2003	B4	0.8	$0.92 \pm 0.04 \%$
	B10	0.5	$0.025 \pm 0.004 \%$
	B13	0.6	$0.05 \pm 0.01 \%$
	B19	0.7	$0.19 \pm 0.01 \%$
	AMANDA-II	-	$0.215 \pm 0.007 \%$

Tabelle 4.3.: Qualifikationsanforderungen an die Schiefe

## 4.6. Erste Resultate der Analyse

Die Gesamtmenge der Daten aus den Jahren 2000 bis 2003 bewegt sich in der Größenordnung von 200 GB. Diese Datenmenge lässt sich seit kurzem auf einer einzelnen Festplatte handhaben. Mit einem  $\sim 1.0$  GHz-Prozessor nimmt das Prozessieren der Daten eines Jahres etwa zwei Tage in Anspruch. Für die Dekompression<sup>6</sup> und die Umwandlung der Daten in ein ROOT-basiertes Format wird ein weiterer Tag benötigt. Die letzteren beiden Schritte sind ab dem Jahr 2003 nicht mehr notwendig.

Vor der Berechnung der Signifikanz

$$\hat{\mu} = \Delta\mu / \sigma_{\Delta\mu} \quad (4.24)$$

einer kollektiven Ratenabweichung zu einem Zeitintervall  $\Delta t$  (Gleichungen 4.5 und 4.6) werden die Qualifikationsbedingungen überprüft (Tabellen 4.1-4.3 und Anhang A, Tabellen A.1 bis A.4). Module, deren Ratenverteilungen die dort aufgeführten Bedingungen nicht erfüllen, tragen nicht zur Berechnung bei. Vor der Berechnung wird außerdem verlangt, dass die Anzahl qualifizierter optischer Module  $n_q$  der Bedingung

$$n_q \geq 80 \quad (4.25)$$

genügt. Zuletzt wird nach der Berechnung eine Wahrscheinlichkeit des nach Formel 4.4 gemessenen Chiquadrat-Werts von

$$p(\chi^2) \geq 0.001 \quad (4.26)$$

gefordert. Sind diese Bedingungen nicht erfüllt, so werden die Daten des Intervalls  $\Delta t$  verworfen. Das Zeitfenster wird dann um  $\Delta t_0$  verschoben und der Analyseprozess für das neue Intervall beginnt.

Brauchbare Daten wurden überwiegend in den antarktischen Wintermonaten genommen. Im Sommer finden immer Wartungs- und Umbauarbeiten am Detektor statt. Während die „normale“ Datennahme bei AMANDA üblicherweise während störender Arbeiten deaktiviert wird, schreibt die SNDAQ in solchen Fällen oft einfach weiter (meist pathologische) Daten. Es existieren beispielsweise Datensätze, bei denen die PMT-Spannungen abgeschaltet waren. Die Werte der Zählraten liegen dann nur knapp über Null<sup>7</sup>. Andere Daten wurden mit eingeschalteten Kalibrationslichtquellen genommen. Im Augenblick des Einschaltens kommt es dann typischerweise zu einem kollektiven Ratenanstieg hoher Signifikanz. Im Sommer geschieht es auch häufiger, dass Wartungsarbeiten am Elektrizitätsnetz der Südpolstation zu kollektiven Veränderungen der Rauschraten führen.

Der Vorteil dieser Praxis der ständig laufenden Datennahme liegt in der Maximierung der Lebenszeit des Detektors. Im Fall einer Supernova während einer Wartungsperiode mit unphysikalischen Analyseergebnissen besteht so die Hoffnung, nachträglich in wenigstens einem Teil des Detektors sinnvolle Daten vorzufinden. Diese könnten dann separat analysiert

---

<sup>6</sup>Das verwendete Kompressions- und Dekompressionsprogramm `gzip` basiert auf einer Kombination des LZ77-Verfahrens und der Huffman-Kodierung.

<sup>7</sup>Auch ohne eingeschaltete Hochspannung liefern die optischen Module elektronisches Rauschen in der Größenordnung einiger Hz.

werden. Da diese „Reinigung“ der Datensätze aus den Wartungsperioden aber mit erheblichem Aufwand verbunden wäre, lohnt sich dieses Vorgehen für die hier vorgestellte Analyse nicht.

Um unphysikalische Effekte mit hoher Signifikanz  $\hat{\mu}$  während Wartungsarbeiten am Detektor effizient auszuschließen, wurden die ausgewerteten Datensätze durch eine Bedingung an die Zahl des Tages  $d_a$  (beginnend mit 0 am ersten Januar) im Jahr  $a$  weiter beschnitten. Datensätze mit Zeiten, die nicht

$$44 \leq d_{2000} \leq 250, \quad 49 \leq d_{2001} \leq 300, \quad 50 \leq d_{2002} \leq 300 \quad \text{und} \quad 112 \leq d_{2003} \leq 300 \quad (4.27)$$

erfüllten, wurden verworfen. Im Jahr 2001 entspricht das beispielsweise einer Beschränkung auf die Zeitspannen vom 14. Februar bis zum 28. Oktober.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden noch weitere Daten verworfen. Die SNDAQ der Jahre 2000-2003 wies einen Fehler auf: Jeder neunhundertste Eintrag der auf  $\Delta t_0 = 500$  ms skalierten Daten konnte beliebige Werte enthalten<sup>8</sup>. Diese Daten wurde bereits beim Füllen des Datenpuffers, also vor der eigentlichen Analyse, verworfen.

Das erste interessante Ergebnis der Analyse ist die Anzahl nicht überlappender Messintervalle, zu denen die Bedingungen 4.25, 4.26 und 4.27 erfüllt waren. Multipliziert mit der Intervalllänge, liefert sie die Gesamtlebenszeit des Detektors. Um die Verteilung der Messzeit über die Jahre grafisch darzustellen, wird in Abbildung 4.11 die zur jedem Messintervall  $\Delta t$  gehörende Tageszahl  $d_a$  aus Bedingung 4.27 histogrammiert. Pro Tag erwartet man für jede Analyse eine konstante Zahl von Einträgen. Auf einer Zeitbasis von  $\Delta t = \Delta t_0 = 500$  ms sollten zum Beispiel für jede Sekunde zwei Meßintervalle vorliegen, also  $2 \frac{1}{s} \cdot 24 \text{ h} \cdot 60 \frac{\text{min}}{\text{h}} \cdot 60 \frac{\text{s}}{\text{min}} = 1.728 \cdot 10^5$  Einträge pro Tag. Für größere Zeitbasen  $\Delta t$  reduziert sich die Zahl *statistisch unabhängiger* Einträge - also Ergebnissen, die auf nicht überlappenden Zeitfenstern  $\Delta t$  basieren - um den Faktor  $\Delta t_0/\Delta t$ . Alle Darstellungen in diesem Kapitel zeigen die Verteilungen für  $\Delta t = \Delta t_0 = 500$  ms in schwarz. Solche, die sich auf die Analyse mit  $\Delta t = 4$  s beziehen, sind blau eingefärbt, während die Ergebnisse der Analyse mit  $\Delta t = 10$  s immer in grün dargestellt werden.

Um die Mitte des Jahres 2000 wurden Netzteil und Bussystem des VME Crates der SNDAQ beschädigt - vermutlich durch eine Instabilität des Elektrizitätsnetzes der Station. Das System konnte während des Winters nicht mehr in Betrieb genommen werden. Hier zeigt sich die Problematik eines abgelegenen Experiments, zu dem über längere Zeitspannen kein Zugang besteht, und das nur von zwei „Überwinterern“ am Südpol gewartet werden kann. Im Winter 2001 kam es zu zwei kürzeren Ausfällen der Datennahme. 2002 zeigte die SNDAQ das zufriedenstellendste Verhalten. 2003 wurde eine komplett neue Version der SNDAQ verwendet (siehe Kapitel 3, Abschnitt 3.8), die noch einige Instabilitäten aufwies. Es kam regelmäßig zu Abstürzen des Systems, die zu einem signifikanten Datenverlust führten. Dadurch enthalten die Daten des Jahres 2003 netto weniger Lebenszeit als die des Jahres 2000. Es sei an dieser Stelle betont, dass diese Probleme mit der SNDAQ seit dem Frühjahr 2004 behoben sind und das System nun äußerst stabil läuft.

<sup>8</sup>Genauer gesagt, wurde eine der 50 zusammenaddierten, über jeweils 10 ms gemessenen Pulszahlen vor dem Zählen nicht initialisiert.

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

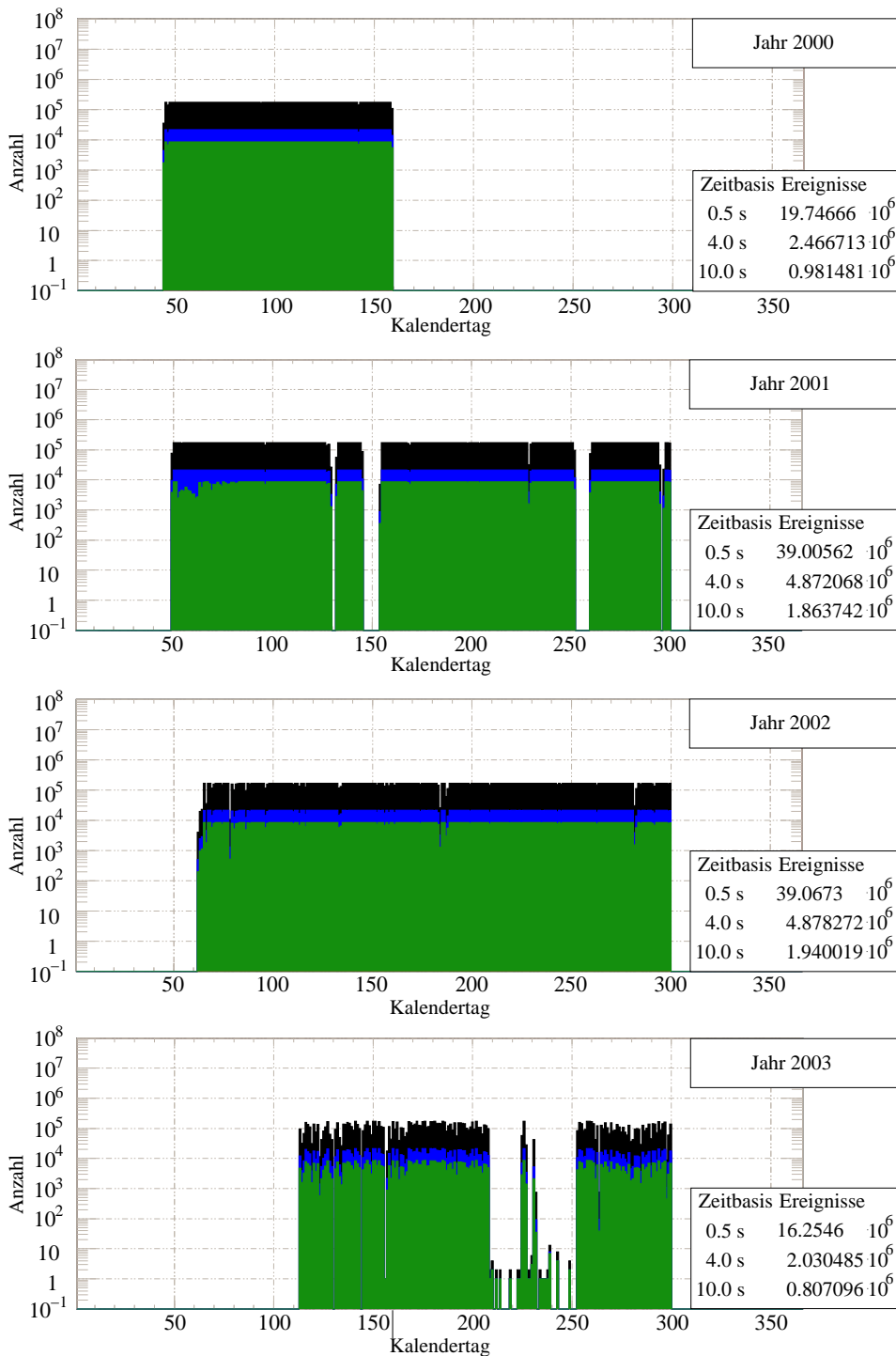


Abbildung 4.11.: Lebenszeit des Detektors in den Jahren 2000 bis 2003

Das Bild zeigt separat für die Jahre von 2000 bis 2003 die Anzahl nicht überlappender Zeitintervalle pro Tag. Die höchste Verteilung (schwarz) entspricht der Analyse auf der Zeitbasis von  $\Delta t = \Delta t_0 = 500$  ms. Die beiden anderen Analysen sind in blau ( $\Delta t = 4$  s) beziehungsweise in grün gezeigt ( $\Delta t = 10$  s).

#### 4.6. Erste Resultate der Analyse

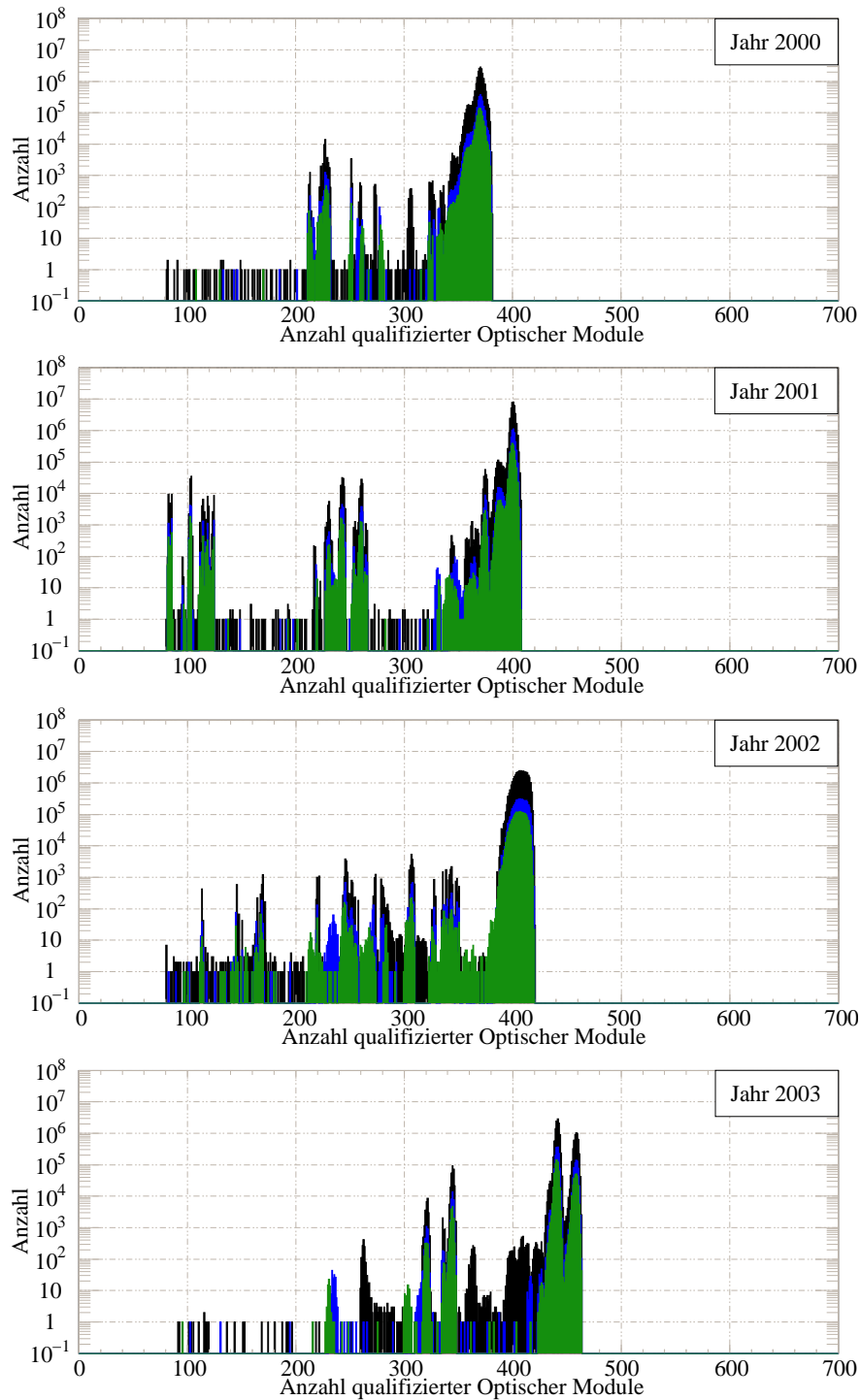


Abbildung 4.12.: Anzahl-Verteilungen der für die Analyse qualifizierten optischen Module für die Jahre 2000 bis 2003

*Von 2000 bis 2002 verbesserte sich die Qualität der Datennahme zusehends. Im Jahr 2002 wurden viele Module durch die künstliche Totzeit stabilisiert. Im Jahr 2003 verschlechterte sich die Stabilität der Module aus unbekanntem Gründen.*

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

Abbildung 4.12 zeigt die Verteilung der Zahl  $n_q$  der zur Analyse qualifizierten optischen Module. Die Präzision bei der Bestimmung der kollektiven mittleren Ratenabweichung  $\Delta\mu$  verhält sich bei gleichartigen Modulen proportional zu  $\sqrt{n_q}$ . Im Jahr 2001 waren die Module in String 4 voll funktionstüchtig - anders als im Jahr 2000. 2002 verhielt sich der Detektor aufgrund der applizierten künstlichen Totzeit generell stabiler. Im Jahr 2003 gab es offenbar über längere Zeit einen Ausfall von  $\sim 20$  Modulen, was sich in zwei ausgeprägten Maxima im Histogramm widerspiegelt.

Neben der Anzahl der qualifizierten Module haben die Breiten  $\sigma_i$  der individuellen Ratenverteilungen starken Einfluss auf die erreichte Auflösung  $\sigma_{\Delta\mu}$  (siehe Gleichung 4.6). Diese Breiten unterscheiden sich über die Jahre erheblich. Im Allgemeinen nehmen sie mit steigender Totzeit ab. Die resultierende Verteilung der Detektorauflösung zeigt Abbildung 4.13.

In den Jahren 2000 und 2001 war die künstliche Totzeit mit  $\tau_{\text{tot}} = 10$  ms beziehungsweise  $\tau_{\text{tot}} = 5$  ms relativ klein. 2002 wurden die Daten mit  $\tau_{\text{tot}} = 246$  ms Totzeit genommen, einem nach Abschnitt 4.4 idealen Wert. Entsprechend weisen diese Daten die insgesamt beste Qualität auf. Im Jahr 2003 blieb diese Totzeit erhalten, und mit der Einführung einer neuen SNDAQ wurde die Anzahl der angeschlossenen Module von 468 auf  $\sim 620$  erhöht. Andererseits erhöhten sich aber die Rausraten der Module. Der Grund dafür konnte nicht festgestellt werden, aber um die Jahreswende 2002/2003 fanden umfangreiche Arbeiten am Detektor statt. Unter anderem wurden die Signalverstärker vieler elektrischer Module (die SWAMPS, *Swedish Amplifiers*) ausgetauscht und die Verstärkungsfaktoren (*Gains*) der Photonenvervielfacher über die anliegende Hochspannung neu justiert. Was auch der Grund für die erhöhten Modul-Raten 2003 sein mag, die erreichte Detektorauflösung ist für 2003 aus diesem Grund trotz einer deutlich größeren Anzahl beitragender Module schlechter als im Jahr 2000. Am Rande sei hier bemerkt, dass dieses Problem im Jahr 2004 stark abgemildert zu sein scheint - eine genauere Prüfung steht aber noch aus.

Für die Jahre 2000 bis 2003 ergeben sich die Verteilungen der Signifikanzen  $f(\hat{\mu}; \Delta t)$  in Abbildung 4.14. Sie sind separat für jedes Jahr und jede Zeitbasis  $\Delta t$  aufgetragen. Die entsprechenden Summenverteilungen für alle Jahre finden sich in Abbildung 4.15. Ebenfalls (kleiner) im Bild gezeigt sind die Verteilungen der Größe  $\chi^2/n_F$  nach Formel 4.4. Die „Schultern“ dieser Verteilungen entstammen Beiträgen mit einer geringen Zahl qualifizierter Module. Bei einer kleinen Zahl von Freiheitsgraden wird die Streuung des  $\chi^2$  größer (vergleiche Abbildung 4.1).

Die Anpassungen von gaußschen Glockenkurven an die Verteilungen  $f(\hat{\mu}; \Delta t)$  zeigen bessere Resultate für größere Zeitbasen  $\Delta t$ . Die reduzierten Chi-Quadrat-Werte für die Anpassungen einer Glockenkurve an die Verteilungen  $f(\hat{\mu}; \Delta t)$  sind im Falle von  $\Delta t = \Delta t_0 = 500$  ms für alle Jahre größer als  $10^3$ . Für die Verteilung der Signifikanzen  $f(\hat{\mu}; \Delta t = 4$  s) sind mit dem Auge keine Abweichungen von der Form einer Glockenkurve zu erkennen. Trotzdem sind die Werte des reduzierten Chi-Quadrat um etwa einen Faktor 2 zu hoch. Erst bei der Analyse mit  $\Delta t = 10$  s weist  $f(\hat{\mu}; \Delta t = 10$  s) eine mit der gaußschen Form kompatible Signifikanzverteilung auf.

Ein Grund für die nicht-gaußsche Form der Resultate für  $\Delta t < 10$  s ist, dass sich die gemessenen Pulszahlen erst ab einer ausreichend langen Messdauer  $\Delta t$  wie gaußverteilte Zufallsvariablen verhalten. Entsprechend werden die Anpassungen von Glockenkurven an die Resultate von Analysen mit längeren Zeitbasen  $\Delta t > \Delta t_0$  besser. Der zweite Grund



#### 4.6. Erste Resultate der Analyse

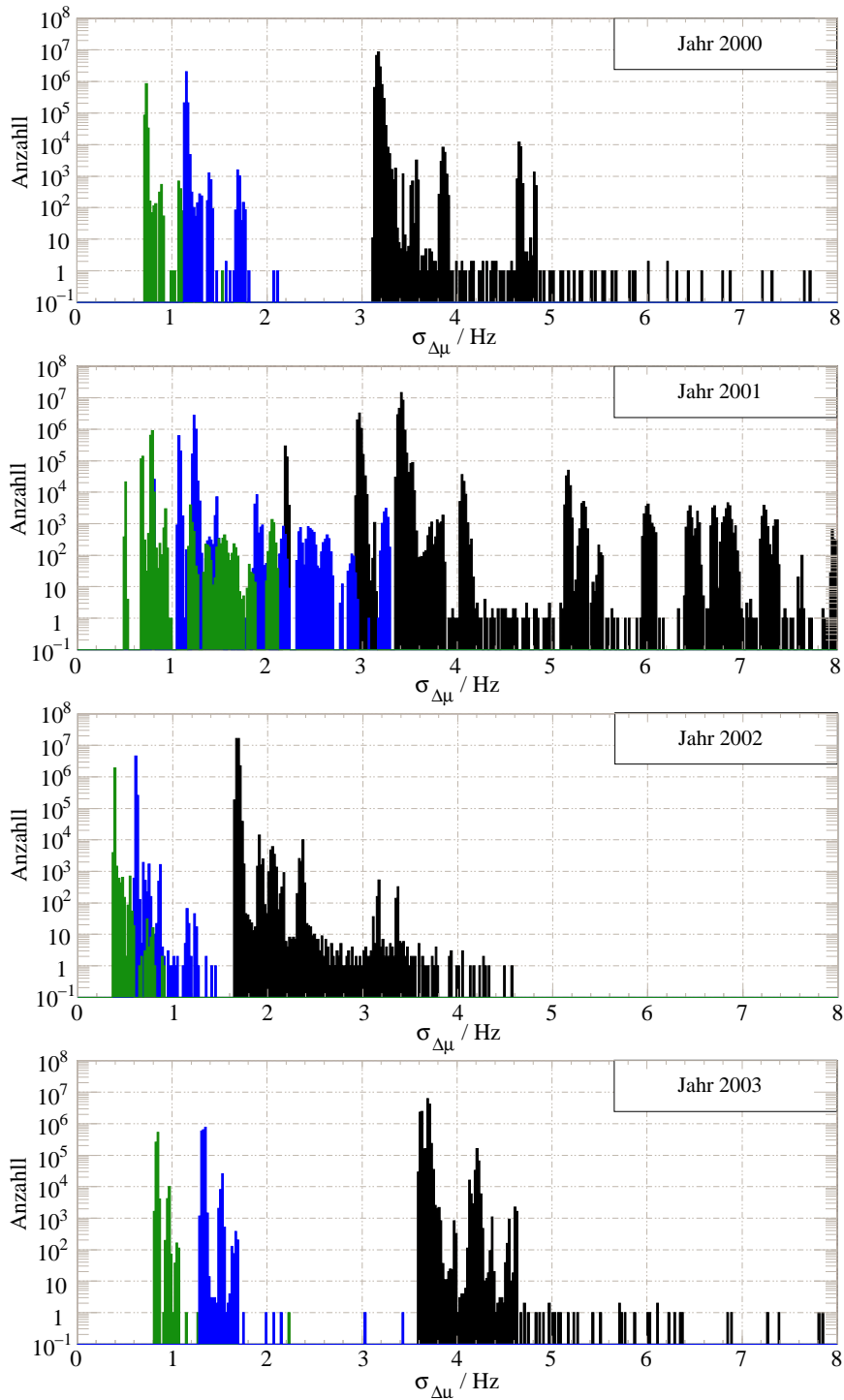


Abbildung 4.13.: Auflösungen  $\sigma_{\Delta\mu}$  der kollektiven Ratenfluktuationen  $\Delta\mu$  für die Jahre 2000 bis 2003.

*Obwohl 2003 deutlich mehr Module mit der SNDAQ verbunden waren als in den Jahren zuvor, war die Datenqualität im Jahr 2002 insgesamt am besten.*

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

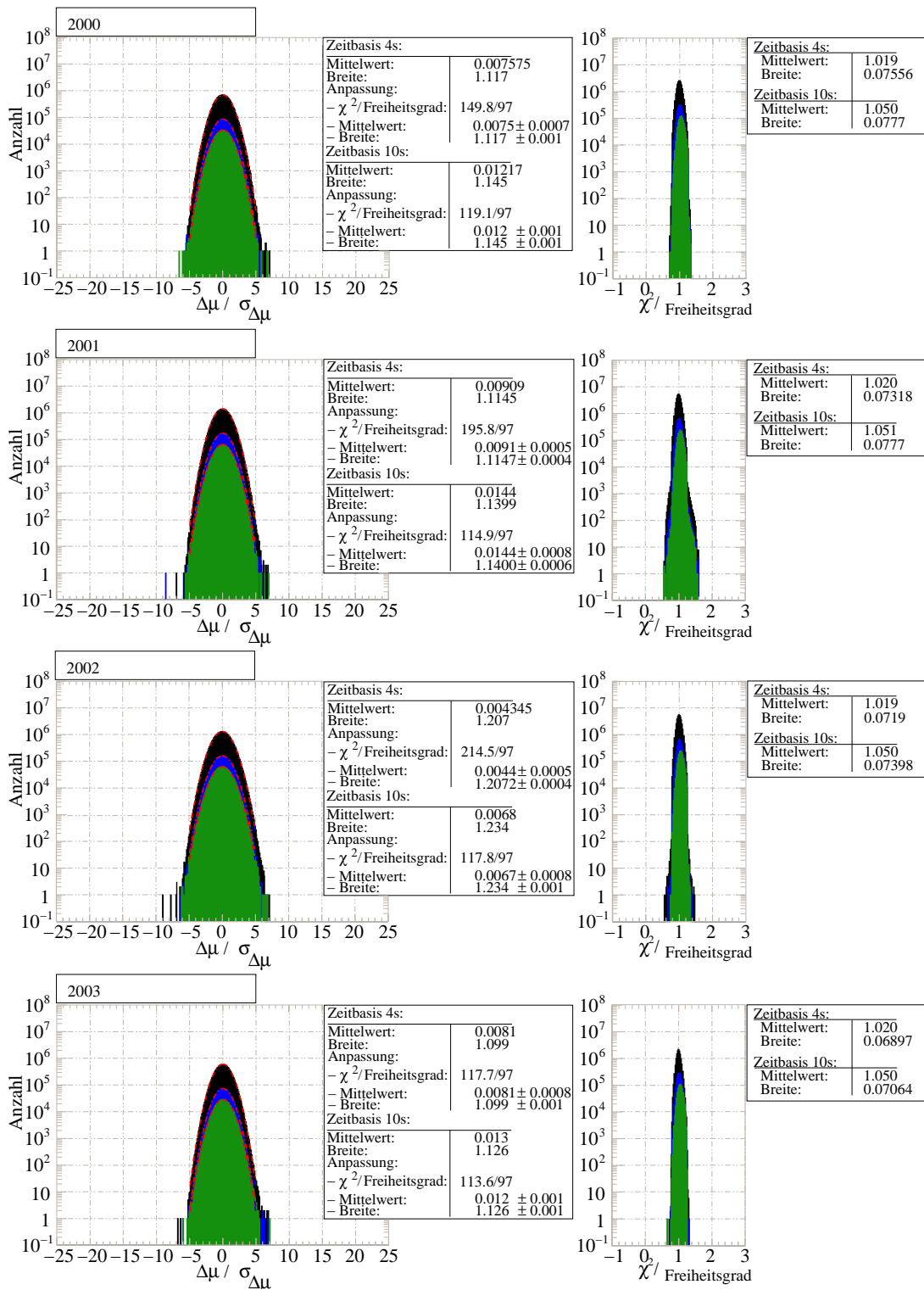


Abbildung 4.14.: Die Verteilungen  $f(\hat{\mu}; \Delta t)$  aller statistisch unabhängig gemessener Signifikanzen  $\hat{\mu} = \Delta\mu / \sigma_{\Delta\mu}$  in den Jahren 2000 bis 2003

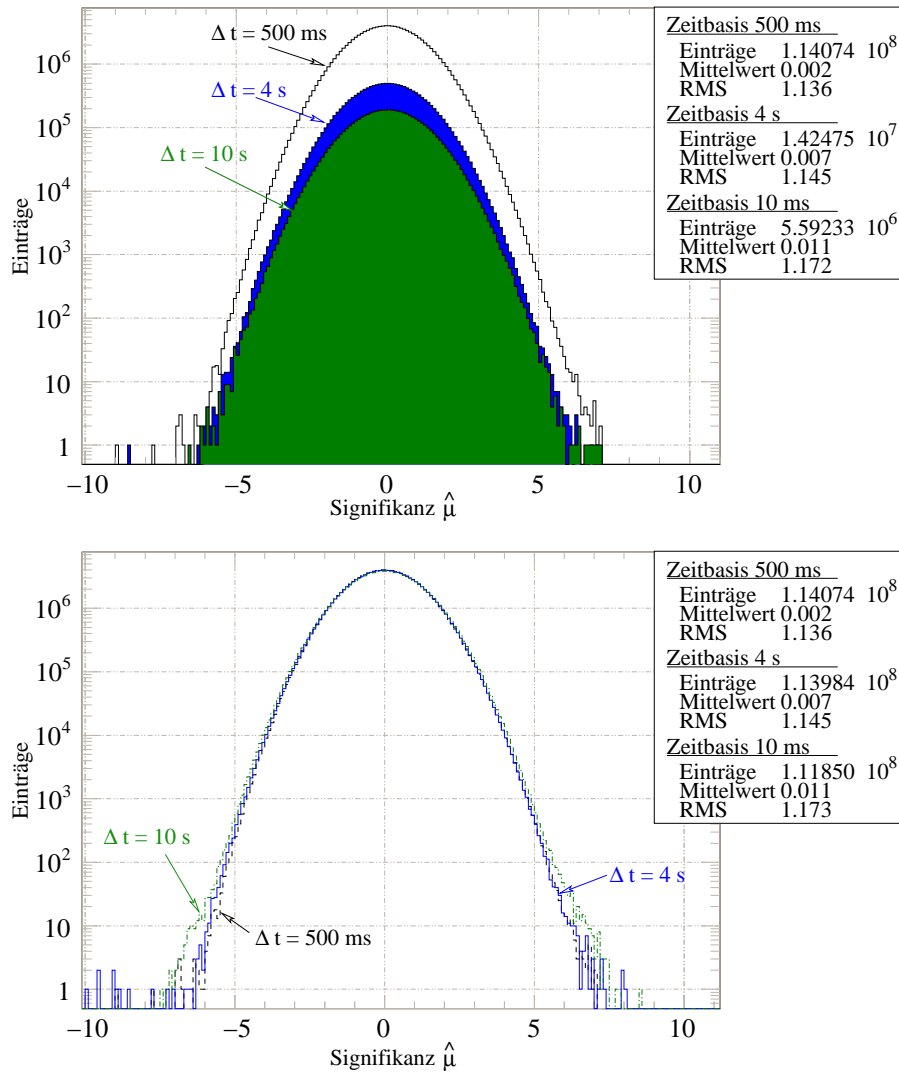


Abbildung 4.15.: Die Summenverteilungen aller Signifikanzen  $f(\hat{\mu}; \Delta t)$ . Für die im oberen Bild dargestellte Verteilung wurden nur Signifikanzen  $\hat{\mu} = \Delta\mu/\sigma_{\Delta\mu}$  ausgewählt, die mit nicht überlappenden Zeitfenstern  $\Delta t$  der Ratenmessung berechnet wurden. Die Verteilungen sind die Summen der in Abbildung 4.14 für die einzelnen Jahre gezeigten Ergebnisse. Die Analyse mit der Zeitbasis  $\Delta t_0 = 500$  ms (schwarz) enthält entsprechend achtmal so viele Einträge wie die Analyse mit  $\Delta t_0 = 4$  s (blaue) und zwanzigmal so viele Einträge wie die Analyse mit  $\Delta t_0 = 10$  s (grün). Die Verteilungen im unteren Bild enthalten hingegen alle berechneten Signifikanzen. Die Gesamtzahl der berechneten Signifikanzen ist hier für größere Zeitbasen nur unwesentlich geringer - dafür sind die einzelnen Punkte statistisch nicht mehr unabhängig.

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

ist folgender: Zwischen zwei nacheinander gemessenen Signifikanzen  $\hat{\mu}$  existiert auch im Falle *nicht überlappender* Zeitfenster  $\Delta t$  der Ratenmessung eine schwache Korrelation. Zwar sind die Zählraten  $r_i$  für beide Fenster tatsächlich völlig unabhängig. Zur Berechnung von  $\Delta\mu$  nach Formel 4.5 werden jedoch zur Schätzung der gleitenden Mittelwerte und Varianzen Daten über eine viel längere Zeitspanne ausgewertet ( $T \sim 10$  min, vergleiche Abschnitt 4.2). Entsprechend ändern sich diese Daten bei einer Verschiebung des Auswertungsfensters um  $\Delta t_0 = 500$  ms kaum.

Im Rahmen der Suche nach Supernovae müssen Abweichungen der Verteilungen  $f(\hat{\mu}; \Delta t)$  der Signifikanzen vom erwarteten Verhalten genau quantifiziert werden - insbesondere die Ausläufer der Verteilungen in Richtung kollektiver Ratenzuwächse  $\Delta\mu$  hoher Signifikanz sind von besonderem Interesse. Die nächsten Abschnitte liefern eine quantitative Betrachtung dieser Untergrundfluktuationen.

Die Zeitverläufe von  $\Delta\mu(t)$  um einen typischen Wert hoher Signifikanz sind in Abbildung 4.16 dargestellt, separat für die drei Zeitbasen. Solche Ereignisse könnten im Prinzip durch weit entfernte Supernovae ausgelöst werden.

### 4.7. Statistische Eigenschaften der Untergrundfluktuationen

Durch das Verlangen einer unteren Signifikanzschwelle

$$\xi < \hat{\mu} \tag{4.28}$$

wird der Untergrund durch statistische Fluktuationen gegenüber Signalen von Supernovae unterdrückt. Eine gemessene Ratenabweichung mit Signifikanz  $\hat{\mu} > \xi$  wird als mögliches Signal einer Supernova interpretiert. Um die beste Sensitivität für Supernovae zu gewährleisten, muss die Schwelle  $\xi$  für die Analyse in Echtzeit so niedrig sein wie möglich. Das einzige weitere Kriterium bei der Wahl von  $\xi$  ist die Anzahl erlaubter „falscher“ Supernova-Kandidaten aus dem Ausläufer der Verteilung des statistischen Untergrunds oberhalb von  $\xi$ .

Es macht keinen Sinn, den statistischen Untergrund der Analysen mit Zeitbasen  $\Delta t > \Delta t_0 = 500$  ms durch die Verteilungsformen in Abbildung 4.15 zu beschreiben. Die Verteilungen  $f(\hat{\mu}; \Delta t)$  beruhen auf Signifikanzen  $\hat{\mu}$ , die auf Basis einander nicht überlappender Zeitintervalle der Länge  $\Delta t$  gebildet wurden (im oberen Bild) beziehungsweise auf *allen* berechneten Signifikanzen, ungeachtet ihrer statistischen Abhängigkeiten (im unteren Bild). Besonders hohe Signifikanzen treten in den Ergebnissen dieser Analysen immer in Form mehrerer aufeinander folgender Werte mit überlappenden Zeitfenstern  $\Delta t$  auf. Durch ein einfaches Vetosystem können sie aber trotzdem nur höchstens *einen* (falschen) Supernova-Alarm innerhalb von  $\sim 90$  s auslösen. Der statistische Untergrund muss daher unter Einbeziehung dieser Abhängigkeiten beschrieben werden: Für jedes Analyseintervall  $\Delta t$  muss unter den immer  $m = \Delta t / \Delta t_0$  verfügbaren, jedoch statistisch korrelierten Signifikanzen  $\hat{\mu}$ , der *maximale* Wert  $\hat{\mu}_{\max}$  ausgewählt werden. Die resultierende Verteilung des Untergrunds  $f(\hat{\mu}_{\max}; \Delta t)$  wird durch diese Vorgehensweise gegenüber der Form von  $f(\hat{\mu}; \Delta t)$  in positiver Richtung verschoben und deformiert.

#### 4.7. Statistische Eigenschaften der Untergrundfluktuationen

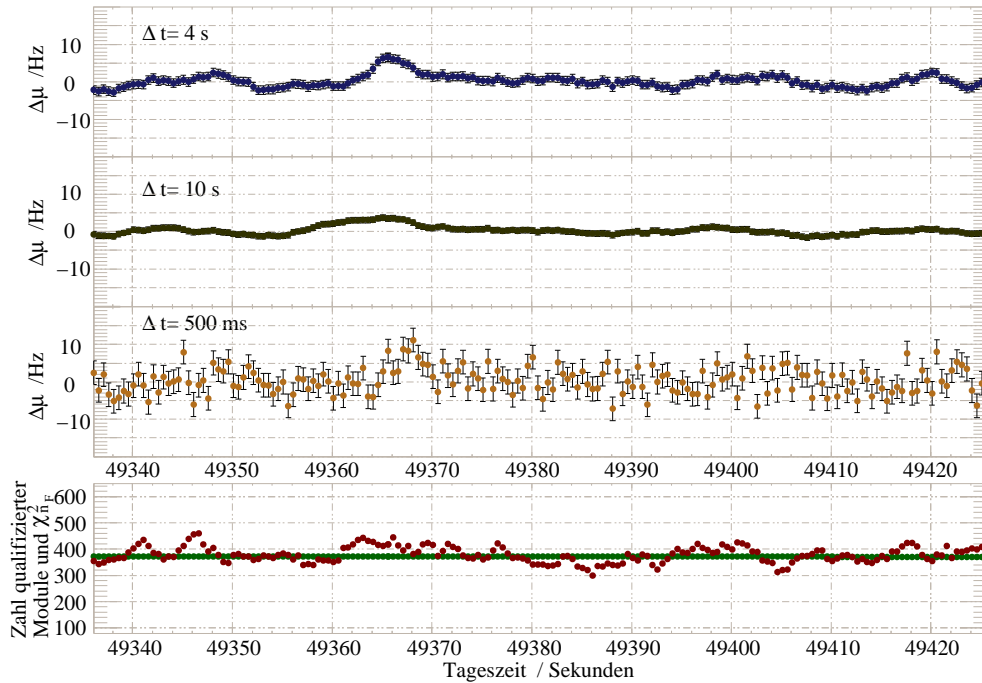


Abbildung 4.16.: Erster Supernova-ähnlicher Signalverlauf im Jahr 2000

Die drei oberen Bilder zeigen den zeitlichen Verlauf der gemessenen mittleren Ratenabweichung  $\Delta\mu$  um einen typischen, (vermutlich) falschen Supernova-Kandidaten vom 3. März 2000 (Tag 62). Supernova-Kandidaten zeichnen sich durch eine hohe Signifikanz  $\hat{\mu} > \xi$  aus. Auf die Wahl der Schwelle  $\xi$  gehen die folgenden Abschnitte genauer ein.

Das oberste Bild gehört zur Analyse mit  $\Delta t = 4$  s, die unter den simultanen Analysen mit verschiedenen Zeitbasen die höchste Signifikanz lieferte. Die beiden Bilder darunter entstammen Analysen mit  $\Delta t = 10$  s und  $\Delta t = 500$  ms. Die zum  $\Delta\mu$ -Wert jedes einzelnen eingezeichneten Punktes beitragenden Raten wurden immer über die Zeitspanne  $\Delta t$  nach (!) dem jeweils auf der horizontalen Achse aufgetragenen Zeitpunkt gemessen. Die unterste Kurve bezieht sich - wie die oberste - auf die Zeitbasis  $\Delta t = 4$  s und stellt sowohl die zu jedem Zeitpunkt qualifizierte Zahl optischer Module dar (eher konstant, in grün), als auch den Wert des Chi-Quadrat nach Gleichung 4.4 (im Vergleich variabel, in rot).

Die Zeitachsen stimmen für alle gezeigten Kurven überein. Abbildung 4.22 zeigt zum Vergleich die entsprechende Signatur einer simulierten Supernova.

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

Tabelle der Lebenszeiten				
Jahr	Zeitbasis	Ereignisse		Lebenszeit
2000	500 ms	$N = 19,746,659$	$\cong$	114.3 d
2000	4 s	$N = 2,472,206$	$\cong$	114.5 d
2000	10 s	$N = 988,893$	$\cong$	114.5 d
2001	500 ms	$N = 39,005,623$	$\cong$	225.7 d
2001	4 s	$N = 4,885,588$	$\cong$	226.2 d
2001	10 s	$N = 1,954,214$	$\cong$	226.2 d
2002	500 ms	$N = 39,067,304$	$\cong$	226.1 d
2002	4 s	$N = 4,873,979$	$\cong$	225.6 d
2002	10 s	$N = 1,953,137$	$\cong$	226.1 d
2003	500 ms	$N = 16,254,598$	$\cong$	94.1 d
2003	4 s	$N = 2,038,284$	$\cong$	94.4 d
2003	10 s	$N = 818,636$	$\cong$	94.8 d
2000-2003	4 s	$N = 1.1407 \cdot 10^7$	$\cong$	1.809 a
2000-2003	10 s	$N = 5.715 \cdot 10^6$	$\cong$	1.811 a

Tabelle 4.4.: Tabelle der Lebenszeit des AMANDA-II Supernova-Systems

Die Zahl der Einträge in den Verteilungen  $f(\hat{\mu}_{\max}; \Delta t)$  der einzelnen Jahre korrespondiert mit der Gesamtlebenszeit des Detektors in der jeweiligen Analyse. Die Ergebnisse für diese Zeiten sind in Tabelle 4.4 aufgeführt.

Die Gesamtzahl der Einträge in den Verteilungen  $f(\hat{\mu}_{\max}; \Delta t)$  etwas größer als die Zahl der statistisch unabhängigen Werte in den Verteilungen  $f(\hat{\mu}; \Delta t)$  in Abbildung 4.14. Sollte der Detektor während eines beliebigen Zeitintervalls  $\Delta t$  nicht genügend qualifizierte Module oder einen zu hohen Chiquadrat-Wert aufweisen, so fehlt der Eintrag dieses Intervalls im Histogramm der statistisch unabhängigen Werte. Für die Verteilung der höchsten Signifikanzen besteht indes noch die Möglichkeit eines qualifizierten Beitrags durch eines der übrigen  $\Delta t/\Delta t_0$  Intervalle, die  $\Delta t$  zum Teil überlappen. Sollte der Detektor in einem dieser Intervalle qualifiziert sein, so ist die Zahl der Einträge in  $f(\hat{\mu}_{\max}; \Delta t)$  gegenüber der Zahl in  $f(\hat{\mu}; \Delta t)$  um Eins erhöht.

Eine analytische Beschreibung des Untergrunds  $f(\hat{\mu}_{\max}; \Delta t)$  ist nicht trivial und wird im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt. Die Form lässt sich aber durch Monte-Carlo Methoden verstehen und reproduzieren. Dies geschieht in mehreren Schritten.

Für alle Analysen werden zur Simulation des erwarteten Untergrunds künstliche Folgen von Zufallszahlen ( $a_j^{\Delta t}$ ) erzeugt, mit  $j = (0, 1, \dots)$ . Über die Folgen werden gleitende Mittelwerte  $\bar{a}_k^{\Delta t}$ ,  $k = (0, 1, \dots)$ , der Länge  $m = \Delta t/\Delta t_0$  gebildet:

$$\bar{a}_k^{\Delta t} = \sqrt{m} \cdot \frac{1}{m} \sum_{i=k}^{k+m-1} a_i^{\Delta t} \quad . \quad (4.29)$$

Der zusätzliche Faktor  $\sqrt{m}$  vor dem Mittelwert berücksichtigt, dass es sich bei den betrachteten Größen um Signifikanzen handelt - also um Messgrößen, die durch ihre statistischen

#### 4.7. Statistische Eigenschaften der Untergrundfluktuationen

Fehler geteilt sind<sup>9</sup>. Die Folge der gleitenden Mittelwerte ( $\bar{a}_k^{\Delta t}$ ) soll die von einer Analyse mit Zeitbasis  $\Delta t$  im Abstand von  $\Delta t_0$  gemessenen Signifikanzen und ihre Abhängigkeiten reproduzieren. Aus jeweils  $m$  aufeinander folgenden gleitenden Mittelwerten  $\bar{a}_k^{\Delta t}$  wird dann das Maximum  $a_{\max}$  ausgewählt. Die Verteilung  $f(a_{\max}; \Delta t)$  dieser Maxima wird am Ende mit der Untergrundverteilung  $f(\hat{\mu}_{\max}; \Delta t)$  verglichen. Das Hauptproblem besteht nun in der Erzeugung der grundlegenden Folgen ( $a_j^{\Delta t}$ ).

Naiv betrachtet müsste ein aus den Daten berechneter Signifikanzwert  $\hat{\mu}$  statistisch vollkommen unabhängig von einem zuvor berechneten Wert  $\hat{\mu}_0$  sein, solange sich die Zeitfenster  $\Delta t$  nicht überlappen, über deren Länge Daten in die Berechnungen einfließen. Insbesondere die Ergebnisse der Analyse mit der Zeitbasis  $\Delta t = \Delta t_0 = 500$  ms sollten demnach keinerlei Korrelationen aufweisen. In Abschnitt 4.6 wurde jedoch gezeigt, dass sich gerade die Verteilung dieser Analyse am schlechtesten mit einer Gaußkurve beschreiben lässt. Entsprechend *müssen* Korrelationen der einzelnen Messwerte vorliegen. Um diese zu quantifizieren, werden in den Daten aufeinander folgend gemessene Signifikanzen untersucht. Dazu wird der Wertebereich der Signifikanzen  $\hat{\mu}$  in feste Intervalle  $I_i$  unterteilt.  $i$  bezeichnet dabei einen Laufindex:  $i \in [-250, \dots, 249]$ . Die Breite aller  $I_i$  beträgt  $\delta_{\hat{\mu}} = 0.1$  und ihre Grenzen sind durch  $i \cdot \delta_{\hat{\mu}} \leq \hat{\mu} < (i + 1) \cdot \delta_{\hat{\mu}} \forall \hat{\mu} \in I_i$  bestimmt. Mit diesen Definitionen wird durchschnittlich jede zweite, mit einer Zeitbasis von  $\Delta t_0$  gemessene Signifikanz  $\hat{\mu}_0$  über einen zufälligen Prozess selektiert und ihrem Intervall  $I_i$  zugeordnet. Dann kann, separat für jedes Intervall, die Verteilung  $f_i(\hat{\mu} | \hat{\mu}_0 \in I_i)$  der Signifikanzen  $\hat{\mu}$  bestimmt werden, die auf einen Wert  $\hat{\mu}_0 \in I_i$  folgen.

Bei der Untersuchung dieser Verteilungen für feste  $i$  zeigt sich, dass sie - bei einer genügend großen Anzahl von Einträgen - statistisch kompatibel mit Gaußverteilungen sind. Anpassungen von Glockenkurven zeigen in der Regel Werte des reduzierten Chi-Quadrat von  $\chi^2/n_F \approx 1.1$  (bei  $n_F \sim 60$ ). Dabei zeigt sich keine erkennbare Tendenz der Verbesserung oder Verschlechterung als Funktion von  $\hat{\mu}_0$ , allerdings wird außerhalb des Wertebereichs von  $|\hat{\mu}_0| \lesssim 3.5$  die Anzahl von Messwerten zu gering für statistische Untersuchungen. Während die Breiten der Verteilungen für die verschiedenen  $I_i$  im Rahmen der Fehler konstant sind, zeigt sich die gesuchte Korrelation als linearer Zusammenhang zwischen dem Wert von  $\hat{\mu}_0$  und dem Mittelwert der nachfolgend gemessenen Signifikanzen  $\hat{\mu}$ . Abbildung 4.17 gibt dies am Beispiel der Daten des Jahres 2000 wieder. Der Zusammenhang für die übrigen Jahre ist im Rahmen der Fehler identisch.

Für die Resultate der Analyse mit der Zeitbasis  $\Delta t_0$  in den Abbildungen 4.14 und 4.15 bedeutet dieses Ergebnis im Rückschluss, dass die dort gezeigten Verteilungen  $f(\hat{\mu}; \Delta t_0)$  die Summen vieler Gaußverteilungen mit leicht verschiedenen Mittelwerten sein müssen. Eine solche Summe ist bekanntlich selbst nicht gaußförmig, insbesondere in den Ausläufern der Verteilung.

Wie im letzten Abschnitt bereits beschrieben wurde, begründet sich die gefundene - schwache - Korrelation wahrscheinlich in den versteckten Abhängigkeiten der Schätzwerte für die Erwartungswerte und Varianzen der Raten der Module, die in die Berechnung von  $\hat{\mu}$  einfließen (vergleiche Gleichung 4.5, 4.6 und Abschnitt 4.2).

<sup>9</sup>Ohne den Faktor entstünden durch die Mittelung keine Verteilungen mit Breite  $\sigma = 1$ , sondern mit Breite  $\sigma = 1/\sqrt{m}$ .

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

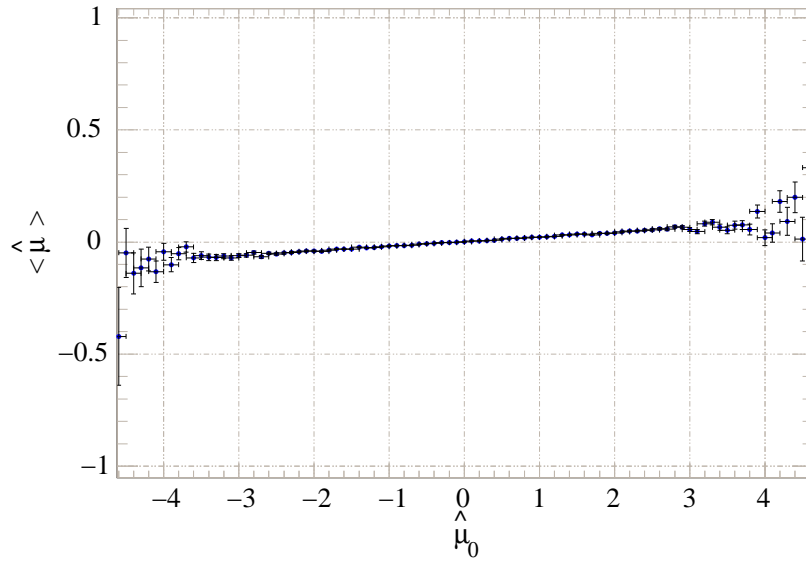


Abbildung 4.17.: Korrelationen in den gemessenen Signifikanzen der Analyse mit  $\Delta t = \Delta t_0 = 500$  ms im Jahr 2000

Obwohl zwischen zwei gemessenen Signifikanzen, die auf benachbarten, nicht-überlappenden Zeitintervallen der Länge  $\Delta t_0$  beruhen, keine Korrelationen existieren sollten, finden sich Evidenzen dafür in den Daten. Die Ordinate zeigt die Mittelwerte der gemessenen Signifikanzen, wenn im Zeitintervall zuvor die auf der Abszisse gezeigte Signifikanz  $\hat{\mu}_0$  vorlag. In den Randbereichen des Bildes nehmen die Zahlen der Einträge in den zugrunde liegenden Histogrammen stark ab.

Mit der Kenntnis von Breite, Mittelwert und Gaußförmigkeit der Signifikanzverteilungen für die Zeitbasis  $\Delta t_0$  - also der Wahrscheinlichkeitsdichte  $dp/d\hat{\mu}(\hat{\mu} | \hat{\mu}_0; \Delta t_0)$  einer Messung von  $\hat{\mu}$  nach einer Messung von  $\hat{\mu}_0$  - kann man eine Simulation (willkürlich) bei  $a_0^{\Delta t_0} = 0$  beginnen und mit der Annahme

$$\frac{dp}{da^{\Delta t_0}}(a^{\Delta t_0} | a_0^{\Delta t_0}) = \frac{dp}{d\hat{\mu}}(\hat{\mu} | \hat{\mu}_0; \Delta t_0) \quad (4.30)$$

beliebig lange Folgen ( $a_j^{\Delta t_0}$ ) von Signifikanzen generieren. Der neue Wert  $a^{\Delta t_0}$  wird dazu immer zum  $a_0^{\Delta t_0}$  für die nächste Messung. Im Fall hoher Beträge von  $a_0^{\Delta t_0}$  können die Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichte des nächsten Signifikanzwertes  $a^{\Delta t_0}$  aus dem Verhalten von  $dp/d\hat{\mu}(\hat{\mu} | \hat{\mu}_0; \Delta t_0)$  im Wertebereich  $-3 \leq \hat{\mu}_0 \leq 3$  linear extrapoliert werden.

Geht man nun von einer Folge ( $a_j^{\Delta t_0}$ ) aus, die mit der bisher diskutierten Methode erzeugt wurde, so gibt die Verteilung  $f(a_{\max}; \Delta t > \Delta t_0)$  der Maxima der gleitenden Mittelwerte ( $\bar{a}_k^{\Delta t}$ ) die Ergebnisse der Analysen mit den Zeitbasen  $\Delta t$  noch nicht erfolgreich wieder. Es reicht in diesem Fall nicht aus, nur die Korrelationen zwischen aufeinander folgenden Werten zu berücksichtigen. Eine gemessene Signifikanz  $\hat{\mu}$  zeigt - wegen der überlappenden Zeitfenster  $\Delta t$  - auch Korrelationen mit den Ergebnissen noch früherer Messungen. Diese Signifi-



#### 4.7. Statistische Eigenschaften der Untergrundfluktuationen

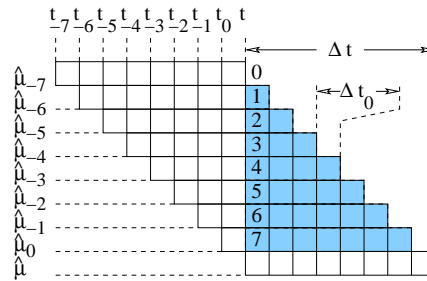


Abbildung 4.18.: Überlapp-Gewichte der Zeitfenster aufeinanderfolgender Signifikanzen in der Analyse mit  $\Delta t = 4\text{ s}$ .

Im Rahmen einer Analyse mit beliebiger Zeitbasis  $\Delta t$  wird das Zeitfenster der Auswertung zwischen zwei Messungen immer um  $\Delta t_0 = 500\text{ ms}$  weitergeschoben. Bei der Analyse mit einer Zeitbasis von  $\Delta t = 4\text{ s}$  sind für zwei (im Abstand von  $\Delta t_0$ ) aufeinander folgende Berechnungen von  $\hat{\mu}$  daher  $7/8$  der einfließenden Daten identisch. Für einen Abstand von  $2\Delta t_0$  sind noch  $6/8$  der Daten gleich, und so weiter.

kanzen werden hier mit  $\hat{\mu}_j$  bezeichnet, wobei  $j = -1$  den vor  $\mu_0$  berechneten Wert indiziert und so weiter. Abbildung 4.18 liefert eine schematische Darstellung der relativen Größe der Überlappungsbereiche von  $\hat{\mu}$  mit den  $\hat{\mu}_j$  für  $\Delta t = 4\text{ s}$ .

Die Korrelation eines einzelnen Wertes  $\hat{\mu}$  (beziehungsweise  $a^{\Delta t}$ ) mit den zuvor ermittelten Werten  $\hat{\mu}_j$  ( $\bar{a}_j^{\Delta t}$ ) lässt sich jedoch auf eine Beziehung zwischen  $\hat{\mu}$  ( $a^{\Delta t}$ ) und einem gewichteten Mittelwert  $\tilde{\mu}_0$  ( $\tilde{a}_0$ ) der  $\hat{\mu}_j$  ( $\bar{a}_j^{\Delta t}$ ) zurückführen. Die individuellen Gewichte der  $\hat{\mu}_j$  ( $\bar{a}_j^{\Delta t}$ ) müssen dabei den relativen Größen der Überlappungsbereiche entsprechen, die in Abbildung 4.18 illustriert sind:

$$\tilde{\mu}_0 = \frac{1}{l} \sum_{j=-m+1}^0 (m+j-1) \cdot \hat{\mu}_j \quad (4.31)$$

$$\tilde{a}_0^{\Delta t} = \frac{1}{l} \sum_{j=-m+1}^0 (m+j-1) \cdot \bar{a}_j^{\Delta t} \quad , \quad l = \sum_{j=-m+1}^0 j \quad ,$$

Nimmt man nun an, dass zwischen  $\tilde{a}_k^{\Delta t}$  und dem folgenden Meßwert  $a_k^{\Delta t}$  für alle Zeitbasen die *selbe* Korrelation besteht, wie im Fall von  $\Delta t = \Delta t_0 = 500\text{ ms}$  zwischen  $\hat{\mu}_0$  und  $\hat{\mu}$ , so gelingt für die Analysen mit  $\Delta t = 4\text{ s}$  und  $\Delta t = 10\text{ s}$  eine gute Reproduktion der gemessenen Daten.

Abbildung 4.19 vergleicht die Simulationsergebnisse  $f(a_{\max}; \Delta t)$  und die gemessene Daten  $f(\hat{\mu}_{\max}; \Delta t)$  separat für die Jahre 2000 bis 2003. Abbildung 4.20 enthält eine Darstellung der entsprechenden Summenverteilung der Daten aller Jahre. Für dieses Bild wurden um Faktor 100 mehr Messungen simuliert, als in den Jahren 2000 bis 2004 aufgezeichnet wurden.

Der *Kolmogorov-Smirnov-Test* liefert ein Maß für die statistische Kompatibilität der Ergebnisse von Datennahme und Simulation [129]. Das Verfahren beruht auf einem Vergleich zwischen den kumulativen Verteilungsfunktionen  $S^{(m,s)}$  der gemessenen ( $S^m(\hat{\mu}_{\max})$ ) und der

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

simulierten Verteilung ( $S^s(a_{\max})$ ) der maximalen Signifikanzen. Bezeichnet zum Beispiel  $\hat{\mu}_{\max,j}$  eine gemessene maximale Signifikanz mit Index  $j$ , so ist  $S^m(\hat{\mu}_{\max,j})$  gleich der Anzahl der Messwerte  $\hat{\mu}_{\max}$ , für die gilt  $\hat{\mu}_{\max} < \hat{\mu}_{\max,j}$ . Die  $S^{(m,s)}(\hat{\mu}_{\max})$  werden schrittweise für jeden Messwert  $\hat{\mu}_j$  evaluiert, wobei die Meßwerte in ansteigender Reihenfolge geordnet werden:  $\hat{\mu}_{\max,j-1} \leq \hat{\mu}_{\max,j}$ . Der Test betrachtet dann die maximale gefundene Differenz  $\hat{d}_{\max}$  zwischen den kumulativen Verteilungen. Unter der Hypothese, dass beide Stichproben der gleichen Verteilungsfunktion  $f(\hat{\mu}_{\max}; \Delta t) = f(a_{\max}; \Delta t)$  entstammen, ist die Verteilung  $f(\hat{d}_{\max})$  des maximalen Abstandes der kumulativen Verteilungen bekannt. Sie erlaubt dann die Bestimmung der Wahrscheinlichkeit  $p(d > d_{\max})$  der Messung eines maximalen Abstandes  $d$  oberhalb von  $\hat{d}_{\max}$  unter der Hypothese identischer Verteilungsfunktionen. Die auf diese Art und Weise berechneten Wahrscheinlichkeiten sind in Abbildung 4.19 unter der Spalte „MC-pKGS“ wiedergegeben.

Neben dem hier diskutierten Ansatz wurden noch zahlreiche weitere, teils wesentlich einfachere, teils kompliziertere Ideen verfolgt. Alle führten zu schlechteren Ergebnissen<sup>10</sup>. Auch die Resultate der vorgestellten Methode sind nicht perfekt. Letztlich liefert sie aber die beste Möglichkeit, eine erwartete Zahl von gemessenen Signifikanzen oberhalb einer beliebigen Schwelle  $\xi$  zu prognostizieren, ohne die gemessenen Daten zu verwenden. Eine solche Extrapolation über die Anpassung der Flanke einer Gaußkurve im Wertebereich  $4 \leq \hat{\mu}_{\max} < 6.5$  wird im folgenden Abschnitt dennoch diskutiert. Sie ist später nützlich, um die systematischen Fehler der Simulation abzuschätzen.

Die Untergrundverteilungen  $f(\hat{\mu}_{\max}; \Delta t)$  werden durch die Simulationen mit großen Zeitbasen  $\Delta t > 500$  ms in den negativen Ausläufern systematisch unterschätzt, für  $\Delta t = 500$  ms werden sie überschätzt. Die Unterschätzung der Anzahl negativer Signifikanzen durch die Simulation ist für  $\Delta t = 10$  s stärker als für  $\Delta t = 4$  s. Zu positiven Werten hin werden die Verteilungen für  $\Delta t = 500$  ms unterschätzt, während man für größere Zeitfenster eine gute Übereinstimmung mit der Simulation feststellt.

Eine mögliche Erklärung dieser Systematiken zu negativen Signifikanzen hin liegt in einem Fehlverhalten der optischen Module. Es ist vorstellbar, dass die Qualifikationsbedingungen für die einzelnen optischen Module (vergleiche Abschnitt 4.5) bestimmte (seltener) Klassen von solchem Verhalten nicht erkennen. Wenn eine solche Klasse mit kollektiven Ratenabweichungen nach unten eine typische Zeitskala von  $\tau \sim 10$  s aufwiese, so würde dies speziell bei der Analyse mit  $\Delta t = 10$  s zu einer Überhöhung negativer Signifikanzen in den Daten führen.

### 4.8. Abschätzung des statistischen Untergrundes oberhalb einer festen Signifikanzschwelle

Aus den simulierten Verteilungen  $f(a_{\max}; \Delta t)$  kann ein Schätzwert der erwarteten Rate von Untergrundereignissen oberhalb einer Signifikanzschwelle  $\xi$  berechnet werden.

<sup>10</sup>Eine wirklich erfolgversprechende Methode müsste bei der Simulation der Raten der einzelnen optischen Module ansetzen. Das wurde zum Beispiel von Sidro-Martin versucht [114]. Allerdings ist eine solche Simulation im Vergleich zur hier vorgestellten Methode massiv ineffizient und mit ausreichender Statistik kaum durchführbar.

#### 4.8. Abschätzung des statistischen Untergrundes oberhalb einer festen Signifikanzschwelle

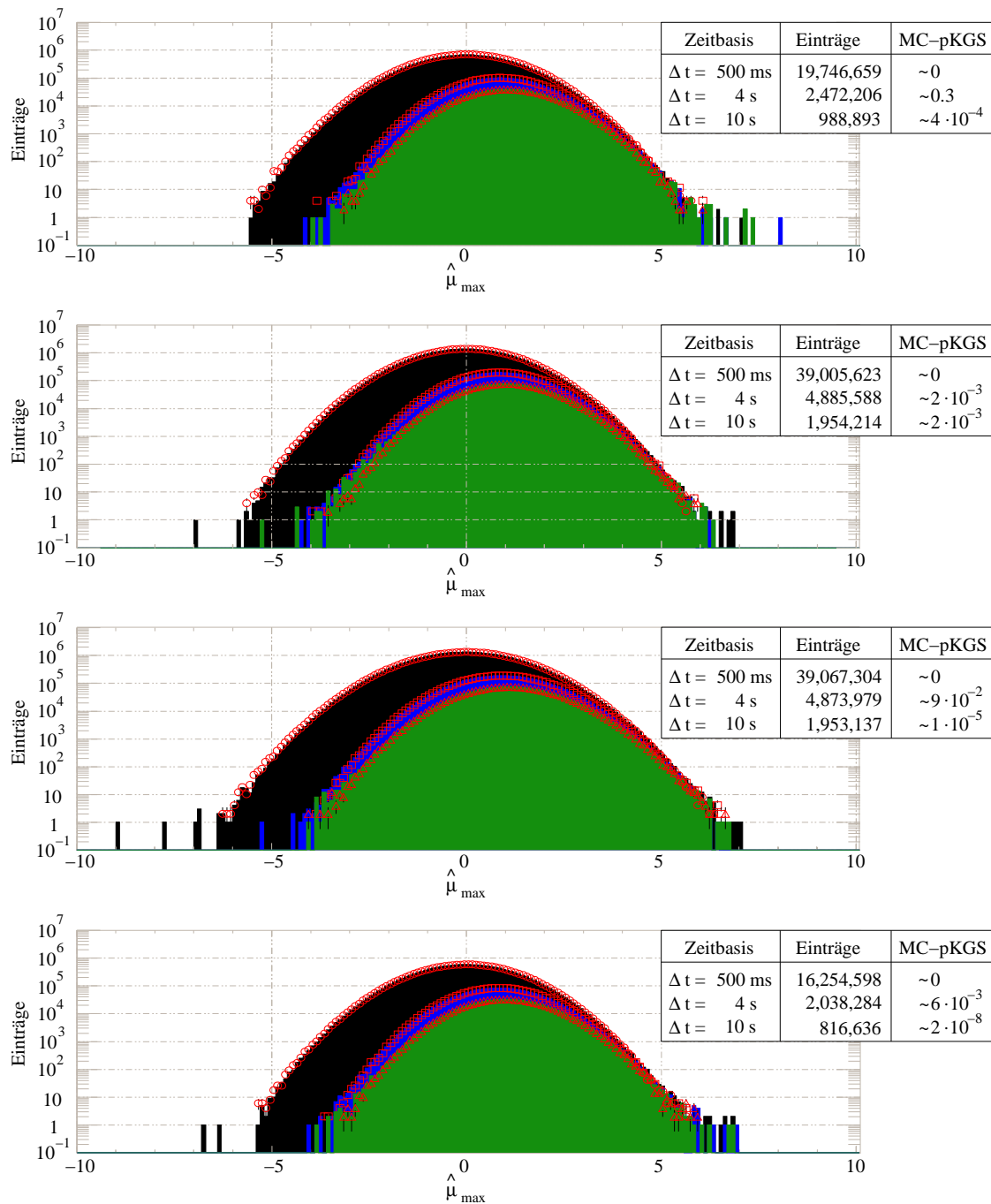


Abbildung 4.19.: Die Verteilungen des simulierten statistischen Untergrundes im Vergleich mit den gemessenen Daten separat für die Jahre 2000 bis 2003

Die Verteilungen  $f(a_{\max}; \Delta t)$  der höchsten simulierten Signifikanzen ist durch die roten Punkte wiedergegeben, während die ausgefüllten Histogramme die gemessenen Verteilungen  $f(\hat{\mu}_{\max}; \Delta t)$  darstellen.

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

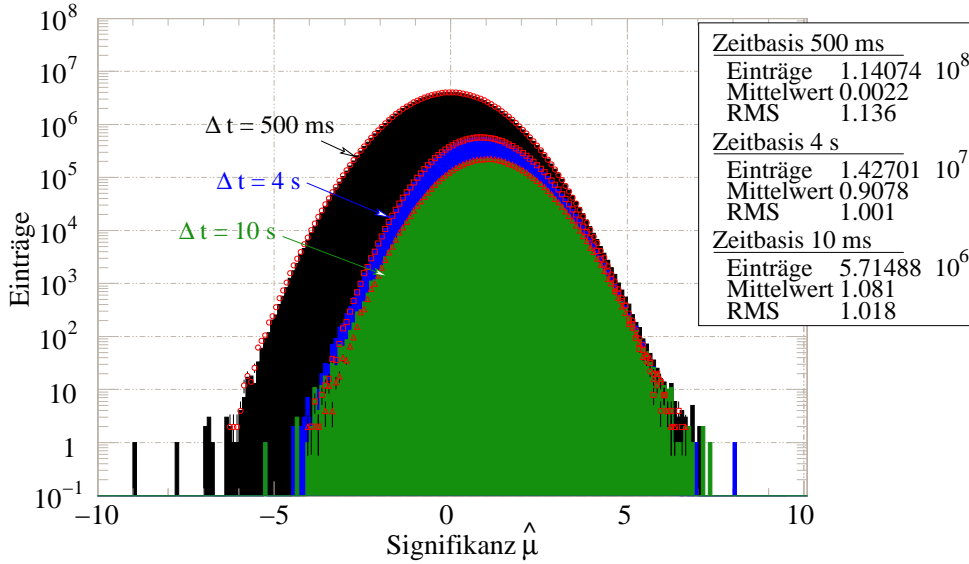


Abbildung 4.20.: Die Verteilungen des simulierten statistischen Untergrundes im Vergleich mit den kombinierten Daten der Jahre 2000 bis 2003

Die ausgefüllten Histogramme im Bild zeigen die Summenverteilungen der höchsten Signifikanzen  $f(\hat{\mu}_{\max}; \Delta t)$  für die Jahre 2000 bis 2003. Die roten Punkte bezeichnen die entsprechenden Ergebnisse der Simulation  $f(a_{\max}; \Delta t)$ .

Für die Analyse mit der Zeitbasis  $\Delta t = 500$  ms akkumulieren sich bei der Integration die Unterschiede zwischen gemessener und simulierter Verteilung stark. In jedem einzelnen Signifikanzintervall oberhalb von  $\hat{\mu} = 5$  werden die Daten durch die Simulation unterschätzt. Glücklicherweise sind derart starke Diskrepanzen bei den größeren Zeitbasen nicht vorhanden. Abbildung 4.21 vergleicht gemessene und erwartete Ereigniszahl pro Woche in Abhängigkeit der Signifikanzschwelle  $\xi$ .

Als alternativer Ansatz wurde außerdem die Flanke  $g(\hat{\mu}_{\max})$  einer Gaußkurve im Wertebereich  $4 \leq \hat{\mu}_{\max} < 6.5$  an die gemessene Verteilung der maximalen Signifikanzen angepasst. Die Flanke scheint die Form recht gut wiederzugeben ( $\chi_{\text{red}}^2 \approx 0.9$  für  $\Delta t = 500$  ms,  $\chi_{\text{red}}^2 \approx 1.1$  für  $\Delta t = 4$  s und  $\chi_{\text{red}}^2 \approx 0.7$  für  $\Delta t = 10$  s). Durch Integrieren dieser Flanke oberhalb der Grenze  $\xi$  kann auch aus der Gaußkurve eine erwartete Rate von Signifikanzen

$$r_{(\hat{\mu} > \xi)} = \frac{\alpha}{bT} \cdot \int_{\xi}^{\infty} d\hat{\mu}_{\max} g(\hat{\mu}_{\max}) \quad (4.32)$$

in diesem Wertebereich bestimmt werden. Dazu werden die Normierungskonstanten  $b$  für die Binbreite der Signifikanzhistogramme und  $T$  für die gesamte Lebeszeit der Analyse benötigt. Abbildung 4.21 zeigt die Ergebnisse nach dieser Methode als gestrichelte Linien. Die Konstante  $\alpha$  skaliert das Ergebnis nach Gleichung 4.32 von der gesamten Meßzeit der Analyse auf die in Abbildung 4.21 verwendete Zeitspanne von einer Woche.

Man erkennt, dass eine Schwelle von  $\xi = \xi_t = 5.5$  mit  $\Delta t = 4$  s nach den Daten  $1.4 \pm$

#### 4.8. Abschätzung des statistischen Untergrundes oberhalb einer festen Signifikanzschwelle

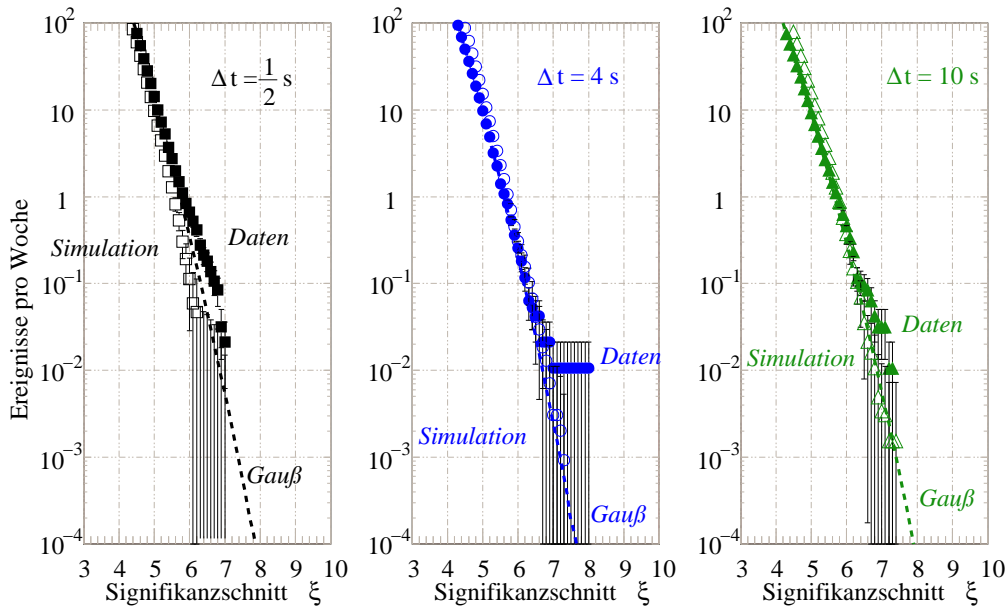


Abbildung 4.21.: Erwartete Anzahl von Supernova-Kandidaten pro Woche aus dem statistischen Untergrund in Abhängigkeit der Signifikanzschwelle  $\xi$

Die erwartete Anzahl falscher Supernova-Kandidaten ist eine Funktion der Signifikanzschwelle  $\xi$ . Die Darstellung gibt für jede Zeitbasis  $\Delta t$  Ergebnisse wieder, die über drei Methoden bestimmt wurden. Die ausgefüllten Symbole zeigen die Resultate, die man durch die direkte Auswertung der Daten erhält: Man zählt einfach für jeden Wert  $\xi$  die Zahl der Ereignisse mit höheren Signifikanzen und skaliert sie auf die gewünschte Messzeit. Die umrandeten Symbole zeigen die Ergebnisse nach der ausführlich im Text besprochenen Simulation. Die gestrichelten Linien geben die skalierten Integrale der angepassten Gaußkurven (vergleiche Formel 4.32) an die Flanken der gemessenen Verteilungen wieder.

0.1 Ereignisse pro Woche mit  $\hat{\mu} > \xi_t$  zur Folge hat. Das entspricht  $132 \pm 11$  Untergrund-Ereignissen in 1.809 Jahren. Die Simulation liefert eine Prognose von  $2.3 \pm 0.2$ , während sich nach der Anpassung der Gaußflanke 1.5 Ereignisse pro Woche ergeben. Für Analyse mit  $\Delta t = 10$  s erwartet man bei der gleichen Schwelle  $\xi_t$  nach der Auswertung der Daten  $2.0 \pm 0.1$  falsche Alarmer pro Woche, nach der Simulation  $2.8 \pm 0.2$  und nach der Gaußflanke 1.8 Ereignisse pro Woche. In Anbetracht des parallelen Auftretens besonders hoher Werte in den verschiedenen Analysen sind diese Werte akzeptabel für den Beitrag zum Supernova-Frühwarnsystem SNEWS. Entsprechend wurde die Schwelle  $\xi = \xi_t = 5.5$  für die beiden Analysen mit  $\Delta t = 4$  s und  $\Delta t = 10$  s am Südpol gewählt.

Die Analyse mit  $\Delta t = \Delta t_0 = 500$  ms erwies sich als sehr instabil bei dieser Einstellung. Ihre Bedeutung im Rahmen dieser Arbeit wurde durch die Wahl einer höheren Schwelle von  $\xi_t = 7.0$  stark reduziert. Nach der Auswertung der Daten sind mit dieser Einstellung nur rund  $2 \pm 0.7$  Ereignisse pro Jahr zu erwarten. Die Prognosen nach der Simulation sind in diesem

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

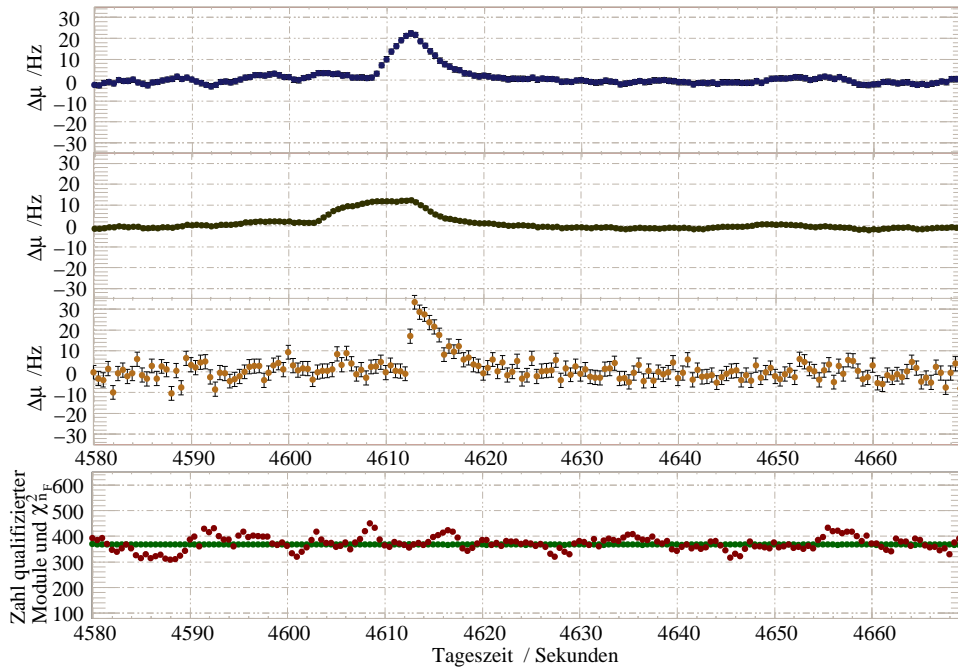


Abbildung 4.22.: Beispiel eines simulierten Supernova-induzierten Signalverlaufs. Die oberen drei Graphen zeigen den zeitlichen Verlauf der gemessenen mittleren Ratenabweichung  $\Delta\mu$  um den zufälligen Zeitpunkt einer simulierten Supernova. Die Entfernung entspricht  $R = 7.5$  kPc. Die Bedeutung der Graphen entspricht der in Abbildung 4.16.

Fall viel kleiner und eigentlich nicht von Interesse, da zu starke Abweichungen zwischen Simulation und Daten vorliegen. Wie die folgenden Abschnitte zeigen werden, verfügt die Analyse mit der Zeitbasis  $\Delta t_0$  in jedem Fall über die geringste Sensitivität für die erwarteten Signale von Supernovae (vergleiche Abschnitt 4.3). Im Jahr 2004 erwies sich die Datennahme mit den drei Analysen in diesen Einstellungen bisher als äußerst stabil.

Von gewissem Interesse sind die Signifikanzschwellen  $\xi_{1 \text{ p.a.}}(\Delta t = 4 \text{ s}) = 6.8$  beziehungsweise  $\xi_{1 \text{ p.a.}}(\Delta t = 10 \text{ s}) = 6.9$ , bei denen der erwartete Untergrund der jeweiligen Analyse auf rund ein Ereignis pro Jahr abfällt. Hier liefern vor allem die Daten der Analyse mit  $\Delta t = 4 \text{ s}$  etwas höhere Schätzwerte, da *ein* Meßwert mit einer Signifikanz von  $\hat{\mu} = 8.05$  vorliegt. Oberhalb einer Schwelle von  $\xi_{\text{max}} = 8.1$  wurde während der kompletten Analyseperiode mit keiner Zeitbasis ein Ereignis beobachtet.

### 4.9. Simulation der erwarteten Signale von Supernovae

In Abschnitt 3.7 dieser Arbeit wurde das Signal einer Supernova im Abstand von  $R = 7.5$  kPc auf Basis der Daten der Supernova SN1987A abgeschätzt. Die entsprechende mittlere Überhöhung der Raten  $\Delta\mu$  der optischen Module wird mit einer Auflösung  $\sigma_{\Delta\mu}$  gemes-

#### 4.10. Reichweite und Sensitivität des AMANDA-II Detektors

sen, die starken Schwankungen unterliegen kann<sup>11</sup> (vergleiche Abbildung 4.13). Um diese Schwankungen in die Abschätzung von Supernova-Signalen einzubeziehen, wurden die Detektordaten als Grundlage der Simulation verwendet. Über die kompletten Daten der Jahre 2000 bis 2003 wurden künstliche Supernova-Signale gelegt. In den verschiedenen Jahren können die Nachweis-Signifikanzen für Supernovae gleichen Typs im gleichen Abstand stark variieren.

Zunächst wurde die Signalform mit

$$I(t - t_{\text{SN}}) = I(t_{\text{SN}}) e^{-\frac{t-t_{\text{SN}}}{\tau}} \quad (4.33)$$

festgelegt. Der beste Schätzwert für die exponentielle Abfallkonstante beträgt  $\tau = 3 \text{ s}$  [44]. Für  $t' < t_{\text{SN}}$  gilt natürlich  $I(t') = 0$ . Das Integral wurde auf mittlere 120 zusätzliche Pulse in zehn Sekunden für die optischen Module in den Strings 5-19 normiert, beziehungsweise auf 90 Pulse für die Module in den Strings 1-4. Das entspricht den Ergebnissen von Abschnitt 3.7.

Zeitpunkte und Entfernungen der Supernovae wurden zufällig bestimmt. Die Entfernungen lagen gleichverteilt auf ganzzahligen Werten zwischen 3 und 20 kPc. Es wurde etwa eine Supernova pro 6 Minuten simuliert, mit einem Mindestabstand zwischen zwei Supernovae von 5 Minuten. Die genauen Signal-Startzeiten  $t_{\text{SN}}$  mussten dabei selbstverständlich nicht mit den Anfangszeiten der 500 ms Intervalle der Daten übereinstimmen. Sie konnten auch in der Mitte eines solchen Intervalls  $\Delta t$  liegen. Dieser Effekt reduziert die zu erwartende Nachweis-Signifikanz.

Das Integral über die Signalfunktion  $I(t)$  vom Startzeitpunkt bis zum Endzeitpunkt jedes  $\Delta t_0$  Intervalls ergibt den Erwartungswert der Ratenabweichung  $\Delta\mu$  während des Intervalls. Die exakte Pulszahl wird individuell für jedes Modul aus einer Poissonverteilung um diesen Erwartungswert gezogen und auf die im Zeitintervall gemessenen Pulse addiert. Direkt im Anschluss wird der Datensatz durch die Echtzeit-Analysemodule mit den Zeitbasen  $\Delta t = 500 \text{ ms}$ ,  $4 \text{ s}$  und  $10 \text{ s}$  ausgewertet. Die besten Signifikanzwerte  $\hat{\mu}_{\text{sig}}$  innerhalb einer Zeitspanne der Länge  $\Delta t + \Delta t_0$  ab dem Zeitpunkt der Supernova  $t_{\text{SN}}$  werden zusammen mit der Entfernung und dem Integral des Signals gespeichert. Aus dem so erzeugten Datensatz wird am Ende die Verteilung der Nachweis-Signifikanzen  $f(\hat{\mu}_{\text{sig}}; \Delta t)$  bestimmt.

### 4.10. Reichweite und Sensitivität des AMANDA-II Detektors

Abbildung 4.23 zeigt zwei Nachweis-Signifikanzspektren  $f(\hat{\mu}_{\text{sig}}; \Delta t; R)$  für Supernovae im Abstand von  $R = 5 \text{ kPc}$  (rechts im Bild) und im Abstand von  $R = 11 \text{ kPc}$  (links im Bild), die mit den Daten des Jahres 2000 simuliert wurden. Die Verteilung der Nachweis-Signifikanzen folgt für kleinere Abstände  $R$  von der Erde einer Gaußverteilung. Für größere Abstände ändert sich das. Insbesondere der linke Rand der Verteilung verschmiert dann mit dem statistischen Untergrund der Analyse.

Mit einem Schnitt auf die Signifikanz nach Bedingung 4.28 ist die Effizienz der Analyse

<sup>11</sup>Das ist der Grund, aus dem hier konsequent die Signifikanz  $\hat{\mu} = \Delta\mu/\sigma_{\Delta\mu}$  betrachtet wird.

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

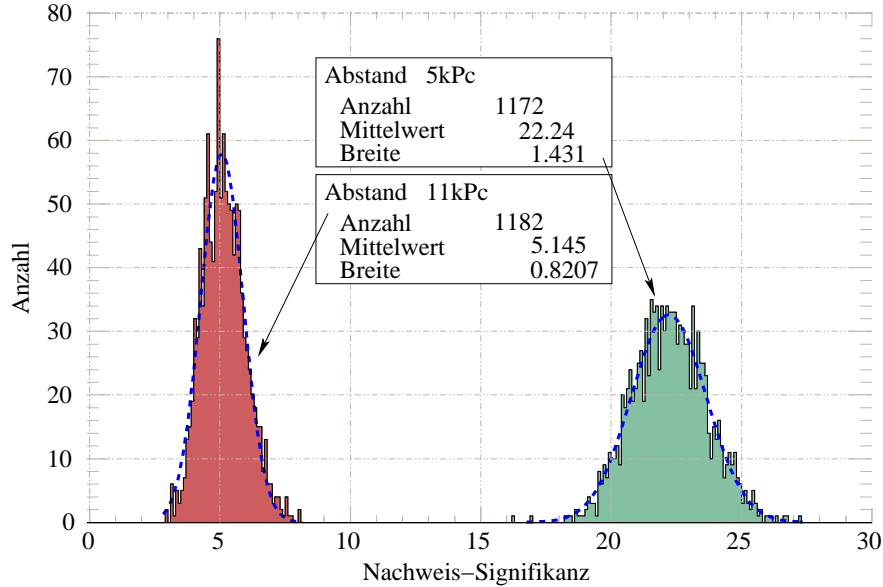


Abbildung 4.23.: Nachweis-Signifikanzen für simulierte Supernovae im Abstand von 5 beziehungsweise 11 kPc

Die Verteilung  $f(\hat{\mu}_{\text{sig}}; \Delta t, R)$  der Nachweis-Signifikanzen folgt für kürzere Distanzen  $R$  (also weiter rechts im Bild) einer Gaußkurve (blau gestrichelt im Bild,  $\chi^2/n_F = 54/75$ ). Für größere Abstände ist das nicht der Fall ( $\chi^2/n_F = 1433/50$ ). Obwohl sich die Form der Verteilung zu größeren Abständen ändert, lassen sich dennoch einheitliche Aussagen über einen Zusammenhang zwischen Integral und Integrationsgrenzen in Einheiten des RMS um den Mittelwert machen (siehe Text).

Die dem Bild zugrunde liegende Analyse arbeitete mit  $\Delta t = 500$  ms. Für die Analysen mit  $\Delta t = 4$  s und  $\Delta t = 10$  s sind die Mittelwerte der Verteilungen größer.

für Supernovae exakt im Abstand  $R$  gegeben durch

$$\epsilon(R; \Delta t, \xi) = \frac{\int_{\xi}^{\infty} d\hat{\mu} f(\hat{\mu}_{\text{sig}}; \Delta t; R)}{\int_{-\infty}^{\infty} d\hat{\mu} f(\hat{\mu}_{\text{sig}}; \Delta t; R)} . \quad (4.34)$$

Für die Echtzeit-Analyse gilt zunächst  $\xi = \xi_t = 5.5$ .

Betrachtet man die mittlere Nachweis-Signifikanz  $\langle \hat{\mu}_{\text{sig}} \rangle$  einer Supernova bei verschiedenen Abständen  $R$ , so erwartet man eine Form von  $\langle \hat{\mu}_{\text{sig}} \rangle \propto 1/R^2$ . Durch die Verschiebung von Untergrund und Signal zu positiven Werten aufgrund der Suche nach der höchsten Signifikanz unter statistisch abhängigen Ergebnissen, wird diese Form etwas verzerrt. Die Anpassung der Form

$$\langle \hat{\mu}_{\text{sig}} \rangle = \alpha \frac{1}{R^2} + \beta \quad (4.35)$$

gelingt bis zu moderaten Abständen  $R < R_{\text{max}}$ . Oberhalb von  $R_{\text{max}}$  entstehen die aufgetragenen Mittelwerte aus einer Überlagerung der Signalverteilung mit dem statistischen Untergrund. Mit den Daten des Jahres 2000 findet man für die Anpassung im Fall der Analysen



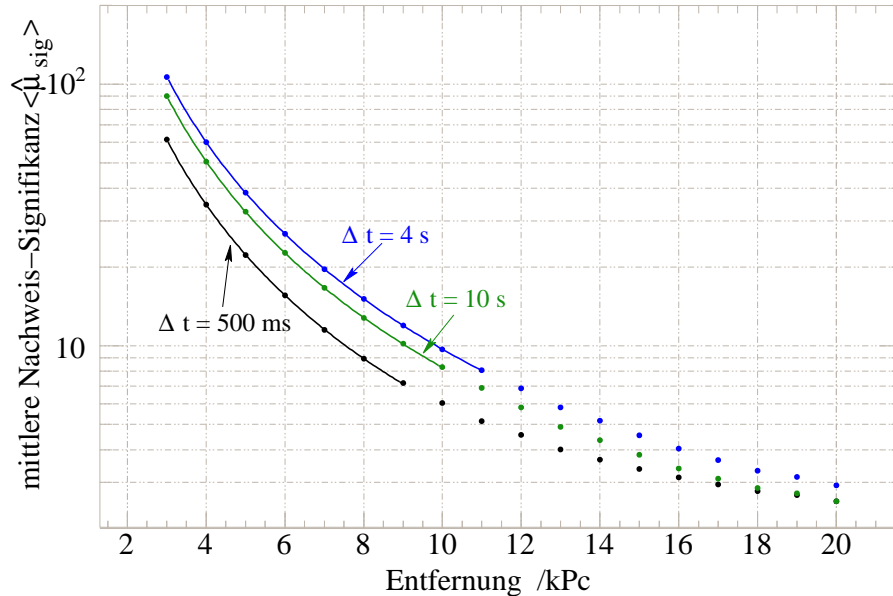


Abbildung 4.24.: Erwartete Nachweis-Signifikanz für Supernovae im Jahr 2000 in Abhängigkeit des Abstands

Die mittleren Nachweis-Signifikanz  $\langle \hat{\mu}_{\text{sig}} \rangle$  für simulierte Supernovae folgen bis zum Übergang in die Untergrundverteilung der Form  $\alpha/R^2 + \beta$ . Die eingezeichneten (äußerst kleinen) Fehlerbalken entsprechen den statistischen Fehlern der Mittelwerte aus den Signalverteilungen. Die Extrapolation der Anpassungen führt zur Unterschätzung der Signifikanz für die weiter entfernt liegenden Supernovae. Wie erwartet, ist die Analyse mit  $\Delta t = 4 \text{ s}$  für das verwendete Supernova-Modell am sensitivsten.

mit  $\Delta t = 4 \text{ s}$  und  $\Delta t = 10 \text{ s}$  einen reduzierten Chi-Quadrat-Wert von  $\chi^2/n_F = 10.02/7$  bis  $R_{\text{max}} = 10 \text{ kPc}$  beziehungsweise  $\chi^2/n_F = 8.05.02/6$  bis  $R_{\text{max}} = 10 \text{ kPc}$ . Abbildung 4.24 zeigt diese Ergebnisse.

Als *Reichweite des Detektors* wird im Rahmen dieser Arbeit der Wert für  $R$  bezeichnet, bei dem die Supernova-Nachweeffizienz der Echtzeit-Analyse  $\epsilon(R; \xi_t = 5.5) = 0.9$  beträgt. Es ist also der Abstand gemeint, für den 90 % der *exakt dort* stattfindenden Supernovae nachgewiesen werden - wenn sie dem hier verwendeten Modell entsprechen.

Um diese Reichweite zu bestimmen, müssen die Signalverteilungen, die bisher bei diskreten Abständen  $R$  erzeugt wurden, zwischen diesen Punkten interpoliert werden (vergleiche Abbildung 4.24). Für die Mittelwerte der Signalverteilungen geschieht das durch die Anpassung von *kubischen Splines*. Kubische Splines sind stückweise definierte Polynome dritter Ordnung, die immer zwei benachbarte Punkte verbinden. An den Verbindungsstellen erfüllen sie die Bedingung der stetigen Differenzierbarkeit [129] [138]. Eine solche Interpolation macht Sinn, wenn die analytische Form unbekannt ist, aber von einem „glatten“ Kurvenverlauf ausgegangen werden kann und die statistischen Fehler der Messpunkte klein sind. Die Unterschiede zwischen der Spline-Interpolation und der Anpassung der Form von Gleichung

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

4.35 sind im Wertebereich der Anpassung vernachlässigbar ( $\lesssim 10^{-1} \%$ ).

Die Integrationsgrenze  $\xi^{90\%}$ , oberhalb der sich 90 % der Ereignisse einer simulierten Signalverteilung  $f(\hat{\mu}_{\text{sig}}; \Delta t; R)$  befinden, kann ausgedrückt werden durch die Abweichung vom Mittelwert  $\langle \hat{\mu}_{\text{sig}} \rangle$  der Verteilung in Einheiten der Verteilungsbreite:

$$\eta^{90\%}(\xi^{90\%}) = \frac{\xi^{90\%} - \langle \hat{\mu}_{\text{sig}} \rangle}{\sigma_{\hat{\mu}_{\text{sig}}}} \quad . \quad (4.36)$$

$\eta^{90\%}$  bleibt bei veränderlichem  $R$  im Rahmen von  $\lesssim 5 \%$  konstant, mit einer leicht abfallenden Tendenz zu hohen Abständen. In solchen Fällen liefern lineare Interpolationen zur Berechnung kontinuierlicher Werte für  $\eta^{90\%}(R)$  sinnvollere Resultate, als mit kubischen Splines zu erwarten wären.

Mit diesen Ansätzen findet man für den AMANDA-II Detektor die folgenden Reichweiten  $R_a^{\Delta t}$ , worin  $a$  das jeweilige Jahr und  $\Delta t$  wie üblich die Zeitbasis der Analyse bezeichnet:

$$\begin{aligned} R_{2000}^{4s} &= 12.00 \text{ kPc} \quad , \\ R_{2001}^{4s} &= 11.55 \text{ kPc} \quad , \\ R_{2002}^{4s} &= 16.40 \text{ kPc} \quad \text{und} \\ R_{2003}^{4s} &= 11.35 \text{ kPc} \quad . \end{aligned} \quad (4.37)$$

Für die anderen Zeitbasen sind die Reichweiten kleiner:

$$\begin{aligned} R_{2000}^{10s} &= 11.00 \text{ kPc} \quad , \\ R_{2000}^{500ms} &= 9.50 \text{ kPc} \quad , \\ R_{2001}^{10s} &= 10.60 \text{ kPc} \quad , \\ R_{2001}^{500ms} &= 9.15 \text{ kPc} \quad , \\ R_{2002}^{10s} &= 14.95 \text{ kPc} \quad , \\ R_{2002}^{500ms} &= 13.05 \text{ kPc} \quad , \\ R_{2003}^{10s} &= 10.55 \text{ kPc} \quad \text{und} \\ R_{2003}^{500ms} &= 9.05 \text{ kPc} \quad . \end{aligned} \quad (4.38)$$

Die Reichweiten reagieren auf eine Veränderung der Methode der Interpolation sehr stabil. Für die Schwankungen  $\sigma_R$  der Ergebnisse über die Methode der linearen Interpolation, der Interpolation durch Splines und durch die Anpassung einer Funktion in Form von Gleichung 4.35 gilt  $\sigma_R \lesssim 0.2 \text{ kPc}$ .

Neben der Entfernung  $R$ , bei der die Nachweiseffizienz für Supernovae 90 % beträgt, sind Entfernungen von Interesse, *innerhalb* der ein bestimmte Anteile  $\epsilon_{\text{mway}}$  aller Supernovae in der Milchstraße nachgewiesen würden. Dazu muss eine Verteilung von Supernovae simuliert werden, deren Abstände zur Erde genau so verteilt sind, wie die Distanzen aller potentiellen Supernova-Vorläufersterne in der Milchstraße. Bahcall und Piran liefern Funktionswerte einer solchen Verteilung als Tabelle für 16 Entfernungen [85]. Diesen liegt das galaktische Modell von Bahcall und Soneira zugrunde [87]. Eine Darstellung der Verteilung findet sich in integraler und differentieller Form rechts in Abbildung 4.25. Zwischen den Werten wurde

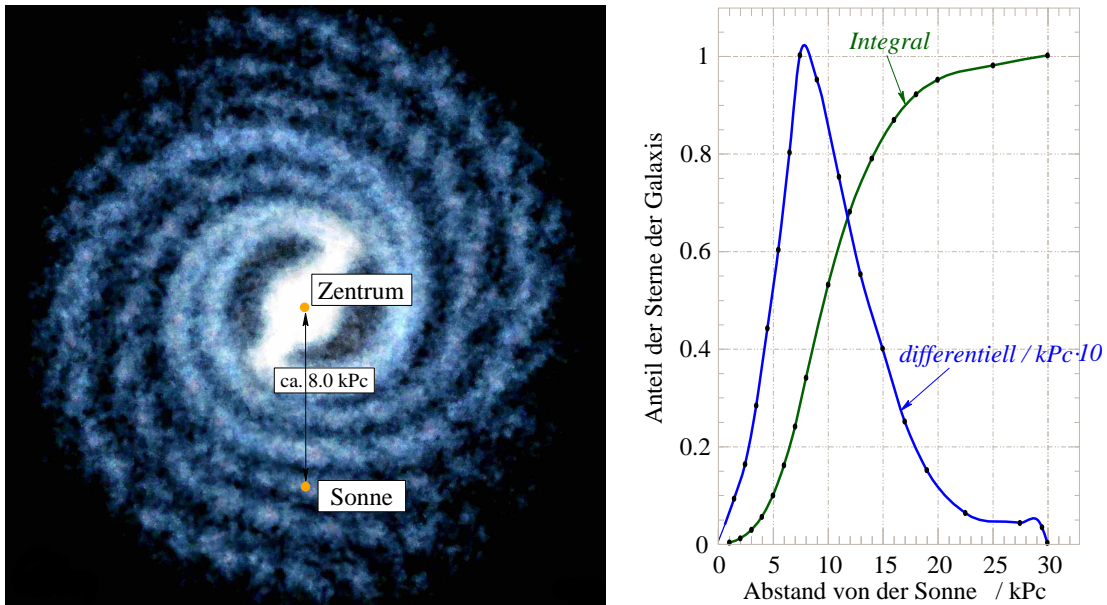


Abbildung 4.25.: Die Struktur der Milchstraße

Das linke Bild zeigt eine schematische Darstellung der Milchstraße (nach R. Powell [141]). Die Gesamtstruktur ist die einer sogenannten Balkenspiralgalaxie, der exakte morphologische Typ ist nicht bekannt. Die Verteilung der Sterne darin setzt sich zusammen aus einem scheibenförmigen Anteil (Disk), in dem die Spiralarme liegen [87], und einem Anteil in Form eines Rotationsellipsoids (Bulk). Die Spiralarme weisen eine größere Dichte des interstellaren Mediums auf. In ihnen entstehen vorwiegend leuchtstarke und kurzlebige Sterne. Die grüne Kurve in der rechten Abbildung zeigt den Verlauf des Anteils  $q$  der in einer Sphäre mit Radius  $R$  um die Sonne enthaltenen Sterne der Milchstraße, die sich zu eine Supernova entwickeln könnten. Die entsprechenden Daten stammen von Bahcall und Piran [85]. Die blaue Kurve wurde - bis auf den künstlich eingefügten vorletzten Punkt (bei 29.5 kPc) - durch stückweise Differentiation aus der grünen Kurve gewonnen und um Faktor 10 skaliert. Zwischen den Punkten wurde die Funktion mit kubischen Splines interpoliert.

wieder mit Hilfe kubischer Spline-Funktionen interpoliert. Mit der differentiellen Funktion können die Verteilungen der Signalsignifikanzen für jede Entfernung korrekt gewichtet aufaddiert werden.

Um zu einem kombinierten Ergebnis für die Jahre 2000 bis 2003 zu gelangen, müssen die Signalverteilungen  $f(\hat{\mu}_{\text{sig}}; \Delta t)$  der einzelnen Jahre getrennt simuliert und anschließend zu einer gemeinsamen Signalverteilung zusammen addiert werden. Jede Signalverteilung erhält dabei ein Gewicht, das der Anzahl der Ereignisse in der Untergrundverteilung des zugehörigen Jahres entspricht.

Abbildung 4.26 stellt Signal- und Untergrundverteilungen in willkürlichen Einheiten gegenüber. Anhand diesen Bildes lässt sich die prozentuale Abdeckung der Sterne der Milchstraße für jede Einstellung des Triggers  $\xi$  durch numerisches Integrieren bestimmen (verglei-

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

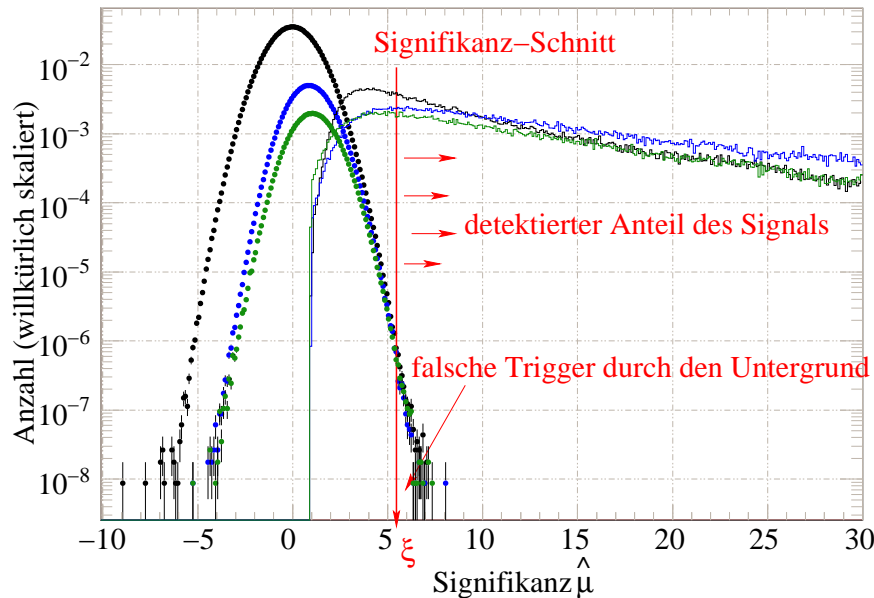


Abbildung 4.26.: Simulierte Signal- und gemessene Untergrundverteilungen bei der Suche nach Supernovae in der Milchstraße

Das Bild zeigt sowohl Untergrundverteilung  $f(\hat{\mu}_{\max}; \Delta t)$  als auch die erwartete Signalverteilung  $f(\hat{\mu}_{\text{sig}}; \Delta t)$  einer Supernova innerhalb der Milchstraße. Die Verteilung möglicher Vorläufersterne ist in Abbildung 4.25 dargestellt. Eine Wahl von  $\xi$  bestimmt erwarteten Untergrund und Effizienz für Supernovae. Links im Bild dominieren in der Signalverteilung die Beiträge durch große Abstände - diese gleichen eigentlich der Untergrund-Verteilung. Der rechte Teil der Signalverteilung wird durch besonders nahe gelegene Supernovae bestimmt. Für diese Arbeit ist vor allem der Bereich von  $\hat{\mu} \lesssim 10$  von Interesse, in dem der Signifikanzschnitt  $\xi$  sinnvoll variiert werden kann.

che Formel 4.34) und anschließend mit der Menge des statistischen Untergrunds oberhalb von  $\xi$  vergleichen. Abbildung 4.27 zeigt die Resultate für die im Mittel abgedeckten Anteile der Milchstraße  $\epsilon_{\text{mway}}$  in Abhängigkeit des Schnittes  $\xi$  speziell für die Jahre 2002 und 2003 und das gemittelte Gesamtergebn für die Jahre 2000 bis 2003.

Man stellt fest, dass die Wahl von  $\xi_t = 5.5$  in der Echtzeit-Analyse am Südpol mit der Zeitbasis von  $\Delta t = 4 \text{ s}$  einer mittlere Abdeckung von  $\epsilon_{\text{mway}}^{4 \text{ s}} \approx 81 \%$  der Sterne der Galaxis entspricht. Für 81 Prozent der Sterne der Milchstraße würde mit dieser Schwelle also der Übergang zur Supernova detektiert. Mit der Zeitbasis  $\Delta t = 10 \text{ s}$  beträgt die Abdeckung  $\epsilon_{\text{mway}}^{10 \text{ s}} \approx 75 \%$  und für  $\Delta t = 500 \text{ ms}$  erhält man  $\epsilon_{\text{mway}}^{500 \text{ ms}} \approx 56 \%$ .

Die Effizienzen  $\epsilon_{\text{mway}}^{\Delta t}$  lassen sich in die gesuchten Radien  $R(\epsilon_{\text{mway}}^{\Delta t})$  übersetzen, die den jeweiligen Anteil der Sterne der Milchstraße enthalten. Diese Radien kann man an der inte-

#### 4.10. Reichweite und Sensitivität des AMANDA-II Detektors

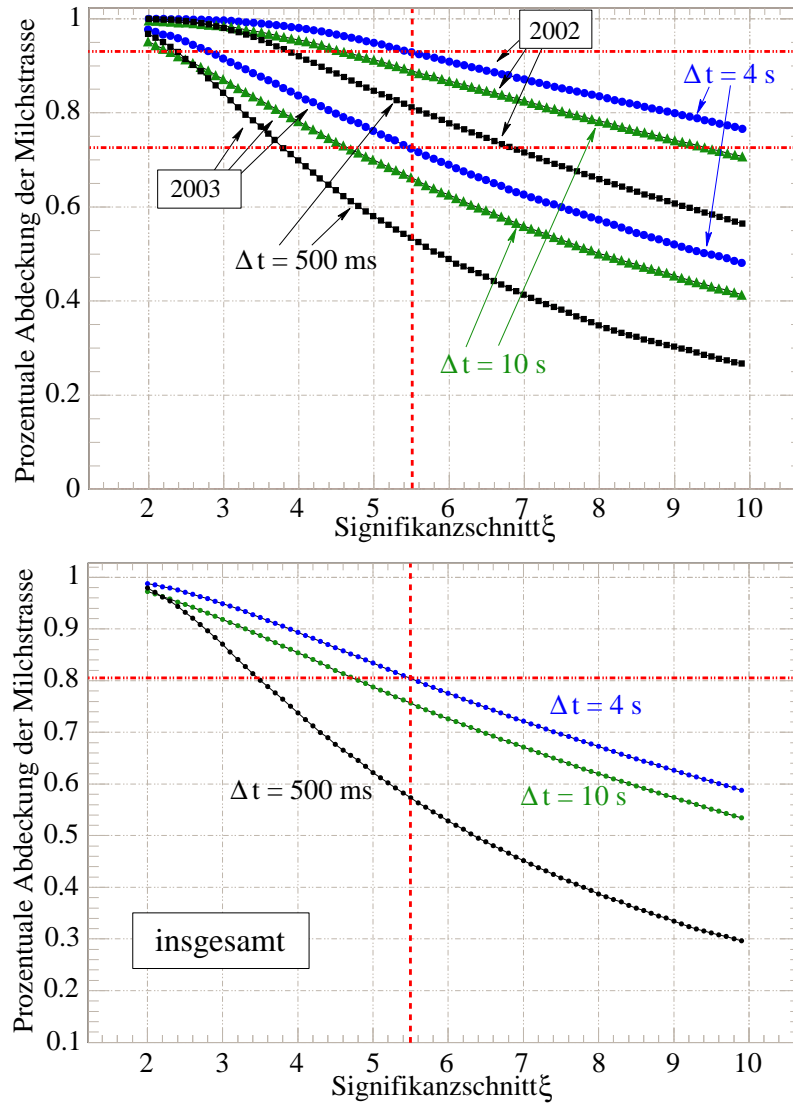


Abbildung 4.27.: Anteil der Sterne der Galaxis, die im Falle der Entwicklung zu einer Supernova oberhalb der gewählten Signifikanzschwelle  $\xi$  nachgewiesen werden könnten

Mit ansteigendem Signifikanzschnitt  $\xi$  fällt der im Mittel in den Jahren 2000 bis 2003 abgedeckte Anteil der Sterne der Milchstraße. Die obere Abbildung zeigt die Kurven der drei Analysen ( $\Delta t = 500$  ms, 4 s, 10 s) für die Jahre 2003 und 2002. Die untere Abbildung zeigt den mit der Lebenszeit gewichteten Durchschnitt für alle Jahre. In rot eingezeichnet ist der in der Analyse in Echtzeit eingestellte Schnitt von  $\xi_t = 5.5$  und die resultierenden prozentualen Abdeckungen der Milchstrasse.

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

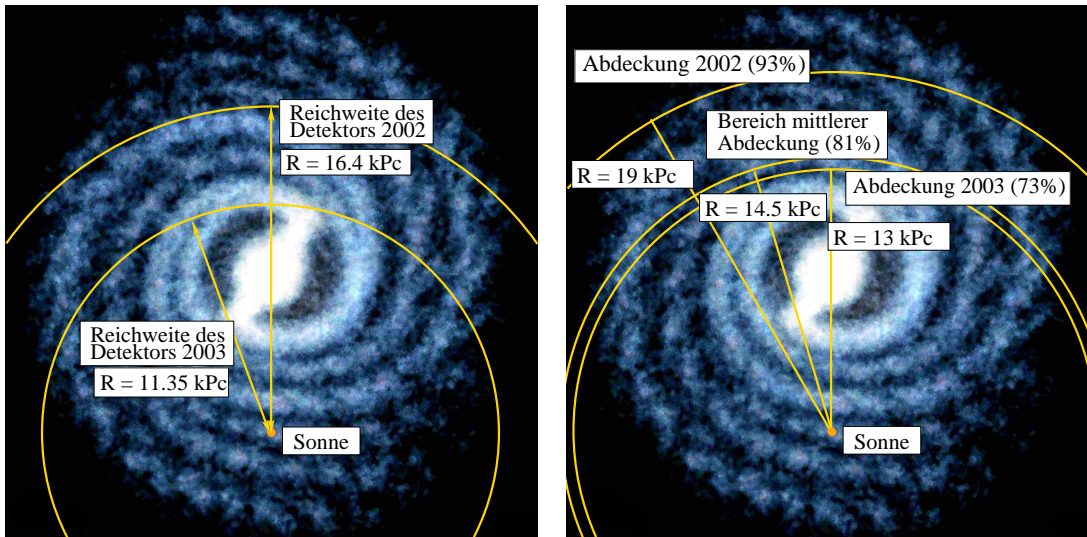


Abbildung 4.28.: Reichweiten der Analyse mit der Zeitbasis  $\Delta t = 4$  s  
 Das linke Bild zeigt graphisch die Abstände, bei denen die Analyse in Echtzeit 90 % der simulierten Supernovae triggert ( $\xi_t > 5.5$ ).  
 Das rechte Bild zeigt die Reichweiten, innerhalb der von der Echtzeit-Analyse 90 % der Supernovae erkannt werden. Diese Reichweite ist 2002 am besten, und für 2003 am schlechtesten.

gralen Kurve in Abbildung 4.25 ablesen. Für die Analysen folgt im Mittel

$$\begin{aligned}
 R(\epsilon_{\text{mway}}^{4\text{s}} = 81\%) &\approx 14.5 \text{ kPc} \quad , \\
 R(\epsilon_{\text{mway}}^{10\text{s}} = 75\%) &\approx 13 \text{ kPc} \quad \text{und} \\
 R(\epsilon_{\text{mway}}^{500\text{ms}} = 56\%) &\approx 10 \text{ kPc} \quad .
 \end{aligned}
 \tag{4.39}$$

Beschränkt man sich auf das Jahr 2002, so werden mit einem Signifikanzschnitt von  $\xi_t = 5.5$  im Rahmen der Analyse mit der Zeitbasis  $\Delta t = 4$  s 93 % der Supernovae in der Galaxis erfasst. 2003 trifft dies nur noch auf 73 % der Galaxis zu. Abbildung 4.28 fasst die Ergebnisse für  $\Delta t = 4$  s grafisch anschaulich zusammen. Mit diesen Raten der Abdeckung sind etwa 1 – 2 falsche Alarmer pro Woche zu erwarten (vergleiche Abschnitt 4.8).

Da die Analyse mit  $\Delta t = 500$  ms nach Abschnitt 4.7 einen besonders schlecht verstandenen Untergrund aufweist (vergleiche Abbildung 4.21) und außerdem die niedrigsten Nachweis-Signifikanzen für simulierte Supernovae liefert, wird die Analyse mit dieser Zeitbasis hier nicht weiter diskutiert. Am Südpol bleibt sie mit einer höheren Triggerschwelle von  $\xi_t^{\Delta t_0} = 7.0$  aktiv und erhöht die Sensitivität des Detektors für unbekannte Signale kurzer Zeitdauer. Der abgedeckte Anteil der Milchstrasse für Supernovae im Modell dieser Arbeit sinkt damit auf  $\epsilon_{\text{mway}}^{500\text{ms}} = 40\%$ .

## 4.11. Eine Messung der Anzahl von Supernovae pro Jahr innerhalb der Milchstraße

Aus dem gemessenen Untergrund und der erwarteten Signalverteilung lässt sich eine obere Grenze auf die Frequenz von Supernovae in der Galaxis ableiten. Der (neue) Signifikanzschnitt  $\xi_s$  ist der einzige freie Parameter für diese Analyse. Er bestimmt die *gemessene* Zahl von Ereignissen, die als Signal klassifiziert werden, die *erwartete* Anzahl von Ereignissen aus den Fluktuationen des Untergrunds und er verändert den überwachten Anteil der Sterne der Milchstraße  $\epsilon_{\text{mway}}$ .

Wenn der AMANDA-II Detektor Supernovae in der Milchstraße bei einem Anteil von  $\epsilon_{\text{mway}}$  der Sterne nachweisen kann, so folgt aus der Messung einer Anzahl von  $n_{\text{ama2}}$  Ereignissen in der Zeit  $T$  im AMANDA-II Detektor ein Schätzwert von

$$\dot{n}_{\text{mway}}^0 = \frac{\langle n_{\text{mway}} \rangle}{T} = \frac{1}{\epsilon_{\text{mway}}} \frac{n_{\text{ama2}}}{T} \quad (4.40)$$

für den Erwartungswert  $\dot{n}_{\text{mway}}$  der Anzahl von Supernovae in der gesamten Milchstraße.

Feldman und Cousins [50] diskutieren die gegenwärtig allgemein akzeptierte Methode der Konstruktion von Konfidenzintervallen für die Messung kleiner Signale, bei bekanntem Untergrund. In Abhängigkeit einer bestimmten Anzahl *gemessener* Ereignisse ( $\dot{n}_{\text{mway}}^0$ ) und einer bekannten Anzahl statistisch *erwarteter* Untergrundereignisse liefert die Methode Grenzwerte für den Erwartungswert ( $\dot{n}_{\text{mway}}$ ) der Anzahl von Signalereignissen. Das Intervall innerhalb der Grenzwerte enthält diesen Erwartungswert dann mit einer Wahrscheinlichkeit, die im Rahmen dieser Arbeit immer 90 % beträgt. Die obere Grenze des Intervalls dient zur Abschätzung der *maximalen Rate* von Supernovae, die nach den Analysen dieser Arbeit mit *mindestens* 90 % Wahrscheinlichkeit innerhalb der Milchstraße zu erwarten ist.

Der statistische Untergrund der Analysen kann durch die in Abschnitt 4.7 beschriebene Monte-Carlo Simulationen bestimmt werden. Eine Alternative dazu bietet die Integration der in Abschnitt 4.8 an die Daten angepassten Flanken von Gaußverteilungen (vergleiche Gleichung 4.32). Den Prognosen auf Basis der Monte-Carlo Simulationen wird dabei der Vorzug gegeben, da diese vollkommen unabhängig von den gemessenen Daten sind. Sie liefern im Vergleich mit den Gaußflanken konservativere Ergebnisse. Die Ergebnisse der Gaußflanken können später zur Abschätzung systematischer Fehler dienen.

Aus der Simulation des statistischen Untergrunds wird - ohne Einfluß der gemessenen Daten - die *erwartete Sensitivität*<sup>12</sup> in Abhängigkeit der Signifikanzschwelle  $\xi_s$  berechnet. Man kann diese Größe als Erwartungswert für die obere Grenze des 90 %-Konfidenz-Intervalls verstehen, falls kein Signal zur Messung beiträgt. Zusammen mit dem jeweils abgedeckten Anteil der Sterne der Milchstraße können diese Werte gemäß Formel 4.40 auf die gesamte Milchstraße skaliert werden. Abbildung 4.29 gibt die entsprechenden Resultate wieder.

<sup>12</sup>Die Methode der Konstruktion von Konfidenzintervallen nach Feldman und Cousins ist bis auf die Bestimmung der erwarteten Sensitivität in ROOT implementiert [138]. Feldman und Cousins geben die erwartete Sensitivität in Form einer Tabelle an. Diese liefert Ergebnisse für einige diskrete Erwartungswerte der Anzahl von Untergrundereignissen. Um die Sensitivität als Funktion des Schnitts auf die Signifikanz kontinuierlich zu bestimmen, wurde zwischen den tabellierten Werten wieder über die Methode der kubischen Splines interpoliert.

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

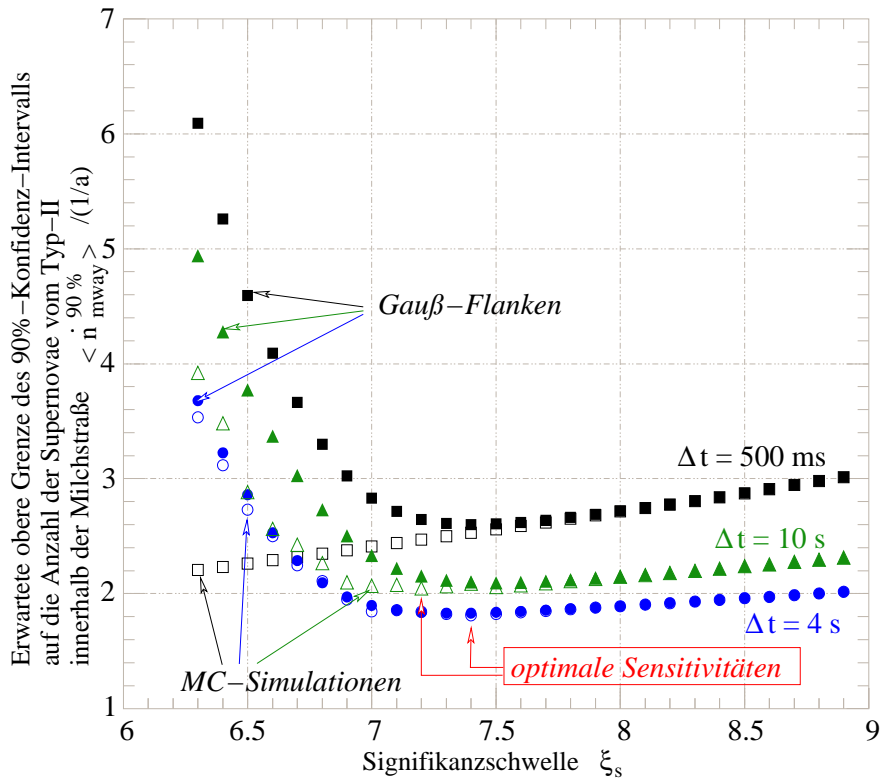


Abbildung 4.29.: Erwartete obere Grenze des 90 %-Konfidenz-Intervalls für die Anzahl von Supernovae innerhalb der Milchstraße

In Abhängigkeit der Signifikanzschwelle  $\xi_s$  kann über die Monte-Carlo-Simulation aus Abschnitt 4.7 die Anzahl erwarteter Ereignisse des statistischen Untergrunds oberhalb von  $\xi$  bestimmt werden (im Bild die nicht ausgefüllten Symbole). Alternativ können dazu auch die Flanken der Gaußverteilungen herangezogen werden, deren Anpassung an die Verteilung des statistischen Untergrunds in Abschnitt 4.8 diskutiert wurde (die ausgefüllten Symbole). Der Erwartungswert für die obere Grenze des 90 %-Konfidenz-Intervalls kann bei gegebenen Untergrund nach Feldman und Cousins bestimmt werden [50]. Gleichzeitig mit dem Untergrund bestimmt die Schwelle  $\xi$  aber auch den Prozentsatz der Abdeckung der Milchstraße. Entsprechend kann die erwartete obere Grenze auf die Anzahl der Supernovae durch die Wahl des besten Schnitts  $\xi_s$  optimiert werden.



#### 4.11. Eine Messung der Anzahl von Supernovae pro Jahr innerhalb der Milchstraße

Das schärfste Limit ist von der Analyse mit  $\Delta t = 4$  s und einem Schnitt auf die Signifikanz von  $\xi_s^{\Delta t=4s} = 7.4$  zu erwarten. Für die Analyse mit  $\Delta t = 10$  s findet man die beste erwartete Sensitivität bei  $\xi_s^{\Delta t=10s} = 7.2$ . Sie ist um  $\sim 15\%$  schlechter als für  $\Delta t = 4$  s. Es macht für beide Zeitbasen keinen großen Unterschied, welche Methode der Abschätzung des statistischen Untergrunds verwendet wird. Das ist bei der Analyse mit  $\Delta t = \Delta t_0 = 500$  ms anders: Die Punkte optimaler erwarteter Sensitivität, die man über die verschiedenen Methoden der Bestimmung des Untergrunds erhält, unterscheiden sich in Abbildung 4.29 so stark, dass die beste Signifikanz auf Basis der Simulation nicht mehr im Darstellungsbereich des Graphen liegt<sup>13</sup>. Diese Diskrepanz zwischen Daten und Simulation war bereits in Abbildung 4.21 erkennbar, weshalb auf eine genauere Auswertung der Analyse verzichtet wurde.

Mit den gemessenen Daten findet man für die Analyse mit der Zeitbasis  $\Delta t = 4$  s eine obere Grenze für die Rate von Supernovae innerhalb der Milchstraße von

$$\begin{aligned} \dot{n}_{\text{mway}}(\Delta t = 4 \text{ s}) &< 3.2 \frac{1}{\text{a}}, \text{ während} & (4.41) \\ \langle \dot{n}_{\text{Mway}}(\Delta t = 4 \text{ s}) \rangle &= 1.8 \frac{1}{\text{a}} \end{aligned}$$

als Ergebnis zu erwarten gewesen wäre. Im Unterschied zur Erwartung von  $\sim 10^{-6}$  Ereignissen wurde von der Analyse *ein* Ereignis oberhalb der Schwelle  $\xi_s$  verzeichnet. Damit ist die erwartete Sensitivität schärfer als die obere Grenze, die aus der Messung abgeleitet werden kann.

Die Analyse mit  $\Delta t = 10$  s liefert

$$\begin{aligned} \dot{n}_{\text{mway}}(\Delta t = 10 \text{ s}) &< 3.5 \frac{1}{\text{a}} \text{ und} & (4.42) \\ \langle \dot{n}_{\text{Mway}}(\Delta t = 10 \text{ s}) \rangle &= 2.1 \frac{1}{\text{a}} . \end{aligned}$$

Die erwartete Sensitivität ist wie zuvor besser. Auch in dieser Analyse wurde *ein* Ereignis oberhalb der Signifikanzschwelle gefunden, wo nach der Simulation des Untergrunds  $\approx 0.07$  Ereignisse zu erwarten gewesen wären. Das Ergebnisse der Analyse mit  $\Delta t = 4$  s liefert also wie erwartet die schärfste obere Grenze für die Rate von Supernovae in der Milchstraße.

Die Grenzen  $\xi_s^{\Delta t=4s} = 7.4$  und  $\xi_s^{\Delta t=10s} = 7.2$  entsprechen Abdeckungen von 74% beziehungsweise 67% der Milchstraße. Mit der Wahl dieser Schwellen sind beide Analysen „blind“, da die Schnitte *vor* der Berücksichtigung der Verteilungen der gemessenen Daten festgelegt wurden. Eine spätere Festlegung des Schnittes oberhalb des höchsten *gemessenen* Wertes der Signifikanz würde zu deutlich schärferen Grenzwerten führen, wäre aber voreingenommen.

Eine unabhängige Betrachtung beider Analysen ist an dieser Stelle noch immer gerechtfertigt: Mit der Zeitbasis von  $\Delta t = 4$  s sollen optimale Grenzen für das Supernova-Modell mit der exponentiellen Zerfallszeit von  $\tau = 3$  s geliefert werden, während die Zeitbasis von  $\Delta t = 10$  s eine gewisse Unabhängigkeit von diesem Modell bewahren soll.

<sup>13</sup>Im Bereich von  $\xi < 6.3$  gibt es numerische Komplikationen bei der Berechnung der Konfidenzintervalle mit der Implementierung in ROOT.

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

Die abgeleiteten Grenzen lassen sich mit dem Ergebnis der Analyse der Daten des AMANDA-B10 Detektors der Jahre 1997 und 1998 vergleichen. In diesen Jahren wurden 70 % der Galaxis mit 90 % Effizienz über insgesamt 215 Tage ( $\approx 0.589$  a) überwacht. Daraus wurde - bei *einem* erwarteten und Null gemessenen Ereignis oberhalb der gewählten Schwelle - eine obere Grenze von

$$\dot{n}_{\text{mway}}^{97-98}(\Delta t = 10 \text{ s}) < 4.3 \frac{1}{\text{a}} \quad (4.43)$$

Supernovae in der Milchstraße bestimmt [105].

Diese Aussage kann in einfacher Form mit dem Ergebnis dieser Arbeit kombiniert werden. Dazu wird die Analyse mit der Zeitbasis  $\Delta t = 10$  s herangezogen; dies entspricht der Zeitbasis der Analyse, über die Ergebnis 4.43 bestimmt wurde. Während die vorliegende Analyse im Mittel 67 % der Galaxis überwacht, sieht die Analyse der Daten von 1997 und 1998 70 % der Galaxis. Damit können die 215 Tage Beobachtungszeit des alten Systems auf äquivalente *zusätzliche*  $215 \cdot 0.70/0.67$  Tage für die Analyse mit  $\Delta t = 10$  s in dieser Arbeit skaliert werden. In der Analyse der Jahre 1997-1998 wurde bei einer Erwartung *eines* Untergrund-Ereignisses *kein* Ereignis oberhalb der gewählten Signifikanzschwelle  $\xi_{97/98}$  gefunden. Man findet als Resultat dieser Überlegungen als obere Grenze

$$\begin{aligned} \dot{n}_{\text{mway}}^{97-03}(\Delta t = 10 \text{ s}) &< 2.6 \frac{1}{\text{a}} \quad \text{und} \\ \langle \dot{n}_{\text{mway}}^{97-03}(\Delta t = 10 \text{ s}) \rangle &< 1.5 \frac{1}{\text{a}} \end{aligned} \quad (4.44)$$

als Erwartungswert.

Interessanterweise deckt die alte Analyse mit  $\epsilon_{\text{mway}}^{97/98} = 70$  % einen größeren Teil der Milchstraße ab als das neue System - allerdings wurde der Datensatz der früheren Arbeit aufgrund der Qualitätsanforderungen viel stärker beschnitten, als das im Rahmen der Echtzeit-Analyse geschieht. Der Preis dafür war eine recht geringe Lebenszeit der Analyse. Außerdem wurde die Sensitivität der Module der B10-Generation des Detektors im Vergleich zu dieser Arbeit als höher eingeschätzt. Beschränkte man sich mit der hiesigen Analyse auf das Jahr 2002, so wäre die Abdeckung der Galaxis durch die Analyse dieser Arbeit deutlich größer, wie Abbildung 4.28 illustriert.

Das *eine* Ereignis, das in den Daten beider Analysen oberhalb der optimalen Schwelle  $\xi_s$  auftaucht, wird als Supernova klassifiziert - das heißt natürlich nicht, dass es sich dabei um eine Supernova handelt. Es wurde am 27. April 2000 um 18:44:45 GMT gemessen und ist in Abbildung 4.30 gezeigt. Man erkennt, dass der Verlauf der Signifikanz nicht die gesuchte Form aufweist. Vielleicht handelt es sich um eine elektronische Störung des Detektors.

### 4.12. Systematiken und statistische Fehler dieser Analyse

In der Entwicklung der Argumentationskette dieser Arbeit sind verschiedene Schritte mit statistischen und systematischen Fehlern behaftet. Bisher wurden diese Fehler nur kurz und qualitativ angesprochen. In diesem Abschnitt wird der Versuch unternommen, die Unsicherheiten besser zu quantifizieren. Die Fehler der folgenden Annahmen werden hier diskutiert:

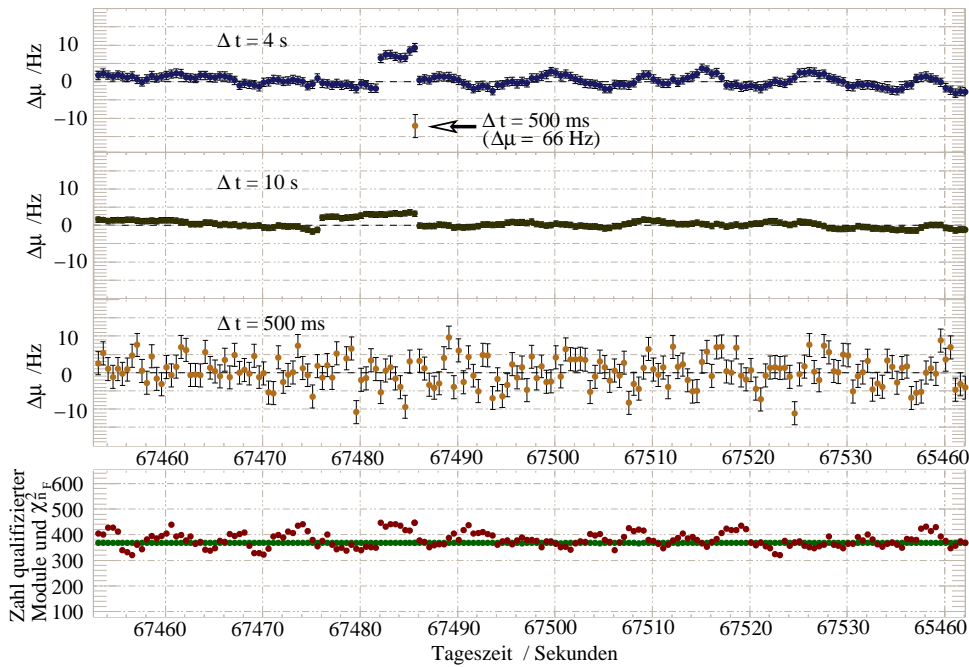


Abbildung 4.30.: Signifikantester gemessener Supernova-ähnlicher Signalverlauf  
 Die Abbildung zeigt den Verlauf der signifikantesten gemessenen kollektiven Ratenabweichung vom 27. April 2000, 18:44:45 GMT. Die Bedeutung der einzelnen Bilder entspricht der in Abbildung 4.16. Die Ratenüberhöhung findet auf einer kurzen Zeitskala  $\Delta \tilde{t}$  statt, für die  $\Delta \tilde{t} \leq \Delta t_0$  gelten muss. Während sich in der Analyse mit der Zeitbasis  $\Delta t = \Delta t_0 = 500$  ms eine massive Ratenüberhöhung zeigt, wird das Signal in den übrigen Analysen durch die Mittelung über längere Intervalle abgeschwächt. Es handelt sich also nicht um ein Signal des gesuchten Typs.

1. Das Signalmodell einer typischen Supernova
2. Die Eiseigenschaften und die Sensitivität des Detektors
3. Die Simulation des statistischen Untergrunds

#### 4.12.1. Intensität und Form des Neutrinosignals einer Supernova

Die dominierende Unsicherheit in den Aussagen dieser Arbeit beruht auf der gemessenen Signalstärke der Supernova SN1987A, die in Ermangelung anderer experimenteller Ergebnisse als typisch für alle galaktischen Supernovae betrachtet wird. Die entsprechenden Diskussionen finden sich in den Abschnitten 1.3.3, 3.7 und 4.9 dieser Arbeit. Im Kamiokande-II Detektor wurden insgesamt 11 Neutrinos gemessen, die heute mit der Supernova SN1987A assoziiert werden [79]. Entsprechend ist eine Intensitätsmessung der Neutrinostrahlung auf Basis dieser

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

11 Ereignisse mit einem statistischen Fehler<sup>14</sup> von  $\sigma_{\langle\Delta\mu_{\text{sig}}\rangle} = \sqrt{11}/11 \approx 30\%$  behaftet. Der Fehler der erwarteten Signifikanz des gemessenen Signals einer Supernova beträgt also

$$\sigma_{\hat{\mu}_{\text{sig}}}^{\text{Intensität}} = \frac{\sqrt{11}}{11} \approx 30\% \quad . \quad (4.45)$$

Auch die Temperatur des Proto-Neutronensterns, der die thermischen Neutrinos emittiert, ist nicht besonders gut bekannt. Über die Rechnungen, die in Abschnitt 3.7 diskutiert wurden, stellt man fest, dass sich ein solcher Fehler in ausreichender Näherung linear in die mittlere Energie der Neutrinos transformiert, die später im Detektor wechselwirken - trotz der recht komplizierten Faltung des Energiespektrums bei der jeweiligen Temperatur mit dem Neutrino-Wirkungsquerschnitt. Ein relativer Fehler in der Temperatur des Proto-Neutronensterns entspricht also direkt dem Fehler in der Lichtausbeute - und damit dem Fehler in der Signal-Signifikanz. Die Temperatur des Proto-Neutronensterns im Inneren der Supernova SN1987A wird in Ergebnis 1.10 mit einem relativen Fehler  $\sigma_T^{\text{PNS}}$  von

$$\sigma_{\hat{\mu}_{\text{sig}}}^{\text{Temperatur}} = \sigma_T^{\text{PNS}} \approx \begin{cases} +30\% \\ -20\% \end{cases} \quad (4.46)$$

angegeben.

Weiterhin gilt die charakteristische exponentielle Abnahme des Signals mit einer Zeitkonstanten von  $\tau = 3\text{ s}$  als äußerst unsicher. Nach der theoretischen Betrachtung zur optimalen Zeitbasis in Abschnitt 4.3 folgt die erwartete Signalstärke  $\langle\hat{\mu}_{\text{sig}}\rangle$  in Abhängigkeit der Zeitbasis der Analyse  $\Delta t$  der Form von Gleichung 4.15. Variiert man in dieser Gleichung die exponentielle Zeitkonstante  $\tau$  und hält  $\Delta t$  konstant, so sinkt die erwartete Signalstärke  $\langle\hat{\mu}_{\text{sig}}\rangle$  für  $\Delta t = 4\text{ s}$  beim Übergang  $\tau \rightarrow 2\tau$  ebenso wie für  $\tau \rightarrow \frac{1}{2}\tau$  etwa um  $\sim 10\%$ . Für  $\tau \rightarrow 4\tau$  oder für  $\tau \rightarrow \frac{1}{4}\tau$  findet man Verluste von  $\langle\hat{\mu}_{\text{sig}}\rangle$  um  $\sim 25\%$ . Die Simulationen weisen jedoch nicht auf eine derart massive Fehleinschätzung der exponentiellen Zeitkonstante hin. Außerdem reduzieren die parallelen Analysen mit den Zeitbasen  $\Delta t = 4\text{ s}$  und  $\Delta t = 10\text{ s}$  die potentiellen Verluste. Eine längere Zerfallskonstante führt beispielsweise zwar zu niedrigerer Nachweissignifikanz in der Analyse mit der Zeitbasis  $\Delta t = 4\text{ s}$ , für  $\Delta t = 10\text{ s}$  erhöht sich aber die Sensitivität. Die Unsicherheit der *maximalen* Signalstärke wird nach diesen Überlegungen konservativ mit

$$\sigma_{\hat{\mu}_{\text{sig}}}^{\text{Zerfallszeit}} \approx \begin{cases} +0\% \\ -10\% \end{cases} \quad (4.47)$$

abgeschätzt. Da die Analyse mit  $\Delta t = 4\text{ s}$  auf die Annahme  $\tau = 3\text{ s}$  optimiert wurde, führen Veränderungen in  $\tau$  immer zu negativen Korrekturen von  $\langle\hat{\mu}_{\text{sig}}\rangle$ .

Die Fehler  $\sigma_{\hat{\mu}_{\text{sig}}}^{\text{Intensität}}$ ,  $\sigma_{\hat{\mu}_{\text{sig}}}^{\text{Temperatur}}$  und  $\sigma_{\hat{\mu}_{\text{sig}}}^{\text{Zerfallszeit}}$  werden am Ende des nächsten Abschnitts miteinander kombiniert.

<sup>14</sup>Dieser Fehler ist natürlich vom Fehler  $\sigma_{\Delta\mu}$  der Messung von  $\Delta\mu$  nach Gleichung 4.6 zu unterscheiden. Letzterer setzt sich aus der Anzahlen der Pulse zusammen, die für eine Messung der Raten der einzelnen optischen Module registriert werden, und wird von den hiesigen Überlegungen nicht berührt. Über  $\sigma_{\Delta\mu}$  wurde die seit Abschnitt 4.7 betrachtete Signifikanz einer Messung von  $\Delta\mu$  abgeschätzt:  $\hat{\mu} = \Delta\mu/\sigma_{\Delta\mu}$ .

### 4.12.2. Eiseigenschaften und Sensitivität des Detektors

Eine weitere Unsicherheit steckt in der Beschreibung des Eises am Südpol als homogenes Medium in Abschnitt 3.6. Mit dieser vereinfachenden Annahme wurden effektive Volumina der optischen Module bestimmt, die - wie die Intensität der erwarteten Neutrinostrahlung - linear in die erwartete Signalstärke  $\langle \hat{\mu}_{\text{sig}} \rangle$  einfließen. Abschnitt 3.7 zeigte, dass das effektive Volumen auf Veränderungen der Streueigenschaften des Eises sehr stabil reagiert, während es von der mittleren Absorptionslänge  $\bar{\Lambda}_A = 96 \text{ m}$  linear abhängig ist. Die mittlere Absorptionslänge ist eine fehlerbehaftete Eingangsgröße der Simulation. Woschnagg gibt den systematischen Fehler  $\sigma_{\bar{\Lambda}_A}$  bei der Bestimmung der optischen Parameter mit

$$\sigma_{\hat{\mu}_{\text{sens}}}^{\text{Eiseigenschaften}} \lesssim 10 \% \quad (4.48)$$

an [109].

Das *mittlere* effektive Volumen wurde von der AMANDA-Kollaboration auf Basis der Eiseigenschaften mittlerweile vielfach konsistent reproduziert. Die relativen Abweichungen zwischen den verschiedenen numerischen Integrationsverfahren, die im Rahmen dieser Arbeit getestet wurden, und der Vergleich mit der Arbeit von Jacobsen [120] legen nahe, dass der relative Fehler der Methode bei

$$\sigma_{\hat{\mu}_{\text{sens}}}^{\text{Numerik}} \lesssim 5 \% \quad (4.49)$$

liegen muss.

Alle bisher betrachteten Fehler lassen sich durch eine relative Unsicherheit der erwarteten Signal-Signifikanz  $\langle \hat{\mu}_{\text{sig}} \rangle$  beschreiben. Zwar sind manche der Beiträge sicher nicht gaußförmig und unabhängig, die einzelnen Fehler sind jedoch so groß und ungenau bekannt, dass sich diese Methode durch ihre Einfachheit rechtfertigt.

$$\begin{aligned} (\bar{\sigma}_{\text{tot}})^2 &\approx \left( \sigma_{\hat{\mu}_{\text{sig}}}^{\text{Intensität}} \right)^2 + \left( \sigma_{\hat{\mu}_{\text{sig}}}^{\text{Temperatur}} \right)^2 + \left( \sigma_{\hat{\mu}_{\text{sig}}}^{\text{Zerfallszeit}} \right)^2 \\ &\quad + \left( \sigma_{\hat{\mu}_{\text{sens}}}^{\text{Eiseigenschaften}} \right)^2 + \left( \sigma_{\hat{\mu}_{\text{sens}}}^{\text{Numerik}} \right)^2 \\ \implies \bar{\sigma}_{\text{tot}} &\approx \begin{cases} +44 \% \\ -40 \% \end{cases} . \end{aligned} \quad (4.50)$$

Eine multiplikative Korrektur des erwarteten Signals  $\hat{\mu}_{\text{sig}}$  um einen festen Faktor  $a$  führt zu einer Streckung oder Stauchung der erwarteten Verteilung (vergleiche Abbildung 4.26). Dies ist - in der Frage der Abdeckung der Milchstraße - äquivalent zu einer Korrektur des Signifikanzschnittes  $\xi_s$  in umgekehrter Richtung - um den Faktor  $1/a$ .

Die Wirkung einer multiplikativen Korrektur von  $\xi_s$  lässt sich anhand von Abbildung 4.27 nachvollziehen. Die Abschätzung der Auswirkungen von Fehlern auf die Limits wird allerdings durch die Veränderung des Lage des Schnittes mit der optimalen erwarteten Sensitivität kompliziert. Die resultierenden Werte neuen optimalen Werte für  $\xi_s$ , die überwachten Anteile der Milchstraße  $\epsilon_{\text{mway}}$  und erwartete Sensitivitäten wurden daher wie in Abschnitt 4.11 für viele veränderte Annahmen zur Signalstärke neu bestimmt. Anschließend wurden aus den Daten neue obere Grenzen berechnet. Tabelle 4.5 gibt diese Resultate wieder. Sollten die erwarteten Unsicherheiten sich durch neue Simulationen oder Messergebnisse verkleinern, so kann der Effekt auf die Ergebnisse dieser Arbeit anhand der Tabelle nachvollzogen werden.

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit

$\frac{\langle \Delta \hat{\rho}_{\text{sig}} \rangle}{\Delta \hat{\rho}_{\text{sig}}^{\text{SN1987A}}}$	$\Delta t = 4 \text{ s}$				$\Delta t = 10 \text{ s}$			
	$\xi_s$	$\epsilon_{\text{mway}}$	$\langle \dot{n}_{\text{mway}} \rangle$	$\dot{n}_{\text{mway}}$	$\xi_s$	$\epsilon_{\text{mway}}$	$\langle \dot{n}_{\text{mway}} \rangle$	$\dot{n}_{\text{mway}}$
200 %	7.4	94 %	1.4	2.6	7.5	89 %	1.5	1.5
150 %	7.4	88 %	1.5	2.8	7.5	81 %	1.7	1.7
125 %	7.4	82 %	1.6	2.9	7.5	75 %	1.8	1.8
110 %	7.4	78 %	1.7	3.1	7.2	71 %	1.9	3.3
100 %	7.4	74 %	1.8	3.2	7.2	67 %	2.1	3.5
95 %	7.4	72 %	1.9	3.3	7.2	65 %	2.1	3.6
90 %	7.4	70 %	1.9	3.5	7.2	63 %	2.2	3.8
85 %	7.3	68 %	2.0	3.5	7.2	60 %	2.3	3.9
75 %	7.2	62 %	2.2	3.9	7.0	55 %	2.5	4.3
50 %	7.0	48 %	3.0	4.9	7.0	39 %	3.7	10.3
30 %	7.0	28 %	5.1	8.4	6.9	21 %	6.8	18.5
10 %	7.0	5 %	30	50	6.9	3 %	53	144

Tabelle 4.5.: Abdeckungen der Galaxis, Sensitivitäten und obere Grenzen auf die Rate der Supernovae für verschiedene Signalstärken der typischen Supernova

Die linke Spalte bezeichnet die angenommene Signalstärke einer Supernova. Der Wert von 100 % bezieht sich auf die angenommene Signalstärke dieser Arbeit (vergleiche Abschnitt 3.7), die über die Skalierung der Anzahl der Ereignisse im Kamiokande-II Detektor auf die Verhältnisse des AMANDA-II Detektors abgeschätzt wurde. Rechts davon sind je vier Spalten für die Analysen mit  $\Delta t = 4 \text{ s}$  und die Analyse mit  $\Delta t = 10 \text{ s}$  gezeigt. Die jeweils linke dieser Spalten gibt die Signifikanzschwelle  $\xi_s$  wieder, bei der die maximale Sensitivität des Detektors erwartet wird. Rechts daneben steht der Anteil  $\epsilon_{\text{mway}}$  der damit abgedeckten potenziellen Vorläufersterne von Supernovae in der Milchstraße. Rechts daneben sind die oberen Grenzen der 90 %-Konfidenzintervalle nach Feldman und Cousins angegeben [50], die man nach der Simulation des statistischen Untergrunds unter der Annahme keines Signals im Mittel erwartet ( $\langle \dot{n}_{\text{mway}} \rangle$ ). Die letzte Spalte enthält das entsprechende Limit ( $\dot{n}_{\text{mway}}$ ), das man nach der Auswertung der Daten erhält.

#### 4.12.3. Simulation des statistischen Untergrunds

Es gelang im Rahmen dieser Arbeit nicht, die Verteilung der durch die Analyse mit  $\Delta t = \Delta t_0 = 500 \text{ ms}$  durch eine Simulation zu reproduzieren. Daher ist anzunehmen, dass auch die Monte-Carlo Simulationen des Untergrunds der Analysen mit  $\Delta t > \Delta t_0$  systematische Fehler aufweisen. Die Größenordnung dieser Fehler abzuschätzen, ist schwierig. Die einzige Möglichkeit, dies ohne einen massiven, neuen Simulationsaufwand zu erreichen, der bei den Daten der einzelnen optischen Module ansetzt, besteht in einem Vergleich der vorhandenen Simulationen mit den gemessenen Daten, beziehungsweise mit den daran angepassten Gaußkurven. Diese Anpassungen wurden zuletzt in Abschnitt 4.8 diskutiert (siehe auch Abbildung 4.21). In diesem Vergleich steckt implizit die voreingenommene Annahme, dass die Daten im Wesentlichen den reinen statistischen Untergrund repräsentieren.

#### 4.12. Systematiken und statistische Fehler dieser Analyse

Schätzt man auf Basis der gaußschen Flanken den statistischen Untergrund der Analysen oberhalb der Signifikanzschwellen  $\xi_s(\Delta t)$  ab, so erhält man andere optimale Sensitivitäten als mit der Monte-Carlo Simulation. Diese Abhängigkeit wurde bereits in Abbildung 4.29 dargestellt. Vor allem das Verhalten der erwarteten Sensitivität bei niedrigen Werten von  $\xi$  wird durch die Form des statistischen Untergrunds bestimmt.

Man findet mit der Beschreibung des erwarteten Untergrunds durch die Gaußkurven optimale Sensitivitäten bei Signifikanz-Schnitten von  $\xi_s^{\Delta t=4\text{s}} = 7.4$  (wie beim Monte-Carlo) beziehungsweise  $\xi_s^{\Delta t=10\text{s}} = 7.5$  (mit dem Monte Carlo ergab sich  $\xi_s^{\Delta t=10\text{s}} = 7.2$ ). Damit lautet die obere Grenze  $\dot{n}_{\text{mway}}^*$  für die Anzahl von Supernovae pro Jahr in der Milchstraße mit der Analyse mit  $\Delta t = 4\text{s}$

$$\begin{aligned} \dot{n}_{\text{mway}}^* (\xi = 7.4; \Delta t = 4\text{s}) &< 3.2 \frac{1}{\text{a}}, \text{ mit} & (4.51) \\ \langle \dot{n}_{\text{Mway}}^* (\Delta t = 4\text{s}) \rangle &= 1.8 \frac{1}{\text{a}}, \end{aligned}$$

als Erwartungswert, während sich mit  $\Delta t = 10\text{s}$

$$\begin{aligned} \dot{n}_{\text{mway}}^* (\xi = 7.5; \Delta t = 10\text{s}) &< 2.0 \frac{1}{\text{a}} \text{ und} & (4.52) \\ \langle \dot{n}_{\text{Mway}}^* (\Delta t = 10\text{s}) \rangle &= 2.1 \frac{1}{\text{a}} \end{aligned}$$

ergeben.

In den Daten der Analyse mit  $\Delta t = 10\text{s}$  ist oberhalb  $\xi_s = 7.5$  *kein* Ereignis zu finden. Deshalb ist das abgeleitete obere Limit schärfer als in Abschnitt 4.11, und sogar schärfer als die erwartete Sensitivität, da in den Daten *weniger* Ereignisse vorhanden sind (nämlich Null), als nach dem Modell des Untergrunds erwartet werden ( $\sim 0.06$ ).

Sieht man von diesem Unterschied ab, der auf der zufälligen Anwesenheit *eines* Datenpunkts zwischen  $7.2 \leq \hat{\mu} < 7.5$  zurückzuführen ist, so sind die erwarteten Sensitivitäten auf Basis beider Prognosen des statistischen Untergrunds gleich. Die Unsicherheiten werden entsprechend durch das erwartete Signal einer Supernova dominiert.

#### 4. Datenanalyse in Echtzeit



# Zusammenfassung

Der AMANDA-II Detektor ist primär für den richtungsaufgelösten Nachweis hochenergetischer Neutrinos konzipiert. Trotzdem können auch niederenergetische Neutrinoausbrüche, wie sie von Supernovae erwartet werden, mit hoher Signifikanz nachgewiesen werden, sofern sie innerhalb der Milchstraße stattfinden. Die experimentelle Signatur im Detektor ist ein kollektiver Anstieg der Rauschraten aller optischen Module.

Zur Abschätzung der Stärke des erwarteten Signals wurden theoretische Modelle und Simulationen zu Supernovae und experimentelle Daten der Supernova SN1987A studiert. Außerdem wurden die Sensitivitäten der optischen Module neu bestimmt. Dazu mussten für den Fall des südpolaren Eises die Energieverluste geladener Teilchen untersucht und eine Simulation der Propagation von Photonen entwickelt werden. Schließlich konnte das im Kamiokande-II Detektor gemessene Signal auf die Verhältnisse des AMANDA-II Detektors skaliert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Algorithmus zur Echtzeit-Suche nach Signalen von Supernovae als Teilmodul der Datennahme implementiert. Dieser beinhaltet diverse Verbesserungen gegenüber der zuvor von der AMANDA-Kollaboration verwendeten Version. Aufgrund einer Optimierung auf Rechengeschwindigkeit können nun mehrere Echtzeit-Suchen mit verschiedenen Analyse-Zeitbasen im Rahmen der Datennahme simultan laufen. Die Disqualifikation optischer Module mit ungeeignetem Verhalten geschieht in Echtzeit. Allerdings muss das Verhalten der Module zu diesem Zweck anhand von gepufferten Daten beurteilt werden. Dadurch kann die Analyse der Daten der qualifizierten Module nicht ohne eine Verzögerung von etwa  $\lesssim 5$  min geschehen. Im Falle einer erkannten Supernova werden die Daten für die Zeitdauer mehrerer Minuten zur späteren Auswertung in 10 ms-Intervallen archiviert.

Da die Daten des Rauschverhaltens der optischen Module ansonsten in Intervallen von  $\Delta t_0 = 500$  ms zur Verfügung stehen, ist die Zeitbasis der Analyse in Einheiten von  $\Delta t_0$  frei wählbar. Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei Analysen dieser Art am Südpol aktiviert: Eine mit der Zeitbasis der Datennahme von  $\Delta t = 500$  ms, eine mit der Zeitbasis  $\Delta t = 4$  s und eine mit der Zeitbasis  $\Delta t = 10$  s. Dadurch wird die Sensitivität für Signale maximiert, die eine charakteristische exponentielle Zerfallszeit von 3 s aufweisen und gleichzeitig eine gute Sensitivität über einen weiten Bereich exponentieller Zerfallszeiten gewahrt. Anhand von Daten der Jahre 2000 bis 2003 wurden diese Analysen ausführlich untersucht. Während die Ergebnisse der Analyse mit  $\Delta t = 500$  ms nicht vollständig nachvollziehbare Ergebnisse produzierte, konnten die Resultate der beiden Analysen mit den längeren Zeitbasen durch Simulationen reproduziert und entsprechend gut verstanden werden.

Auf der Grundlage der gemessenen Daten wurden die erwarteten Signale von Supernovae simuliert. Aus einem Vergleich zwischen dieser Simulation den gemessenen Daten der Jahre 2000 bis 2003 und der Simulation des erwarteten statistischen Untergrunds kann mit einem

## Zusammenfassung

Konfidenz-Niveau von mindestens 90 % gefolgert werden, dass in der Milchstraße nicht mehr als 3.2 Supernovae pro Jahr stattfinden. Zur Identifikation einer Supernova wird ein Ratenanstieg mit einer Signifikanz von mindestens  $7.4\sigma$  verlangt. Die Anzahl erwarteter Ereignisse aus dem statistischen Untergrund beträgt auf diesem Niveau weniger als  $10^{-6}$ . Dennoch wurde *ein* solches Ereignis gemessen. Mit der gewählten Signifikanzschwelle werden 74 % aller möglichen Vorläufer-Sterne von Supernovae in der Galaxis überwacht. In Kombination mit dem letzten von der AMANDA-Kollaboration veröffentlichten Ergebnis ergibt sich sogar eine obere Grenze von nur 2.6 Supernovae pro Jahr.

Im Rahmen der Echtzeit-Analyse wird für die kollektive Ratenüberhöhung eine Signifikanz von mindestens  $5.5\sigma$  verlangt, bevor eine Meldung über die Detektion eines Supernova-Kandidaten verschickt wird. Damit liegt der überwachte Anteil Sterne der Galaxis bei  $\epsilon_{\text{mway}} = 81\%$ , aber auch die Frequenz falscher Alarme steigt auf bei  $\sim 2$  Ereignissen pro Woche. Die Alarm-Meldungen werden über ein Iridium-Modem in die nördliche Hemisphäre übertragen, und sollen schon bald zu SNEWS beitragen, dem weltweiten Netzwerk zur Früherkennung von Supernovae.

# Abstract

The AMANDA-II neutrino-telescope is designed to detect high energy neutrinos in the TeV energy range. Its main purpose is to reconstruct the tracks of charged particles created in reactions of these neutrinos in order to identify neutrino point-sources in the sky. The detector is nevertheless also sensitive to intense low-energy neutrino bursts. Such bursts are expected from supernova explosions within the Milky Way. The experimental signature is a collective increase of the noise rates in all optical sensors of the detector.

In order to calculate the efficiencies of the optical modules we studied the generation of Cherenkov light by charged particles and the propagation of the photons in ice. Using the results, we were able to scale the measurements of the supernova SN1987A by the *Kamiokande-II* detector to an expected signal in AMANDA-II.

An algorithm for the search of collective noise rate deviations was studied and implemented. Major improvements to earlier versions include the ability to disqualify modules that show a „bad“ behavior automatically. In order to investigate the behavior of the modules in real time, about five minutes of data have to be buffered before the analysis. This results in a five minute delay between the detection and the discovery of a supernova signal. The algorithm was also optimized in running speed. We are now able to run several instances in parallel - with various time bases - embedded within the data acquisition software.

This thesis discusses the performance of searches for supernova signals with time bases of 500 milliseconds, 4 and 10 seconds. The chosen settings guarantee an optimal sensitivity for a signal of approximately 10 seconds length, with an estimated exponential decay time of 3 seconds. Three searches employing these settings are running at the South Pole since spring 2004.

The performance of a real time analysis is tested using data from the years 2000 to 2003. Whereas the search with a timebase of  $\Delta t = 500$  ms produced results that could not be fully reproduced by simulations, the searches with longer timebases yielded consistent results. Without clear evidence for an observed signal, an upper limit to the number of supernova explosions in the Milky Way could be derived. A rate of more than  $r = 3.2$  supernovae per year within the Milky Way could be excluded at a confidence level of at least 90 %. To classify an event as a supernova, a collective noise rate increase higher than  $7.4 \sigma$  is required with the timebase of 4 seconds. Furthermore, the Chisquare-probability must exceed  $10^{-3}$ . A Monte-Carlo simulation of the expected background gave an expectation of only  $10^{-6}$  events at this level, while *one* such event showed up in the data. Therefore, the actual limit is somewhat less sharp than the expected value ( $\langle r \rangle = 1.8$  /year). Combining the results of this thesis with an earlier upper limit published by the AMANDA collaboration, we can exclude a rate of more than 2.6 supernovae per year within the galaxy.

## *Abstract*

For the real time searches running at the South Pole, a rate excess with at least  $5.5\sigma$  significance is required for classification as supernova candidate. In the simulations, 81% of the stars in the galaxy would yield a rate excess of this significance in case of an explosion. The expected rate of fake events is roughly 2 events per week. This qualifies AMANDA to contribute to the SNEWS supernova early warning system. Information about future supernova candidates will be sent to the northern hemisphere by an Iridium modem link at any time.

# Danksagung

Mein Dank gilt meinen Eltern, meiner Freundin, meiner Familie und meinen Freunden für die Geduld mit mir während einer stressigen Zeit. Insbesondere danke ich nochmals all jenen, die sich durch die Korrektur dieser Arbeit hervorgetan haben. ;)

Ich danke meinem Chef, der AMANDA Gruppe in Mainz und der AMANDA-Kollaboration insgesamt für die Unterstützung bei dieser Arbeit und die wunderbare Atmosphäre im Allgemeinen.

Mein Dank gilt weiterhin allen Teilchenphysikern in Mainz für die hilfreichen gruppenübergreifenden Gespräche.

Danke an die deutschen und amerikanischen Steuerzahler - für die Finanzierung dieser Arbeit und meiner zahlreichen Aufenthalte auf der *Amundsen Scott Station* am Südpol (durch die Universität Mainz, das BMBF, die DFG und die NSF). Auch dem Stationspersonal bin ich für die freundliche Aufnahme am Südpol und die andauernde Unterstützung zu Dank verpflichtet, ebenso wie den AMANDA- und IceCube Forschern, die meine Eindrücke von der Antarktis maßgeblich mit geprägt haben.

Ach ja, Dank gebührt vielleicht auch den Sternen der Milchstraße, von denen sich (anscheinend) keiner dazu entschlossen hat, während eines Absturzes der SNDAQ zur Supernova zu werden.

Zum Schluss noch eine ganz dicke Entschuldigung an all die, die ich hier und jetzt vergessen habe explizit zu erwähnen. . .

Übrigens dürfen an dieser Stelle aus Datenschutzrechtlichen Gründen keine Namen stehen.

*Danksagung*

## A. Verteilungen der Variablen für die Qualifikation der optischen Module

Dieser Abschnitt enthält die vollständige Dokumentation der Entwicklung der Qualifikationsbedingungen für die optischen Module im Rahmen der Echtzeitanalyse. Diese wird in Abschnitt 4.5 ausführlich diskutiert. Die dortigen exemplarischen Abbildungen beziehen sich auf das Jahr 2000 und wurden mit einer Analyse-Zeitbasis von  $\Delta t = 500$  ms erzeugt. Die Verteilungen für Analysen auf  $\Delta t = 4$  s und  $\Delta t = 10$  s werden hier nachgeliefert, ebenso wie die entsprechenden Verteilungen für die Jahre 2001-2003. Die Verteilungen des Jahres 2000 werden der Vollständigkeit halber ebenfalls gezeigt.

Die Abbildungen A.1 (Jahr 2000) A.2 (Jahr 2001), A.3 (Jahr 2002), und A.4 (Jahr 2003) sind nach einem einheitlichen Schema geordnet. Die oberen beiden Abbildungen zeigen Verteilungen der mittleren Rate. Diese sind für alle Zeitbasen identisch. Darunter folgen Verteilungen für den Verbreiterungsfaktor und die Schiefe. Die linke Spalte bezieht sich immer auf die Zeitbasis  $\Delta t = 500$  ms, die mittlere auf  $\Delta t = 4$  s und die rechte auf  $\Delta t = 10$  s.

Die Verteilungen des Verbreiterungsfaktors für die Zeitbasen  $\Delta t = 4$  s und  $\Delta t = 10$  s scheinen zu zeigen, dass bei einer großen Klasse von B4-Modulen auch bei niedrigen Verbreiterungsfaktoren ein Gaußsches Verhalten nicht mehr gegeben zu sein scheint. Dies hängt jedoch mit Schwierigkeiten bei der automatischen Anpassung der Gaußkurve zusammen und ist keine echte Tendenz. Stattdessen wird das Verhalten der Module zu größeren Zeitbasen hin generell „besser“. Die scheinbare Verschlechterung beruht auf zwei Gründen: Die Zeitspanne, über die die Schätzwerte für die Mittelwerte und Standardabweichungen bestimmt wird, bleibt für alle Skalierungen gleich bei  $T = 10$  min. Das hat zur Folge, dass für  $\Delta t = 500$  ms 1200 Einzelwerte einfließen, für  $\Delta t = 10$  s aber nur noch 60. Daraus ergibt sich zum einen eine größere Streuung der Resultate der Abschätzungen. Zum anderen tritt durch die wenigen Histogrammeinträge - vor allem bei den B4 Modulen - manchmal der Fall auf, dass nur  $\sim 3 - 5$  Einträge des Ratenhistogramms überhaupt von Null verschieden sind. Mit nur drei Einträgen lässt sich aber keine Güte der Anpassung einer Funktion mit drei Parametern bestimmen. Bei einer etwas höheren Zahl von Null verschiedener Einträge ist die zu erwartende Streuung des Wertes des reduzierten  $\chi^2$  sehr groß (vergleiche Abbildung 4.1).

A. Verteilungen der Variablen für die Qualifikation der optischen Module

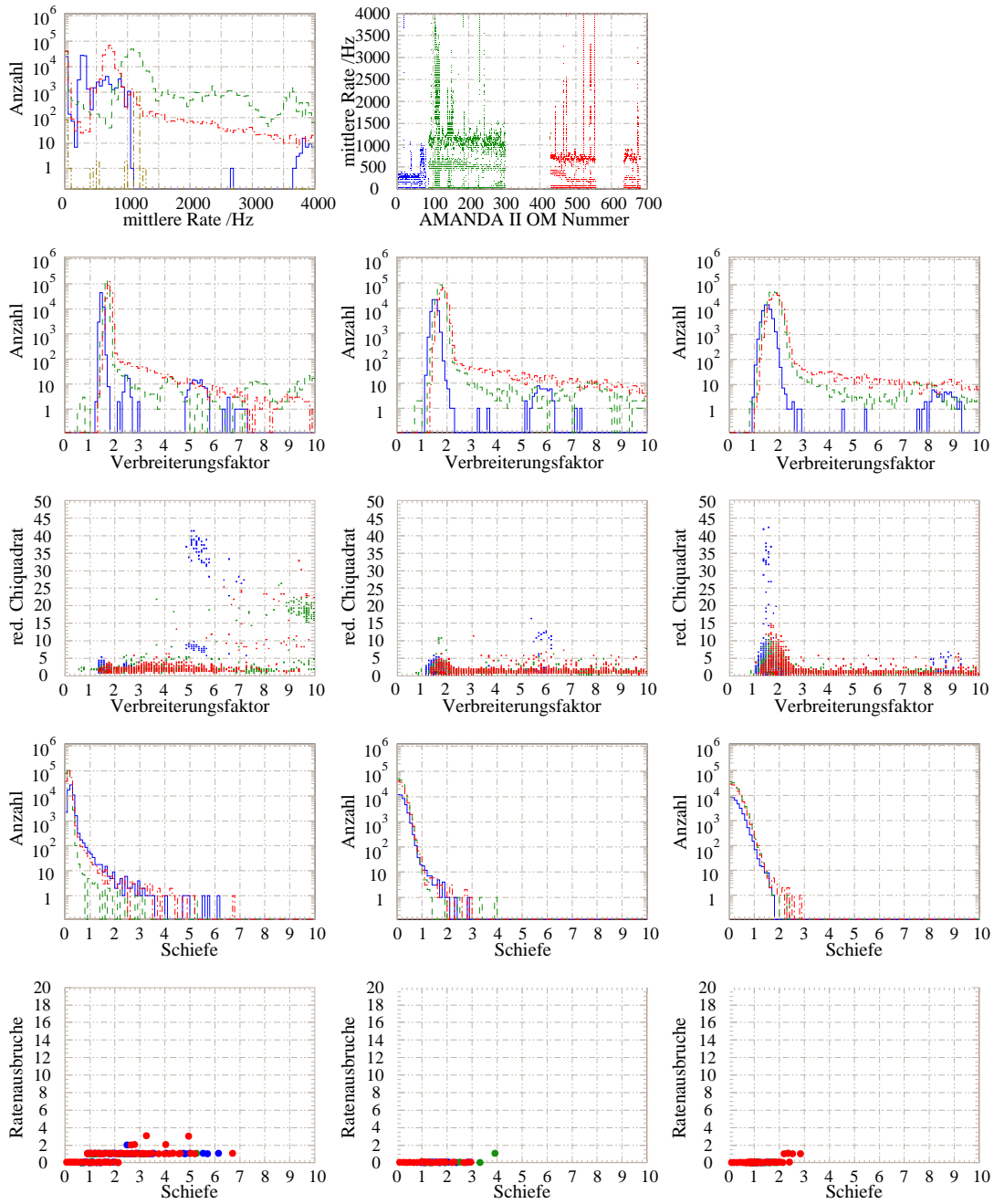


Abbildung A.1.: Verteilung der Qualifikationsvariablen der Daten des Jahres 2000



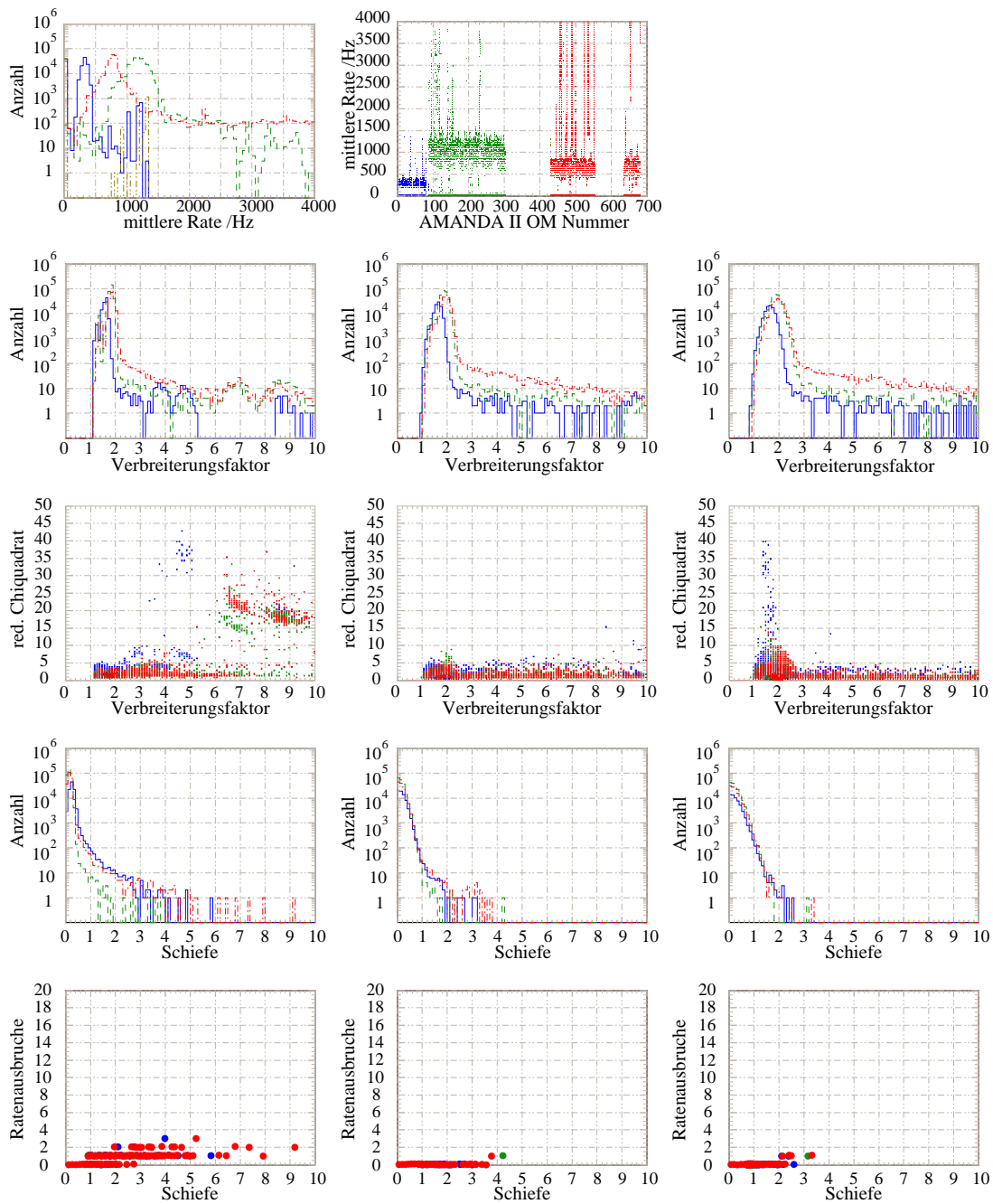


Abbildung A.2.: Verteilung der Qualifikationsvariablen der Daten des Jahres 2001

A. Verteilungen der Variablen für die Qualifikation der optischen Module

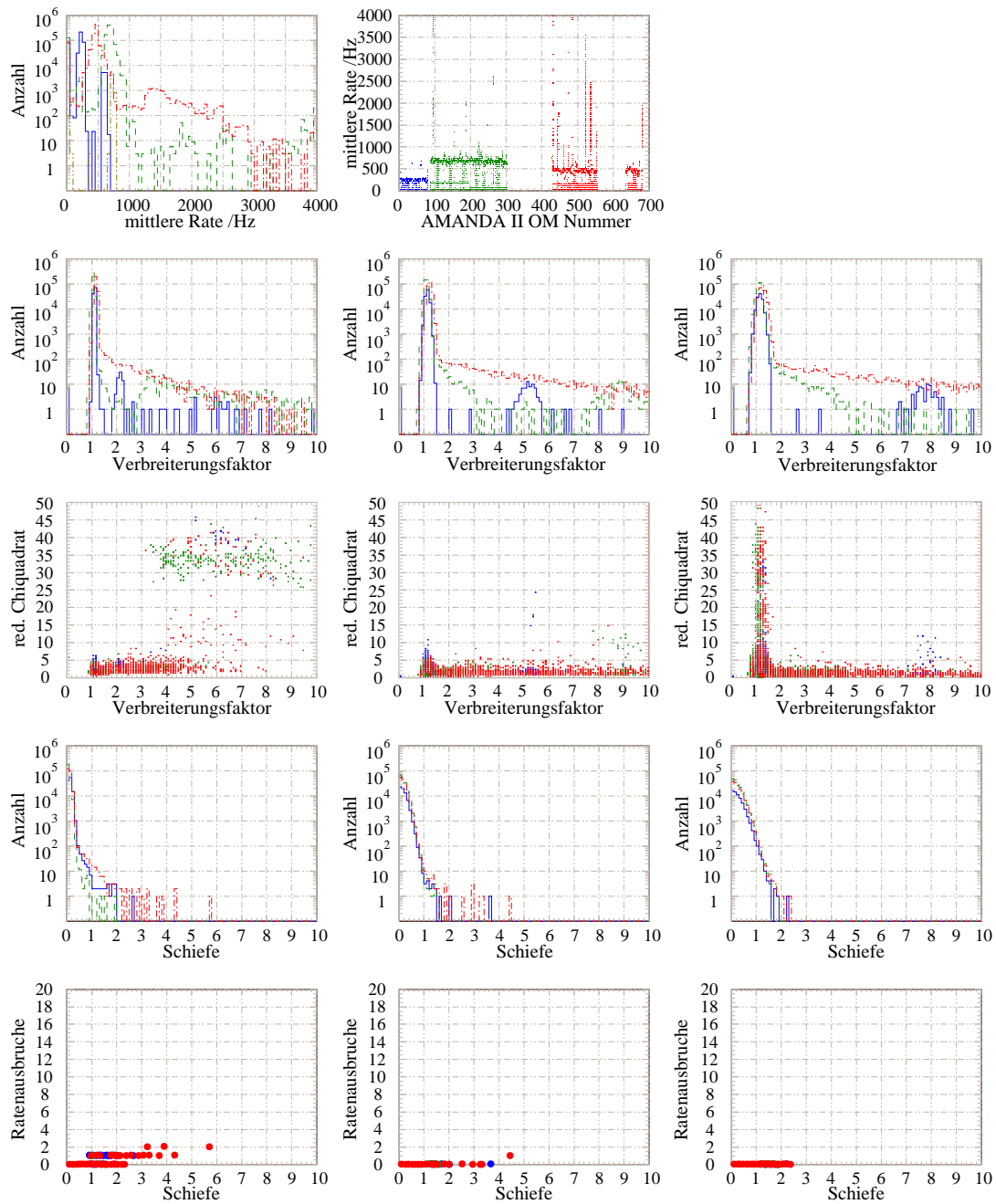


Abbildung A.3.: Verteilung der Qualifikationsvariablen der Daten des Jahres 2002

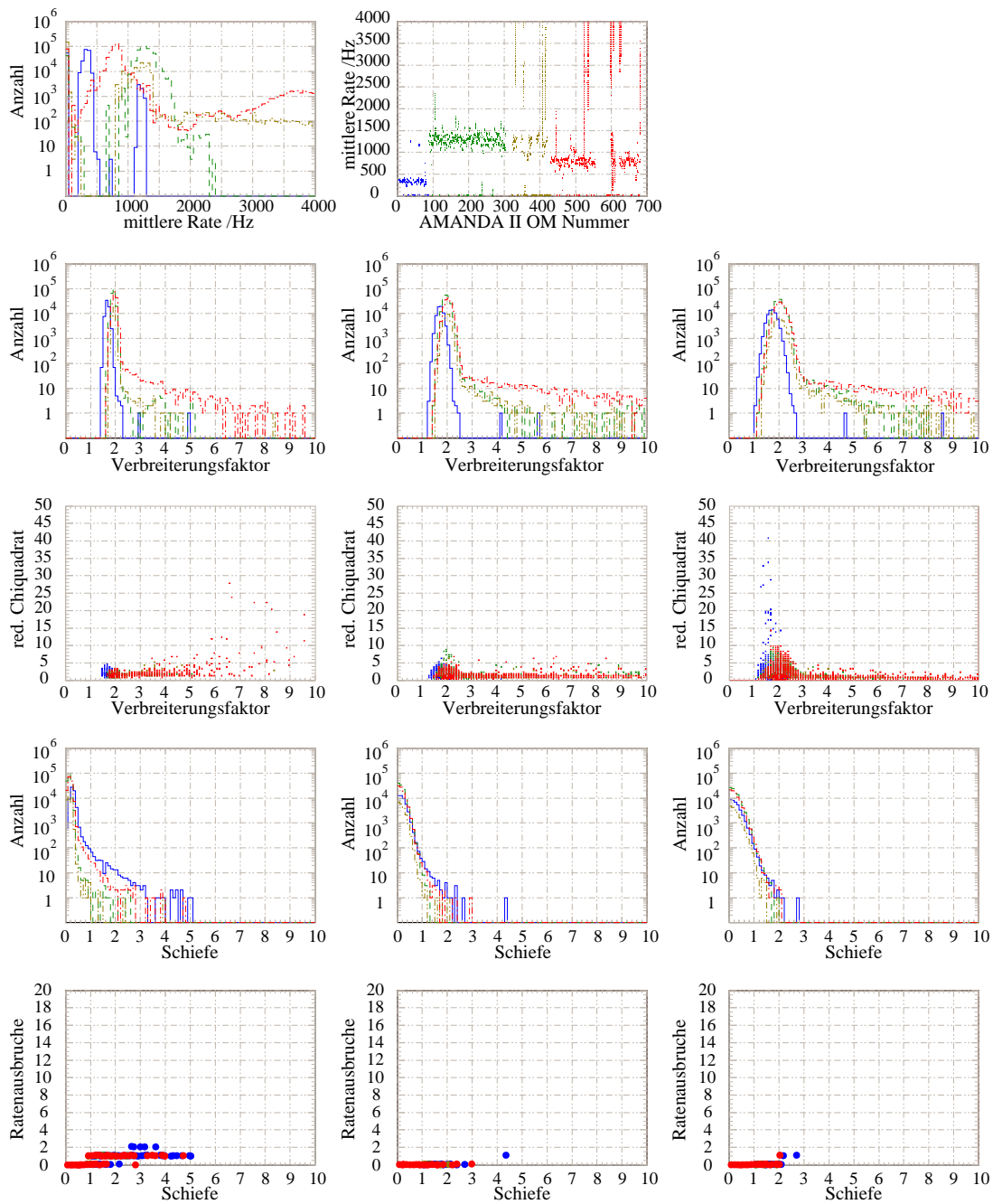


Abbildung A.4.: Verteilung der Qualifikationsvariablen der Daten des Jahres 2003

A. Verteilungen der Variablen für die Qualifikation der optischen Module

Jahr 2000, alle Zeitbasen			
OM Generation	$\mu_{Qmin}$	$\mu_{Qmax}$	Disqual. Anteil
B4	200	500	$44.0 \pm 0.2 \%$
B10	700	1500	$21.62 \pm 0.08 \%$
B19	500	1000	$20.44 \pm 0.08 \%$
AMA-II	-	-	$24.89 \pm 0.06 \%$
Jahr 2000, Zeitbasis $\Delta t = 500$ ms			
OM Generation	$f_{Qmin}$	$f_{Qmax}$	Disqual. Anteil
B4	1.0	1.8	$0.26 \pm 0.02 \%$
B10	1.0	2.0	$0.33 \pm 0.01 \%$
B19	1.0	2.1	$0.63 \pm 0.02 \%$
AMA-II	-	-	$0.44 \pm 0.01 \%$
OM Generation	$s_{Qmax}$		Disqual. Anteil
B4	0.8		$0.64 \pm 0.03 \%$
B10	0.7		$0.017 \pm 0.002 \%$
B19	0.6		$0.196 \pm 0.009 \%$
AMA-II	-		$0.161 \pm 0.005 \%$
Jahr 2000, Zeitbasis $\Delta t = 4$ s			
OM Generation	$f_{Qmin}$	$f_{Qmax}$	Disqual. Anteil
B4	1.0	1.9	$0.30 \pm 0.02 \%$
B10	1.0	2.3	$0.38 \pm 0.01 \%$
B19	1.0	2.4	$0.80 \pm 0.02 \%$
AMA-II	-	-	$0.54 \pm 0.01 \%$
OM Generation	$s_{Qmax}$		Disqual. Anteil
B4	0.9		$0.15 \pm 0.02 \%$
B10	0.9		$0.017 \pm 0.002 \%$
B19	0.9		$0.050 \pm 0.005 \%$
AMA-II	-		$0.05 \pm 0.001 \%$
Jahr 2000, Zeitbasis $\Delta t = 10$ s			
OM Generation	$f_{Qmin}$	$f_{Qmax}$	Disqual. Anteil
B4	1.0	2.0	$0.38 \pm 0.02 \%$
B10	1.0	2.4	$0.44 \pm 0.01 \%$
B19	1.0	2.5	$0.90 \pm 0.02 \%$
AMA-II	-	-	$0.62 \pm 0.01 \%$
OM Generation	$s_{Qmax}$		Disqual. Anteil
B4	1.0		$0.25 \pm 0.02 \%$
B10	1.2		$0.036 \pm 0.004 \%$
B19	1.2		$0.043 \pm 0.004 \%$
AMA-II	-		$0.064 \pm 0.003 \%$

Tabelle A.1.: OM Qualifikationsbedingungen für die Analyse der Daten des Jahres 2000

Jahr 2001, alle Zeitbasen			
OM Generation	$\mu_{Qmin}$	$\mu_{Qmax}$	Disqual. Anteil
B4	200	500	$25.2 \pm 0.1 \%$
B10	700	1500	$13.13 \pm 0.07 \%$
B19	500	1000	$22.82 \pm 0.09 \%$
AMA-II	-	-	$18.94 \pm 0.05 \%$
Jahr 2001, Zeitbasis $\Delta t = 500$ ms			
OM Generation	$f_{Qmin}$	$f_{Qmax}$	Disqual. Anteil
B4	1.0	1.9	$0.25 \pm 0.02 \%$
B10	1.0	2.1	$0.28 \pm 0.01 \%$
B19	1.0	2.2	$0.71 \pm 0.02 \%$
AMA-II	-	-	$0.43 \pm 0.01 \%$
OM Generation	$s_{Qmax}$		Disqual. Anteil
B4	0.8		$0.63 \pm 0.03 \%$
B10	0.7		$0.019 \pm 0.002 \%$
B19	0.6		$0.30 \pm 0.01 \%$
AMA-II	-	-	$0.213 \pm 0.006 \%$
Jahr 2001, Zeitbasis $\Delta t = 4$ s			
OM Generation	$f_{Qmin}$	$f_{Qmax}$	Disqual. Anteil
B4	1.0	2.0	$0.46 \pm 0.02 \%$
B10	1.0	2.4	$0.33 \pm 0.01 \%$
B19	1.0	2.5	$1.02 \pm 0.02 \%$
AMA-II	-	-	$0.59 \pm 0.01 \%$
OM Generation	$s_{Qmax}$		Disqual. Anteil
B4	0.9		$0.11 \pm 0.01 \%$
B10	0.9		$0.013 \pm 0.002 \%$
B19	0.9		$0.070 \pm 0.006 \%$
AMA-II	-	-	$0.048 \pm 0.003 \%$
Jahr 2001, Zeitbasis $\Delta t = 10$ s			
OM Generation	$f_{Qmin}$	$f_{Qmax}$	Disqual. Anteil
B4	1.0	2.2	$0.48 \pm 0.02 \%$
B10	1.0	2.5	$0.48 \pm 0.01 \%$
B19	1.0	2.6	$1.27 \pm 0.02 \%$
AMA-II	-	-	$0.76 \pm 0.01 \%$
OM Generation	$s_{Qmax}$		Disqual. Anteil
B4	1.0		$0.27 \pm 0.02 \%$
B10	1.2		$0.036 \pm 0.003 \%$
B19	1.2		$0.049 \pm 0.005 \%$
AMA-II	-	-	$0.077 \pm 0.004 \%$

Tabelle A.2.: OM Qualifikationsbedingungen für die Analyse der Daten des Jahres 2001

A. Verteilungen der Variablen für die Qualifikation der optischen Module

Jahr 2002, alle Zeitbasen			
OM Generation	$\mu_{Qmin}$	$\mu_{Qmax}$	Disqual. Anteil
B4	150	400	$21.02 \pm 0.07 \%$
B10	500	900	$11.94 \pm 0.03 \%$
B19	350	700	$13.03 \pm 0.04 \%$
AMA-II	-	-	$14.08 \pm 0.02 \%$
Jahr 2002, Zeitbasis $\Delta t = 500$ ms			
OM Generation	$f_{Qmin}$	$f_{Qmax}$	Disqual. Anteil
B4	0.7	1.5	$0.095 \pm 0.009 \%$
B10	0.7	1.4	$0.121 \pm 0.006 \%$
B19	0.7	1.5	$0.53 \pm 0.01 \%$
AMA-II	-	-	$0.270 \pm 0.006 \%$
OM Generation	$s_{Qmax}$		Disqual. Anteil
B4	0.5		$0.12 \pm 0.01 \%$
B10	0.5		$0.009 \pm 0.002 \%$
B19	0.4		$0.129 \pm 0.007 \%$
AMA-II	-		$0.071 \pm 0.003 \%$
Jahr 2002, Zeitbasis $\Delta t = 4$ s			
OM Generation	$f_{Qmin}$	$f_{Qmax}$	Disqual. Anteil
B4	0.7	1.5	$0.097 \pm 0.009 \%$
B10	0.7	1.5	$0.204 \pm 0.007 \%$
B19	0.7	1.6	$0.78 \pm 0.02 \%$
AMA-II	-	-	$0.401 \pm 0.007 \%$
OM Generation	$s_{Qmax}$		Disqual. Anteil
B4	0.8		$0.052 \pm 0.007 \%$
B10	0.8		$0.019 \pm 0.002 \%$
B19	0.8		$0.035 \pm 0.004 \%$
AMA-II	-		$0.030 \pm 0.002 \%$
Jahr 2002, Zeitbasis $\Delta t = 10$ s			
OM Generation	$f_{Qmin}$	$f_{Qmax}$	Disqual. Anteil
B4	0.7	1.5	$0.15 \pm 0.01 \%$
B10	0.7	1.5	$0.294 \pm 0.009 \%$
B19	0.7	1.6	$1.03 \pm 0.02 \%$
AMA-II	-	-	$0.544 \pm 0.009 \%$
OM Generation	$s_{Qmax}$		Disqual. Anteil
B4	1.0		$0.17 \pm 0.01 \%$
B10	1.0		$0.113 \pm 0.006 \%$
B19	1.0		$0.130 \pm 0.007 \%$
AMA-II	-		$0.129 \pm 0.004 \%$

Tabelle A.3.: OM Qualifikationsbedingungen für die Analyse der Daten des Jahres 2002

Jahr 2003, alle Zeitbasen			
OM Generation	$\mu_{Qmin}$	$\mu_{Qmax}$	Disqual. Anteil
B4	150	500	$24.4 \pm 0.1 \%$
B10	1000	1600	$9.38 \pm 0.04 \%$
B13	1000	1500	$67.0 \pm 0.01 \%$
B19	600	1000	$29.58 \pm 0.07 \%$
AMA-II	-	-	$28.11 \pm 0.04 \%$
Jahr 2003, Zeitbasis $\Delta t = 500$ ms			
OM Generation	$f_{Qmin}$	$f_{Qmax}$	Disqual. Anteil
B4	1.0	2.0	$0.019 \pm 0.005 \%$
B10	1.0	2.3	$0.025 \pm 0.004 \%$
B13	1.0	2.3	$0.16 \pm 0.02 \%$
B19	1.0	2.3	$1.01 \pm 0.03 \%$
AMA-II	-	-	$0.373 \pm 0.009 \%$
OM Generation	$s_{Qmax}$		Disqual. Anteil
B4	0.8		$0.92 \pm 0.04 \%$
B10	0.5		$0.025 \pm 0.004 \%$
B13	0.6		$0.05 \pm 0.01 \%$
B19	0.7		$0.19 \pm 0.01 \%$
AMA-II	-		$0.215 \pm 0.007 \%$
Jahr 2003, Zeitbasis $\Delta t = 4$ s			
OM Generation.	$f_{Qmin}$	$f_{Qmax}$	Disqual. Anteil
B4	1.0	2.2	$0.014 \pm 0.004 \%$
B10	1.0	2.5	$0.131 \pm 0.008 \%$
B13	1.0	2.5	$0.51 \pm 0.04 \%$
B19	1.0	2.5	$1.20 \pm 0.03 \%$
AMA-II	-	-	$0.51 \pm 0.01 \%$
OM Generation.	$s_{Qmax}$		Disqual. Anteil
B4	0.8		$0.32 \pm 0.02 \%$
B10	0.8		$0.044 \pm 0.005 \%$
B13	0.8		$0.05 \pm 0.01 \%$
B19	0.8		$0.083 \pm 0.007 \%$
AMA-II	-		$0.097 \pm 0.005 \%$
Jahr 2003, Zeitbasis $\Delta t = 10$ s			
OM Generation.	$f_{Qmin}$	$f_{Qmax}$	Disqual. Anteil
B4	1.0	2.5	$0.009 \pm 0.004 \%$
B10	1.0	2.8	$0.18 \pm 0.01 \%$
B13	1.0	2.8	$0.60 \pm 0.04 \%$
B19	1.0	2.8	$1.20 \pm 0.03 \%$
AMA-II	-	-	$0.54 \pm 0.01 \%$
OM Generation.	$s_{Qmax}$		Disqual. Anteil
B4	1.1		$0.16 \pm 0.02 \%$
B10	1.0		$0.139 \pm 0.009 \%$
B13	1.0		$0.12 \pm 0.02 \%$
B19	1.0		$0.083 \pm 0.007 \%$
AMA-II	-		$0.157 \pm 0.006 \%$

Tabelle A.4.: OM Qualifikationsbedingungen für die Analyse der Daten des Jahres 2003

*A. Verteilungen der Variablen für die Qualifikation der optischen Module*



# Literaturverzeichnis

- [1] J. Ahrens et al., Physical Review Letters, Volume 90, Number 251101, *Limits on Diffuse Fluxes of High Energy Extraterrestrial Neutrinos with the AMANDA-B10 Detector*
- [2] P. A. Mazzali, J. Deng, N. Tominaga, K. Maeda, K. Nomoto, T. Matheson, K. S. Kawabata, K. Z. Stanek and P. M. Garnavich, Astrophysical Journal Letters, Volume 593, Pages L19-L22, arXiv: astro-ph/0309555, *The Type Ic Hypernova SN 2003dh/GRB 030329*
- [3] F. Eisenhauer, R. Schödel, R. Genzel, T. Ott, M. Tecza and R. Abuter, Astrophysical Journal Letters, Volume 597, Pages L121-L124, *A Geometric Determination of the Distance to the Galactic Center*
- [4] J. L. Tonry, B. P. Schmidt et al. (2003), Astrophysical Journal, Volume 594, Pages 1-24, arXiv: astro-ph/0305008 v1, *Cosmological Results from High-z Supernovae*
- [5] J. Pruet (2003), Astrophysical Journal, Volume 591, Pages 1104-1109, arXiv: astro-ph/0304448 v1, *Neutrinos from the Propagation of a Relativistic Jet Through a Star*
- [6] M. Limongi and A. Chieffi (2003), Astrophysical Journal, Volume 592, Pages 404-433, arXiv: astro-ph/0304185 *Evolution, Explosion and Nucleosynthesis of Core Collapse Supernovae*
- [7] G. G. Raffelt and M. T. Keil (2003), arXiv: astro-ph/0303226, *Supernova Neutrinos: Flavor dependent Fluxes and Spectra*
- [8] H. T. Janka, R. Buras, K. Kifonidis and M. Rampp (2003), arXiv: astro-ph/0303171, *Improved Models of Stellar Core Collapse and Still no Explosions: What is Missing?*
- [9] A. Königl (2003), arXiv: astro-ph/0302110 v1, *The Supranova Model and its Implications*
- [10] W. Zhang, S. E. Woosley, A. I. MacFayden (2003), Astrophysical Journal, Volume 586, Pages 356-371, *Relativistic Jets in Collapsars*
- [11] H. T. Janka, R. Buras, K. Kifonidis and M. Rampp (2002), arXiv: astro-ph/0212314 v2, *Explosion Mechanisms of Massive Stars - a Critical Review*
- [12] K. Hurley, R. Sari and S. G. Djorgovski (2003), arXiv: astro-ph/0211620 v2, *Cosmic Gamma-Ray Bursts, their Afterglows and their Host Galaxies*

- [13] M. Liebendörfer, A. Mezzacappa, O. E. B. Messer, G. Martinez-Pinedo, W. R. Hix and F. Thielemann (2002), arXiv: astro-ph/0211329 v1, *The Neutrino Signal in Stellar Core Collapse and Postbounce Evolution*
- [14] S. E. Woosley, W. Zhang and A. Heger (2002), arXiv: astro-ph/0211063, *Gamma-Ray Bursts and Jet-Powered Supernovae*
- [15] A. Burrows, T. A. Thompson, P. A. Pinto (2003), arXiv: astro-ph/0211194 v2, *Shock Breakout in Core-Collapse Supernovae and its Neutrino Signature*
- [16] A. Burrows and T. A. Thompson (2002), arXiv: astro-ph/0210212 v1, *The Mechanism of Core-Collapse Supernova Explosions - a Status Report*
- [17] S. E. Woosley, A. Heger and T. A. Weaver (2002), Reviews of Modern Physics, Volume 74, Pages 1015-1071 *The Evolution and Explosion of Massive Stars*
- [18] W. Zhang and S. E. Woosley (2002), arXiv: astro-ph/0209482 v1, *Relativistic Jets from Collapsars: Gamma-Ray Bursts*
- [19] S. Akiyama, J. C. Wheeler, D. L. Meier and I. Lichtenstadt (2002), arXiv: astro-ph/0208128, *The Magnetorotational Instability in Core Collapse Supernova Explosions*
- [20] W. Zhang, S. E. Woosley and A. I. MacFayden (2002), arXiv: astro-ph/0207436 v2, *Relativistic Jets in Collapsars*
- [21] P. Höflich, A. Khokhlov, K. Wang, J. C. Wheeler and D. Baade (2002) Proceedings of the International Astronomical Union Symposium No. 212 (2002), arXiv: astro-ph/0207272, *Aspherical Supernovae Explosions*
- [22] A. De Rújula (2002), arXiv: astro-ph/0207033 v2, *GRBs in the Cannonball Model: an Overview*
- [23] Jaime Alvarez-Muñiz, E. Marques, R. A. Vazquez and E. Zas(2002), arXiv: astro-ph/0206043 v1, *Comparative Study of Simulations of Čerenkov Radio Emission from High Energy Showers in Dense Media*
- [24] C. L. Fryer and M.S. Warren (2002), Astrophysical Journal Letters, Volume 574, Page L65, arXiv: astro-ph/0206017, *Three-Dimensional Core Collapse, and Modeling Core-Collapse Supernovae in 3-Dimensions*, respectively
- [25] J. F. Beacom, W. M. Farr and P. Vogel (2002), Physical Review D, Volume 66, Number 033001, 10 Pages, *Detection of Supernova Neutrinos by Neutrino-Proton Elastic Scattering*
- [26] J. C. Niemeyer, M. Reinecke and W. Hillebrandt (2002), arXiv: astro-ph/0203369 v1, *Models of Type Ia Supernova Explosions*
- [27] M. Rampp, R. Burras, H. T. Janka and G. Raffelt (2002) arXiv: astro-ph/0203493 v1, *Core-Collapse Supernova Simulations: Variations of the Input Physics*
- [28] V. P. Pasko, M. A. Stanley, J. D. Mathews, U. S. Inan and T. G. Wood, Nature Issue 416, Pages 152 - 154 (14 Mar 2002), Letters to Nature *Electrical Discharge from a Thundercloud Top to the Lower Ionosphere*

- [29] S. Razzaque, S. Seunarine, D. Z. Besson, John P. Ralston and D. W. McKay (2002), Physical Review D, Volume 65, Number 103002, *Coherent Radio Pulses from GEANT generated electromagnetic cascades in ice* and S. Razzaque, S. Seunarine, D. Z. Besson and D. W. McKay (2002), arXiv: astro-ph/0101315 v2, *Signal Characteristics from Electromagnetic Cascades in Ice*
- [30] G. G. Raffelt (2002), Elsevier, Nuclear Physics B (Proceedings Supplements) Volume 110 (2002) Pages 254-267, arXiv: hep-ph/0201099 *Physics with Supernovae*
- [31] B. Bajc, P. F. Perez, G. Senjanovic (2002), Physical Review D, Volume 66, Number 075005, arXiv:hep-ph/0204311, *Proton Decay in Minimal Supersymmetric SU(5)*
- [32] H. Murayama, A. Pierce (2001), Physical Review D, Volume 65, Number 055009, *Not Even Decoupling Can Save Minimal Supersymmetric SU(5)*
- [33] P. B. Price and K. Woschnagg (2001), Applied Optics, Volume 40, Issue 15, Pages 2496-2500, *Temperature Dependence of Absorption in Ice at 532 nm*, (also private communications with K. Woschnagg)
- [34] P. B. Price and K. Woschnagg (2001), Elsevier, Astroparticle Physics Volume 15, 2001, Pages 97-100, arXiv: hep-ex/0008001, *Role of Group and Phase Velocity in High-Energy Neutrino Telescopes*
- [35] G. G. Raffelt (2001), Astrophysical Journal, Volume 561, Pages 890-914, *Mu- and Tau Neutrino Spectra Formation in Supernovae*
- [36] R. V. E. Lovelace, H. Li, G. V. Ustyugova, M. M. Romanova and S. A. Colgate (2001), arXiv: astro-ph/0103330 v1, *Poynting Jets from Accretion Disks*
- [37] V. Berezhinsky, B. Hnatyk and A. Vilenkin (2001), Physical Review D, Volume 64, Article 043004, arXiv: astro-ph/0102366, *Gamma-Ray Bursts from Superconducting Cosmic Strings*
- [38] D. H. McNamara, J. B. Madsen, J. Barnes, B. F. Ericksen (2000), The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Volume 112, Issue 768, Pages 202-216, *The Distance to the Galactic Center*
- [39] A. Mezzacappa, M. Liebendörfer, O. E. Bronson Messer, W. Raphael Hix, F. Thielemann and S. W. Bruenn (2001), Physical Review Letters, Volume 86, Issue 10, Pages 1935-1938, *Simulation of the Spherically Symmetric Stellar Core Collapse, Bounce, and Postbounce Evolution of a Star of 13 Solar Masses with Boltzmann Neutrino Transport, and Its Implications for the Supernova Mechanism*
- [40] P. Meszaros and M. J. Rees (2000), Astrophysical Journal Letters, Volume 541, Issue 1, Pages L5-L8, *Multi-GeV Neutrinos from Internal Dissipation in Gamma-Ray Burst Fireballs*
- [41] A. Burrows, T. Young, P. Pinto, R. Eastman and T. Thompson (2000), Astrophysical Journal, Volume 539, Pages 965-887, *A new Algorithm for Supernova Neutrino Transport and some Applications*

- [42] A. Heger, N. Langer, S. E. Woosley (2000), *Astrophysical Journal*, Volume 528, Pages 368-396, *Presupernova Evolution of Rotating Massive Stars. I. Numerical Method and Evolution of the Internal Stellar Structure*
- [43] P. Vogel and J. F. Beacom (1999), *Physical Review D*, Volume 60, Number 053003, 10 Pages, *Angular Distribution of Neutron Inverse Beta Decay,  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$* , also private communication
- [44] P. Vogel and J. F. Beacom (1999), *Physical Review D*, Volume 60, Number 033007, 10 Pages, *Can a Supernova be located by its Neutrinos?*
- [45] A. I. MacFayden, S. E. Woosley (1999), *Astrophysical Journal*, Volume 524, Pages 262-289, *Collapsars: Gamma-Ray Bursts and Explosions in Failed Supernovae*
- [46] R. Popham, S. E. Woosley, C. Fryer (1999), *Astrophysical Journal*, Volume 518, Issue 1, Pages 356-374, arXiv: astro-ph/9807028, *Hyperaccreting Black Holes and Gamma-Ray Bursts*
- [47] M. Vietri and L. Stella (1999), *Astrophysical Journal Letters*, Volume 527, Issue 1, Pages L43-L46, *Supernova Events from Spun-up Neutron Stars: an Explosion in Search of an Observation*
- [48] A. Mezzacappa, A. C. Calder, S. W. Bruenn, J. M. Blondin, M. W. Guidry, M. R. Strayer and A. S. Umar (1998), *Astrophysical Journal*, Volume 495, Page 911, *An Investigation of Neutrino-driven Convection and the Core Collapse Supernova Mechanism Using Multigroup Neutrino Transport*
- [49] S. R. Kulkarni, D. A. Frail, M. H. Wieringa, R. D. Ekers, E. M. Sadler, R. M. Wark, J. L. Higdon, E. S. Phinney and S. Bloom (1998), *Nature* Issue 395, Pages 663 - 669, Article, *Radio Emission from the Unusual Supernova 1998bw and its Association with the Gamma-Ray Burst of 25 April 1998*
- [50] G. J. Feldman and R. D. Cousins, *Physical Review D*, Volume 57, Number 7, Pages 3873-3889, *Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals*
- [51] T. Totani, K. Sato, H. E. Dalhead and J. R. Wilson (1997), *Astrophysical Journal*, Volume 496, Pages 216-255, arXiv: astro-ph/9710203 v1, *Future Detection of Supernova Neutrino Burst and Explosion Mechanism*
- [52] J. van Paradijs, P. J. Groot, T. Galama, C. Kouveliotou, R. G. Strom, J. Telting, R. G. M. Rutten, G. J. Fishman, C. A. Meegan, M. Pettini, N. Tanvir, J. Bloom, H. Pedersen, H. U. Nørdbaard-Nielsen, M. Linden-Vrnlé, J. Melnick, G. van der Steene, M. Bremer, R. Naber, J. Heise, J. in't Zand, E. Costa, M. Feroci, L. Piro, F. Frontera, G. Zavattini, L. Nicastro, E. Palazzi, K. Bennet, L. Hanlon and A. Parmar (1997), *Nature*, Issue 386, Pages 686 - 689 (17 Apr 1997), Letters to Editor, *Transient Optical Emission from the Error Box of the Gamma-Ray Burst of 28 February 1997*
- [53] P. Askebjerg, S. W. Barwick, L. Bergström, A. Bouchta, S. Carius, E. Dalberg, K. Engel, B. Erlandsson, A. Goobar, L. Gray, A. Hallgren, F. Halzen, H. Heukenkamp, P. O. Hulth, S. Hundertmark, J. Jacobsen, A. Karle, V. Kandhadai, I. Liubarsky, D. Lowder, T. Miller, P. Mock, R. Morse, R. Porrata, P. B. Price, A. Richards, H.

- Rubinstein, E. Schneider, C. Spiering, O. Streicher, Q. Sun, T. Thon, S. Tilav, R. Wischniewski, C. Walck, G. Yodh (1997), *Applied Optics*, Volume 36, Issue 18, Pages 4168-4180, arXiv: physics/9701025, *Optical Properties of Deep Ice at the South Pole: Absorption*
- [54] E. Waxman and J. Bahcall (1997) arXiv: astro-ph/9701231 v1, *High Energy Neutrinos from Cosmological Gamma-Ray Burst Fireballs*
- [55] F. Halzen and G. Jaczko (1996), *Physical Review D*, Volume 54, Pages 2779-2783, *Signatures of Gamma-Ray Bursts in Neutrino Telescopes*
- [56] A. Burrows, J. Hayes and B. A. Fryxell (1995), *Astrophysical Journal*, Volume 450, Page 830, *On the Nature of Core-Collapse Supernova Explosions*
- [57] M. J. Rees and P. Meszaros (1994), *Astrophysical Journal*, Volume 430, Number 2, Part 2, Pages L93-L96, *Unsteady Outflow Models for Cosmological Gamma-Ray Bursts*
- [58] B. Paczyński and G. Xu (1994), *Astrophysical Journal*, Volume 427, Pages 708-713, *Neutrino Bursts from Gamma-Ray Bursts*
- [59] J. F. Hawley, Steven A. Balbus (1994), *Royal Astronomical Society, Monthly Notices (MNRAS)*, Volume 266, Number 4/FEB15, Pages 769-774, *The Stability of Differentially Rotating, Weakly Magnetized Stellar Radiative Zones*
- [60] E. Zas, F. Halzen and J. E. Jacobsen (1994), *Physical Review D*, Volume 49, Pages 1758-1761, *Possibility that High Energy Neutrino Telescopes Could Detect Supernovae*
- [61] E. G. Eastman and P. A. Pinto (1993), *Astrophysical Journal*, Volume 412, Number 2, Pages 731-751, *Spectrum formation in supernovae - Numerical techniques*
- [62] J. R. Wilson and R. W. Mayle (1993), *Physics Reports*, Volume 227, Issues 1-5, Pages 97-111, *Report on the progress of supernova research by the Livermore group*
- [63] M. J. Rees and P. Meszaros (1992), *Royal Astronomical Society, Monthly Notices (MNRAS)*, Volume 258, Number 2, Pages 41P -43P, *Relativistic Fireballs - Energy Conversion and Time-Scales*
- [64] S. A. Colgate, W. Benz and M. Herant (1992), *Bulletin of the American Astronomical Society*, Volume 24, Page 1292, *Neutron Star Accretion and the Supernova Explosion Mechanism*
- [65] A. Burrows, D. Klein and R. Gandhi (1992), *Physical Review D*, Volume 45, Pages 3361-3385, *The Future of Supernova Neutrino Detection*
- [66] E. Zas, F. Halzen and T. Stanev (1992), *Physical Review D*, Volume 42, Pages 362-376, *Electromagnetic Pulses from High-Energy Showers: Implications for Neutrino Detection*
- [67] Yin-Chao Yen, K. C. Cheng and S. Fukusako (1991), *Proceedings of the Third International Symposium on Cold Regions Heat Transfer*, University of Alaska, *Review of Intrinsic Thermophysical Properties of Snow, Ice, Sea Ice, and Frost.*

## Literaturverzeichnis

- [68] J. F. Hawley, Steven A. Balbus (1991), *Astrophysical Journal*, Volume 376, Page 223, *A Powerful Local Shear Instability in Weakly Magnetized Disks. II. Nonlinear Evolution*
- [69] H. A. Bethe (1990), *Reviews of Modern Physics*, Volume 62, No 4, Pages 801-866, *Supernova Mechanisms*
- [70] H.-T. Janka and W. Hillebrandt (1989), *Astronomy and Astrophysics*, Volume 224, Pages 49-56, *Neutrino Emission from Type-II Supernovae: An Analysis of the Spectra*
- [71] W. D. Arnett, J. N. Bahcall, R. P. Kirshner and S. E. Woosley (1989), *Annual Review of Astronomy and Astrophysics (A&A)*, Volume 27, Pages 629-700, *Supernova 1987 A*
- [72] C. Pryor, C. E. Roos and M. E. Webster (1988), *Astrophysical Journal*, Volume 329, Pages 335-338, *Detecting Thermal Neutrinos from Supernovae with DUMAND*
- [73] J. R. Wilson and R. Mayle (1988), *Physics Reports*, Volume 163, Issues 1-3, Pages 63-78, *Convection in Core Collapse Supernovae*
- [74] A. Vilenkin, T. Vachaspati (1987), *Physical Review Letters*, Volume 58, Pages 1041-1044, *Electromagnetic Radiation from Superconducting Cosmic Strings*
- [75] J. Cooperstein (1987), *Physical Review C*, Volume 37, Pages 786-796, *Neutron Stars and the Equation of State*
- [76] D. N. Spergel, A. Loeb, J. Goodman, J. N. Bahcall and T. Piran (1987), *Science*, Volume 237, Pages 1471-1473, ISSN 0036-8075, *A Simple Model for Neutrino Cooling of the Large Magellanic Cloud Supernova*
- [77] E. N. Alekseev, L. N. Alekseeva, V. I. Volchenko and I. V. Krivosheina Pis'ma v Zhurnal Eksperimental' noi i Teoreticheskoi Fiziki (PZETF or Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, JETP), Volume 45, Page 589, *Possible Detection of a Neutrino Signal on February 23, 1987 with the Baksan Underground Scintillation Telescope of the Nuclear Research Institute of the Soviet Academy of Sciences* and Elsevier, *Physics Letters B*, Volume 205, Issue 2, Pages 209-214, *Detection of the Neutrino Signal from SN1987A in the LMC using the INR Baksan Underground Scintillation Telescope*
- [78] R. M. Bionta, G. Blewitt, C. B. Bratton, D. Casper, A. Ciocio, R. Claus, B. Cortez, M. Crouch, S. T. Dye, S. Errede, G. W. Foster, W. Gajewski, K. S. Ganezer, M. Goldhaber, T. J. Haines, T. W. Jones, D. Kielczewska, W. R. Kropp, J. G. Learned, J. M. LoSecco, J. Matthews, R. Miller, M. S. Mudan, H. S. Park, L. R. Price, F. Reines, J. Schultz, S. Seidel, E. Shumard, D. Sinclair, H. W. Sobel, J. L. Stone, L. R. Sulak, R. Svoboda, G. Thornton, J. C. van der Velde, and C. Wuest (1987), *Physical Review Letters*, Volume 58, Issue 14, Pages 1494-1496, *Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud*
- [79] K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba, M. Nakahata, Y. Oyama, N. Sato, A. Suzuki, M. Takita, Y. Totsuka, T. Kifune, T. Suda, K. Takahashi, T. Tanimori, K. Miyano, M. Yamada, E. W. Beier, L. R. Feldscher, S. B. Kim, A. K. Mann, F. M. Newcomer,

- R. Van, W. Zhang and B. G. Cortez (1987), Physical Review Letters, Volume 58, Issue 14, Pages 1490-1493, *Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN1987A*
- [80] R. Mayle, J. R. Wilson and D. N. Schramm (1987), Astrophysical Journal, Volume 318, Part 1, Pages 288-306, *Neutrinos from Gravitational Collapse*
- [81] W. C. Haxton (1987), Physical Review D, Volume 36, Pages 2283-2292, *Nuclear Response of Water Cherenkov Detectors to Supernova and Solar Neutrinos*
- [82] A. Babul, B. Paczynski, D. Spergel (1987), Astrophysical Journal Letters, Volume 316, Pages L49-L54, *Gamma-ray Bursts from Superconducting Cosmic Strings at Large Redshifts*
- [83] L. Kim, R. H. Pratt, S. M. Seltzer and M. J. Berger (1985), Physical Review A, Volume 33, Pages 3002-3009, *Ratio of Positron to Electron Bremsstrahlung Energy Loss: An Approximate Scaling Law*
- [84] S. M. Seltzer and M. J. Berger (1985), Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Volume B12, Pages 95-134, *Bremsstrahlung Spectra from Electron Interactions with Screened Atomic Nuclei and Orbital Electrons*
- [85] J. N. Bahcall and T. Piran (1983), Astrophysical Journal Letters, Volume 267, Pages L77-L81, *Stellar Collapses in the Galaxy*
- [86] S. M. Seltzer and M. J. Berger (1982, 1984), International Journal of Applied Radiation and Isotopes, Volume 33 (1982), Pages 1189-1218, *Evaluation of the Collision Stopping Power of Elements and Compounds for Electrons and Positrons*; International Journal of Applied Radiation and Isotopes, Volume 35 (1984), Pages 665-676, *Improved Procedure for Calculating the Collision Stopping Power of Elements and Compounds for Electrons and Positrons*
- [87] J. N. Bahcall and R. M. Soneira (1980), Astrophysical Journal Supplement Series, Volume 44, Pages 73-110, *The Universe at Faint Magnitudes. I. Model for the Galaxy and the Predicted Star Counts*
- [88] E. Müller and W. Hillebrandt (1979), Astronomy and Astrophysics (A&A), Volume 80, Number 2, Pages 147-154 *A Magnetohydrodynamical Supernova Model*
- [89] A. A. Galeev, R. Rosner and G. S. Vaiana (1979), Astrophysical Journal, Volume 229, Part 1, Pages 318-326, *Structured Coronae of Accretion Disks*
- [90] G. Cavallo, M. J. Rees (1978), Royal Astronomical Society, Monthly Notices (MNRAS), Volume 183, Pages 359-365, *A Qualitative Study of Cosmic Fireballs and Gamma-Ray Bursts*
- [91] R. Blandford and R. Znajek (1977), Royal Astronomical Society, Monthly Notices (MNRAS), Volume 179, Pages 433-456, *Electromagnetic Extraction of Energy from Kerr Black Holes*
- [92] K. S. Thorne (1973), Sixth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, Annals of the New York Academy of Sciences, Volume 224, Page 278, *Accretion of Gas onto a Black Hole in a Binary Star System*

## Literaturverzeichnis

- [93] N. I. Shakura, R. A. Sunyaev (1973), *Astronomy and Astrophysics*, Volume 24, Pages 337-355, *Black Holes in Binary Systems. Observational Appearance*
- [94] C. H. Llewellyn Smith (1972), *Physics Reports*, Volume 3, Issue 5, Page 261-379, *Neutrino Reactions at Accelerator Energies*
- [95] H. Messel and D.F. Crawford (1970), Pergamon Press, Oxford, *Electron-Photon Shower Distribution Function Tables for Lead, Copper and Air Absorbers*
- [96] L. Henyey and J. Greenstein (1941), *Astrophysical Journal* Volume 93, Pages 70-83, *Diffuse Radiation in the Galaxy*
- [97] J. C. Rodriguez-Martino (2003), Stockholm University, Fysikum, ISBN-91-628-5802-5, [http://vanh.physto.se/~walck/mypub\\_ama.html](http://vanh.physto.se/~walck/mypub_ama.html) *A Study of the AMANDA Detector Using Atmospheric Muons*
- [98] P. K. F. Grieder et al. (2003), Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference, Pages 1377-1380, *Nestor Neutrino Telescope Status Report*
- [99] T. Feser for the AMANDA Collaboration (2003), Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference, Pages 1325-1328, *Online Search for Neutrino Bursts from Supernovae with the AMANDA Detector*
- [100] M. Kowalski for the Baikal Collaboration (2003), Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference, Pages 1353-1356, *Results from the BAIKAL Neutrino Telescope*
- [101] P. Miocinovic (2003), Proceedings of the 24th International Cosmic Ray Conference, Volume 1, Pages 1341-1344, *Computational Techniques for Simulating Light Propagation in High-Energy Neutrino Telescopes*, a lot more details can be found at [http://area51.berkeley.edu/~ped/my\\_thesis.ps.gz](http://area51.berkeley.edu/~ped/my_thesis.ps.gz)
- [102] W. Wagner for the AMANDA Collaboration (2003), Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference, Pages 1365-1368 *New Capabilities of the AMANDA-II High Energy Neutrino Detector*
- [103] J. Ahrens et al. (2003), to be published by Elsevier, currently in review; arXiv: astro-ph/0305196 v1, *Sensitivity of the IceCube Detector to Astrophysical Sources of High Energy Muon Neutrinos*
- [104] P. Amram et al. (2003), Elsevier, *Astroparticle Physics* Volume 19, 2003, Pages 253-267, arXiv: astro-ph/0206454, *Sedimentation and Fouling of Optical Surfaces at the ANTARES Site*
- [105] J. Ahrens et al. (2002), Elsevier *Astroparticle Physics* Volume 16, 2002, Pages 345-359, arXiv: astro-ph/0105460, *Search for Supernova Neutrino-Bursts with the AMANDA Detector*
- [106] R. Wischnewski et al. (1995), Proceedings of the 24th International Cosmic Ray Conference, Volume 1, Page 658, *A System to Search for Supernova Neutrino Bursts with the AMANDA Detector*
- [107] J. Babson et al. (1990), *Physical Review D*, Volume 42, Page 3613, *Cosmic-Ray Muons in the Deep Ocean*



- [108] T. Neunhöffer, Dissertation, Universität Mainz, Shaker Verlag, ISBN 3-8322-2474-2, *Entwicklung eines neuen Verfahrens zur Suche nach kosmischen Neutrino-Punktquellen mit dem AMANDA-Neutrino-Teleskop*
- [109] K. Woschnagg, private communication (2004)
- [110] O. Franzen, Diplomarbeit, Universität Mainz, *Untersuchungen Optischer Module für das AMANDA- bzw. ICECUBE-Projekt*
- [111] K. Helbing, A. Goldschmidt, L. Köpke, H. S. Matis, D. R. Nygren, G. T. Przybylski and R. G. Stokstad (2003), AMANDA internal report 20030701, <http://amanda.berkeley.edu/amanda-private/reports.html>, *Light emission in Amanda pressure spheres*
- [112] M. Kowalski (2003), Dissertation, Humboldt-Universität Berlin, <http://www.ifh.de/~mkowalsk/tmp/thesis.ps.gz>, *Search for Neutrino-Induced Cascades with the AMANDA-II Detector*
- [113] H. Geenen (2003), Diplomarbeit, Universität Wuppertal, <http://amanda.uni-wuppertal.de/~geenen/thesis.pdf>, *Energy Reconstruction and Spectral Unfolding of Atmospheric Leptons with the AMANDA Detector*
- [114] N. Sidro Martin, Diplomarbeit, Universität Mainz, *Search for MeV  $\bar{\nu}_e$  from Gamma-Ray Bursts and Development of a corresponding MC Simulation*
- [115] J. Ahrens (2001), Diplomarbeit, Universität Mainz, *Entwicklung eines Systems zur Qualitätskontrolle der Daten des AMANDA-II Detektors*
- [116] M. Hellwig, L. Köpke, T. Neunhöffer and C. Weinheimer, AMANDA internal report 20030701, <http://amanda.berkeley.edu/amanda-private/reports.html>, *Study of AMANDA OM-noise*
- [117] M. Hellwig (2000), Diplomarbeit, Universität Mainz, <http://butler.physik.uni-mainz.de/~amanda/>, *Aufbau eines Datennahmesystems zum Supernova Nachweis mit dem AMANDA-Detektor*
- [118] T. Feser (2000), Diplomarbeit, Universität Mainz, <http://butler.physik.uni-mainz.de/~amanda/>, *Triggerstudien am AMANDA Detektor*
- [119] K. Hanson (2000), AMANDA internal report 20000801, <http://amanda.berkeley.edu/amanda-private/reports.html>, *Crosstalk in 1997 AMANDA Raw Data*
- [120] J. E. Jacobsen (1996), Dissertation, University of Wisconsin-Madison, 1996, <http://amanda.physics.wisc.edu/Docs/jacobsen1996/>, *Simulating the Detection of Muons and Neutrinos in deep Antarctic Ice*
- [121] C. Wiebusch (1995), Dissertation, Rheinisch Westfälische Technische Hochschule Aachen, PITHA 95/37

## Literaturverzeichnis

- (<http://www.physik.rwth-aachen.de/group/pitha/pitha.html>),  
*The Detection of Faint Light in Deep Underwater Neutrino Telescopes*
- [122] K. Hagiwara et al. (2002), Physical Review D, Volume 66, Number 010001, and 2003 off-year partial update for the 2004 edition available on the PDG WWW pages (<http://pdg.lbl.gov/>),  
*Particle Data Book*
- [123] A. Vilenkin, E. P. S. Shellard (2000), Cambridge University Press, Cambridge, England, ISBN 05-213-9153-9, *Cosmic Strings and other Topological Defects*
- [124] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, K. Zuber (1997), Teubner Verlag, ISBN 3-519-03094-2, *Teilchenastrophysik*
- [125] N. Schmitz (1997), Teubner Verlag, ISBN 3-519-03236-8, *Neutrinoophysik*
- [126] N. Grant Cooper, J. A. Schecker, D. Kestenbaum (1997), Los Alamos Science No. 25, *Celebrating the Neutrino*
- [127] B. Povh, K. Rith, C. Scholz and F. Zetsche (1995), Springer Verlag, ISBN 3-540-59438-8, *Teilchen und Kerne*
- [128] T. K. Gaisser (1990), Cambridge University Press, ISBN 0-521-32667-2 oder ISBN 0-521-33931-6, *Cosmic Rays and Particle Physics*
- [129] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky and W. T. Vetterling, Cambridge University Press, ISBN 0-521-35465-X, *Numerical Recipes in C*
- [130] R. J. Barlow (1989), John Wiley & Sons Ltd., ISBN 0-471-92295-1, *Statistics - A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences*
- [131] K. Kleinknecht (1984), Teubner Verlag, ISBN 3-519-03058-6, *Detektoren für Teilchenstrahlung*
- [132] F. Halzen, A. D. Martin (1984), John Wiley & Sons, ISBN 0-471-88741-2, *Quarks and Leptons*
- [133] W. Heitler (1954), Clarendon Press, Oxford, ISBN 0-198-51212-0, *The Quantum Theory of Radiation*
- [134] *National Institute for Standards and Technology*,  
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>
- [135] MIT (*Massachusetts Institute of Technology*),  
<http://cyclo.mit.edu/snnet/>, *SNEWS: The SuperNova Early Warning System*, siehe auch P. Antonioli, arXiv: astro-ph/0406214, *SNEWS: The SuperNova Early Warning System*
- [136] NIKHEV (*National Institute for Nuclear Physics and High Energy Physics*, Amsterdam, Niederlande),  
<http://www.km3net.org/>, *KM3NeT*
- [137] CERN (*l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire*, Genf, Schweiz),  
<http://wwasd.web.cern.ch/wwasd/geant4/>, *Geant4*

- [138] CERN (Genf, Schweiz), <http://root.cern.ch/>,  
*ROOT - an Object Oriented Analysis Framework*
- [139] SIS (Hamburg, Deutschland), <http://www.struck.de>, *SIS 3808 Deadtimed  
VME Multiscaler, User Manual*
- [140] Universität Mainz,  
<http://butler.physik.uni-mainz.de/amanda-monitoring/html/>  
*AMANDA-II Monitoring*
- [141] R. Powell, <http://www.anzwers.org/free/universe/>  
*An Atlas of the Universe*, see also *Astronomy and Astrophysics*, Volume 397, Pages  
133-146 (2003), *Star-Forming Complexes and the Spiral Structure of our Galaxy*