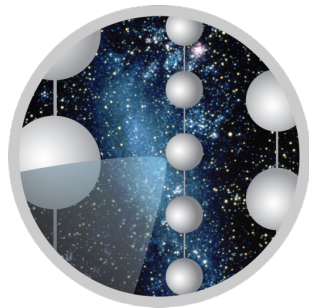


Kernkollaps-Supernovae: Eine Suche mit dem IceCube Neutrino-Observatorium



ICECUBE

**Dissertation zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“**

am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

vorgelegt von

Alexander Fritz

geboren am 25. März 1989 in Mainz

Mainz, 15.06.2022

1. Gutachter:

2. Gutachter:

Alexander Fritz
ETAP/IceCube
Institut für Physik
Staudingerweg 7
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz
afritz04@uni-mainz.de

Abstrakt

Das am geografischen Südpol operierende IceCube-Neutrinoobservatorium überwacht das Auftreten von schwachen Lichtpulsen mit 5160 Photovervielfachern in einem Eiseisvolumen von 1 km^3 . Durch die Neutrino-Wechselwirkungen mit dem Eis entstehen geladene Teilchen, welche bei der Propagation durch das Eis Tscherenkow-Licht erzeugen, das wiederum von den Lichtsensoren aufgespürt werden kann. Das Hauptziel von IceCube war der Nachweis hoch-energetischer, astrophysikalischer Neutrinos, welches im Jahre 2018 gelang. Obwohl ursprünglich für Neutrino-Energien größer als $\mathcal{O}(\text{TeV})$ konzipiert, kann IceCube auch Neutrinos aus Supernova-Explosionen, die Energien in der Größenordnung $\mathcal{O}(\text{MeV})$ haben, aufgrund einer kollektiven Erhöhung der Dunkelrauschrategie aufspüren.

Supernovae sind gigantische Explosionen am Ende des Lebens eines Sterns, bei welcher etwa 99 % der gravitativen Bindungsenergie des Sterns durch Neutrinos fortgetragen wird. Sie können für kurze Zeit eine Helligkeit erreichen, die einer ganzen Galaxie gleichkommt. Doch ist eine optische Detektion nicht immer möglich, da zum Teil interstellare Staub die Photonen abschirmt oder die Supernova vor der Explosion in ein Schwarzes Loch kollabiert. Da bislang keine im optischen Bereich unbeobachtete Supernova entdeckt wurde, wurde eine Obergrenze auf die Rate von Supernovae in der Milchstraße wie auch den Magellanschen Wolken gesetzt. Eine erste Charakterisierung der Dunkelrauschrategie im Frequenzraum wird ebenfalls vorgestellt.

Abstract

Operating at the geographic South Pole, the IceCube Neutrino Telescope monitors antartic ice for faint light with a total volume of 1 km^3 using a grid of 5160 photomultiplier. Neutrino interactions with the ice produce charged particles which, when propagating through the ice, generate Cherenkov light that can be detected by the optical sensors. The main goal of IceCube was to detect high-energy astrophysical neutrinos, which was achieved in 2018. While initially, IceCube was designed for neutrino energies larger than $\mathcal{O}(\text{TeV})$, it has the ability to detect neutrinos from supernovae with energies $\mathcal{O}(\text{MeV})$ due to a collective enhancement of the dark noise rate.

Supernovae are giant explosions at the end of a star's life, in which about 99% of the star's gravitational binding energy is carried away by neutrinos. For a short time, supernovae can equal the brightness of an entire galaxy. As optical detection is not always possible, because interstellar dust sometimes hides the photons or the supernova collapses into a black hole before exploding. As no - a yet - undiscovered supernova was found, this work sets an upper limit on the rate of supernovae in the Milky Way as well as the Magellanic Clouds. A first characterization of the dark noise rate in frequency space is also presented.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Neutrinos	3
2.1	Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik	3
2.2	Neutrinooszillationen	4
2.3	Neutrinos und ihre Wechselwirkungsprodukte	8
2.3.1	Neutrinowechselwirkung im Eis	8
2.3.2	Energieverluste im Eis	9
2.3.3	Der Tscherenkow-Effekt	10
2.4	Kosmische Strahlung	11
3	Das Leben eines Sterns	14
3.1	Die Evolution eines Sterns	14
3.1.1	Die Geburtsstunde eines Sterns	16
3.1.2	Die Brennphasen eines Sterns	17
3.1.3	Die Vielfalt an Supernovae	18
3.1.4	Kernkollaps-Supernovae	19
3.1.4.1	Der Gravitationskollaps	20
3.1.4.2	Die Explosion	23
3.2	Die Neutrinosignatur einer Supernova	25
3.3	Das Energiespektrum von Supernova-Neutrinos	26
3.4	Gravitationswellen	28
3.5	Entstehung eines Schwarzen Lochs	31
3.6	Die Supernova-Häufigkeit	32
3.6.1	Supernova-Häufigkeit in der Milchstraße	32
3.6.2	Supernova-Häufigkeit in der Großen und Kleinen Magellanschen Wolken	34
3.7	Sternverteilung	34
3.8	Supernovasimulationen	36
3.8.1	8,8 M_{\odot} Elektronen-Einfang-Modell	36
3.8.2	19 M_{\odot} -Modell	37
3.8.3	27 M_{\odot} -Modell	38
3.8.4	40 M_{\odot} -Modell mit Bildung eines Schwarzen Lochs	38

Inhaltsverzeichnis

3.9	Die Supernova SN1987A	39
4	Das IceCube Neutrino-Observatorium	40
4.1	Design des IceCube-Detektors	40
4.2	Die Eigenschaften des Südpoleis	42
4.3	Das Digital Optische Modul	43
4.3.1	Photoelektronenvervielfacher	44
4.3.2	Ausleseelektronik	45
4.3.3	Dunkelrauschrate	46
4.4	Das IceCube Online System	48
4.4.1	Triggerbedingungen	49
4.5	HitSpooling	50
4.6	Andere Supernova-Neutrinodetektoren	52
5	Detektion einer Supernova mit Hilfe des IceCube-Neutrinoteleskops	54
5.1	Echtzeitanalyse	54
5.2	Aktuelle Triggerschwellen	57
5.3	Verfügbare Betriebszeit der SNDAQ	57
5.4	Das Supernova Early Warning System	58
6	Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium	60
6.1	Vorbetrachtungen	60
6.2	Simulationen	63
6.2.1	Effektives Photonvolumen	64
6.2.2	Das parametrisierte Simulationsprogramm USSR	67
6.2.3	Die Supernovasimulations-Routine der SNDAQ	70
6.2.4	Die Wahl des optimalen Binnierung	73
6.3	Systematische Unsicherheiten	74
6.3.1	Effektives Positronvolumen	74
6.3.2	Wirkungsquerschnitte	76
6.3.3	Erdsoszillationseffekte und die Position der Supernova	77
6.4	Datenselektion	85
6.4.1	DST-Daten	86
6.4.2	SNDAQ-Daten	88
6.4.3	Scaler Überlauf einzelner Module	90
6.4.4	Schnitt auf die Dauer des Runs	90
6.4.5	Schnitt auf die Anzahl der DOMs	91
6.4.6	Verwerfen der ersten Sekunden eines Runs	94
6.4.7	Korrektur auf atmosphärische Myonen	95
6.4.8	Diskussion der Ergebnisse	99
6.5	Frequenzraumanalyse	102
6.5.1	Mathematische Grundlagen des Lomb–Scargle Periodogramms	102
6.5.2	Bereinigung der Daten und erste Untersuchungen	105
6.5.3	Signifikanz eines möglichen Signals	108

Inhaltsverzeichnis

6.5.4	Lomb-Scargle Periodogramm der Binnierung pro Sekunde . . .	111
6.6	Ergebnis der Suche nach Supernovae	113
6.6.1	Setzen einer Analyseschwelle	113
6.6.2	Unblinding-Ergebnisse der Datenanalyse	116
6.6.3	Berechnen einer oberen Grenze auf Supernova-Häufigkeit . . .	118
7	Zusammenfassung und Ausblick	122
8	Anhang	127
8.1	Effektives Positronvolumen	127
8.2	Sauerstoffwirkungsquerschnitt	128
8.3	Erdoszillation und die Position der Supernova	129
8.3.1	Energieabhängige Oszillation für alle Flavour-Kombinationen .	129
8.3.2	Schwarzes Loch-Modell	132
8.4	Zeitdifferenzen in den DST/SimpleDst-Daten	133
8.4.1	DST-Daten	133
8.4.2	SimpleDST-Daten	146
8.5	Qualität der Daten des Supernova-Datennahmesystems	153
8.5.1	Rundauer der analysierten Jahre	153
8.5.2	Anzahl der qualifizierten DOMs	159
8.5.3	Eine detaillierte Analyse anhand des DOMs <i>Copper-Mini</i> . . .	167
8.5.4	Vergleich der Signifikanz-Proxy-Verteilungen vor und nach der Myonkorrektur	168
8.6	Frequenzraumanalyse	168
8.6.1	Untersuchen der Supernova-Daten im Frequenzraum	169
8.6.2	Untersuchen der Myondaten im Frequenzraum	175
8.6.3	Untersuchen der myonkorrigierten Supernova-Scaler-Rate im Fre- quenzraum	178

Einleitung 1

Wolfgang Pauli postulierte im Jahr 1930 die Existenz einer neuen Familie von leichten und neutralen Teilchen. Diese sogenannten Neutrinos sollten die Erklärung für das kontinuierliche Energiespektrum des β -Zerfalls liefern. Pauli schrieb, dass ein direkter Nachweis nicht möglich wäre, da die Teilchen nur der schwachen Wechselwirkung mit einem sehr kleinen Wechselwirkungsquerschnitt unterliegen würden [1].

Der erste Nachweis der Neutrinos gelang dann doch im Jahr 1956. Das Projekt *Poltergeist* konnte eine eindeutige zeitliche Signatur von Neutrinos durch den sogenannten inversen β -Zerfall aus einem nahe gelegenen Kernreaktor bestimmen [2]. Neutrinos haben aufgrund ihrer Eigenschaft, dass sie einzig der schwachen Wechselwirkung gehorchen, eine besondere Stellung in der Astronomie. Sie ermöglichen einen einzigartigen Einblick in das Universum, da sie kosmologische Distanzen ohne jegliche Interaktion zurücklegen können. Das elektrisch neutrale Teilchen im Masseneigenzustand bewegt sich von dem Ort seines Entstehens unbeeindruckt durch das Universum.

Supernovae sind gewaltige Explosionen, welche den Lebenszyklus eines Sterns beenden. Die Leuchtkraft des Stern kann in wenigen Tagen um das Millionenfache anwachsen und für wenige Wochen fast der Helligkeit einer Galaxie gleichkommen. Supernova-Neutrinos sind von besonderem Interesse, da sie etwa 99 % der gravitativen Bindungsenergie eines Sterns während einer Kernkollaps-Supernova davontragen. Sie sind in der Lage, das extrem dichte Objekt deutlich früher als Photonen zu verlassen und dienen somit unter anderem als Vorbote einer Supernova. Die Supernova aus dem Jahr 1604 war die bislang letzte Sternexplosion in unserer Milchstraße, die mit dem bloßen Auge beobachtbar war. Im Jahre 1987 konnten erstmals extrasolare Neutrinos durch die Detektion der Supernova SN1987A nachgewiesen werden [3, 4]. Die Detektion von weniger als zwei Dutzend Neutrinos ermöglichte zum Beispiel die Ermittlung einer Massengrenze des Anti-Elektronneutrinos und bekräftigte den Gravitationskollaps als Grundidee des Supernovaexplosionsmechanismus.

Aktuell sind mehrere Neutrinodetektoren in Betrieb, welche unter anderem das Ziel verfolgen, Neutrinoquellen nachzuweisen und zu identifizieren. Das Neutrinoteleskop IceCube ist eines dieser Experimente. Es wurde zum Nachweis hoch-energetischer, in astrophysikalischen Prozessen entstandenen Neutrinos konstruiert. Mit Hilfe von 5160 Photonenvervielfachern an 86 Kabeltrossen spürt IceCube Neutrinos über deren

1 Einleitung

Interaktionen mit dem antarktischen Eis indirekt durch Tscherenkow-Licht auf, das geladene Sekundärteilchen aussendet. Supernova-Neutrinos können in IceCube nicht einzeln aufgelöst werden. Jedoch ist IceCube in der Lage Supernovae durch einen kollektiven Anstieg der Dunkelrauschrade zu detektieren. Der IceCube-Neutrinodetektor ermöglicht gegenwärtig die Vermessung einer galaktischen Supernova-Neutrino-Lichtkurve mit der höchsten statistischen Genauigkeit.

Diese Arbeit stützt sich auf die Suche nach versteckten wie auch fehlgeschlagenen Supernovae in der Milchstraße sowie in den Magellanschen Wolken. Der Begriff „versteckte Supernovae“ bezieht sich in diesem Kontext auf Supernovae, welche optisch z.B. aufgrund von interstellarem Staub nicht sichtbar waren. Sternexplosionen, welche in einem Schwarzen Loch enden, werden als „fehlgeschlagene Supernovae“ bezeichnet.

Anhand des Ergebnisses der Suche wird eine Obergrenze auf die Rate von Supernovaexplosionen in der Milchstraße wie auch in den Magellanschen Wolken gesetzt. Zuvor werden jedoch die theoretischen Grundlagen zum Verständnis dieser Arbeit gelegt, gefolgt von einer Einführung des IceCube-Detektors und des Supernova-Datennahmesystem. Abgerundet wird das Ganze von einer Analyse der Daten im Frequenzraum.

Neutrinos 2

Wolfgang Pauli postulierte im Jahre 1930 erstmals die Existenz eines neutralen und nur schwach wechselwirkenden Teilchens, welches die Verteilung des β -Spektrums und insbesondere die fehlende Energie erklären konnte [1]. Erst im Jahre 1956 gelang die erste Beobachtung der Neutrinos durch das Projekt *Poltergeist* [2].

Im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik wird das Neutrino als ungeladenes, masseloses und einzig schwach wechselwirkendes Teilchen beschrieben. Mit der Entdeckung der Neutrinooszillation wurde jedoch der Beweis erbracht, dass Neutrinos nicht masselos sind [5]. Die individuellen Massen der Neutrinos sind nicht bekannt, wobei das KATRIN-Experiment auf die Summe der Massen ein obere Grenze¹ von $\Sigma m_\nu < 1.1 \text{ eV}$ bestimmen konnte [7].

Die Etablierung der Neutrinoastronomie wurde dadurch begründet, dass sich Neutrinos nahezu problemlos durch Materie bewegen können und damit einen neuen Blick ins Universum ermöglichen. Massive Explosionen wie Supernovae können nun selbst hinter Gas- und Staubwolken entdeckt und Informationen über die ersten Sekunden können ermittelt werden.

2.1 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt die elementaren Teilchen des Universums und drei der vier fundamentalen Kräfte. Es umfasst die elektromagnetische, starke wie auch die schwache Wechselwirkung; einzig die gravitative Wechselwirkung konnte bislang nicht mit den anderen Kräften vereint werden. Die Elementarteilchen des Standardmodells lassen sich in zwei Hauptgruppen einteilen: den Fermionen und den Bosonen. Fermionen sind Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen und gliedern sich in Quarks sowie Leptonen, welche wiederum in drei Generationen aufgeteilt werden können (Abb. 2.1). Das Elektron e , das Elektron-Neutrino ν_e , das up-Quark und down-Quark bilden die erste Generation. Für jedes Teilchen der ersten Generation existiert jeweils in der zweiten und dritten Generation ein Exemplar mit identischer Ladung und Spin, welches sich lediglich in der Masse unterscheidet. Die leptoniche Generation kombiniert ein geladenes Lepton mit einem ungeladenen Neutrino des gleichen

¹Kosmologische Abschätzungen bestimmen eine obere Grenze Limit deutlich niedriger, z.B. $\Sigma m_\nu < 0.2 \text{ eV}$ [6], sind gleichermaßen aber auch stark modelabhängig.

2 Neutrinos

Flavours:

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} .$$

Die Eigenzustände der Neutrinos sind Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung. Alle 12 Fermionen unterliegen der schwachen Wechselwirkung. Mit Ausnahme der Neutrinos, welche keine elektrische Ladung tragen, wechselwirken alle Fermionen elektromagnetisch. Lediglich Quarks unterliegen der starken Wechselwirkung und sind einzig in gebundenen Zuständen (sogenannten *Hadronen*) zu finden.

Bosonen sind Spin 1 Teilchen und stellen die Austauscheteilchen der Wechselwirkungen dar. Das Photon ist das Austauscheteilchen der elektromagnetischen, das Gluon beschreibt das Austauscheteilchen der starken und das Z wie auch die W^\pm Bosonen sind die Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung. Das Higgs Boson [8] ist ein Spin 0 Teilchen und ist als der „Katalysator“ des Prozesses beteiligt, welcher den Teilchen ihre Masse verleiht.

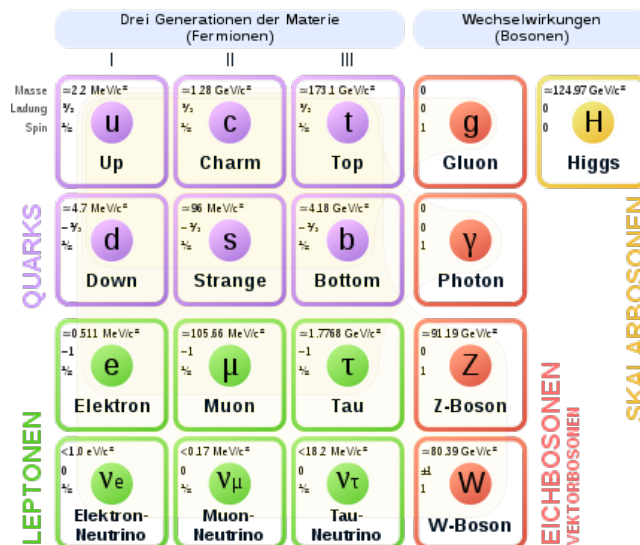


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Standard Modells der Elementarteilchenphysik [9].

2.2 Neutrinooszillationen

Der Begriff der Neutrinooszillation beschreibt das quantenmechanische Phänomen, welches das Flavour-Verhältnis eines Neutrinostrahles im Laufe der Propagation variiert. Prinzipiell werden Elementarteilchen als Massen-Eigenzustände einer Hamilton-Funktion definiert. Quantenmechanisch haben verschiedene Operatoren auch unterschiedliche Eigenzustände. So unterscheiden sich die Flavoureigenzustände bei Quarks und Neutrinos von den Massen-Eigenzuständen. Neutrinos zeichnen aber ein anderes

2 Neutrinos

Bild als Quarks: Die geringen Wechselwirkungen und kleinen Massendifferenzen erlauben makroskopische Distanzen und große Zeiten, über welche die Wellenfunktion nicht kollabiert. Konkret entsprechen die Massen-Eigenzustände ν_1 , ν_2 und ν_3 nicht den Eigenzuständen der schwachen Kraft ν_e , ν_μ und ν_τ , welche durch die schwache Wechselwirkung mit einem beteiligten, geladenen Lepton des gleichen Flavours entstanden sind. Damit die Neutrinooszillation erlaubt ist, müssen zwei Voraussetzungen gegeben sein [10]:

- Neutrinos müssen im Widerspruch zum Standardmodell eine Masse haben
- Die Flavour-Eigenzustände $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) müssen Superpositionen der Massen-Eigenzustände $|\nu_k\rangle$ ($k = 1, 2, 3$) sein

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k} |\nu_k\rangle \quad . \quad (2.1)$$

Die *Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata* Matrix U (kurz PMNS-Matrix) [11] repräsentiert eine unitäre 3×3 Matrix und verknüpft die Basis der Flavour-Eigenzuständen mit der Basis der Massen-Eigenzuständen. Der Neutrinozustand breitet sich als kohärente, lineare Superposition der Massen-Eigenzustände aus, bis die Wellenfunktion aufgrund einer Wechselwirkung in einen Flavour-Eigenzustand kollabiert. Damit die Neutrinooszillation beobachtet werden kann, dürfen die Massen ν_1 , ν_2 und ν_3 nicht identisch sein, sodass sich eine Phasendifferenz zwischen den verschiedenen Parametern der Wellenfunktion ergibt. Die zeitliche Evolution eines zum Zeitpunkt $t = 0$ erzeugten Flavour-Eigenzustandes α folgt für eine ebene Welle gemäß der Form [10]

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle \quad , \quad (2.2)$$

wobei $E_k = \sqrt{\vec{p}_k^2 + m_k^2}$ für die Energie-Impuls Beziehung in natürlichen Einheiten steht. Wird die unitäre Matrix U invertiert, so lässt sich Gleichung (2.1) umformen zu:

$$|\nu_k\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha k} |\nu_\alpha\rangle \quad . \quad (2.3)$$

Kombiniert man jetzt die Gleichungen (2.2) und (2.3), so erhält man die Superpositionen verschiedener Flavour-Eigenzustände für $t > 0$:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \left(\sum_k U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} U_{\beta k} \right) |\nu_\beta\rangle \quad . \quad (2.4)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit P zu einem Zeitpunkt $t > 0$ eines Flavour-Eigenzustandes α in einen anderen Zustand β lässt sich nun folgendermaßen bestimmen:

$$P_{\alpha \rightarrow \beta}(t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \sum_{k,j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(E_k - E_j)t} \quad . \quad (2.5)$$

2 Neutrinos

Die Energie-Impuls Beziehung lässt sich nun unter der Annahme, dass Neutrinos aufgrund der geringen Masse hoch-relativistische Teilchen sind, durch eine Taylor-Entwicklung und $E = |\vec{p}|$ umschreiben zu:

$$E_k = \sqrt{\vec{p}_k^2 + m_k^2} \simeq E + \frac{m_k^2}{2E} \quad . \quad (2.6)$$

Fügt man nun Gleichungen (2.6) und (3.21) zusammen und approximiert $t = L$ aufgrund der hoch-relativistischen Neutrinos, erhält man für die Übergangswahrscheinlichkeit:

$$P_{\alpha \rightarrow \beta}(L, E) = \sum_{k,j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E}\right) \quad (2.7)$$

$$= \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 + 2\Re \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-2\pi i \frac{L}{L_{kj}^{Osz}}\right) \quad , \quad (2.8)$$

wobei die Abkürzung $\Delta m_{kj}^2 = m_k^2 - m_j^2$ benutzt wurde. Nach der Distanz $L_{kj}^{Osz} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{kj}^2}$ entspricht die durch Δm_{kj}^2 erzeugte Phase 2π . Allgemeiner kann man annehmen, dass Neutrinos interferierende Wellenpakete verschiedener Massen-Eigenzustände sind. Aufgrund der verschiedenen Massen ergeben sich auch unterschiedliche Gruppengeschwindigkeiten, wodurch sich die Wellenpakete auf kosmologischen Distanzen separieren und nicht weiter interferieren. Im dekohärenten Zustand verschwindet der Oszillations-term in Gleichung (2.8) und die dekohärente Übergangswahrscheinlichkeit nimmt eine konstante Form an:

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \sum_k |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 \quad . \quad (2.9)$$

Die Wahrscheinlichkeit das Neutrino im ursprünglichen Flavour-Eigenzustand ($t = 0$) zu finden, berechnet sich wie folgt:

$$P_{\alpha \rightarrow \alpha} = 1 - \sum_{\alpha \neq \beta} P_{\alpha \rightarrow \beta} \quad . \quad (2.10)$$

Für Neutrinoflüsse über Distanzen größer als die Kohärenzlänge der Massen-Eigenzustände ergibt sich für die Matrix U durch einen globalen Fit [12]:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_{NH}^{Erde} = \begin{pmatrix} 0,56 & 0,23 & 0,21 \\ 0,23 & 0,39 & 0,38 \\ 0,21 & 0,38 & 0,41 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}^{Quelle} \quad (2.11)$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_{IH}^{Erde} = \begin{pmatrix} 0,56 & 0,18 & 0,26 \\ 0,18 & 0,44 & 0,38 \\ 0,21 & 0,38 & 0,36 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}^{Quelle} \quad . \quad (2.12)$$

In Gleichungen (2.11) und (2.12) wird zwischen normaler (NH) und invertierter Hierarchie (IH) unterschieden. Dies folgt daraus, dass die absoluten Massen der Neutrinos

2 Neutrinos

wie auch die Anordnung der Massen-Eigenzustände ν_1 , ν_2 und ν_3 relative zueinander unbekannt sind. Nimmt man nun zum Beispiel für den Neutrinofluss einer Quelle ($\nu_e:\nu_\mu:\nu_\tau$) das Verhältnis (2 : 2 : 0) an und zieht Gleichungen (2.11) und (2.12) zurate, so kommt der Neutrinofluss an der Erdoberfläche für die normale Hierarchie im Verhältnis (1,58:1,24:1,18) und für die invertierte Hierarchie im Verhältnis (1,48:1,24:1,28) an. In Tabelle 2.1 sind die Resultate für die Differenzen der Neutrinomassenquadrate aufgeführt.

	NH ($\pm 1\sigma$)	IH ($\pm 1\sigma$)
$\Delta m_{21}^2 \times 10^{-5} \text{eV}^2$	$7.39_{-0,20}^{+0,21}$	$7.39_{-0,20}^{+0,21}$
$\Delta m_{32}^2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$	$2.525_{-0,031}^{+0,033}$	$2.512_{-0,031}^{+0,034}$

Tabelle 2.1: Resultate der drei-Flavour Neutrinooszillation [13].

Passieren Neutrinos jedoch die Erde (Siehe Abschnitt 6.3.3), müssen zusätzlich Materieeffekte beachtet werden. Der *Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein* Effekt (kurz MSW Effekt) beschreibt das Oszillationverhalten der Neutrinos bei der Bewegung durch Materie. Die Wechselwirkung jedes Neutrinotyps mit Medien unterscheidet sich im Vergleich zur Vakuumoszillation und führt zu geänderten Mischungswinkeln sowie einer Veränderung in der Differenz der Massenquadrate. Die Oszillationswahrscheinlichkeit verändert sich durch ein effektives Potential [10]

$$V_{eff} = \sqrt{2}G_F N_e \quad , \quad (2.13)$$

welches durch die kohärente Wechselwirkung der Neutrinos mit dem Medium aufgrund der kohärenten, elastischen Vorwärtsstreuung über den geladenen Strom erzeugt wird. G_F repräsentiert die Fermi-Konstante und n_e die Elektronendichte² des Mediums. Der Beitrag des neutralen Stroms kann vernachlässigt werden. Man kann davon ausgehen, dass in Materie zu wenige Myonen wie auch Tauonen vorhanden sind, sodass die Wechselwirkung des geladenen Stroms im Elektron-Neutrinosektor der vorherrschende Effekt ist. Des Weiteren werden die Oszillationswahrscheinlichkeiten der Einfachheit halber nur für eine Zwei-Generationen Mischung angegeben. Für eine konstante Materiedichte ergibt sich die Oszillationswahrscheinlichkeit zu

$$P_{\alpha \rightarrow \beta}(L) = \sin^2(\theta_M) \sin^2\left(\frac{\Delta m_M^2 L}{2E}\right) \quad , \quad (2.14)$$

mit den Oszillationsparametern für Materie θ_M und Δm_M^2 . Die Approximation der konstanten Materiedichte ist für die Erde haltbar [14,15], doch für stellare Medien muss ein Dichtegradient ungleich Null angenommen werden. Hierdurch ergibt sich [16]

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \frac{1 - \cos(2\theta_C) \cos(2\theta_M)}{2} + P_{1 \rightarrow 2} \cos(2\theta_C) \cos(2\theta_M) \quad , \quad (2.15)$$

² $n_e = n_b Y_e$ mit der Baryondichte n_b sowie der Elektronenzahl pro Baryon Y_e .

2 Neutrinos

wobei θ_C den Mischungswinkel der Neutrinos beschreibt, welche in der Nähe des Sternzentrums erzeugt wurden. Die Flippwahrscheinlichkeit $P_{1\rightarrow 2}$ beschreibt das Mischen der Massen-Eigenzustände für ein inhomogenes Dichteprofil. Die Stärke der Mischung ist abhängig von dem Dichtegradient. Für detailliertere Informationen wird auf [10, 17] verwiesen.

2.3 Neutrinos und ihre Wechselwirkungsprodukte

Fast die vollständige gravitative Bindungsenergie einer Supernovaexplosion wird in Form von Neutrinos ausgesendet, welche sich im Energiebereich von $\mathcal{O}(10 \text{ MeV})$ bewegen (Kapitel 3). Das IceCube-Neutrinoobservatorium ist ein Tscherenkowdetektor und misst nicht das Neutrino selbst, sondern Sekundärteilchen die bei der Wechselwirkung des Neutrinos mit dem Südpoleis entstehen. Der dominierende Reaktionskanal für Neutrinos aus Supernovae ist der inverse β -Zerfall.

2.3.1 Neutrino-Wechselwirkung im Eis

Das IceCube-Experiment ist in der Lage, Wechselwirkungen mit geladenen Leptonen der Form

$$\nu_l + X \rightarrow Y + l \quad \text{mit} \quad l = e, \mu, \tau \quad (2.16)$$

nachzuweisen. Aufgrund der niedrigen Energie der Supernova-Neutrinos können jedoch keine schwereren Leptonen als das Elektron bzw. Positron erzeugt werden. Deshalb ist der inverse Betazerfall mit 93 % der Hauptnachweiskanal und die Neutrino-Wechselwirkung am Sauerstoffkern sowie die Elektronstreuung tragen nur mit jeweils 3 % bei [18].

Im GeV-Energier regime ergeben sich andere Wechselwirkungsmöglichkeiten für die Neutrinos. Zum Beispiel werden elastische wie auch quasi-elastische Streuungen am gesamten Atomkern möglich. Für Neutrinoenergien $> 10 \text{ GeV}$ ist die tiefinelastische Streuung die dominante Wechselwirkung.

Inverser Betazerfall

Die Reaktionspartner der Neutrinos bei diesem Wechselwirkungskanal sind die freien Protonen des Wasserstoffs im Eis:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad . \quad (2.17)$$

Die Mindestenergie E_{min} , damit der Betazerfall stattfinden kann, berechnet sich wie folgt:

$$E_{min} > m_e + m_n - m_p \approx 1.8 \text{ MeV} \quad . \quad (2.18)$$

Betrachtet man Positronenergien im Bereich von $5 - 100 \text{ MeV}$, so ist der mittlere Energieübertrag linear abhängig von E_ν . Die mittlere Positronenergie berechnet sich

2 Neutrinos

aus einer Monte Carlo Simulation näherungsweise wie folgt [19]:

$$\langle E_{e^+} \rangle = m \cdot E_\nu - n \quad , \quad (2.19)$$

mit $m = 0.96 \pm 0.01$ und $n = 0.99 \pm 0.46$ MeV.

Neutrinowechselwirkung am Sauerstoffkern

Das Sauerstoffisotop ^{16}O ist mit einer Isotopenhäufigkeit $> 99\%$ für die Neutrinowechselwirkung am Sauerstoffkern das interessanteste der drei natürlichen Sauerstoffisotope. Durch den Austausch eines W^\pm -Bosons, dem sogenannten geladene Strom (CC), entsteht ein geladenes Lepton, welches dann im IceCube-Detektor nachgewiesen werden kann. Die nachfolgenden Neutrinoeinfänge an Sauerstoffkernen der Eismoleküle dominieren:

$$\bar{\nu}_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^+ + {}^{16}\text{N} \quad , \quad (2.20)$$

$$\nu_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^- + {}^{16}\text{F} \quad . \quad (2.21)$$

Über den neutralen Strom (NC) sind für alle Neutrino-Flavour Wechselwirkungen möglich, welche aber lediglich Photonen oder Protonen als Sekundärteilchen erzeugen. Diese deponieren aber weniger Licht im Detektor und sind teilweise verboten oder stark unterdrückt.

Elektronenstreuung

Die Elektronenstreuung beschreibt die Wechselwirkung der Neutrinos aller Flavour mit den Orbitalelektronen der H_2O -Moleküle des Eises. Die Reaktionen finden sowohl über den Austausch eines Z^0 -Bosons (NC) als auch über den Austausch von W^\pm -Bosonen (CC) statt:

$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^- \quad (NC/CC) \quad , \quad (2.22)$$

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- \quad (NC/CC) \quad , \quad (2.23)$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (NC) \quad , \quad (2.24)$$

$$\bar{\nu}_x + e^- \rightarrow \bar{\nu}_x + e^- \quad (NC) \quad , \quad (2.25)$$

mit $x = e, \mu, \tau$. Myonen und Tauonen finden sich nicht im Eis, sodass der entsprechende geladene Strom entfällt.

2.3.2 Energieverluste im Eis

Bei der Bewegung durch das Südpoleis wechselwirken Elektronen und Positronen elektromagnetisch mit den Hüllenelektronen des Mediums und verlieren kontinuierlich Energie. Für das Energieregime der Supernova-Neutrinos ($\mathcal{O}(10\text{ MeV})$) ist die Ionisation der dominierende Effekt. Bremsstrahlungseffekte am Coulombfeld der Kerne

2 Neutrinos

wachsen mit zunehmender Energie, welche oberhalb von 1 MeV proportional zur Energie zunehmen. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von elektromagnetischen Kaskaden im betrachteten Energiebereich durch die Erzeugung von relativistischen Elektron-Positron-Paaren aus virtuellen Photonen der Bremsstrahlung ist gering.

Der Großteil des detektierten Lichts entspringt dem Tscherenkow-Effekt. Daher skaliert die Anzahl der erzeugten Photonen direkt proportional zu der Spurlänge des propagierenden Teilchens, solange es sich mit einer höheren Geschwindigkeit als die Lichtgeschwindigkeit innerhalb des Mediums bewegt. Unter der Voraussetzung $E_e < 100 \text{ MeV}$ wurde für den Energiebereich der Supernova-Neutrinos in [19] eine Abschätzung der mittleren Spurlänge für Elektronen und Positronen bestimmt zu:

$$\bar{x}(E_e) = (0,579 \pm 0,017) \text{ cm} \cdot E_e/\text{MeV} \quad . \quad (2.26)$$

Die Unsicherheit von 0,3% beruht im wesentlichen auf dem marginalen Unterschied in der Wechselwirkung der Elektronen und Positronen.

2.3.3 Der Tscherenkow-Effekt

Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch ein Dielektrikum mit dem Brechungsindex n , so polarisiert es die Moleküle des Mediums. Danach begibt sich das Medium durch Emission eines Photons wieder in seine Ursprungsform. Ist die Teilchengeschwindigkeit größer als die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts innerhalb des Mediums ($v > c/n$), interferieren die Lichtwellen konstruktiv und es wird Tscherenkow-Strahlung³ als kohärente Wellenfront in einem festen Winkel θ zur Bewegungsrichtung des geladenen Teilchens ausgesendet (siehe Abb. 2.2). Der Winkel⁴ θ ergibt sich aus:

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\beta n} \quad . \quad (2.27)$$

³Im Jahre 1934 wurde der Effekt erstmals von Pawel Tscherenkow und Sergei Wawilow beobachtet und konnte 3 Jahre später von Igor Tamme und Ilja Frank erklärt werden.

⁴Das geladene Teilchen legt in der Zeit t die Strecke βct zurücklegt, wohingegen die zum Zeitpunkt $t = 0$ ausgesendete Wellenfront die Strecke ct/n bewältigt.

2 Neutrinos

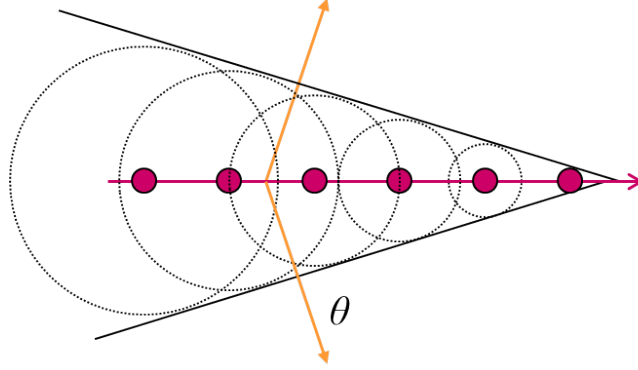


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Tscherenkow-Effekts (Darstellung Modifiziert von [20]).

Für das Südpoleis mit $n = 1.32$ und $\beta \approx 1$ ergibt sich $\theta = 41^\circ$. Das geladene Teilchen muss über eine kinetische Energie⁵ $E_{min}^{Eis} \geq 783 \text{ keV}$ verfügen, damit es Tscherenkow-Strahlung im Eis erzeugen kann. Die Frank-Tamm-Formel [21]

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \quad (2.28)$$

ermöglicht es, in Abhängigkeit von Weg und der Wellenlänge die Anzahl der erzeugten Tscherenkow-Photonen zu bestimmen. Hierbei bezeichnet $\alpha = 1/137$ die Feinstrukturkonstante und $z = \pm 1$ die Anzahl der Elementarladungen eines Teilchens. Für das Südpoleis im sensitiven Wellenlängenbereich [300,600] nm und unter Zuhilfenahme der mittleren Weglänge \bar{x}_{e^\pm} (Gleichung (2.26)), lässt sich die mittlere Anzahl an Tscherenkow-Photonen eines Positrons oder Elektrons zu

$$\bar{N}_\gamma = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_{Eis}^2}\right) \bar{x}_{e^\pm} \int_{300 \text{ nm}}^{600 \text{ nm}} \frac{d\lambda}{\lambda^2} = 325,4 \bar{x}_{e^\pm} / \text{cm} = (188,3 \pm 5,5) E_{e^\pm} / \text{MeV} \quad (2.29)$$

berechnen. Die mittlere Anzahl an Tscherenkow-Photonen pro Elektron/Positron \bar{N}_γ ist also direkt proportional zur mittleren Weglänge \bar{x}_{e^\pm} .

2.4 Kosmische Strahlung

Als kosmische Strahlung werden Teilchen bezeichnet, welche ihren Ursprung außerhalb der Erdatmosphäre haben. Sie bestehen zu einem wesentlichen Anteil aus freien Protonen (79%) und schwereren Kernen (15%) [6]. Kerne in der Erdatmosphäre wechselwirken mit den kosmischen Partikeln und erzeugen Teilchenschauer, deren Vermessung es ermöglicht, das Energiespektrum der kosmischen Strahlung zu ermitteln (Abb. 2.3).

⁵Die kinetische Mindestenergie berechnet sich folgendermaßen: $E_{min} = \gamma m_0 c^2$ mit $\gamma = 1/\sqrt{1 - 1/n^2}$ und $n_{Eis} = 1.32$.

2 Neutrinos

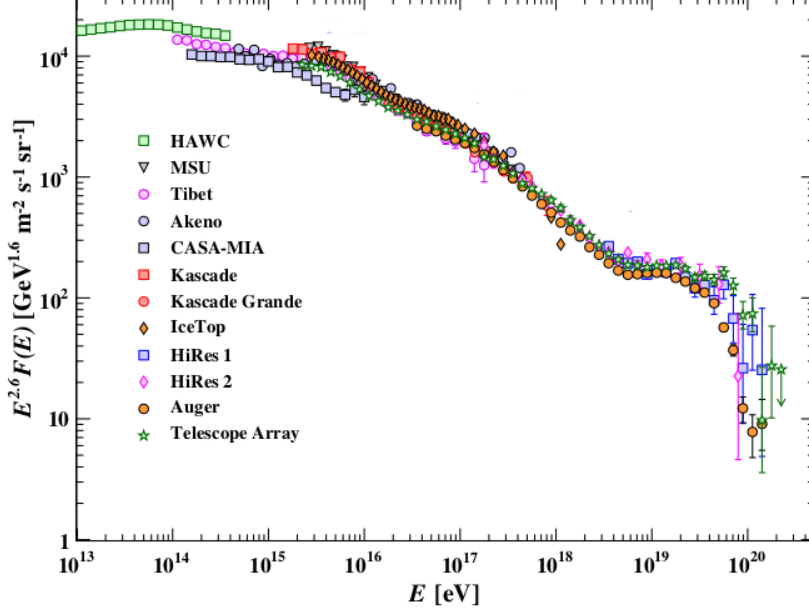


Abbildung 2.3: Teilchenspektrum als Funktion der Energie von verschiedenen Experimenten bestimmt (Darstellung modifiziert von [6]).

Das Energiespektrum umfasst mehrere Größenordnungen und zeigt charakteristische Eigenschaften wie z.B. einen steilen Abfall zwischen 10^{15} und 10^{17} eV oder ein Plateau zwischen $5 \cdot 10^{18}$ und 10^{19} eV. Quellen der kosmischen Strahlung zu identifizieren ist Gegenstand aktueller Forschung. Mögliche Erklärungen für das niederenergetische Regime sind z.B. Supernovaüberreste und aktive Galaxiekern oder Gammastrahlenblitze für den hochenergetische Bereich [6].

Bei der Wechselwirkung zwischen Luftmolekülen der Erdatmosphäre und den kosmischen Teilchen entstehen hauptsächlich Pionen und Kaonen, welche am wahrscheinlichsten über die Kanäle

$$\pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \quad \text{und} \quad (2.30)$$

$$K^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \quad (2.31)$$

zerfallen. Die erzeugten Myonen zerfallen in der Form

$$\mu^{+} \longrightarrow e^{+} + \nu_e + \bar{\nu}_{\mu} \quad \text{sowie} \quad (2.32)$$

$$\mu^{-} \longrightarrow e^{-} + \bar{\nu}_e + \nu_{\mu} \quad (2.33)$$

mit einer mittleren Lebenszeit von $2,2 \cdot 10^{-6}$ s. Aufgrund ihrer hohen Energie und der damit einhergehenden relativistischen Streckung des Zeitintervalls kommt allerdings ein nicht zu vernachlässigender Teil der Myonen an der Erdoberfläche an. Diese und die ebenfalls erzeugten atmosphärischen Neutrinos können problemlos den Eispanzer durchdringen und tragen signifikant zum Untergrund des IceCube-Detektors bei. Durch Temperaturveränderungen in der Atmosphäre entstehen Variationen in

2 Neutrinos

der Rate der atmosphärischen Myonen und Neutrinos. Dieser jahreszeitliche Effekt führt im arktischen Winter durch eine niedrigere Temperatur zu einer höheren Atmosphärendichte, sodass sich die mittlere freie Weglänge der Pionen und Kaonen verkürzt und somit die Myonrate sinkt.

Das Leben eines Sterns 3

Supernovae sind gewaltige Explosionen massereicher Sterne am Ende ihres Lebenszyklus. Sie können in kurzer Zeit die Leuchtkraft ihres Ursprungsterns auf das Millionenfache erhöhen und in ihrer Leuchtkraft einer ganzen Galaxie gleichkommen. Der Begriff der Supernova wurde von dem Schweizer Astronom und Astrophysiker Fritz Zwicky geprägt, welcher bereits in den 20er-Jahren des letzten Jahrhunderts mit Großteleskopen systematisch den Himmel nach den spektakulären Erscheinungen absuchte. In den 1930er-Jahren äußerten Fritz Zwicky und Walter Baade erstmals die Hypothese, dass der Gravitationskollaps eines Sterns die Ursache einer Supernova sein könnte [22]. Die erste Unterteilung in verschiedene Typklassen wurde in den 1940er-Jahren durch Rudolph Minkowski vorgenommen [23]. Im Jahre 1987 wurden die ersten und bisher einzigen Neutrinos einer Supernova auf der Erde detektiert (Siehe Abschnitt 3.9). Dieses Ereignis gilt auch als Geburtsstunde der Neutrinoastronomie.

Kernkollaps-Supernovae emittieren $\sim 10^{53}$ erg ($\sim 10^{46}$ J) [24] in Form von Neutrinos und sind somit eine der mächtigsten Quellen für Neutrinos im Universum. Prinzipiell wird zwischen zwei Mechanismen, den thermonuklearen oder Typ-Ia und Kernkollaps-Supernovae, unterschieden. Auf die Typ-Ia Supernovae wird im Weiteren nur kurz eingegangen, da Kernkollaps-Supernovae aufgrund ihres immensen Neutrinoausstoßes von besonderem Interesse für diese Arbeit sind.

3.1 Die Evolution eines Sterns

Ejnar Hertzsprung und Henry Norris Russel stellten in den Jahren 1910 bis 1913 den Zusammenhang zwischen der Leuchtkraft L , welche die abgestrahlte Leistung in allen Frequenzbändern repräsentiert, und der Oberflächentemperatur T eines Sterns her [25, 26]. Trägt man nun die Leuchtkraft¹ L und Oberflächentemperatur T gegeneinander auf, so erhält man das Hertzsprung-Russel Diagramm (Abb. 3.1). Dieses stellt anschaulich die unterschiedlichen Stadien der Sternentwicklung dar.

Auf der Hauptreihe (engl. *Main Sequence*) befinden sich Sterne, die gerade das Stadium der Fusion von Wasserstoff zu Helium in ihrem Inneren durchlaufen (Abschnitt 3.1.2). Dieses Stadium beschreibt die Hauptlebensphase der Sterne, welche

¹Oft wird auch die absolute Helligkeit verwendet. Sie ist definiert als die Helligkeit, welche von einem Beobachter aus einer einheitlichen Entfernung detektiert wird.

3 Das Leben eines Sterns

etwa 90 % des Lebens eines Sterns umfasst. Das Hertzsprung-Russel Diagramm unterteilt sich in weitere Gruppen (auch als *Äste* bezeichnet). Zum Beispiel sammeln sich für eine absolute Helligkeit $M_V > 10$ und $T > 4000$ K die massenärmeren Sternleichen (sogenannte weiße Zwerge) sowie die massereichere Riesensterne oben rechts.

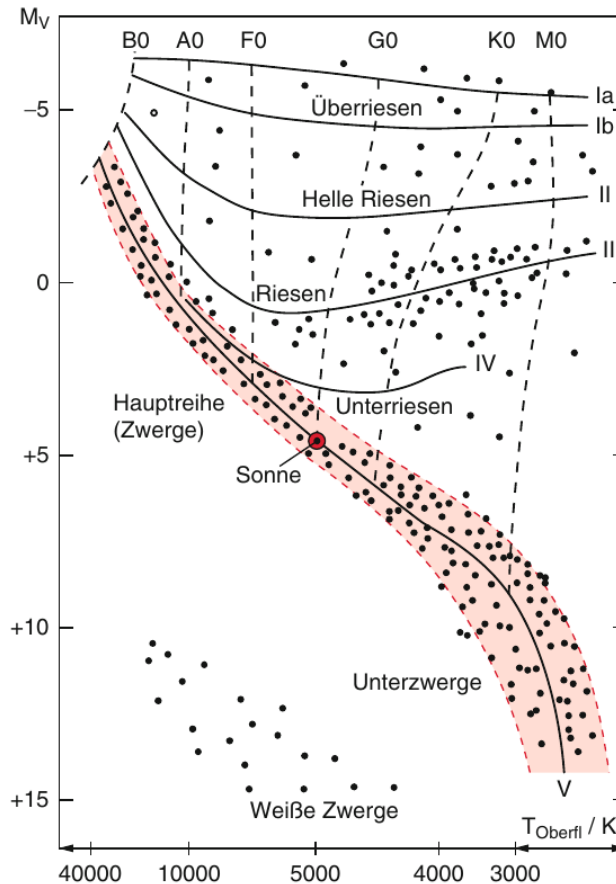


Abbildung 3.1: Skizze eines Hertzsprung-Russel Diagramms [27]: Auf der y-Achse ist die absolute Helligkeit und auf der x-Achse die Oberflächentemperatur in Kelvin aufgetragen.

Im Jahre 1925 konnte Sir Arthur Stanley Eddington die Masse-Leuchtkraft-Beziehung herleiten, welche den Zusammenhang zwischen der Masse M und der Leuchtkraft L eines Sterns [28] herstellt:

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{\alpha}, \quad (3.1)$$

wobei L_{\odot} und M_{\odot} die Leuchtkraft und Masse der Sonne widerspiegelt. Der Exponent kann die Werte $1 < \alpha < 6$ annehmen. Für die Hauptreihensterne mit $2 M_{\odot} < M < 20 M_{\odot}$ nimmt $\alpha = 3.5$ an und z.B. für Sterne der Masse $0,43 M_{\odot} < M < 2 M_{\odot}$ gilt

3 Das Leben eines Sterns

$\alpha = 4$ [29]. Die Variation des Exponenten α lässt sich auf unterschiedlich dominante Energietransportmechanismen der verschiedenen Sternmassen zurückführen.

3.1.1 Die Geburtsstunde eines Sterns

Sterne werden in mehreren Lichtjahren großen interstellarer Gaswolken geboren [30]. Diese interstellare Gaswolken bestehen zu 90 % aus Wasserstoff und zu geringeren Teilen aus Kohlenstoff, Sauerstoff, Eisen und anderen schweren Elementen. Schwerere Elemente wie zum Beispiel Eisen oder Magnesium sind Überbleibsel vergangener Zeiten. Sie wurden durch stellare Quellen synthetisiert und an den Kosmos abgegeben. Wird eine interstellare Gaswolke nun aufgrund einer Störung instabil und die gravitative Energie übersteigt die thermische Energie der Moleküle und Atome der Wolke, so beginnt diese zu kollabieren. Damit die gravitative gegenüber der thermische Energie obsiegen kann, muss das interstellare System über eine minimale Masse verfügen, welche wiederum von der Temperatur T und der Dichte ρ der Gaswolke abhängig ist. Die minimale Masse lässt sich Anhand des Jeans-Kriteriums berechnen [31]:

$$M_J \geq 5,46 \sqrt{\left(\frac{kT}{\mu m_u G}\right)^3 \cdot \frac{1}{\rho}} \quad , \quad (3.2)$$

wobei μ das Molekulargewicht der Gasmasse, m_u die Atommasseneinheit, k die Boltzmann-Konstante sowie G die Gravitationskonstante widerspiegelt. Gleichung (3.2) ist eine Näherung, da von einer homogenen Gaskugel ausgegangen wird, wobei es sich in der Realität um eine inhomogene Gasmasse handelt. Für eine interstellare Gaswolke mit einer Dichte ρ von 10^{-21} kg/m^3 und einer Temperatur von 100 K ergibt sich eine Jeans-Masse M_J von rund $10^5 M_\odot$ ² [31]. Hat eine Gaswolke eine geringere Temperatur, so sinkt auch deren Jeans-Masse, da die Teilchen im Mittel eine geringere kinetische Energie haben.

Beginnt eine interstellare Gaswolke zu kollabieren, steigt ihr Druck wie auch die Dichte im Inneren an. Die Temperatur bleibt jedoch konstant, da in diesem Stadium Photonen noch das Medium verlassen können und somit signifikant zum Energieverlust des Systems beitragen. Erreicht die kollabierende Wolke eine Dichte von 10^{-13} g/cm^3 [32], wird sie opak und die wachsende potentielle Energie kann nicht mehr in Form von Photonen abgeführt werden. Durch den darauf folgenden Temperaturanstieg und wachsenden Gasdruck wird der Kollaps abgebremst und es entsteht ein Protostern. Erreicht die Temperatur im Protostern den Bereich $T \geq 2000 \text{ K}$ [31], so beginnt der molekulare Wasserstoff (H_2) zu dissoziieren, was wiederum den Temperatur- und Druckanstieg verringert. In Folge steigt die Kontraktionsgeschwindigkeit an und der gravitative Druck erhöht sich. Nachdem der molekulare Wasserstoff vollständig dissoziiert wurde, steigt der Gasdruck und die Geschwindigkeit der einfallenden Materie verlangsamt sich. Die Dichte und Temperatur steigen weiter im Kernbereich des Protosterns durch

²In der Astrophysik werden Massen als vielfaches der Sonnenmasse $M_\odot = 1,989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$ angegeben [32].

3 Das Leben eines Sterns

Massenakkretion an. Übersteigt die Temperatur $T \geq 6000 \text{ K}$ [31], beginnt der Wasserstoff zu ionisieren und der Kollaps wird abermals abgebremst. Im Kern entsteht ein hydrostatisches Gleichgewicht. Über mehrere Millionen Jahre steigt die Temperatur im Inneren durch Akkretion von Masse weiter an, bis bei $T \approx 10^6 \text{ K}$ die Deuteriumfusion und bei einer Temperatur $T \approx 3.5 \cdot 10^7 \text{ K}$ das Wasserstoffbrennen beginnt.

3.1.2 Die Brennphasen eines Sterns

Das Ende eines Sterns oder welche Brennphasen er durchläuft, wird hauptsächlich durch seine initiale Masse³ bestimmt. Nach dem Erreichen der Hauptreihenphase, wird das Leben eines Stern durch das Gleichgewicht zwischen gravitativer und thermaler Energie definiert. Dieser hydrostatische Gleichgewichtszustand wird durch einen nach innen gerichteten gravitativen Druck und einem nach außen gerichteten thermischen Druck aufrecht erhalten. Ein Stern verliert Energie in Form von Strahlung (Photonen, Neutrinos), was zu einer Kontraktion führt. Diese Kontraktion wird zeitweise durch stufenweise ablaufende Fusionsreaktionen aufgehalten (Tabelle 3.1). Neigt sich der Brennstoff der einzelnen Phase dem Ende zu, kontrahiert der Stern und die kinetische Energie der Teilchen steigt, wodurch auch die innere Temperatur des Sterns größer wird. Dieser Effekt führt im Kern zum Zünden der darauffolgenden Fusionsstufe aus der Asche der vorherigen. Die vorangegangenen Fusionsprozesse werden in den äußeren Schalen fortgesetzt. Unter Vernachlässigung von Strahlungsverlusten folgt die Temperatur T_K im Kern eines kontrahierenden Sterns mit der Kerndichte ρ_K der Relation $\rho_K \propto T_K^3$ [33].

Mit jeder weiteren Brennphase erhöht sich die Masse des Kerns, wodurch der Druck im Inneren steigt und neue Brennphasen gezündet werden können. Die Luminosität der Neutrinos sowie Photonen wächst mit dem Anstieg der Kerntemperatur und Kerndichte [34]. Bei dem sogenannten Wasserstoffbrennen fusionieren vier $\frac{1}{2}\text{H}$ zu einem $\frac{4}{2}\text{He}$ und setzen hierdurch Energie frei. Für Sterne mit einer Masse $\geq 11 M_\odot$ [33] werden die aufeinander folgenden Brennphasen Wasserstoff, Helium, Kohlenstoff, Neon, Sauerstoff, Silizium bis hin zu Eisen durchlaufen. Hat solch ein Stern seine vollständige Entwicklung vollendet, nimmt er eine Zwiebelschalenstruktur aller aneinandergereihten, fusionierten Elemente an (Abb. 3.2). Mit dem Einsetzen des Kohlenstoffbrennens wird der Energieverlust des Sterns durch die Emission von Neutrinos dominiert. Neutrinos werden hier in Kernreaktionen erzeugt oder entstehen durch Annihilation von thermischen Positronen und Elektronen. Mit jeder Brennphase steigt der Energieverlust durch Neutrinos an und beschleunigt hierdurch den Ablauf der Kontraktion [35]. Die Zusammensetzung der Kerne von Sternen der Masse 8 bis $10 M_\odot$ am Ende ihrer Lebenszeit unterscheidet sich zu der schwerer Sterne. Anstelle eines Eisenkerns bilden sie einen Kern aus Sauerstoff, Neon und Magnesium, welcher einen kleineren Dichtegradienten zu äußeren Schichten aufweist als der schwerer Sterne.

³Ein weiterer Faktor wäre z.B. noch seine Metallizität, welche den Bruchteil an Elementen schwerer als Wasserstoff oder Helium eines Objekts beschreibt.

3 Das Leben eines Sterns

Brennstoff	Asche	Dauer	$T_K/10^9$ [K]	ρ_K [kg/m ³]	$L_\gamma/L_{\gamma\odot}$	$L_\nu/L_{\nu\odot}$
H	He	$11 \cdot 10^6$ J	0,035	$5,8 \cdot 10^3$	$28 \cdot 10^3$	$1,8 \cdot 10^3$
He	C, O	$2 \cdot 10^6$ J	0,18	$1,4 \cdot 10^6$	$44 \cdot 10^3$	$1,9 \cdot 10^3$
C	Ne, Mg	$2 \cdot 10^3$ J	0,81	$2,8 \cdot 10^8$	$72 \cdot 10^3$	$3,7 \cdot 10^5$
Ne	O, Mg	0,7 J	1,6	$1,2 \cdot 10^{10}$	$75 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^8$
O, Mg	Si, S, Ar, Ca	2,6 J	1,9	$8,8 \cdot 10^9$	$75 \cdot 10^3$	$9,1 \cdot 10^8$
Si,S, Ar, Ca	Fe, Ni, Cr, Ti	18 d	3,3	$4,8 \cdot 10^{10}$	$75 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^{11}$
Fe, Ni, Cr, Ti	Neutronen Stern	~ 1 s	$> 7,1$	$> 7,3 \cdot 10^{12}$	$75 \cdot 10^3$	$> 3,6 \cdot 10^{15}$

Tabelle 3.1: Die aufeinanderfolgenden Brennphasen laufen immer schneller ab, erzeugen immer höhere Zentraltemperaturen T_K (Kern), Dichten ρ_K , werden heller und der Anteil der abgestrahlten Neutrinos nimmt zu. Als Beispiel wurden die Brennphasen eines Sterns mit $15 M_\odot$ aufgeführt [34].

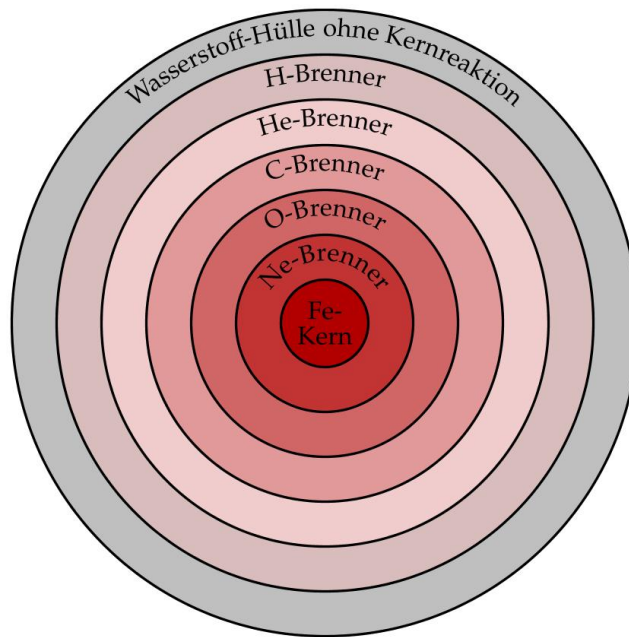


Abbildung 3.2: Zwiebelschalenstruktur eines massereichen Stern kurz vor dem Kollabieren. In der Realität sind die Grenzen der einzelnen Brennzonen verschwommen. Die Abbildung wurde aus [36] entnommen.

3.1.3 Die Vielfalt an Supernovae

Supernovae können spektroskopisch in zwei Arten untergliedert werden, zum einem kann man Wasserstofflinien im Spektrum messen (Typ II) und zum anderen die Art,

3 Das Leben eines Sterns

bei der keine Wasserstofflinien im Spektrum vorhanden sind (Typ I) [23]. Alternativ kann man noch die spektralen Typen nach ihrem Explosionsmechanismus in thermonukleare oder Kernkollaps-Supernovae gruppieren.

Thermonukleare Supernovae

Eine Supernova Typ Ia ist die thermonukleare Explosion eines Weißen Zwerges⁴ [37], welcher in einem Doppelsternsystem gebunden ist. Der Weiße Zwerg saugt Materie⁵ von seinem Begleitstern bis zur Chandrasekhargrenzmasse M_{Ch} [38] (Siehe Abschnitt 3.1.4.1). Für nicht rotierende Objekte, welche den gravitativen Druck mit entartetem Elektronengas kompensieren, gilt die Chandrasekhargrenzmasse als obere Grenze, bevor das Objekt gravitativ instabil wird und kollabiert. Die thermonukleare Explosion gründet sich auf der Fusion des ursprünglich vorhandenen Sauerstoffs und Kohlenstoffs zu schwereren Nukliden, im Speziellen zu ^{56}Ni ⁶ [39]. Der Weiße Zwerg wird dabei vollständig zerstört und der Hauptteil der Energie wird in Form von Photonen emittiert. Die Spektrallinien des zurückbleibenden Nebels weisen einzig Silizium- und keine Wasserstofflinien auf. Die Supernovae vom Typ Ia werden als kosmologische Standardkerzen für Distanzmessungen herangezogen, da die Explosionen ähnliche Merkmale und Variationen der Photonenluminosität aufweisen.

Der Neutrinofluss der thermonuklearen Supernovae liegt etwa vier Größenordnungen unter dem der Kernkollaps Supernovae [40]. Dies erschwert die Detektion mit Hilfe des IceCube-Detektors (Abschnitt 4), welcher für eine Supernova des Typ Ia in einer sehr geringen Entfernung von 50 pc lediglich um die 5000 Ereignisse messen könnte.

3.1.4 Kernkollaps-Supernovae

Die in dieser Arbeit bestimmte obere Grenze an Supernova-Explosionen bezieht sich auf Kernkollaps-Supernovae, da diese signifikant höhere Neutrinoluminositäten und Neutrinoenergien produzieren als die Supernovae Typ Ia.

Während einer Kernkollaps Supernova werden nur etwa 0.01 % der Energie in Form von Photonen sowie etwa 1 % in Form des Ejekta als kinetische Energie ausgesendet. Die restliche Bindungsenergie wird fast vollständig von Neutrinos davongetragen [34]. Für Sterne mit einer anfänglichen Masse $> 8 M_{\odot}$ setzt am Ende der Fusionsprozesse der Gravitationskollaps (Abschnitt 3.1.4.1) ein, gefolgt von der kataklysmischen Explosion (Abschnitt 3.1.4.2). Bei Typ II Supernovae ist zum Zeitpunkt ihrer Explosionen die Wasserstoffhülle noch vorhanden. Wurde die Wasserstoffhülle jedoch aufgrund stellarer Winde oder durch die Interaktion mit einem Begleitstern hinweg geweht, so handelt es sich um den Supernova Typ Ib. Fehlt zusätzlich noch die Heliumhülle, spricht man von Typ Ic Supernovae.

⁴Ein Weißer Zwerg ist ein kompaktes Objekt und das Überbleibsel eines leichten Sterns (z.B. unsere Sonne). Die Fusionsreaktionen sind komplett zum Erliegen gekommen.

⁵Zumeist handelt es sich hierbei um die äußerste Heliumschicht eines Roten Riesen.

⁶ ^{56}Ni hat eine radioaktiv doppel-magischen Kern ($N = Z$) mit der höchsten Bindungsenergie pro Nukleon.

3 Das Leben eines Sterns

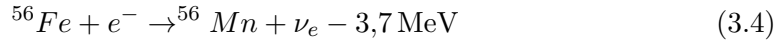
Wird eine anfängliche Masse $> 40 M_\odot$ überschritten, bildet sich ein Schwarzes Loch. Bewegt sich die Masse eines Stern in dem Regime $25 M_\odot \leq M \leq 40 M_\odot$, kann der Neutronenstern durch weiteren Einfang von einfallender Materie zu einem Schwarzen Loch kollabieren [41]. Von den gesamten Sternexplosionen wird der Anteil an Kernkollaps-Supernovae in der Milchstraße auf $0,69^{+0,22}_{-0,46}$ geschätzt [42]. Im Folgenden wird detaillierter auf den Explosionsprozess der Kernkollaps-Supernovae eingegangen.

3.1.4.1 Der Gravitationskollaps

Durchläuft ein Stern die zuvor beschriebenen Fusionsreaktionen, wird dessen Eisenkern instabil, sobald er sich der Chandrasekhargrenzmasse

$$M_{Ch} = 5.83 \cdot \bar{Y}_e^2 \left[1 + \left(\frac{\bar{s}_e}{\pi \cdot \bar{Y}_e} \right)^2 \right] \quad (3.3)$$

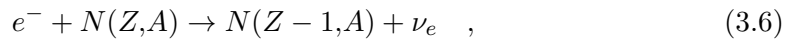
mit typischerweise $\sim 1,44 M_\odot$ nähert [43]. \bar{Y}_e beschreibt den mittleren Bruchteil an Elektronen pro Baryon und \bar{s}_e repräsentiert die mittlere Entropie der Elektronen. Die Kerntemperatur ist zu diesem Zeitpunkt auf $T_C \simeq 10^{10}$ K sowie die Kerndichte auf $\rho_C \simeq 10^{13} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ angewachsen. Der Kernradius R_{Fe} beläuft sich einige tausend Kilometer [35]. In diesem Stadium des Kollaps nimmt \bar{Y}_e ab, da die Elektronen eine Fermi-Energie von ein paar MeV besitzen und der Elektroneneinfang am Eisenkern



interessant wird, wodurch die Chandrasekhargrenzmasse reduziert wird. Zusätzlich verliert der Eisenkern stetig Energie durch Photodissoziation:



Der Energieverlust führt zu einer Abnahme des thermischen Drucks, der Entartungsdruck der Elektronen steigt und der Elektroneneinfang am Atomkern sowie Proton wird wahrscheinlicher:



Die generierten Neutrinos sind nach wie vor in der Lage, den Kern ungehindert zu verlassen, was zu einer weiteren Reduktion des Elektronenanteils (Deleptonisierung) von \bar{Y}_e führt und dazu, dass sich die Chandrasekhargrenzmasse weiter verringert. Mit dem Überschreiten der Chandrasekhargrenzmasse verliert der Kern seine Stabilität und dem Kollaps wirkt nun nichts mehr entgegen (Abb. 3.3 oben links).

3 Das Leben eines Sterns

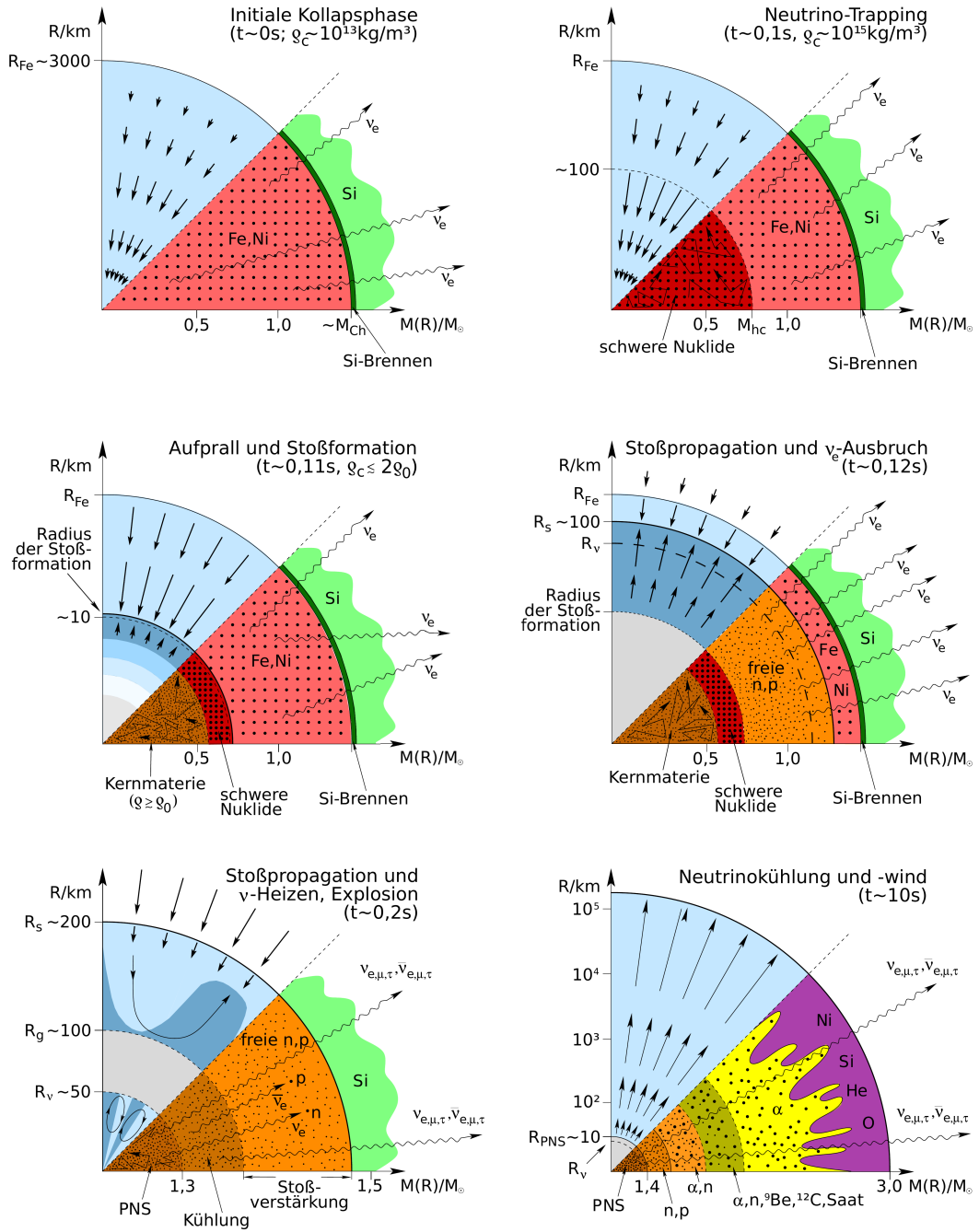
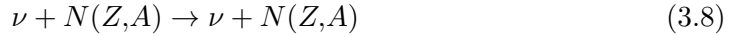


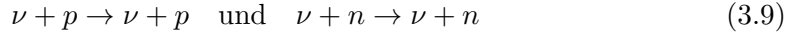
Abbildung 3.3: Die einzelnen Phasen des Kollaps. Jede Teilabbildung ist nochmals unterteilt und zeigt die Geschwindigkeitsvektoren der Kinematik der stellaren Materie (links) sowie die Zusammensetzung der stellaren Materie wie auch die beteiligten schwachen Prozesse (rechts). Die Abbildung wurde aus [16] entnommen.

3 Das Leben eines Sterns

Aufgrund des kollabierenden Sterns erhöht sich die Kerndichte ρ_c kontinuierlich und die freie Weglänge der Neutrinos reduziert sich durch Wechselwirkung mit der einfallenden Materie [43]. Ab einer Kerndichte von $\simeq 10^{15} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ ist die Wahrscheinlichkeit der Neutrinostreuung und Neutrinoabsorption aufgrund der reduzierten freien Weglänge der Neutrinos signifikant gestiegen, sodass diese die Kernregion nicht mehr verlassen können. Hauptsächlich wechselwirken die Neutrinos durch die kohärente Streuung an Atomkernen



mit der herabfallenden stellaren Materie. Zusätzlich wächst die Opazität für Neutrinos durch die Streuung an freien Nukleonen



sowie durch die Absorption an Neutronen

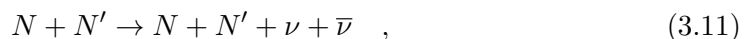


an. Der beschriebene Prozess wird auch als Neutrinotrapping bezeichnet (Abb. 3.3 oben rechts). Die Kerndichte nimmt nach außen hin ab und ab einem bestimmten Radius können die generierten Neutrinos wieder entkommen. Diese gedachte Oberfläche wird auch Neutrinosphäre genannt.

Bei einer Kerndichte von $\rho_c \sim 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ wird der Eisenkern inkompressibel und der Kollaps wird schlagartig gestoppt. Die weiter einfallende Materie prallt an der Oberfläche des Eisenkerns ab und es bildet sich eine nach außen gerichtete Schockfront (Abb. 3.3 Mitte links).

Die nach außen propagierende Schockfront bewegt sich durch die einfallenden Schichten, wodurch kinetische Energie in thermische Energie umgewandelt wird, welche zur Dissoziation von Atomkernen an freien Nukleonen aufgebraucht wird und zu einer Verlangsamung der Stoßexpansion führt. Der signifikant größere Wechselwirkungsquerschnitt von Elektronen an freien Protonen im Gegensatz zu dem an gebundenen Nukleonen im Atomkern führt dazu, dass Elektroneneutrinos in sehr großen Raten erzeugt werden [44]. Das Medium wird für Neutrinos durchlässig, sobald die Schockfront den Radius der Neutrinosphäre überschreitet. Die Neutrinoluminosität wächst um eine Größenordnung auf $\sim 10^{47} \frac{\text{J}}{\text{s}}$ an [44]. Der Ausbruch führt zu einer starken Verringerung der Leptonenzahl hinter der Stoßfront und wird deshalb auch Deleptonisierungsblitz genannt (Abb. 3.3 Mitte rechts). Die Bewegung der nach außen gerichteten Schockfront wird noch vor Verlassen des Eisenkerns vollständig durch Kerndissoziation und Neutrinoabstrahlung abgebremst [45].

Als Proto-Neutronenstern (kurz: *PNS*) wird der hinter der Stoßfront verbleibende Kern bezeichnet. Durch herabfallende Materie häuft der PNS weiterhin Masse an. Durch Elektroneneinfänge an freien Protonen sowie Positroneinfänge an freien Neutronen kommt es im Inneren des PNS zur Produktion von Elektroneneutrinos und Antielektroneneutrinos. Aufgrund von Bremsstrahlungsreaktionen,



3 Das Leben eines Sterns

sowie der Annihilation von Elektron-Positron-Paaren,

$$e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu} \quad , \quad (3.12)$$

kommt es zur Erzeugung von Neutrino-Antineutrino-Paaren aller Leptonenflavour, was auch thermische Neutrinoherzeugung genannt wird [46]. In Folge dessen kühlt der PNS wie ein grauer Strahler ab und die Neutrino-Antineutrino-Paare werden in den interstellaren Raum emittiert.

Neutrinos können aufgrund des signifikant kleineren Wirkungsquerschnitts um einige Stunden vor den Photonen entfliehen.

3.1.4.2 Die Explosion

Damit eine Explosion stattfinden kann, muss die Bewegung der Stoßfront reaktiviert werden. An dieser Stelle kommt das sogenannte *Neutrinoheizen* ins Spiel [47]. Die während der Kühlung des PNS produzierten Neutrino-Antineutrino-Paare transportieren die gravitative Bindungsenergie aus der Komprimierung des PNS fort und thermalisieren auf ihrem Weg durch den Stern mit dem stellaren Medium. Der größte Teil der Neutrinos entweicht, doch ein kleiner Teil deponiert zwischen der zum Stillstand gekommenen Schockfront und dem PNS seine Energie im stellaren Medium. Diese Zone besteht hauptsächlich aus freien Nukleonen, welche über die Reaktionen

$$\nu_e + n \rightarrow e^- + p \quad \text{sowie} \quad \bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (3.13)$$

mit den diffundierenden Elektron- und Antielektronneutrinos wechselwirken. Dies führt zu einer Druckerhöhung aufgrund von lokaler Erhitzung, was zur Folge hat, dass ein Expandieren der betroffenen Schichten einsetzt. Die sich ausdehnenden Schichten bremsen den Einfall von neuem Material ab, wodurch sich die Wechselwirkungszeit zwischen Neutrinos und Medium verlängert und mehr Energie absorbiert werden kann. Der Prozess des Neutrinoheizens wirkt somit selbst-verstärkend. Durch die immense Anzahl an produzierten Neutrinos während der Kühlungsphase des PNS, reicht die Transformation von etwa 10-20 % der Elektron- und Antielektronneutrinos in kinetische Energie der Leptonen, Photonen und Nukleonen, um die Bewegung der Schockfront zu revitalisieren und eine Explosion zu initialisieren (Abb. 3.3 unten links) [43].

Der Mechanismus des Neutrinoheizens wird in numerischen Supernova-Simulationen als notwendiger, aber nicht als ausreichender Grund zum Auslösen der Explosion gesehen [48]. Zudem ist der genaue Zusammenhang zwischen Energie, Druck, Dichte, Temperatur und Kombination der Elementarteilchen während der Explosion noch nicht verstanden. Die sogenannte *Standing Accretion Shock Instability* (kurz: *SASI*) erhöht in Simulationen die Wahrscheinlichkeit, dass eine Supernova explodiert [49].

Standing Accretion Shock Instability

Die SASI beschreibt die Erzeugung von akustischen Schockwellen, welche durch Pulsieren wie auch durch turbulente Gasbewegungen an der Oberfläche des PNS entstehen.

3 Das Leben eines Sterns

Die Mechanismen führen zwar nicht zur Explosion, reaktivieren jedoch die Expansion der Schockfront [49, 50].

Die turbulenten Gasbewegungen an der Oberfläche des PNS entstehen durch konvektive Mischungsprozesse bedingt durch das Neutrinoheizen. Erhitzte Plasmablasken bewegen sich von der PNS-Oberfläche nach außen. Währenddessen propagiert kühleres, schwereres Plasma in engen Schläuchen abwärts. Diese pilzförmigen Plasmablasken sind kennzeichnend für die Rayleigh-Taylor-Instabilität⁷ (Abb. 3.4). Prallt nun das herabsinkende Plasma auf die Oberfläche des PNS, werden Druckwellen erzeugt, welche reflektiert werden und die Störungen an der Schockfront intensivieren.

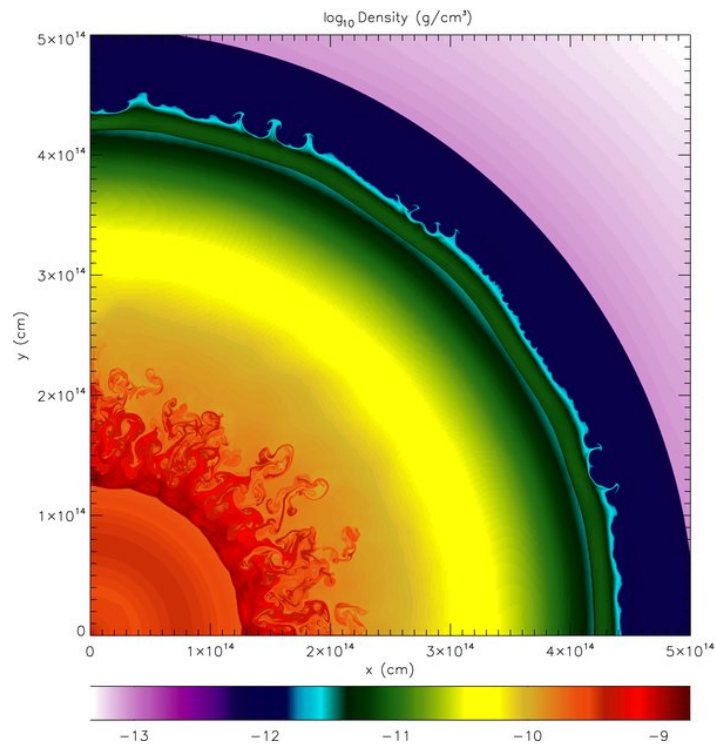


Abbildung 3.4: Die pilzförmigen Plasmablasken der Rayleigh-Taylor Instabilität sinken abwärts und erzeugen Schallwellen an der Oberfläche des PNS. Die Abbildung wurde aus [51] entnommen.

Des Weiteren akkreditiert der Proto-Neutronstern asymmetrisch Masse, was zu einem starken Pulsieren führt. Trifft die herabfallende Materie auf die Oberfläche des PNS, entstehen in dessen Inneren Oszillationen, welche mittels Druckwellen Energie in die umgebenen Schichten transportieren.

Das Zusammenspiel beider Mechanismen bewirkt eine Verstärkung von nicht-radialen hydrodynamischen Instabilitäten anliegender Schichten. Hierdurch wird die Schockfront zu größeren Radii getragen und hat somit ein effektiveres Neutrinoheizen zur

⁷Der Begriff stammt aus der Hydrodynamik und beschreibt das Mischverhalten von zwei Flüssigkeiten mit unterschiedlicher Dichte, welche in entgegengesetzte Richtungen beschleunigt werden.

Folge, da die einfallende Materie mehr Zeit hat sich durch die Schockfront zu bewegen und mehr Neutrinos absorbiert werden können. Die SASI-Phase führt letztlich zu einer stark asymmetrischen Explosion [49].

3.2 Die Neutrinosignatur einer Supernova

Aus dem in Abschnitt 3.1.4.1 erläuterten Mechanismus des Gravitationskollaps und der damit einhergehenden Explosion, folgt eine spezifische Neutrinosignatur. Abbildung 3.5 demonstriert die Neutrino-Luminosität sowie mittlere Neutrinoenergie eines $20 M_{\odot}$ -Vorläufersterns, für die Richtung aus welcher die SASI-Phase den stärksten Effekt zeigt. Die simulierte Supernova stößt eine Energie von $2 \cdot 10^{45}$ J mit einer mittleren Neutrino-Energie von 15,37 MeV über den Zeitraum von 350 ms in Form von $\bar{\nu}_e$ aus [52]. Die spezifische Neutrinosignatur der Evolution eines Eisenkerns zum Neutronenstern kann in vier Phasen untergliedert werden:

Das Neutrino-Trapping

Bevor der Kollaps einsetzt, werden alleinig Elektroneneutrinos aus dem Elektroneneinfang an freien Nukleonen abgestrahlt. Diese thermalisieren auf ihrem Weg in den interstellaren Raum mit der Sternmaterie über inelastische Streuung an Elektronen. Die Neutrinoenergien bewegt sich hier in der Größenordnung $\mathcal{O}(10 \text{ MeV})$. Die Luminosität der Elektroneneutrinos wächst bereits während des Eisenbrennens signifikant an. Mit dem Eintreten des Kollaps und dem Ansteigen der Zentralsdichte auf $\sim 10^{15} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$, vervielfacht sich die Rate der Neutrino-Streuungen deutlich und der Kern kann nicht mehr von Neutrinos durchdrungen werden.

Der Deleptonisierungspeak

Zu diesem Zeitpunkt hat sich die Schockfront bereits gebildet. Die Umwandlung der gravitativen Energie in thermische Energie verlagert die nukleare Balance hinter der Schockwelle zu freien Nukleonen. Es werden gewaltige Mengen an Elektroneneutrinos und Neutronen durch den Elektroneneinfang an freien Protonen erzeugt. Die Elektroneneutrinos strömen nach außen und verlassen den Stern sobald sie die Neutrinosphäre erreichen. Binnen weniger Millisekunden wächst die Elektroneneutrino-Luminosität für einen kurzen Zeitraum um eine Größenordnung an. Unabhängig von der Sternmasse oder dem Modell hat der Deleptonisierungspeak immer eine Energie von $\sim 10^{44}$ J [53], da in dieser Phase das Innere des Sterns noch getrennt von den äußeren Schalen betrachtet werden kann. Daraufhin kommt die Expansion der Schockfront zum Stillstand.

Die Akkretionsphase

Neutrino-Antineutrino-Paare aller Flavours werden während der Akkretionsphase durch die Annihilation von Elektron-Positron-Paaren und Nukleon-Nukleon-

3 Das Leben eines Sterns

Bremsstrahlung erzeugt. Die weitere Akkretion von Masse erhöht die Temperatur des stellaren Mediums, gleicht hierdurch den Energieverlust durch die flüchtenden Neutrinos aus und hält damit die besagten Reaktionen am Laufen.

Die Kühlungsphase

Etwa 500 ms nach dem Einsetzen des Gravitationskollaps wird das Neutrinospektrum von der Kühlung des PNS dominiert. Zuvor wird die Kühlung von den anderen Phasen beschattet. Ein Großteil der gravitativen Bindungsenergie wird durch Neutrinos aller Flavour davon getragen, welche zuvor über Paarprozesse im Kerninneren zu etwa gleichen Teilen produziert wurden. Je nach Masse fällt die Temperatur erst nach 10 bis 60 s unter 10^{10} K, wodurch der Neutronenstern permeabel für Neutrinos wird [43]. In dieser Zeit nimmt die Neutrinoenergie sowie Neutrinoluminosität konstant ab und die Neutronisation des schreitet voran.

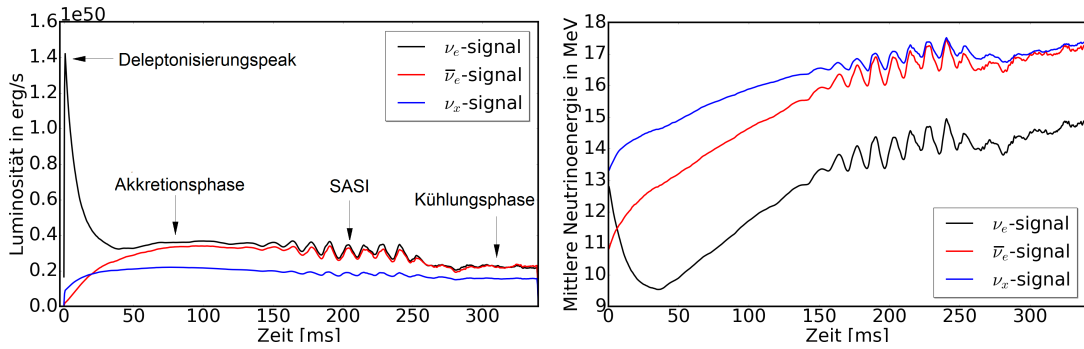


Abbildung 3.5: Neutrinoluminosität (links) und mittlere Neutrinoenergie (rechts) eines $20 M_{\odot}$ Vorgängersterns. Entnommen aus [54].

3.3 Das Energiespektrum von Supernova-Neutrinos

Während des Kernkollaps tauschen Neutrinos über inelastische Streuprozesse an Positronen und Elektronen Energie aus. Neutrinos nehmen infolge dessen das Spektrum der Elektronen und Positronen an, welches in erster Näherung mit dem Spektrum der Schwarzkörperstrahlung übereinstimmt. Die folgende Beschreibung richtet sich nach [55] und für detailliertere Informationen wird [56] empfohlen.

Die inelastischen Streuprozesse der Neutrinos finden über den geladenen Strom mit Nukleonen

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^- \quad \text{sowie} \quad \bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (3.14)$$

statt. Diese Prozesse frieren für eine bestimmte Neutrinoenergie E_{ν} und einen bestimmten Radius aus, wodurch eine energieabhängige Neutrinosphäre definiert werden kann. Im Vergleich zum thermalen Spektrum mit der selben mittleren Energie wird der hoch energetische Schwanz der Distribution gestaucht, da die Neutrinosphären unterschiedliche Energien haben. Aufgrund der neutronenreichen Oberfläche des PNS ist

3 Das Leben eines Sterns

die Opazität für Elektronneutrinos größer als die ihrer Anti-Teilchen. Hieraus folgt, dass der Antielektronneutrinofluß aus tiefer liegenden, heißeren Schichten als der Elektronneutrinofluß stammt. Im Zuge dessen wechselwirken die Elektronneutrinos weniger mit dem stellaren Plasma als die höher energetischen Antielektronneutrinos, wodurch das Elektronneutrinospektrum schmaler ist und bei niedrigeren Energien seinen Maximalwert erreicht. Da ein Großteil der Antielektronneutrinos aus energiereicheren Schichten stammt, ist deren mittlere Energie ebenfalls höher.

Die Wechselwirkung der schwereren Neutrino-Flavour ist bezogen auf den Energieaustausch weniger effizient und wird durch den neutralen Strom wie z.B. der elastischen Streuung an Nukleonen

$$\nu_{\tau,\mu} + N \rightarrow \nu_{\tau,\mu} + N \quad (3.15)$$

dominiert. Weitere Kanäle der Myon- und Tau-Neutrinos zum Tausch von Energie sind elastische Streuungen an Leptonen und die inelastische Streuung an Nukleonen. Zusätzlich werden auch Neutrinos über die Paarproduktion wie z.B. durch die Nukleon Bremsstrahlung

$$N + N \rightarrow N + N + \nu_{\tau,\mu} \quad (3.16)$$

erzeugt. Für eine gegebene Energie E_ν frieren diese Reaktionen bei unterschiedlichen Radii aus, womit man aufgrund des zugrundeliegenden Mechanismus verschiedene Sphären definieren kann. Die größte dieser Schichten liegt meistens tiefer im Sterninneren als die für Elektronneutrinos. Aus manchen Simulationen kann man schlussfolgern, dass die über die Zeit integrierten mittleren Energien diesem Schema folgen:

$$\overline{E}_{\nu_\mu, \nu_\tau} > \overline{E}_{\nu_e} > \overline{E}_{\nu_e} \quad . \quad (3.17)$$

Das Neutrinospektrum kann wie folgt approximiert werden [55, 57]:

$$f(E_\nu, \overline{E}_\nu(t), \alpha(t)) = \left(\frac{1 + \alpha(t)}{\overline{E}_\nu(t)} \right)^{1+\alpha(t)} \cdot \frac{E_\nu^{\alpha(t)} e^{-(1+\alpha(t))E_\nu/\overline{E}_\nu(t)}}{\Gamma(1 + \alpha(t))} \quad . \quad (3.18)$$

Es ist abhängig von dem Formparameter $\alpha(t)$ (auch Pinching-Faktor genannt), der Neutrinoenergie E_ν sowie der zeitabhängigen mittleren Neutrinoenergie $\overline{E}_\nu(t)$. Der Formfaktor $\alpha(t)$ beeinflusst den hoch energetischen Schwanz der Verteilung und bewegt zumeist in dem Wertebereich $2 \leq \alpha \leq 5$ [55]. Die Gamma-Funktion Γ tritt in der Normierungskonstante des Spektrums auf. Die mittlere Energie wie auch der Formfaktor der Supernova-Neutrinos, verändern sich mit der Zeit. Abb. 3.6 zeigt das normierte, flußgewichtete Energiespektrum des Modells für einen $8,8 M_\odot$ -Vorläuferstern (Abschnitt 3.8.1).

Die Neutrinooszillation wie auch das Materieprofil der Supernova modulieren das Energiespektrum, wodurch wir wiederum mehr über diese Effekte lernen können.

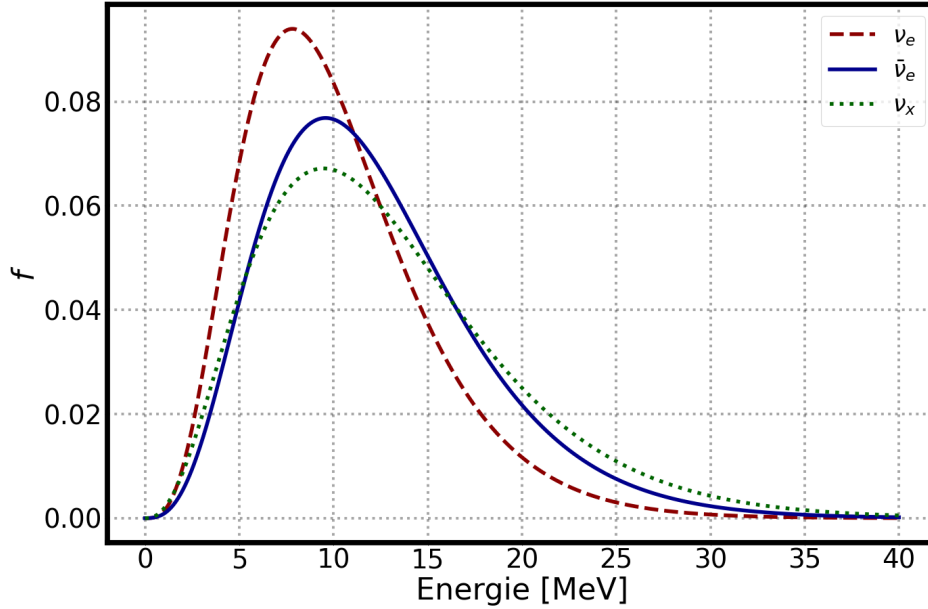


Abbildung 3.6: Flußgewichtetes Energiespektrum einer Supernova [57]. Das sogenannte „Hüdepohl-Modell“ wird in Abschnitt 3.8.1 beschrieben.

3.4 Gravitationswellen

Jede asymmetrische, beschleunigte Massenbewegung im Kern der Supernova fungiert als Quelle von Gravitationswellen, deren Amplitude mit der zweiten Ableitung des Massenquadrupolmoments skaliert [58]. Gravitationswellen und Neutrinos im Gegensatz zu Photonen sind in der Lage charakteristische Eigenschaften des Explosionsmechanismus zu liefern und zum Verständnis dessen beizutragen. Unter anderem die lang anhaltende Konvektion oder SASI-Phase führen zu einem signifikanten Anstieg der Gravitationswellenamplitude. In Abb. 3.7 ist die Gravitationswellenamplitude der einzelnen Phasen eines $15 M_{\odot}$ -Vorläufersterns gegen die Zeit nach dem Kernaufprall zu sehen. Die schwarze Linie zeigt das Gravitationswellensignal von asymmetrischen Massenbewegungen im Zusammenhang mit der starken, schnellen Konvektion direkt nach dem Aufprall, der stark zunehmenden Konvektion der SASI-Phase in den äußeren Schichten bevor die Explosion einsetzt sowie der anhaltenden asymmetrischen Akkretion des Proto-Neutronensterns von herabfallender Materie nach dem Beginn der Explosion. Als Konsequenz der asymmetrischen Expansion des Ejekta verschwindet das Gravitationswellensignal zu späteren Zeitpunkten nicht. Die durch asymmetrische Neutrinoemission erzeugten Gravitationswellen werden durch die hellbraune Linie (um einen Faktor fünf verkleinert) repräsentiert [58].

3 Das Leben eines Sterns

Es werden lediglich etwa 0,0001 %⁸ der gravitativen Bindungsenergie in Form von Gravitationswellen emittiert, was auch ein Hinweis ist, dass Gravitationswellen dynamisch eher unbedeutend sind [59].

Die Merkmale der Gravitationswellen sind sowohl in 2D- als auch in 3D-Simulationen zu finden. Nimmt man keine Beschränkung der Symmetrie an, hängt die Form der Gravitationswellen stark von der Beobachtungsrichtung ab.

Abbildung 3.8 zeigt die Nachweiseffizienz als Funktion der Distanz für verschiedenen Supernovamodelle, für welche das verzögerte Neutrinoheizen die Bewegung der zum Stillstand gekommenen Schockfront reaktiviert. Die Simulationen beruhen auf der Detektion der Gravitationswellen mit Hilfe von aLIGO und aVirgo. Würde man anhand einer elektromagnetischen Detektion die Position und den Zeitpunkt der Supernova kennen, könnte man die Daten der jeweiligen Detektoren auf eine mögliche Detektion von Gravitationswellen hin prüfen. In diesem Beispiel wurde für die Simulation der Nachweiseffizienz die Himmelsposition und der Zeitpunkt der Supernova SN 2017eaw angenommen [60]. Für nähere Informationen wird auf [61] verwiesen.

Die Detektionsdistanz der einzelnen Modelle ist definiert als die Entfernung, für welche die Detektionseffizienz mindestens 50 % beträgt. Kein Modell erreichte eine Detektionsdistanz von > 5 kpc. Einige Modelle haben jedoch eine geringe Detektionswahrscheinlichkeit für das galaktische Zentrum (8,5 kpc).

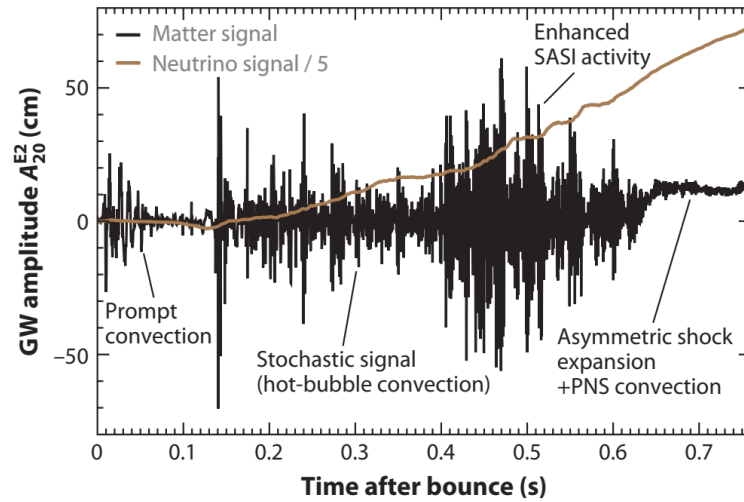


Abbildung 3.7: Gravitationswellenamplitude eines $15 M_{\odot}$ -Vorläuferstern gegen die Zeit nach Kernaufprall aus einer 2D-Simulation. Die hellbraune Linie zeigt die wachsende Amplitude (mit einem Faktor fünf herunterskaliert) im Vergleich mit der asymmetrischen Emission von Neutrinos [58].

⁸Hierfür wurde ein sich schnell drehender Kern angenommen. Die Amplitude der Gravitationswellen eines sich schnell drehenden Kerns wird zum Zeitpunkt des Kernaufpralls maximal [59].

3 Das Leben eines Sterns

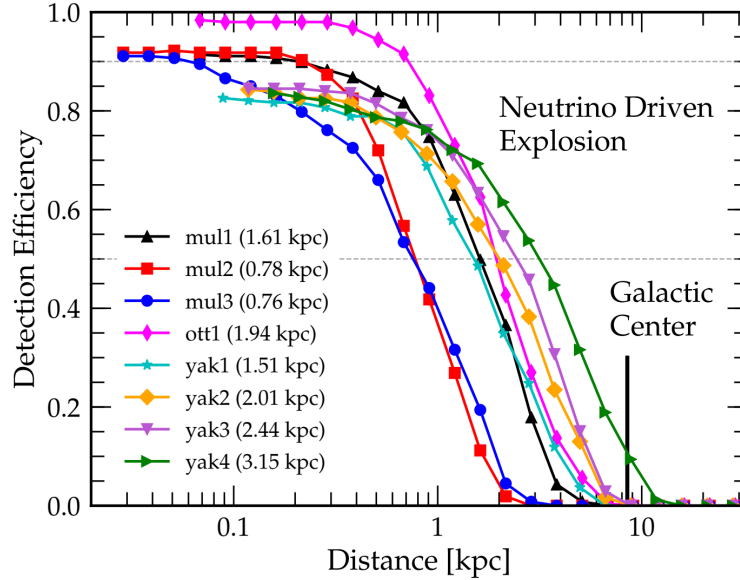


Abbildung 3.8: Detektionseffizienz als Funktion der Distanz für verschiedene Gravitationswellenformen an der Himmelsposition und zum Zeitpunkt der SN 2017eaw [61]. In Klammern sind die Distanzen für eine Detektionseffizienz von 50 % angegeben.

In [54] wurden Supernova-Signaturen im IceCube-Neutrino- und aLIGO-Gravitationswellendetektor untersucht. Abbildung 3.9 zeigt das Kreuzkorrelations-Spektrogramm der SASI-Phase des $\bar{\nu}_e$ - und Gravitationswellensignals eines $20 M_{\odot}$ -Supernova-Vorläufersterns in einer Distanz von 3 kpc. Das Detektorrauschen des $\bar{\nu}_e$ -Signals wurde auf der Basis des IceCube-Detektors simuliert und das Rauschen des Gravitationswellensignals liegt dem aLIGO-Detektor zugrunde. Das aLIGO-Design schränkt die Auflösung der SASI-Phase signifikant ein. Unter Berücksichtigung des Detektorrauschens ist das Auffinden einer Korrelation zwischen Neutrino- und Gravitationswellensignalen anhand der SASI-Phase auf eine Entfernung von 3 kpc limitiert.

3 Das Leben eines Sterns

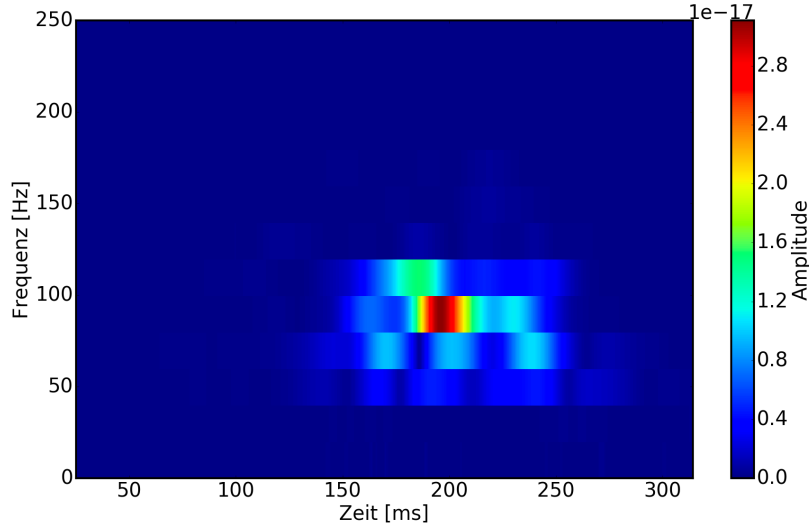


Abbildung 3.9: Kreuzkorrelations-Spektrogramm der SASI-Phase des $\bar{\nu}_e$ - und Gravitationswellensignals eines $20 M_{\odot}$ -Supernova-Vorläufersterns in einer Distanz von 3 kpc unter Berücksichtigung des Detektorrauschens [54].

3.5 Entstehung eines Schwarzen Lochs

Hat der Neutronenstern nach einer Supernovaexplosion eine Masse von mehr als $\sim 2.5 M_{\odot}$, ist die Materie nicht mehr in der Lage das hydrostatische Gleichgewicht aufrechtzuerhalten und das Überbleibsel kollabiert zu einem Schwarzen Loch [29]. Ein Schwarzes Loch ist in der Allgemeinen Relativitätstheorie⁹ ein Objekt sehr hoher Dichte, welche die Raumzeit¹⁰ um das Objekt so stark krümmt, dass jegliche Form von Energie dem Objekt nicht mehr entfliehen kann, sobald sie eine gewisse Entfernung unterschreitet. Dieser Grenzradius wird auch als Schwarzschildradius R_S bezeichnet und ist wie folgt definiert [29]:

$$R_s = 2 \frac{GM}{c^2} = 2,95 \cdot 10^3 \text{ m} \cdot \frac{M}{M_{\odot}} \quad (3.19)$$

mit der Gravitationskonstanten G und der Masse M des Objektes. Der Schwarzschildradius ist der Radius des Schwarzen Lochs, für welchen die Lichtgeschwindigkeit c der Fluchtgeschwindigkeit entspricht. Wird Materie in ein Schwarzes Loch gezogen und gelangt in den Bereich unterhalb des Schwarzschildradius, ist diese für immer gefangen. Die Oberfläche in der Raumzeit, welche durch diesen Radius aufgespannt wird, nennt man auch Ereignishorizont. Ein externer Beobachter ist nicht in der Lage Informationen aus dem Inneren des Kugelvolumens zu empfangen. Rotiert das Schwarze

⁹Die Allgemeine Relativitätstheorie (*kurz: ART*) wurde 1915 von Albert Einstein postuliert. Sie beschreibt unter anderem die Gravitation als eine Eigenschaft der vierdimensionalen Raumzeit und sagte bereits die Existenz von Gravitationswellen voraus.

¹⁰Die Raumzeit ist eine mathematische Abbildung des dreidimensionalen Raums und der eindimensionalen Zeit in einer vierdimensionale Mannigfaltigkeit.

3 Das Leben eines Sterns

Loch, hat der Ereignishorizont eine kompliziertere Gestalt.

Eine Supernova wird auch als *failed* Supernova (deutsch: *fehlgeschlagene Supernova*) bezeichnet, wenn diese zu einem Schwarzen Loch kollabiert. Fehlgeschlagene Supernovae verschwinden urplötzlich und können nur durch ihre Abwesenheit an der ursprünglichen Himmelsposition nachgewiesen werden. Der Anteil der Supernovae, welche zu einem Schwarzen Loch kollabieren, ist nicht genau bekannt. In [62] wird geschätzt, dass etwa 10-30 % der Supernovae in einem Schwarzen Loch enden. In [63] wurde der failed Supernova-Anteil auf $0,16_{-0,13}^{+0,23}$ aus einem eindeutig nachgewiesenen Ereignis bestimmt.

3.6 Die Supernova-Häufigkeit

Die Anzahl der im elektromagnetischen Spektrum beobachtbaren Supernovae hängt davon ab, wie häufig das komplette Firmament abgesucht wird. Supernovae können optisch nicht detektierbar sein, wenn sie von interstellarem Nebel verdeckt werden, welcher die Photonen streut oder absorbiert (sogenannte *hidden Supernovae*). Nimmt man das bestmögliche interstellare Staubmodell an und eine ständige Überwachung der gesamten Himmelskugel, ist es möglich bis zu 98 % der Supernovae im infraroten Spektrum in der Milchstraße wie auch den Magellanschen Wolken zu detektieren [42]. Hierzu bestehen die technischen Voraussetzungen aber noch nicht. Der detektierbare Anteil ist aber stark modellabhängig.

3.6.1 Supernova-Häufigkeit in der Milchstraße

Es gibt verschiedene Versuche die galaktische Supernova-Häufigkeit zu bestimmen. Die Metastudie [64] fasst einige dieser Versuche zusammen und bestimmt eine kombinierte Rate in der Milchstraße. Die Ergebnisse werden im folgenden zusammengefasst.

Zählen von massiven Sternen

In der Studie [65] wurden mehr als 400 Sterne in der Sonnennachbarschaft untersucht, um die Geburtsrate von Sternen mit einer Masse $> 10 M_{\odot}$ zu ermitteln. Mit Hilfe des Sternkatalogs wird die Rate der Kernkollaps-Supernovae als $R_{count}^{CC} = 1,5 \pm 0,5 (100 \text{ a})^{-1}$ angegeben. Unter der Annahme, dass in einer Umgebung von 1 kpc um die Sonne herum die Rate galaktischer Supernovae 5-6 mal größer ist als der galaktische Mittelwert [66], modifiziert sich das Ergebnis zu $R_{count}^{CC} = 1,5 \pm 0,75 (100 \text{ a})^{-1}$.

Extragalaktische Supernova-Häufigkeit

Nimmt man an, dass die Milchstraße bezüglich ihrer Eigenschaften einer durchschnittlichen Galaxie entspricht, kann die erwartete Rate in der Milchstraße anhand einer statistischen Stichprobe extragalaktischer Kernkollaps Supernovae [67] unter Berücksichtigung der aktuellsten Hubble-Konstante [68] zu $R_{galaxie}^{CC} = 1,95 \pm 0,45 (100 \text{ a})^{-1}$ berechnet werden.

Bestimmen der Supernova-Häufigkeit anhand des ^{26}Al -Vorkommen

Unter der Voraussetzung, dass radioaktives ^{26}Al während einer Supernova in das interstellare Medium abgegeben wird, hat die Publikation [69] dessen Gammastrahlenemission in der Milchstraße modelliert und anhand dessen die Rate galaktischer Supernovae $R_{\text{Al}}^{CC} = 1,9 \pm 1,1 (100 \text{ a})^{-1}$ bestimmt.

Die Geburtsrate von Neutronensternen

Die Veröffentlichung [64] bestimmte die galaktische Geburtsrate von Neutronensternen $R_{NS}^{CC} = 7,2 \pm 2,7 (100 \text{ a})^{-1}$ durch die Kombination aus vier unabhängigen Geburtsraten von normalen Radiopulsaren ($R_{\text{radio}}^{CC} = 1,6 \pm 0,2 (100 \text{ a})^{-1}$), schnell rotierenden Radiopulsaren ($R_{\text{isoliert}}^{CC} = 3,2 \pm 1,2 (100 \text{ a})^{-1}$), röntgenschwach isolierten Neutronensternen ($R_{\text{schwachisolierte}}^{CC} = 2,1 \pm 1,0 (100 \text{ a})^{-1}$) und Magnetaren ($R_{\text{magnetar}}^{CC} = 0,3 \pm 0,3 (100 \text{ a})^{-1}$) [70].

Ergebnis der statistischen Kombination

Für jede der oben beschriebenen Methoden zur Bestimmung einer galaktischen Supernova-Häufigkeit wurde in [64] eine Wahrscheinlichkeitsdichte in Abhängigkeit der jeweiligen Raten bestimmt. Durch die Multiplikation der vier Wahrscheinlichkeitsdichten lässt sich eine kombinierte Rate

$$R_{\text{kombiniert}}^{CC} = 1,79 \pm 0,55 (100 \text{ a})^{-1} \quad (3.20)$$

herleiten.

Detektionswahrscheinlichkeit eines Neutrinoobservatoriums in Abhängigkeit der Laufzeit

Die Poissonsche Wahrscheinlichkeit, dass keine galaktische Supernova in der Laufzeit eines Neutrinoobservatoriums explodiert, wird durch $P(0) = e^{-Rt}$ beschrieben. Setzt man voraus, dass die statistischen Unsicherheiten der Rate von Supernovae R durch eine auf den Bereich $R > 0$ beschränkte Gauß-Verteilung beschrieben werden kann, ist die Wahrscheinlichkeit $P(> 0)$ mindestens ein Ereignis zu messen gegeben durch [64]

$$P(> 0) = 1 - P(0) = 1 - e^{-Rt} \cdot \frac{\left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{R - \sigma^2 t}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right] \cdot e^{-\frac{\sigma^2 t^2}{2}}}{1 + \operatorname{erf} \left(\frac{R}{\sqrt{2}\sigma} \right)} \quad (3.21)$$

mit der Gaußschen Fehlerfunktion $\operatorname{erf}(x)$. In Abb. 3.10 ist Wahrscheinlichkeit einer Supernovaexplosion in der Laufzeit eines Neutrinoobservatoriums zu messen dargestellt (Gleichung (3.21)). Man erkennt hier wie wichtig es ist, dass ein Neutrinoobservatorium stabil und lange Daten liefert.

3.6.2 Supernova-Häufigkeit in der Großen und Kleinen Magellanschen Wolken

Die kombinierte Rate aus Kernkollaps und thermonuklearen Supernovae für die Große Magellansche Wolke (engl.: *Large Magellanic Cloud*, kurz *LMC*) wird mit $0,3 \pm 0,1 (100 \text{ a})^{-1}$ angegeben [71]. Das Verhältnis zwischen beiden Supernovakategorien wurde zu $1,35_{-0,24}^{+0,11}$ bestimmt [72]. Hieraus ergibt sich eine Supernova-Häufigkeit für Kernkollaps-Supernovae in der Großen Magellanschen Wolke von $R_{LMC}^{CC} = 0,17 \pm 0,06 (100 \text{ a})^{-1}$.

In der Kleinen Magellanschen Wolke (engl.: *Small Magellanic Cloud*, kurz *SMC*) wird die gemeinsame Rate als $0,2 \pm 0,1 (100 \text{ a})^{-1}$ abgeschätzt [71]. Pro Supernova Typ Ia kommen $4,7_{-1,9}^{+0,6}$ Kernkollaps-Supernovae vor [73]. Dies ist ein dreimal höherer Wert als in der Großen Magellanschen Wolke, was auf eine Phase erhöhter Sternproduktion vor 0.5-1.5 Milliarden Jahren zurückzuführen ist. Für Kernkollaps-Supernovae in der Kleinen Magellanschen Wolke lässt sich eine Rate der Supernovae von $R_{SMC}^{CC} = 0,17 \pm 0,08 (100 \text{ a})^{-1}$ berechnen. Die Raten sind miteinander verträglich, obwohl die Große Magellansche Wolke deutlich mehr Sterne besitzt.

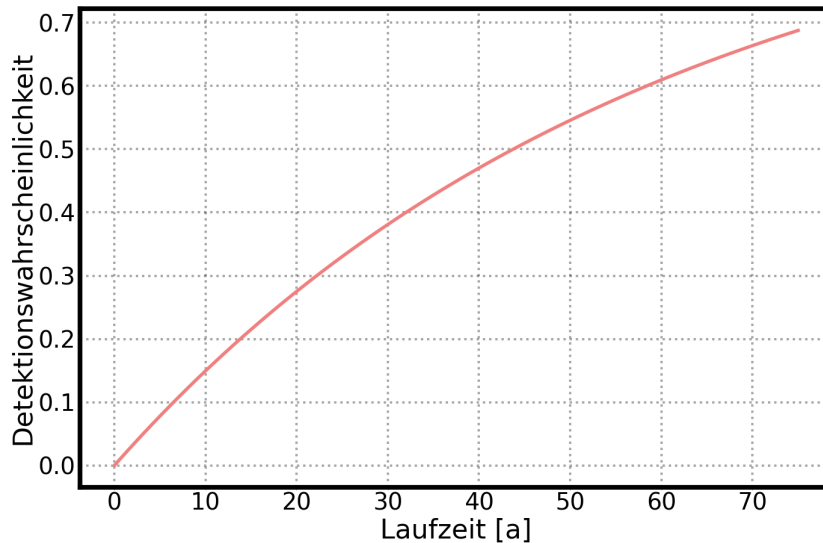


Abbildung 3.10: Wahrscheinlichkeit einer Supernovaexplosion in der Laufzeit eines Neutrinoobservatoriums. Die modellierte Funktion wie auch die Parameter entstammen aus [64].

3.7 Sternverteilung

Die genaue Verteilung von Supernova-Kandidaten innerhalb unserer Galaxie ist nicht bekannt. In Abbildung 3.11 ist die Wahrscheinlichkeitsdichte von Supernovaüber-

3 Das Leben eines Sterns

resten¹¹ (engl.: *Supernova remnant*, kurz *SNR*) gegen die Entfernung zur Sonne aufgetragen [74]. Hierfür wurde im Rahmen einer Monte Carlo Studie eine Großzahl an zufällig verteilten Quellen aus einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion mit dem bekannten Wissen über die SNR-Verteilung in der Milchstraße gezogen. Danach wurde der theoretische Elektron- und Positronfluss der hypothetischen SNR-Verteilung mit dem experimentellen Ergebnis verglichen. Durch weitere Iterationen konnte das theoretische Modelle an das experimentelle Ergebnis angenähert werden. Für nähere Informationen wird auf [74] verwiesen.

In Abbildung 3.12 ist die Dichteverteilung der Magellanschen Wolken dargestellt. Die Form der Wolken wird im Folgenden als gaußisch approximiert. Für die LMC (SMC) wird eine mittlere Entfernung von 49,5 kpc (62,8 kpc) mit einer Standardabweichung von 3 kpc (3,1 kpc) angenommen [75]. Die jeweiligen Verteilungen wurden mit der entsprechenden Rate relativ zur Milchstraße normiert. Der relative Anteil der LMC (SMC) beläuft sich auf $R_{LMC}^{CC}/R_{Milch}^{CC} = 11\% \pm 5\%$ ($R_{SMC}^{CC}/R_{Milch}^{CC} = 11\% \pm 6\%$). In Abbildung 3.11 ist das Fehlerband für den Fall der Magellanschen Wolken in blau dargestellt.

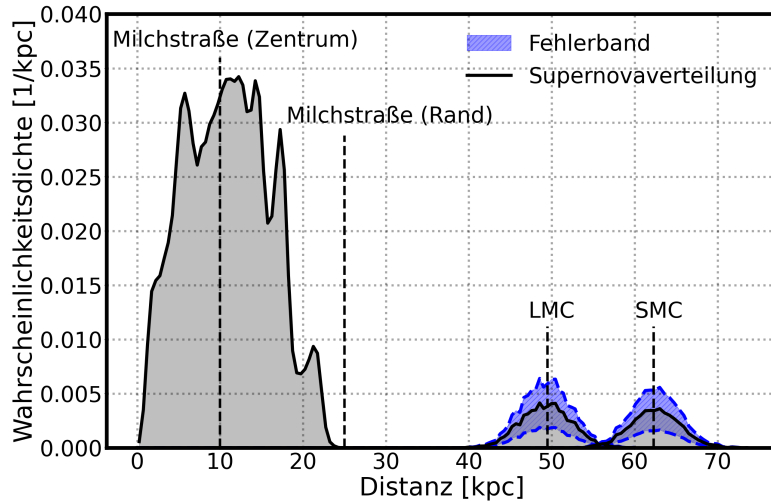


Abbildung 3.11: Die Wahrscheinlichkeitsdichte der Sternverteilung der Milchstraße [74] sowie der Großen und Kleinen Magellanschen Wolke (SMC und LMC). Das Fehlerband des verwendeten Modells der Magellanschen Wolken ist blau unterlegt.

¹¹Das interstellare Medium wird durch das stellare Material, welches bei der Supernovaexplosion abgestoßen wird, aufgeheizt und emittiert charakteristische Strahlung.

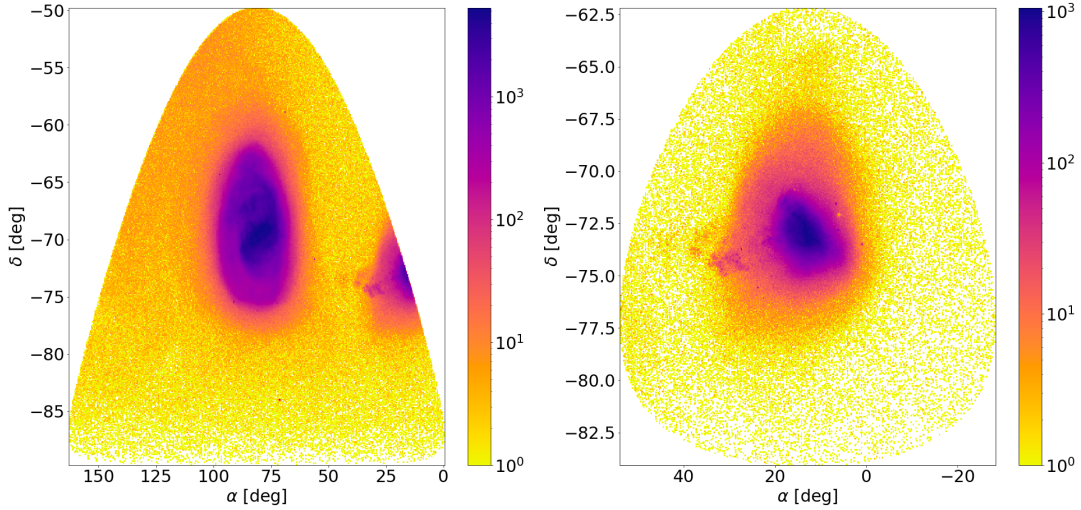


Abbildung 3.12: Dichteverteilung der LMC (links) und der SMC (rechts) in Äquatorialkoordinaten [75]. Die Dichteverteilung der LMC (links) beinhaltet im Bereich $\alpha \leq 25^\circ$ und $-68^\circ \geq \delta \geq -80^\circ$ noch einen kleinen Ausschnitt der SMC.

3.8 Supernovasimulationen

Die Simulation von Kernkollaps-Supernovae ist ein komplexes Zusammenspiel von Kernphysik, Neutrinophysik und Sternentwicklung, welche in multidimensionalen, allgemein relativistischen Neutrino-Strahlungs-Magnetohydrodynamik-Simulationen zusammengefasst werden. Die Qualität der Supernovasimulationen hat sich über die vergangenen Jahre rapide verbessert. Durch Untersuchungen der Supernova 1987A zeigte sich, dass die sphärische Symmetrie bereits in den ersten Augenblicken der Explosion gebrochen wird [76]. Zweidimensionale Simulationen haben dann gezeigt, dass zwischen der zum Stillstand gekommenen Schockfront und dem PNS das Neutrinoheizen einsetzt, wodurch starke Konvektionsbewegungen des Plasmas stattfinden. Dreidimensionale Simulationen verbesserten die „Explosionsfähigkeit“ der simulierten Modelle. Im Folgenden werden die für diese Arbeit relevanten Supernovamodelle beschrieben. Diese wurden ausgewählt, weil Ergebnisse über einen langen Zeitraum vorliegen und mit diesen Modellen ein großer Parameterraum abgedeckt wird.

3.8.1 $8,8 M_\odot$ Elektronen-Einfang-Modell

Das sogenannte Hudepohl-Modell ist eine eindimensionale Simulation eines $8,8 M_\odot$ schweren und nicht rotierenden Vorläufersterns über eine Zeit von 9 s [77] (Garching-Gruppe). Nach der Explosion hat der zurückbleibende O-Ne-Mg Kern eine finale Masse

3 Das Leben eines Sterns

von $M = 1,273 M_{\odot}$ und einem Radius ~ 15 km. Über den Zeitraum der Supernova-Explosion wird eine Energie von $1,66 \cdot 10^{46}$ J in Form von Neutrinos emittiert. Davon wird 20% der Energie in ν_e und jeweils 16% von den anderen Neutrino-Flavour weggetragen. In Abb. 3.13 ist links der Neutrinofluss und rechts die mittlere Energie pro Flavour gegen die Zeit nach dem Kernaufprall für das Hüdepohl-Modell zu sehen.

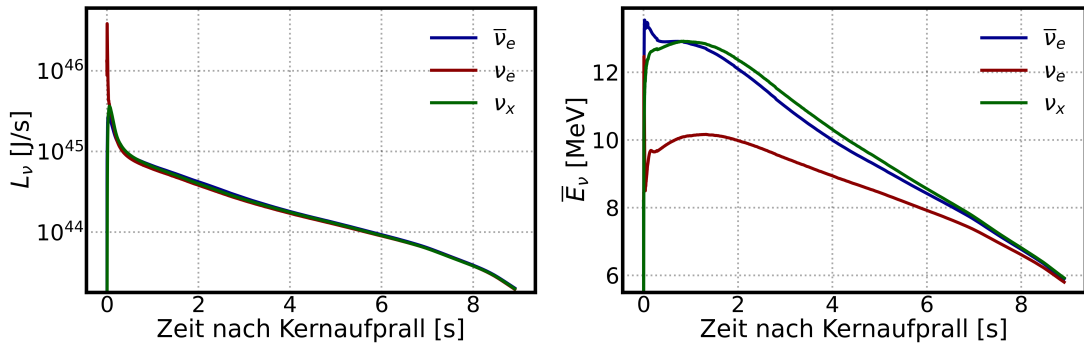


Abbildung 3.13: Links ist der Neutrinofluss auf der Oberfläche des Sterns und rechts die mittlere Energie pro Flavour gegen die Zeit nach dem Kernaufprall für das Hüdepohl-Modell aufgetragen [77].

3.8.2 $19 M_{\odot}$ -Modell

In Abbildung 3.14 ist der Neutrinofluss (links) wie auch die mittlere Energie (rechts) pro Flavour in Abhängigkeit der Zeit für einen $18,88 M_{\odot}$ nicht rotierenden Vorläuferstern repräsentiert (Garching-Gruppe). Die ersten 1,675 s basieren auf einer 3D-Simulation, die darauffolgende Zeitspanne bis zu 7 s wurde dann mit einer 1D-Simulation abgeschlossen. In dieser Zeit wird eine Energie von $\sim 3,5 \cdot 10^{46}$ J in Neutrinos emittiert. Der PNS hat eine finale gravitative Masse von $1,675 M_{\odot}$ [78]. Schaut man sich die mittlere Neutrinoenergie an (Abb. 3.14, rechts), kann von $\sim 0,5$ s bis zum Ende der 3D-Simulation im Vergleich zum Hüdepohl-Modell (Abb. 3.13, rechts) den Einfluss der Konvektion wie auch der SASI-Phase deutlich erkennen.

3 Das Leben eines Sterns

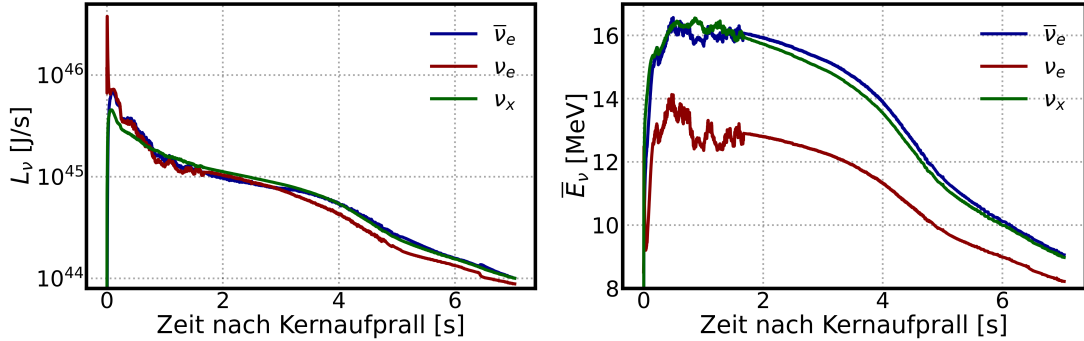


Abbildung 3.14: Neutrinofluss (links) und mittlere Neutrinoenergie (rechts) des jeweiligen Flavours gegen die Zeit eines $18,88 M_{\odot}$ [78].

3.8.3 $27 M_{\odot}$ -Modell

Dieses Modell repräsentiert eine 2D-Simulation eines $26,99 M_{\odot}$ nicht rotierenden Vorläufersterns über einen Zeitraum $\sim 4,6$ s (Abb. 3.15) [79] (Burrows-Gruppe). Insgesamt wird eine Neutrinoenergie von $\sim 4,4 \cdot 10^{46}$ J ausgestoßen. Der zurückbleibende Proto-Neutronenstern hat eine gravitative Masse von $1,86 M_{\odot}$. Auch hier sind starke Konvektionsbewegungen im Vergleich zu der 1D-Simulation zu erkennen.

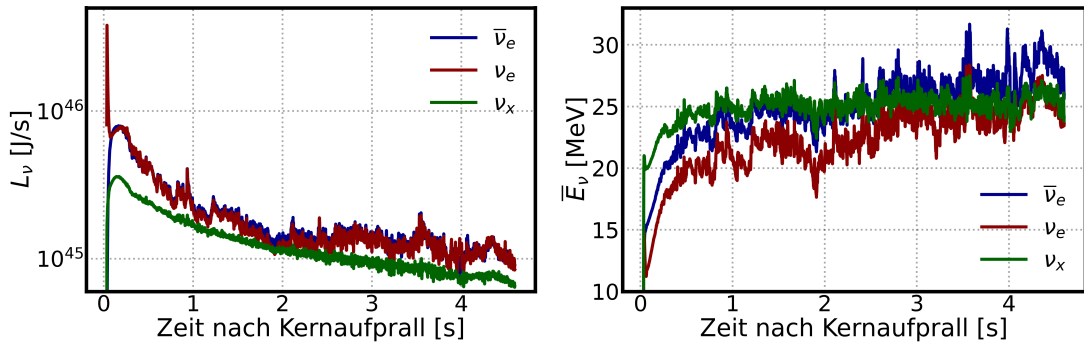


Abbildung 3.15: Neutrinoluminosität und mittlere Neutrinoenergie als Funktion der Zeit für ein $27 M_{\odot}$ -Modell [79].

3.8.4 $40 M_{\odot}$ -Modell mit Bildung eines Schwarzen Lochs

Die 1D-Simulation mit Bildung eines Schwarzen Lochs beruht auf einem $40 M_{\odot}$ schweren, nicht rotierenden Vorläuferstern [80]. Es wird eine Energie $\sim 4,9 \cdot 10^{46}$ J frei. In einem Zeitraum von $\sim 1,3$ s wird ~ 3 -fache der Gesamtenergie des Hüpdepohl-Modells (Abschnitt 3.8.1) in Form von Neutrinos frei. Abbildung 3.16 zeigt die Neutrinoflüsse sowie die mittleren Neutrinoenergien der jeweiligen Flavours als Funktion der Zeit.

Diese sind deutlich höher als im Fall der anderen betrachteten Simulationen.

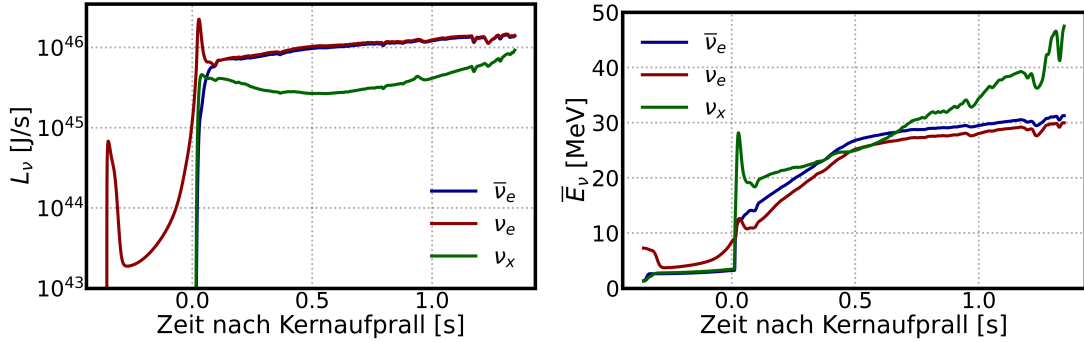


Abbildung 3.16: Links ist der Neutrinofluss wie auch rechts die mittlere Neutrinoenergie der jeweiligen Flavour für eine fehlgeschlagene Supernova zu sehen [80].

3.9 Die Supernova SN1987A

Erstmals (und letztmals) konnten am 23. Februar 1987 Neutrinoexperimente einzelne Ereignisse einer Sternexplosion nachweisen. Die Supernova SN1987A ereignete sich in einer Entfernung von $51,4 \pm 1,2$ kpc in der Großen Magellanschen Wolke [81]. Als Vorläuferstern konnte der $18 M_{\odot}$ schwere blaue Riese *Sanduleak -69° 202a* ermittelt werden [82]. In dem Wasser-Tscherenkow-Detektor Kamiokande II [3] konnten insgesamt elf und in den unterirdischen Wassertanks des Irvine-Michigan-Brookhaven-Experiments (IMB) wurden insgesamt fünf Anti-Elektronen-Neutrinos nachgewiesen [4], wodurch es zum ersten koinzidenten Nachweis von Supernovaneutrinos kam. Die Neutrinos erreichten die Detektoren etwa 3 h bevor man die Supernova optisch nachweisen konnte. Anhand der detektierten Neutrinos und unter der Annahme, dass es drei unterschiedliche Neutrino-Arten gibt, konnte eine Gesamtenergie, emittiert in Form von Neutrinos, von $E_{\nu} = (2,5 \pm 1,5) \cdot 10^{46}$ J abgeschätzt werden [83]. Diese Energie entspricht in etwa der gravitativen Bindungsenergie eines Neutronensterns. Die Detektion von Supernovae helfen nicht nur den Explosionsprozess genauer zu verstehen, es können auch Fragen der Teilchenphysik beantwortet werden. Basierend auf der Beobachtung der SN1987A konnten obere Grenzen bezüglich der Lebensdauer τ_{ν} , Masse m_{ν} wie auch elektrische Ladung q_{ν} der Neutrinos mit einem 90% C.L. zu [84]

$$\tau_{\nu} \geq 2,5 \cdot 10^5 \text{ s}, \quad m_{\nu} < 13 \text{ eV}, \quad q_{\nu} < 10^{-18} e$$

gesetzt werden.

Das IceCube Neutrino-Observatorium 4

Das IceCube Neutrino Observatorium (kurz: *IceCube*, Abbildung 4.1) [85, 86] ist mit einem Detektorvolumen von 1 km^3 eines der weltweit größte Neutrinoexperiment und operiert im antarktischen Eis. Wissenschaftliche Ziele des IceCube Detektors sind die Suche nach astrophysikalischen Neutrinos [87], der indirekte Nachweis von Dunkler Materie [88], das Studieren der Neutrinooszillation [89, 90] sowie das Detektieren von galaktischen Kernkollaps-Supernovae [91], welche von besonderem Interesse im Rahmen dieser Arbeit sind.

4.1 Design des IceCube-Detektors

Geladene Teilchen erzeugen beim Durchqueren des Eises Tscherenkow-Photonen (Abschnitt 2.3), welche von den 5160 im Eis eingelassenen *Digital Optische Modulen* (kurz: *DOMs*, Abschnitt 4.3) registriert werden können. Die DOMs teilen sich auf 86 Kabeltrossen (sogenannte *Strings*) in einem Hexagonalmuster mit jeweils 60 DOMs auf und sind unterhalb der Oberfläche zwischen den Tiefen 1450 m und 2450 m installiert. Die 78 Standard-Kabeltrossen sind mit einem Abstand von 125 m zueinander verbaut, wobei der DOM-zu-DOM Abstand innerhalb der Kabeltrossen 17 m beträgt. Der ursprüngliche Aufbau des Detektors mit den 78 Standard-Kabeltrossen wurde gewählt um einen Energiebereich von $\mathcal{O}(\text{TeV})$ - $\mathcal{O}(\text{PeV})$ abzudecken.

Eine Erweiterung um 8 Strings bildet der DeepCore Subdetektor für die Suche nach nieder-energetischen Neutrinos im Energiebereich von 10 GeV bis 100 GeV optimiert wurde.

Zwischen den DeepCore-Strings besteht nur ein Abstand von 41 m bis 105 m und der DOM-zu-DOM Abstand reduziert sich innerhalb der Strings bis auf 7 m. Zusätzlich sind die meisten DeepCore-DOMs mit Photoelektronenvervielfacher ausgestattet, welche eine um etwa 35 % höhere Quanteneffizienz als die Standard-IceCube-DOMs aufweisen. Der Subdetektor setzt die Energieschwelle zum Nachweis von astrophysikalischen Neutrinos deutlich herab.

Der IceTop Oberflächendetektor besteht aus 162 wassergefüllten Tanks mit jeweils zwei eingefrorenen Standard-DOMs, welche sich auf 81 Stringpositionen

4 Das IceCube Neutrino-Observatorium

verteilen. IceTop dient zur Messung kosmischer Strahlung wie auch als Veto für Myonen, die in der Atmosphäre erzeugt werden.

Im Zentrum des Hexagonalmusters auf der Eisoberfläche befindet sich das IceCube Labor (kurz: *ICL*). Das ICL ist das zentrale Operationsgebäude. Dort laufen alle Kabel der einzelnen Segmente zusammen. Eine Serverfarm übernimmt die gesamte Datenerfassung des Experiments sowie erste Schritte zur Online-Filterung.

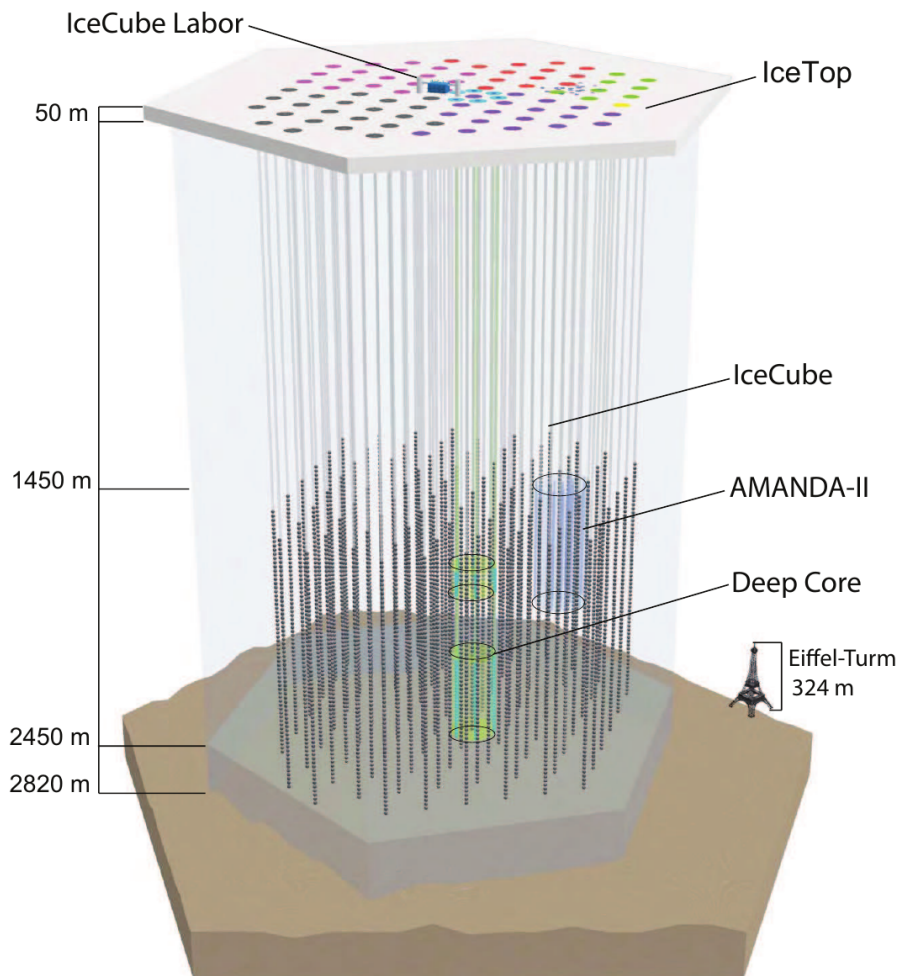


Abbildung 4.1: Das IceCube Neutrino-Teleskop mit dem Subdetektor DeepCore und der Oberflächenerweiterung IceTop. Die Position des Vorläuferexperiments Amanda-II ist ebenfalls eingezeichnet. Verschiedene Farben repräsentieren unterschiedliche Installationszeitpunkte zwischen 2005 und 2010 [18].

4.2 Die Eigenschaften des Südpoleis

Durch Anhäufen und Verdichten von Schnee ist das Eis am geografischen Südpol auf eine Dicke von 2820 m angewachsen [92]. Je nach klimatologischem Zeitraum variiert die Menge der im Schnee enthaltenen Staubpartikel und damit auch die Staubkonzentration im Eis. In der Tiefe von etwa 2050 m befindet sich z.B. eine nicht vernachlässigbare Staubkonzentration, welche die optischen Eigenschaften des Eises signifikant beeinflusst. Die klarste Eisschicht befindet in der Tiefe von 2100 m bis 2450 m, wo auch der Hauptteil des DeepCore-Detektors verbaut wurde.

Eine wichtige Aufgabe ist es das Eis des Gletschers, in welchen IceCube eingelassen wurde, genauer zu vermessen, damit sich z.B. die Energieauflösung verbessert. Dies geschieht unter anderem mit Hilfe von *Flasher*¹-Runs² [86]. Hierfür werden die in DOMs verbauten LEDs kurzzeitig angeschaltet. Die dadurch erzeugten Photonen propagieren durch das Eis und werden von anderen DOMs registriert. Mit einem aufwendigen Fit an die Daten kann nun der Absorptionskoeffizient a und der geometrische Streukoeffizient b bestimmt werden [92]. Diese zwei Parameter werden genutzt um das Eis zu charakterisieren. Die mittlere Distanz bevor das Photon absorbiert wird, ist durch den inversen Zusammenhang $\lambda_a = \frac{1}{a}$ gegeben. Aufgrund von Mie-Streuung entsteht an Staubpartikeln eine stark anisotrope Vorwärtsstreuung. Zur vollständigen Beschreibung muss also ein Streuwinkel θ eingeführt werden. Hierdurch ergibt sich ein effektiver Streukoeffizient wie folgt:

$$b_s = b \cdot (1 - \langle \cos(\theta) \rangle) \quad . \quad (4.1)$$

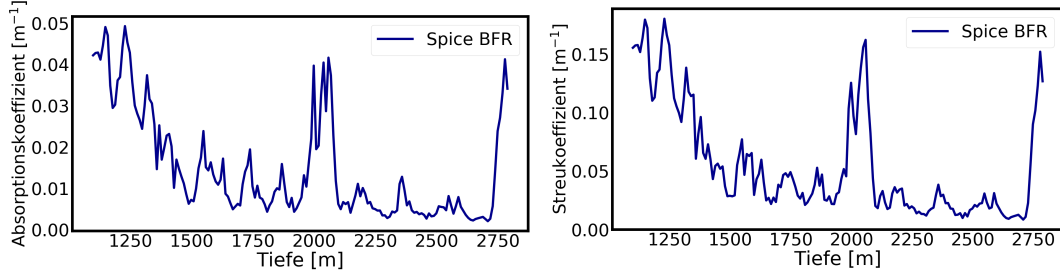
Der inverse Zusammenhang $\lambda_s = \frac{1}{b_s}$ beschreibt die durch den Streuwinkel θ gewichtete mittlere Streulänge zwischen zwei Streuzentren.

Das aktuellste und genaueste Eismodell des IceCube-Detektor ist das sogenannte *Spice BFR*-Modell (Abbildung 4.2). *Spice BFR* unterscheidet sich zu früheren Modellen dahingehend, dass es zusätzlich eine Kombination aus anisotroper Absorption und Lichtbeugung aufgrund von Doppelbrechung an polykristallinem Eis berücksichtigt [93].

¹Während der *Flasher*-Runs wird Licht punktuell im Detektor deponiert. Da man weiß wann, wo und wie lange Licht im Detektor war, können über die Laufzeiten dies eisspezifische Untersuchungen durchgeführt werden.

²*Run* steht im Deutschen für *Lauf* und beschreibt die Dauer einer Datennahme. Üblicherweise sind IceCube-Runs 8 h lang.

4 Das IceCube Neutrino-Observatorium



(a) Absorptionskoeffizient in Abhängigkeit der Tiefe. (b) Streukoeffizient in Abhängigkeit der Tiefe.

Abbildung 4.2: Absorptions- und Streukoeffizient der neuesten Eissimulation Spice BFR des IceCube-Detektors.

4.3 Das Digital Optische Modul

Das Digital Optische Modul ist die fundamentale Einheit zur Datenerfassung des IceCube Detektors. Abbildung 4.3 zeigt eine schematische Darstellung des DOMs mit dessen Hauptkomponenten. Ein DOM besteht aus einem 13 mm dicken sphärischen Glasgehäuse mit einem Durchmesser von 33 cm und einem nach unten gerichteten Photoelektronenvervielfacher (Abschnitt 4.3.1). Zusätzlich enthält ein DOM noch eine Hochspannungsversorgung, Magnetfeldabschirmung, Kalibrationsleuchten und die Datennahmeelektronik. Ein DOM muss eine hohe Zuverlässigkeit bieten, da er, nach dem er im Eis eingelassen wurde, nicht mehr zugänglich ist. Sieben Jahre nach der Fertigstellung der finalen IC86-Konfiguration mit 5160 DOMs geben 87 keine Daten und weitere 171 arbeiten nicht mehr ordnungsgemäß. Tabelle 4.1 gibt eine genauere Aufschlüsselung der fehlerhaften DOMs. Der Anteil der datennehmenden DOMs ohne Probleme beläuft sich somit auf 95 % und hat sich in den letzten Jahren kaum verschlechtert [85].

Defekte DOMs	N	Nicht ordnungsgemäß operierende DOMs	N
Deployment/Einfrieren	55	Nur ein funktionierender ATWD	12
Während des Betriebes	32	Reduzierte PMT-Verstärkung	1
		Kein Standard-Koinzidenzmodus	158

Tabelle 4.1: Anzahl der DOMs die während des Deployments (deutsch: *Einbau*), Einfrierens und während des Betriebes kaputt gingen sowie die Anzahl der nicht mehr ordnungsgemäß funktionierenden DOMs. Die Mehrzahl der nicht ordnungsgemäß operierende DOMs können nicht im normalen Koinzidenzmodus arbeiten, da ein Nachbar-DOM problembehaftet ist [85].

4 Das IceCube Neutrino-Observatorium

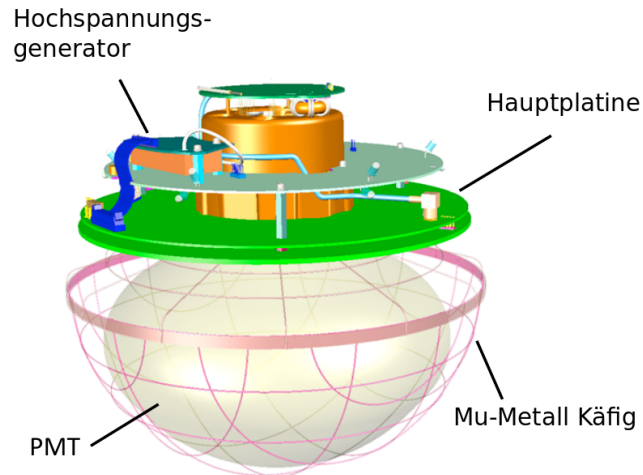


Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau eines DOMs mit seinen Hauptkomponenten. Modifiziert entnommen aus [85].

4.3.1 Photoelektronenvervielfacher

In jedem DOM ist ein PMT mit einem Durchmesser von 25 cm verbaut. Die PMTs sind für einen Wellenlängenbereich von 300 nm bis 650 nm optimiert. In den Standard DOMs wurden Hamamatsu R7081-02 PMTs mit einem Quanteneffizienzpeak von im Mittel 25 % bei 390 nm und für die HQE³-DOMs wurden Hamamatsu R7081-02MOD PMTs mit einem Quanteneffizienzpeak von 34 % bei 390 nm verbaut. Die Position der HQE-DOMs ist in Tabelle 4.2 zu finden. Die Dunkelrausrate (Abschnitt 4.4) der HQE-DOMs ist aufgrund der höheren Quanteneffizienz mit im Durchschnitt 780 Hz höher als die der Standard-DOMs, welche eine durchschnittliche Rausrate von 560 Hz aufweisen [86].

Damit die Tscherenkow-Photonen mit möglichst wenig Fresnel-Verlusten auf die PMT⁴-Oberfläche gelangen, ist das Glasgehäuse und der PMT mit einem optischen Gel verbunden, welches zugleich als Erschütterungsschutz während der Installation dient.

³Kurz für *High-Quantum Efficiency*.

⁴PMT ist die Abkürzung des englischen Wortes *Photomultiplier* (deutsch: *Photoelektronenvervielfacher*).

4 Das IceCube Neutrino-Observatorium

String Nummer	DOM Nummer
81-86	1-60
79	30, 31, 33-40, 42, 44
80	30-43
36	44, 46, 48-59
43	55

Tabelle 4.2: Position der 401 HQE-DOMs [94].

Die Stromversorgung des PMTs wird über einen Hochspannungsgenerator gewährleistet. Zur Abschirmung vor dem Erdmagnetfeld ist jeder PMT von einem Käfig aus Mu-Metall umgeben. Dieser Käfig verringert das Magnetfeld um einen Faktor von 2,8 und reduziert die Effizienz um weniger als 2 % [85].

4.3.2 Ausleseelektronik

Das Digitalisieren, Prozessieren und Zwischenspeichern des PMT-Signals ist die Aufgabe der Hauptplatine des DOMs [86]. Ein Treffer (englisch: *Hit*) wird verzeichnet, sobald das PMT-Signal die Diskriminatorschwelle⁵ von $\frac{1}{4}$ Photoelektron überschreitet. Das analoge Signal muss nun digitalisiert werden. An dieser Stelle wird zwischen der Standardanalyse und der Supernovaanalyse unterschieden werden. Für die Supernovasuche werden die Treffer anhand eines Zählers (englisch: *Scaler*) gezählt und für die Standardanalyse werden zwei ATWDs und ein fADC zur Digitalisierung verwendet, auf die im Folgenden näher eingegangen wird.

ATWD

Der *Analog Transient Waveform Digitizer* (kurz: *ATWD*) erfasst die Wellenform des Signals, sobald die Diskriminatorschwelle überschritten wird [86]. Damit der Wellenzug aufgezeichnet werden kann und nicht aufgrund des Entscheidungsfensters der Elektronik verloren geht, wird das Signal durch die Verzögerungsplatine (englisch: *Delay Board*) um 75 ns verzögert. Hierfür wird das Signal durch ein 10 m lange, gewundene Kupferleitung gesendet. Die ATWDs sind mit jeweils drei Verstärkungsstufen ausgestattet (0,5-, 2- und 16-fach) nebst einem vierten Eingang, welcher zur Kalibration verwendet wird. Die Eingangsspannung wird mit 300 Msps⁶ gespeichert und kann einen Wellenzug über ein Intervall von 427 ns aufzeichnen. Die Totzeit pro Verstärkungsstufe beträgt 29 μ s, was der Zeit entspricht, die der ATWD benötigt, um

⁵Ein Diskriminator ist eine elektronische Schaltung, welche ein logisches Signal generiert, sobald das Eingangssignal einer zuvor bestimmten Bedingung entspricht.

⁶*mega samples per second*

4 Das IceCube Neutrino-Observatorium

seine 128 Kondensatoren abzutasten. Damit die Totzeit des DOMs minimiert werden kann, arbeiten zwei ATWDs parallel [86].

fADC

Die Abkürzung fADC steht für *fast Analogue Digital Converter* [86]. Ein fADC wird genutzt um längere Signale von bis zu $6,4\ \mu\text{s}$ aufzuzeichnen. Er arbeitet mit einer Abtastfrequenz von 40 MHz [86].

Supernova-Scaler

Die Verbindung des Datennahmesystems und des DOMs sowie die Interaktion zwischen den verschiedenen Bauteilen der Hauptplatine wird durch einen FPGA⁷ gesteuert. Auf diesem läuft unter anderem die integrierte Zählsoftware (*Scaler*) und ist damit der Kernbaustein der Supernova-Datennahme. Der Scaler summiert in $1,6384^8\ \text{ms}$ Intervallen die Diskriminatorpulse. Zusätzlich wurde eine künstliche Totzeit⁹ von $250\ \mu\text{s}$ implementiert [18], um korrelierte Nachpulse¹⁰ zu unterdrücken und dadurch das Signal-zu-Untergrund Verhältnis zu maximieren. Für die HQE-DOMs reduziert sich hierdurch die Dunkelrauschrage auf $\sim 360\ \text{Hz}$ und für die Standard-DOMs auf $\sim 290\ \text{Hz}$.

4.3.3 Dunkelrauschrage

Die Dunkelrauschrage liefert einen großen Beitrag an den verzeichneten Hits, d.h. es werden Elektronen auf der Photokathode des PMT ausgeschlagen in Abwesenheit einer Photonenquelle außerhalb des DOMs. Mögliche Dunkelrauschquellen sind z.B. thermisches Rauschen oder durch radioaktive Zerfälle entstehende Lumineszenz und emittierte Tscherenkow-Photonen. Eine weitere externe Rauschquelle sind kosmische Myonen. Deren Beitrag ist tiefenabhängig und variiert zwischen 5 Hz und 25 Hz. Die Zeitintervalle von Ereignissen, welche einem poissonartigen Prozess entsprechen, sind statistisch unabhängig und der zeitliche Abstand von zwei aufeinander folgenden Ereignissen gehorcht einer Exponentialverteilung [18]. In Abbildung 4.4 ist bei kleinen Zeitabständen der Beitrag von korreliertem Rauschen oberhalb der Exponentialkurve (grüne Kurve) zu erkennen. Es finden weitere Studien statt, aber man geht davon aus, dass die Ursache des korrelierten Rauschens der Zerfall von Uran und Strantium, und zu kleinen Teilen auch ^{40}K , im Glasgehäuse ist [85, 86].

⁷FPGA bedeutet *field-programmable gate array*. Durch einen FPGA können verschiedene Funktionen und Schaltungen ausgeführt werden.

⁸Mit einer Abtastfrequenz von 40 MHz und 2^{16} FPGA-Zyklen ergibt sich eine Intervallbreite von $2^{16}/40\ \text{MHz} = 1,6384\ \text{ms}$.

⁹Die künstliche Totzeit wird nach jedem getriggerten Scaler-Hit angewendet

¹⁰Nachpulse haben verschiedene Ursachen. Eine sind zum Beispiel Restgasatome im PMT, welche zu verspäteten Ausgangspulsen führen.

4 Das IceCube Neutrino-Observatorium

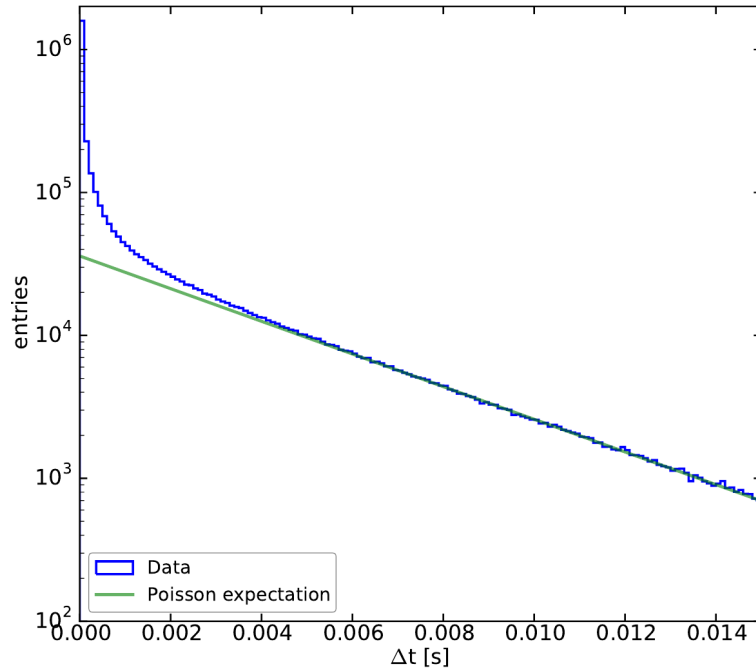


Abbildung 4.4: Verteilung der Zeitintervalle zwischen aufeinanderfolgenden Hits. Es ist die Anzahl gegen die Zeitintervalle aufgetragen. Grün repräsentiert die Poissonerwartung und blau zeigt die gemessenen Daten. Für kleine Zeitintervalle lässt sich eine Abweichung von der Poissonerwartung erkennen [85].

4.4 Das IceCube Online System

Das IceCube Online System ist für die Datenakquise, Ereignisauswahl, das Monitoring sowie die Datenspeicherung und den Datenfluss verantwortlich. Es umfasst somit die Software- wie auch Rechnerhardware des Detektors. Das System ist modularisiert, sodass die Betriebszeit (englisch: *Uptime*) maximal wird. Die Informationen dieses Abschnittes wurden der Referenz [85] entnommen.

Die von den DOMs erhobenen Daten werden an die Oberfläche zum ICL gesendet. Dort werden sie dann von der *production Data acquisition* (kurz: *pDaq*) weiterverarbeitet. Die *pDaq* ist für die Überwachung, Konfiguration und Steuerung des gesamten Detektors zuständig. Abbildung 4.5 zeigt eine schematische Abbildung des Datenflusses. Sie umfasst alle Programme, welche für die Datennahme verantwortlich sind. Im ersten Schritt werden die Daten auf den *DOMHub*-Servern verarbeitet. Jeder String verfügt über einen *DOMHub*-Server, welcher wiederum mit acht sogenannte *DOR*-Karten (Abkürzung für *DOM readout*) ausgestattet ist, die jeweils für bis zu acht DOMs zuständig sind. Die *DOR*-Karten regeln die Datennahme, Zeitsynchronisation, Stromversorgung der DOMs, mögliche Fehler und rufen die Rohdaten mehrmals pro Sekunde ab. Auf den *DOMHub*-Servern läuft die Software *StringHub*, welche gesendeten Daten ausliest und an die jeweiligen nachgeschalteten Verbraucher weiterleitet. Ein Software Trigger (deutsch: *Auslöser*) entscheidet, ob die auf dem *DOMHub* gespeicherten Informationen des Wellenzuges purem Rauschen entsprechen und damit gelöscht werden können oder die vollständigen Trefferinformationen angefordert werden müssen. Die Supernova Scaler Daten werden von der *StringHub* Software an das *Supernova Daten Akquisitions System* (kurz: *SNDAQ*, Abschnitt 5) weitergeleitet. Zusätzlich speichert sie alle Treffer auf einem internen Speicher (*HitSpooling* [95], Abschnitt 4.5), welcher die vollständigen Informationen für 150 h vorhält [85].

4 Das IceCube Neutrino-Observatorium

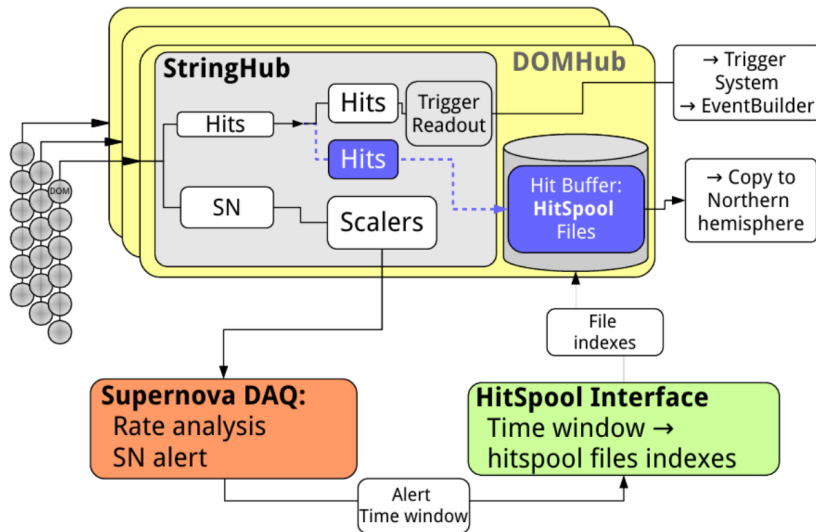


Abbildung 4.5: Schematische Abbildung des Datenflusses [85]. Triggert die SNDAQ einen HitSpool-Alarm, startet das HitSpool Interface die Datenauslese und die vorläufig gespeicherten Hit-Informationen werden in USA gesendet.

4.4.1 Triggerbedingungen

Aufgrund von verschiedenen Triggerbedingungen findet bereits im DOM eine Vorauswahl der Daten statt, welche die Datenmenge reduziert und mögliche Rauschsignale von relevanten Signalen trennt. Im wesentlichen wird zwischen zwei Koinzidenzarten unterschieden: Die harte Koinzidenz (englisch: *Hard Local Coincidence*, kurz: *HLC*) und die weiche Koinzidenz (englisch: *Soft Local Coincidence*, kurz: *SLC*). Registriert ein DOM einen Treffer, wird innerhalb $1 \mu\text{s}$ geprüft, ob der obere DOM am selben String oder der untere einen Hit verzeichnet. Ist dies der Fall, wird der Treffer als HLC markiert, andernfalls wird er als SLC gekennzeichnet. Es ist wahrscheinlicher, dass ein HLC Hit einem physikalischen Ereignis zu zuordnen ist, weshalb für diesen die gesamten vorhandenen Informationen gespeichert werden. Falls dies nicht der Fall ist wird unter anderem die Wellenforminformation verworfen.

Im nächsten Schritt wird im ICL weiter selektiert. Der *Simple Multiplicity Trigger* (kurz: *SMT*) repräsentiert eine wichtige Triggervariante von IceCube, Deepcore und IceTop. Die Triggerbedingung ist abhängig von dem Detektorteil, welcher für die jeweilige Analyse interessant ist. Für diese Arbeit ist der SMT8 und SMT3 Trigger von besonderem Interesse. Ein SMT8 Trigger kann für die IceCube- und DeepCore-DOMs ausgelöst werden, wohin gegen sich der SMT3 Trigger nur auf DeepCore-DOMs bezieht. Damit ein SMT8 (SMT3) Trigger ausgelöst wird, müssen innerhalb des Zeitfensters von $5 \mu\text{s}$ ($2,5 \mu\text{s}$) acht (drei) HLC Hits verzeichnet werden. Das jeweilige Zeitfenster wird solange verlängert wie auch Treffer registriert werden, welche die Triggerbedingungen erfüllen. Später wird das Auslesefenster vor dem ersten Treffer um $4 \mu\text{s}$

4 Das IceCube Neutrino-Observatorium

(6 μ s) und nach dem letzten Treffer um 6 μ s (6 μ s) verlängert [94].

Des Weiteren gibt es auch Trigger, welche von der Topologie abhängig sind, z.B. der Volumentrigger. Dieser wird getriggert falls vier HLC Hits in einem zeitlichen Abstand von jeweils 1 μ s und innerhalb einem zylindrischen Volumen mit dem Radius $r = 175$ m und $h = 75$ m erfasst werden.

Der SMT8 Trigger wird mit einer Rate von 2100 Hz, der SMT3 Trigger mit 250 Hz und der Volumentrigger mit 3700 Hz ausgelöst. Die beispielhaft aufgeführten Trigger bilden Schnittmengen untereinander.

4.5 HitSpooling

Die Grundmotivation des HitSpool Systems war es im Falle eines physikalisch interessanten Ereignisses alle Rohdaten zu speichern und auf deren Basis die Neutrinolichtkurve bestmöglich zu studieren. Zu jeder Zeit werden die gesamten Hit-Informationen¹¹ für die jeweiligen DOMs gespeichert und dann nach 150 h im Sinne einer Spule (englisch: *spool*) überschrieben. Mittlerweile wird das HitSpool-System als Ausfallsicherung aller Datennahmesysteme und beim Nachweis hochenergetischer astrophysikalischer Neutrinos verwendet.

Das HitSpool System läuft unabhängig von der pDaq sowie der SNDAQ. Zusätzlich verfügen die HitSpool-Daten über eine feinere Binnierung als die Rohdaten der SNDAQ. Wird also von der SNDAQ ein interessantes Ereignis getriggert, kann diese eine HitSpool-Anfrage stellen. Dies geschieht im Falle einer unkorrigierten Signifikanz (Siehe Abschnitt 5) von $\xi > 8,40$ oder einer unkorrigierten Signifikanz von $\xi > 4$ kombiniert mit einer korrigierten Signifikanz von $\xi > 5,8$ (Siehe Abschnitt 5.1. Wird solch eine Anfrage für ein bestimmtes Zeitintervall ausgelöst, werden die Rohdaten für 30 s vor dem Triggerzeitpunkt und 60 s nach diesem komprimiert und zum zentralen Speicher gesendet. Von dort aus sendet die Software *JADE* (*JAVA Archival and Data Exchange*) die Daten via Satellit in die nördliche Hemisphäre.

Im Norden angekommen, werden die Daten in einem Rechenzentrum in Madison, Wisconsin prozessiert. Abbildung 4.6 zeigt die Prozessierungsebenen (englisch: level), auf welche folgend kurz eingegangen wird [95].

Low Level

Im ersten Schritt entpackt das Python-Skript *HsDataUnpacker.py* die Daten in den Supernova-HitSpool-Ordner des entsprechenden Alarms. Das Programm *HitSpoolReader.py* übersetzt die gespeicherten Hit-Informationen daraufhin in das IceCube spezifische I3-Format¹². Jede Datei umfasst maximal 10 s Informationen.

¹¹Es wird zum Beispiel die Position des getroffenen DOMs, der Zeitstempel, ob es ein SLC- oder HLC- Hit ist oder die digitale Information des Wellenzugs gespeichert.

¹²Die sogenannten I3-Daten können von der IceCube Standardsoftware *IceTray* weiterverarbeitet werden.

High Level

Auf dieser Ebene wird nun die Analyse durchgeführt. Die Rohdaten werden zuerst auf die IceCube-Triggerbedingungen geprüft (*HitSpoolTrigger.py*). Im nächsten Schritt identifiziert das Skript *HitSpoolSubTrigger.py* niederenergetische Myonen, welche keine Trigger im vorherigen Schritt auslösten. Die erzeugten Daten werden in dem IceCube-Format als I3-Datei abgespeichert und danach von dem Programm *HsHitTableH5WriterSorter.py* in das HDF5-Dateiformat übersetzt. Durch das Python-Skript *HsScalerExtractor.py* werden die Skalerdaten in 500 ms summiert und in HDF5-Files extrahiert. Die Skalerdaten können in zwei Kategorien unterteilt werden, einerseits die als myonidentifizierten Treffer und andererseits die Treffer, welche keine Triggerbedingung erfüllen. Für weitergehende Informationen bezüglich der Myonidentifikation wird auf die Arbeit [95] verwiesen.

Ana Level

In der letzten Verarbeitungsstufe werden nun die Lichtkurven (*HsLightCurvePlotterUnified.py*) erzeugt, die Supernova-Signifikanzen der einzelnen Binnierungen berechnet (*HsSignificanceCalculator.py*). Sind diese Prozesse abgeschlossen versendet das Skript *HsProcessSummary.py* Benachrichtigungen an alle angebundenen Kanäle.

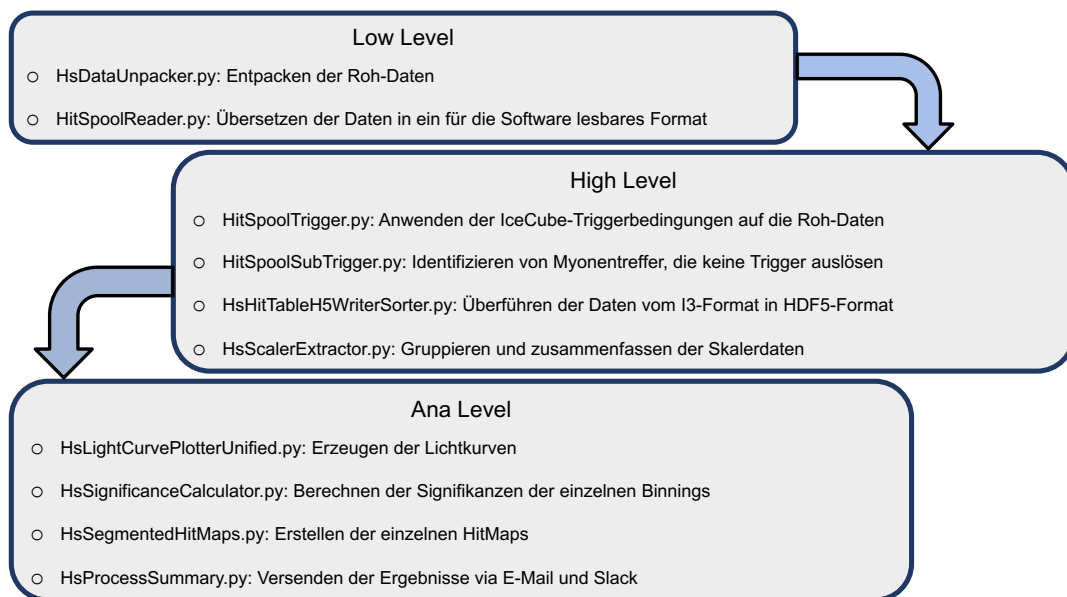


Abbildung 4.6: Prozessierungslevel mit den relevanten Python-Programmen der Offline-Supernova-Hitspool-Analyse.

Teil dieser Arbeit war die Überwachung und Instandhaltung des Supernova-Hitspool-Systems. Das System wurde nicht mehr funktionsfähig von dem Autor dieser Arbeit

übernommen. Nach einer umfangreichen Suche konnten alle Probleme¹³ identifiziert werden. Das System musste regelmäßig an Änderungen des Server-, Cluster oder des Datennahmesystems angepasst werden.

4.6 Andere Supernova-Neutrinodetektoren

Dieser Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über andere Neutrinodetektoren, welche ebenfalls in der Lage sind Supernova-Neutrinos nachzuweisen. In wie weit die Neutrinoeigenschaften messbar sind, wird im Allgemeinen durch die gewählte Nachweismethode und durch das Wechselwirkungsmaterial bestimmt. Neutrinodetektoren können anhand ihrer verwendeten Technologie zum Nachweis der Neutrinos in vier Kategorien unterteilt werden.

Wasserbasierte Tscherenkow-Detektoren

Neben IceCube nutzt der 50 kton Super-Kamiokande Detektor (kurz: Super-K) in der japanischen Kamioka-Mine den Tscherenkow-Effekt in Wasser zum Neutrinos nachweis [96]. Es wurden ursprünglich rund dreizehntausend PMTs verbaut, welche auf einem zylindrischen Mantel eines Edeltank montiert sind. Der Edeltank ist mit gereinigtem Wasser gefüllt und ist durch rund 1 km Tiefe gegen Myonen abgeschirmt. Super-K wird nicht nur zur Suche nach Supernovae verwendet, sondern auch zum Untersuchen des Protonenzerfalls und der Neutrinooszillation von solaren und atmosphärischen Neutrinos [96]. Der Detektor ist in der Lage 100 % der Supernovae aus der Milchstraße und den Magellanschen Wolken zu detektieren. Die Energie individueller Neutrinos kann von Super-K direkt abgeschätzt werden, da die Energie des erzeugten Positrons aus dem inversen β -Zerfall mit einer Energieauflösung von $\sim 15\%$ bei 10 MeV ermittelt werden kann [97]. Die Richtungsauflösung wird mit besser als 4° mit einer geschätzten Effizienz von 68 % genau beschrieben [98]. Super-K bestimmte für die Datensätze von 1996 bis 2007 (2589 Tage) eine Obergrenze auf die Rate von Supernovaexplosionen bis zu einer Entfernung von 100 kpc von $R_{SN} < 0,32$ pro Jahr (90 % Konfidenzlevel) [99]. Mittlerweile wurde der 8,4-mal größere Hyperkamiokande-Detektor genehmigt, der 2027 in Betrieb gehen soll [100].

Szintillator-Detektoren

Szintillator-Detektoren bestehen aus Kohlenwasserstoffen (C_nH_{2n}) und stellen die zweite Kategorie dar. Bewegen sich geladene Teilchen durch das Medium, geben diese Energie ab, welche die molekularen Energieniveaus anregt. Als Folge der Relaxation dieser Niveaus wird Licht emittiert. Der *Large Volume Detector* (kurz: *LVD*) ist ein Beispiel solch eines Detektors [101]. LVD ist ein 1 kton Szintillator-Detektor, welcher im *Gran Sasso Underground Laboratory* verbaut wurde. Mit einem Signalanteil von

¹³Zum Beispiel wurden im Jahre 2016 zusätzliche Oberflächenmodule hinzugefügt, welchen DOM-Nummern pro String >60 zugeordnet wurden. Das Supernova-HitSpool-System konnte jedoch diese DOM-Nummern nicht zuordnen und die Prozessierung wurde abgebrochen.

4 Das IceCube Neutrino-Observatorium

90% ist der inverse β -Zerfall der Hauptnachweiskanal. Der restliche Signalanteil setzt sich aus der Neutrinostreuung und Elektroneneinfangreaktionen am Kohlenstoffkern zusammen. LVD würde etwa 400 Ereignisse für eine Supernova in der Entfernung von 10 kpc erfassen. Die Energie der Ereignisse kann bis mit einer Genauigkeit von $\sigma_E/E = 0,3/\sqrt{E/\text{MeV}}$ und die Auflösung der Ankunftszeit der Supernova-Neutrinos kann bis zu $1\ \mu\text{s}$ genau bestimmt werden [102]. Sobald der 20-mal größere Juno-Detektor in China [103] seine Datennahme beginnt, wird dieser auch einen wichtigen Beitrag für die Supernova-Physik liefern [104].

Bleibasierte-Detektoren

Das *Helium and Lead Observatory* (kurz: *HALO*) ist ein kleiner bleibasierter Detektor der 2 km unter der Oberfläche einer Nickelmine in der Nähe von Sudbury in Kanada installiert ist [105]. Ein Vorteil von Blei als Detektormedium ist, dass für Neutrinos, welche über den neutralen und geladenen Strom wechselwirken, der Wirkungsquerschnitt in Blei höher ist als in Wasser und dadurch höhere Raten verzeichnet werden können. Es ist nicht möglich mit einem bleibasierten Detektor Informationen über die Energie der Supernova-Neutrinos zu gewinnen. Dennoch kann man über das Verhältnis von einzelnen und doppelt ausgesendeten Neutronen, welche von angeregten Atomkernen emittiert werden, indirekt eine Energieinformation gewinnen [106].

Detektoren auf der Basis von Flüssigargon

Der Wechselwirkungsquerschnitt von Elektro-Neutrinos und Argon ist bei niedrigen Energien ($E < 20\ \text{MeV}$) sehr groß. Ein Beispiel für flüssigargonbasierte Detektoren ist das Icarus-Experiment. Dieses nutzt eine mit 760 t flüssigem Argon gefüllte Spurendriftkammer, um geladene Teilchen aufgrund von Ionisation nachzuweisen [107]. Durch den Energieverlust entlang der Spur kann ein Teilchen charakterisiert werden. Die Interaktion $\nu_e + {}^{40}\text{Ar} \rightarrow e + {}^{40}\text{Ar}^*$ ist der dominierende Nachweiskanal. Dies ermöglicht es dem Experiment Informationen über den Deleptonisierungspeak zu sammeln. Die Supernovaposition kann anhand der Richtung des Elektrons aus der elastischen Streuung bestimmt werden [108]. Der rund 65-mal größere Dune-Detektor [109] soll 2029 für den Nachweis von Supernovae zur Verfügung stehen.

Detektion einer Supernova mit Hilfe des IceCube- Neutrinooteleskops

5

Die Rekonstruktion von einzelnen Supernova-Neutrinoereignissen ist in IceCube nicht möglich, da sich diese Energieschwelle für eine Ereignisrekonstruktion in der Größenordnung von einigen GeV bewegt und Supernovaneutrinos in einem Energieregime von $\mathcal{O}(10\text{ MeV})$ emittiert werden. Supernovae werden in IceCube durch die Erhöhung der Dunkelrauschrates nachgewiesen, welche sehr stark von der Entfernung und den Spezifika des Supernovamodells abhängen. Wie in Abschnitt 4.3.2 beschrieben, bietet der Supernova-Scaler die Grundlage der Supernovasuche. Im folgenden werden die Grundlagen der Supernova Datenakquise (SNDAQ) erläutert.

5.1 Echtzeitanalyse

Die pDaq übermittelt die Supernova-Scaler Daten der einzelnen DOMs in asynchronen 1,6384 ms großen Zeitintervallen an die Supernova Datenakquise. Die Rohdaten werden dann für jeden DOM in 2 ms großen Zeitintervallen zusammengefasst und synchronisiert. Danach werden die Daten in eine 500 ms breite Binnierung umstrukturiert, welche die Basis weiterer Analyse-Binnierungen von 1,5 s, 4 s und 10 s bildet. Die drei Binnierungen werden durch ein überlappendes, gleitendes Fenster berechnet, welches jeweils 500 ms weiterrückt. In Tabelle 5.1 sind die Beweggründe für die Wahl der Intervall-Breiten erläutert.

5 Detektion einer Supernova mit Hilfe des IceCube-Neutrinoobservatoriums

Binnierungs Größe	Begründung
500 ms	Suche nach sehr kurzen Neutrinoemissionen aus Supernovae, die zu einem Schwarzen Loch kollabieren [110] (Abschnitt 3.8.4)
1,5 s	Deckt die Zeitspanne des Akkreditierungs-Peaks ab, wie z.B. im Lawrence-Livermore Model vorhergesagt wird [111]
4 s	In der Kühlungsphase des Proton-Neutronen-Sterns werden Neutrinos zeitlich in Form eines exponentiellen Abfalls mit $\tau \approx 4$ s emittiert [91]
10 s	Entspricht der Zeitspanne, in welcher Neutrinos aus der Supernova SN1987A detektiert werden konnten (Abschnitt 3.9)

Tabelle 5.1: Die SNDAQ Binnierungen und deren Motivationen. [95].

Das Ziel ist die Lichtmenge im Eis quantitativ zu bestimmen und damit Supernova-Kandidaten ausmachen zu können. Geht man davon aus, dass die Einzelraten r_i aller DOMs nicht mit sich selbst und untereinander korrelieren, so kann man über das Maximieren einer Likelihood die kollektive Dunkelrauschratenabweichung $\Delta\mu$ vom Erwartungswert der Gesamtrauschrate für jeden Zeitpunkt zur Quantifizierung zu:

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_{DOM}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp \left\{ -\frac{(r_i - (\mu_i + \epsilon_i \Delta\mu))^2}{2\sigma_i^2} \right\} \quad (5.1)$$

berechnen. Der Faktor ϵ_i normiert die modulspezifische Quanteneffizienz (Siehe Abschnitt 4.3). Damit dieser Ansatz erlaubt ist, müssen die Einzelraten der beteiligten N_{DOM} DOMs einer Gaußverteilung mit Mittelwert μ_i und Breite σ_i folgen. Aus dem Zentralen Grenzwertsatz geht hervor, dass unabhängigen Wahrscheinlichkeitsverteilungen mit einer genügend großen Anzahl an unabhängigen, identisch verteilten Messwerten zu einer Normalverteilung konvergiert. Die wahren Werte für μ_i und σ_i können aus den Seitenbändern geschätzt werden. Es wurden Seitenbänder der Länge 570 s gewählt, mit einem Ausschlussfenster um ein potentiell Signal herum von 29,5 s (Abbildung 5.1). Für die Seitenbänder und Ausschlussfenster der anderen Analyse-Intervalle werden Korrekturfaktoren verwendet.

5 Detektion einer Supernova mit Hilfe des IceCube-Neutrinoobservatoriums

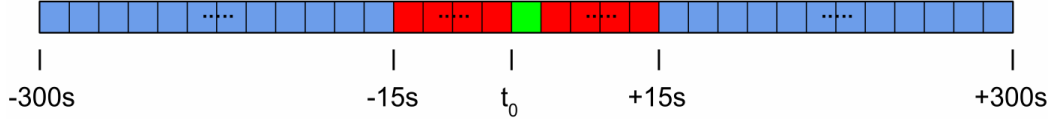


Abbildung 5.1: Schematische Abbildung des SNDAQ-Analysefensters. Das Ausschlussfenster ist in rot, die Seitenbänder in blau und das zu analysierende 500 ms Zeitintervall in grün dargestellt. Die Abbildung zeigt die Zeitaufteilung im Falle der 500 ms Binnierung. Für die größeren Zeitintervalle 1,5 s, 4 s und 10 s werden zusätzliche Korrekturfaktoren genutzt [94].

Ein analytisches Maximieren der Likelihood-Funktion resultiert in einer kollektiven Rauschratenabweichung von

$$\Delta\mu = \sigma_{\Delta\mu}^2 \sum_{i=1}^{N_{DOM}} \frac{\epsilon_i(r_i - \mu_i)}{\sigma_i^2} \quad (5.2)$$

mit einer Standardabweichung

$$\sigma_{\Delta\mu} = \left(\sum_{i=1}^{N_{DOM}} \frac{\epsilon_i^2}{\sigma_i^2} \right)^{-1} \quad (5.3)$$

Die Supernovasingnifikanz ξ ist definiert als

$$\xi := \frac{\Delta\mu}{\sigma_{\Delta\mu}} \quad (5.4)$$

Die Signifikanzverteilung kann im Falle für hinreichend breite Binnierungen von Poisson-verteilterm Rauschen als Gaußverteilung mit einem Mittelwert $\mu_\xi=0$ und einer Standardabweichung σ_ξ beschrieben werden. In der Realität treten aber Korrelationen zwischen Rauschpulsen in einem DOM, sowie durch Myonen zwischen DOMs, auf. Dies verbreitert die Standardabweichung in Bezug auf die Poissonsche Erwartung und macht diese saisonabhängig.

In [94] wurde die Methode der Signifikanz-Korrektur vom saisonalen Myonbeitrag vorgestellt. Die Online-Korrektur muss zeitnah zur getriggerten Signifikanz durchgeführt werden, weshalb der SMT8 Trigger als erste Abschätzung der Myontrefferrate dient, da dieser direkt von der pDq zur Verfügung gestellt werden kann und nicht zuerst diverse Filterprozesse durchlaufen muss. Ein Korrektur-Algorithmus führt online einen linearen Fit der Korrelation zwischen der Signifikanz ξ und der SMT8 Triggerrate durch und berechnet die korrigierte Signifikanz. Eine verbesserte Offline-Korrektur, die alle getriggerten Treffer berücksichtigt, wird in Abschnitt 6.4.7 diskutiert.

5.2 Aktuelle Triggerschwellen

Berechnet die SNDAQ eine Signifikanz oberhalb einer gegebenen Schwelle, treten verschiedene Szenarien in Kraft wie z.B. die Myon-Subtraktion oder das Verschicken eines Alarms an SNEWS¹. Die Schwelle kann ein Signifikanzwert oder eine Kombination aus einer Signifikanz ξ und einer korrigierten Signifikanz ξ_{Korr} (Abschnitt 6.4.7), die Signifikanz wurde von dem Beitrag an atmosphärischen Myonen bereinigt, sein. In Tabelle 5.2 sind einige ξ Triggerschwellen aufgeführt. E-Mail Benachrichtigung werden z.B. verschickt wenn $\xi > 6$ oder wenn $\xi > 7$ und $\xi_{Korr} > 4,40$ berechnet wird [112]. Eine vollständige Liste der optimierten Schwellen findet sich in Tabelle 5.2.

Aktion	1.Option	2.Option
Myon-Subtraktion	$\xi > 4,00$	-
Speichern der 2 ms-Daten in der .root Datei für das komplette Analyse-Fenster	$\xi > 6,00$	$\xi_{Korr} > 4,00$
E-Mail Basic	$\xi > 6,00$	$\xi > 7,00$ & $\xi_{Korr} > 4,40$
E-Mail Silber	$\xi > 8,00$	$\xi > 4,00$ & $\xi_{Korr} > 8,00$
Versenden eines SMS-Alarms	$\xi > 8,40$	$\xi > 4,00$ & $\xi_{Korr} > 5,80$
Versenden der 2 ms-Daten in Norden	$\xi > 8,40$	$\xi > 4,00$ & $\xi_{Korr} > 5,80$
SNEWS-Alarm	$\xi > 8,40$	$\xi_{Korr} > 5,80$
Speichern der HitSpool-Daten	$\xi > 8,40$	$\xi > 4,00$ & $\xi_{Korr} > 5,80$
E-Mail Gold	$\xi > 10,00$	$\xi > 4,00$ & $\xi_{Korr} > 10,00$

Tabelle 5.2: Falls eine der zwei Optionen von der SNDAQ berechnet wird, treten die beschriebenen Aktionen ein. [112].

5.3 Verfügbare Betriebszeit der SNDAQ

Die Obergrenze der SNDAQ-Uptime² ist durch die pDAQ gegeben, da diese die Supernova-Scaler-Daten an die SNDAQ weiterleitet. Die momentane Uptime bewegt sich mit kleinen Schwankungen im Bereich von 99,8%. Die gemittelte Uptime über 12 Jahre (2008-2019) beläuft sich auf 98,4%. In Abbildung 5.2 sind die Betriebszeiten der SNDAQ für die Jahre 2008-2019 seit Beginn der IceCube-Messungen zu finden. Im Jahre 2015 wurde die neue pDAQ Version Lake_Louie implementiert, wodurch *Buffer overflows*³ in den ersten Sekunden eines neuen Runs behoben wurden. Seitdem wer-

¹Steht für *Supernova Early Warning System* (Abschnitt 5.4).

²Uptime ist englisch für *Betriebszeit*.

³Ist englisch für *Pufferüberläufe* und beschreibt den Versuch eines Programms mehr Daten in einen Zwischenspeicher (Puffer) zu schreiben als möglich ist.

5 Detektion einer Supernova mit Hilfe des IceCube-Neutrinoobservatoriums

den die DOMs nicht mehr nach jedem Run rekonfiguriert wurden, sondern erst nach jedem vierten Run.

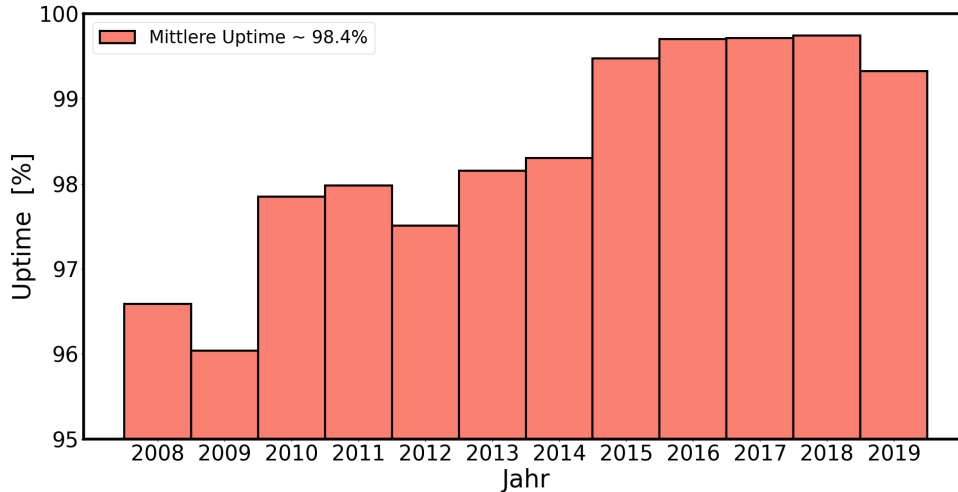


Abbildung 5.2: SDAQ Uptime seit Beginn der IceCube-Messungen. Man beachte die eingeschränkte Skala zwischen 95 % und 100 %.

5.4 Das Supernova Early Warning System

Das Supernova Early Warning System (kurz: *SNEWS*) beruht auf verschiedenen Neutrinoexperimenten⁴, welche sensibel auf Supernova-Neutrinos sind [113]. Die Kollaboration soll die astronomische Gemeinschaft frühzeitig über eine galaktische Supernova informieren und somit gewährleisten, dass eine optische Beobachtung schnellstmöglich eingeleitet wird. Dies basiert auf der Tatsache, dass Neutrinos deutlich vor den Photonen die dichte Sternmaterie verlassen und so früher auf der Erde ankommen. Um die Falsch-Alarm-Rate niedrig zu halten (etwa 1 pro Jahrhundert) werden Warnungen von SNEWS erst ausgesendet, wenn mehrere Detektoren in einem bestimmten Koinzidenzfenster einen möglichen Kandidaten registrieren. Ein weiteres Ziel ist die globale Optimierung der Empfindlichkeit für Supernovae um z.B. die geplante Ausfallzeiten zu koordinieren.

Der Primärserver von SNEWS läuft am Brookhaven National Laboratory und wird von dem Backup-Server an der Universität von Bologna gegen Ausfälle abgesichert. Alarme einzelner Detektoren sollen individuell alle drei Wochen eintreffen. Die beteiligten Experimente legen dazu selbstständig ihre Triggerschwellen fest und versenden im Falle eines möglichen Kandidaten die Informationen an den SNEWS-Server.

IceCube versendet Alarme an SNEWS im Falle einer $\xi > 8,40$ oder $\xi_{Korr} > 5,80$ (Tabelle 5.2). Wird von der SDAQ ein relevanter Alarm getriggert, leitet diese den Alarm

⁴Zur Zeit sind die Neutrinoexperimente Super-Kamiokande, LVD, IceCube, Borexino, KamLAND, HALO sowie Daya Bay Teil von SNEWS.

5 Detektion einer Supernova mit Hilfe des IceCube-Neutrinoobservatoriums

an i3Live⁵ weiter. Daraufhin gibt i3Live die getriggerten Details weiter an eine virtuelle Maschine auf einem IceCube-Server. Die virtuelle Maschine ist verantwortlich für die Kommunikation zwischen SNEWS und IceCube. Sie leitet die relevante Informationen weiter oder empfängt diese, falls IceCube selbst keinen Alarm verzeichnete. Der Autor dieser Arbeit war maßgeblich an der Entwicklung eines autonomen IceCube-HitSpool-Triggersystems durch externe SNEWS/LIGO⁶-Alarmen beteiligt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Funktion der virtuellen Maschine erweitert. Diese kommuniziert nun zum Testen der Verbindung regelmäßig mit i3Live, um die Gefahr von Ausfällen zu minimieren und mögliche Probleme rechtzeitig zu erkennen.

⁵i3Live ist eine Online Monitoring Plattform von IceCube, auf welcher man in Echtzeit die Datennahme am Pol verfolgen sowie Informationen über vergangene Runs einholen kann. i3Live leitet ebenfalls über verschiedene Kanäle Informationen weiter.

⁶LIGO steht für zwei Gravitationswellendetektoren in den USA [114].

Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium **6**

Das Hauptziel dieser Arbeit ist die Suche nach versteckten sowie fehlgeschlagenen Sternexplosionen in der Milchstraße wie auch in den Magellanschen Wolken. Der Begriff versteckte Supernovae beschreibt in diesem Kontext, dass diese optisch nicht sichtbar sind, weil die emittierten Photonen an interstellarem Nebel gestreut oder absorbiert werden (Abschnitt 3.6). Fehlgeschlagene Supernovae repräsentieren Sternexplosionen, welche in einem Schwarzen Loch enden (Abschnitt 3.5). Anstelle eines hellleuchtenden Objekts verschwindet der Stern vom Himmelsgestirn und die Neutrino-Signatur endet abrupt.

In Abschnitt 6.1 werden die Motivation und Grundannahmen vorgestellt sowie die Frage beantwortet, warum es sinnvoll ist diese Analyse mit IceCube durchzuführen. Daraufhin folgen die Abschnitte 6.2 und 6.3, welche einerseits die Grundlage für Supernovasimulationen diskutieren und auf der anderen Seite die systematischen Unsicherheiten behandelt. Die Datenselektion und die angewendeten Qualitätsschnitte der Daten werden in Abschnitt 6.4 vorgestellt, gefolgt von einer Untersuchung der Daten im Frequenzraum in Abschnitt 6.5. Abgeschlossen wird dieses Kapitel mit dem Unblinig-Ergebnis der Suche nach Supernovae und der Berechnung der oberen Grenze auf die Supernova-Häufigkeit in der Milchstraße und den Magellanschen Wolken (Abschnitt 6.6).

6.1 Vorbetrachtungen

Für die Suche nach Supernovae in den IceCube-Daten ist der Ort der Sternexplosion erstmal irrelevant. Jedoch zeigen Simulationen, dass die Sensitivität außerhalb der Milchstraße und den Magellanschen Wolken sehr gering ist. Ziel der Datenanalyse ist, dass 99% der Supernovae des aktuell bekannten Modells mit der geringsten Masse von $8,8 M_{\odot}$ ¹ (siehe Abschnitt 3.8.1) aus der Milchstraße nachgewiesen werden können. Um fehlgeschlagene Supernovae zu untersuchen, wird ein $40 M_{\odot}$ -Stern verwendet, welcher in einem Schwarzen Loch endet (Abschnitt 3.8.4).

¹Das sogenannte Hüdepohl-Modell.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

Die Gesamtenergie aller ausgesandten Neutrinos über den Zeitraum einer Supernovaexplosion entspricht der gravitativen Bindungsenergie E_B des Vorläufersterns. Die emittierte Neutrinoluminosität hängt nicht direkt von der Masse des Vorläufersterns ab, sondern korreliert mit $E_B = (M_{vor} - M_{NS}) \cdot c^2$, wobei M_{vor} der Masse des Vorläufersterns und M_{NS} der Masse Neutronensterns entspricht. Die Neutronensternmasse ist keine monotone Funktion der Masse des Vorläufersterns [115].

Es ist dennoch interessant sich die Massenverteilung der Supernova-Vorläufersterne in der Milchstraße zu betrachten. Abbildung 6.1 demonstriert die kumulierte Wahrscheinlichkeitsverteilung der Vorläufersternmasse von Supernovae [116–118]. Die Häufigkeit der Sterne nimmt mit deren Masse gemäß der Salpeter-Funktion M^β mit $\beta = -2,35$ (schwarze Linie) ab [117]. Für historische Supernovae kann man z.B. annehmen, dass Sterngruppen in einem bestimmten Bereich etwa zur gleichen Zeit entstehen und somit das Alter des explodierten Sterns anhand der umgebenen Sterne in einer $\mathcal{O}(50 \text{ kpc})$ -Region abschätzen. Da die Lebensdauer eines Sterns im Zusammenhang mit seiner Masse steht, kann in einem weiteren Schritt die Massen-Wahrscheinlichkeitsverteilung der Vorläufersterne bestimmt werden. Dies wurde für 22 historische Supernovae in [116] durchgeführt (hellblaue Fläche) und führte zu $\beta = -2,61_{-1,18}^{1,05}$ sowie einer minimalen Vorläufersternmasse von $8,60_{-0,41}^{+0,37} M_\odot$, welche knapp unterhalb der Masse des Hüpdepohl-Modells ($8,8 M_\odot$ -Vorläuferstern) liegt. Die stark abfallende Kurve motiviert das Setzen einer möglichst niedrigen Analyseschwelle. Dies konnte allerdings nicht in allen Experimenten, die bislang nach Neutrinos aus Supernovae gesucht haben, getan werden.

Für weit entfernte Supernovae, z.B. aus den Magellanschen Wolken, ist es sinnvoller sich auf die Suche nach Supernovae mit hoher Neutrinoluminosität zu beschränken, da, wie erwähnt, die Masse des Vorläufersterns nicht direkt mit dem beobachteten Neutrinofluss korreliert. Daher wird ein von der Masse unabhängiges Maß definiert, welches mit der simulierten minimalen IceCube-Trefferquote übereinstimmt. Die in IceCube gemessene Rate ist proportional zur Luminosität L_ν , der mittleren quadratischen Neutrinoenergie \bar{E}_ν^2 und dem Formparameter α [55, 119] (Abschnitt 3.3). Mit diesem Parameter definieren wir die Größe

$$X := L_\nu \cdot \bar{E}_\nu^2 \cdot \frac{((2 + \alpha) \cdot (3 + \alpha))}{(1 + \alpha)^2} . \quad (6.1)$$

Für Supernovae aus den Magellanschen Wolken beschränkt sich auf den Bereich $X \geq 2,7 \cdot 10^{61} \text{ MeV}^3$ in einem 1,5s-Zeitintervall um die maximale Neutrinoemission herum. Das Burrows $27 M_\odot$ -Modell (Abschnitt 3.8.3) erfüllt z.B. diese Bedingung und hat eine 100 % Nachweiseffizienz in den Magellanschen Wolken für IceCube. Es ist möglich, dass Modelle mit einer geringeren Masse die Anforderung der Größe X ebenfalls erfüllen. Diese Einschränkungen des Modellraums sind nur notwendig bei der Durchführung einer mehrjährigen Suche ohne externe Informationen über den Zeitpunkt der Supernovaexplosion, die z.B. durch eine optische Beobachtung, einem anderen Neutrinodetektor oder einem Gravitationswellenexperiment bereitgestellt werden könnte.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

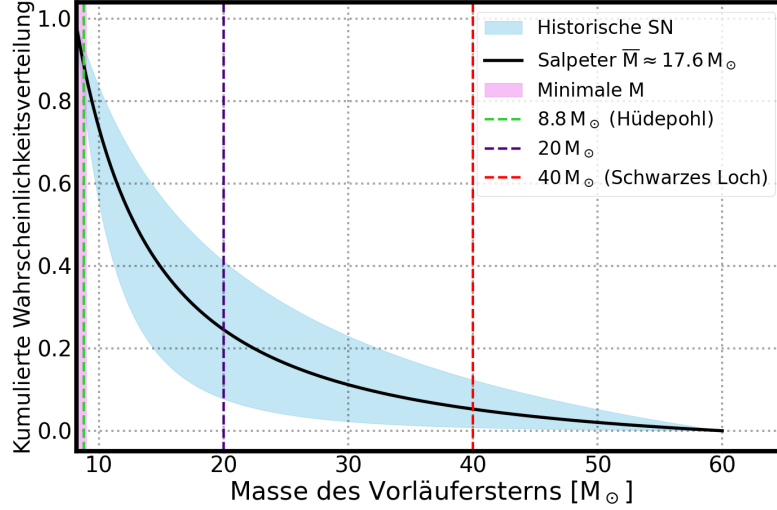


Abbildung 6.1: Kumulierte Wahrscheinlichkeitsverteilung als Funktion der Masse des Vorläufersterns. Es sei zu beachten, dass die kumulierte Wahrscheinlichkeitsverteilung von rechts nach links bestimmt wurde [116–118].

Um eine mögliche Beeinflussung des Analyseresultats zu vermeiden, wird die Daten-selektion zunächst blind durchgeführt. Hierfür haben wir einen Schnitt bei einem myonkorrigierten Signifikanz-Proxy $\xi_{korr}^{proxy} = 7$ (siehe Abschnitt 6.4.7) gesetzt. Daten mit einem hohen Wert dürfen zunächst nicht angeschaut werden. Erst nach einer, durch die IceCube Kollaboration genehmigte, Unblinding-Prozedur dürfen die Daten im gesamten Bereich angeschaut werden (siehe Abschnitt 6.6).

Baksan [120] und der *Large Volume Detector* (kurz: *LVD*) [121] setzten die aktuellsten experimentellen obere Grenzen auf Supernovaexplosionen in der Milchstraße. Baksans Beobachtungszeitraum betrug 33 Jahre mit einem Bereitschaftsgrad von 88 % und LVDs Analysezeitraum betrug 22,5 Jahre mit einer Bereitschaft von 94 %. Beide Projekte bestimmten die oberen Grenzen anhand einer Parametrisierung der SN1987A [122], welche einem $20 M_{\odot}$ Vorläuferstern entspricht. Der mit IceCube getestete Modellraum ist daher signifikant größer als der von Baksan und LVD, da IceCube auf Supernovae ab einer Vorläufersternmasse von $8,8 M_{\odot}$ sensitiv ist (Abbildung 6.1). LVD bestimmt in der Studie ebenfalls eine obere Grenze für fehlgeschlagene Supernovae und nutzt hierfür das Schwarze Loch-Modell das auch in dieser Arbeit verwendet wird.

Ein Vergleich verschiedener laufender und geplanter Neutrinodetektoren, welche Supernovae detektieren können, wird in Abbildung 6.2 gemacht. Die Abbildung zeigt die von verschiedenen Detektoren gemessene Gesamtrate für einen $11 M_{\odot}$ und $27 M_{\odot}$ Vorläuferstern in 10 kpc Entfernung [123]. Zum Vergleich, Baksan und LVD würden insgesamt 45 sowie 190 Neutrinos für den $11 M_{\odot}$ Stern sehen, wohingegen IceCube

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

320000 Neutrinointeraktionen detektieren würde.

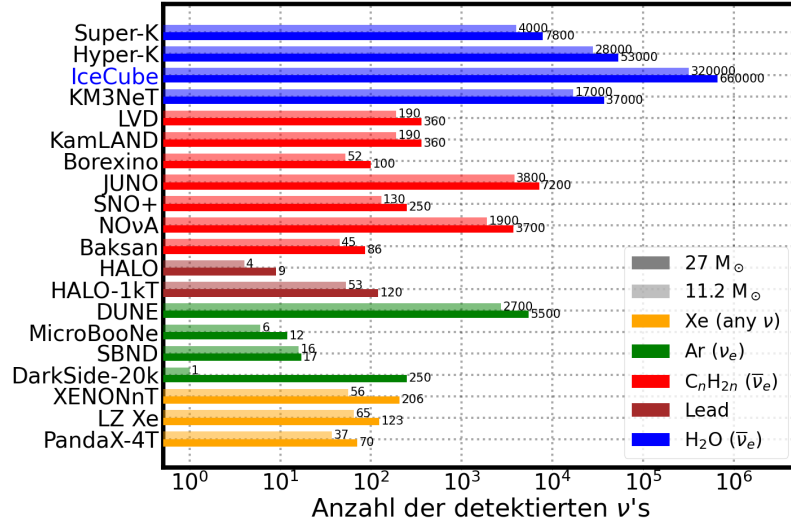


Abbildung 6.2: Gemessene Gesamtrate über den Zeitraum einer Supernova von verschiedenen Neutrino-detektoren für einen $11 M_{\odot}$ (hellere Farbe) und $27 M_{\odot}$ Vorläuferstern (dunklere Farbe) in 10 kpc Entfernung [123].

Fairerweise muss man erwähnen, dass IceCube ein nicht vernachlässigbares Hintergrundrauschen aufweist. Zum Beispiel misst Super-K nur 4000 Neutrinointeraktionen für einen $11 M_{\odot}$ -Stern, kann aber für jede einzelne Neutrinointeraktion z.B. die Energie rekonstruieren sowie die Richtung der Supernova auflösen. Dies kann IceCube nicht in voller Gänze, es ist aber Gegenstand aktueller Untersuchungen [124].

6.2 Simulationen

In diesem Abschnitt wird die Simulationsrahmenstruktur vorgestellt, welche genutzt wurde um die Sensitivität des IceCube-Detektors für Supernovae zu bestimmen. Mit Hilfe der parametrisierten *Unified Supernova Simulation Routine* (kurz: *USSR*) [18] kann in wenigen Minuten eine Detektorantwort von verschiedenen Supernovamodellen simuliert werden. Die durch das USSR erzeugten Detektorraten können daraufhin von der Supernovasimulations-Routine² der SNDAQ auf echte Rauschdaten addiert werden und unter realen Bedingungen von der SNDAQ analysiert werden. Essentiell für die Simulation eines Supernovasignals in IceCube ist das effektive Photonvolumen, welches zunächst behandelt wird.

²Wird auch als Sni3_sn_sim-Routine bezeichnet.

6.2.1 Effektives Photonvolumen

Das effektive Photonvolumen V_{eff}^γ ist eine fundamentale Größe zum Abschätzen der Signalerwartung im IceCube-Detektor. Ein DOM detektiert im Mittel gerade so viele Photonen aus einer homogenen, isotropen Lichtverteilung von Punktquellen im Eis, wie im Bereich seines effektiven Photonvolumens erzeugt wurden. Das effektive Volumen bildet somit die Detektionswahrscheinlichkeit von generierten Teilchen innerhalb eines normierten Volumens ab und ist definiert als [18]:

$$V_{\text{eff}}^\gamma(a) = \iiint P^\gamma(\vec{x}, a) dV = 4\pi \int_0^\infty P^\gamma(x, a) x^2 dx \quad . \quad (6.2)$$

P^γ beschreibt die Wahrscheinlichkeit ein im Abstand \vec{x} eines DOMs mit der DOM-Akzeptanz a erzeugtes Photon nachzuweisen.

Zum Bestimmen des effektiven Photonvolumens wurden $N_{\text{gen}} = 10^9$ Positronen der Energie $E_{e^+} = 15 \text{ MeV}$ in ein vordefiniertes Detektorvolumen der Größe $V_{\text{gen}} = 1,5 \text{ km}^3$ (Abbildung 6.3) injiziert [124].

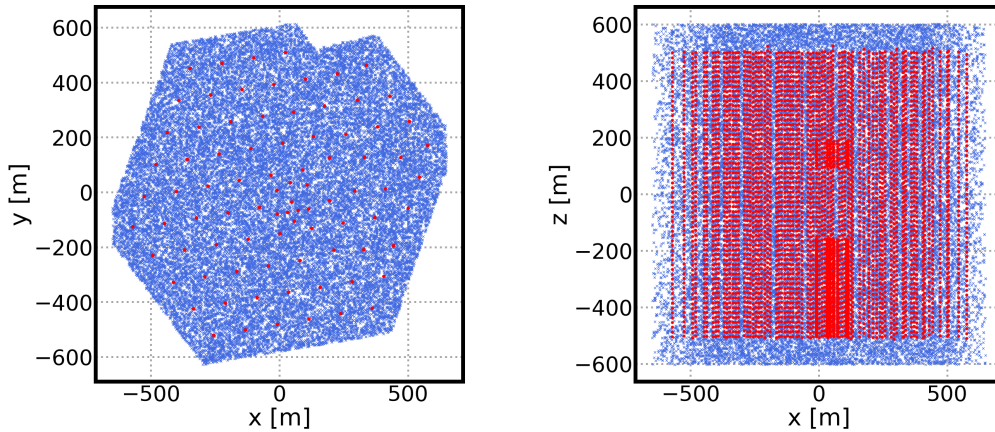


Abbildung 6.3: Drauf- und Seitenansicht des Generationsvolumen. Die roten Punkte repräsentieren die jeweiligen DOMs und die blauen Kreuze die injizierten Positronen.

Daraufhin wird die Propagation und Wechselwirkung der Positronen anhand einer GEANT4-Simulation³ modelliert. Die Modellierung der Propagation von optischen Photonen in GEANT ist sehr zeitaufwendig weswegen diese Arbeit ausgelagert wurde. Die erzeugten Photonen (inverser β -Zerfall mit anschließender Tscherenkow-Abstrahlung) werden dann zur Weiterverarbeitung an das Programm *clsim* [126] weitergegeben. *clsim* ist eine *Photopropagations*-Simulation mit einem Raytracing-Algorithmus auf der Basis des verwendeten Eismodells (Abschnitt 4.2), das die

³GEANT4 ist eine Software, welche die Wechselwirkung von Teilchen in Materie detailliert simuliert [125].

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

Streuung und Absorption von Licht im tiefen Gletschereis am Südpol modelliert. Im nächsten Schritt folgt die Detektorsimulation. Zuerst werden die PMT-Elektronikeffekte (Prä-, Spät- und Nachpulse) anhand des *PMTResponseSimulator*-Moduls simuliert, woraufhin die digitalisierten Wellenzüge an das *DOMLauncher*-Modul weitergeleitet werden. Die Detektorsimulation wird für jeden einzelnen DOM anhand spezifischer Informationen⁴ durchgeführt.

Im Mittel wird nur ein Photon aus 500 Positroninteraktionen von einem DOM gesehen. Die Wahrscheinlichkeit ist offensichtlich sehr gering, dass eine Wechselwirkung zu Treffern in mehreren DOMs führt. Es wird deshalb angenommen, dass einem Positron nur ein Photon, welches die Triggerschwelle eines DOMs überschritten hat, zugeordnet werden kann und somit die Gesamtanzahl der detektierten Photonen auch der Gesamtanzahl der detektierten Positronen N_{trig} entspricht.

Im Folgenden wird statt des effektiven Photonvolumen das effektive Positronvolumen behandelt, da wir exakt wissen, wie viele Positronen wir in der Simulation verwendet haben. Es ist aus technischen Gründen einfacher die Simulation mit Positronen im Detektor zu starten als direkt Photonen zu deponieren. Das effektive Positronvolumen kann mit Hilfe der Formel

$$V_{\text{eff}}^{e^+} = V_{\text{gen}} \cdot \frac{N_{trig}}{N_{gen}} \quad (6.3)$$

für eine gegebene Positronenergie E_{e^+} berechnet werden. Die Positronenergie ist direkt proportional zur mittlere Anzahl der Tscherenkow-Photonen für $E_{e^+} < 100 \text{ MeV}$ (Abschnitt 2.3.3).

In das antarktische Eisschild (Abschnitt 4.2) sind leicht geneigte Schichten aus Staub und andere Streuzentren eingebettet. Diese Verunreinigungen sowie die veränderten, druckabhängigen optischen Eigenschaften aufgrund der gebildeten Luftbläschen im Eis führen zu tiefen abhängigen Streu- und Absorptionslängen. In einer Tiefe von etwa 1950 m befindet sich die ausgeprägteste Staubschicht (auch *Dustlayer* genannt). Unterhalb des Dustlayers ist das Eis signifikant klarer. Die Draufsicht des IceCube-Detektors ist in Abbildung 6.4 gezeigt, wobei die Farbskala das energieunabhängige effektive Positronvolumen $V_{\text{eff}}^{e^+}/E_{e^+}$ in $\frac{\text{m}^3}{\text{MeV}}$ gemittelt pro String widerspiegelt. Die DeepCore-Strings, welche unterhalb des Dustlayers in klaren Eisregionen liegen, zeigen die größten effektiven Volumina. Dies kann ebenfalls der Abbildung 6.5 entnommen werden, in welcher das gemittelte effektive Positronvolumen $V_{\text{eff}}^{e^+}/E_{e^+}$ als Funktion der Tiefe für die IceCube-DOMs (rot) und DeepCore-DOMs (blau) aufgetragen ist. In den 360 DeepCore-DOMs, die sich größtenteils in sehr sauberen Eis befinden, sind Photomultiplier mit einer 1,35-fachen höheren Quanteneffizienz verbaut als in den Standard-IceCube-DOMs (Abschnitt 4.3).

Da die einzelnen DOMs einem Zählexperiment entsprechen, sind die Daten poissonverteilt und statistisch unabhängig. Die Gesamtunsicherheit kann daher mit der gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet werden. Für IceCube (DeepCore)

⁴Z.B. DOM spezifische Charakteristika des FADC oder der ATWDs

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

ergibt sich ein energieunabhängiges Positronvolumen $V_{\text{eff}}^{e^+}/E_{e^+}$ von $28,61 \pm 0,03 \frac{\text{m}^3}{\text{MeV}}$ ($48,85 \pm 0,11 \frac{\text{m}^3}{\text{MeV}}$). Als Ergebnis für den gewichteten Mittelwert erhält man

$$V_{\text{eff}}^{e^+}/E_{e^+} = 30,51 \pm 0,03 \frac{\text{m}^3}{\text{MeV}} \quad . \quad (6.4)$$

Die mittlere Anzahl der Tscherenkow-Photonen pro Positron \bar{N}_γ für den Wellenlängenbereich [300,600] nm und die mittlere Weglänge \bar{x}_{e^+} wurde in Abschnitt 2.3.3 zu

$$\bar{N}_\gamma = (188,3 \pm 5,5) \frac{E_{e^+}}{\text{MeV}} \quad (6.5)$$

berechnet. Hieraus folgt ein effektives Photonvolumen von

$$V_{\text{eff}}^\gamma = \frac{V_{\text{eff}}^{e^+}}{\bar{N}_\gamma} = 0,162 \pm 0,005 \text{ m}^3 \quad . \quad (6.6)$$

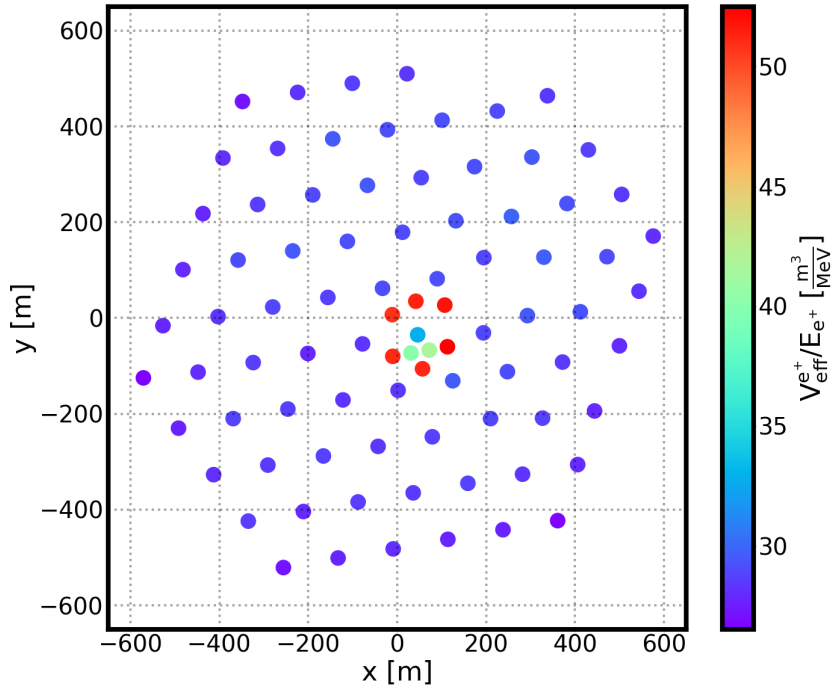


Abbildung 6.4: Gemittelttes effektives Positronvolumen als Funktion der String-Position aus der Vogelperspektive. Die Farbskala ist ein Maß für das effektive Positronvolumen pro Energie.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

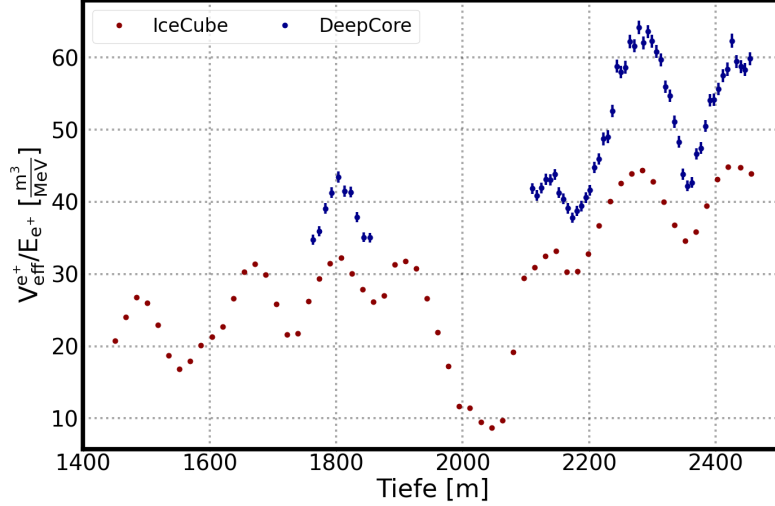


Abbildung 6.5: Gemittelttes effektives Positronvolumen pro Energie als Funktion der Tiefe für IceCube (rot) und DeepCore (blau).

6.2.2 Das parametrisierte Simulationsprogramm USSR

Das USSR errechnet das erwartete Signal, welches ein DOM messen würde, wenn Supernovaneutrinos mit dem Eis wechselwirken würden. Die Supernovadetektion kann als Zählexperiment gesehen werden, in welchem jeder DOM einen unabhängigen Detektor darstellt. Jeder DOM misst folgendes zeitabhängiges Signal [91]:

$$R_{\text{SN}}(t) = \epsilon_{\text{dt}} \cdot n_{\text{Eis}} \int_0^\infty dE_\nu \Phi_\nu^D(E_\nu, t) \int_0^\infty dE_e \frac{d\sigma}{dE_e}(E_\nu, E_e) \cdot V_{e^+}^{\text{eff}} \quad . \quad (6.7)$$

n_{Eis} repräsentiert die Eisdichte und $V_{e^+}^{\text{eff}}$ das effektive Positronvolumen (Abschnitt 6.2.1). Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dE_e}$ beschreibt die Interaktion zwischen dem Eis und einem Neutrino der Energie E_ν , wodurch ein Positron oder Elektron der Energie E_e entsteht. Die nicht paralyisierende Totzeiteffizienz ϵ_{dt} ist für Poissonverteiltes Rauschen wie folgt definiert

$$\epsilon_{\text{dt}} = \frac{1}{1 + r_{\text{SN}} \cdot t_{\text{dt}}} \quad . \quad (6.8)$$

wobei t_{dt} die künstliche Totzeit und r_{SN} die durch Totzeiteffekte reduzierte Supernova-Scaler Daten des PMT repräsentiert [18]. Durch korrelierte Rauschpulse weicht die experimentell bestimmte Totzeiteffizienz [91]

$$\epsilon_{\text{dt}} \approx \frac{0,87}{1 + r_{\text{SN}} \cdot t_{\text{dt}}} \quad (6.9)$$

von der idealen Totzeiteffizienz ab (Gleichung 6.8). Für $r_{\text{SN}} \rightarrow 0$ beträgt die Effizienz eines DOMs 87%, da er zu 13% aufgrund der Totzeit blind ist.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

Der zeit- und energieabhängige Neutrinofluss am Detektor ist gegeben durch:

$$\Phi_\nu^D = \frac{\Phi_\nu}{4\pi d^2} = \frac{L_{SN}(t)}{4\pi d^2 \overline{E}_\nu(t)} \cdot f(E_\nu, \overline{E}_\nu(t), \alpha(t)) \quad , \quad (6.10)$$

mit dem differentiellen Neutrinofluss Φ_ν^D auf der Erde für eine Supernova in der Entfernung d . Die zeitabhängige Luminosität $L_{SN}(t)$ der Supernova wird aus theoretischen Modellen für jeden Neutrino- und Antineutrino-Flavour zur Verfügung gestellt. Die normierte Energieverteilung [91] (Abschnitt 3.3)

$$f(E_\nu, \overline{E}_\nu(t), \alpha(t)) = \left(\frac{1 + \alpha(t)}{\overline{E}_\nu(t)} \right)^{1+\alpha(t)} \cdot \frac{E_\nu^{\alpha(t)} e^{-(1+\alpha(t))E_\nu/\overline{E}_\nu(t)}}{\Gamma(1 + \alpha(t))} \quad (6.11)$$

ist abhängig vom Formparameter $\alpha(t)$ [55], der Neutrinoenergie E_ν sowie der zeitabhängigen mittleren Neutrinoenergie $\overline{E}_\nu(t)$. Auch diese Parameter werden von Theoretikern zu Verfügung gestellt und müssen dann in ein von der USSR lesbares Format überführt werden.

Für die Abschätzung des Neutrinoflusses auf der Erde berücksichtigt das Simulationsprogramm ebenfalls den MSW-Effekt und Neutrinooszillationen im Vakuum. Es ist also möglich den Neutrinofluss auf der Erde für die normale/invertierte Neutrino-Massenordnung zu simulieren.

Die Simulation der Detektorantwort betrachtet zusätzlich die verschiedenen Neutrino-Interaktionen im Eis (Abschnitt 2.3). In [127] sind die verwendeten Wechselwirkungsquerschnitte näher diskutiert. Der Autor dieser Arbeit hat zusätzlich die Sauerstoffwirkungsquerschnitte anhand der neusten Erkenntnisse in [128] implementiert. In Abbildung 6.2.2 ist der energieabhängige Wirkungsquerschnitt der Neutrinostreuung am Sauerstoffatom $^{16}\text{O}(\nu, \nu^*) \rightarrow ^{16}\text{O}$ für den CRPA (rot), welcher zuvor im USSR implementiert war, sowie dem neuen SFO-tls⁵ (grün) Implementation zu sehen. Aus dem Anhand (Abschnitt 8.2) können die Vergleiche der Wirkungsquerschnitte für die Interaktionen $^{16}\text{O}(\bar{\nu}, e^+) \rightarrow ^{16}\text{N}$ und $^{16}\text{O}(\nu, e^-) \rightarrow ^{16}\text{F}$ entnommen werden. Für nähere Informationen bzgl. der Wirkungsquerschnitte wird auf [128] verwiesen. Damit das erwartete Signal abgeschätzt werden kann, wird mit dem Wirkungsquerschnitt und Neutrinospektrum gewichtet und dann über alle Energien integriert [127].

Um Simulationszeiten zu reduzieren, werden die angefragte Modellsignaturen nach dem Prozessieren in einer ROOT-Datei abgespeichert. Die Modellsignaturen umfassen die Luminositäten, Flüsse wie auch mittleren Energien der Flavour ν_e , $\bar{\nu}_e$ und $\bar{\nu}_x$. Zusätzlich wird ebenfalls die Neutrinodichte n_ν in einer vorgegebenen Binnierung für eine Supernova in einer Entfernung von 1 kpc im ROOT-File festgehalten.

⁵Hier wurde die Notation des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts der Neutrinostreuung am Sauerstoffatom aus [128] übernommen.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

Wird die Detektorantwort eines präprozessierten Modells gefordert, wird die abgespeicherten Modellsignatur abgerufen und mit der gewünschten Supernovadistanz D_{SN} skaliert [127].

Abbildung 6.6: Vergleich des neuen (grün) und alten (rot) Wirkungsquerschnitts der Neutrino-Streuung am Sauerstoffatom $^{16}\text{O}(\nu, \nu^*) \rightarrow ^{16}\text{O}$, welche im USSR implementiert sind [128] (SFO-tls) bzw. waren (CRPA) [129].

Die erwartete Rate aufgrund der Wechselwirkungen von Supernova-Neutrinos ergibt sich zu:

$$\bar{R}_{SN,I3+DC} = N_{I3} \cdot R_{SN} + \epsilon_{DC} N_{DC} \cdot R_{SN} \quad , \quad (6.12)$$

mit der Anzahl der Standard-IceCube-DOMs N_{I3} , der Anzahl der DeepCore-DOMs N_{DC} sowie der relevanten Quanteneffizienz der DeepCore-Module $\epsilon_{DC} = 1,35$. Damit nun eine Lichtkurve bestimmt werden kann, müssen die mittleren DOM-Rauschraten bestimmt werden. Die mittleren DOM-Rauschraten wurden in [127] für den Standard-IceCube-DOM auf $\bar{R}_{I3} = 284,9 \text{ Hz}$ mit einer Standardabweichung $\sigma_{I3} = 26,2 \text{ Hz}$ sowie für einen DeepCore-DOM auf $\bar{R}_{DC} = 358,9 \text{ Hz}$ mit einer Standardabweichung $\sigma_{DC} = 36,0 \text{ Hz}$ ermittelt. Anhand der mittleren DOM-Rauschraten und deren Standardabweichung lässt sich eine mittlere Gesamtrauschrate $\bar{R}_{noise,total} = N_{I3} \cdot \bar{R}_{I3} + N_{DC} \cdot \bar{R}_{DC}$ mit einer Standardabweichung von $\sigma_{total} = \sqrt{N_{I3} \cdot \sigma_{I3}^2 + N_{DC} \cdot \sigma_{DC}^2}$ berechnen. Bevor die mittlere Gesamtrauschrate $\bar{R}_{noise,total}$ binweise auf das Signal addiert werden kann, wird diese nochmal poissonartig variiert.

Abbildung 6.7 zeigt die Lichtkurven der in dieser Arbeit verwendeten Supernovamodelle (Abschnitt 3.8). Für diese Abbildungen wurden die Supernovaexplosionen für eine Distanz von 1 kpc und für die Fälle ohne Oszillation sowie mit Oszillationen bei normaler/invertierter Neutrino-Massenordnung simuliert. Hierbei sei anzumerken, dass das Neutrinosignal des $27 M_{\odot}$ -Modells (unten links) nach 4,5 s endet, da die Supernova nur bis zu diesem Zeitpunkt simuliert wurde. Das Schwarze Loch-Modell (unten rechts) endet etwa nach 1,3 s, da der Stern zu einem Schwarzen Loch kollabiert. Integriert über den gesamten Explosionszeitraum für eine Distanz von 1 kpc, erwartet man mit IceCube zusätzliche $2,1 \cdot 10^7$ Treffer für das Hüdepohl-Modell und $4,8 \cdot 10^8$ Treffer für das Schwarze Loch-Modell.

Tabelle 6.1 repräsentiert die Anzahl der Treffer für verschiedene Oszillationsszenarien der unterschiedlichen Modelle in 1,5 s-Intervallen mit der höchsten Rate in einer Entfernung von 10 kpc. Der Einfluss der Oszillationsszenarien variiert von Modell-zu-Modell, da auch die Neutrino-Flavourzusammensetzungen der Modelle nicht einheitlich sind.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

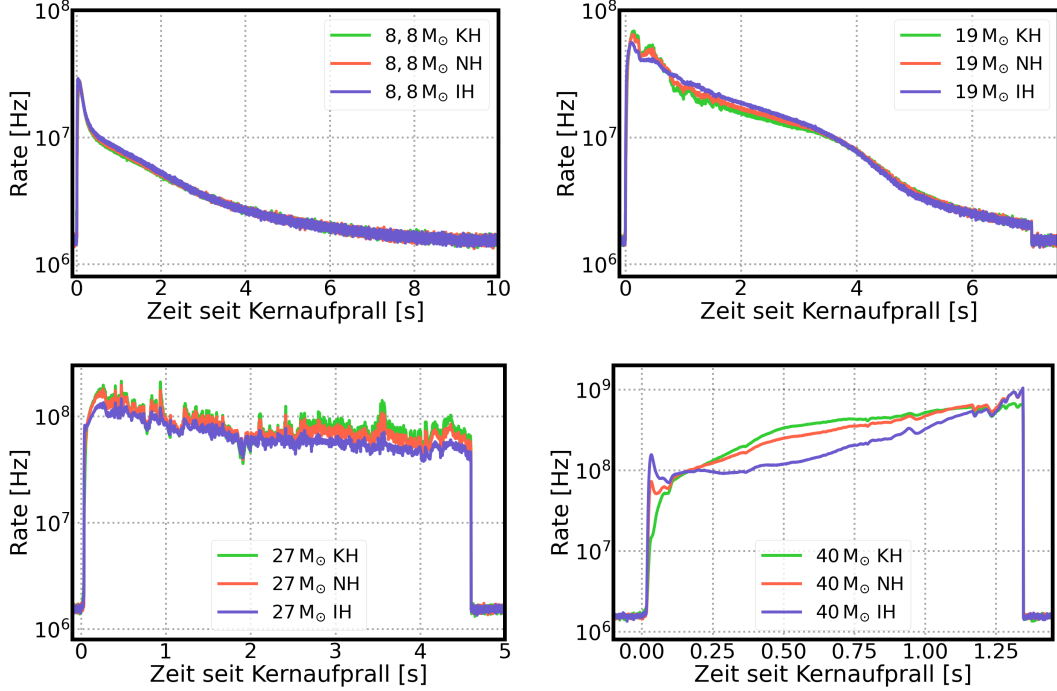


Abbildung 6.7: Detektorantwort für das Hüdepohl-Modell (oben links), $19 M_{\odot}$ -Modell (oben rechts), $27 M_{\odot}$ -Modell (unten links) und das Schwarze-Loch-Modell (unten rechts) in einer Entfernung von 1 kpc. Die unterschiedlichen Farben zeigen die erwartete Rate im Falle ohne Oszillation (KH), normaler Hierarchie (NH) oder invertierter Hierarchie (IH).

Modell	NH	KH	IH
$8,8 M_{\odot}$	$1,32 \cdot 10^5$	$1,28 \cdot 10^5$	$1,38 \cdot 10^5$
$19 M_{\odot}$	$4,96 \cdot 10^5$	$4,90 \cdot 10^5$	$4,85 \cdot 10^5$
$27 M_{\odot}$	$1,6 \cdot 10^6$	$1,69 \cdot 10^6$	$1,37 \cdot 10^6$
$40 M_{\odot}$	$4,59 \cdot 10^6$	$4,83 \cdot 10^6$	$3,40 \cdot 10^6$

Tabelle 6.1: Die Tabelle zeigt die Anzahl der Treffer innerhalb der höchsten 1,5s-Binnierung für verschiedene Modelle sowie verschiedene Oszillationsszenarien im Zentrum der Milchstraße (~ 10 kpc).

6.2.3 Die Supernovasimulations-Routine der SNDAQ

Die Supernovasimulations-Routine ist in der SNDAQ implementiert und ermöglicht es die präprozessierte Modellsignatur des USSR (ohne Untergrundrauschen) auf

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

Supernova-Rohdaten in 500 ms Binnierung zu addieren sowie eine Analyse mit der SNDAQ zu erhalten.

Der Routine werden unter anderem aufgenommene Daten, das präprozessierte USSR-File, die gewünschte Sternverteilung, sowie das effektive Photonvolumen übergeben. Der Startzeitpunkt der Supernova wird gewürfelt. Ist der Startzeitpunkt der Supernova festgelegt, wird das Supernovesignal berechnet. Hierfür wird die Neutrindichte n_ν im präprozessierten USSR-Files herangezogen. Damit die Binnierung der Neutrindichte mit den Grenzen der 500 ms-Binnierung übereinstimmt, muss dieses linear interpoliert werden. Wurde die passende Neutrindichte für die entsprechende Binnierung berechnet, wird die Signalrate jedes DOMs wie folgt bestimmt:

$$R_{Signal} = \frac{n_\nu \cdot V_{\text{eff}}^\gamma}{d^2} \quad . \quad (6.13)$$

V_{eff}^γ repräsentiert das tiefen abhängige effektive Photonvolumen und d die Supernovaentfernung in kpc. Die Supernovadistanz wird aus der gewählten Sternverteilung gezogen. Die effektive Photonvolumen wurde für diese Arbeit mit dem aktuellste Eismodell bestimmt (siehe Abschnitt 6.2.1). Die Signalrate pro DOM wird daraufhin noch bezüglich der Totzeit τ korrigiert:

$$R_{Signal}^{korr} = R_{Signal} \cdot \frac{0,87}{1 + R_{Signal} \cdot \tau} \quad . \quad (6.14)$$

Bevor die korrigierte Signalrate auf die Rauschrate R_{Rausch} eines spezifischen DOMs addiert werden kann, wird R_{Signal}^{korr} poissonisch randomisiert. Daraufhin werden die Rausch + Signalrate addiert werden. Danach werden die berechneten DOM-Raten sowie die anderen in dem Supernova-File gespeicherten notwendigen Parameter zusätzlich in unterschiedlichen Zeitintervalle umgerechnet und an die Routine der SNDAQ zur Berechnung der Signifikanz weitergeleitet. Diese Routine berechnet nun die entsprechenden Signifikanzen. Hier wird nun die höchste Signifikanz innerhalb eines 10 s-Zeitintervalls⁶ ab dem Startzeitpunkt der Supernova abgespeichert.

An dieser Stelle muss auch darauf hingewiesen werden, dass wir im Zuge der Simulation nur einen Signifikanz-Stellvertreter (zukünftig Signifikanz-Proxy ξ^{proxy} genannt) betrachten. Es müssen nämlich die folgenden drei Punkte bedacht werden:

- 1 Die von der SNDAQ gemessene Signifikanz entspricht keinem gaußschen Score, da $\sigma \neq 1$. Diese müsste hierfür wie folgt bestimmt werden:

$$\xi_{gauss} = \frac{\xi^{proxy} - \mu_\xi^{proxy}}{\sigma_\xi^{proxy}} \quad . \quad (6.15)$$

⁶Die Echtzeitanalyse am Südpol behandelt die per E-Mail versendeten Alarme ähnlich. Das Zeitintervall umfasst hier jedoch 30s und nur die höchste, getriggerte Signifikanz aus den vier unterschiedlichen Binnierungen wird versendet.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

- 2 Die Supernovasimulations-Routine der SNDAQ schreibt den höchsten Signifikanz-Proxy zwischen Start- und Endzeitpunkt (~ 10 s) der Supernova heraus. Für schwache Signale kann fluktuierender Untergrund kompetitive Beiträge liefern, sodass man eine Verzerrung zu höheren Werten beobachtet (Ordnungsstatistik).
- 3 Der *look-else-where-effect* muss beachtet werden, welcher die mit der Größe des Parameterraums wachsende Wahrscheinlichkeit beschreibt, eine statistische Fluktuation irrtümlicherweise als eine statistisch signifikante Beobachtung einzuordnen. Je länger der Zeitraum ist über den man nach Supernovae sucht, desto relevanter wird dieser Effekt. Man kann diesen Effekt durch eine sogenannte Trail-Korrektur berücksichtigen.

Abbildung 6.8 zeigt die Signifikanz-Proxy-Verteilung ξ^{proxy} (links) und trial-korrigierte Signifikanz-Verteilung ξ (rechts) des Hüdepohl-Modells in den Magellanschen Wolken.

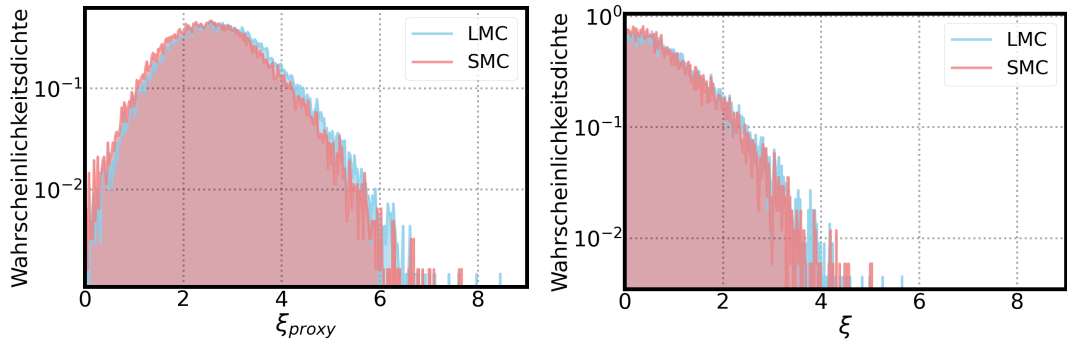


Abbildung 6.8: Signifikanz-Proxy-Verteilung ξ^{proxy} (links) und trial-korrigierte Signifikanz-Verteilung ξ (rechts) des Hüdepohl-Modells in den Magellanschen Wolken.

In Abbildung 6.9 sind die Ergebnisse der beschriebenen Simulation für die Milchstraße und die Magellanschen Wolken für das 1,5 s-Zeitintervall unter der Annahme der normalen Hierarchie zu sehen. Es lässt sich erkennen, dass die Signifikanz für eine feste Distanz und ein festes Modell schwanken. Die Ursache hierfür ist einerseits der variierende Untergrund, welcher jedoch für sehr nahe Supernovae vernachlässigbar ist sowie die relative Lage des Signals bezüglich der 500 ms-Binnierung. Zur Erläuterung betrachten wir als Beispiel den Akkretionspeak des Hüdepohl-Modells (Abbildung 6.7 oben links). Liegt nun der Beginn des Akkretionspeak direkt am Anfang des 0,5 s-Intervalls, ist die berechnete Signifikanz höher als wenn der Supernovastartzeitpunkt auf die Mitte des relevanten 0,5 s-Intervalls fällt. Zur Erinnerung sei erwähnt, dass die SNDAQ die 1,5 s-Binnierung im Sliding-Window berechnet, wobei der Zeitstempel immer für das mittlere der drei 500 ms-Intervalle gesetzt wird.

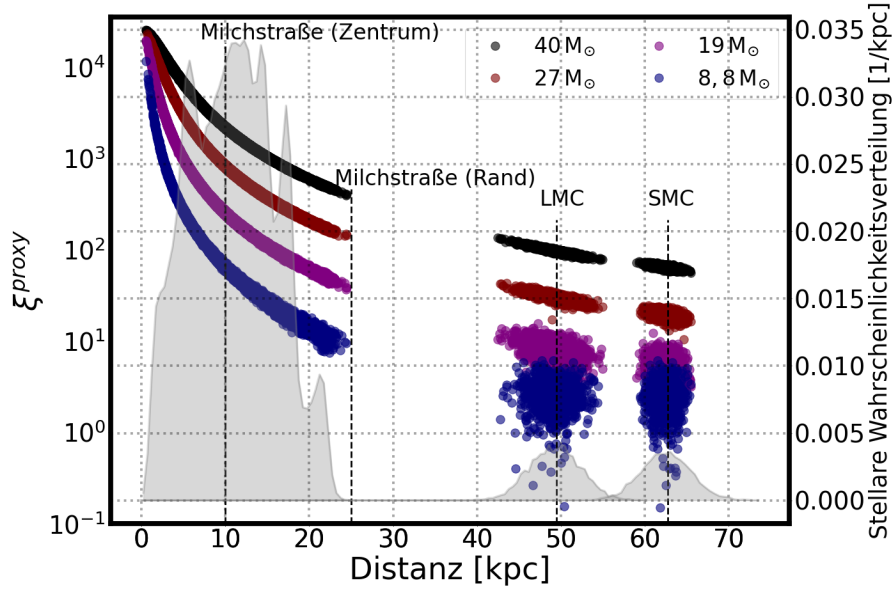


Abbildung 6.9: ξ^{proxy} gegen Distanz [kpc] für die unterschiedlichen Supernovamodelle. Die stellare Wahrscheinlichkeitsverteilung ist grau-schraffiert gezeigt. Die prozentuale Anteil der Supernovae der Großen (LMC) sowie die Kleine Magellansche Wolke (SMC) relativ zur Milchstraße beträgt jeweils 11 % (siehe Abschnitt 3.7).

6.2.4 Die Wahl des optimalen Binnierung

Die SNDAQ führt die Analysen in den Binnierung 500 ms, 1,5 s, 4 s und 10 s durch. Als Beispiel repräsentiert Tabelle 6.2 die Supernova-Detektionseffizienz als Funktion der Binnierung für das Hüdepohl-Modell. Die Detektionseffizienz ψ berechnet sich auf die Weise:

$$\psi = \frac{N_{>10}^{SN}}{N_{total}^{SN}} \quad , \quad (6.16)$$

mit der Anzahl $N_{>10}^{SN}$ an Supernovae oberhalb des Schnittes und der Gesamtanzahl N_{total}^{SN} der Supernovae. Damit die Detektionseffizienz bestimmt werden kann, wurde $\xi^{proxy} > 10$ als Schnitt für eine Entdeckung angenommen. Es stellt sich heraus, dass die 1,5 s-Binnierung mit einer Detektionseffizienz $\psi = 99,4\%$ die optimale Wahl in Verbindung mit dem Hüdepohl-Modell darstellt. Abbildung 6.10 zeigt die erwarteten Signifikanz-Proxy-Verteilungen der unterschiedlichen Zeitintervalle in der Milchstraße für das Hüdepohl-Modell.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

Binnierung [s]	Detektionseffizienz [%]
0,5	97,6
1,5	99,4
4	98,3
10	91,7

Tabelle 6.2: Detektionseffizienz ($\xi_{Binnierung}^{proxy} > 10$) in Abhängigkeit der Binnierung für das Hüdepohl-Modell innerhalb der Milchstraße

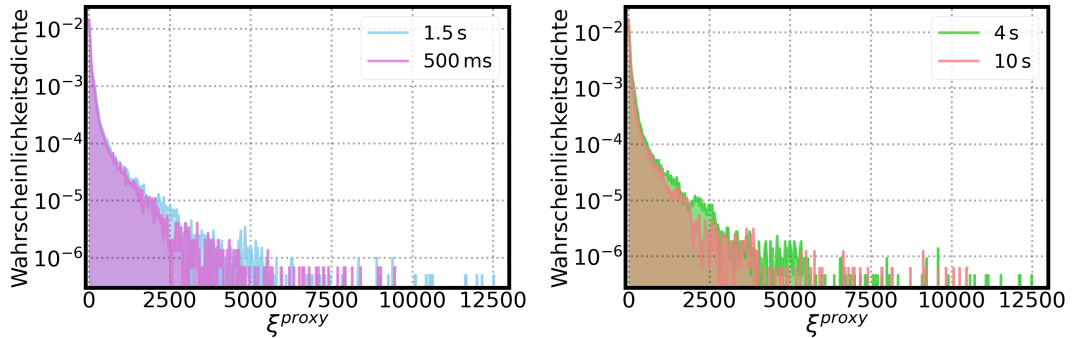


Abbildung 6.10: Signifikanz-Proxy-Verteilung des Hüdepohl-Modells in der Milchstraße für die verschiedenen Binnierungen.

6.3 Systematische Unsicherheiten

Systematischen Unsicherheiten müssen betrachtet werden, da in dieser Arbeit Simulationen verwendet werden, welche so gut wie möglich, aber nicht perfekt, die Realität abbilden. Unsicherheiten entstehen z.B. aufgrund des abgeschätzten effektiven Positronvolumens, der implementierten Wirkungsquerschnitte, der mittleren freien Weglänge der Elektronen und Positronen im Eis sowie durch Materieeffekte auf die Oszillation. Im folgenden werden diese Effekte vorgestellt.

6.3.1 Effektives Positronvolumen

Zum Bestimmen der systematischen Unsicherheit des effektiven Positronvolumens wurden Simulationen, ähnlich wie in Abschnitt 6.2.1 beschrieben, durchgeführt. Jedoch wurde der Streu- und Absorptionskoeffizient um bis zu 10 % variiert und es wurden jeweils nur 100 Millionen Positronen injiziert. Die Ergebnisse dieser Monte-Carlo-Studie sind in Abbildung 6.11 dargestellt. Wir nehmen an, dass die Unsicherheit des Absorptions- sowie Streukoeffizienten 5 % betragen [130]. Das 5 % IceCube

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

(DeepCore)-Systematikband ist in blau (rot) eingezeichnet. Zum Vergleich wurde das effektive Positronvolumen $V_{\text{eff}}^{e^+}/E_{e^+} = 29,0 \pm 3,8 \frac{\text{m}^3}{\text{MeV}}$ aus der Veröffentlichung [91] eingetragen. Trägt man die relative Unsicherheit des effektiven Volumens gegen die Variation des Absorptionskoeffizienten (Streukoeffizienten) auf, lässt sich eine Korrelation erkennen (Abbildung 8.1 und 8.2 im Anhang). Fittet man den linearen Zusammenhang zwischen prozentualer Veränderung des effektiven Positronvolumens und der prozentualen Variation der Koeffizienten, so erhält man für die Steigung der Absorptionskoeffizientenabhängigkeit von IceCube (DeepCore) $m_{\text{abs}} = -0,78 \pm 0,02$ ($m_{\text{abs}} = -0,81 \pm 0,04$). Die Steigung der Streukoeffizientenabhängigkeit von IceCube (DeepCore) hat den vergleichsweise kleinen Wert von $m_{\text{streu}} = 0,037 \pm 0,015$ ($m_{\text{streu}} = -0,018 \pm 0,037$). Die Abhängigkeit des effektiven Positronvolumens von der Variation des Streukoeffizienten ist folglich vernachlässigbar. Letztlich werden nahezu alle Photonen eingefangen, die nicht absorbiert werden; auf den genauen Zeitpunkt des Nachweises wird in der Analyse nicht geschaut. Zur Berechnung der systematischen Unsicherheit des effektiven Volumens muss nun noch der Fehler der DOM-Effizienz berücksichtigt werden, welcher mit einer Genauigkeit von etwa 10 % bekannt [91]. Für den über IceCube und DeepCore gewichteten Mittelwert für das effektive Positronvolumen der Variation des Absorptionskoeffizienten um 5 % (−5 %) erhält man $V_{\text{eff}}^{e^+}/E_{e^+} = 31,77 \pm 0,08 \frac{\text{m}^3}{\text{MeV}}$ ($29,4 \pm 0,08 \frac{\text{m}^3}{\text{MeV}}$). Unter Berücksichtigung der Variation der DOM-Effizienz um 10 % berechnen sich die systematischen Unsicherheiten wie folgt:

$$\text{Fehler}_{V_{\text{eff}}^{e^+}/E_{e^+}}^{\text{oben}} = 1,1 \cdot 31,77 - 30,51 = 4,44 \frac{\text{m}^3}{\text{MeV}} \quad (6.17)$$

und

$$\text{Fehler}_{V_{\text{eff}}^{e^+}/E_{e^+}}^{\text{unten}} = 0,9 \cdot 29,4 - 30,51 = -4,05 \frac{\text{m}^3}{\text{MeV}} \quad (6.18)$$

mit dem konservativsten Fall der DOM-Effizienz von 110 % und 90 %. Hieraus ergibt sich ein effektives Positronvolumen von

$$V_{\text{eff}}^{e^+}/E_{e^+} = 30,51 \pm 0,03_{-4,05}^{+4,44} \frac{\text{m}^3}{\text{MeV}} \quad , \quad (6.19)$$

mit einem relativen, asymmetrischen Fehlerband von [−13,3 %, 14,6 %].

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

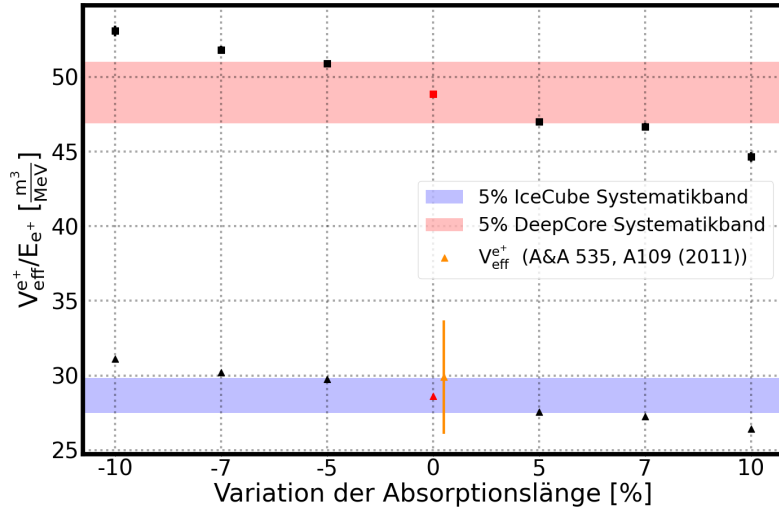


Abbildung 6.11: Systematische Unsicherheit des IceCube-Detektors (blau) und des Subdetektors DeepCore (rot) aufgrund der Absorption im Eis. Die Abhängigkeit von der Streuung ist vernachlässigbar (siehe Anhang Abschnitt 8.1). Zum Vergleich wurde der das effektive Positronen Volumen (orange) sowie dessen Fehler aus der Veröffentlichung [91] aufgetragen. Die Systematikbänder entsprechen einer Unsicherheit von 5 % des Streu- bzw. Absorptionskoeffizienten.

6.3.2 Wirkungsquerschnitte

Die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte für den inversen β -Zerfall sowie die Streuung an Elektronen sind besser als 1 % bekannt [91]. Der inverse β -Zerfall ist der dominierende Nachweiskanal von Supernova-Neutrinos im Eis (Abschnitt 2.3). Die Neutrinowechselwirkung am Sauerstoffkern hängt stärker von der Energie ab, trägt aber nur wenig zur Gesamtwechselwirkungsrate bei [18].

Die Wirkungsquerschnitte an Sauerstoff sind kompliziert und relativ wenig untersucht. Entsprechend ist es schwierig, eine Unsicherheit anzugeben. Wir haben uns entschieden, die Unsicherheit konservativ aus dem Unterschied zwischen einem Modell aus dem Jahr 2002 [129] und dem derzeit genauesten Modell [128] anzugeben, welches wir auch als Zentralwert annehmen (siehe Abschnitt 6.2.2). Da die Suche nach Supernovae auf dem Hüdepohl-Modell basiert, führt diese konservative Abschätzung zu einer Unsicherheit von nur rund $^{+0,2\%}_{-0,8\%}$, was einem deutlich geringeren Beitrag als durch die anderen Systematiken entspricht. Nur für ein Modell, bei welchem ein Schwarzes Loch gebildet wird (Abschnitt 3.8), schlägt sich die Systematik mit $^{+1,4\%}_{-14\%}$ deutlich nieder.

6.3.3 Erdoszillationseffekte und die Position der Supernova

In diesem Abschnitt wird die Unsicherheit aufgrund der Neutrino-Oszillationen in der Erdmaterie behandelt. Diese werden relevant, wenn die Position der Supernova nicht bekannt ist oder man die Ergebnisse von verschiedenen positionierten Detektoren vergleichen möchte. Die Oszillationseffekte zeigen sich nur, wenn sich entweder die Flüsse, Energiespektren oder Wirkungsquerschnitte zwischen den Neutrino-Arten unterscheiden.

Je nach Position der Supernova bewegen sich die Neutrinos durch unterschiedlich dichte Schichten der Erde, sodass der Effekt der Erdoszillation und damit die Neutrino-Flüsse am IceCube-Detektor variieren. Um dies zu überprüfen, wurde das Software-Paket *PINGU*⁷ *Simulation and Analysis code* (kurz: *PISA*) verwendet [131]. Mit Hilfe von *PISA* kann bei gegebenen Neutrino-Flüssen in Abhängigkeit der Eintrittswinkel sowie der Energie die Oszillationswahrscheinlichkeiten am IceCube-Detektors bestimmt werden. Abbildung 6.12 zeigt beispielhaft die Ergebnisse für die Oszillationsszenarien $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ sowie $\bar{\nu}_x \rightarrow \bar{\nu}_e$ ($x = \nu, \tau$). Diese sind am interessantesten, da der inverse β -Zerfall den Hauptnachweiskanal für Supernova-Neutrinos darstellt. Die anderen Oszillationsszenarien werden im Anhang (siehe Abschnitt 8.3.1) diskutiert. Die Oszillationswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Eintrittswinkel wurde für einen Energiebereich von 1 bis 100 MeV berechnet. Für jedes Intervall wurden 100 Neutrinos simuliert. $\cos(\theta_{zenit}) = -1$ entspricht einem Neutrino, welches sich aus der Richtung des Nordpols durch den Erdkern auf den Detektor zu bewegt. Für den Wert $\cos(\theta_{zenit}) = 1$ kommt das Neutrino aus dem Süden und bewegt sich direkt in den Detektor. Beide Plots zeigen einen Sprung bei $\cos(\theta_{zenit}) = -0,9$. Das ist der Übergang vom Erdkern zum Erdmantel. Für die $\cos(\theta_{zenit})$ -Werte von -1 bis -0,9 propagiert das Neutrino also durch den Erdkern. Supernovae verschiedener Masse und Typen unterscheiden sich in ihrer Energieverteilung, weshalb die energieabhängige Erdoszillation unterschiedlich Einfluss auf die Rate hat.

⁷PINGU war als weitere Ausbaustufe des IceCube-Detektors geplant, welcher die Grenzschwelle der Energie durch eine höhere instrumentalisierte Dichte herabsetzt. Der PINGU-Ausbau wurde aber nicht genehmigt; stattdessen wird eine verkleinerte Version, der IceCube-Upgrade, in einigen Jahren gebaut.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

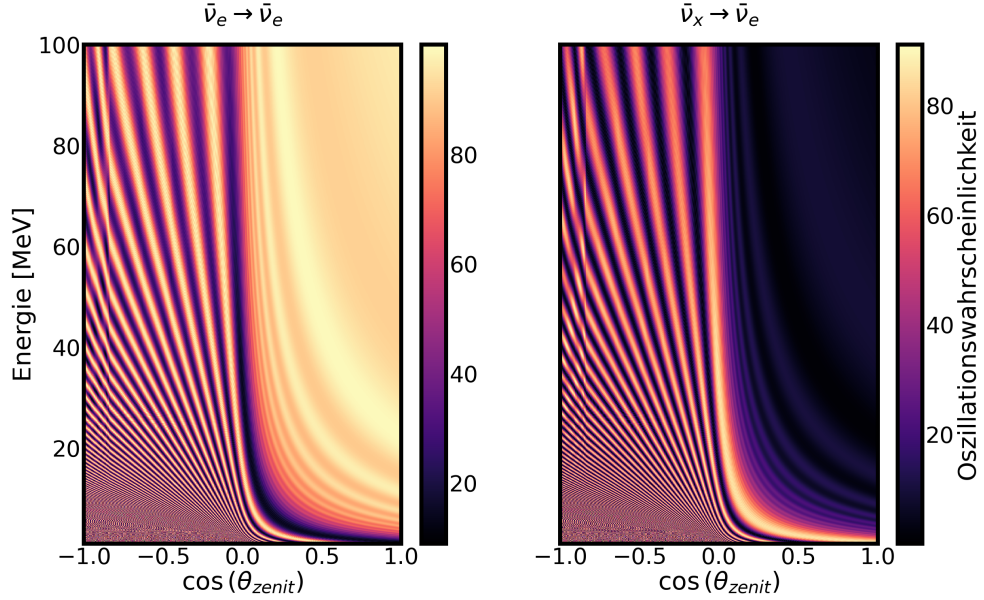


Abbildung 6.12: Energieabhängige Oszillation in den $\bar{\nu}_e$ -Flavour für verschiedene Eintrittswinkel. $\cos(\theta_{zenit}) = -1$ bedeutet, dass das Neutrino vom Nordpol kommt und den Erdkern passiert um in den Detektor zu gelangen. $\cos(\theta_{zenit}) = 1$ steht für ein Neutrino, welches sich direkt von Süden kommend in den Detektor bewegt. Unter $\bar{\nu}_x$ wurden die Flavour $\bar{\nu}_\mu$ und $\bar{\nu}_\tau$ zusammengefasst [132].

Faltet man nun die jeweilige Energieverteilung der unterschiedlichen Neutrino-Flavour mit der Oszillationswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Energie und summiert diese für jeden Eintrittswinkel auf, so erhält man Abbildung 6.13. Diese zeigt die energiegewichtete Oszillationswahrscheinlichkeit als Funktion des Eintrittswinkels für das Hüdepohl-Modell. In grau ist die Expositionsfunktion potentieller Supernovae in der galaktischen Ebene dargestellt [133]. Die Wahrscheinlichkeit einer Supernovaexplosion ist im südlichen Bereich am höchsten ($\cos(\theta_{zenit}) \rightarrow 0,85$), weil dort die Sterndichte am größten ist. Für die Oszillation von $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ entsteht ein Minimum bei $\cos(\theta_{zenit}) \approx 0,1$ und ein Maximum bei $\cos(\theta_{zenit}) \approx 1$, eine $\bar{\nu}_x \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillation zeigt ein spiegelbildliches Verhalten.

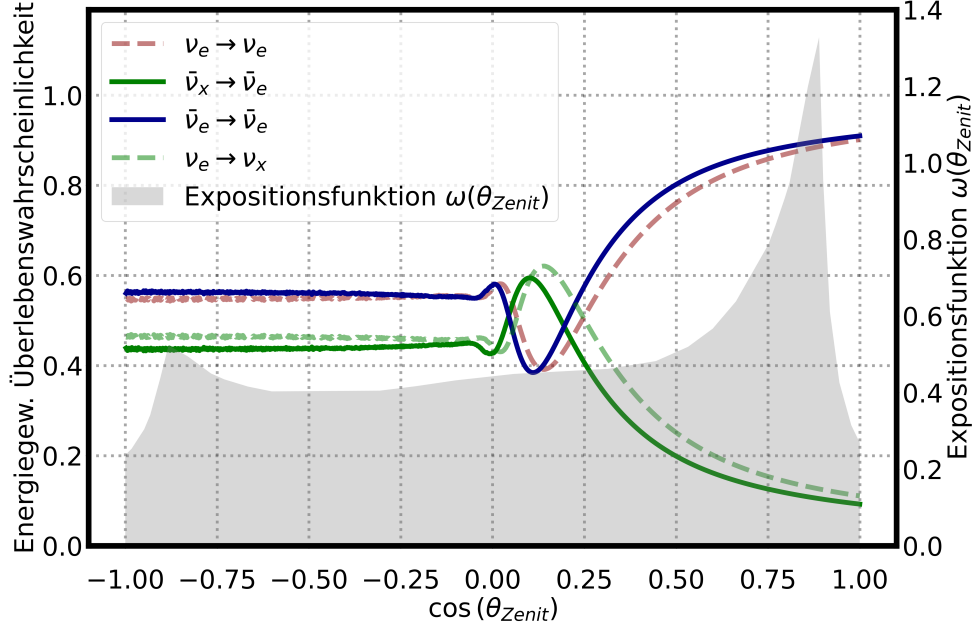


Abbildung 6.13: Energiegewichtete Oszillationswahrscheinlichkeit gegen den Eintrittswinkel als Funktion des Zenitwinkels für das Hüdepohl-Modell. Die Expositionsfunktion potentieller Supernovae ist ebenfalls eingezeichnet [133]. Für eine Supernovaexplosion aus Richtung Süden ($\cos(\theta_{zenit}) \rightarrow 1$) ist die Wahrscheinlichkeit am höchsten.

In Abbildung 6.14 ist die $\bar{\nu}_e$ - und die fiktive $\bar{\nu}_x$ -Detektorantwort, falls IceCube nur die $\bar{\nu}_x$ -Supernova-Neutrinos ($x = \mu, \tau$) detektieren würde, für eine Supernovaexplosion mit der Entfernung von 1 kpc aufgetragen. Ein deutlicher Unterschied, insbesondere in der ansteigenden Phase, ist zu erkennen.

Faltet man nun zum Beispiel die $\bar{\nu}_e$ -Detektorantwort (blaue Linie in Abbildung 6.14) mit dem Minimum der $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillation (blaue Linie in Abbildung 6.13), erhält man die erwartete Rate als Funktion der Zeit für eine Supernova der Position $\cos(\theta_{zenit}) \approx 0,1$ ausschließlich für den Oszillationskanal $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$. Möchte man nun die Gesamtrate für diese Supernova wissen, muss man das gleiche Prozedere für die $\bar{\nu}_x$ -Detektorantwort und das Oszillationsszenario $\bar{\nu}_x \rightarrow \bar{\nu}_e$ durchführen und die erwarteten Raten als Funktion der Zeit addieren. In Abbildung 6.15 sind die Ergebnisse für verschiedene solcher Szenarien im Hüdepohl-Modell für die Zeit um den Akkretionspeak aufgetragen. In rot ist das beschriebene Minimum für eine Supernovaposition $\cos(\theta_{zenit}) \approx 0,1$ zu erkennen, welche durch das $\bar{\nu}_x \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationsszenario dominiert wird, da in dieser Phase der Supernovaexplosion vermehrt $\bar{\nu}_x$ im Vergleich zu $\bar{\nu}_e$ produziert werden. Betrachtet man im Gegenzug den konservativsten Fall keiner Erdsoszillation (blaue Kurve), ergibt sich eine andere Form des Akkretionspeaks. Es lässt sich ebenfalls erkennen, dass sich die Form

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

des Akkretionspeaks je nach Eintrittswinkel leicht verändert. Folglich verfälscht die Erdszillation die gemessene Lichtkurve. Kennt man die Position der Supernova, muss die detektierte Lichtkurve von dem Beitrag der Erdszillation bereinigt werden, um auf die Luminosität zurückschließen zu können.

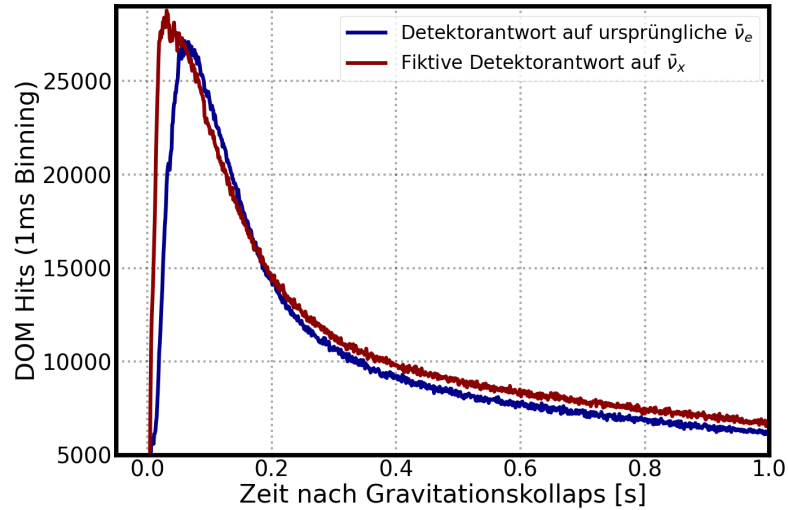


Abbildung 6.14: Die blaue Linie zeigt die Detektorantwort auf die ursprünglichen $\bar{\nu}_e$ -Supernova-Neutrinos und die rote Linie repräsentiert den fiktiven Fall, wenn IceCube nur auf die $\bar{\nu}_x$ -Supernova-Neutrinos ($x = \mu, \tau$) sensibel wäre. Beide Detektorantworten wurden für das Hüdepohl-Modell und eine Entfernung von 1 kpc erzeugt.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

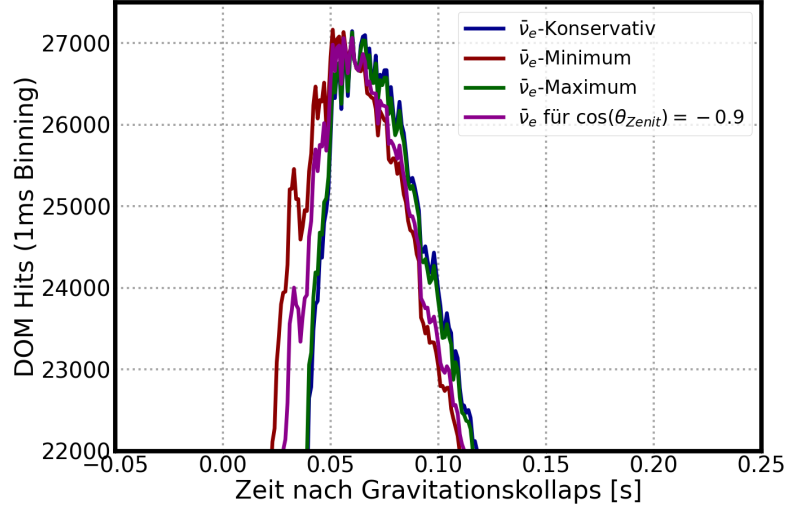


Abbildung 6.15: Erwartete Detektorantwort für verschiedene Eintrittswinkel (Supernovapositionen) um die Zeit des Akkretionspeaks herum. Zur Verdeutlichung des Effekts wurde die y-Skala stark eingeschränkt. Die blaue Linie zeigt den konservativsten Fall ohne jegliche Oszillationseffekte.

Summiert man nun jeweils die DOM-Hits der $\bar{\nu}_e$ - und der oszillierten $\bar{\nu}_x \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Detektorantwort (Abbildung 6.14) über den gesamten Zeitraum auf, multipliziert diese daraufhin jeweils mit der energiegewichteten Oszillationswahrscheinlichkeit des entsprechenden Oszillationsszenarios (Abbildung 6.13) und addiert diese für den passenden Winkel sowie Neutrino-Art, bekommt man die erwarteten Gesamt-DOM-Hits als Funktion des Eintrittswinkels.

In Abbildung 6.16 sind die über den gesamten Supernova-Zeitraum aufsummierten DOM-Hits der Neutrinolichtkurve relative zum Fall keiner Oszillation als Funktion des Eintrittswinkels für den $\bar{\nu}_e$ -Fall zu sehen. Für das Hüdepohl-Modell bildet sich bei $\cos(\theta_{zenit}) = 0$ ($\cos(\theta_{zenit}) \approx 0,1$) ein Maximum (Minimum), für welches IceCube insgesamt 4,9% ($-0,2\%$) mehr (weniger) $\bar{\nu}_e$ -Neutrinos relative zu keiner Oszillation messen würde.

Abbildung 8.10 repräsentiert das Ergebnis für das Schwarze Loch-Modell. Bei einem Eintrittswinkel von $\cos(\theta_{zenit}) \approx 0,75$ ($\cos(\theta_{zenit}) \approx 0$) ergibt sich ein Maximum (Minimum), für welches wir etwa $-1,1\%$ (-24%) weniger Gesamttreffer relative zu keiner Oszillation verzeichnen würden. IceCube ist nicht alleine in der Lage die Supernovrichtung aufzulösen, weshalb man auf andere Neutrinoexperimente oder Messungen elektromagnetischer Spektren zurückgreifen müsste. Im Falle eines Schwarzen Lochs könnte man schauen, wo ein Stern verschwunden ist.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

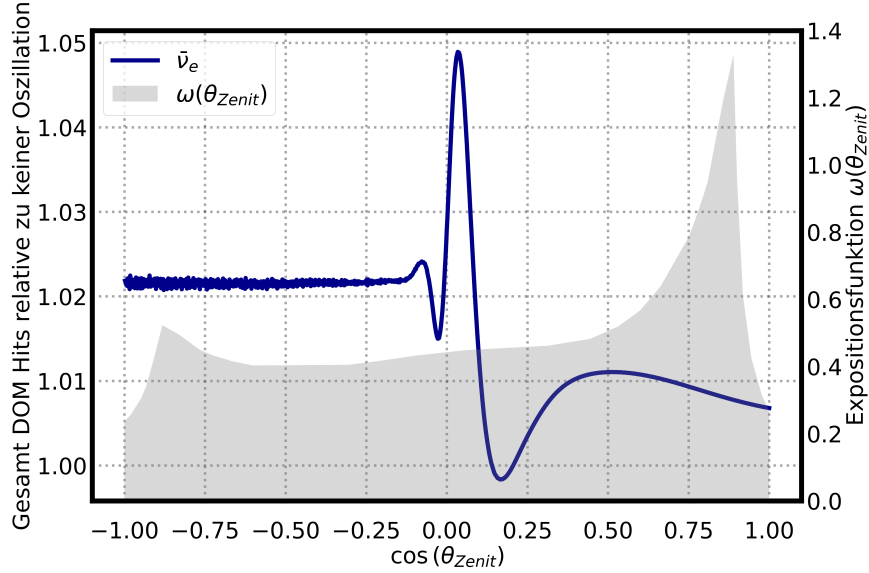


Abbildung 6.16: Gesamt DOM-Hits relative zum Fall keiner Oszillation in der Erde als Funktion des Eintrittswinkels für das Huedepohl-Modell. $\bar{\nu}_e$ repräsentiert die Summe der Fälle $\bar{\nu}_x \rightarrow \bar{\nu}_e$ und $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$. Ebenfalls gezeigt ist die Expositionsfunktion $\omega(\theta_{\text{Zenit}})$.

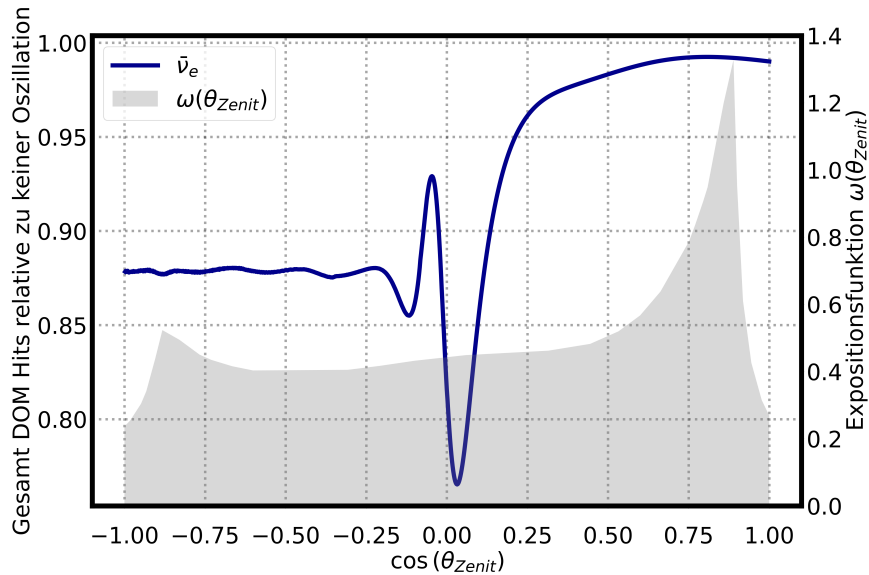


Abbildung 6.17: Gesamt DOM-Hits relative zum Fall keiner Oszillation in der Erde als Funktion des Eintrittswinkels für das Schwarze Loch-Modell. Auch hier repräsentiert $\bar{\nu}_e$ die Summe der Fälle $\bar{\nu}_x \rightarrow \bar{\nu}_e$ und $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$. Die Expositionsfunktion $\omega(\theta_{\text{Zenit}})$ ist ebenfalls gezeigt.

Kombination der systematischen Unsicherheiten

In Tabelle 6.3 sind die für diese Analyse relevanten systematischen Unsicherheiten zusammengefasst. Die systematischen Unsicherheiten der Ratenveränderung, Eisdichte sowie der implementierten Totzeit wurden der Veröffentlichung [91] entnommen. Das verwendete Hüdepohl-Modell wurde als frei von Unsicherheiten behandelt. Da es das einzige Modell von der Masse $8,8 M_{\odot}$ ist, würde sich eine Abschätzung des Modellfehlers als schwierig gestalten. Aufgrund der Vielfalt der verschiedenen, existierenden Modelle bei anderen Massen liegt es dennoch nahe, dass die Unsicherheit nicht vernachlässigbar ist. Sollte eine Supernova mit einer hohen Präzession beobachtet werden, sollte eine sorgfältige Untersuchung der elektromagnetischen Spektren und der Neutrino-Lichtkurve die Modellparameter einschränken lassen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die systematischen Unsicherheiten des effektiven Positronvolumens, des Wirkungsquerschnitts der Sauerstoffstreuung wie auch die systematische Unsicherheit aufgrund der winkelabhängigen MSW-Oszillation neu abgeschätzt. Mit Hilfe einer gaußschen Fehlerfortpflanzung folgt ein oberer Fehler von 16,5 % und ein unterer Fehler von $-14,6\%$. Für den systematischen Fehler aufgrund der Positionsabhängigkeit der Erdoszillation und für die Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts der Sauerstoffstreuung wurden die Werte des Hüdepohl-Modells verwendet, da die Analyse auf dieses Modell optimiert wurde.

Quelle der Systematiken	Stat.Fehler [%]	Sys.Fehler [%]
Ratenveränderung im Sliding-Average des 600 s Buffers	1,6	-
Eisdichte als Funktion der Tiefe	-	0,2
Mittlere freie Weglänge von e^- und e^+ im Eis	0,9	5
Unsicherheit aufgrund des effektiven Positronvolumens	1,3	[-13,3, 14,6]
Unsicherheit aufgrund der implementierten Totzeit	-	3
Unsicherheit aufgrund des Wirkungsquerschnittes des Inv. β -Zerfalls	-	< 1
Unsicherheit aufgrund des Wirkungsquerschnittes der Elektronenstreuung	-	< 1
Unsicherheit aufgrund des Wirkungsquerschnittes der Sauerstoffstreuung	-	[-0,8, 0,2]
Winkelabhängige MSW-Oszillation im Erdmantel/kern	-	[-0,2, 4,9]

Tabelle 6.3: Zusammenfassung der für diese Analyse relevanten systematischen Unsicherheiten.

6.4 Datenselektion

In diesem Teil der Arbeit werden Daten des Myon- wie auch des Supernova-Datennahmesystems ausgewertet. Die verwendeten Datensätze liegen als ROOT-Dateien vor. Für die Offline-Analyse werden die Supernovadaten von der SNDAQ zur Verfügung gestellt. Die SNDAQ bekommt die Supernova-Scaler Daten von der pDAQ bereit gestellt, fasst diese in verschiedene, synchronisierte Zeitintervalle pro DOM zusammen und berechnet daraus eine Signifikanz ξ als Maß für einen Supernova-Kandidaten (Kapitel 5). Die Supernova Datenakquise schreibt am Ende jedes Runs die Signifikanz und Datenqualitätswerte in 500 ms wie auch die Rohdaten heraus. Unter anderem wird für jedes Zeitintervall (500 ms, 1,5 s, 4 s und 10 s) das Signal $\Delta\mu$, der Signalfehler $\sigma_{\Delta\mu}$, der Trigger-Zeitpunkt wie auch die Anzahl der aktiven Kanäle (DOMs) gesichert. Für eine genaue Liste der gespeicherten Parameter wird auf den Anhang von [134] verwiesen.

Das Myon-Datennahmesystem (DST-Daten) speichert für jeden Run die verzeichnete Gesamtanzahl von Treffern einzelner rekonstruierter Ereignisse mit dem dazugehörigen Zeitstempel (Siehe Abschnitt 4.4.1). Diese sogenannten Myondaten werden im späteren Verlauf verwendet, um die Supernovadaten von dem Myonbeitrag zu bereinigen.

Die DST-Daten untergliedern sich in Runs wie auch Sub-Runs (deutsch: *Teilläufe*). Aufgrund der jahreszeitlichen Variation der Myonrate variiert auch die Datenmenge, weshalb ein Sub-Run im Sommer eine Länge von 270 s und im Winter von 330 s hat. Treten keine Probleme wie z.B. eine fehlerhafte Datennahme auf, umfasst ein vollständiger Run ungefähr acht Stunden. Damit die Daten vergleichbar sind, werden die DST-Daten ebenfalls in den von der SNDAQ vorgegebenen entsprechenden Zeitintervallen zusammengefasst. Die Datenstruktur der DST-Daten ist im Anhang der Arbeit [134] zu finden. Es wurden zunächst nur myonkorrigierte Signifikanz-Proxys unterhalb von $\xi_{korrr}^{proxy} < 7$ betrachtet (siehe Abschnitt 6.4.7), um eine blinde Analyse durchführen zu können.

Diese Arbeit verwendet Daten der Konfigurationen IC40, IC59, IC79, IC86 und IC86-II (Tabelle 6.4). Die zu analysierenden Datensätze beginnen mit dem Run 110847 am 17. April 2008 um 03:43:49 Uhr und enden mit dem Run 133573 am 31. Dezember 2019 um 19:12:57 Uhr. Dieser Zeitraum deckt 4275 Tage der Datennahme ab.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

Detektorgeneration	Erster Run	Letzter Run	Startzeitpunkt	Endzeitpunkt
IC40	110749	113822	01.04.2008	20.05.2009
IC59	113823	115968	20.05.2009	30.05.2010
IC79	115975	118174	31.05.2010	13.05.2011
IC86	118175	-	13.05.2011	-

Tabelle 6.4: Die verschiedenen Detektorgenerationen und deren erster/letzter Run sowie die Start- und Endzeitpunkte [135]. Diese Tabelle ist nur als grober Anhaltspunkt zu sehen, da den Übergängen der Detektorgenerationen in der Regel mehrere Test-Runs vorangegangen sind.

Die Güte eines Datensatzes wird durch die sogenannte Good-Run-Liste charakterisiert. Ein Run wird als gut markiert, falls er folgende Merkmale erfüllt [136]

1. Korrekte physikalische Konfiguration
2. Mindestlaufzeit von 10 min oder eine ausreichende Anzahl an aufgenommenen Ereignissen
3. Keine externen Lichtquellen
4. Keine signifikanten Probleme während des Runs
5. Überprüfung und Verifizierung der Runs durch ein Kollaborationsmitglied
6. Stabile Rate und keine Probleme bei der Prozessierung der Ereignisse
7. Kein Auftreten anderer bekannter Probleme

Die Einträge der Good-Run-Liste enthalten die Nummer des Runs an der ersten Stelle, gefolgt von dessen Datum, der Dauer des guten Status in Stunden, dem Status der IceCube und IceTop Subdetektoren, der Vollständigkeit von IceCube sowie abschließend eine Qualifizierung des Runs. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zunächst ein grober Qualitätsschnitt anhand der Good-Run-Liste durchgeführt: Runs mit der Qualifizierung Faulty (deutsch: *Defekt*) wurden aus der Analyse entfernt.

6.4.1 DST-Daten

Für die erste Hälfte der Analyse wurden die DST-Daten verwendet. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit war dieses Datenformat jedoch nur bis Run 127950 verfügbar. Ab Run 127951, welcher am 20.05.2016 um 20:50:02 Uhr startete, wurden die SimpleDST-Daten verwendet. Die SimpleDST-Daten enthalten im Gegensatz zu den DST-Daten keine IceTop-Trigger, weshalb die Gesamtrate etwas niedriger liegt. Es ist anzumerken, dass die Trigger für die SimpleDST/DST-Daten nicht alle Myonen, insbesondere

solche, die im oberen Teil des Detektors absorbiert werden, registriert. Hierdurch kann der Untergrund der Supernovadaten nicht vollständig von dem Einfluss der Myonen befreit werden.

Erste Schnitte

In Abbildung 6.18 ist die Zeitdifferenz Δt zwischen den zeitlich nächsten Treffern des DST-Runs 124464 zu sehen. Das betrachtete Intervall ist $0\text{ s} < \Delta t < 0,012\text{ s}$. Der Run startete am 24. März 2014 um 06:40:11 Uhr und endete am 24.03.2014 um 14:10:20 Uhr. Insgesamt umfasst der Run 83084189 Treffer. Es lässt sich eine Lücke zwischen $\Delta t \sim 6 \cdot 10^{-3}\text{ s}$ und $\Delta t \sim 1 \cdot 10^{-2}\text{ s}$ erkennen. Dies sind charakteristische Zeitdifferenzen innerhalb der DST-Daten, welche durch die Übergänge zwischen einzelnen Sub-Runs entstehen. In Abbildung 6.19 sind die Zeitdifferenzen für das erwartete Intervall $0,01\text{ s} \leq \Delta t \leq 0,12\text{ s}$ und alle Daten des Jahres 2014 dargestellt. Hier sind keine offensichtlichen Lücken zu erkennen. Abbildung 8.28 im Anhang betrachtet wiederum das Intervall $10\text{ s} \leq \Delta t \leq 120\text{ s}$. Die beobachteten Lücken in den Zeitdifferenzen haben unterschiedliche Ursachen. Das Myon-Datennahmesystem operiert unabhängig von der SNDAQ. Verzeichnen die Computerressourcen des Systems einen kurzzeitigen Ausfall oder einen Fehler entstehen Lücken zwischen den einzelnen Treffern. Weitere Gründe werden im Anhang erläutert (Siehe Abschnitt 8.4.1 und 8.4.2).

Damit keine Nulleinträge oder signifikanten Ratenänderungen in den gebinnnten Myon-daten entstehen, wurde vor und nach jeder zeitlichen Lücke $\Delta t \geq 0,01\text{ s}$ in den 500 ms gebinnnten Myon- wie auch Supernovadaten im Bereich $\pm 1,5\text{ s}$ weggeschnitten. Die 1,5 s wurden wegen der zugrundeliegenden 1,5 s-Binnierung gewählt. Die prozentualen Verluste aufgrund der Schnitte sind in Tabelle 6.7 niedergeschrieben.

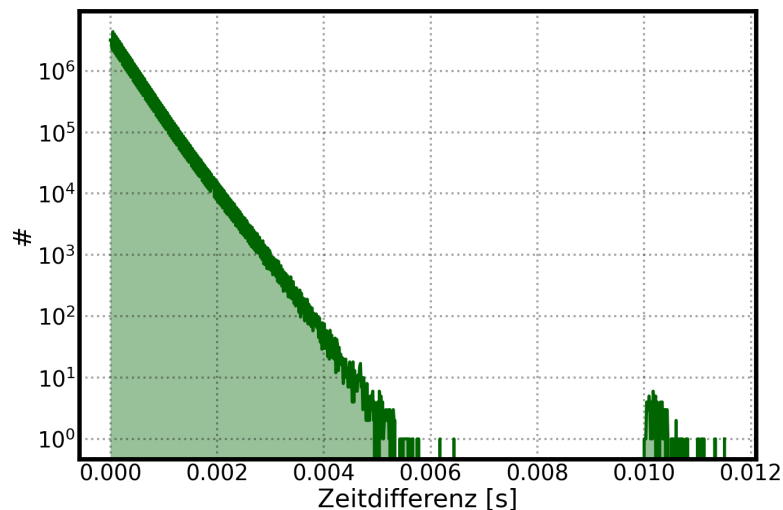


Abbildung 6.18: Zeitdifferenzen Δt von aufeinander folgenden Treffern des DST-Beispiel-Run 124464

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

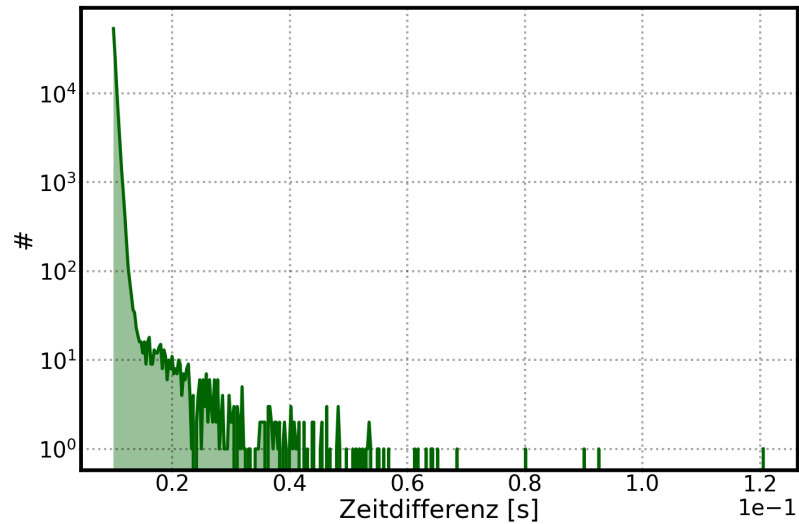


Abbildung 6.19: Zeitdifferenzen $0,01\text{ s} \leq \Delta t \leq 0,12\text{ s}$ von aufeinander folgenden Treffern der DST-Daten des Jahres 2014.

6.4.2 SNDAQ-Daten

In diesem Unterkapitel werden die Qualitätsschnitte auf verschiedene Parameter der SNDAQ-Daten vorgestellt. Die Qualität der Daten hängt stark davon ab, ob das Supernova-Datennahmesystem stabil und fehlerfrei funktioniert. Die Daten müssen unter anderem auf Störquellen wie z.B. :

- fehlende Strings/DOMs
- künstliche Lichtquellen bzw. andere externe Störungen
- ausgefallene Elektronik sowie Fehler in der Datennahme oder Kalibrierung

untersucht werden. Die Datenbereinigung findet in der 500 ms-Binnierung statt und wird danach in die optimale Binnierung der Breite 1,5 s überführt.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

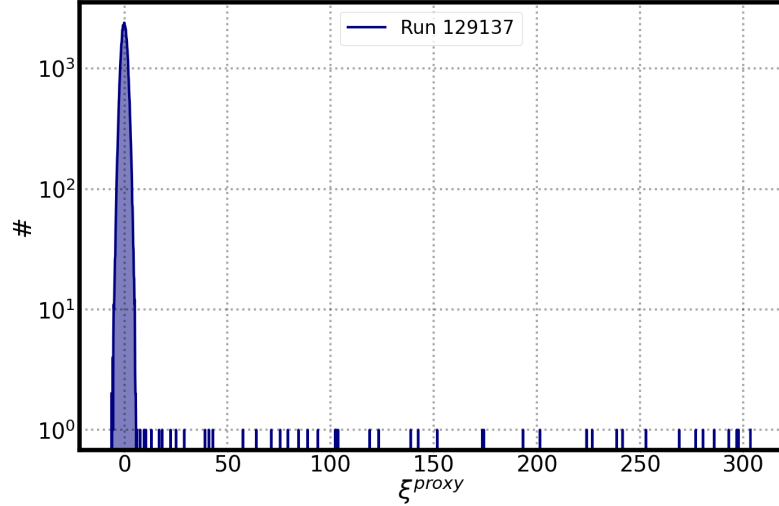


Abbildung 6.20: Verteilung des Signifikanz-Proxys des Runs 129137. Während dieses Runs führte ein chinesisches Flugzeug Radarmessungen am Südpol durch.

Ein passendes Beispiel für solch eine Störquelle, welche die Ergebnisse verfälscht, konnte in Run 129137 gefunden werden. Dieser startete am 03. April 2017 um 22:48:39 Uhr und endete am 04. April 2017 um 06:48:46 Uhr. Während dieses Runs führte ein chinesisches Basler Flugzeug Radarmessungen über dem Südpol durch und deponierte auf diese Weise inhomogen elektromagnetische Strahlung im Detektor. Abbildung 6.20 zeigt die Signifikanz-Proxy-Verteilung in der 500-ms-Binnierung des Runs. Es sind sehr hohe Signifikanz-Proxys⁸ $\xi^{proxy} > 10$ zu erkennen, welche eigentlich ein sehr starkes Indiz für eine Supernova darstellen. Das Supernova-Datennahmesystem identifizierte diese Werte jedoch nicht als Supernova-Kandidaten und verschickte auch keinen Alarm, da die Homogenität der Erleuchtung⁹ χ^2 außerhalb der definierten Schwelle lag. Für eine große Zahl an Freiheitsgraden ($N_{DOM} - 1$) folgt χ^2 in sehr guter Näherung einer Gaußverteilung mit $\sigma = \sqrt{2 \cdot N_{DOM} - 2}$ [16]. Ab einer Detektorkonfiguration von etwa 40 optischen Modulen ist die Homogenität ein verlässlicher Parameter zur Identifizierung von lokalen, isolierten Erhellungen im Detektor [137]. Damit eine Signifikanz als Supernova-Kandidat eingeordnet wird, muss die Homogenität innerhalb des 99,9%-Bereichs der erwarteten Verteilung liegen ($0,0005 \leq p(\chi^2) \leq 0,9995$) [16].

Das hier angeführte Beispiel des Runs 129137 zeigt, dass die Datennahme wie auch Charakterisierung eines Supernova-Kandidaten in der Regel robust funktioniert, aber die Daten ausführlich geprüft werden müssen, bei Einhaltung des Blindness-Kriteriums (Abschnitt 6.6.1). Im weiteren Verlauf werden identifizierte Probleme exemplarisch

⁸Zum Einordnen der Signifikanzwerte wird auf Abschnitt 6.2.3 verwiesen.

⁹Die Homogenität der Erleuchtung ist definiert als $\ln \mathcal{L} = \frac{1}{2} \chi^2(\Delta\mu) + c$ mit \mathcal{L} nach Gleichung 5.1.

dargestellt und verschiedene Qualitätsschnitte eingeführt.

6.4.3 Scaler Überlauf einzelner Module

Am 13. Mai 2012 um 16:58:43 wurde von der SNDAQ eine Signifikanz $\xi^{proxy} = 63.17$ getriggert und eine E-Mail an die Kollaboration versendet. In Abbildung 6.21 ist die Signifikanzverteilung des Runs 120130 mit zwei Signifikanzausreißern zu sehen. Grund dieser Ausreißer ist ein unphysikalisches Ratenerhöhung über 0.7s des DOMs 29-27 *Amychophobia*, da negative Ganzzahlnwerte in große UShort-Werte umgewandelt wurden. Der Programmfehler wurde daraufhin gefunden und behoben. Das Problem trat bereits zuvor auf, obwohl keine Alarme versendet wurden. Die Runs 113563, 113569 und 113980 sind ebenfalls betroffen und wurden daher für diese Datenselektion nicht weiter berücksichtigt.

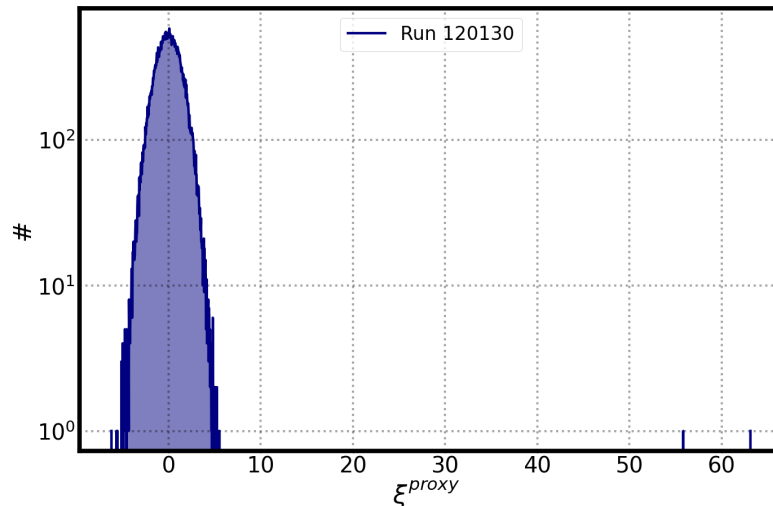


Abbildung 6.21: Signifikanz-Proxy-Verteilung des Runs 120130.

6.4.4 Schnitt auf die Dauer des Runs

Wie bereits in Abschnitt 4.4 beschrieben, werden die Scaler-Daten von der pDAQ an die SNDAQ übermittelt, welche dann weitere statistische Analysen auf der Basis der Rohdaten durchführt. Zusätzlich testet das Supernova-Datennahmesystem bereits während des Runs, ob Unterbrechungen des Datenstroms zwischen beiden Datennahmen stattfinden. Wird solche eine Lücke verzeichnet, wird die Datennahme unterbrochen und mit der Ankunft der neuen Daten in einem Sub-Run fortgeführt. Gleichwohl können Softwareprobleme der SNDAQ selbst zu solchen Unterbrechungen führen. Zum Beispiel muss aktuell die das Supernova-Datennahmesystem nach einem gewissen Zeitintervall neu gestartet werden, da der verwendete RAM-Nutzung langsam anwächst. Die Ursache für dieses Problem ist zu diesem Zeitpunkt noch nicht bekannt.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

Die zuvor durchgeführte Datenausschlüsse aufgrund der Good-Run-Listen gründet auf der Basis der pDAQ und beachten keine Probleme seitens der SNDAQ sowie Probleme durch die Datenübermittlung zwischen beiden Datennahmesystemen. Die pDAQ und SNDAQ agieren größtenteils getrennt voneinander, weshalb einzelne Kriterien für die Supernovadaten nochmals genauer betrachtet werden müssen.

Das Supernova-Datennahmesystem berechnet die Analyseergebnisse mit symmetrischen 5 min Seitenbänder vor und nach jedem Analysefenster der Länge 30 s. Am Anfang und am Ende jedes Runs wird jeweils ein asymmetrisches Seitenband verwendet. Jeder Run muss folglich eine Mindestlänge von 330 s aufweisen. Die Good-Run-List fordert wiederum eine Mindestlänge von 10 min. Da der Datenverlust bei anheben der Mindestlaufzeit der (Sub-) Runs von 10 min auf 30 min vernachlässigbar ist, entschied man sich für diese Schnittgrenze auf die Runddauer. In Abbildung 8.56 sind die Laufzeit der Runs nach Korrektur der Bad-Runs für das Jahr 2017 mit der entsprechenden Schnittgrenzen aufgetragen. Für das Jahr 2017 ergibt sich ein Verlust aufgrund des Schnittes von 0,17%. Im Anhang dieser Arbeit (Abschnitt 8.5.1) sind die Laufzeit-Histogramme der anderen Jahre zu finden.

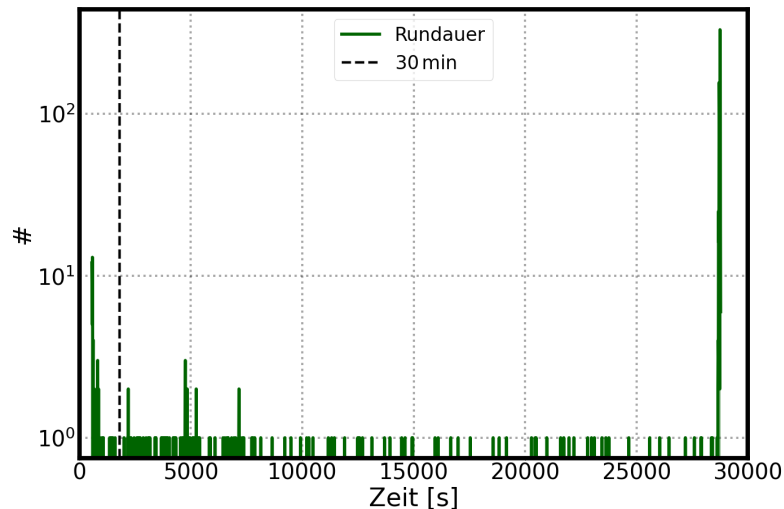


Abbildung 6.22: Runddauer der Good-Runs des Jahres 2017 mit der Schnittschwelle bei 30 min.

6.4.5 Schnitt auf die Anzahl der DOMs

Damit die Supernovasensitivität nicht aufgrund fehlerhafter Module sinkt und verzerrt wird, validiert das Supernova-Datennahmesystem ständig die Stabilität sowie das Verhalten der einzelnen DOMs. Die Module werden im Rahmen der Echtzeitanalyse dynamisch anhand der folgenden statistischen Qualitätsparameter gecheckt:

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

- Der Mittelwert $\mu = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N r_i$ prüft auf uncharakteristisch niedrige oder hohe DOM-Raten (r_i).
- Die Verbreiterung (Fanofaktor) $\sqrt{f} = \sigma/\sqrt{\mu}$ checkt die Aufweitung einer Gaußverteilung gegenüber der Poissonverteilung.
- Die Schiefe $s = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N (r_i - \mu)^3 / (\frac{1}{N} \sum_{i=0}^N (r_i - \mu)^2)^{3/2}$ wird zum Identifizieren von stark fluktuierenden Modulen mit kurzen Ratenspitzen verwendet.

Anhand dieser statistischer Parameter entscheidet die SNDAQ für jedes individuelle Zeitintervall von 500 ms, ob der DOM verwendet wird oder nicht. Für nähere Informationen bezüglich der Qualitätsparameter wird auf die Arbeit [16] verwiesen.

In Abbildung 6.23 ist die Gesamtanzahl der qualifizierten Module pro 500 ms des Jahres 2015 nach den vorangegangenen Säuberungsschnitten dargestellt. Unter der Annahme, dass 87 DOMs defekt sind, können im endgültigen Ausbau bis zu 5073 Module an der Datennahme teilnehmen. Fordert man nun, dass noch maximal ein String ausfallen darf, können je nach Ausbaugeneration die Schwellen in Tabelle 6.5 definiert werden. Für das Jahr 2015 folgt ein Verlust auf der Basis des Schnittes von 0,97%. Die DOM-Verteilung pro 500 ms für alle Analysejahre sind in Anhang 8.5.2 zu finden.

Detektorgeneration	Mindestanzahl der DOMs pro 500 ms
IC40	2340
IC59	3400
IC79	4500
IC86	5000

Tabelle 6.5: Geforderte Mindestanzahl an DOMs pro 500 ms in Abhängigkeit von der jeweiligen Detekorgeneration.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

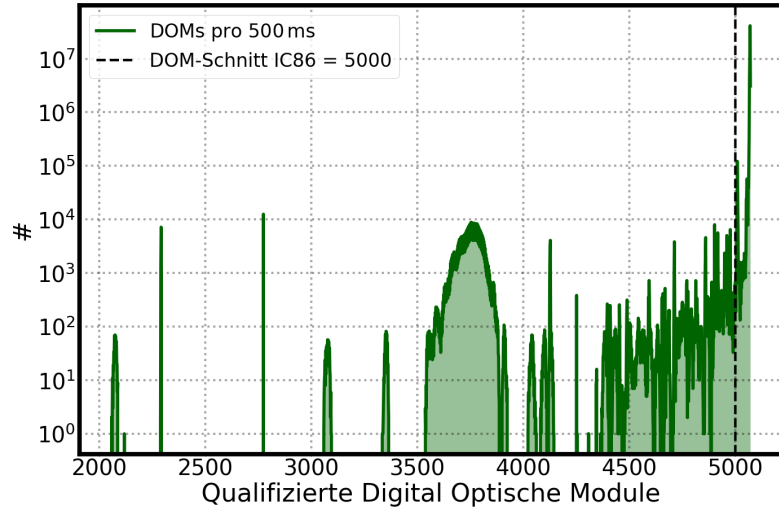


Abbildung 6.23: Qualifizierte DOMs des Jahres 2015 für die Binnierung 500 ms mit der Schnittgrenze bei 5000 DOMs.

Abbildung 6.24 zeigt den Vergleich der DOM-Anzahl des Jahres 2014 für 500 ms (grün) und 1500 ms (orange). Man erkennt Abweichungen zwischen den verschiedenen Binnierungen, wenn man zum Beispiel den Peak der 500 ms-Binnierung bei ~ 3750 DOMs mit dem Peak der 1500 ms-Binnierung bei ~ 3250 DOMs vergleicht. Zunächst würde man erwarten, dass kein signifikanter Unterschied zwischen den qualifizierten DOMs für die verschiedenen Binnierungen bestehen sollte. Um dies zu verstehen muss man die Definition der Qualitätsparameter¹⁰ der SNDAQ genauer betrachten.

Min. μ	Max. μ	Min. \sqrt{f}	Max. \sqrt{f}
100	10000	0,8	2

Tabelle 6.6: Geforderte Qualitätsparameter der SNDAQ pro DOM für das Beispiel der 500 Binnierung.

Tabelle 6.6 zeigt die geforderten Qualitätsparameter für die 500 ms. Die Qualitätsparameter der 500 ms Binnierung wurde für die größeren Binnierungen übernommen und nicht für die höheren Werte, um den entsprechenden Faktor, angepasst. Dies führte dazu, dass weniger DOMs aufgrund der Qualitätsparameter disqualifiziert wurden und die Anzahl der an der Messung beteiligten DOMs für die unterschiedlichen Binnierungen sowie Jahre stark variiert. Auf der Basis dieses Problems wurde entschieden zuerst die Datenselektion in der 500 ms-Binnierung durchzuführen und dann die bereinigten Daten in die 1,5 s-Binnierung umzuwandeln. Abschnitt 6.2.4 motiviert für

¹⁰Diese sind in der Datei *analysis.xml.SPS* festgelegt.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

die Wahl der optimalen Binnierungs-Breite. Für nähere Informationen wird auf den Anhang 8.5.3 verwiesen.

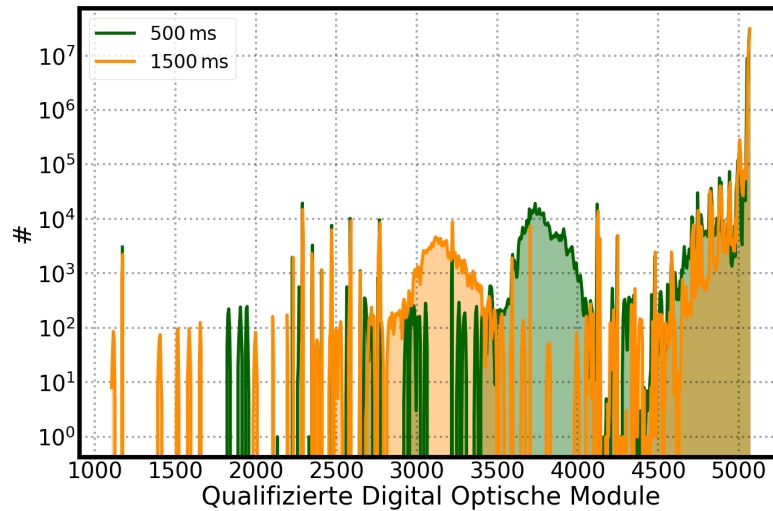


Abbildung 6.24: Vergleich der qualifizierten DOMs des Jahres 2014 für das 500 ms (grün) und 1500 ms (orange) Binnierung.

6.4.6 Verwerfen der ersten Sekunden eines Runs

In den Jahren 2008 bis 2012 wurden in den ersten Sekunden eines Runs verstärkt sehr niedrige Signifikanzwerte von der SNDAQ berechnet. In Abbildung 6.25 ist der Run 119213 als Beispiel angeführt. Auf der linken Seite ist die Signifikanz-Proxy-Verteilung abgebildet. Für die ersten zwei Zeitintervalle des Runs wurden Signifikanz-Proxy-Werte von $\xi^{proxy} = -544.56$ und $\xi^{proxy} = -146.95$ ermittelt. Es gibt das Phänomen, dass einige DOMs in den ersten paar Sekunden nach Runstart niedrigere Raten messen. Das Problem erstreckt sich aber in genannten Jahren teilweise über mehrere Sekunden, weshalb man sich für ein Wegschneiden der ersten 7,5 s entschied. Der rechte Plot in Abbildung 6.25 zeigt die Signifikanz-Proxy-Verteilung nach Verwerfen der ersten 7,5 s im Run. Die darauffolgenden Jahre zeigten das Problem weniger und mit geringer zeitlicher Streuung, darum wurde der Schnitt auf 2,5 s reduziert.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

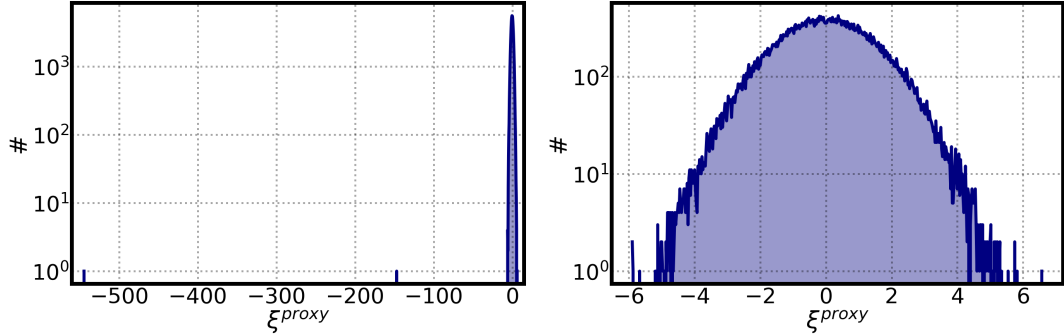


Abbildung 6.25: *Links:* Signifikanz-Proxy-Verteilung des Run 119213. *Rechts:* Signifikanz-Proxy-Verteilung nach dem Wegschneiden der ersten 7,5 s.

6.4.7 Korrektur auf atmosphärische Myonen

Bewegen sich atmosphärische Myonen ausreichend schnell durch das Eis, erzeugen diese Tscherenkow-Strahlung (siehe Abschnitt 2.3.3). Das Supernova-Zählwerk registriert zusätzlich zum Untergrundrauschen die aus den Myoninteraktionen resultierenden Photonen. Das zusätzlich deponierte Licht in den DOMs führt zu höheren Werten bei der Berechnung des Signifikanz-Proxys ξ^{proxy} . Daher werden die Raten nachträglich vom Myonbeitrag bereinigt. Bewegt sich ein atmosphärisches Myon durch das Eis und erzeugt Tscherenkow-Strahlung, werden mehrere DOMs getroffen. Diese Korrelation der DOMs kann zum Beispiel einen SMT8-Trigger (Abschnitt 4.4.1) auslösen. Die Daten des Ereignisses wie z.B. die getroffenen DOMs mit deren Zeitstempel werden dann von der pDAQ rausgeschrieben, woraufhin im nächsten Schritt eine Spur rekonstruiert wird. Der linke Plot in Abbildung 6.26 zeigt die mittlere DOM-Rate pro Stunde aufgrund der Myonentreffer (SimpleDST-Daten) des Jahres 2018. Als Myonentreffer werden die von den Photonen getroffenen DOMs summiert in 500 ms-Intervallen bezeichnet. Die Myon-Modulation zeigt grob den Verlauf einer Cosinus-Funktion mit zusätzlichen komplexen Strukturen. In Abschnitt 6.5 wird auf dieses Thema genauer eingegangen.

Der rechte Plot der Abbildung 6.26 zeigt die Verluste der Myontreffer der 1,5 s Binnierung für die verschiedenen Detektorgenerationen nach Anwenden der beschriebenen Schnitte. Die Anzahl der Myontreffer korreliert stark mit der Anzahl der verbauten digitalen optischen Modulen. Bei genauerer Betrachtung der einzelnen IC-Generationen lassen sich jeweils zwei Peaks erkennen, welche durch Projektionen der jahreszeitlichen Myonvariation entstehen. Um die Korrelation zwischen der Myontreffer und der verbauten DOMs zu korrigieren, wurde die sogenannte DST-Signifikanz ξ^{DST} eingeführt. Die folgende Methode zur Myonkorrektur wurde nach der Regruppierung der Daten in die verwendeten Zeitintervalle durchgeführt. Der

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

ξ^{DST} -Wert berechnet sich für jeden Run wie folgt:

$$\xi^{DST} = \frac{(M_{Hit}^{Bin} - \mu^{Run})}{\sigma^{Run}} \quad , \quad (6.20)$$

mit den Myontreffer pro Zeitintervall M_{Hit}^{Bin} , dem Mittelwert μ^{Run} und der Standardabweichung σ^{Run} der Myontreffer des jeweiligen Runs.

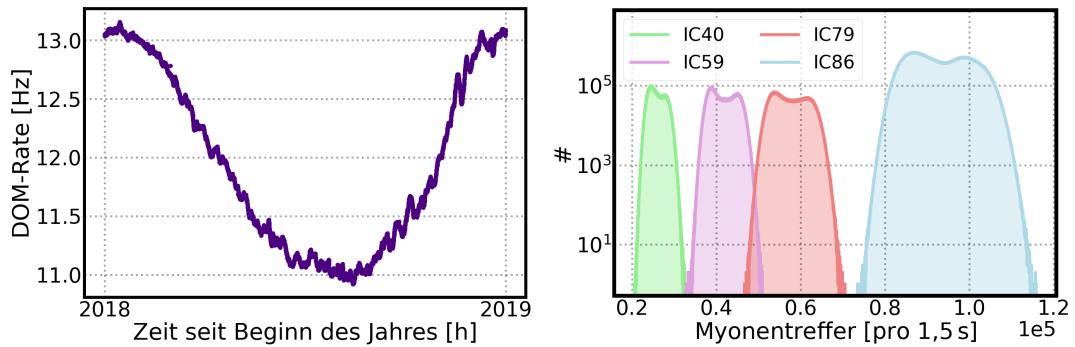


Abbildung 6.26: *Links:* Jahreszeitliche Myonen-Modulation des Jahres 2018. *Rechts:* Myonentrefferanzahl-Verteilung der verschiedenen Detektorgenerationen.

Abbildung 6.27 zeigt die DST-Signifikanz ξ^{DST} des vollständigen Datensatzes (12 Jahre) nach den Schnitten. Die ξ^{DST} -Wahrscheinlichkeitsdichte ist gaußverteilt, die Korrelation zwischen Anzahl der DOMs und der Myontreffer besteht für diese Größe nicht mehr. Ein weiterer Vorteil ist, dass die DST-Signifikanz im Gegensatz zur Myonentrefferanzahl nicht sensibel darauf ist, wenn z.B. in einem Run ein String ausfällt. Bei höheren Signifikanzwerten sieht man einen leichten Überschuss gegenüber der Gauss'schen Erwartung. Da die Treffer in den DOMs durch die zugrundeliegende Spur korreliert sind, funktioniert der zentrale Grenzwertsatz nicht mehr perfekt.

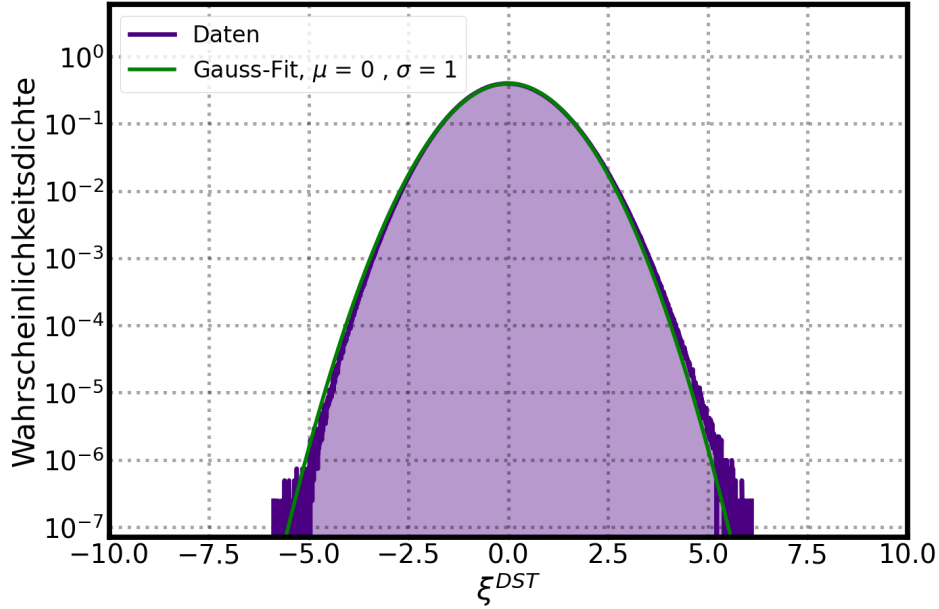


Abbildung 6.27: ξ^{DST} -Verteilung der Jahre 2008-2019. Die grüne Linie repräsentiert einen Gauß-Fit.

Die eigentliche Myonkorrektur wird nun auf der Basis der DST-Signifikanz durchgeführt und findet für jeden Run separat statt. Als Beispiel für die Korrektur wird hier Run 131421 aufgeführt. Dieser startete am 23. August 2018 um 13:13:46 Uhr und endete am 23. August 2018 um 21:13:14 Uhr. Er lief 28645s fehlerfrei. In Abbildung 6.28 sind links die Myontreffer-Verteilung und rechts die ξ^{DST} -Verteilung in der 1,5s-Binnierung des Runs zu sehen. Im nächsten Schritt wird die Korrelation der Supernova-Signifikanz ξ^{proxy} und der DST-Signifikanz ξ^{DST} (Abbildung 6.29) linear gefittet. Die Steigung m und der y-Achsenabschnitt b des Fits werden dann wie folgt zur Korrektur verwendet [134]:

$$\xi_{korr}^{proxy} = \xi^{proxy} - m \cdot \xi^{DST} - b \quad . \quad (6.21)$$

Der rechte Plot der Abbildung 6.29 zeigt die Dekorrelation der ξ_{korr}^{proxy} und der ξ^{DST} nach der Myonkorrektur.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

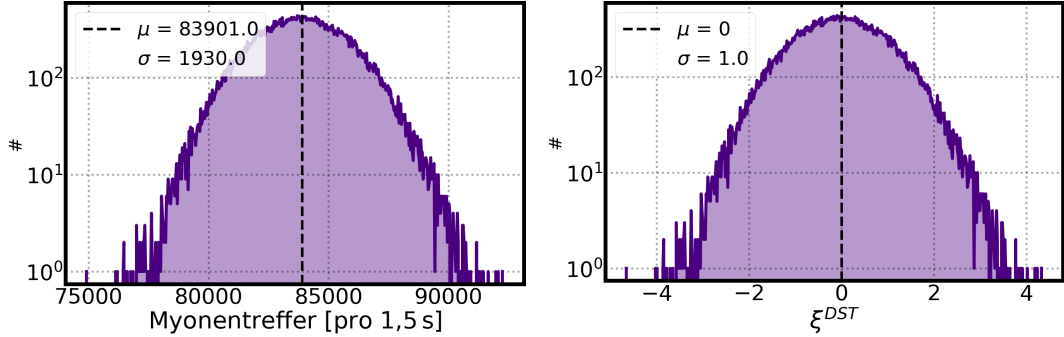


Abbildung 6.28: *Links*: Myonentreffer-Verteilung des Runs 131421. *Rechts*: ξ^{DST} -Verteilung des Runs 131421.

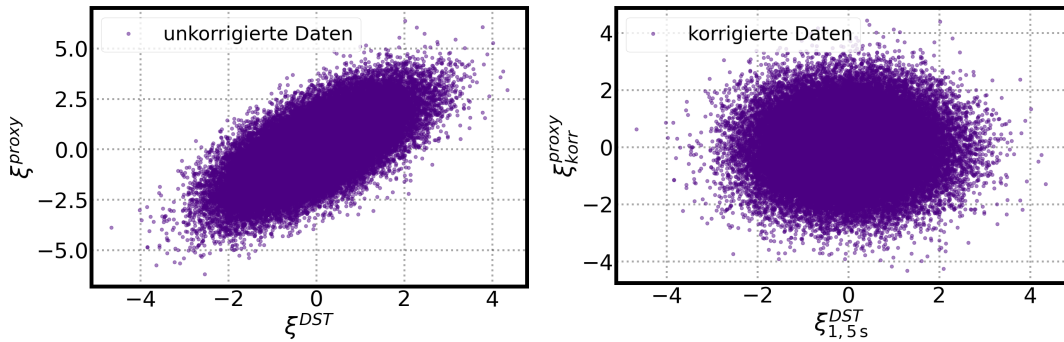


Abbildung 6.29: *Links*: Korrelation der ξ^{proxy} und ξ^{DST} vor der Myonkorrektur des Runs 131421. *Rechts*: Dekorrelierte Daten ξ_{korr}^{proxy} und ξ^{DST} des Runs 131421.

Der Abbildung 6.30 sind die Signifikanz-Proxy-Verteilungen in Run 131421 vor und nach der Korrektur unterhalb des Blindness-Schnitts zu entnehmen. Die atmosphärischen Myonen tragen nur in einem geringem Maße zu Ratenerhöhung einzelner DOMs bei (siehe linke Abbildung 6.26). Wie man an der Signifikanz-Proxy-Verteilung vor der Korrektur sieht, verändert sich allerdings die Form der Verteilung deutlich durch die korrelierten Treffer. Die ξ^{proxy} -Verteilung ist nicht nur breiter, sondern der Myonbeitrag führt zusätzlich zu asymmetrischen Schwänzen¹¹, was das Modellieren der Verteilung erschwert (siehe auch Abbildung 6.27). Die Mittelwert wie auch die Standardabweichung der Signifikanz-Proxy-Verteilung reduziert sich nach der Korrektur von $\mu = 0,02$ und $\sigma = 1,45$ zu $\mu^{korr} = 0,0$ und $\sigma^{korr} = 1,07$. Die Verbreiterung

¹¹Im Anhang (Abbildung 8.74) ist die Signifikanz-Proxy-Verteilung vor und nach der Myonkorrektur für die Jahre 2008-2020 in einer Grafik zu sehen. Hier lässt sich eindrucksvoll der Unterschied zwischen der unkorrigierten und myonkorrigierten Signifikanz-Proxy-Verteilung erkennen.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

der Signifikanz-Verteilung aufgrund der Myonen nähert sich durch die Korrekturmethode der Gaußschen-Erwartung mit $\sigma_{Gau\beta} = 1,0$ an. Eine weitere Annäherung an den idealen Wert ist jedoch aufgrund einzelner Myonen, die nicht getriggert werden, nicht möglich. In [95] wurden Anstrengungen unternommen, um auf der Basis der HitSpool-Daten den Myonbeitrags weiter zu unterdrücken.

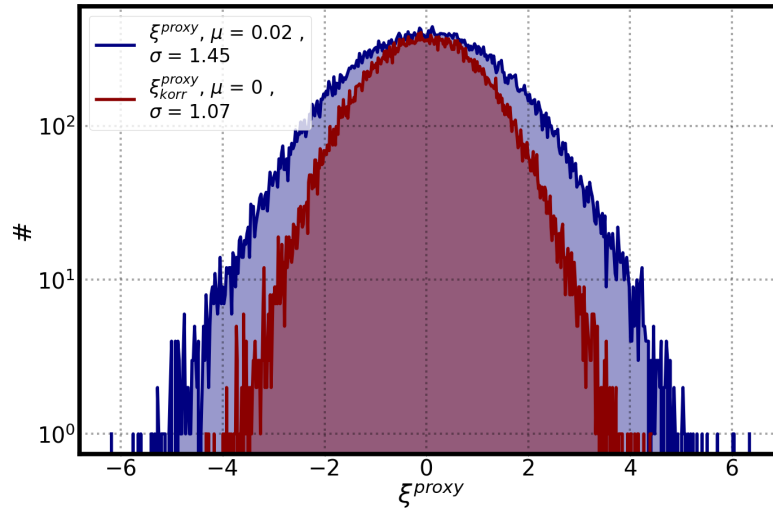


Abbildung 6.30: Vergleich der Signifikanz-Proxy-Verteilungen vor und nach der Myonkorrektur für Run 131421.

6.4.8 Diskussion der Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der einzelnen Schnitte für jedes Jahr zusammengefasst und in Tabelle 6.7 diskutiert.

In der zweiten und dritten Spalte sind die SNDAQ-Bereitschaftszeit (Uptime) und die sogenannten unkorrigierte Uptime aufgeführt. Der prozentuale Anteil des Jahres in welcher die SNDAQ-Daten verarbeitet werden, wird durch die SNDAQ-Uptime repräsentiert. Die unkorrigierte Uptime beschreibt den Anteil der Daten relativ zum gesamten Jahr nach dem zusammenfassen der DST/Simple-DST-Daten und der Supernova-Daten. Die Diskrepanz der beiden prozentualen Anteile resultiert z.B. aus fehlenden oder fehlerhaften DST/Simple-DST-Daten. Die Prozentwerte wurden relativ zum vorherigen Schnitt, in der Tabelle von links nach rechts, bestimmt.

Die vierte Spalte von Tabelle 6.7 zeigt die jährlichen Verluste aufgrund der Beschränkung auf die Good-Run-Liste. Die Jahre 2009, 2010 und 2011 zeigen die höchsten Verluste, was auf die Aufbauphase des Detektors zurückzuführen ist. Auch 2012 ist hier von noch betroffen, da sich verschiedene Probleme z.B. in der Datennahme oder der Elektronik erst im laufenden Betrieb bemerkbar machten. Ab den Jahren 2013/2014 haben sich die Verluste signifikant reduziert.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

Die fünfte Spalte der Tabelle repräsentiert die Verluste aufgrund des Schnittes auf die Runddauer. Die Werte schwanken um den Mittelwert $\mu_l = 0,30\%$ mit einer Standardabweichung $\sigma_l = 0,11\%$. Es sind keine signifikanten Ausreißer vorhanden.

Die sechste Spalte zeigt die Einbußen wegen des Schnittes auf die Zeitlücken in den DST/SimpleDST-Daten. Die Jahre 2012 (Abschnitt 8.4.1) und 2013 (Abschnitt 8.4.1) stechen hier besonders heraus. In diesen Jahren traten vermehrt Probleme mit dem Myondatennahmesystem sowie dessen Hardware auf.

Die siebte Spalte demonstriert den Schwund durch den Schnitt auf eine Mindestanzahl an beteiligten DOMs pro Zeitintervall. Bis auf das Jahr 2014 können keine signifikante Unterschiede verzeichnet werden. Es gibt keinen dominierenden Grund, warum in diesem Jahr vermehrt DOMs unterhalb des Qualitätsschnitts liegen.

In der vorletzten Spalte sind die Verluste durch das Wegschneiden der ersten Sekunden eines jeden Runs zu sehen. Die neunte und letzte Spalte präsentiert die Analyse Uptime der jeweiligen Jahre. Hieraus ergibt sich eine über die Jahre gemittelte Analyse-Uptime von 91,73%. Bezogen auf die gemittelte SNDAQ-Uptime von 98,36% resultiert ein relativer, mittlerer Verlust durch die Anwendung der Schnitte von 6,6%.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Analyse am 17. April 2008 um 03:43:54 Uhr startete und 11,71 Jahre später am 31. Dezember 2019 um 19:12:24 Uhr endete. Berücksichtigt man alle Verluste, ergibt sich ein Dauer der analysierbaren Daten von 10,74 Jahren.

Im folgenden Abschnitt 6.5 wird die Qualität der Daten zunächst im Frequenzraum getestet und auf repetitive astrophysikalische Signale hin untersucht.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

Jahr	SNDAAQ Uptime	Unkorrigierte Uptime	Bad Run	Rundauer	DST	DOM	Erste-Sekunden	Analyse Uptime
2008	96,59	95,97	3,33	0,26	0,08	0,004	0,03	92,27
2009	96,04	94,24	8,27	0,21	0,08	0,01	0,03	85,64
2010	97,85	96,68	5,42	0,14	0,24	0,93	0,03	89,92
2011	97,98	96,8	5,11	0,41	0,01	0,82	0,03	90,42
2012	97,51	96,15	4,80	0,52	8,21	0,12	0,03	82,47
2013	98,15	97,19	1,17	0,31	5,03	0,5	0,01	90,17
2014	98,30	97,50	1,88	0,42	1,34	1,97	0,01	91,88
2015	99,47	97,86	0,38	0,31	1,44	0,97	0,01	94,75
2016	99,70	98,69	0,20	0,31	3,17	1,06	0,01	93,94
2017	99,71	97,91	0,27	0,17	0,65	0,88	0,01	95,93
2018	99,74	98,58	0,36	0,25	0,27	0,91	0,01	96,78
2019	99,32	98,75	0,46	0,25	0,34	1,14	0,01	96,55

Tabelle 6.7: Ergebnisse der Qualitätsschnitte für die einzelnen Jahre in Prozentpunkten.

6.5 Frequenzraumanalyse

Die Frequenzraumanalyse wird mit Hilfe des Lomb-Scargle Periodogramms [138, 139] durchgeführt. Das Periodogramm ist ein anerkannter Algorithmus in der astronomischen Gemeinschaft und eine Verallgemeinerung der Fourier-Transformation zum identifizieren sowie charakterisieren von periodischen Signalen, welche in ungleichmäßig abgetasteten Zeitreihen vorliegen.

In diesem Kapitel wird die Frequenzraumanalyse der Supernova-Scaler Daten vorgestellt. Zur Erinnerung: Die Supernova-Scaler Daten der einzelnen DOMs werden von der pDAQ an die SNDAQ in asynchrone Zeitintervalle der Länge 1,6384 ms weitergeleitet (siehe Abschnitt 5.1). Die SNDAQ restrukturiert und synchronisiert die Intervalle jedes DOMs in 2 ms Zeitintervalle, welche danach zu je 500 ms zusammengefasst werden. In den ROOT-Dateien wird dann die über alle DOMs gebildete Summe der Supernova-Scaler Daten pro 500 ms-Binnierung abgespeichert. Auf deren Basis kann daraufhin eine Frequenzanalyse der Supernova-Scaler-Rate durchgeführt werden.

Die Analyse des Frequenzraums motiviert sich durch die folgenden Punkte:

- Der Suche nach repetitiven astrophysikalischen Signalen¹² wie z.B. Pulsaren.
- Die Untersuchung des Einflusses von kosmischer Strahlung auf die Supernova-Scaler Daten.
- Testen der Daten auf fehlerhafte Datennahme, Software sowie auf bislang unbekannte Detektoreffekte.

Zunächst wird auf die mathematischen Grundlagen des Lomb-Scargle Periodogramms eingegangen. Daraufhin folgt die Untersuchung der Daten im Frequenzraum. Beispielfhaft wird zuerst die Bereinigung der Daten anhand der Binnierung pro Tag vorgestellt. Danach wird die Methode zur Quantifizierung der Peaks vorgestellt. Abschließend werden die einzelnen Jahre in der feinsten Sekunden-Binnierung näher betrachtet.

6.5.1 Mathematische Grundlagen des Lomb–Scargle Periodogramms

Sich wiederholende Signale können mit Hilfe mathematischer Techniken analysiert werden. Die bekannteste Technik ist die Fourier-Analyse, welche voraussetzt, dass das Signal in äquidistanten und lückenlosen Zeitintervallen abgetastet wird. Ist dies nicht der Fall, da die zu analysierenden Daten z.B. zeitliche Lücken enthalten, ist eine gängige Alternative das Lomb-Scargle Periodogramm. Im folgenden wird die Entwicklung vom klassischen zum Lomb-Scargle Periodogramm skizziert. Weitere Details finden sich in Quelle [140], die auch die Basis für die folgende Diskussion darstellt.

Mittels der Diskreten Fourier-Transformation (kurz: DFT) kann ein zeit-diskretes,

¹²Obwohl derzeit keine konkreten Vorhersagen für den IceCube Detektor vorliegen, ist es eine gute experimentelle Praxis bislang nicht untersuchte Daten vorurteilsfrei anzuschauen.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

endliches Signal auf ein diskretes, periodisches Frequenzspektrum abgebildet werden. Die DFT eines gemessenen Signals ist wie folgt definiert:

$$\hat{g}_{\text{Messung}}(f) = \sum_{n=0}^N g_n e^{-2\pi i f n \Delta t} \quad . \quad (6.22)$$

N entspricht der Anzahl der Abtastwerte, g_n dem n -ten Abtastwert, f der betrachteten Frequenz und Δt dem zeitlichen Abstand der Abtastwerte. Die Frequenzauflösung kann als $\Delta f = 1/(N\Delta t)$ mit $f = k\Delta f$ definiert werden, wobei k eine natürliche Zahl ist. Hieraus folgt die Standardform der DFT:

$$\hat{g}_k = \sum_{n=0}^N g_n e^{-2\pi i k n / N} \quad . \quad (6.23)$$

Die abtastbaren Bereiche des Frequenzspektrums der Transformation lässt sich anhand des Abtasttheorems bestimmen und reicht von $f = 0$ Hz bis zur Nyquist-Frequenz $f_i \leq \frac{1}{2} f_{\text{Abtast}} = \frac{1}{2\Delta t}$.

Das klassische Periodogramm (auch Schuster Periodogramm genannt) kann nun als

$$P(f) = \frac{1}{N} \left| \sum_{n=0}^N g_n e^{-2\pi i f t_n} \right|^2 \quad (6.24)$$

definiert werden, mit $t_n = n\Delta t$. Es wird als Schätzer für die spektrale Leistungsdichte (*kurz*: PSD) verwendet. Die Definition von $P_S(t)$ kann umgeformt werden zu

$$P(f) = \frac{1}{N} \left[\left(\sum_n^N g_n \cos(2\pi f t_n) \right)^2 + \left(\sum_n^N g_n \sin(2\pi f t_n) \right)^2 \right] \quad . \quad (6.25)$$

Wird ein klassisches Periodogramm von gaußverteilterm Rauschen mit gleichmäßigem Abstand der Abtastwerte generiert, so ist das resultierende Periodogramm in jedem Frequenzband, bei unabhängiger Wiederholung der Tests, χ^2 -verteilt. Diese Eigenschaft wird nützlich im Falle eines klassischen Hypothesentests, um zwischen periodischen und nicht periodischen Anteilen eines Signals zu unterscheiden. Dies ist nicht mehr der Fall, wenn die zeitlichen Abstände der Abtastwerte unregelmäßig sind. Die Verteilung des Periodogramms kann dann nicht mehr streng analytisch abgeschätzt werden. Die folgende verallgemeinerte Form des Periodogramms kann dieses Problem lösen:

$$P(f) = \frac{A^2}{2} \left(\sum_n^N g_n \cos(2\pi f [t_n - \tau]) \right)^2 + \frac{B^2}{2} \left(\sum_n^N g_n \sin(2\pi f [t_n - \tau]) \right)^2 \quad . \quad (6.26)$$

A, B und τ repräsentieren beliebige Funktionen der Abtastzeitpunkte sowie der Frequenz f aber nicht der Abtastwerte g_n . Die Funktionen können eindeutig gewählt werden, sodass

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

1. sich im Falle von äquidistanten Zeitabständen der Abtastwerte das Periodogramm zur klassischen Form reduziert,
2. man die Verteilung des Periodogramms analytisch bestimmen kann,
3. und das Periodogramm unempfindlich gegenüber Zeitverschiebungen in den Daten ist.

Sind A und B auf diese Weise bestimmt, ergibt sich ein verallgemeinertes Periodogramm der Form

$$P_{LS}(f) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\left(\sum_n^N g_n \cos(2\pi f[t_n - \tau]) \right)^2}{\left(\sum_n^N \cos^2(2\pi f[t_n - \tau]) \right)} + \frac{\left(\sum_n^N g_n \sin(2\pi f[t_n - \tau]) \right)^2}{\left(\sum_n^N \sin^2(2\pi f[t_n - \tau]) \right)} \right\} . \quad (6.27)$$

Damit eine Invarianz für Zeitverschiebungen gegeben ist, wird

$$\tau = \frac{1}{4\pi f} \tan^{-1} \left(\frac{\sum_n \sin(4\pi f t_n)}{\sum_n \cos(4\pi f t_n)} \right) \quad (6.28)$$

für jede Frequenz neu spezifiziert.

Die Interpretation des Periodogramms auf der Basis der Fourieranalyse ist äquivalent zu einer Interpretation auf der Basis der sogenannten Methode der kleinsten Quadrate. Bei der Methode der kleinsten Quadrate wird ein Periodogramm erzeugt, in dem für jede Frequenz eine Sinusfunktion der Form

$$y(t; f) = A_f \sin(2\pi f(t - \phi_f)) \quad (6.29)$$

angenommen wird. Die Phase ϕ_f und Amplitude A_f sind Funktionen der Frequenz f . Die Modellparameter werden dann durch die Konstruktion einer χ^2 -Statistik pro Frequenz an die Daten gefittet:

$$\chi^2 \equiv \sum_n (y_n - y(t_n; f))^2 . \quad (6.30)$$

Durch Minimieren des $\chi^2(f)$ Ausdrucks kann für jede Frequenz das beste Fitmodell $\hat{y}(t; f)$ mit der spezifischen Amplitude A_f und Phase ϕ_f gefunden werden. Im Folgenden bezeichnen wir das χ^2 -Minimum als $\hat{\chi}^2$. Das Lomb-Scargle Periodogramm aus Gleichung 6.27 ist damit äquivalent zu

$$P(f) = \frac{1}{2} [\hat{\chi}_0^2 - \hat{\chi}^2(f)] , \quad (6.31)$$

wobei ein gleichbleibendes Referenzmodell durch $\hat{\chi}_0^2$ beschrieben wird. Für das Lomb-Scargle Periodogramm wird üblicherweise die spektrale Leistungsdichte angegeben, welche definiert ist als die Leistung eines Signals dividiert durch die Länge des

betrachteten Frequenzintervalls.

Für sogenanntes weißes Rauschen sind die Frequenzbereiche unabhängig voneinander und gleichverteilt. In diesem Fall kann die Signifikanz eines gegebenenfalls vorhandenen Peaks auf einfache Weise quantifiziert werden. Eine typische Methode hierfür ist die *Falsch-Alarm-Rate* (Englisch: *False-alarm Probability*, kurz: FAP), welche die Wahrscheinlichkeit angibt, dass ein Datenset ohne Signal zu einem Peak gleicher Höhe führt. Ein Datenset bestehend aus purem gaußverteilterm Rauschen folgt einer χ^2 -Verteilung mit zwei Freiheitsgraden. Definiert man $Z = P(f_0)$ für die Ergebnisse aus Gleichung 6.31, so kann man die kumulative Wahrscheinlichkeit für einen Wert kleiner als Z , für Daten bestehend aus purem gaußverteilterm Rauschen, folgendermaßen bestimmen:

$$P_{\text{einzel}}(Z) = 1 - e^{-Z} \quad . \quad (6.32)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Python-Paket namens Astropy verwendet [141]. Astropy hat die implementierte Funktion *LombScargle* mit der Subroutine *power()*, welche zur Berechnung der folgenden Lomb-Scargle Periodogramme genutzt wird [142, 143]. Des Weiteren ermöglicht die Subroutine *false_alarm_probability()* die Berechnung der Falsch-Alarm-Rate.

6.5.2 Bereinigung der Daten und erste Untersuchungen

In diesem Abschnitt wird die Lomb-Scargle Transformation der Supernova-Scaler-Raten zunächst beispielhaft für die Binnierung pro Tag für die Jahre 2013-2020 durchgeführt. Der betrachtete Frequenzbereich reicht von 0 Hz bis $\frac{1}{\text{Tag}}$. Die Frequenzauflösung ΔF_{auf} ist definiert als:

$$\Delta F_{\text{auf}} = \frac{N}{T} \quad (6.33)$$

mit der Anzahl der Abtastwerte N und dem Beobachtungszeitraum T [140]. Das bedeutet, dass z.B. ein Peak 1440-mal genauer aufgelöst wird, falls man von der Tages- zur Minuten-Binnierung wechselt.

Bevor die Lomb-Scargle Transformation durchgeführt werden kann, ist es wichtig, sich die Qualität der Eingangsraten genauer anzuschauen. Auf die verwendeten Daten wurden die in Abschnitt 6.4 beschriebenen Qualitätsschnitte angewendet. Die Jahre 2013-2020 wurden gewählt, da zuvor diverse Ratensprünge aufgrund der Änderung der Detektorkonfiguration vorhanden sind, welche Artefakte im Frequenzspektrum erzeugen würden. Dies kann man Abbildung 6.31 entnehmen, welche den Mittelwert pro Tag und Dom der Supernova-Scaler Daten für die Jahre 2008-2020 abbildet. Die verschieden eingefärbten Flächen zeigen die unterschiedlichen Detektorkonfigurationen.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

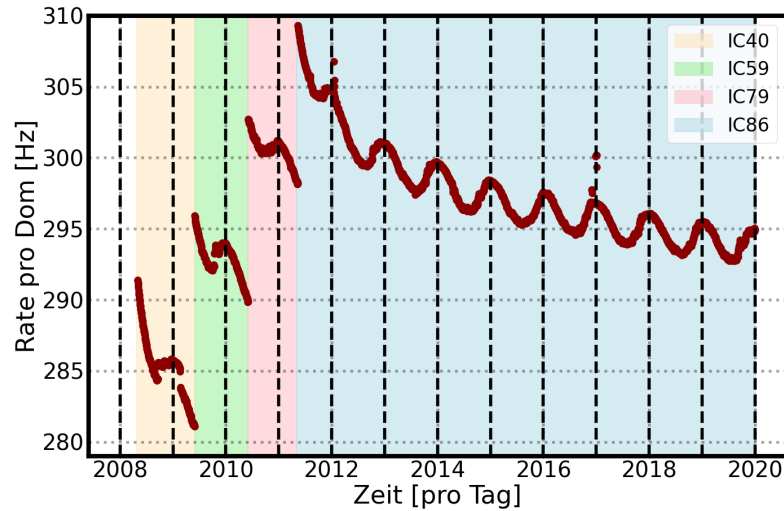


Abbildung 6.31: Mittelwert pro DOM und Tag der Supernova-Scaler-Rate als Funktion der Zeit für die Jahre 2008-2020. Die eingefärbten Flächen repräsentieren die vier Detektorkonfigurationen.

In Abbildung 6.32 ist der Mittelwert pro Tag und DOM der Supernova-Scaler-Raten (rot) als Funktion der Zeit zu sehen. Die blaue Kurve repräsentiert einen Fit¹³ an die Daten und die blau-gestrichelte Linie zeigt einen erlaubten Bereich von ± 0.5 Hz (linke Abbildung). Dieser Analyseschnitt ist notwendig um die Supernova-Scaler-Raten von Ausreißern zu bereinigen. Zu Beginn des Jahres sind vier dieser Ausreißer zu sehen, welche die Lomb-Scargle Transformation verfälschen würden. Weicht ein Punkt mehr als ± 0.5 Hz ab, wird dieser verworfen und es bleibt eine zeitliche Lücke in den Daten zurück. Die rechte Grafik von Abbildung 6.32 zeigt die von Ausreißern korrigierte Supernova-Scaler-Rate. Die Kurve zeigt neben einer harmonischen Oszillation einen exponentiellen Abfall, was wahrscheinlich mit einer zeitlichen Abnahme der Spannungen im Eis aufgrund des Einfrieren der optischen Module im Bohrloch einher geht (Tribolumineszenz) [91]. Die sinusartige Form der Kurve ist auf die jahreszeitlich Variation der Myonrate zurückzuführen. Aufgrund niedrigeren Temperaturen am Südpol steigt die Atmosphärendichte, wodurch sich die mittlere freie Weglänge von Kaonen und Pionen verringert, sodass sich die Myonrate reduziert (siehe Abschnitt 2.4).

¹³Die Fit-Funktion ist eine Kombination aus einem Polynom 3.Grades und einer Sinus-Funktion.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

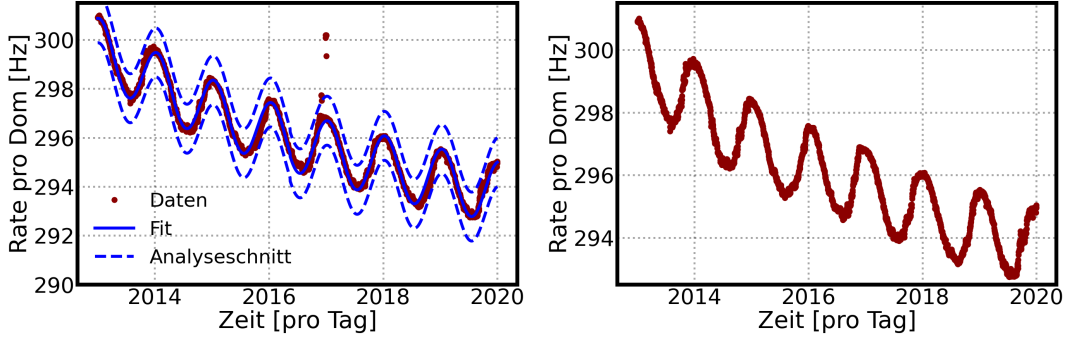


Abbildung 6.32: *Links*: Mittelwert pro DOM und Tag der Supernova-Scaler-Rate als Funktion der Zeit für die Jahre 2013-2020. In rot sind die Supernova-Scaler Daten, in blau ist ein Fit an die Daten dargestellt. Die blau gestrichelten Linien repräsentieren den Qualitätsschnitt um die Fiterwartung herum. *Rechts*: Hier ist die von Ausreißern korrigierte mittlere DOM-Rate pro Tag zu sehen.

Im nächsten Schritt ist es interessant sich den Vergleich zwischen der Lomb-Scargle Transformation der Supernova-Scaler-Daten (rot) und der Erwartung bei einer Verteilung, die um die Fit-Kurve herum gebildet wurde, anzusehen. Dies ist in Abbildung 6.33 dargestellt. Beide Plots zeigen zusammen den kompletten Frequenzbereich der Tages-Binnierung bis hin zur Nyquist-Frequenz¹⁴. Die schwarz-gestrichelte Linie repräsentiert die Grundfrequenz $\approx 3.2 \cdot 10^{-8}$ Hz der jahreszeitlichen Variation der Myonrate. Die Lomb-Scargle Transformation der aus dem Fit generierten Daten wie auch der Supernova-Scaler-Raten gehen über den gleichen Zeitraum und beinhalten die gleichen zeitlichen Lücken aufgrund von Schnitten. Der exponentielle Abfall bedingt durch das Abklingen der DOM-Raten zeigt sich ebenfalls als exponentieller Abfall in der Lomb-Scargle Transformation. Es können keine signifikanten Peaks im Frequenzraums der Supernova-Scaler-Raten identifiziert werden. Es liegt eine starke Korrelation der spektralen Leistungsdichten¹⁵ der Supernova-Scaler-Rate und der Daten aufgrund des Fits vor.

¹⁴Die Nyquist-Frequenz ist definiert als die höchste darstellbare Frequenz $f_{nyquist} = \frac{1}{2\Delta t}$ eines Datensatzes mit äquidistanten Zeitintervallen Δt .

¹⁵Abbildung 8.94 im Anhang zeigt die Korrelation der spektralen Leistungsdichten. Es ist eine deutliche Korrelation zu erkennen. Verwendet man die Python-Funktion `numpy.corrcoef`, welche den Korrelationskoeffizienten nach Pearson bestimmt, kann eine positive Korrelation mit $C = 0.9987$ bestätigt werden.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

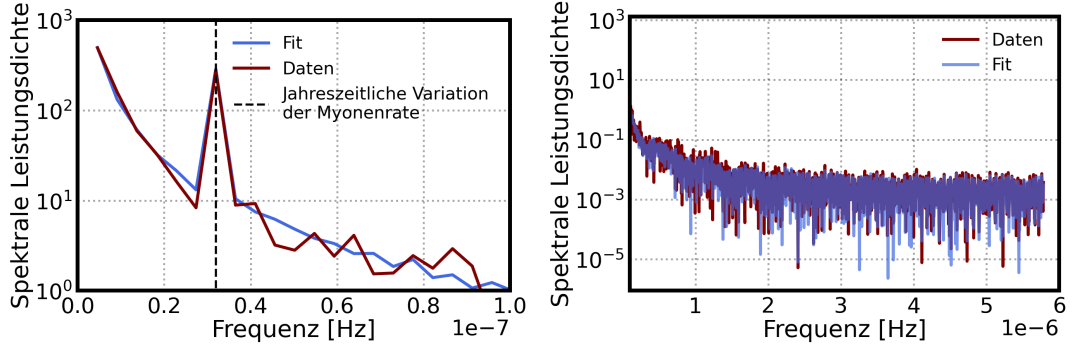


Abbildung 6.33: Vergleich der Lomb-Scargle Transformation des Mittelwerts pro DOM und Tag der Supernova-Scaler-Rate (rot) und des Fits (blau) in einem eingeschränkten Frequenzbereich. Schwarz-gestrichelt ist die jahreszeitliche Variation der Myonenrate dargestellt. Der rechte Plot zeigt die spektrale Leistungsdichte für den 58-fach erweiterten Frequenzbereich von $1.0 \cdot 10^{-7}$ Hz bis zur Nyquist-Frequenz der Binnierung pro Tag von $5.8 \cdot 10^{-6}$ Hz).

Um die atmosphärischen Effekte zu unterdrücken, wäre es nun naheliegend die Supernova-Scaler-Raten zunächst anhand der Myonenraten zu korrigieren. Durch den Übergang von den DST- zu den SimpleDST-Daten im Jahr 2016 entsteht ein Ratensprung aufgrund fehlender IceTop-Trigger. Dieser Ratensprung würde Artefakte im Frequenzraum erzeugen. Aus diesem Grund basieren die folgenden Untersuchungen ausschließlich auf den Daten der Supernovadatenentnahme ohne Korrektur auf die Myonen.

6.5.3 Signifikanz eines möglichen Signals

Im nächsten Schritt soll die Falsch-Alarm-Rate (siehe Abschnitt 6.5.1) bestimmt werden. Zur Erinnerung: Die FAP ist nur gültig für ein Datenset bestehend aus gaußverteilterm weißen Rauschen. Hierfür ist es sinnvoll, die Supernova-Scaler-Raten von bekannten Signalen aufgrund des atmosphärischen Einflusses und des exponentiellen Abfalls weiter zu bereinigen. Daher wird zuerst ein Spline-Fit durch die Supernova-Scaler-Raten des Tages- (Abbildung 6.32, rechts) wie auch der Stunden-Binnierung gelegt. Dies ist in Abbildung 6.34 beispielhaft für das Jahr 2017 zu sehen. Die linke (rechte) Grafik zeigt die Daten in rot und den Spline-Fit in blau pro DOM als Funktion des Tages (Stunde). Damit die Abhängigkeit von bekannten Signalen nun eliminiert werden kann, wird der Spline-Fit, welcher auf der Basis der Tages-Binnierung (Stunden-Binnierung) bestimmt wurde, von den Supernova-Scaler-Raten in der Stunden-Binnierung (Minuten-Binnierung) subtrahiert. Mit dieser Prozedur wird sichergestellt, dass die Fit-Prozedur keinen Einfluss auf Effekte mit Frequenzen $> \frac{1}{\text{Tag}}$ bzw. $> \frac{1}{\text{Stunde}}$ hat. In Abbildung 6.35 ist das Ergebnis für die Jahre 2013-2020 und die zwei Binnierungs-Varianten dargestellt. Die Raten pro DOM schwanken nach

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

der Subtraktion um Null.

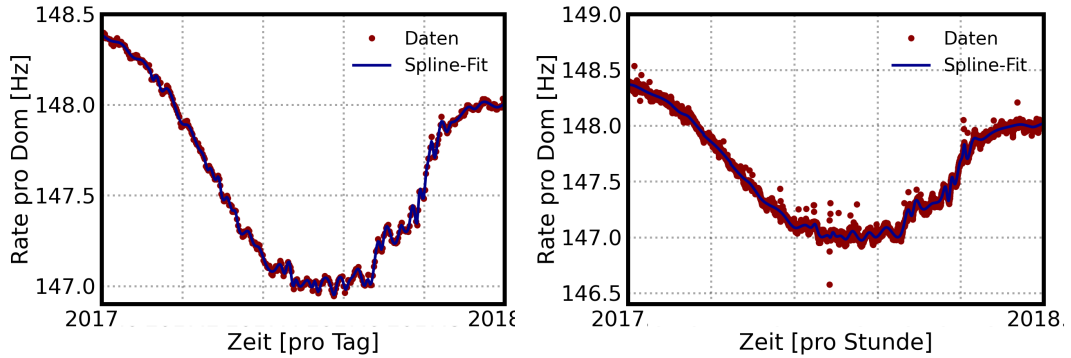


Abbildung 6.34: In blau ist der Spline-Fit der Supernova-Scaler-Raten (rot) pro Tag (links) sowie pro Stunde (rechts) für das Jahr 2017 dargestellt.

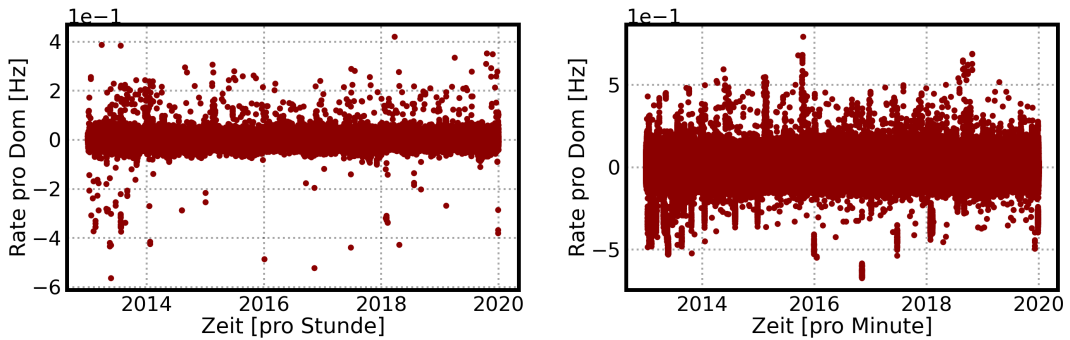


Abbildung 6.35: Differenz der Supernova-Scaler-Raten und des Spline-Fits pro DOM in der Stunden- (links) und Minuten-Binnierung (rechts).

Bevor nun die FAP bestimmt wird, ist es interessant sich das Lomb-Scargle Periodogramm der Differenz der Supernova-Scaler-Raten und des Spline-Fits anzusehen. In Abbildung 6.36 ist links die Transformation der Differenz der Binnierung pro Stunde sowie rechts der Binnierung pro Minute dargestellt. Die drei gestrichelten, farbigen Linien zeigen der Periodendauer der Grundschwingung sowie der Harmonischen. Der hellrote Frequenzbereich repräsentiert das Frequenzband der nächsthöheren Binnierung. Das Lomb-Scargle Periodogramm der Differenz der Supernova-Scaler-Raten und des Spline-Fits der stundenweise Binnierung zeigt einen deutlichen Peak bei einer Grundfrequenz von $f_{grund} = \frac{1}{24h}$ gefolgt von der 2.harmonischen bei $f_{2harm} = \frac{1}{12h}$ und der 3.harmonischen bei $f_{3harm} = \frac{1}{8h}$. Bisher ist die Natur der Peaks unbekannt. Das Lomb-Scargle Periodogramm der Differenz der Supernova-Scaler-Raten und des Spline-Fits der Binnierung pro Minute zeigt keine signifikanten Hinweise darauf.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

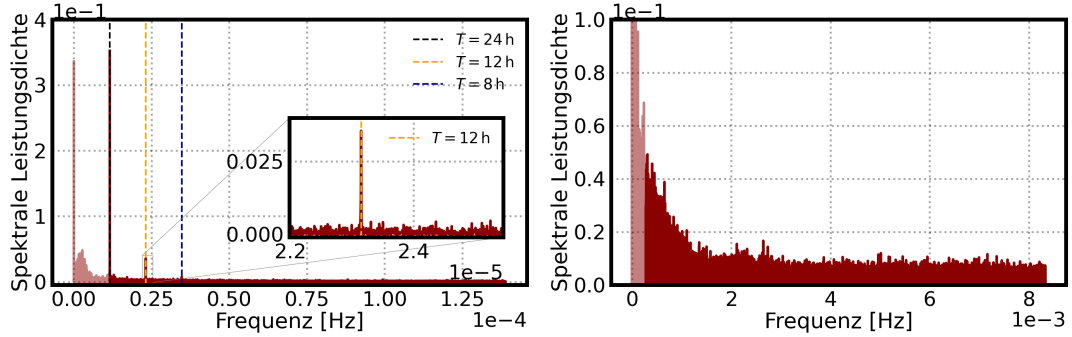


Abbildung 6.36: *Links:* Lomb-Scargle Periodogramm der Differenz der Supernova-Scaler-Raten und des Spline-Fits der Stunden-Binnierung. Die drei gestrichelten Linien in unterschiedlichen Farben repräsentieren die Periodendauer der Grundschwingung (schwarz) sowie der harmonischen Schwingungen (orange und blau). Der hellrote Bereich deckt die Frequenzen bis $f = \frac{1}{\text{Tag}}$ ab, die durch die Fit-Prozedur verzerrt sein könnten. *Rechts:* Lomb-Scargle Periodogramm der Differenz der Supernova-Scaler-Raten und des Spline-Fits der Minuten-Binnierung. Die signifikanten Peaks aus der linken Abbildung sammeln sich im hellroten Bereich (Frequenzen bis $f = \frac{1}{\text{Stunden}}$) nahe Null.

Die Falsch-Alarm-Rate als Funktion der Frequenz der zuvor betrachteten Lomb-Scargle Periodogramme (Abbildung 6.36) ist der Abbildung 6.37 zu erkennen. Die FAP der stundenweise Binnierung (links) weist bei der zuvor genannten Grundfrequenz wie auch bei deren Harmonischen herausstechende Peaks auf. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 70 % kann ausgeschlossen werden, dass der Peak der Grundfrequenz eine Fluktuation des weißen Rauschens ist. Es wäre zu erwarten gewesen, dass die Falsch-Alarm-Rate einen höheren Wert annimmt, da die Grundfrequenz sowie deren Harmonischen ein Hinweis auf ein periodisches Signal unbekannter Natur¹⁶ ist. Da der Peak für die Frequenz $1/\text{Tag}$ auch in der Lomb-Scargle Transformation der Simulation anhand des Fits zu sehen ist (siehe Anhang in Abbildung 8.77), liegt die Vermutung nahe, dass der Peak ein Artefakt der zeitliche Lücken ist. Die Methode zur Bestimmung der FAP ist jedoch nur für weißes Rauschen gültig, weshalb sie an dieser Stelle nicht aussagekräftig ist.

¹⁶Folgende Gründe können ausgeschlossen werden: Da sich der Stand der Sonne am geographischen Südpol nicht im Tagesverlauf ändert und die Höhe des Mondes einer Frequenz 24 h und 50 min folgt, können Sonne und Mond als Ursache ausgeschlossen werden. Runs haben maximal eine Dauer von 8, allerdings gibt es keine eingestellte Frequenz von $3 \cdot 8$ h.

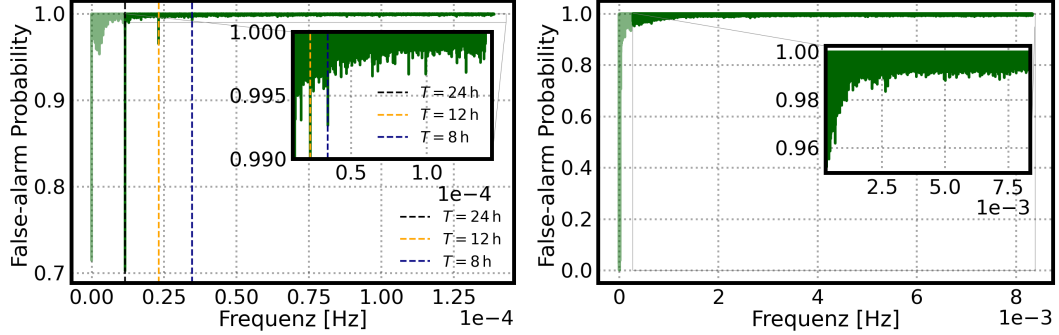


Abbildung 6.37: Falsch-Alarm-Rate als Funktion der Frequenz. Der hellgrüne Bereich repräsentiert die Frequenzen bis $f = \frac{1}{\text{Tag}}$ (links) und $f = \frac{1}{\text{Stunde}}$ (rechts). *Links* ist die FAP bis zu einer Frequenz $f = \frac{1}{\text{Stunde}}$ aufgetragen. Die farbig unterschiedlich gestichelten Linien zeigen die FAP der Peaks aus Abbildung 6.36 (links). *Rechts* ist die FAP der Minuten-Binnierung aufgetragen. Es sind keine signifikanten Peaks zu erkennen. Die *Bilder im Bild* zeigen eine stark eingeschränkte x- und y-Verteilung.

6.5.4 Lomb-Scargle Periodogramm der Binnierung pro Sekunde

Der Algorithmus der Lomb-Scargle Transformation ist äußerst RAM intensiv und skaliert mit der Anzahl der Abtastwerte, weshalb die Transformation der Supernova-Scaler-Rate in der Sekunden-Binnierung maximal für ein Jahr durchgeführt werden konnte. In Abbildung 6.38 ist das Lomb-Scargle Periodogramm der Supernova-Scaler-Rate der Sekunden-Binnierung aufgetragen. Das Frequenzband geht entsprechend des Nyquist-Theorems von 0 Hz bis 0,5 Hz. Abgesehen von den sehr niedrigen Frequenzen nahe Null, lassen sich mehrere Peaks identifizieren. Der höchste Peak liegt bei einer Grundfrequenz von $f_{\text{grund}} = \frac{1}{30}$ Hz (schwarz-gestrichelte Linie) gefolgt von dem zweithöchsten Peak (2.Harmonische) bei $f_{2\text{harm}} = \frac{1}{15}$ Hz (blau-gestrichelte Linie). Der Ausschnitt innerhalb der Grafik ist eine Vergrößerung der Grundfrequenz. Der Abstand zwischen den Peaks beträgt $\Delta f = \frac{1}{30}$ Hz (Linie in magenta). Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass der Effekt eine Amplitude hat, die $\sim 10^4$ mal geringer ist als die spektrale Leistungsdichte (PSD) bei Frequenzen nahe bei Null. Es handelt sich also um einen sehr kleinen Effekt. Die Entwicklung der spektralen Leistungsdichte der Peaks der Periodenlängen $T = 15$ s und $T = 30$ s für die Jahre 2013-2020 sind der Tabelle 6.8 zu entnehmen. Grafiken zu den anderen Datennahmejahren finden sich im Anhang (siehe Abschnitt 8.6.1). Die Amplituden der spektralen Leistungsdichte variieren über die Jahre hinweg, wobei im Jahr 2013 die dominierende Grundfrequenz bei $f_{\text{grund}} = \frac{1}{15}$ Hz lag. Eine Korrelation mit Veränderungen in den Datennahmebedingungen ist nicht zu erkennen.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

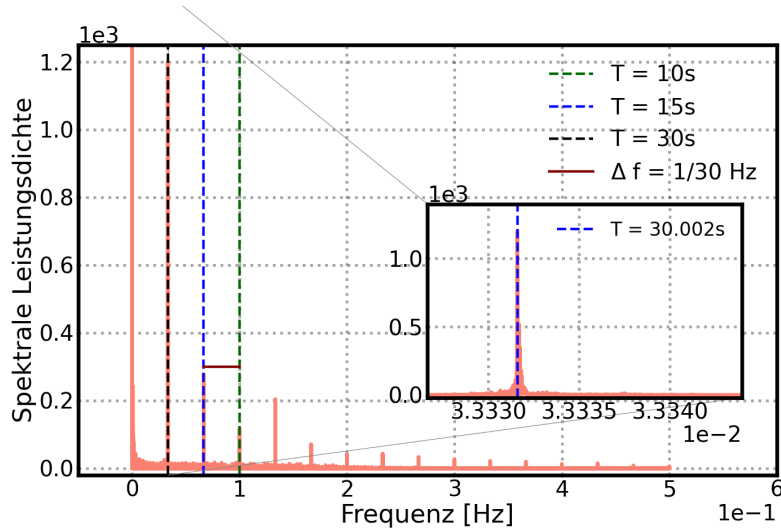


Abbildung 6.38: Lomb-Scargle Transformation der Supernova-Scaler-Raten pro Sekunde des Jahres 2017. Die schwarz-gestrichelte Linie entspricht z.B. einer Periode von $T = 30$ s. Innerhalb der Grafik ist eine Vergrößerung des Bereichs um die Grundschwingung herum dargestellt.

	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019
PSD_{15s}	793	76	255	381	278	269	414
PSD_{30s}	600	318	607	803	1200	1692	1049

Tabelle 6.8: Entwicklung der spektrale Leistungsdichte (PSD) der Peaks mit der Periodendauer $T = 15$ s und $T = 30$ s für die Jahre 2013-2020.

Legt man nun die Supernova-Scaler-Rate pro Sekunde von Beginn des Jahres 2017 bis zu dessen Ende in überlappenden 60 s-Intervalle und mittelt diese anhand der Anzahl der übereinandergelegten Intervallen, so erhält man Abbildung 6.39. Für die gezeigten Fehlerbalken wurde ein Poisson-Fehler der Zählraten pro DOM angenommen und ein Gesamtfehler mittels Gaußscher-Fehlerfortpflanzung kalkuliert. Es lässt sich ein wiederkehrendes Muster mit der Periodenlänge $T = 30$ s und einer Schwankung der Amplitude um $\Delta A \approx 1,2$ Hz erkennen. Betrachtet man die 60 s-Intervalle der anderen Jahre (Anhang siehe Abschnitt 8.6.1), so sieht man, dass die Amplitude der Schwingung über die Jahre zwischen 0,3 Hz (2018) und 7 Hz (2013) schwankt.

Bisher ist unklar woher dieses periodische Muster kommt. Es wird nicht davon ausgegangen, dass die wiederkehrende Struktur physikalischer Natur ist. Die Vermutung liegt nahe, dass es ein noch nicht verstandener Detektoreffekt ist oder die Ursache auf der Software-Seite liegt wie z.B. eines numerischen Effekts des Rebinning-Algorithmus.

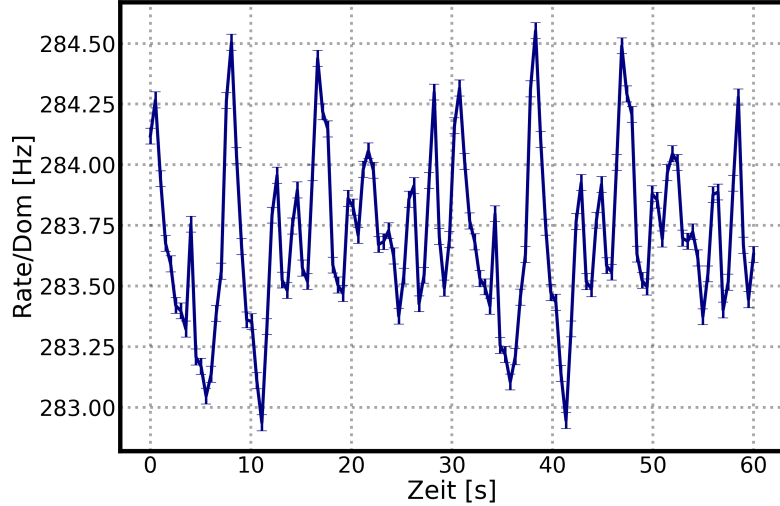


Abbildung 6.39: Mittlere Faltung der Supernova-Scaler-Rate pro DOM des Jahres 2017 für ein Zeitintervall von 60s und den dazugehörigen Fehlern.

6.6 Ergebnis der Suche nach Supernovae

In diesem Abschnitt werden die finalen Ergebnisse nach Offenlegung aller Daten (Unblinding) vorgestellt. Zunächst wird die Analyseschwelle für die Festlegung eines wahrscheinlichen Supernova-Kandidaten inklusive der systematischen Unsicherheiten festgelegt.

6.6.1 Setzen einer Analyseschwelle

Für die Analyse wurde ein Blindness-Schnitt bei $\xi_{korr}^{proxy} = 7$ eingeführt. Zu Beginn wurde festgelegt, dass die Analyse auf 99% aller Supernovae in der Milchstraße für die IC86-Konfiguration empfindlich sein soll. Nun muss noch ein Analyseschnitt definiert werden, ab welchem ein Signifikanz-Proxy aus den Supernova-Daten als mögliches Supernova-Ereignis behandelt wird. Im konservativen Fall könnte man den Analyseschnitt bestimmen, indem man das effektive Volumen um 1σ (-14,6%) verändert und schaut, ab welchem Signifikanz-Proxy 99% der Supernovae in der Milchstraße im Falle des Hüdepohl-Modells ohne Neutrinooszillation (Tabelle 6.1) oberhalb dieses Wertes liegen. Der Analyseschnitt des Signifikanz-Proxy nach der Myonkorrektur würde sich dann auf $\xi_{korr}^{proxy} = 8,6$ belaufen. Wir haben uns aber für einen anderen Ansatz entschieden, welcher die systematischen Unsicherheiten in intelligenterer Weise einbezieht. Dafür geht man davon aus, dass die systematischen Unsicherheiten ${}_{-14,6\%}^{16,5\%}$ (Abschnitt 6.3) durch eine Gauß-Verteilung modelliert werden können. Technisch gesehen wurden gauß-verteilt effektive Volumina für jede simulierte Supernova um den Mittelwert $\mu = 1$ mit der Standardabweichung $\sigma = 0,165$ gewürfelt. Da $\xi^{proxy} \sim V_{eff}^{\gamma}$ (Abschnitte 5.1 und 6.2.2) kann man einfach den Signifikanz-Proxy des gewürfelten effektiven

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

Volumens wie folgt modifizieren

$$\xi_{drawn}^{proxy} = \xi_{korr}^{proxy} \cdot Z_{drawn} \quad , \quad (6.34)$$

wobei der Faktor Z_{drawn} aus der Gaußverteilung gezogen wird. Daraufhin wird die Bedingung getestet, dass 99 % der Supernovae in der Milchstraße für das Hüdepohl-Modell sichtbar sind. Dieses Verfahren setzt den Analyseschnitt auf $\xi_{korr}^{proxy} = 9,2$ setzen. Abbildung 6.40 zeigt die kumulierte Wahrscheinlichkeit der Simulationsdaten als Funktion des myonkorrigierten Signifikanz-Proxys ξ_{korr}^{proxy} . Der Analyseschnitt wurde als vertikale grau Linie eingezeichnet. Anzumerken ist, dass dieser Schnitt für die myonkorrigierten Simulationsdaten bestimmt wurde. Der Tabelle 6.9 kann man den prozentualen Anteil der Supernovae (Hüdepohl-Modell) bei gleichem Schnitt auf den Signifikanz-Proxy für die Simulationsdaten auf Basis früherer IC-Konfigurationen (IC40,59,79) entnehmen.

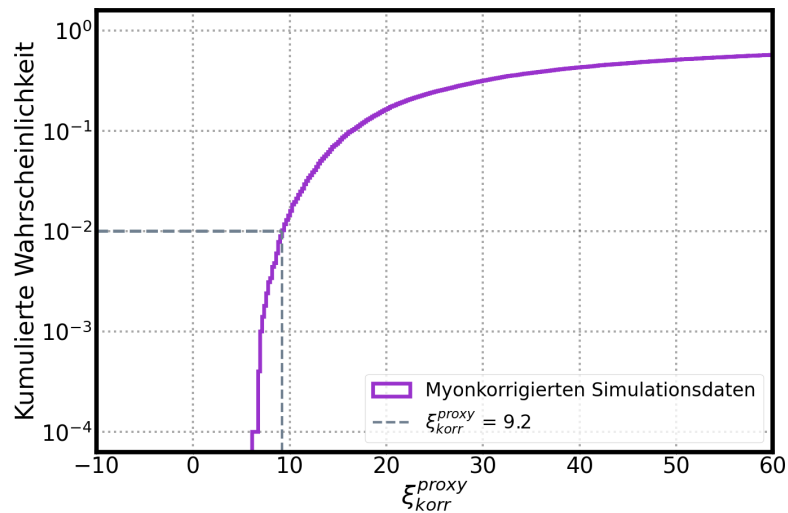


Abbildung 6.40: Kumulierte Wahrscheinlichkeit der Simulationsdaten gegen den myonkorrigierten Signifikanz-Proxy zum bestimmen des Analyseschnitts für 99 % (IC86) der Supernovae des Hüdepohl-Modells innerhalb der Milchstraße.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

Detektorgeneration	Sichtbare Supernovae (%)
IC40	94,5
IC59	97,0
IC79	98,6
IC86	99,0

Tabelle 6.9: Prozentualer Anteil der sichtbaren Supernovae für das Hüdepohl-Modell nach Anwendung der Analyseschritte für die verschiedenen Detektorgenerationen.

An dieser Stelle ist es noch interessant zu schauen, was die hypothetischen Analyseschritte der anderen ausgewählten Modelle wären (Tabellen 6.10 und 6.11). Würde man zum Beispiel ebenfalls für das $19 M_{\odot}$ -Modell fordern, dass man nach dem Analyseschritt 99 % der Supernovae aus der Milchstraße sieht, würde dieser einem Signifikanz-Proxy der Supernova-Daten von $\xi_{korr}^{proxy} = 43,2$ entsprechen. Für die Magellanschen Wolken wurden die Beispielschnitte nur für das $27 M_{\odot}$ -Modell und das Schwarze Loch-Modell aufgeführt, da die Signifikanz-Proxy-Werte des Hüdepohl und des $19 M_{\odot}$ -Modells für diese Distanzen nicht mehr klar vom Untergrund getrennt werden können. Bei einem Schnitt von $\xi_{korr}^{proxy} = 40,9$ würde man aber noch immer 99 % der Supernovae des Schwarzen Loch-Modells aus den Magellanschen Wolken sehen.

Modell	$\xi_{MW=100\%}^{proxy}$	$\xi_{MW=99\%}^{proxy}$	$\xi_{MW=90\%}^{proxy}$
Hüdepohl	6,1	9,2	16,6
$19 M_{\odot}$	17,9	43,2	73,0
$27 M_{\odot}$	76,0	148,8	247,4
Schwarzes Loch	214,1	433,7	701,0

Tabelle 6.10: Analyseschritte in Abhängigkeit des ausgewählten Modells und dem geforderten prozentualen Mindestanteil an Supernovae in der Milchstraße.

Modell	$\xi_{MC=99\%}^{proxy}$	$\xi_{MC=90\%}^{proxy}$	$\xi_{MC=50\%}^{proxy}$
$27 M_{\odot}$	12,2	16,3	23,6
Schwarzes Loch	40,9	53,4	75

Tabelle 6.11: Analyseschritte in Abhängigkeit des ausgewählten Modells und einem geforderten prozentualen Mindestanteil an Supernovae in den Magellanschen Wolken.

6.6.2 Unblinding-Ergebnisse der Datenanalyse

Nach erfolgreichem Durchlaufen der Unblinding-Prozedur der IceCube-Kollaboration, konnte der blinde Teil der Daten begutachtet werden. In Abbildung 6.41 ist die myonkorrigierte Signifikanz-Proxy-Verteilung ohne Blindness-Schnitt der analysierten Jahre vom 17. April 2008 bis zum 31. Dezember 2019 zu sehen. Der Mittelwert der korrigierten Signifikanz-Proxy-Verteilung beläuft sich auf $\mu^{korr} = 4,38 \cdot 10^{-7}$. Nach der Bereinigung des Myonbeitrags verringert sich die Standardabweichung auf $\sigma^{korr} = 1,06$. In grün ist jeweils ein Gauß-Fit an die Daten dargestellt.

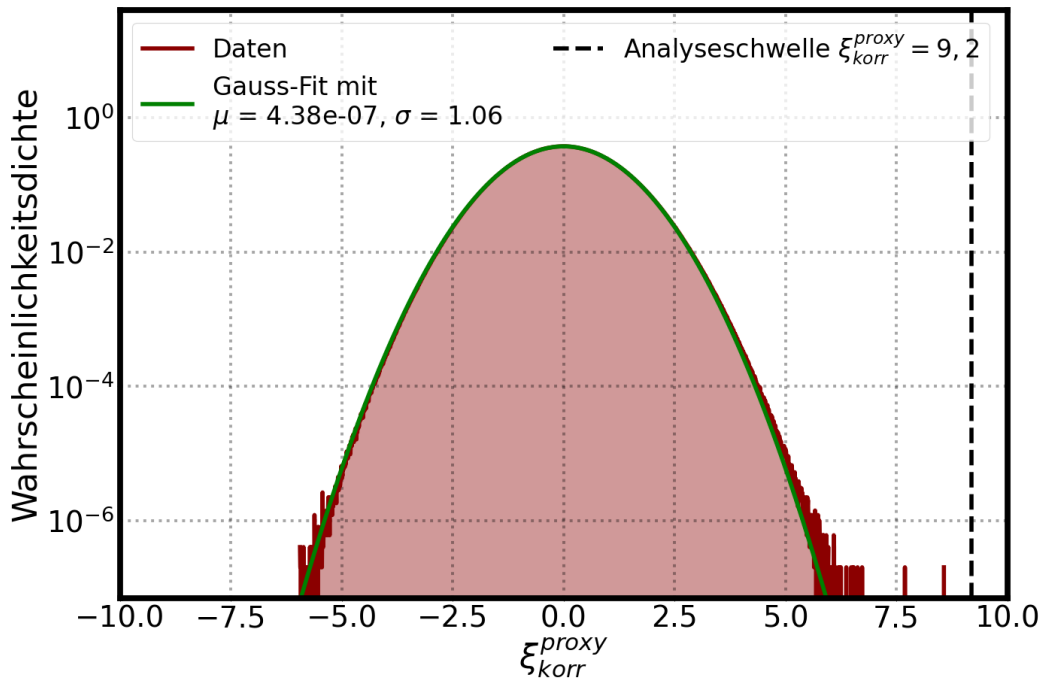


Abbildung 6.41: Myonkorrigierte Signifikanz-Proxy-Verteilung der Jahre 2008-2019 nach Qualitätsschnitten. Die grüne Linie zeigt einen Gauß-Fit der Daten. Die schwarz-gestrichelte Linie repräsentiert die Analyseschwelle bei ξ_{korr}^{proxy} .

Es konnte *kein Supernova-Kandidat* oberhalb der Analyseschwelle (Abschnitt 6.6.1) $\xi_{korr}^{proxy} > 9,2$ gefunden werden. Trotzdem ist es interessant, sich die zwei Ergebnisse knapp unterhalb der Schwelle genauer anzusehen.

Das zeitlich erste Ereignis der beiden Ausreißer in Abbildung 6.41 wurde in Run 111675 am 22. September 2008 um 22:30:53 Uhr mit den Werten $\xi_{korr}^{proxy} = 7,07$ und einer $\xi_{korr}^{proxy} = 7,69$ in der 1,5 s Binnierung detektiert. Abbildung 6.42 zeigt links die Korrelation zwischen der Signifikanz und der DST-Signifikanz und rechts den dekorrelierten Scatterplot der korrigierten Signifikanz und der DST-Signifikanz. Das betrach-

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

tete Ereignis ist schwarz umrahmt. Der Run umfasst eine Gesamtlänge von 2680s und startete um 21:46:44 Uhr sowie endete um 22:32:50 Uhr. Viele Informationen liegen bzgl. des Runs nicht vor. Der Run hat also eine relativ kurze Laufzeit und das Ereignis wurde 1 Minute und 57 Sekunden vor Abbruch des Runs verzeichnet. Fünf darauffolgenden Runs wurden aufgrund von Fehlern abgebrochen.

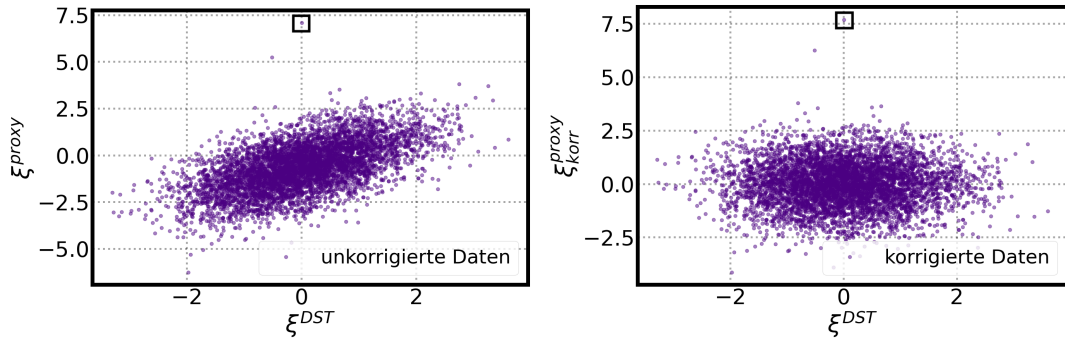


Abbildung 6.42: *Links*: Korrelation der ξ^{proxy} und ξ^{DST} vor der Myonkorrektur des Runs 111675. *Rechts*: Dekorrelierte Daten ξ_{korr}^{proxy} und ξ^{DST} des Runs 111675. Das interessante Ereignis dieses Runs wurde schwarz eingrahmt.

Die höchste detektierte, korrigierte Signifikanz wurde am 6. Juni 2016 um 00:00:17 Uhr in Run 128007 mit $\xi^{proxy} = 2,96$ und $\xi_{korr}^{proxy} = 8,57$ registriert. Run 128007 startete am 5. Juni 2016 um 23:31:47 Uhr und endete am 6. Juni 2016 um 07:31:10 Uhr. Im letzten validen Run davor, Run 128003, wurde ein Ausfall der Stromversorgung verzeichnet, woraufhin die nachfolgenden Runs abgebrochen wurden. Kurz nach dem Start des Run 128007 ist das Myondatennahmesystem abgestürzt. Hierdurch wurde die Startzeit des Runs auf den 6. Juni 2016 um 00:01:52 Uhr gesetzt, ein Zeitpunkt nach der Detektion des Ereignisses¹⁷. Der Korrelations- (links) und Dekorrelations-Scatterplot (rechts) sind in Abbildung 6.43 gezeigt. Das Ereignis wurde mit einem schwarzen Rahmen versehen. Unterhalb des umrahmten Ereignisses ist ein Cluster von Ereignissen zu sehen. Diese Ereignisse sind aufgrund der stark negativen ξ^{DST} -Werte ein Indiz dafür, dass das Myondatennahmesystem noch nicht einwandfrei agierte.

¹⁷In Zukunft wird die Datenanalyse die korrigierten Run End- und Startzeiten nutzen.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

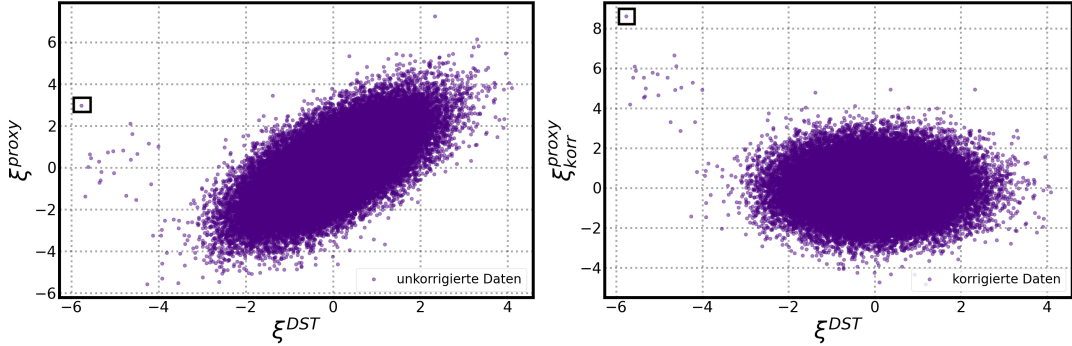


Abbildung 6.43: *Links*: Korrelation der ξ^{proxy} und ξ^{DST} vor der Myonkorrektur des Runs 128007. *Rechts*: Dekorrelierte Daten ξ^{proxy}_{korr} und ξ^{DST} des Runs 128007. Das interessante Ereignis des Runs wurde schwarz eingrahmt.

6.6.3 Berechnen einer oberen Grenze auf Supernova-Häufigkeit

Da keine Supernova-Kandidaten oberhalb der festgesetzten Schwelle gefunden wurden, wird in diesem Abschnitt die obere Grenze auf die Supernova-Häufigkeit in der Milchstraße und den Magellanschen Wolken vorgestellt.

Bevor das endgültige Ergebnis berechnet wird, ist es interessant, die Daten und die Simulationen gemeinsam zu betrachten. In Abbildung 6.44 und 6.45 sind die Wahrscheinlichkeitsdichten sowie die kumulierten Wahrscheinlichkeitsdichten der myonkorrigierten Daten und der Simulationsdaten (Milchstraße) als Funktion des Signifikanz-Proxys gegenübergestellt. Die Supernova-Daten wurden nur für einen myonkorrigierten Signifikanz-Proxy¹⁸ $\xi^{proxy}_{korr} > 6$ dargestellt. Nur für das Hüdepohl-Modell besteht ein Überlapp zwischen den Daten und der Simulation mit Berücksichtigung der systematischen Unsicherheiten.

¹⁸Dies ist notwendig, um die Supernova-Daten und Simulationsdaten gleich zu behandeln. Zur Erinnerung: für jede simulierte Supernova wird nur der höchste Signifikanz-Proxy innerhalb des 10s Zeitfensters herausgeschrieben. Deshalb wurden nur $\xi^{proxy}_{korr} > 6$ aufgetragen, für welche kein höheres Ereignis mit entsprechenden Signifikanz-Proxy-Werten innerhalb des 10s Fensters getriggert wurde.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

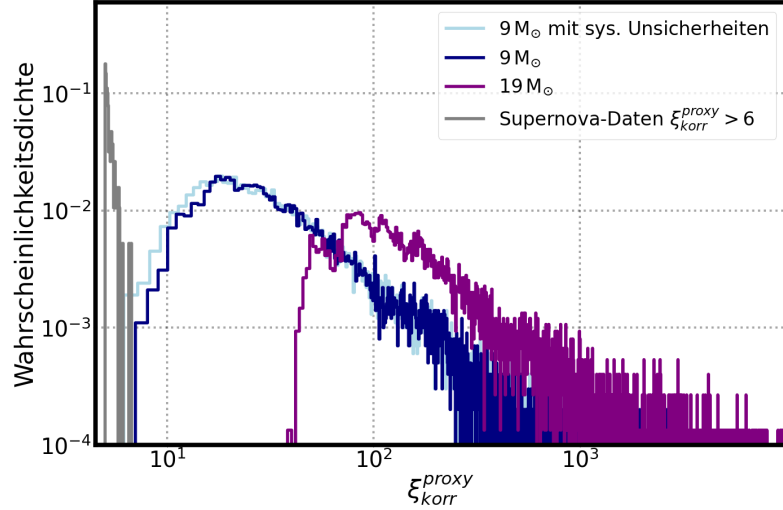


Abbildung 6.44: Wahrscheinlichkeitsdichte als Funktion des myonkorrigierten Signifikanz-Proxy ξ_{korr}^{proxy} . In grau sind die Daten für $\xi_{korr}^{proxy} > 6$ aufgetragen. Die Normierung wurde so gewählt, dass die Summe unterhalb der jeweiligen Kurven auf eins normiert ist. Die gezeigten Simulationsdaten folgen der Vorläufersternverteilung der Milchstraße.

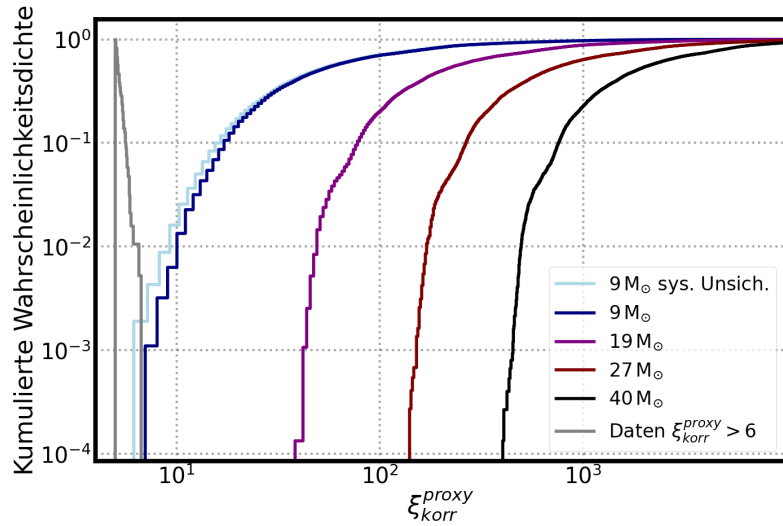


Abbildung 6.45: Kumulierte Wahrscheinlichkeitsdichte als Funktion des myonkorrigierten Signifikanz-Proxy ξ_{korr}^{proxy} in einem vergrößerten Signifikanzbereich. Die gezeigten Simulationsdaten folgen der Vorläufersternverteilung der Milchstraße.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

Anhand des gemessenen Untergrunds und der erwarteten Signifikanz-Proxy-Verteilung der Supernova-Modelle kann eine obere Grenze auf die Frequenz von Supernovae in der Milchstraße sowie in den Magellanschen Wolken berechnet werden. Der einzige freie Parameter dieser Analyse ist der Analyseschnitt $\xi_{korr}^{proxy} = 9,2$ auf den myonkorrigierten Signifikanz-Proxy ist. Dieser Schnitt beeinflusst den betrachteten Anteil der Sterne in der Milchstraße und die als Supernova klassifizierten Ereignisse. Der in dieser Arbeit bestimmte Analyseschnitt (siehe Abschnitt 6.6.1) berücksichtigt die systematischen Unsicherheiten, welche dadurch indirekt in die Bestimmung des Auftretens von Supernovae in der Milchstraße mit einfließen.

Das obere Grenze wird auf Basis der Feldman-Cousin-Methode berechnet [144]. Anhand der Anzahl der gemessenen Ereignisse (n) sowie der erwarteten Anzahl statistischer Untergründereignisse (n_{bg}) ermöglicht die Methode die Berechnung einer oberen Grenze für den Erwartungswert in Anwesenheit eines Untergrunds. Das konservativste Ergebnis erhält man, wenn man den Untergrund vernachlässigt. Mit dem betrachteten Anteil ϵ_{MW} der Supernovae in der Milchstraße und dem Beobachtungszeitraum T , lässt sich dieser Erwartungswert $N^{90\%}$, bzw. die Rate $R^{90\%}$ für ein Konfidenzintervall von 90 % wie folgt berechnen:

$$R^{90\%} \cdot T = N^{90\%} = \frac{N_{FC}^{90\%}(n_{bg}=0, n)}{\epsilon_{MW}} \quad . \quad (6.35)$$

Das obere Limit des Intervalls entspricht der Anzahl der Supernovae, welche in der Milchstraße mit einer Wahrscheinlichkeit von mindestens 90 % zu erwarten ist.

Aus dieser Arbeit ergibt unter den Prämissen

- von keinem gemessenen Signalereignis sowie keinem erwarteten Untergründereignis oberhalb des Signifikanz-Proxy-Schnitts $\xi_{korr}^{proxy} = 9,2$
- einer geforderten Beobachtungseffizienz¹⁹ von $\epsilon_{MW} = 0,99$ und
- dem Beobachtungszeitraum von $T = 10,74$ Jahren

eine obere Grenze des Erwartungswerts von

$$\boxed{R^{90\%} = \frac{2,44}{0,99 \cdot 10,74} = 0,23 \frac{1}{a}} \quad . \quad (6.36)$$

Diese Grenze gilt für den IC86-Ausbau für eine Abdeckung von 99 % der Supernovae in der Milchstraße. Für Modelle mit schwereren Vorläufersternen ist die Abdeckung 100 %. Ebenfalls schließt diese Grenze $\sim 100\%$ der Supernovae aus den Magellanschen Wolken ein, welche ein Schwarzes Loch formieren bzw. einen Wert $X \geq 2,7 \cdot 10^{61} \text{ MeV}^3$ (siehe Abschnitt 6.1) in einem 1,5 s-Zeitintervall um die maximale Neutrinoemission herum aufweisen. Dies ist z.B. für das $27 M_{\odot}$ -Modell [79] der Fall.

¹⁹Der gewichtete Mittelwert der Beobachtungseffizienz für die verschiedenen IC-Generationen beläuft sich auf $\bar{\epsilon}_{MW} = 0,982$. Der Einfluss auf die bestimmte galaktische Supernova-Häufigkeit ist vernachlässigbar.

6 Suchen nach einer Supernova-Signatur im IceCube-Observatorium

In der Arbeit [94] wurde bereits für IceCube die Obergrenze auf die Frequenz von fehlgeschlagenen Supernovae in der Milchstraße auf $R^{90\%} = 0,47 \frac{1}{\text{a}}$ bestimmt. Auch in [94] konnte kein Ereignis oberhalb des Analyseschnittes beobachtet werden. Der Analysezeitraum betrug 5,18 Jahre. Das analysierte Zeitintervall dieser Arbeit umfasst in etwa den doppelten Zeitraum von 10,74 Jahren, was auch die Verbesserung der Obergrenze um einen Faktor zwei erklärt.

Tabelle 6.12 zeigt die aktuellsten oberen Grenzen auf die Rate von Supernovae in der Milchstraße und die analysierten Zeiträume für IceCube, Baksan und LVD. Aufgrund der längeren Laufzeit sind Baksan und LVD in der Lage eine schärfere Obergrenzen zu setzen, wobei diese allerdings nur für Vorläufersterne $> 20 M_{\odot}$ in der Milchstraße und damit etwa $27 \pm 13\%$ des Modellraums gültig ist (siehe Abbildung 6.1). In dieser Arbeit wurde im Gegensatz das Hüdepohl-Modell als Supernova-Modell mit der geringsten Neutrinoausbeute derzeitiger Modelle verwendet. Wie bereits erwähnt, gilt diese bestimmte obere Grenze unter der Bedingung $X \geq 2,7 \cdot 10^{61} \text{MeV}^3$ auch für die Magellanschen Wolken.

Experiment	Analysezeitraum [Uptime]	Supernova-Häufigkeit [a^{-1}]
IceCube	10,74 a [91,7 %]	$< 0,23$ mit 90 % C.L.
Baksan	33 a [88 %]	$< 0,07$ mit 90 % C.L.
LVD	22,5 a [94 %]	$< 0,10$ mit 90 % C.L.

Tabelle 6.12: Vergleich der aktuellsten Abschätzung der Rate von Supernovae in der Milchstraße in Abhängigkeit der untersuchten Analysezeiträumen.

Zusammenfassung und Ausblick **7**

Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt auf der Suche nach Supernovae in den IceCube-Daten von 2008 bis 2020. Das Neutrinoobservatorium wurde ursprünglich für Neutrinoenergien größer als $\mathcal{O}(\text{TeV})$ gebaut. Da jedoch während einer Supernova die gravitative Bindungsenergie eines Sterns fast vollständig in Form von Neutrinos im $\mathcal{O}(\text{MeV})$ Energieregime abgestrahlt wird, ist die Zahl der abgestrahlten Neutrinos $\mathcal{O}(10^{58})$. Daher kann eine Supernova durch die kollektive Erhöhung der Dunkelrauschrategie vom IceCube-Detektor nachgewiesen werden. Einzelne Supernova-Neutrinos können von IceCube allerdings nicht aufgelöst werden. Demgegenüber ist IceCube zur Zeit in der Lage, die Supernova-Neutrino-Lichtkurve einer galaktischen Sternexplosion mit der höchsten statistischen Genauigkeit zu vermessen.

Es wurde in der letzten Dekade keine Supernova in der Milchstraße im elektromagnetischen Spektrum entdeckt. Allerdings müssen nicht alle Supernovae optisch sichtbar sein. Der Begriff „versteckte Supernovae“ bezieht sich auf Kernkollaps-Supernovae, welche optisch aufgrund von z.B. interstellarem Staub nicht detektierbar sind. Supernovae, welche zu einem Schwarzen Loch kollabieren, werden als fehlgeschlagene Supernovae bezeichnet. Ziel der Arbeit ist es nach solchen Supernovae in der Milchstraße und den Magellanschen Wolken mit größtmöglicher Empfindlichkeit zu suchen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zunächst das effektive Positronvolumen, welches eine fundamentale Größe in der Simulation der Detektorantwort darstellt, auf der Basis des neusten Eismodells neu bestimmt. Hierfür wurden eine Milliarde Positronen der Energie 15 MeV in einem vordefiniertem Volumen der Größe $1,5 \text{ km}^3$ deponiert. Die Positronbewegung wurde dann anhand einer Geant4-Simulation bestimmt und zur Simulation der Photonpropagation an clsim weitergeleitet. In einem letzten Schritt wurde eine Detektorsimulation durchgeführt. Um die systematischen Effekte abschätzen zu können, wurden die Absorptions- und Streukoeffizienten des Eismodells um $\pm 5\%$ variiert und jeweils die gleiche Simulationskette für 100 Millionen Positronen der Energie 15 MeV gestartet. Das effektive Positronvolumen berechnet sich zu $V_{\text{eff}}^{e^+} / E_{e^+} = 30,51 \pm 0,03_{-4,05}^{4,44} \frac{\text{m}^3}{\text{MeV}}$. Zur Simulation einer Detektorantwort wurde die Software USSR verwendet, welche in der Lage ist, in wenigen Minuten die erwartete Detektorrate von verschiedenen Super-

7 Zusammenfassung und Ausblick

novamodellen zu generieren. Anhand der `Sni3_sn_sim`-Routine der SINDAQ kann ein Signifikanz-Proxy als Antwort des Supernova-Datennahmesystems für unterschiedliche Supernovamodelle simuliert werden. Zu diesem Zwecke wird mit Hilfe des USSR die bestimmte erwartete Detektorrate eines Supernovamodells auf echtes Untergrundrauschen addiert und von der SINDAQ die Signifikanz-Proxys für den Zeitverlauf der Supernova berechnet. Einzig der höchste Wert des Signifikanz-Proxys des Zeitverlauf jeder Simulation wird abgespeichert. Zusätzlich wurden Anstrengungen unternommen, um die systematischen Unsicherheiten genauer einzugrenzen. So wurde der Einfluss des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts der Streuung des Neutrinos an Sauerstoff intensiv untersucht und die Abhängigkeit der Supernovaposition relativ zum Detektor auf die Ratenveränderung aufgrund der winkelabhängigen MSW-Oszillation in der Erde studiert. Insgesamt ergibt sich eine systematische Unsicherheit von $\begin{matrix} 16,5\% \\ -14,6\% \end{matrix}$.

In einem nächsten Schritt wurden die Daten des Myon- und Supernova-Datennahmesystems mit optimierten Qualitätschnitten selektiert. Die Datenanalyse wurde für die Jahre 2008-2020 durchgeführt und umfasst 4275 Tage. Aufgrund der Qualitätskriterien konnten nicht physikalische Ereignisse mit hohen Signifikanz-Proxy-Werten herausgefiltert werden. Ein Beispiel war eine Radarmessung eines Flugzeugs über der antarktischen Eis, wodurch elektromagnetische Strahlung im Detektor deponiert wurde, die zu sehr hohen Werten des Signifikanz-Proxys führte. Bei der Bewegung von atmosphärische Myonen durch das Eis wird Tscherenkow-Licht erzeugt, welches die DOM-Raten verfälscht und die Verteilung des Signifikanz-Proxys in ihren Ausläufern asymmetrisch gestaltet. Eine Korrekturmethode der Signifikanz-Proxy-Verteilung von dem Myonbeitrag wurde daher eingeführt. Die myonkorrigierte Signifikanz-Proxy-Verteilung wurde nur unterhalb eines Wertes von $\xi_{korr}^{proxy} = 7$ betrachtet (blinde Analyse).

Nach allen Qualitätschnitten bleibt ein prozentualer Anteil von 91,73%. Dies entspricht einem Zeitintervall von 10,74 ununterbrochen genommenen Jahren.

Die Analyse der Daten wurde zunächst im Frequenzraum durchgeführt und so deren Qualität sowie auf repetitive astrophysikalische Signale hin geprüft. Hierfür wurde die Lomb-Scargle Transformation verwendet, welche sich besonders gut für Zeitreihen mit Lücken eignet. Die Supernova-Scaler-Raten der Jahre 2013-2020 wurde in der Binnierung pro Tag, Stunde, Minute und Sekunde untersucht und von Ausreißern bereinigt. In einer groben Tagesbinnierung konnten, außer für die jährliche Variation Myonen, keine signifikanten Frequenzen gefunden werden.

Um mögliche signifikante Effekte zu quantifizieren, wurde die Falsch-Alarm-Rate bestimmt. Dabei wurden zunächst Effekte aufgrund von Dichteschwankungen der Atmosphäre und der Tribolumineszenz im Eis korrigiert. Es konnten signifikante Frequenzen bei einer Grundfrequenz von $f_{grund} = \frac{1}{24h}$ gefolgt von den harmonischen Frequenzen ($f_{2harm} = \frac{1}{12h}$ und $f_{3harm} = \frac{1}{8h}$) identifiziert werden. Deren Ursache ist bisher nicht bekannt. Die Vermutung liegt jedoch nahe, dass die Peaks als ein Artefakt der zeitlichen Lücken entstehen.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Zum Abschluss wurde für jedes Jahr der Daten von 2013-2020 getrennt eine Lomb-Scargle Transformation der Supernova-Scaler-Raten pro Sekunde durchgeführt. Signifikante Frequenz-Peaks konnten bei einer Grundfrequenz von $f_{grund} = \frac{1}{30}$ Hz für alle Jahre bis auf 2013 gefunden werden. Im Jahr 2013 lag die Grundfrequenz bei $f_{grund} = \frac{1}{15}$ Hz. Wir gehen nicht davon aus, dass die Quelle der Peaks physikalischer Natur ist. Vielmehr handelt es sich wahrscheinlich um noch nicht bekannte Detektor- oder Software-Artefakte. Generell haben die beobachteten Effekte eine geringe spektrale Leistungsdichte.

Bevor der blinde Teil der Arbeit angeschaut werden konnte, musste ein Analyseschnitt bestimmt werden, welcher eine klare Trennung zwischen Untergrund und Signal erlaubt. Der Analyseschnitt wurde für 99% der Supernovae eines $8,8 M_{\odot}$ -Vorläufersterns unter Berücksichtigung der systematischen Unsicherheiten auf $\xi_{korr}^{proxy} = 9,2$ bestimmt. Nachdem ein kollaborationsinterner Unblinding-Prozess durchlaufen wurde, konnten den Daten oberhalb des myonkorrigierten Signifikanz-Proxys von $\xi_{korr}^{proxy} = 7$ begutachtet werden. Es konnten keine myonkorrigierten Signifikanz-Proxy-Werte oberhalb des Analyseschnittes von $\xi_{korr}^{proxy} = 9,2$ gefunden werden. Es wurden folglich keine Supernova-Neutrinos beobachtet. Trotzdem wurden zwei interessante Ereignisse unterhalb des Analyseschnittes mit $\xi_{korr}^{proxy} = 7,69$ und $\xi_{korr}^{proxy} = 8,57$ genauer betrachtet. Es ist sehr wahrscheinlich, dass beide Ereignisse nicht physikalischer Natur sind, da die getriggerten Zeiten mit Störungen im Detektor in Verbindung stehen.

Für den Fall keiner Supernova-Beobachtung kann eine Obergrenze auf die Häufigkeit für versteckte und fehlgeschlagene Supernovae in der Milchstraße für 99% der Supernovae eines $8,8 M_{\odot}$ -Vorläufersterns mit der Feldman-Cousin Methode bei einem 90% Konfidenzintervall berechnet werden. Zusätzlich wurde die konservative Annahme getroffen, dass kein statistisches Untergrundereignis oberhalb des Analyseschnittes erwartet wird. Damit lässt sich eine Obergrenze der Häufigkeit für Supernovae in der Milchstraße zu

$$R^{90\%} = 0,23 \frac{1}{a}$$

bestimmen. Die Obergrenze bestimmt von Baksan ($R_{Baksan}^{90\%} = 0,07 \frac{1}{a}$) und LVD ($R_{LVD}^{90\%} = 0,1 \frac{1}{a}$) ist um einen Faktor ~ 3 und ~ 2 besser, da diese eine diesen Faktoren entsprechend längere Laufzeit aufweisen. Zur Bestimmung der Obergrenze verwendeten beide Experimente jedoch die Parametrisierung der SN1987A ($20 M_{\odot}$ -Vorläuferstern), weshalb sie nur einen kleinen Teil des Modellraums testeten. In den Magellanschen Wolken ist die Obergrenze der Supernova-Häufigkeit nur für Supernovae gültig, welche ein $X \geq 2,7 \cdot 10^{61} \text{MeV}^3$ in einem 1,5 s-Zeitintervall um die maximale Neutrinoemission herum auf der Basis des Burrows $27 M_{\odot}$ -Modell (Abschnitt 3.8.3), da IceCube für dieses Modell eine 100% Nachweiseffizienz hat. Es wurde sich hier nicht

7 Zusammenfassung und Ausblick

auf die Masse des Vorläufersterns gestützt, da die Neutrinoluminosität nicht direkt proportional zu dieser ist und auch Supernovae mit einem leichteren Vorläuferstern das Kriterium erfüllen können. Verfügt man über externe Informationen wie zum Beispiel dem Zeitpunkt der Supernovae, so wird die Restriktion des Modellraums obsolet.

Die nächste Ausbaustufe des IceCube-Detektors ist der sogenannte *IceCube-Upgrade*. Geplant sind für das IceCube-Upgrade sieben weitere Kabeltrossen mit insgesamt 679 optischen Modulen, in welchen jeweils mehrere PMTs verbaut werden [145]. Derzeit wird von einer Inbetriebnahme im Jahr 2026 ausgegangen.

Für das Jahr 2035 wird die Fertigstellung der letzten Ausbaustufe *IceCube-GEN2* erwartet. IceCube-GEN2 soll ein Gesamtvolumen von 8 km^3 mit 9600 optischen Multi-PMT-Sensoren an 120 Kabeltrossen umfassen [146]. Eine 5-30 fache größere Empfindlichkeit, je nach Untersuchungsgegenstand und Energie, wird für hoch energetische Neutrinos erwartet. Auch die Auswirkungen auf den Supernova-Nachweis durch IceCube-Upgrade und IceCube-GEN2 wurde mittlerweile untersucht.

Abbildung 7.1 kann die IceCube-Sensitivität von IceCube und dessen Ausbaustufen für einen $27 M_{\odot}$ -Vorläuferstern [147] entnommen werden. Es wurde die Signifikanz ξ als Funktion der Distanz aufgetragen. Die roten Punkte repräsentieren die bisherige Supernova-Sensitivität des IceCube-Detektors. Die hellblau-gepunktete Kurve zeigt den erwarteten Signifikanz-Proxy der sieben zusätzlichen Upgrade-Kabeltrossen, wenn man ≥ 6 Koinzidenzen in den Multi-PMT-Modulen fordert [148]. Die Koinzidenzmethode führt zu einer signifikanten Reduktion des Untergrundrauschens [149], sodass sich die Signifikanzen im Bereich der Magellanschen Wolken bereits für den IceCube-Upgrade verbessert. Die hellrot-gepunktete Kurve stellt die erwartete Signifikanz als Funktion der Distanz für die 120 GEN2-Kabeltrossen dar [148]. Es lässt sich erkennen, dass man durch die Koinzidenzmethode der Multi-PMT-Module der GEN2 Ausbaustufe die Supernova-Sensitivität in den Magellanschen Wolken mit $\xi > 50$ deutlich steigert. Die hellrot-gestrichelte Kurve demonstriert die Kombination aus dem aktuellen IceCube-Ausbau und der GEN2-Erweiterung ohne Koinzidenzmethode [148]. Hier ist nur eine 60 % Steigerung der Sensitivität zu sehen, da erwartet wird, dass die 16-18 PMTs der verbesserten Modulen insgesamt deutlich höhere Rauschrate aufweisen als die bisher verbauten Module.

Die genehmigten und geplanten Erweiterungen stellen auch sicher, dass das IceCube-Observatorium noch für mehrere Dekaden als Supernova-Detektor betrieben und Teil des SNEWS-Netzwerks sein wird.

7 Zusammenfassung und Ausblick

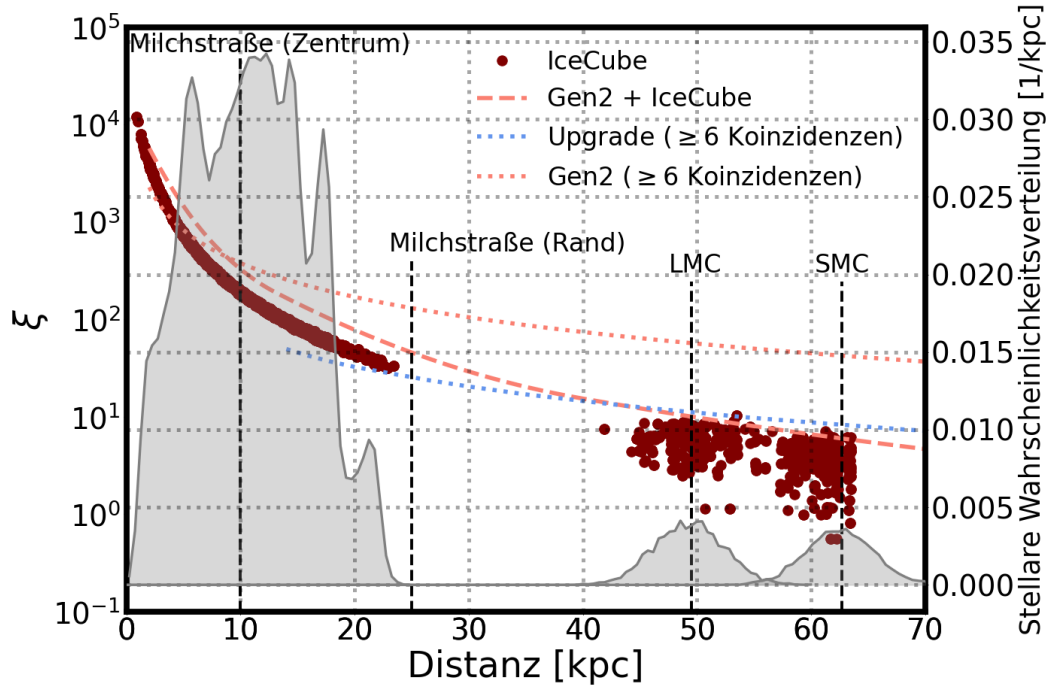


Abbildung 7.1: IceCube-Sensitivität für Supernovae eines $27 M_{\odot}$ -Vorläufersterns [147]. Es ist die Signifikanz ξ als Funktion der Distanz für IceCube sowie dessen Ausbaustufen aufgetragen [148, 149]. Die stellare Wahrscheinlichkeitsverteilung ist als grau hinterlegte Fläche dargestellt.

Anhang 8

8.1 Effektives Positronvolumen

Die systematischen Unsicherheiten des effektiven Positronvolumens wurde in Abschnitt 6.3.1 bestimmt. Es lässt sich eine Korrelation erkennen, wenn man die relative Veränderung des effektiven Volumens gegen die Variation des Absorptionskoeffizienten (Streukoeffizienten) aufträgt (Abbildung 8.1). Fittet man in einem nächsten Schritt einen linearen Zusammenhang, so erhält man für die Steigung der Absorptionskoeffizientenabhängigkeit von IceCube (DeepCore) $m_{abs} = -0,78 \pm 0,02$ ($m_{abs} = -0,81 \pm 0,04$). Die Steigung der Streukoeffizientenabhängigkeit von IceCube (DeepCore) hat den vergleichsweise kleinen Wert von $m_{streu} = 0,037 \pm 0,015$ ($m_{streu} = -0,018 \pm 0,037$), siehe Abbildung 8.2.

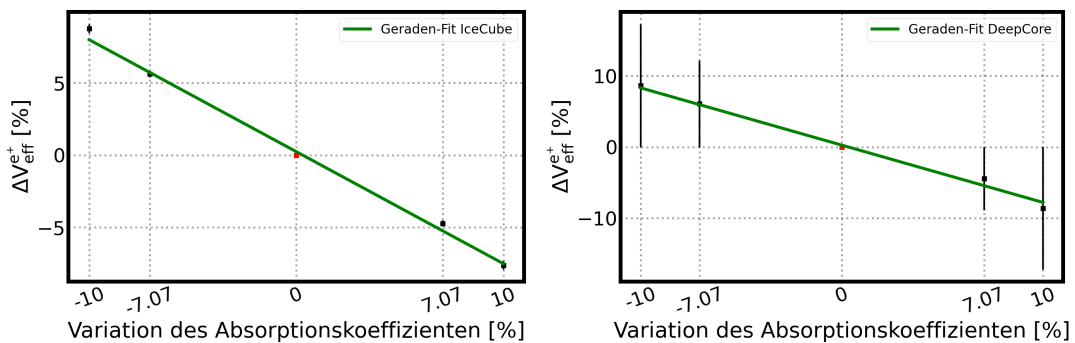


Abbildung 8.1: Korrelation zwischen relativer Veränderung des effektiven Positron Volumens und des Absorptionskoeffizienten für IceCube (Links) und DeepCore (Rechts).

8 Anhang

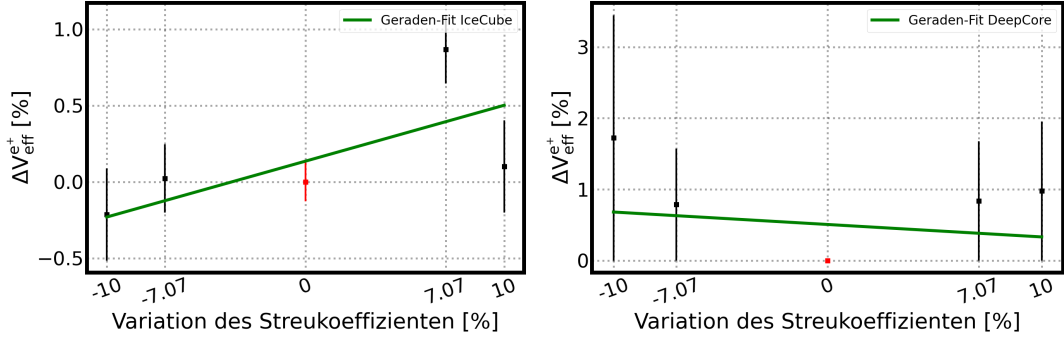


Abbildung 8.2: Korrelation zwischen relativer Unsicherheit des effektiven Positron Volumens und des Streukoeffizienten für IceCube (Links) und DeepCore (Rechts).

8.2 Sauerstoffwirkungsquerschnitt

In Abschnitt 6.2.2 wurde die Implementierung des Sauerstoffwirkungsquerschnittes im parametrisierten Simulationsprogramm USSR anhand des Beispiels des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts der Neutrinostreuung am Sauerstoffatom $^{16}\text{O}(\nu, \nu^*) \rightarrow ^{16}\text{O}$ vorgestellt. Abbildung 8.3 zeigt den Vergleich der CRPA (rot) [129] sowie neuen SFO-tls (grün) [128] Implementierung für die inelastischen Wirkungsquerschnitte der Interaktionen $^{16}\text{O}(\bar{\nu}, e^+) \rightarrow ^{16}\text{N}$ und $^{16}\text{O}(\nu, e^-) \rightarrow ^{16}\text{F}$. Diese Reaktionen trugen deutlich weniger bei als die elastische Neutrinostreuung.

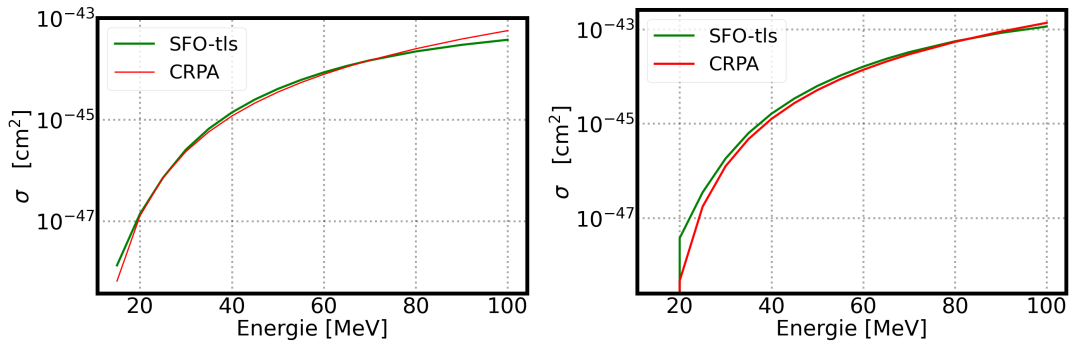


Abbildung 8.3: *Links*: Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung $^{16}\text{O}(\bar{\nu}, e^+) \rightarrow ^{16}\text{N}$
Rechts: Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung $^{16}\text{O}(\nu, e^-) \rightarrow ^{16}\text{F}$.

8.3 Erdszillation und die Position der Supernova

Je nach Position der Supernova bewegen sich die Neutrinos durch unterschiedlich dichte Schichten der Erdmaterie, sodass Oszillationseffekte eintreten und die Neutrino-Flüsse am IceCube-Detektor variieren. Dieser Effekt wurde in Abschnitt 6.3.3 vorgestellt. Hier werden die energieabhängigen Oszillationen der unterschiedlichen Flavour für verschiedene Eintrittswinkel gezeigt. Für das Hüdepohl-Modell wurde in Abschnitt 6.3.3 beispielhaft die Methode vorgestellt zur Bestimmung der gesamten DOM-Hits relative zu dem Fall, dass keine Oszillation vorliegt. Für das Schwarze Loch-Modell sind die Ergebnisse am Ende dieses Abschnitts dargestellt.

8.3.1 Energieabhängige Oszillation für alle Flavour-Kombinationen

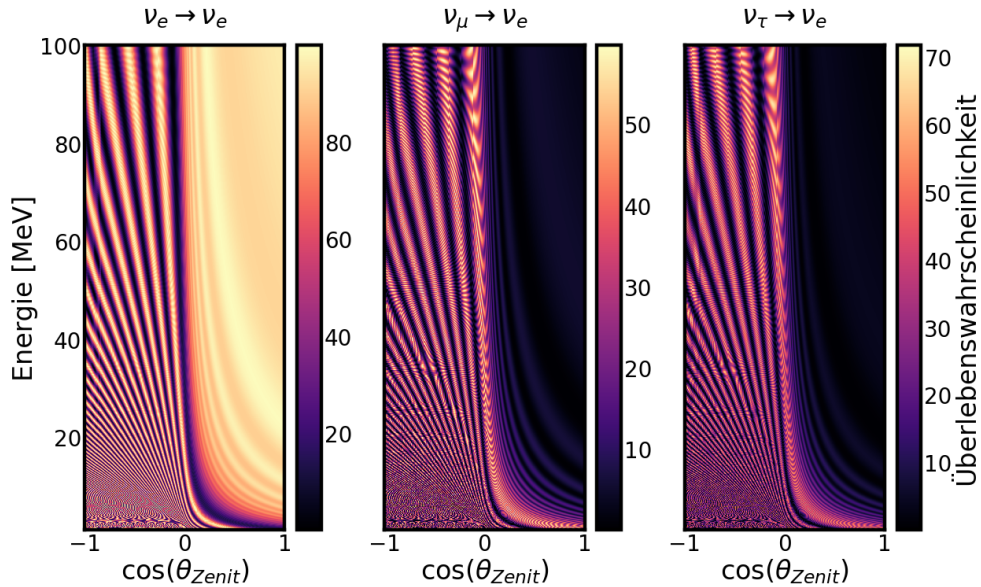


Abbildung 8.4: Oszillationen in den ν_e -Flavour für verschiedene Eintrittswinkel, Energien und ν -Flavour im Anfangszustand [132].

8 Anhang

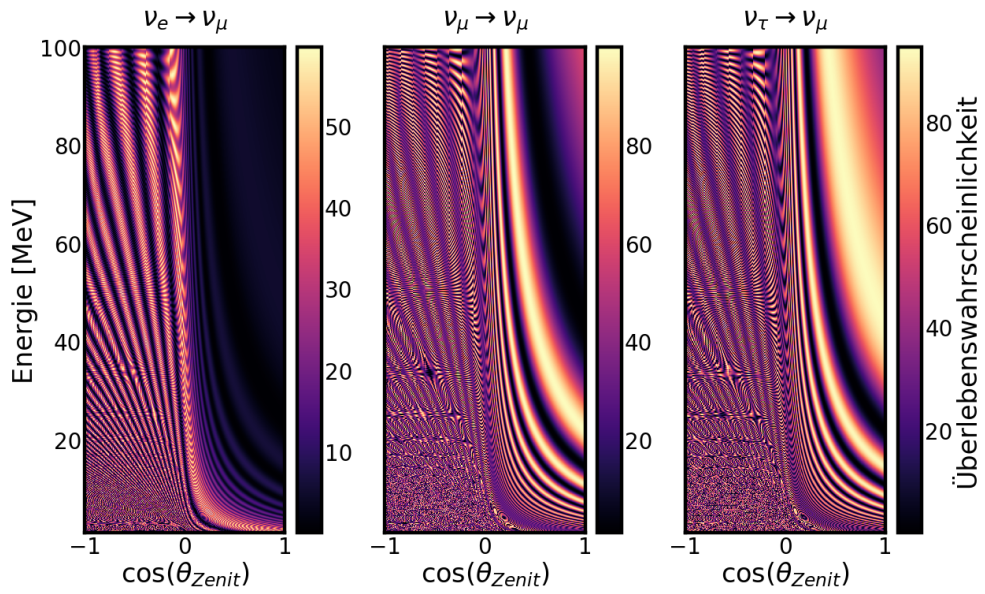


Abbildung 8.5: Oszillationen in den ν_μ -Flavour für verschiedene Eintrittswinkel, Energien und ν -Flavour im Anfangszustand [132].

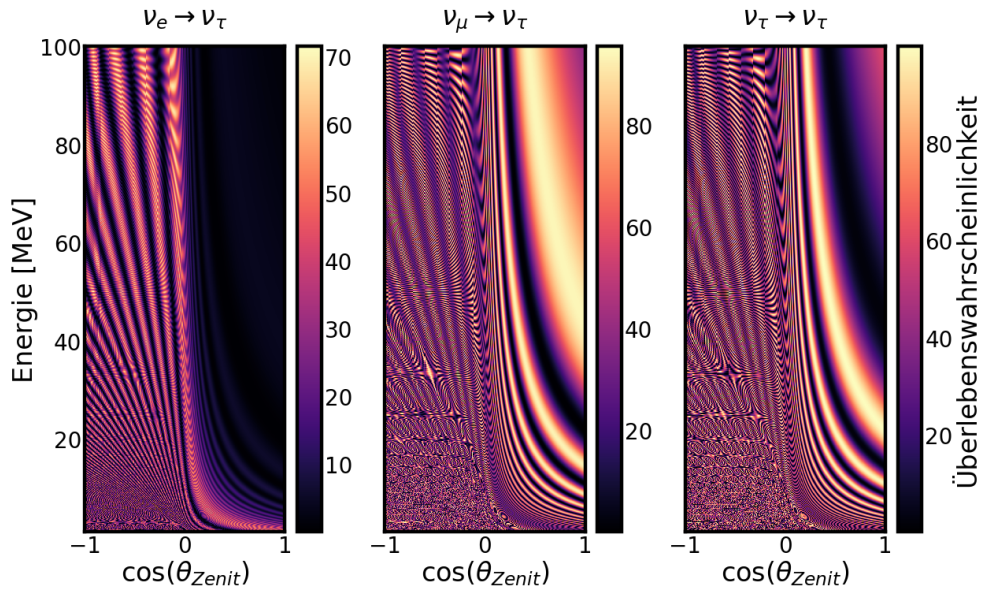


Abbildung 8.6: Oszillationen in den ν_τ -Flavour für verschiedene Eintrittswinkel, Energien und ν -Flavour im Anfangszustand [132].

8 Anhang

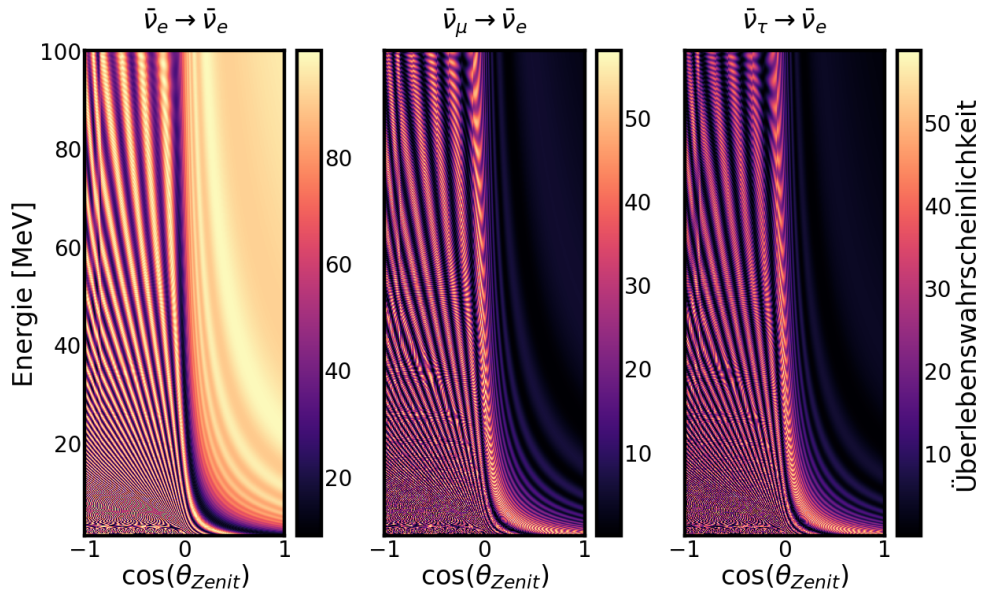


Abbildung 8.7: Oszillationen in den $\bar{\nu}_e$ -Flavour für verschiedene Eintrittswinkel, Energien und Neutrino-Flavour im Anfangszustand [132].

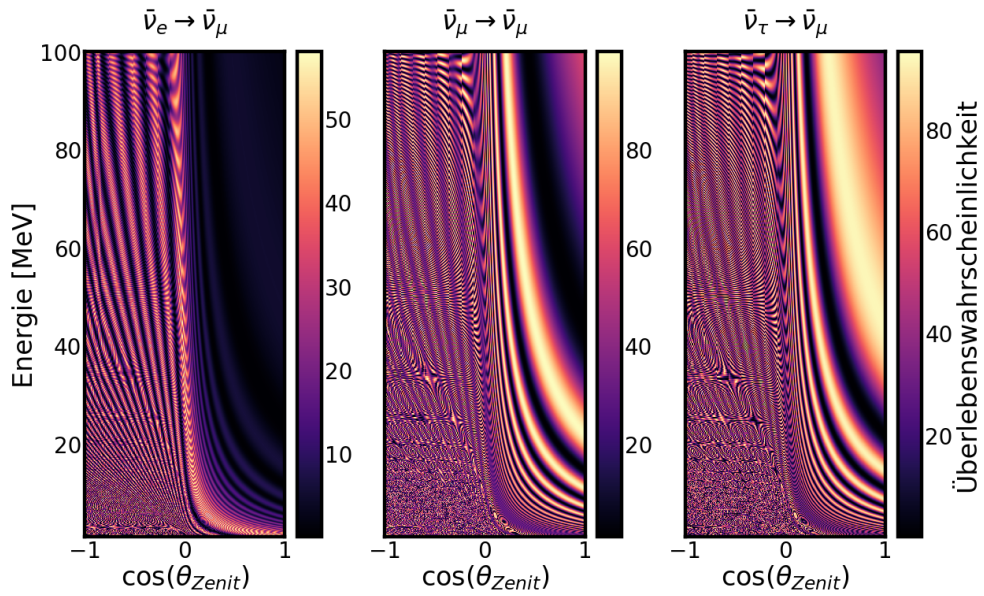


Abbildung 8.8: Oszillationen in den $\bar{\nu}_\mu$ -Flavour für verschiedene Eintrittswinkel, Energien und Neutrino-Flavour im Anfangszustand [132].

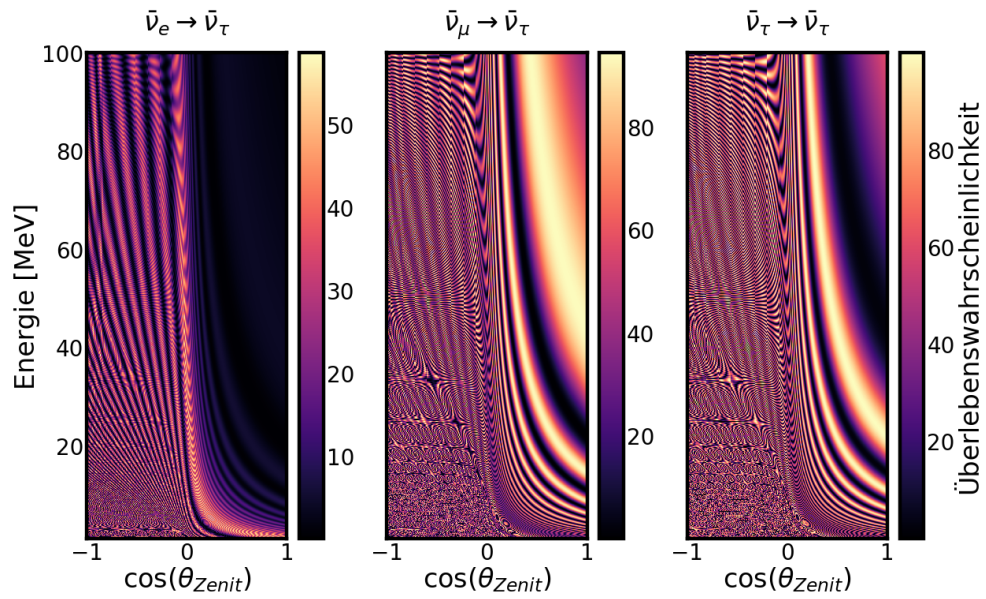


Abbildung 8.9: Oszillationen in den $\bar{\nu}_\tau$ -Flavour für verschiedene Eintrittswinkel, Energien und Neutrino-Flavour im Anfangszustand [132].

8.3.2 Schwarzes Loch-Modell

In der folgenden Abbildung wird der Effekt der Oszillation in der Erdmaterie für Neutrinos aus einem schweren Vorläuferstern [80], der in ein Schwarzes Loch endet, gezeigt.

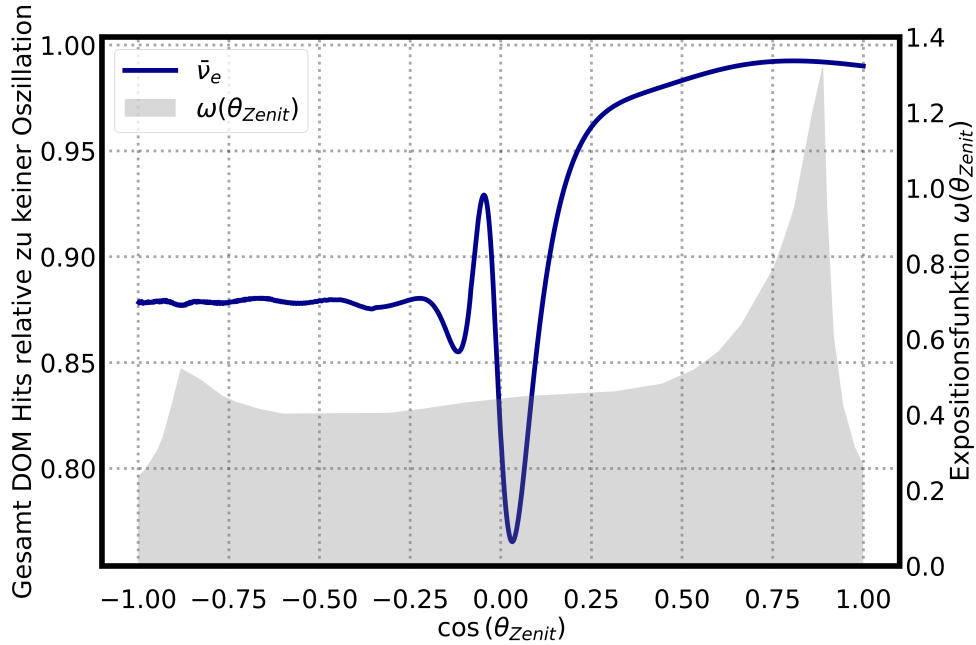


Abbildung 8.10: Gesamt DOM-Hits relative zum Fall keiner Erdooszillation als Funktion des Eintrittswinkels für das Schwarze Loch-Modell [80] und den $\bar{\nu}_e$ -Fall. Bei einem Eintrittswinkel von $\cos(\theta_{zenit}) \approx 0,75$ ($\cos(\theta_{zenit}) \approx 0$) ergibt sich ein Maximum (Minimum), für welches wir etwa $-1,1\%$ (-24%) weniger Gesamttreffer relative zum Fall keiner Oszillation verzeichnen würden.

8.4 Zeitdifferenzen in den DST/SimpleDst-Daten

Im Rahmen der Datenanalyse wurden verschiedene Qualitätsschnitte durchgeführt (siehe Abschnitt 6.4). Hierfür wurden die Zeitdifferenz Δt zwischen den zeitlich nächsten Treffer des DST/SimpleDST-Runs genauer untersucht. Es zeigten sich größere zeitliche Lücken zwischen aufeinanderfolgenden Treffer. In Abschnitt 6.4.1 wurden bereits die zeitlichen Lücken beispielhaft für Run 124464 sowie das Jahr 2014 diskutiert. Im folgenden werden die Lücken in den restlichen Jahre vorgestellt. Ebenfalls wird in Abbildung 8.35 der SimpleDST-Run 129779 beispielhaft genauer betrachtet.

8.4.1 DST-Daten

Zeitdifferenzen in den 2008 genommenen DST-Daten

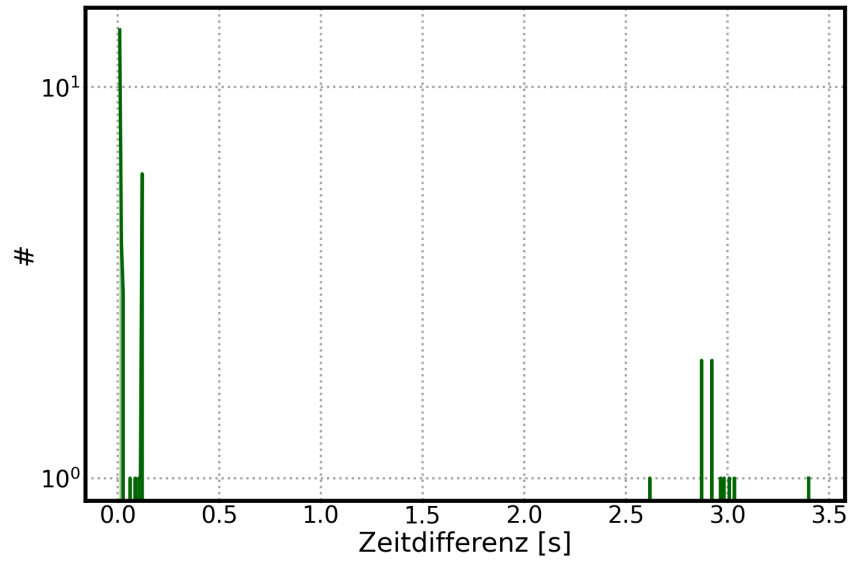


Abbildung 8.11: Zeitdifferenzen $0.01 \text{ s} \leq \Delta t \leq 3,5 \text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2008.

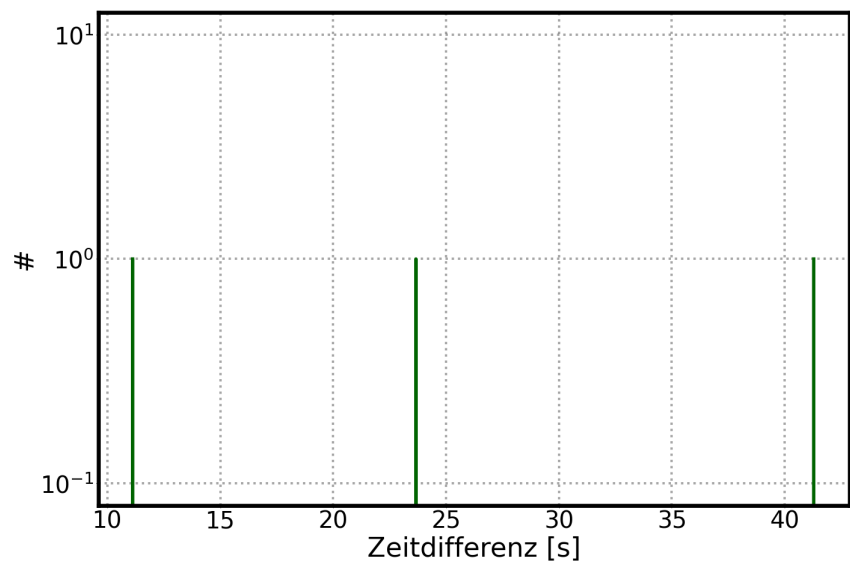


Abbildung 8.12: Zeitdifferenzen $10 \text{ s} \leq \Delta t \leq 45 \text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2008.

8 Anhang

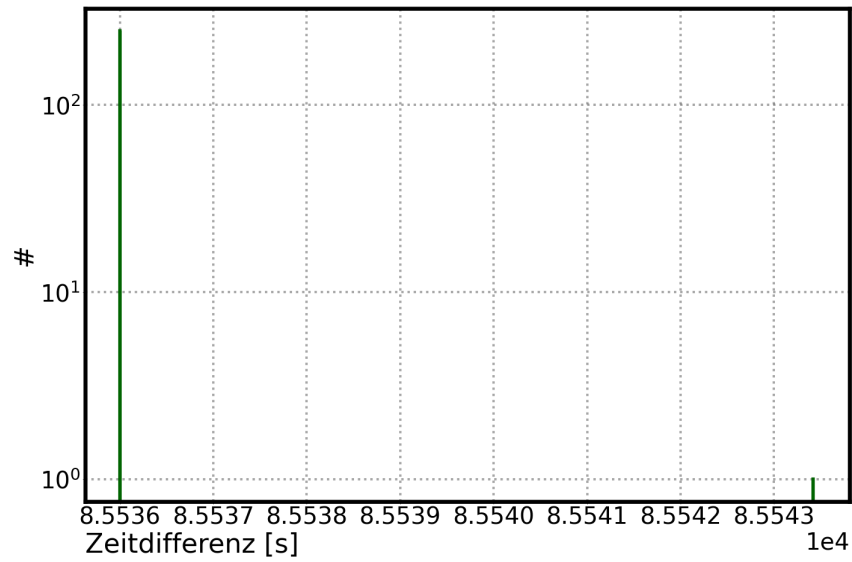


Abbildung 8.13: Zeitdifferenzen $80000 \text{ s} \leq \Delta t$ der DST-Daten des Jahres 2008.

Zeitdifferenzen in den 2009 genommenen DST-Daten

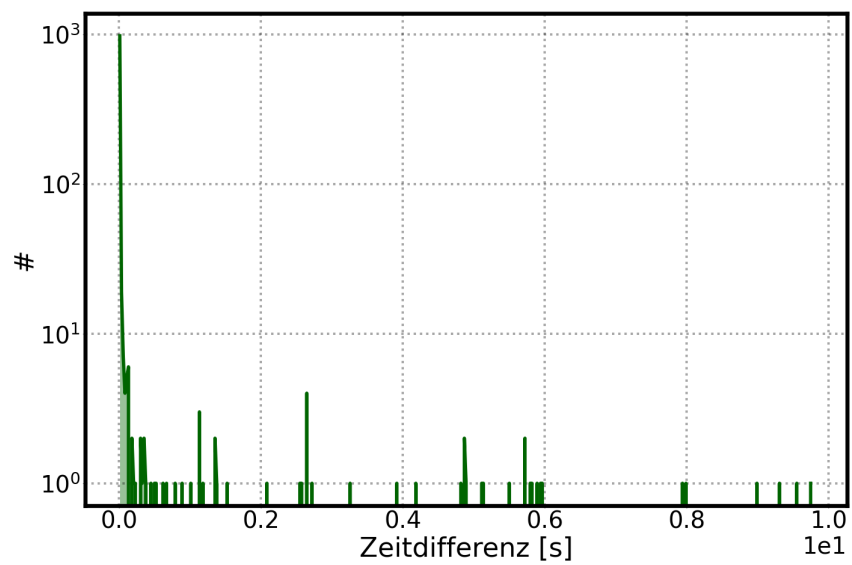


Abbildung 8.14: Zeitdifferenzen $0.01 \text{ s} \leq \Delta t \leq 10 \text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2009.

8 Anhang

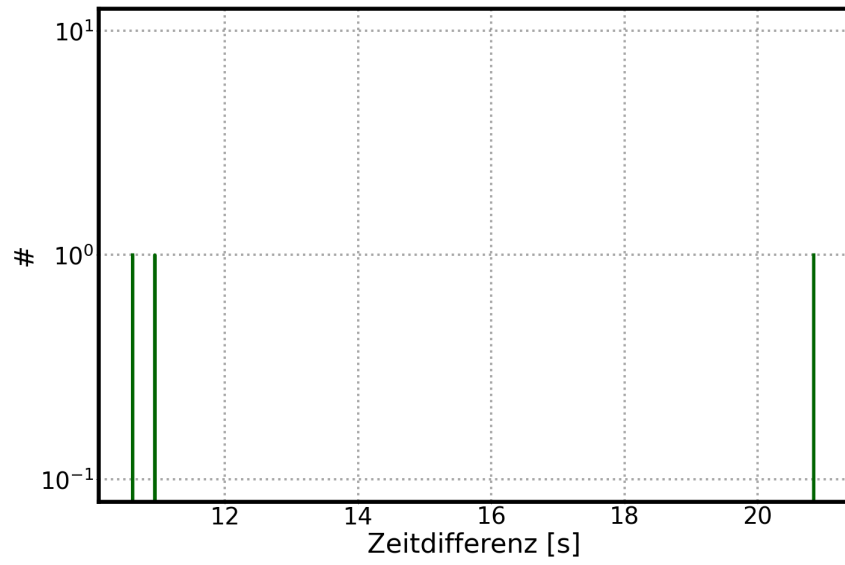


Abbildung 8.15: Zeitdifferenzen $10\text{ s} \leq \Delta t \leq 25\text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2009.

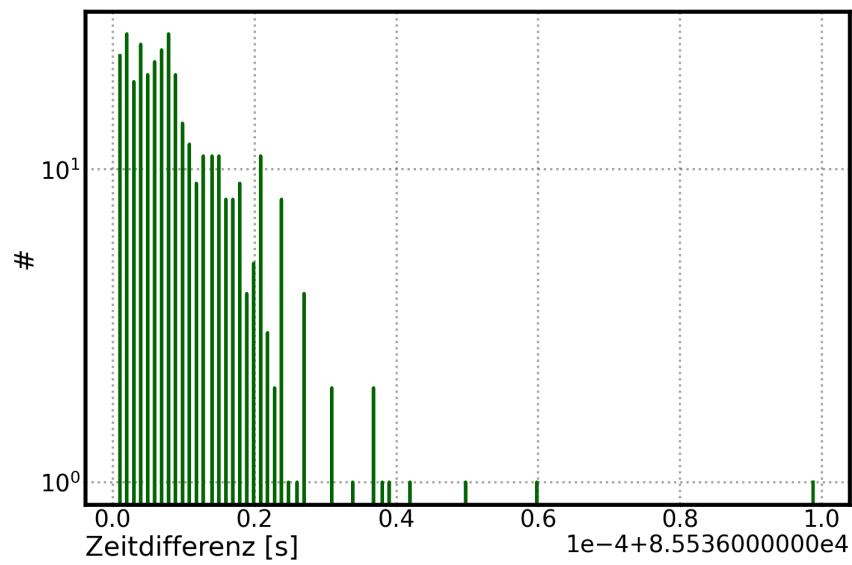


Abbildung 8.16: Zeitdifferenzen $80000\text{ s} \leq \Delta t$ der DST-Daten des Jahres 2009.

Zeitdifferenzen in den 2010 genommenen DST-Daten

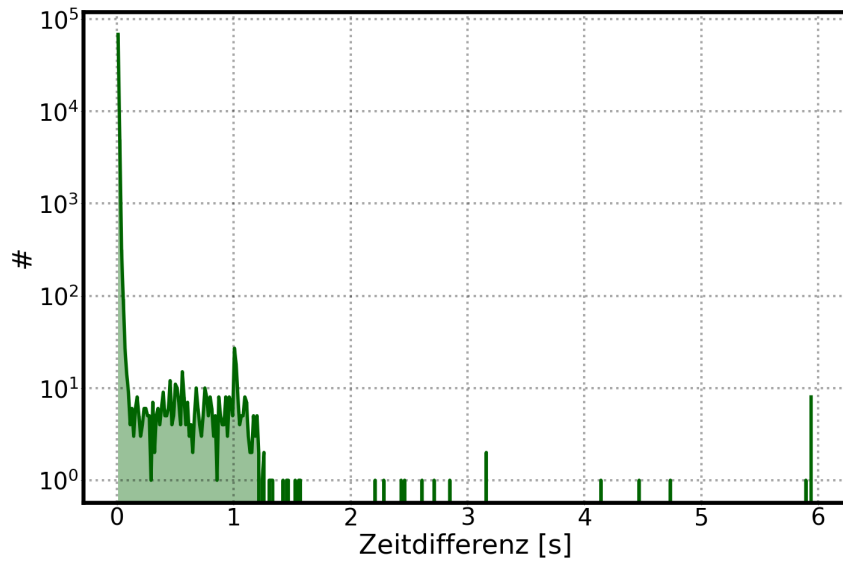


Abbildung 8.17: Zeitdifferenzen $0.01 \text{ s} \leq \Delta t \leq 6 \text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2010.

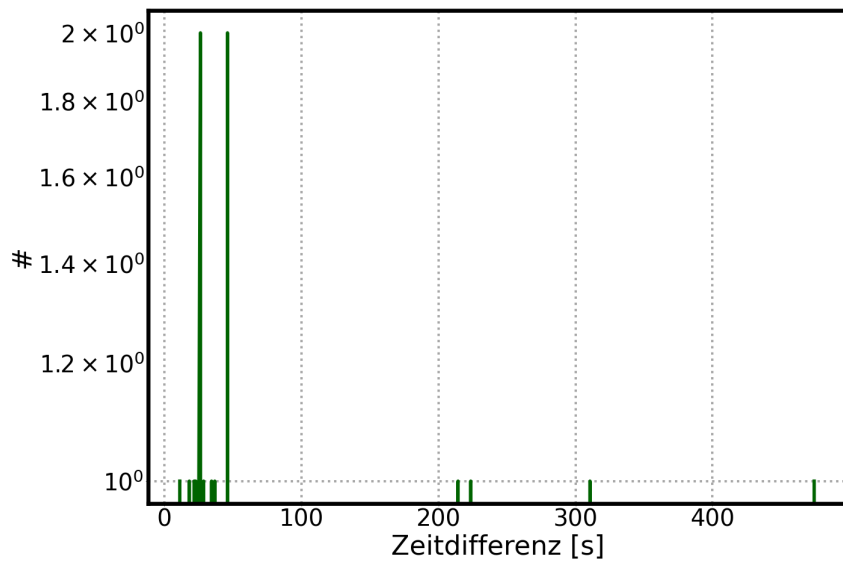


Abbildung 8.18: Zeitdifferenzen $10 \text{ s} \leq \Delta t \leq 500 \text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2010.

8 Anhang

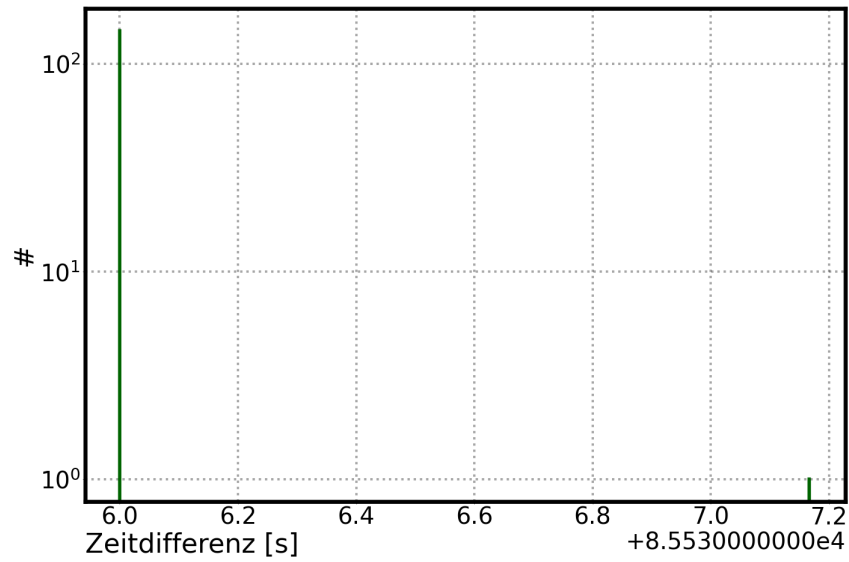


Abbildung 8.19: Zeitdifferenzen $80000 \text{ s} \leq \Delta t$ der DST-Daten des Jahres 2010.

Zeitdifferenzen in den 2011 genommenen DST-Daten

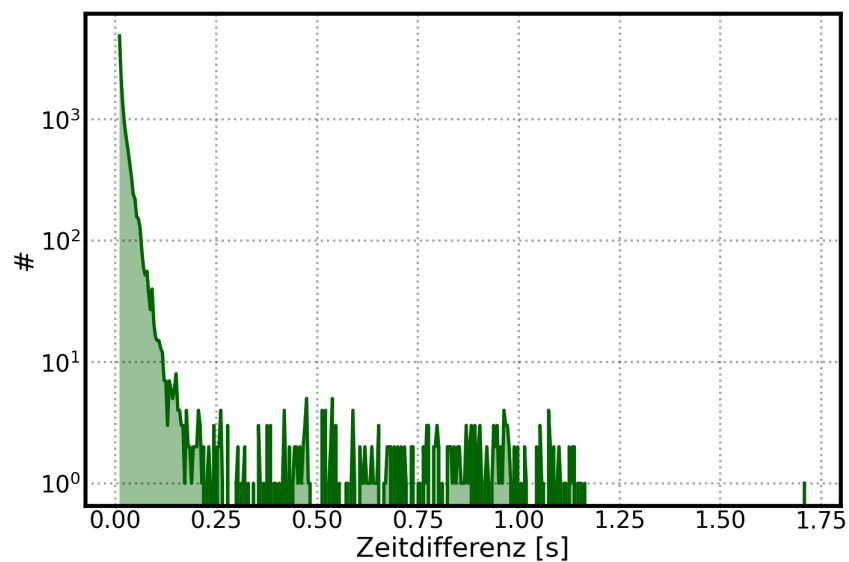


Abbildung 8.20: Zeitdifferenzen $0.01 \text{ s} \leq \Delta t \leq 1,75 \text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2011.

8 Anhang

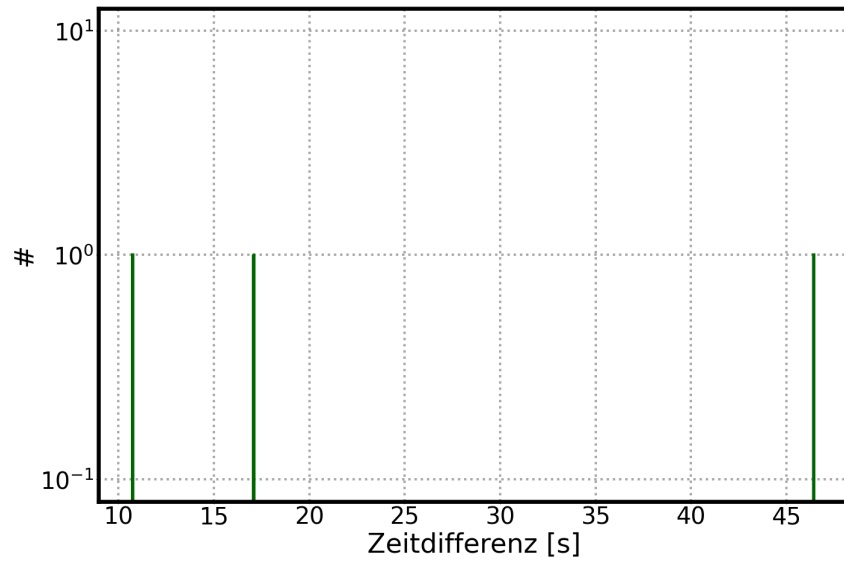


Abbildung 8.21: Zeitdifferenzen $10\text{ s} \leq \Delta t \leq 50\text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2011.

Zeitdifferenzen in den 2012 genommenen DST-Daten

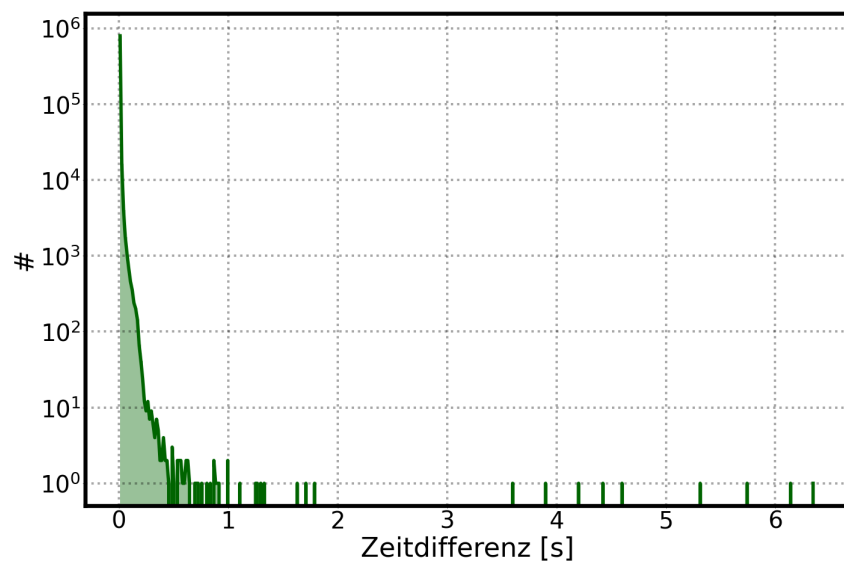


Abbildung 8.22: Zeitdifferenzen $0.01\text{ s} \leq \Delta t \leq 7\text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2012.

8 Anhang

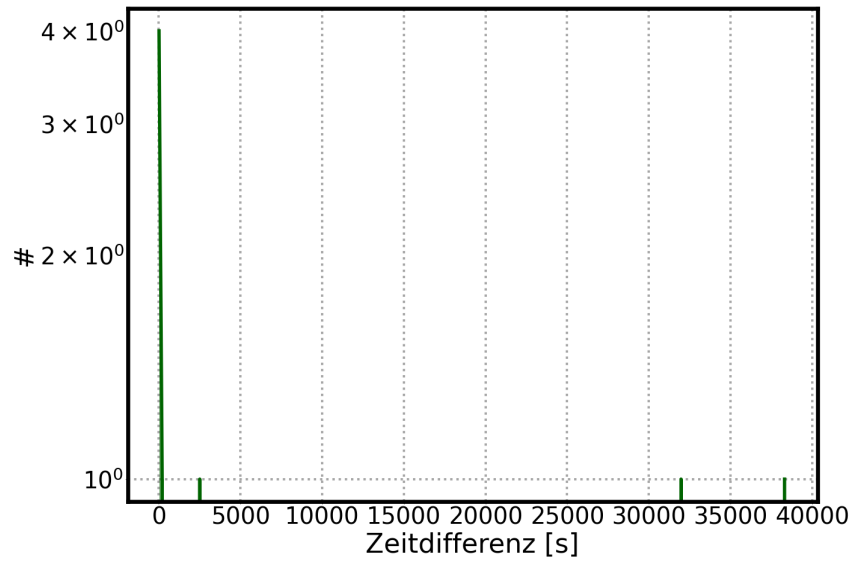


Abbildung 8.23: Zeitdifferenzen $10\text{ s} \leq \Delta t \leq 40000\text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2012.

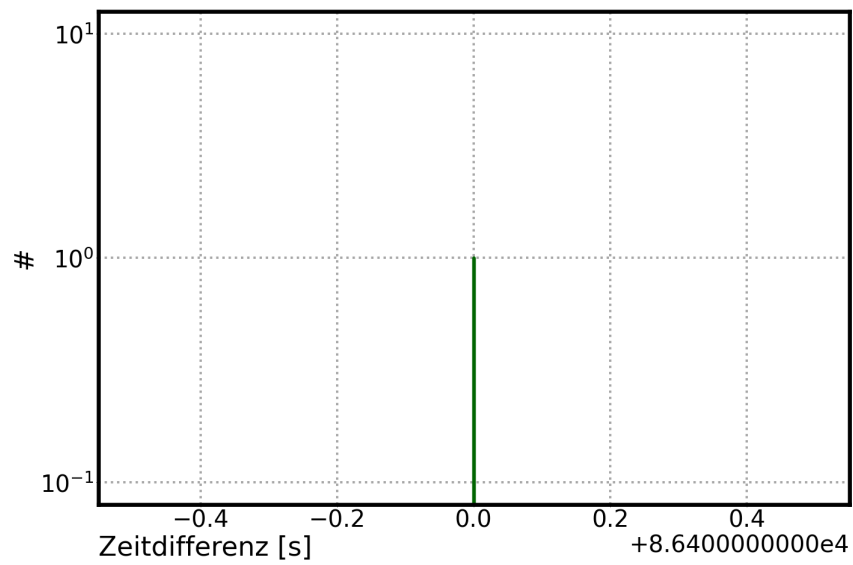


Abbildung 8.24: Zeitdifferenzen $80000\text{ s} \leq \Delta t$ der DST-Daten des Jahres 2012.

Zeitdifferenzen in den 2013 genommenen DST-Daten

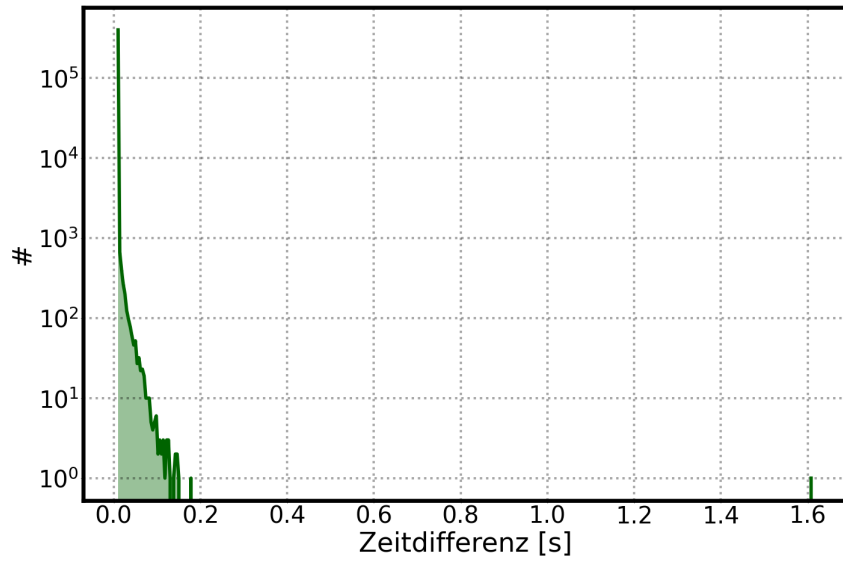


Abbildung 8.25: Zeitdifferenzen $0.01 \text{ s} \leq \Delta t \leq 1,6 \text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2013.

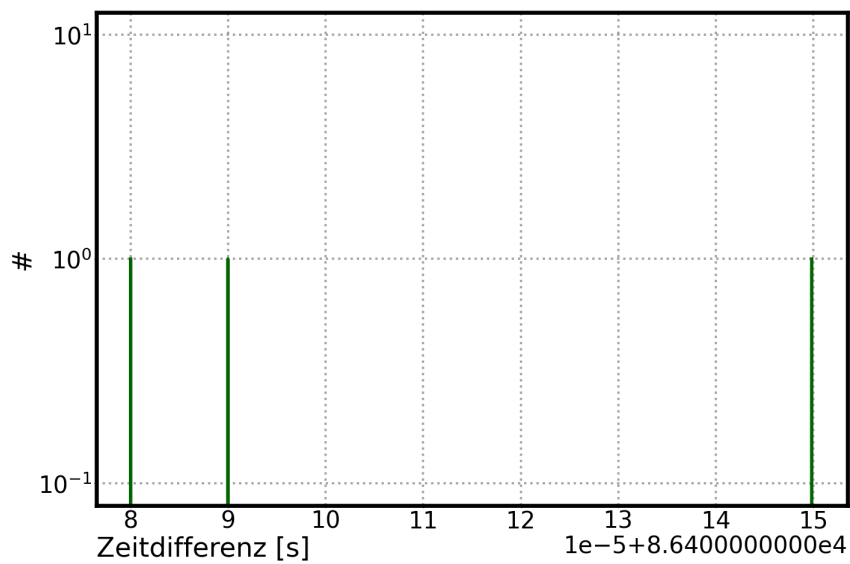


Abbildung 8.26: Zeitdifferenzen $80000 \text{ s} \leq \Delta t$ der DST-Daten des Jahres 2013.

Zeitdifferenzen in den 2014 genommenen DST-Daten

In Abbildung 8.29 sind die Zeitdifferenzen für das Intervall $80000\text{ s} \leq \Delta t$ abgebildet. Man erkennt ein Peak bei $\Delta t = 86400\text{ s}$, welcher als Ursache einen Programmfehler im Myon-Datennahmesystems hatte. Registriert das System den letzten Treffer des Tages z.B. am 25. März 2014 um 23:59:59 Uhr und wird der darauffolgenden Treffer des Sub-Runs am 26. März 2014 um 00:00:01 Uhr verzeichnet, speicherte das System den letzten Treffer mit dem Zeitstempel 25. März 2014 um 00:00:01 Uhr. Danach springt das System wieder zur richtigen Zeit zurück und läuft korrekt weiter. Dies passiert nicht jeden Tag. Im Jahr 2014 ist dies nur einmal beobachtet worden, wohingegen der Fehler z.B. im Jahr 2015 insgesamt dreimal und im Jahr 2016 gar nicht auftrat.

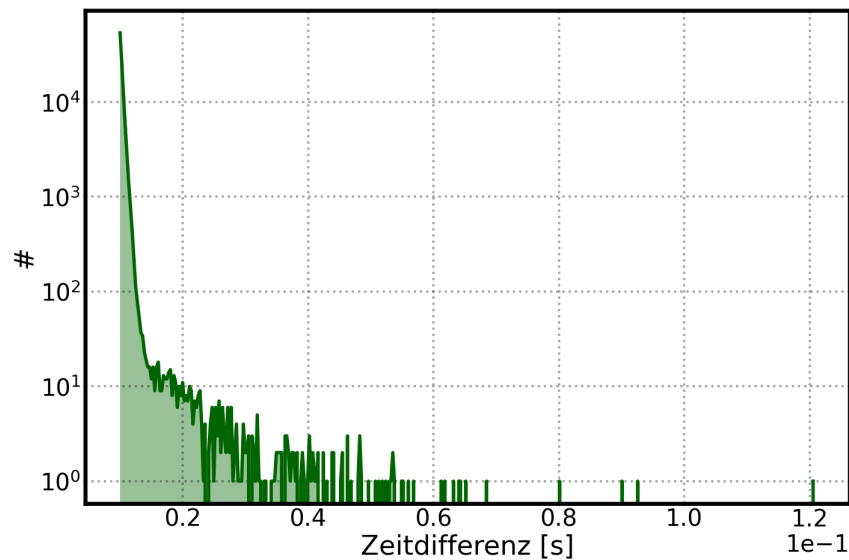


Abbildung 8.27: Zeitdifferenzen $0,01\text{ s} \leq \Delta t \leq 0,12\text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2014.

8 Anhang

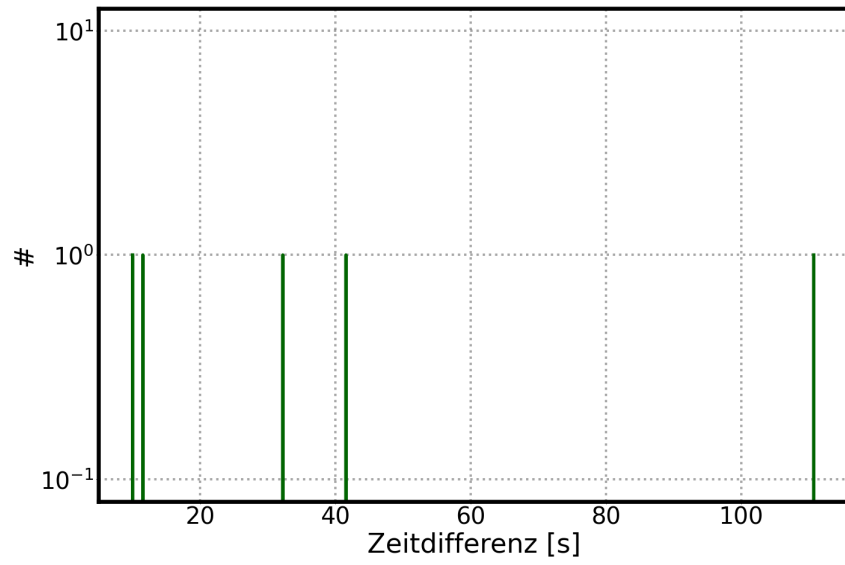


Abbildung 8.28: Zeitdifferenzen $10\text{ s} \leq \Delta t \leq 120\text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2014.

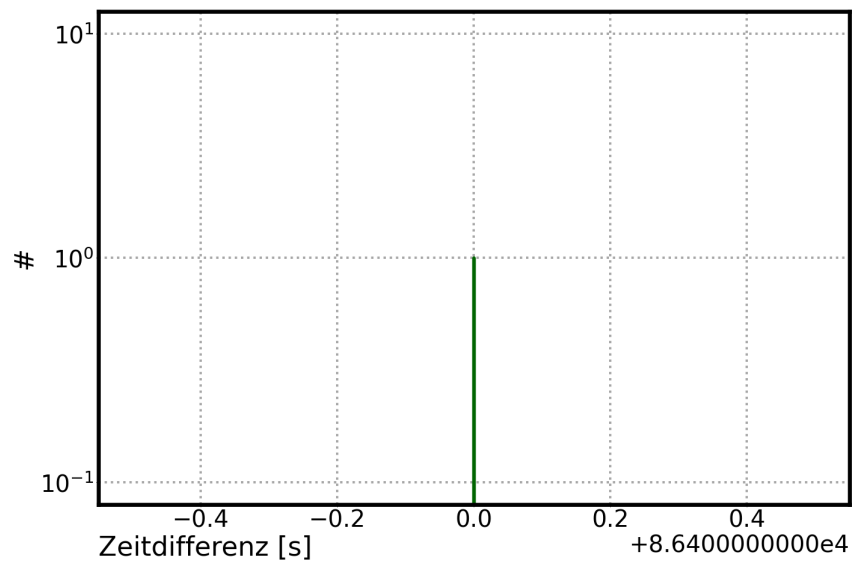


Abbildung 8.29: Zeitdifferenzen $80000\text{ s} \leq \Delta t$ der DST-Daten des Jahres 2014.

Zeitdifferenzen in den 2015 genommenen DST-Daten

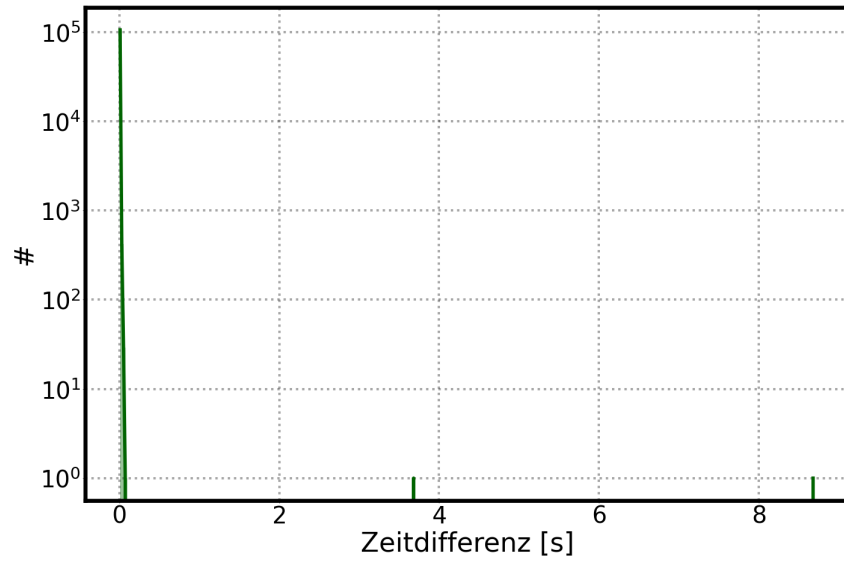


Abbildung 8.30: Zeitdifferenzen $0.01 \text{ s} \leq \Delta t \leq 130 \text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2015.

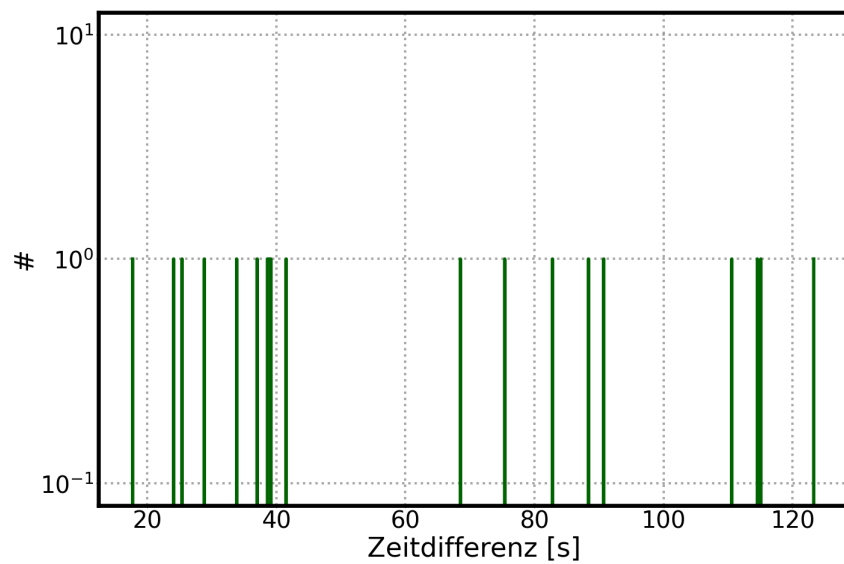


Abbildung 8.31: Zeitdifferenzen $10 \text{ s} \leq \Delta t \leq 80000 \text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2015.

8 Anhang

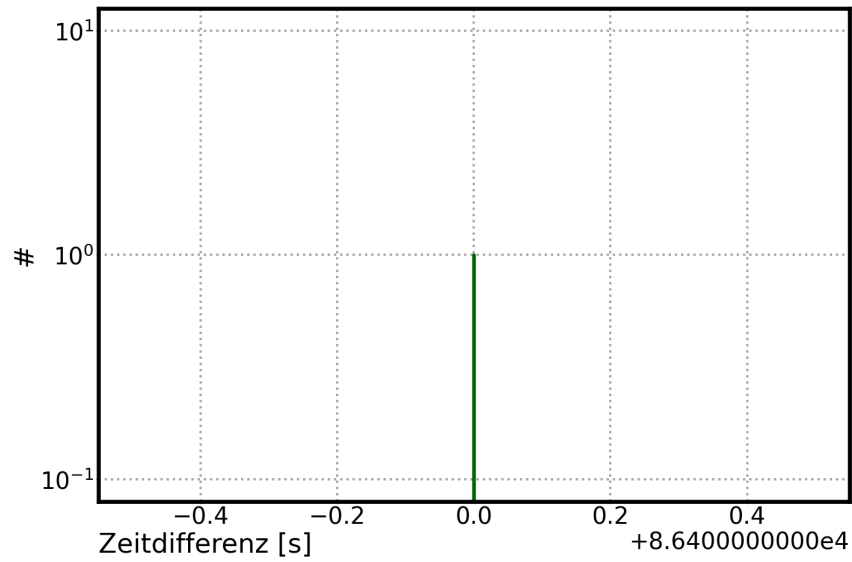


Abbildung 8.32: Zeitdifferenzen $80000\text{ s} \leq \Delta t$ der DST-Daten des Jahres 2015.

Zeitdifferenzen in den 2016 genommenen DST-Daten

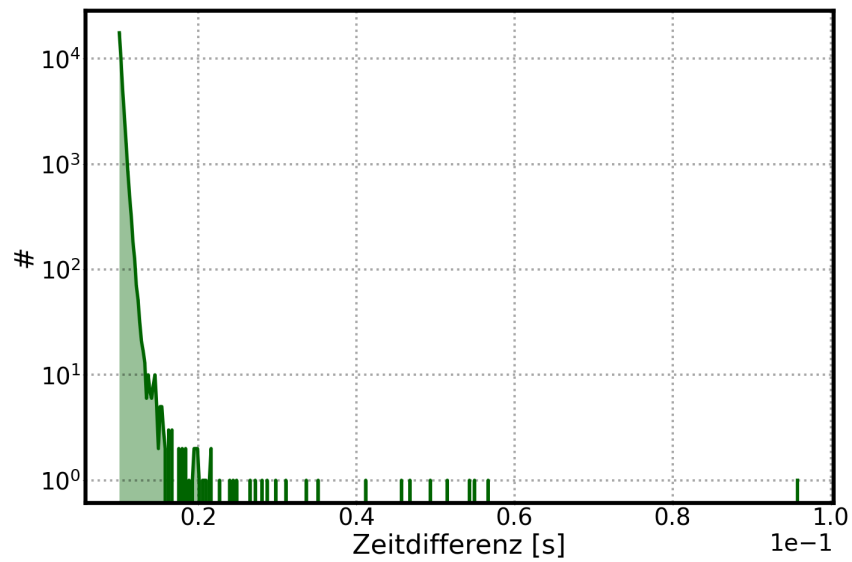


Abbildung 8.33: Zeitdifferenzen $0.01\text{ s} \leq \Delta t \leq 0,1\text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2016.

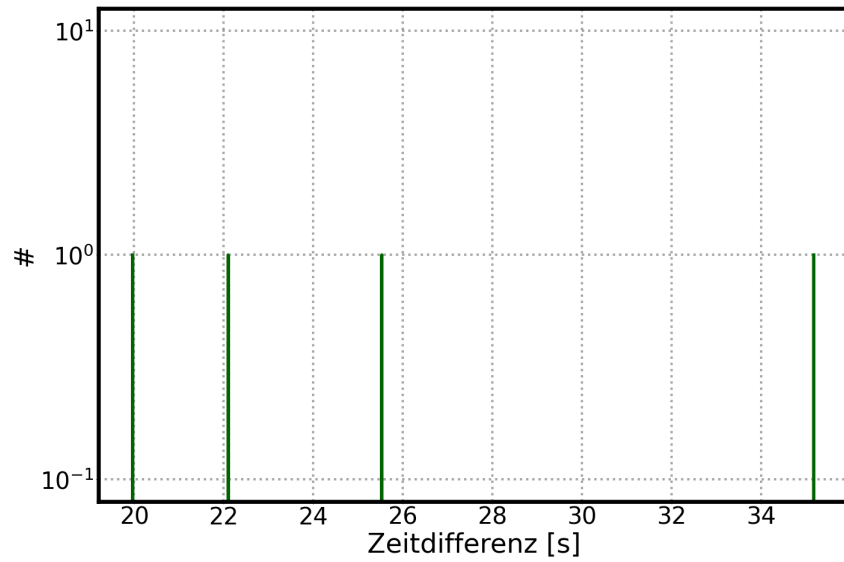


Abbildung 8.34: Zeitdifferenzen $10\text{ s} \leq \Delta t \leq 36\text{ s}$ der DST-Daten des Jahres 2016.

8.4.2 SimpleDST-Daten

Der SimpleDst-Run 129779, welcher am 18. Juli 2017 um 04:16:13 Uhr startete und am 18. Juli um 12:15:56 Uhr endete, in Abbildung 8.35 gezeigt. Während des Runs wurden insgesamt 69613961 Treffer erfasst. Abbildung 8.38 zeigt die Zeitdifferenzen des Intervalls $0,01\text{ s} \leq \Delta t \leq 0,12\text{ s}$ für die SimpleDST-Daten des Jahres 2017. Der Schnitt auf die Zeitdifferenzen der SimpleDST-Daten für das Jahr 2017 führt zu einem Schwund um 0,65%.

8 Anhang

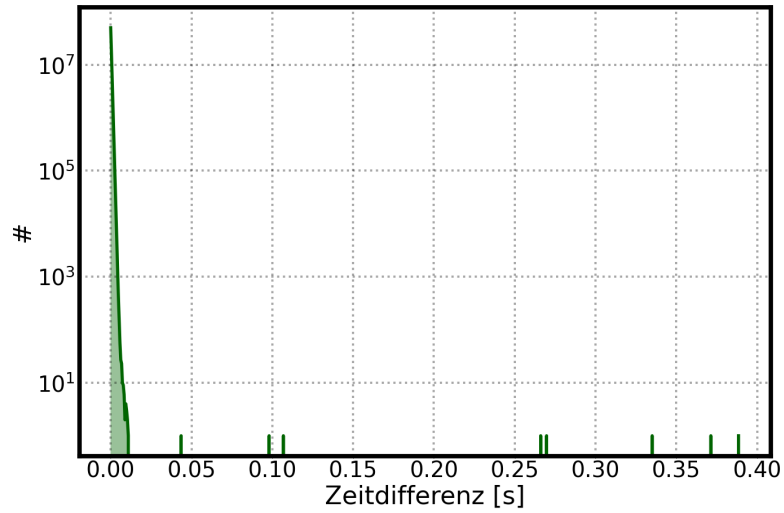


Abbildung 8.35: Zeitdifferenzen von darauffolgender Treffer des SimpleDST-Beispiel-Run 129779.

Zeitdifferenzen in den 2016 genommenen SimpleDST-Daten

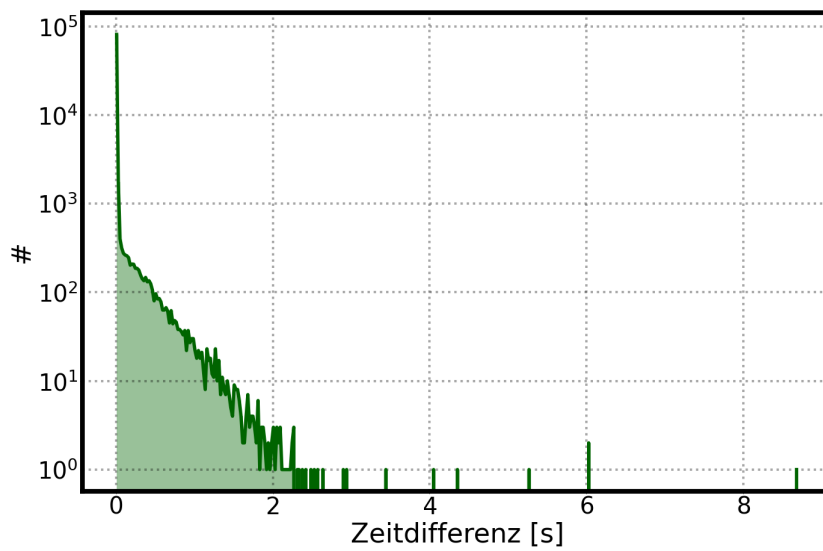


Abbildung 8.36: Zeitdifferenzen $0.01 \text{ s} \leq \Delta t \leq 10 \text{ s}$ der SimpleDST-Daten des Jahres 2016.

8 Anhang

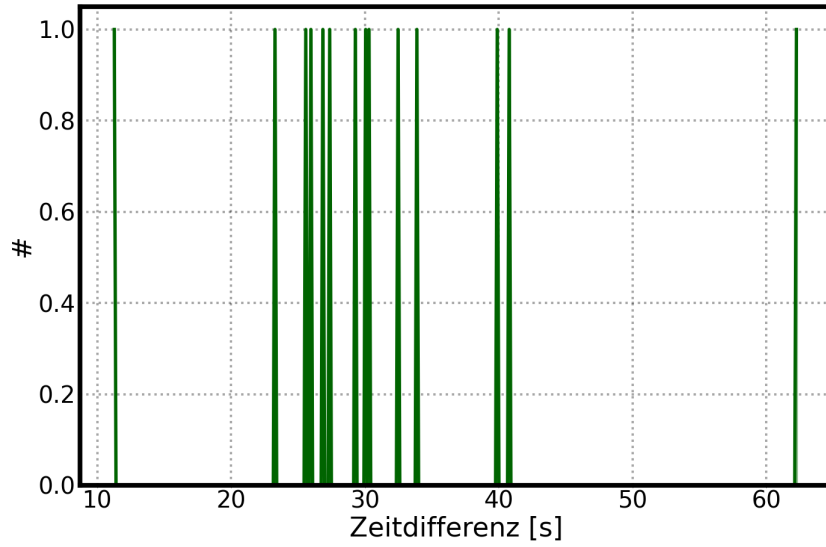


Abbildung 8.37: Zeitdifferenzen $10 \text{ s} \leq \Delta t \leq 70 \text{ s}$ der SimpleDST-Daten des Jahres 2016.

Zeitdifferenzen in den 2017 genommenen SimpleDST-Daten

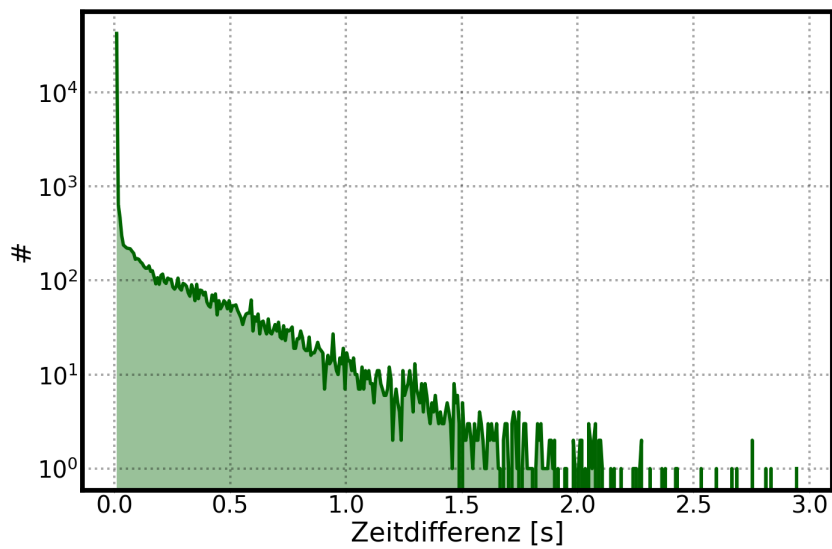


Abbildung 8.38: Zeitdifferenzen $0.01 \text{ s} \leq \Delta t \leq 3 \text{ s}$ der SimpleDST-Daten des Jahres 2017.

8 Anhang

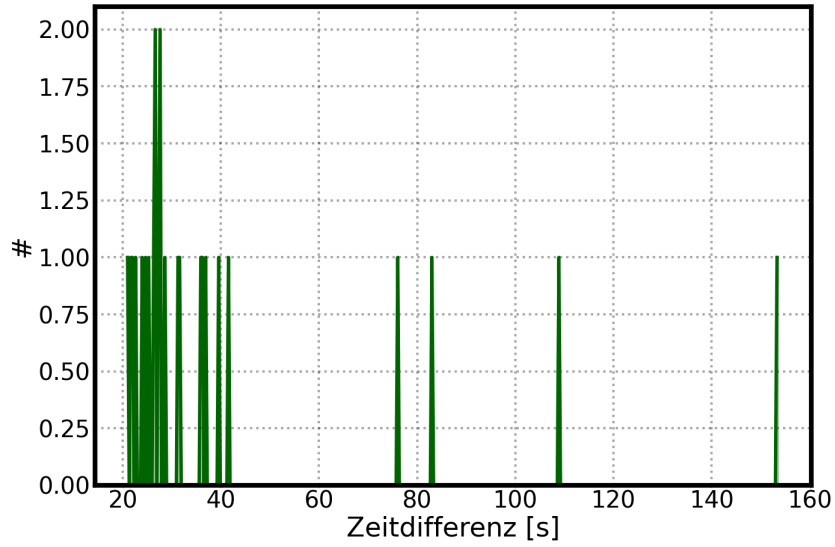


Abbildung 8.39: Zeitdifferenzen $10 \text{ s} \leq \Delta t \leq 160 \text{ s}$ der SimpleDST-Daten des Jahres 2017.

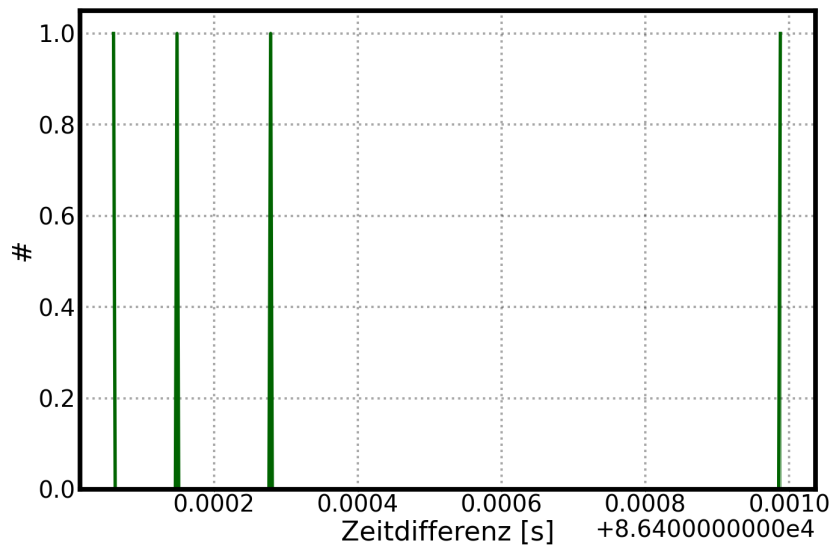


Abbildung 8.40: Zeitdifferenzen $80000 \text{ s} \leq \Delta t$ der SimpleDST-Daten des Jahres 2017.

Zeitdifferenzen in den 2018 genommenen SimpleDST-Daten

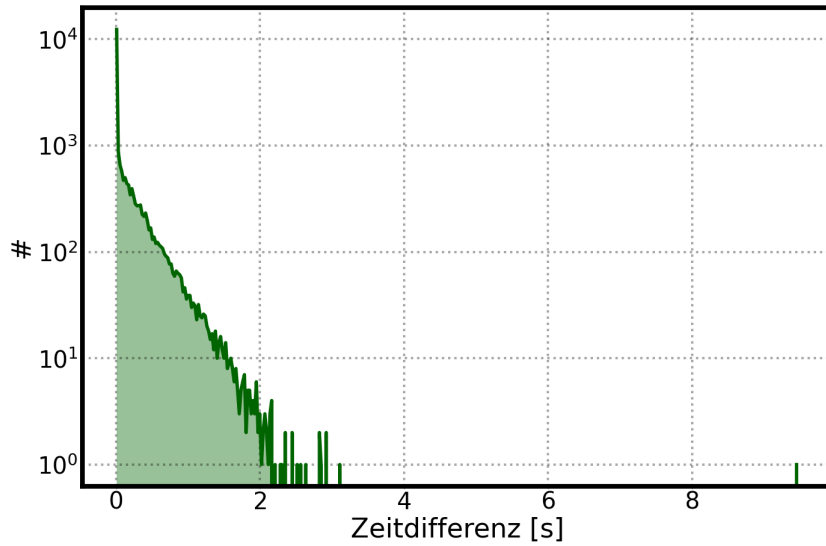


Abbildung 8.41: Zeitdifferenzen $0.01 \text{ s} \leq \Delta t \leq 10 \text{ s}$ der SimpleDST-Daten des Jahres 2018.

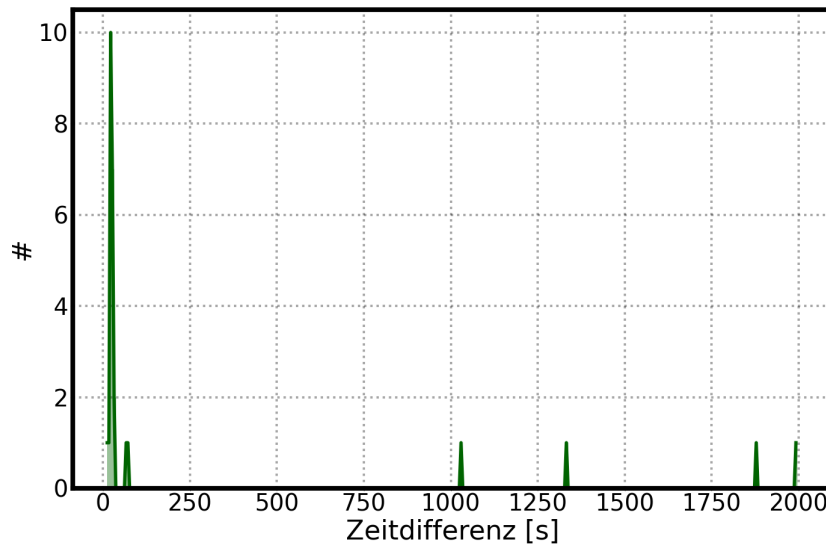


Abbildung 8.42: Zeitdifferenzen $10 \text{ s} \leq \Delta t \leq 2000 \text{ s}$ der SimpleDST-Daten des Jahres 2018.

8 Anhang

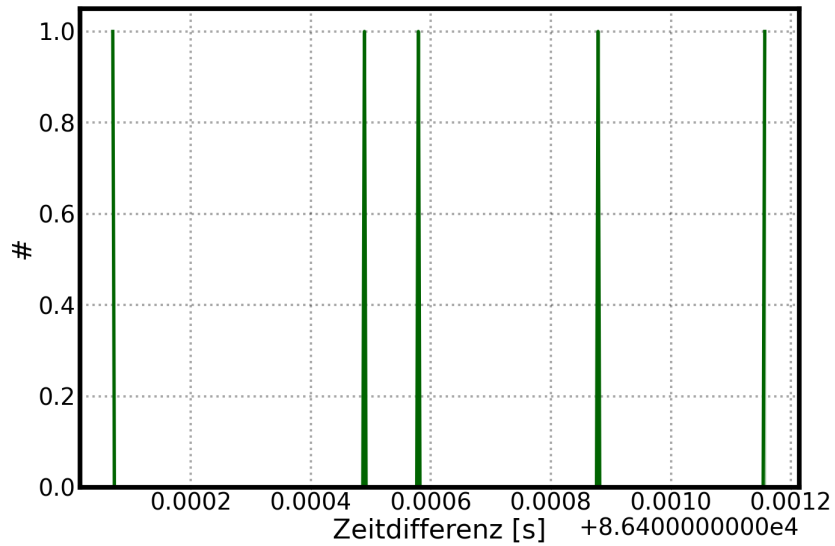


Abbildung 8.43: Zeitdifferenzen $80000 \text{ s} \leq \Delta t$ der SimpleDST-Daten des Jahres 2018.

Zeitdifferenzen in den 2019 genommenen SimpleDST-Daten

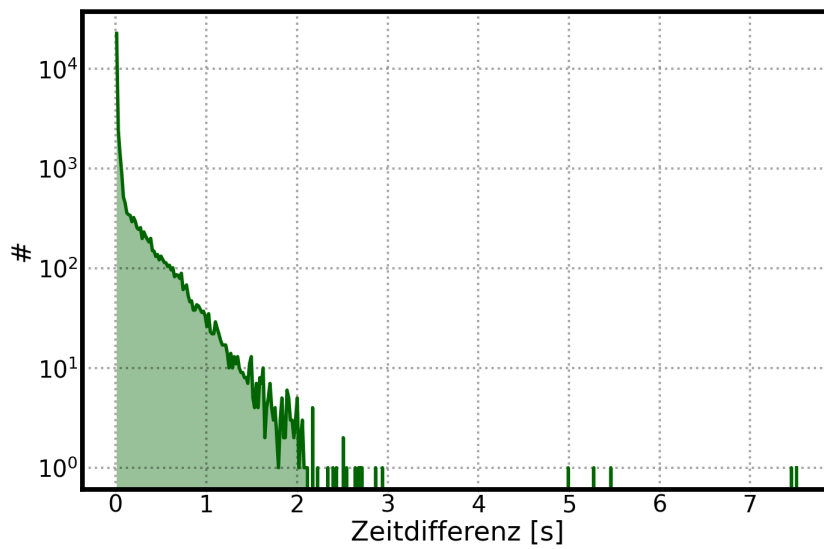


Abbildung 8.44: Zeitdifferenzen $0.01 \text{ s} \leq \Delta t \leq 10 \text{ s}$ der SimpleDST-Daten des Jahres 2019.

8 Anhang

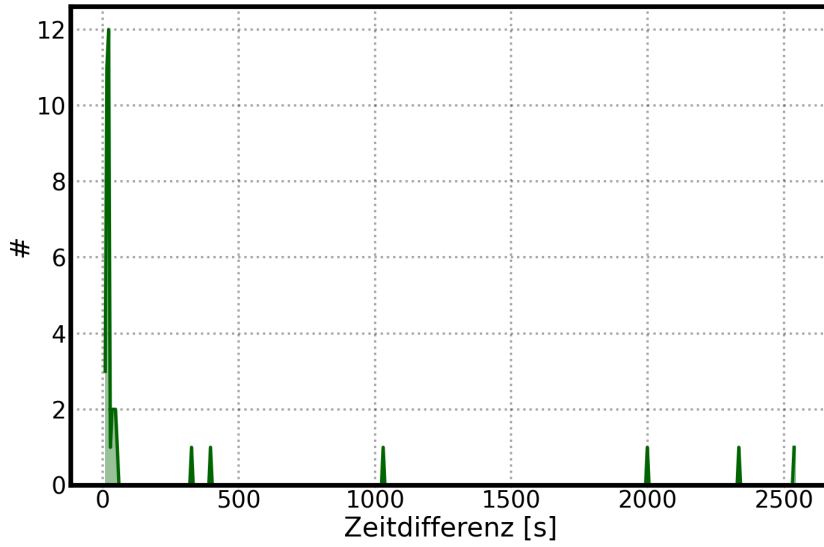


Abbildung 8.45: Zeitdifferenzen $10 \text{ s} \leq \Delta t \leq 3000 \text{ s}$ der SimpleDST-Daten des Jahres 2019.

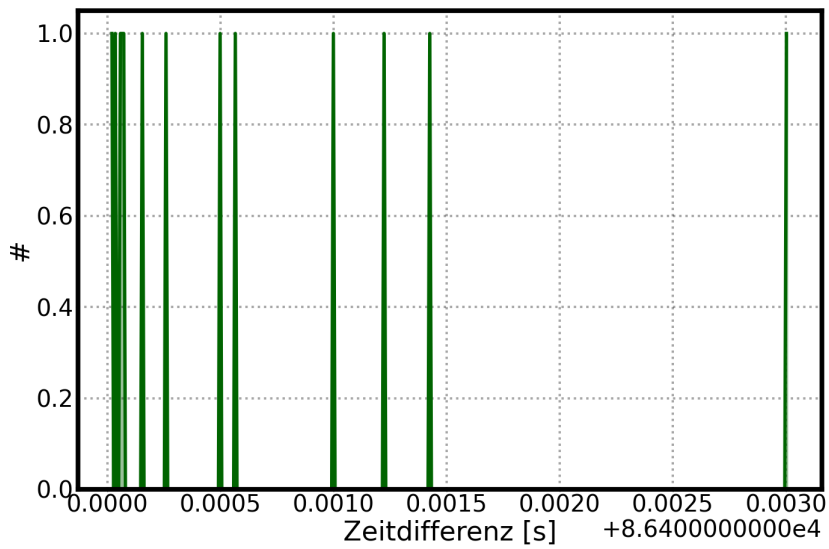


Abbildung 8.46: Zeitdifferenzen $80000 \text{ s} \leq \Delta t$ der SimpleDST-Daten des Jahres 2019.

8.5 Qualität der Daten des Supernova-Datennahmesystems

Die Qualitätsschnitte auf die SNDAQ-Daten wurde in Abschnitt 6.4.2 vorgestellt. In Abschnitt 6.4.4 wurde der Qualitätsschnitt auf die Rundauer für das Jahr 2017 gezeigt. Die weiteren Jahren werden hier präsentiert. Die Mindest-Rundauer wurde auf 30 min festgelegt..

8.5.1 Rundauer der analysierten Jahre

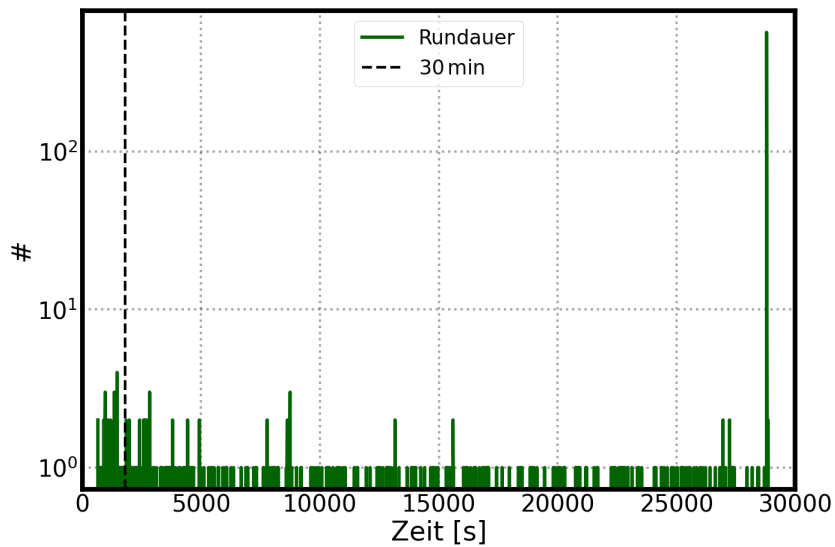


Abbildung 8.47: Rundauer der als Good-Run klassifizierten Runs des Jahres 2008 mit der Schwellenschwelle bei 30 min.

8 Anhang

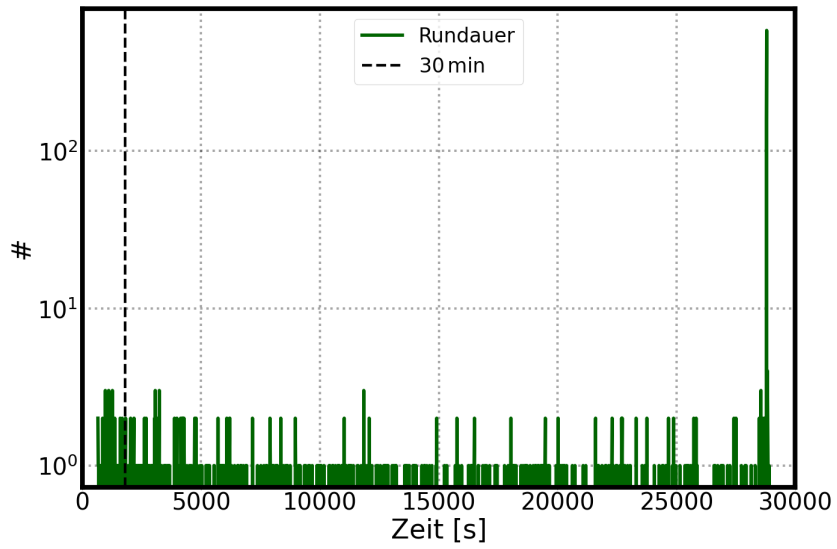


Abbildung 8.48: Rundauer der als Good-Run klassifizierten Runs des Jahres 2009 mit der Schrittschwelle bei 30 min.

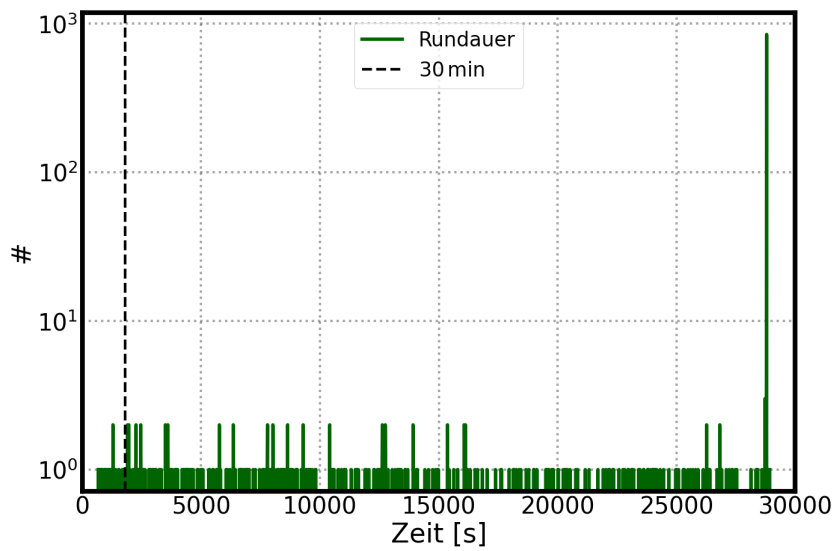


Abbildung 8.49: Rundauer der als Good-Run klassifizierten Runs des Jahres 2010 mit der Schrittschwelle bei 30 min.

8 Anhang

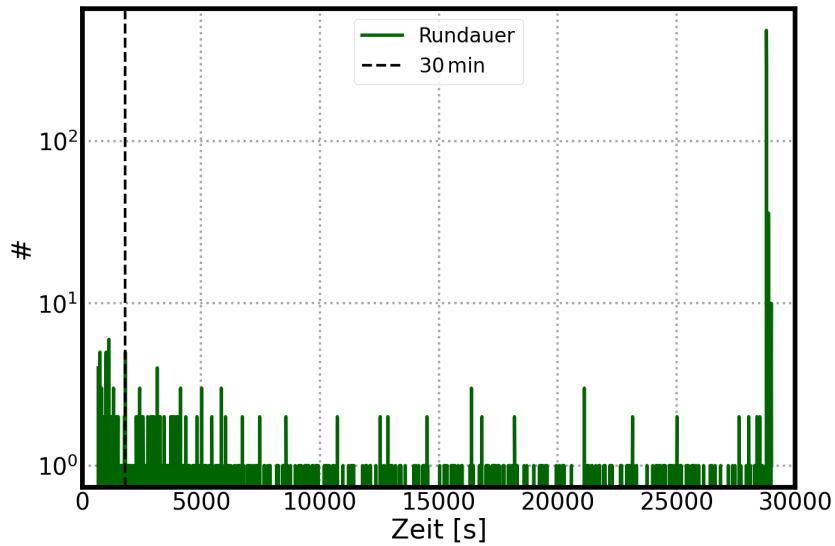


Abbildung 8.50: Rundauer der als Good-Run klassifizierten Runs des Jahres 2011 mit der Schwellenschwelle bei 30 min.

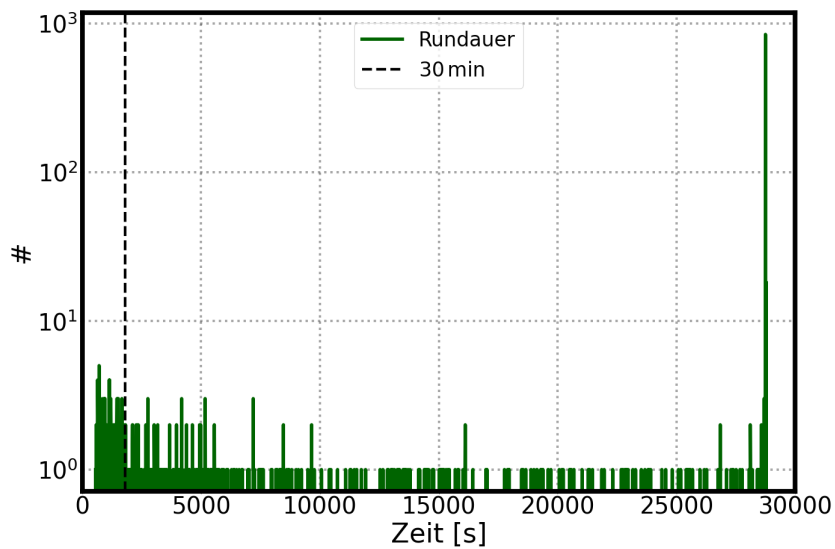


Abbildung 8.51: Rundauer der als Good-Run klassifizierten Runs des Jahres 2012 mit der Schwellenschwelle bei 30 min.

8 Anhang

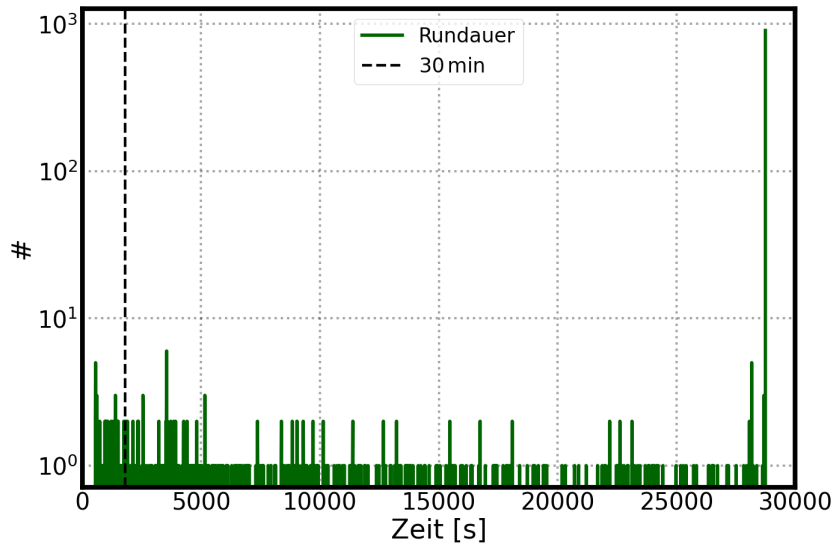


Abbildung 8.52: Rundauer der als Good-Run klassifizierten Runs des Jahres 2013 mit der Schrittschwelle bei 30 min.

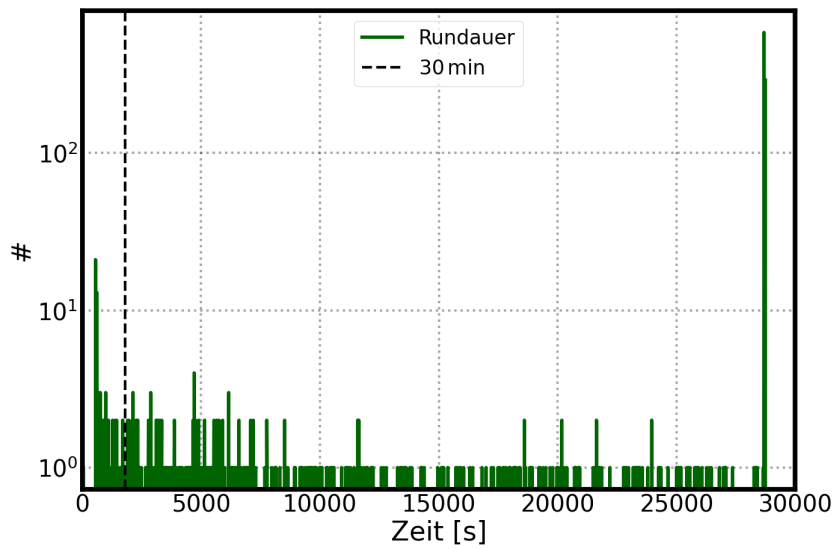


Abbildung 8.53: Rundauer der als Good-Run klassifizierten Runs des Jahres 2014 mit der Schrittschwelle bei 30 min.

8 Anhang

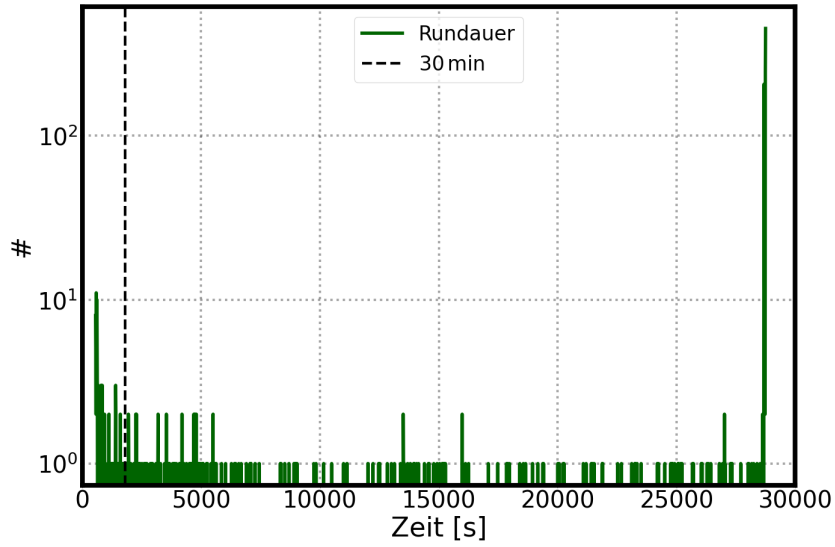


Abbildung 8.54: Rundauer der als Good-Run klassifizierten Runs des Jahres 2015 mit der Schwellenschwelle bei 30 min.

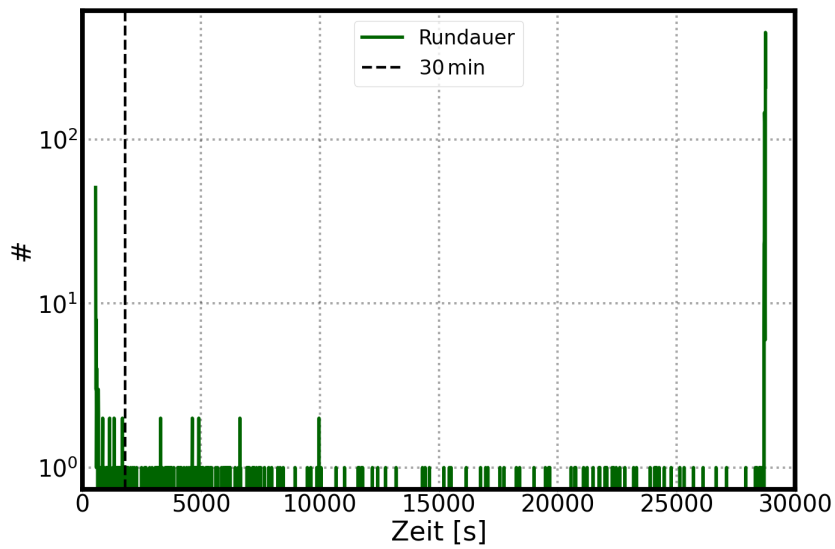


Abbildung 8.55: Rundauer der als Good-Run klassifizierten Runs des Jahres 2016 mit der Schwellenschwelle bei 30 min.

8 Anhang

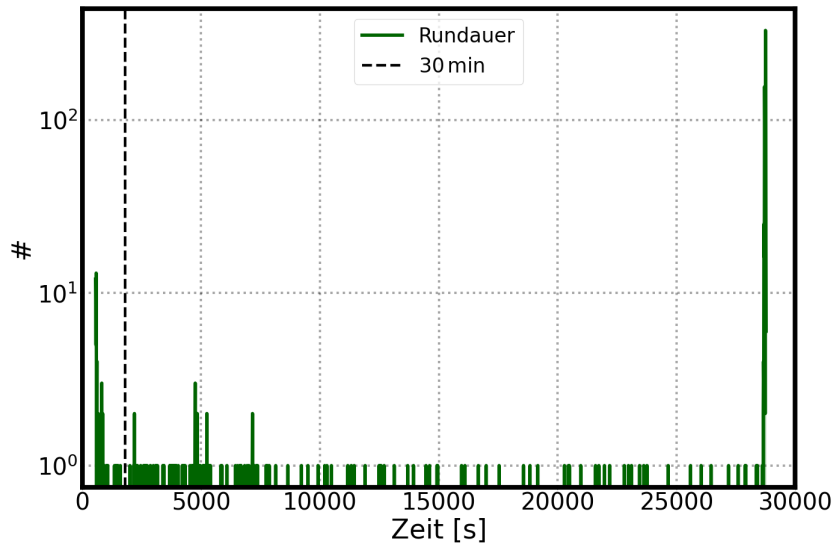


Abbildung 8.56: Rundauer der als Good-Run klassifizierten Runs des Jahres 2017 mit der Schrittschwelle bei 30 min.

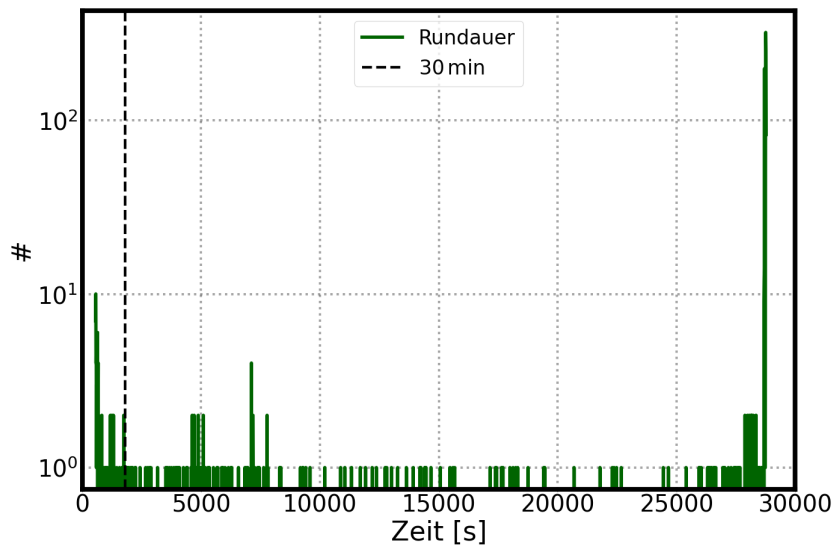


Abbildung 8.57: Rundauer der als Good-Run klassifizierten Runs des Jahres 2018 mit der Schrittschwelle bei 30 min.

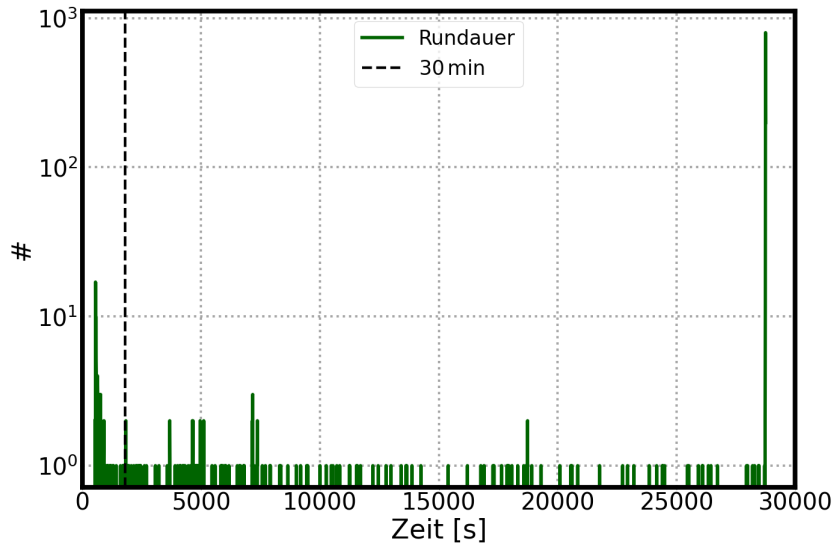


Abbildung 8.58: Runddauer der als Good-Run klassifizierten Runs des Jahres 2019 mit der Schrittschwelle bei 30 min.

8.5.2 Anzahl der qualifizierten DOMs

Der Qualitätsschnitt auf die Anzahl der qualifizierten DOMs ist Abschnitt 6.4.5 zu entnehmen. Es wurde für die jeweiligen IC-Generationen spezifische Schrittschwellen definiert, welche in den folgenden Abbildungen dargestellt und motiviert werden.

8 Anhang

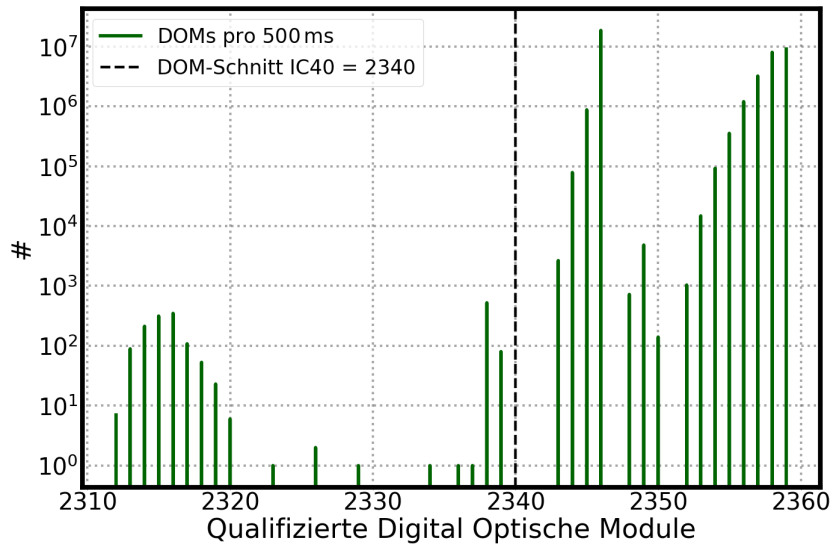


Abbildung 8.59: Qualifizierte DOMs des Jahres 2008 (IC40) in der 500 ms Binnierung mit der Schnittgrenze bei 2340 DOMs.

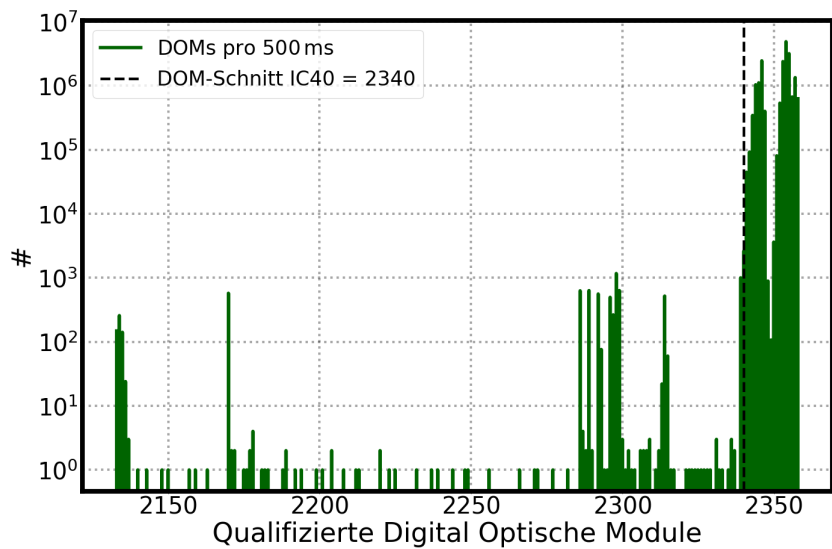


Abbildung 8.60: Qualifizierte DOMs des Jahres 2009 (IC40) in der 500 ms Binnierung mit der Schnittgrenze bei 2340 DOMs.

8 Anhang

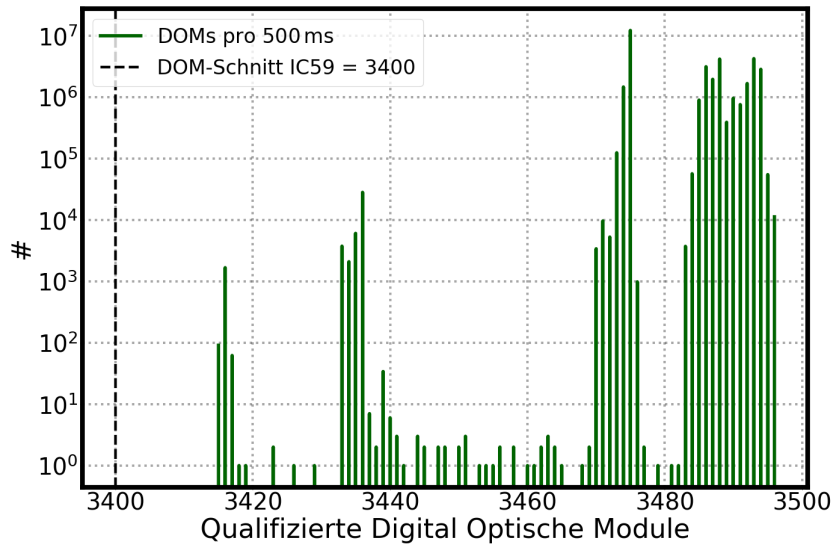


Abbildung 8.61: Qualifizierte DOMs des Jahres 2009 (IC59) in der 500 ms Binnierung mit der Schnittgrenze bei 3400 DOMs.

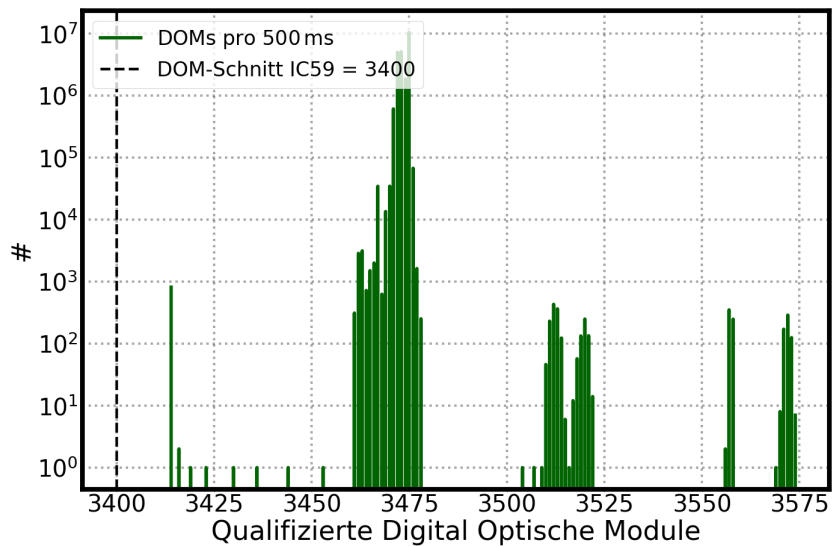


Abbildung 8.62: Qualifizierte DOMs des Jahres 2010 (IC59) in der 500 ms Binnierung mit der Schnittgrenze bei 3400 DOMs.

8 Anhang

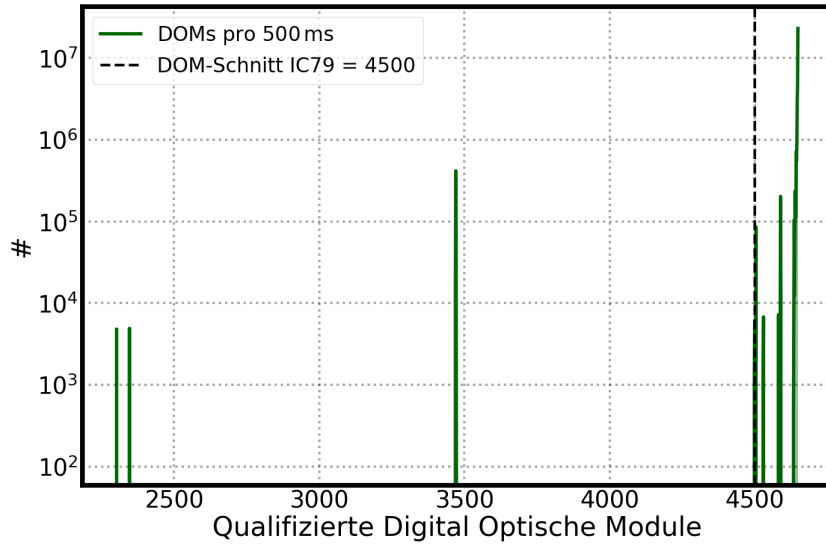


Abbildung 8.63: Qualifizierte DOMs des Jahres 2010 (IC79) in der 500 ms Binnierung mit der Schnittgrenze bei 4500 DOMs.

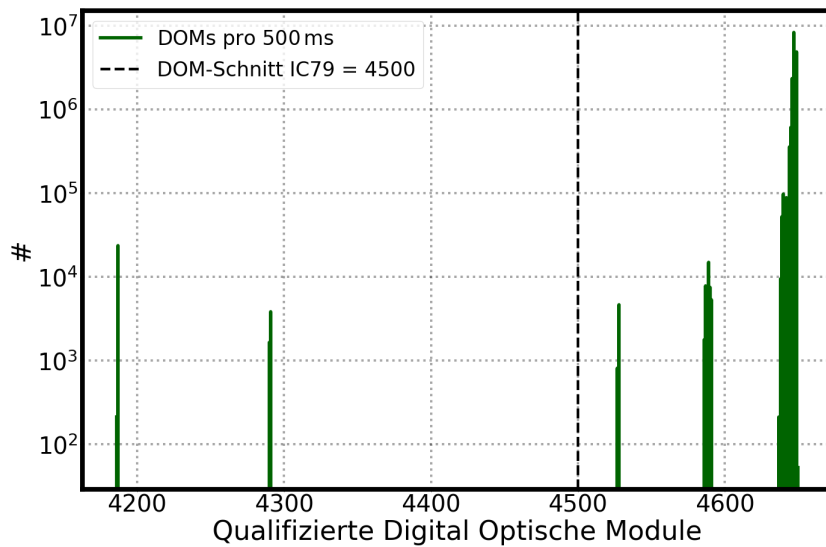


Abbildung 8.64: Qualifizierte DOMs des Jahres 2011 (IC79) in der 500 ms Binnierung mit der Schnittgrenze bei 4500 DOMs.

8 Anhang

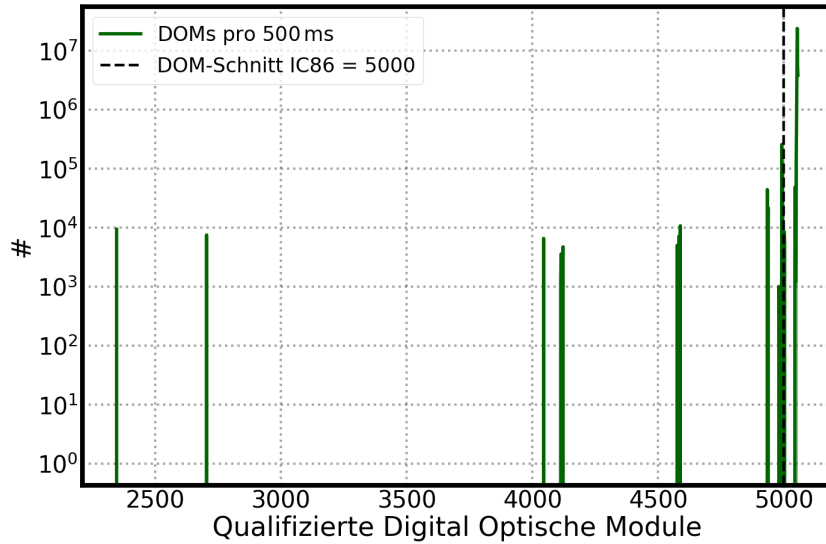


Abbildung 8.65: Qualifizierte DOMs des Jahres 2011 (IC86) in der 500 ms Binnierung mit der Schnittgrenze bei 5000 DOMs.

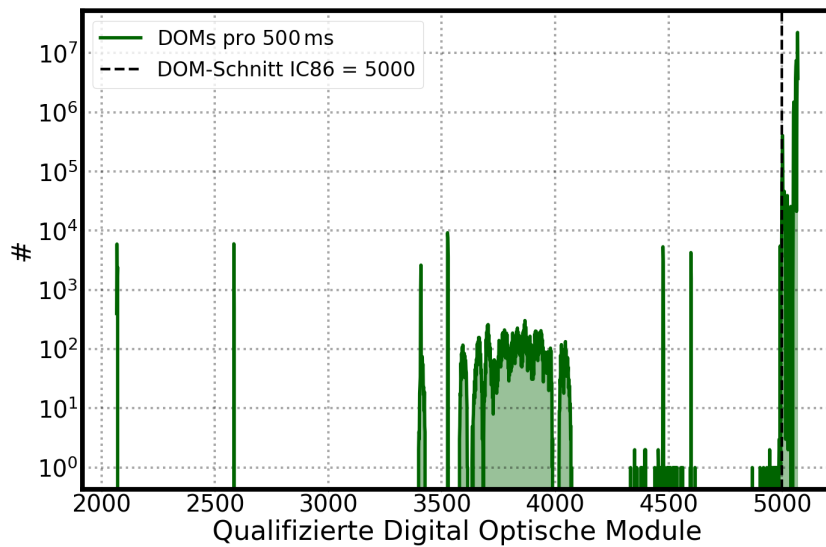


Abbildung 8.66: Qualifizierte DOMs des Jahres 2012 (IC86) in der 500 ms Binnierung mit der Schnittgrenze bei 5000 DOMs.

8 Anhang

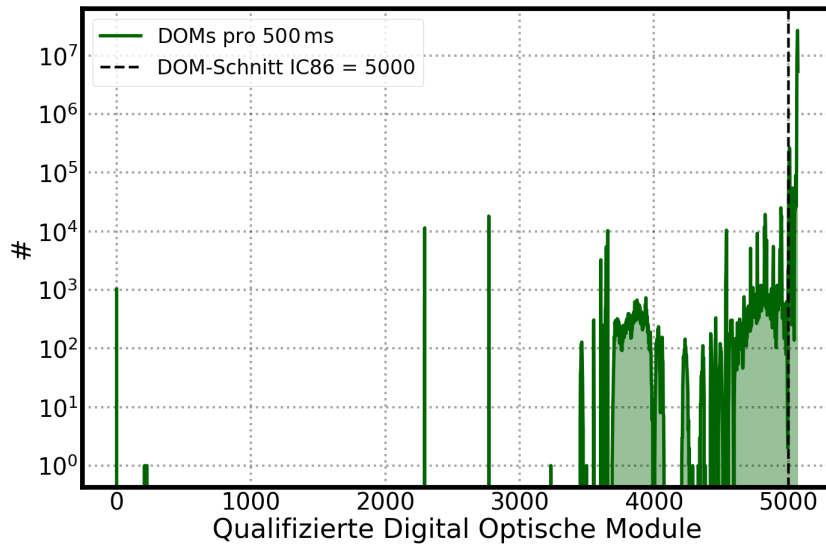


Abbildung 8.67: Qualifizierte DOMs des Jahres 2013 (IC86) in der 500 ms Binnierung mit der Schnittgrenze bei 5000 DOMs.

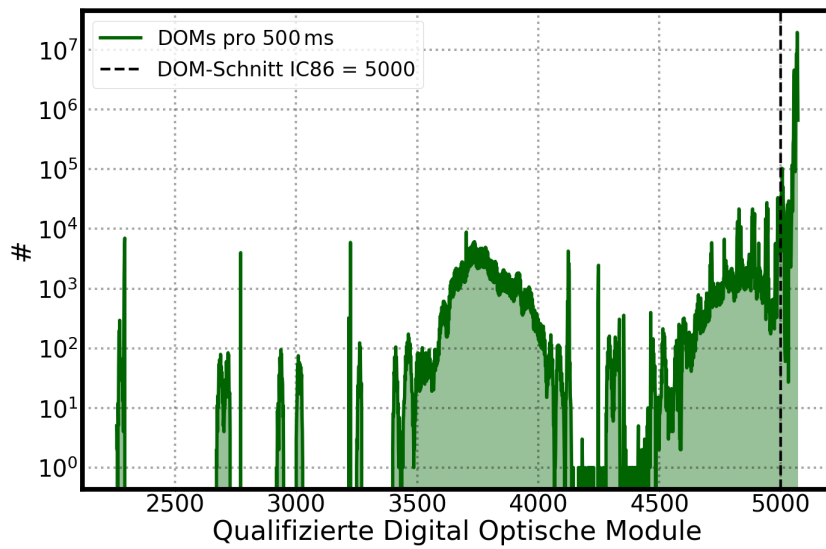


Abbildung 8.68: Qualifizierte DOMs des Jahres 2014 (IC86) in der 500 ms Binnierung mit der Schnittgrenze bei 5000 DOMs.

8 Anhang

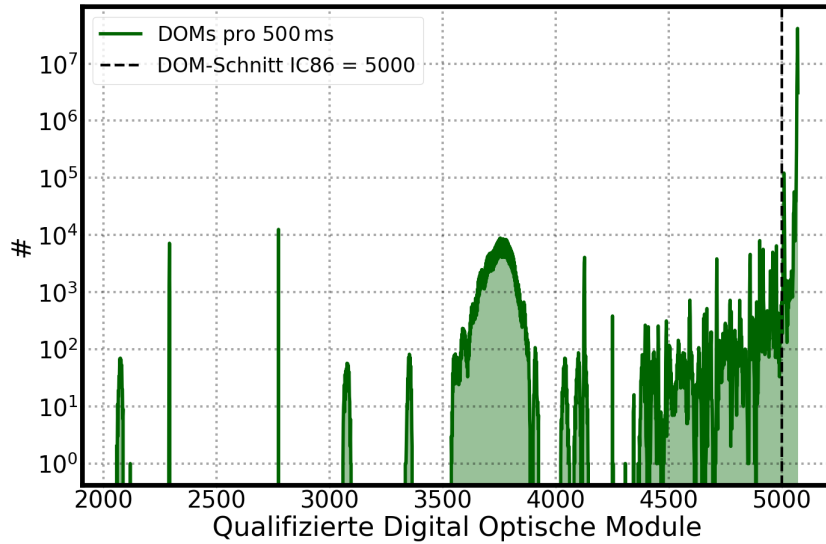


Abbildung 8.69: Qualifizierte DOMs des Jahres 2015 (IC86) in der 500 ms Binnierung mit der Schnittgrenze bei 5000 DOMs.

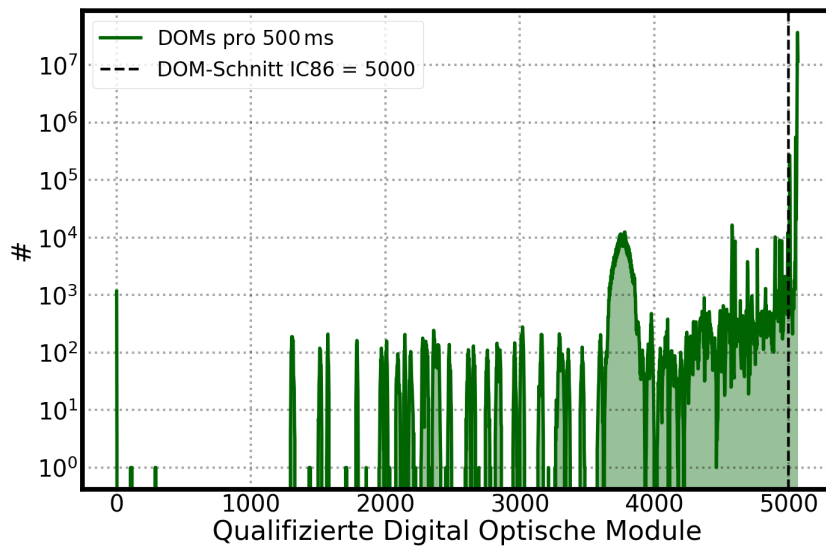


Abbildung 8.70: Qualifizierte DOMs des Jahres 2016 (IC86) in der 500 ms Binnierung mit der Schnittgrenze bei 5000 DOMs.

8 Anhang

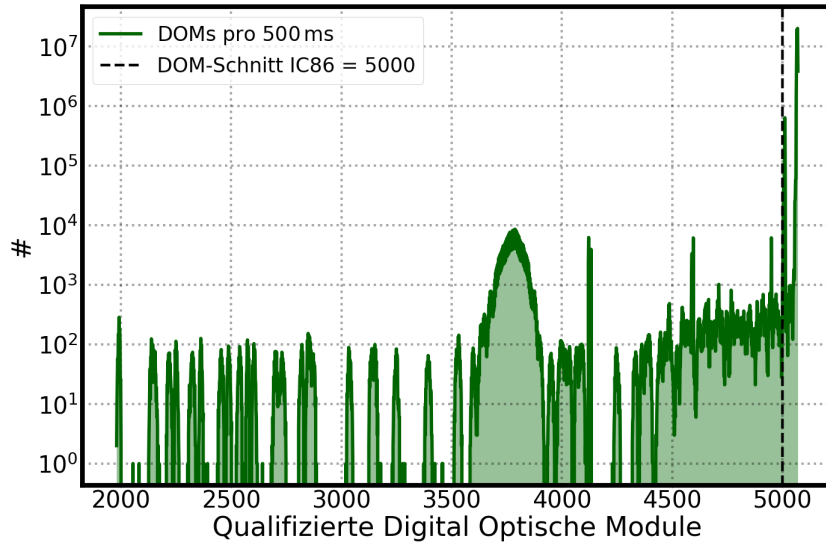


Abbildung 8.71: Qualifizierte DOMs des Jahres 2017 (IC86) in der 500 ms Binnierung mit der Schnittgrenze bei 5000 DOMs.

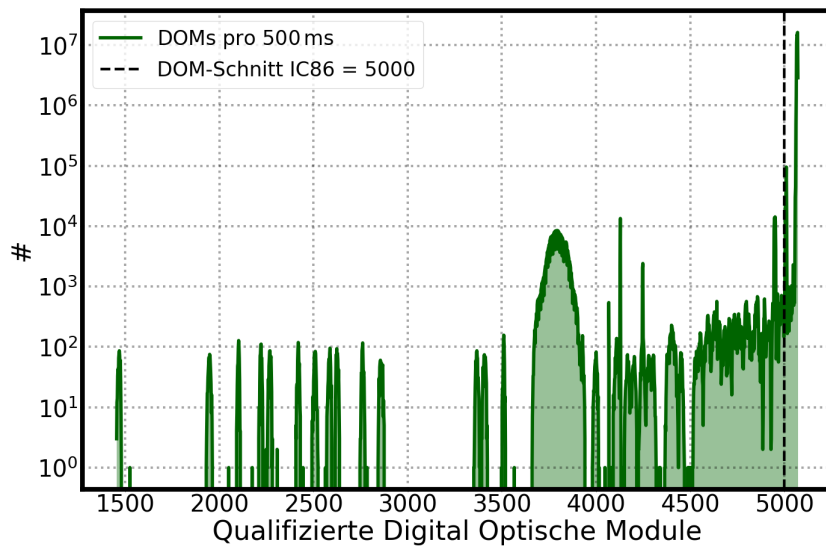


Abbildung 8.72: Qualifizierte DOMs des Jahres 2018 (IC86) in der 500 ms Binnierung mit der Schnittgrenze bei 5000 DOMs.

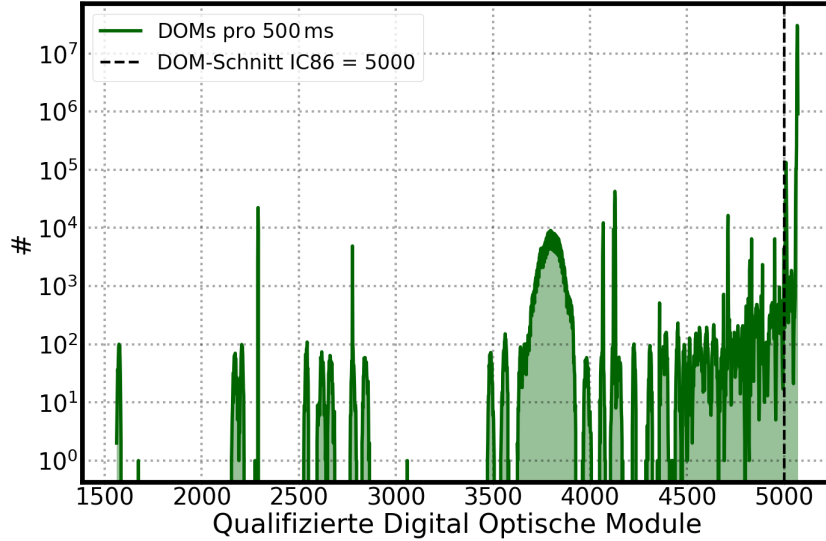


Abbildung 8.73: Qualifizierte DOMs des Jahres 2019 (IC86) in der 500 ms Binnierung mit der Schnittgrenze bei 5000 DOMs.

8.5.3 Eine detaillierte Analyse anhand des DOMs *Copper_Mini*

Da die Anzahl der qualifizierten Module in Abhängigkeit der Binnierung über das Jahr 2015 schwankte, wurden weitere Untersuchungen durchgeführt. Die Vermutung lag nahe, dass die Qualitätsparameter für die jeweilige Binnierung hoch skaliert werden. Zum Prüfen dieser These wurde Run 126174 ausgewählt und die *Sni3_sn_sim*-Routine (Abschnitt 6.2.3) für eine so weit entfernte Supernova angeworfen, dass praktisch kein Ratenanstieg verzeichnet werden konnte (Entfernung ~ 1 Mpc). Nun wurde für den Zeitraum beginnend am 19. März 2015 um 20:07:27.67 Uhr geprüft wie viele und welche DOMs sich für die Messung qualifiziert haben. Für die 500 ms Binnierung haben sich 5069 DOMs und für das 1500 ms-Binnig haben sich 5072 DOMs qualifiziert. Betrachtet man nun den DOM 50-60 *Copper_Mini*, kann die These widerlegt werden.

Zeitpunkt	μ in 500 ms	μ in 1500 ms
20:07:27.67	97,62	292,86
20:07:28.17	97,65	292,95
20:07:28.67	97,61	292,85
20:07:29.17	97,62	292,86

Tabelle 8.1: Mittlere Trefferanzahl des DOM 50-60 *Copper_Mini* für verschiedene Binnierungen.

8 Anhang

Tabelle 8.1 zeigt die mittleren Trefferanzahl des DOMs *Copper_Mini* für die beiden Binnierungen. Die SNDAQ bestimmt die Mittelwerte im 500 ms-Sliding-Window. Der Mittelwert pro 500 ms liegt unter dem geforderten Wert von 100 Treffer in 500 ms, weshalb sich der DOM auch nicht für dieses Zeitintervall eignete und disqualifiziert wurde. Aufgrund eines Software-Fehlers wird für den Mittelwert der 1,5 s-Binnierung ebenfalls der geforderte Wert von 100 Treffer in 1,5 s verwendet. Da aber die mittlere Trefferanzahl der 1,5 s-Binnierung in etwa ~ 3 mal höher ist als in der 500 ms Binnierung, qualifiziert sich der DOM für jedes Zeitintervall. Dies führt zu einem Unterschied in der Anzahl der qualifizierten DOMs pro Zeitintervall für die zwei Binnierungen.

8.5.4 Vergleich der Signifikanz-Proxy-Verteilungen vor und nach der Myonkorrektur

In Abbildung 8.74 ist die myonkorrigierte sowie unkorrigierte Signifikanz-Proxy-Verteilung der Jahre 2008-2020 zu sehen. Es ist deutlich ein Unterschied in den Schwänzen zu erkennen. Die Korrektur reduziert die Myonbeiträge signifikant und die Verteilung nähert sich der gaußschen Erwartung an. Es sei angemerkt, dass sich die Analyseschwelle (schwarz-gestrichelt) auf einen myonkorrigierten Signifikanz-Proxy von $\xi_{korr}^{proxy} = 9,2$ bezieht.

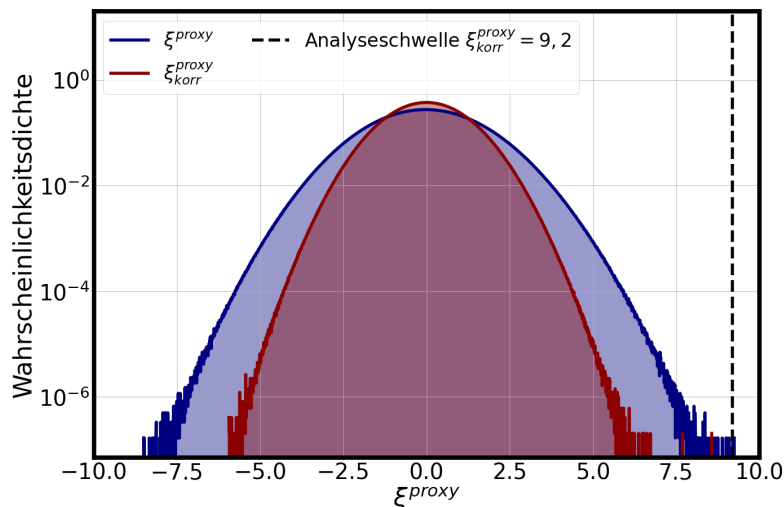


Abbildung 8.74: Vergleich der Signifikanz-Proxy-Verteilungen vor (blau) und nach (rot) der Myonkorrektur für die Jahre 2008-2020. Die schwarz-gestrichelte Linie zeigt die Analyseschwelle bei ξ_{korr}^{proxy} .

8.6 Frequenzraumanalyse

Die Frequenzraumanalyse wurde in Abschnitt 6.5 vorgestellt. Im folgenden werden weitere Ergebnisse präsentiert.

8.6.1 Untersuchen der Supernova-Daten im Frequenzraum

Das Bereinigen der Supernova-Daten wurde beispielhaft für die Binnierung pro Tag in Abschnitt 6.5.2 gezeigt. Hier werden die Ergebnisse der Binnierung pro Stunde, pro Minute und pro Sekunde für alle Jahre vorgestellt. Es konnte auch in diesen Binnierungen keine signifikanten Peaks, außer denen die, die bereits besprochen wurden, identifiziert werden.

Tages-Binnierung

Der Mittelwert pro Tag der Supernova-Scaler-Rate gegen die Zeit in Tagen für das Jahr 2017 ist in der Abbildung 8.75 (links) repräsentiert. Es lässt sich die wellenförmige jahreszeitliche Variation des Myoneneinflusses erkennen sowie Schwankungen der Rate aufgrund atmosphärischer Änderungen. Auf der rechten Seite von Abbildung 8.75 ist der Korrelationsplot der spektralen Leistungsdichte des Fits und der Daten zu sehen.

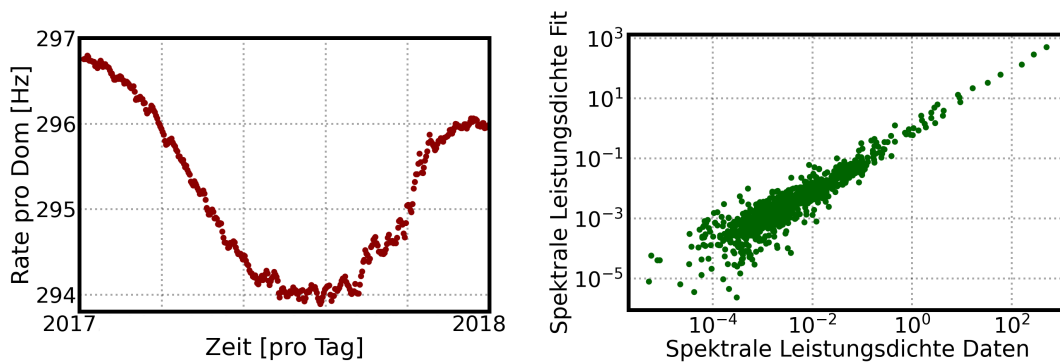


Abbildung 8.75: *Links*: Mittelwert pro Tag der Supernova-Scaler-Rate gegen die Zeit in Tagen für das Jahr 2017. *Rechts*: Korrelations Plot der spektralen Leistungsdichte einer Simulation anhand des Fits und der Supernova-Scaler-Daten.

Stunden-Binnierung

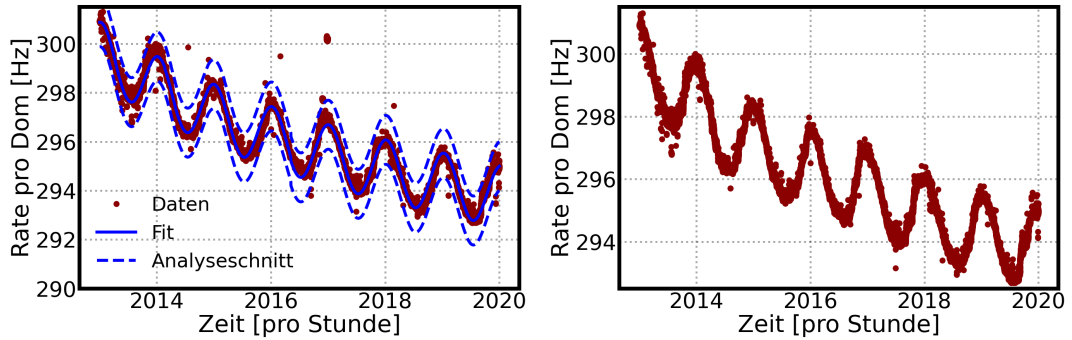


Abbildung 8.76: *Links*: Mittelwert pro Stunde der Supernova-Scaler-Rate als Funktion der Zeit für die Jahre 2013-2020. In rot sind die Supernova-Scaler Daten, in blau ist der Fit der Daten dargestellt. Die blau gestrichelte Linie repräsentiert den Qualitätsschnitt auf Basis des Fits. *Rechts*: Hier ist der von Ausreißern korrigierte Mittelwert pro Stunde der DOM-Rate zu sehen.

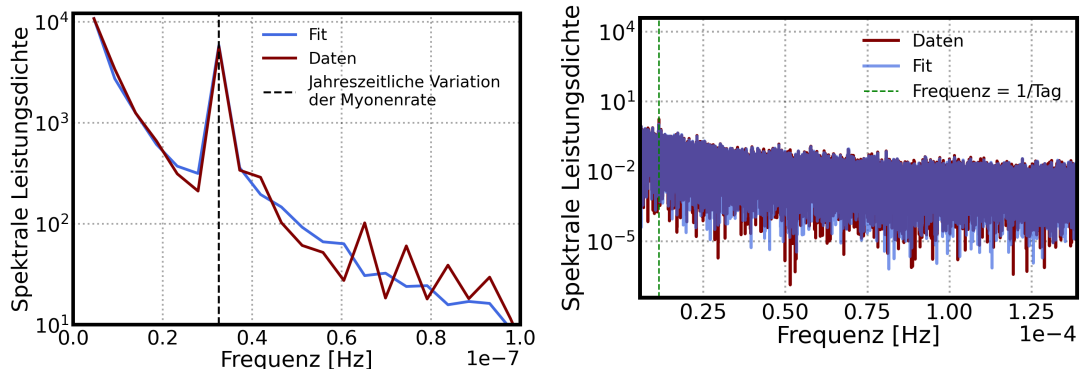


Abbildung 8.77: Vergleich der Lomb-Scargle Transformation des Mittelwerts pro Stunde der Supernova-Scaler-Rate (rot) und der Simulation anhand des Fits (blau). Schwarz-gestrichelt ist die Frequenz 1/Jahr eingezeichnet. Die grün-gestrichelte Linie zeigt die Frequenz 1/Tag.

8 Anhang

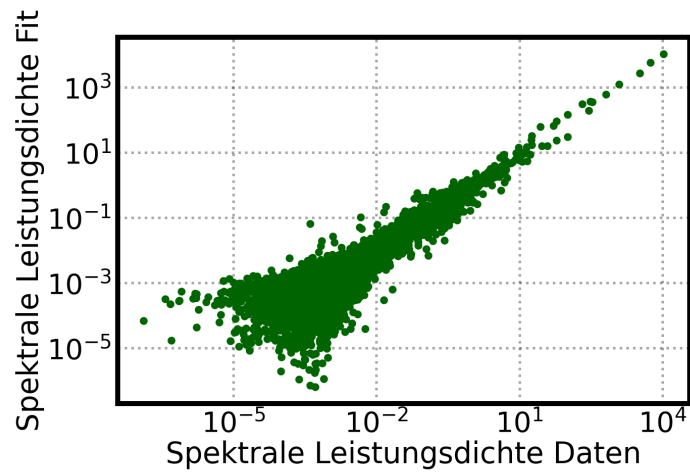


Abbildung 8.78: Korrelation der spektralen Leistungsdichte der Simulation anhand des Fits und der Supernova-Scaler-Daten.

Minuten-Binnierung

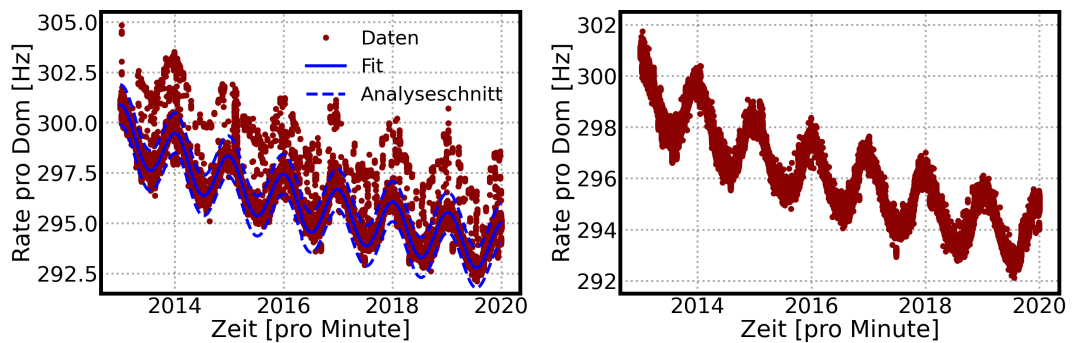


Abbildung 8.79: *Links*: Mittelwert pro Minute der Supernova-Scaler-Rate als Funktion der Zeit für die Jahre 2013-2020. In rot sind die Supernova-Scaler Daten, in blau ist der Fit der Daten dargestellt. Die blau gestrichelte Linie repräsentiert den Qualitätsschnitt auf Basis des Fits. *Rechts*: Hier ist der von Ausreißern korrigierte Mittelwert pro Minute der DOM-Rate zu sehen.

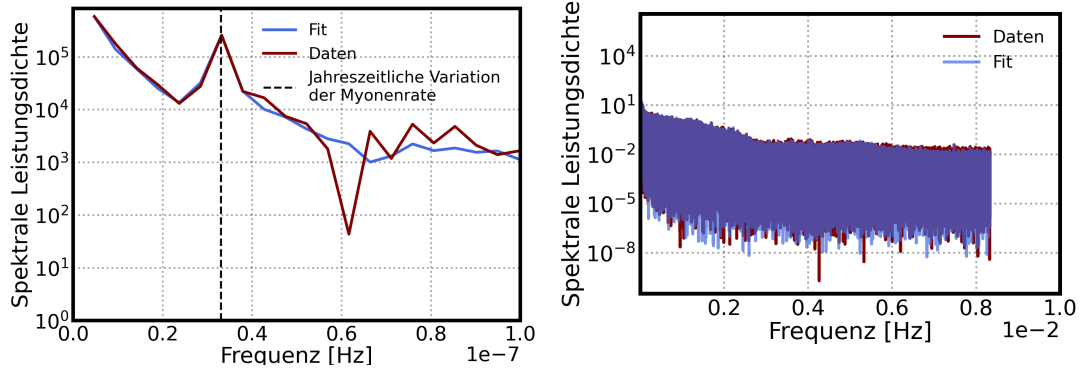


Abbildung 8.80: Vergleich der Lomb-Scargle Transformation des Mittelwerts pro Minute der Supernova-Scaler-Rate (rot) und der simulierten Daten anhand des Fits (blau). Schwarz-gestrichelt ist die Frequenz 1/Jahr dargestellt.

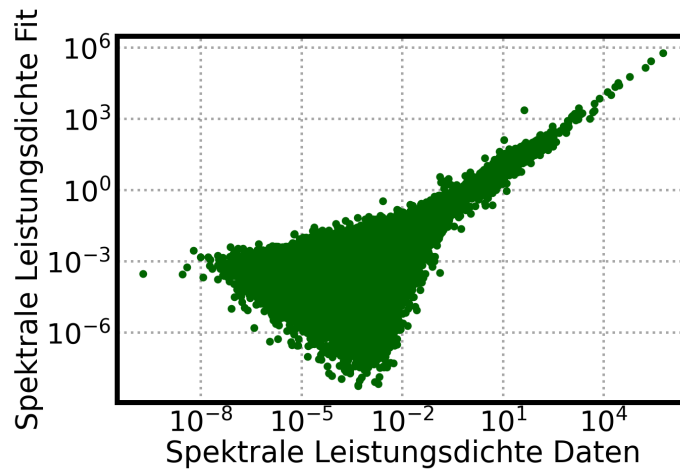


Abbildung 8.81: *Rechts*: Korrelation der spektralen Leistungsdichte der simulierten Daten anhand des Fits und der Supernova-Scaler-Daten.

Sekunden-Binnierung

Die Sekunden-Binnierung wurde in Abschnitt 6.38 anhand des Beispieljahres 2017 gezeigt. Bis auf das Jahr 2013 ($f_{grund} = \frac{1}{15}$ Hz und $f_{2harm} = \frac{1}{30}$ Hz) liegen die höchsten Peaks für die Jahre 2014-2020 bei einer Grundfrequenz von $f_{grund} = \frac{1}{30}$ Hz (schwarz-gestrichelte Linie) gefolgt von dem zweithöchsten Peak (2.harmonische Frequenz) bei $f_{2harm} = \frac{1}{15}$ Hz (blau-gestrichelte Linie). Die Lomb-Scargle Periodogramme der einzelnen Jahre sind in den folgenden Abbildungen dargestellt.

8 Anhang

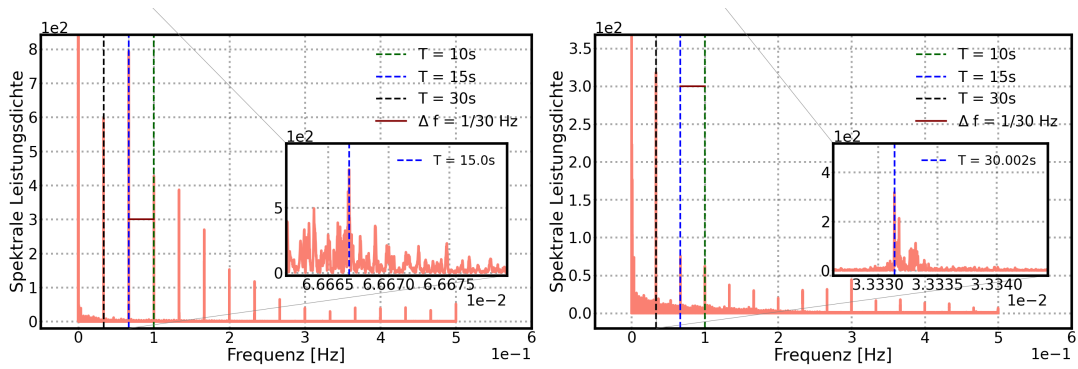


Abbildung 8.82: Lomb-Scargle Transformation der Supernova-Scaler-Raten pro Sekunde des Jahres 2013 (links) und 2014 (rechts). Die schwarzgestrichelte Linie entspricht, z.B. einer Periode von $T = 30$ s.

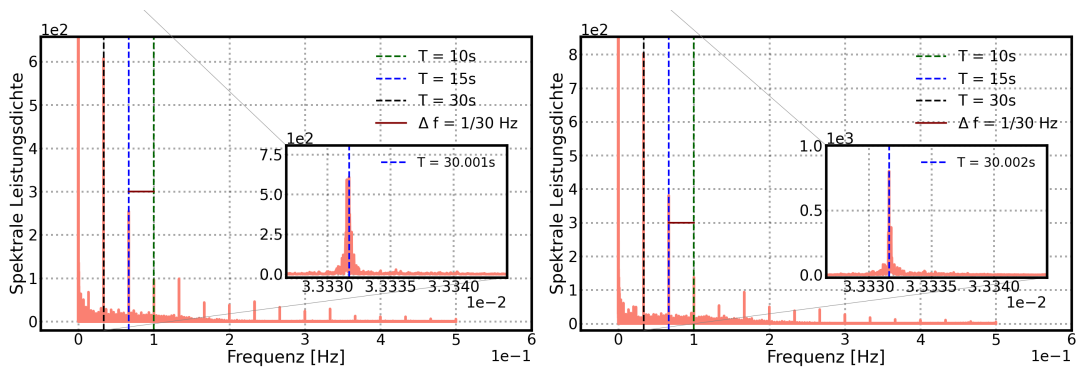


Abbildung 8.83: Lomb-Scargle Transformation der Supernova-Scaler-Raten pro Sekunde des Jahres 2015 (links) und 2016 (rechts). Die schwarzgestrichelte Linie entspricht, z.B. einer Periode von $T = 30$ s.

8 Anhang

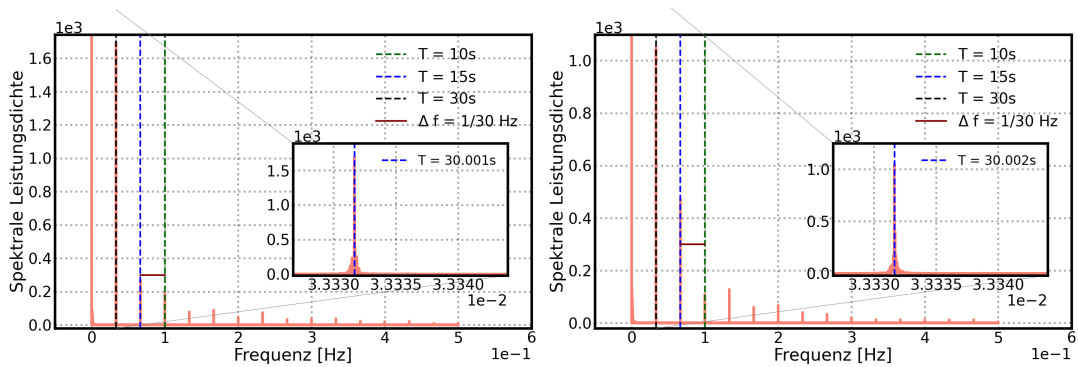


Abbildung 8.84: Lomb-Scargle Transformation der Supernova-Scaler-Raten pro Sekunde des Jahres 2018 (links) und 2019 (rechts). Die schwarzgestrichelte Linie entspricht, z.B. einer Periode von $T = 30$ s.

Überlappen der Supernova-Scaler-Raten in 60 s-Intervallen

Da sich die Grundfrequenz auf $f_{grund} = \frac{1}{30}$ Hz beläuft, wurden die Supernova-Scaler-Raten in 60 s-Intervallen übereinander gelegt und auf eine Durchschnitts-DOM-Rate normiert, um zu überprüfen ob der beobachtete Effekt ein Artefakt der Lomb-Scargle Transformation ist. Die wurde anhand des Jahres 2017 in Abschnitt 6.38 vorgeführt. Die überlappenden Plots der restlichen Jahren sind in den folgenden Abbildungen dargestellt.

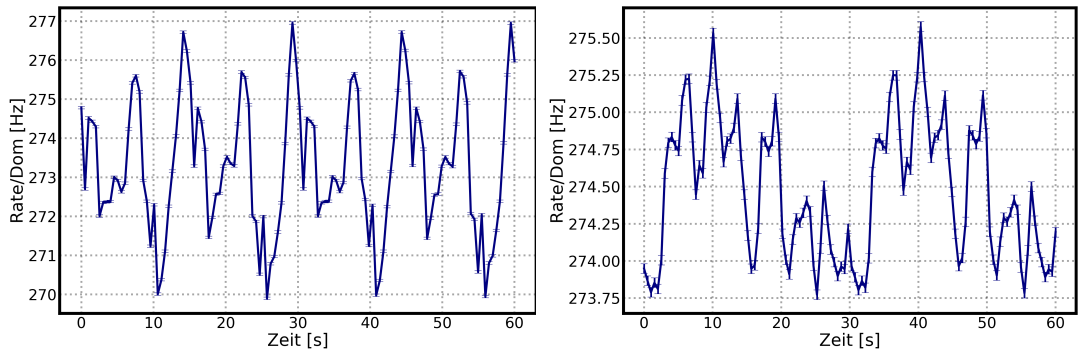


Abbildung 8.85: Mittlere Faltung der Supernova-Scaler-Rate pro DOM des Jahres 2013 (links) und 2014 (rechts) für ein Zeitintervall von 60 s und den dazugehörigen Fehlern.

8 Anhang

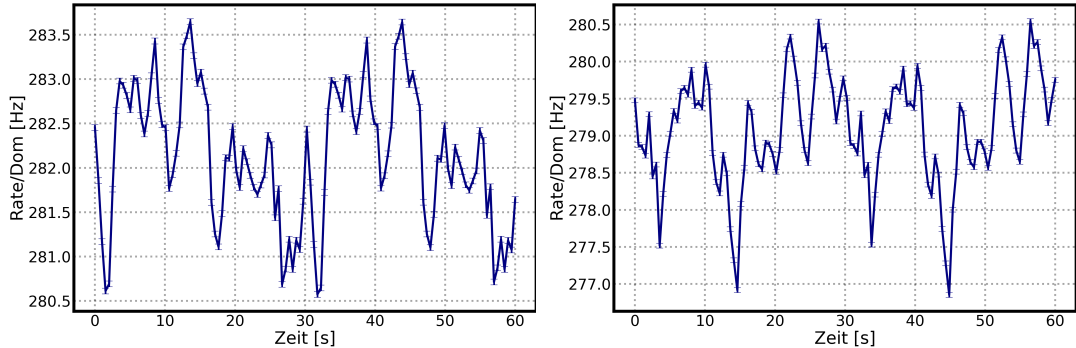


Abbildung 8.86: Mittlere Faltung der Supernova-Scaler-Rate pro DOM des Jahres 2015 (links) und 2016 (rechts) für ein Zeitintervall von 60 s und den dazugehörigen Fehlern.

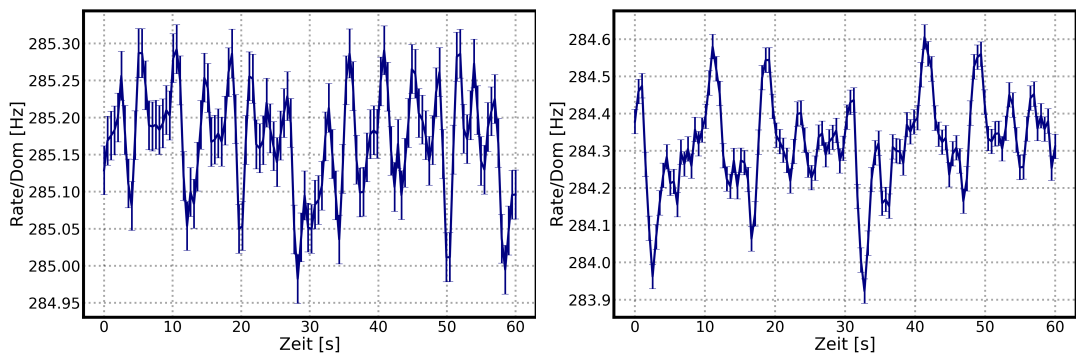


Abbildung 8.87: Mittlere Faltung der Supernova-Scaler-Rate pro DOM des Jahres 2018 (links) und 2019 (rechts) für ein Zeitintervall von 60 s und den dazugehörigen Fehlern.

8.6.2 Untersuchen der Myonraten im Frequenzraum

Die erste Hälfte der Analyse wurde mit den DST-Daten durchgeführt, welche jedoch nur bis zum Run 127950 verfügbar waren. Ab Run 127951 wurden die SimpleDST-Daten verwendet. Die SimpleDST-Daten enthalten im Gegensatz zu den DST-Daten keine IceTop-Trigger, weshalb die Gesamtrate etwas niedriger liegt, weshalb beim Übergang der Daten im Jahr 2016 ein Ratensprung entsteht. Dies kann z.B. der Abbildung 8.88 (sowie Abbildungen 8.90 und 8.92) entnommen werden, die zeigt den Mittelwert der Myonrate pro Tag als Funktion der Zeit für die Jahre 2013-2020 zeigen. Die Lomb-Scargle Periodogramme der unterschiedlichen Binnierungen zeigen bei einer Frequenz $\frac{1}{\text{Jahr}}$ einen Peak. Dieser wurde mit einer schwarz-gestrichelten Linie markiert und repräsentiert die jahreszeitliche Variation der Myonrate. Es sind keine weiteren offensichtlichen signifikanten Peaks zu erkennen.

Tages-Binnierung

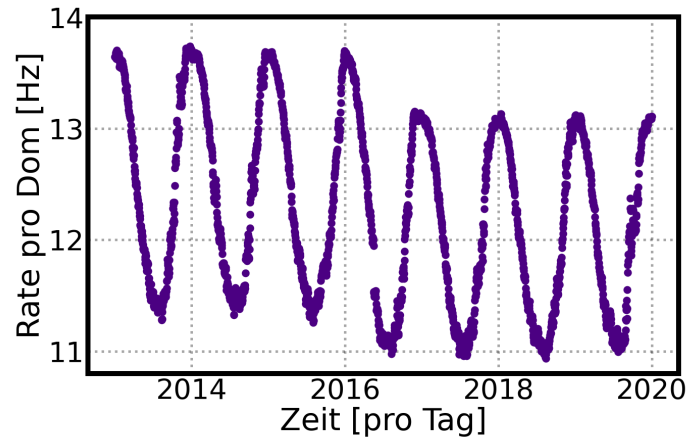
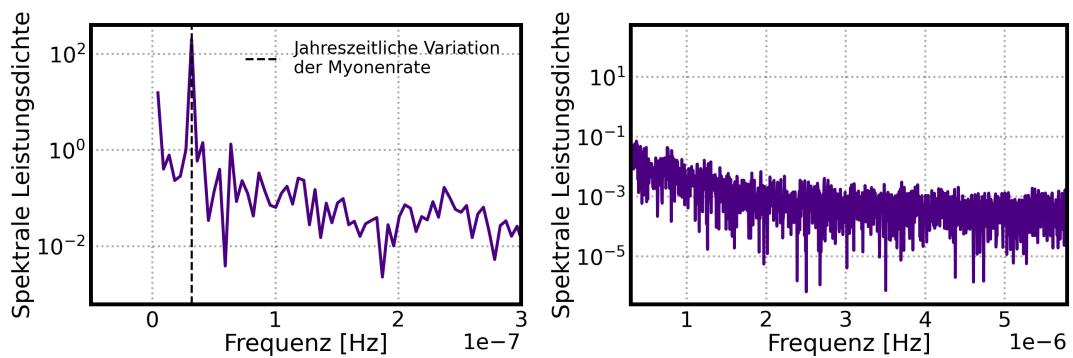


Abbildung 8.88: Mittlere Myonenrate pro Tag gegen die Zeit für die Jahre 2013-2020.

Abbildung 8.89: Lomb-Scargle Transformation der mittleren Myonenrate pro Tag und DOM. Der rechte Plot zeigt die spektrale Leistungsdichte für einen erweiterten Frequenzbereich von $3,0 \cdot 10^{-7}$ Hz bis zur Nyquist-Frequenz der Binnierung pro Tag von $5,8 \cdot 10^{-6}$ Hz.

Stunden-Binnierung

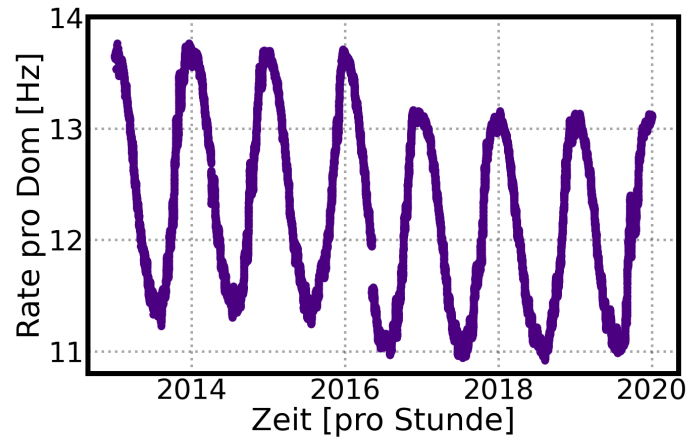


Abbildung 8.90: Mittelwert pro Stunde der Myonenrate gegen die Zeit in Stunden für die Jahre 2013-2020 nach anwenden des Analyseschnitts auf die Supernova-Scaler-Raten (siehe Abbildung 8.76)

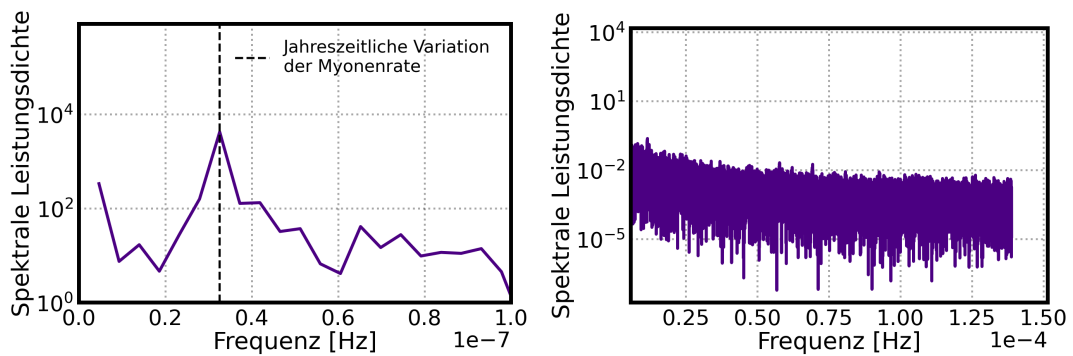


Abbildung 8.91: Lomb-Scargle Transformation der Myonrate pro Stunde (Mittelwert). Der rechte Plot zeigt die spektrale Leistungsdichte für einen erweiterten Frequenzbereich von $1,0 \cdot 10^{-7}$ Hz bis zur Nyquist-Frequenz der Binnierung pro Stunde von $1,4 \cdot 10^{-4}$ Hz.

Minuten-Binnierung

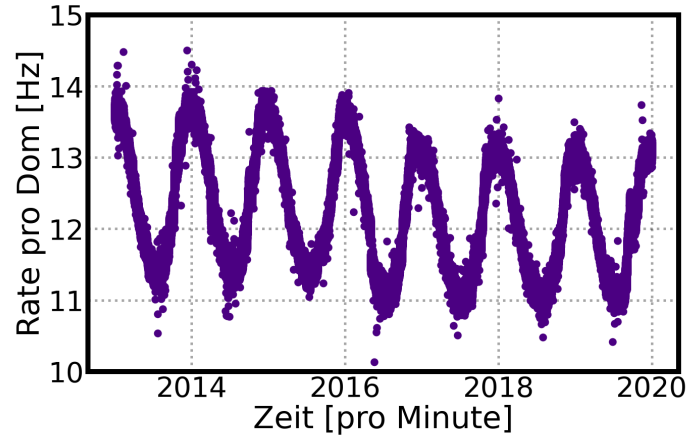


Abbildung 8.92: Mittelwert pro Minute der Myonenrate gegen die Zeit in Minuten für die Jahre 2013-2020.

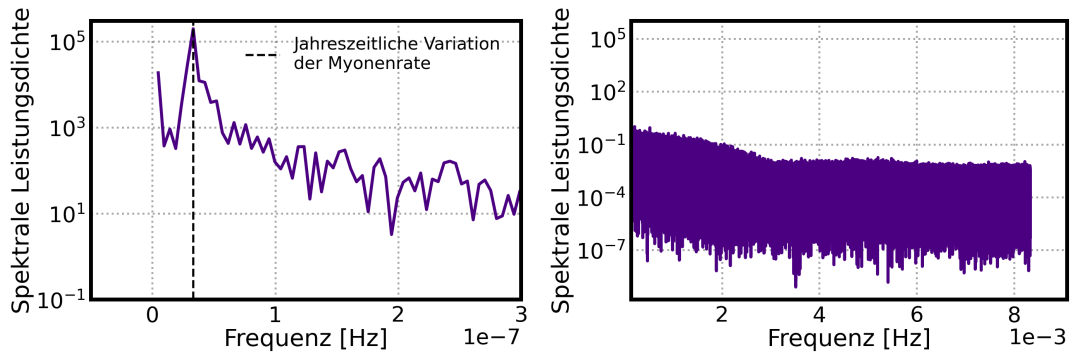


Abbildung 8.93: Lomb-Scargle Transformation der Myonrate pro Minute (Mittelwert). Der rechte Plot zeigt die spektrale Leistungsdichte für einen erweiterten Frequenzbereich von $3,0 \cdot 10^{-7}$ Hz bis zur Nyquist-Frequenz der Binnierung pro Minute von $8,3 \cdot 10^{-3}$ Hz.

8.6.3 Untersuchen der myonkorrigierten Supernova-Scaler-Rate im Frequenzraum

Zur Bestimmung der False-alarm Probability wäre es nun nur logisch gewesen die Supernova-Scaler-Rate anhand der Myonraten zu korrigieren. Aufgrund des Sprungs der Myonrate im Jahr 2016 wurde jedoch davon abgesehen. In Abbildung 8.94, 8.96 und 8.98 sind die myonkorrigierten Supernova-Scaler-Raten pro Binnierung als Funk-

8 Anhang

tion der Zeit für die Jahre 2013-2020 dargestellt. Für die Korrektur wurden die Myonraten von den Supernova-Scaler-Raten der jeweiligen Binnierungen subtrahiert. In den Lomb-Scargle Periodogrammen der unterschiedlichen Binnierungen ist der Peak der jahreszeitlichen Variation der Myonrate nicht mehr sichtbar. Jedoch sind wellenartige Artefakte in den rechten Abbildungen zu erkennen. Andere offensichtlichen Peaks sind nicht zu erkennen. Um diese Artefakte zu vermeiden, wurde für die Supernova-Daten eine andere Korrekturmethode gewählt.

Tages-Binnierung

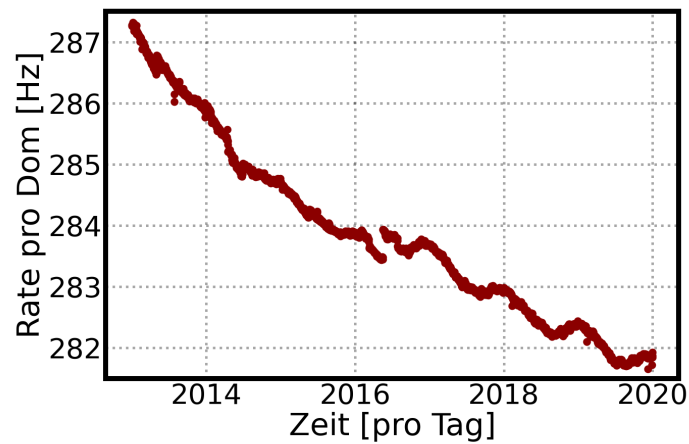


Abbildung 8.94: Die myonkorrigierte mittlere Supernova-Scaler-Rate pro Tag gegen die Zeit für Jahre 2013-2020.

8 Anhang

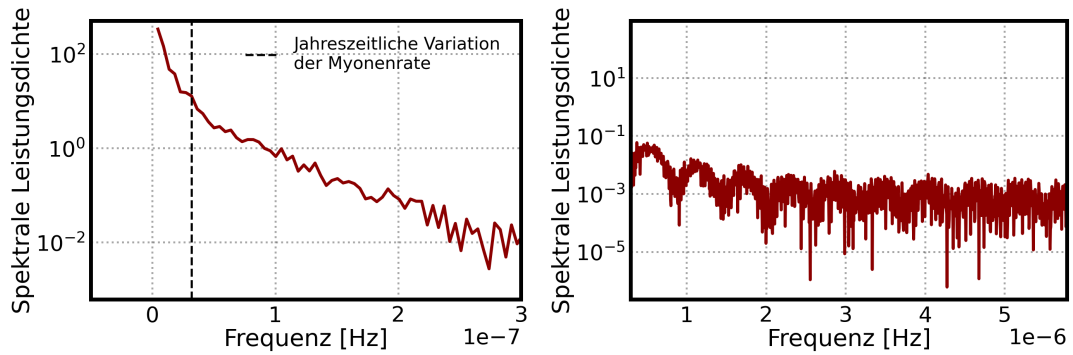


Abbildung 8.95: Lomb-Scargle Transformation der myonkorrigierten Supernova-Scaler-Raten pro Tag (Mittelwert). Der rechte Plot zeigt die spektrale Leistungsdichte für einen erweiterten Frequenzbereich von $3,0 \cdot 10^{-7}$ Hz bis zur Nyquist-Frequenz der Binnierung pro Tag von $5,8 \cdot 10^{-6}$ Hz.

Stunden-Binnierung

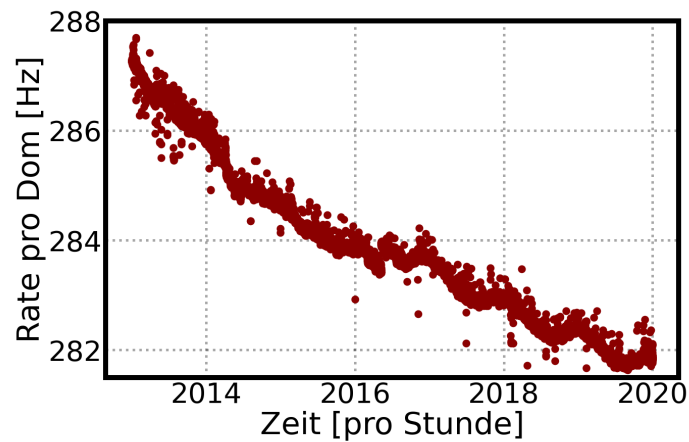


Abbildung 8.96: *Links*: Mittelwert pro Stunde der myonkorrigierten Supernova-Scaler-Rate gegen die Zeit in Stunden für die Jahre 2013-2020.

8 Anhang

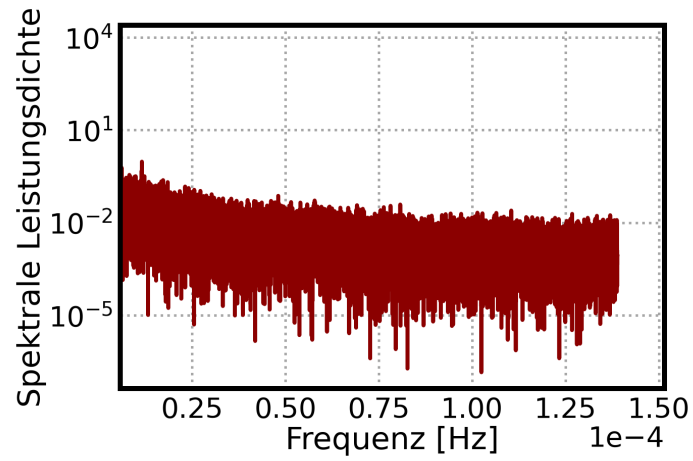


Abbildung 8.97: Lomb-Scargle Transformation der myonkorrigierten Supernova-Scaler-Raten pro Stunde (Mittelwert). Das Frequenzband beginnt, wo der Frequenzbereich der Tages-Binnierung endet bis hin zur Nyquist-Frequenz der Binnierung pro Stunde von $1,4 \cdot 10^{-4}$ Hz.

Minuten-Binnierung

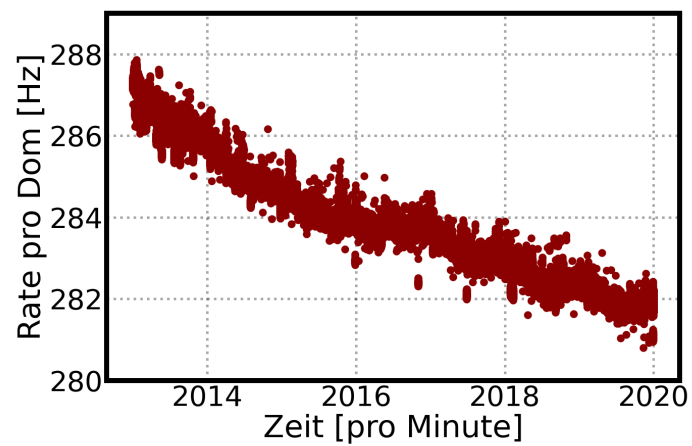


Abbildung 8.98: *Links*: Mittelwert pro Minute der myonkorrigierten Supernova-Scaler-Rate gegen die Zeit in Minuten für die Jahre 2013-2020.

8 Anhang

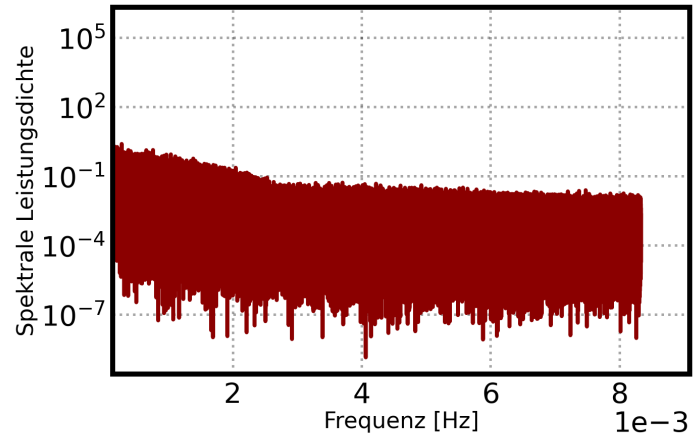


Abbildung 8.99: Lomb-Scargle Transformation der myonkorrigierten Supernova-Scaler-Raten pro Minute (Mittelwert). Das Frequenzband beginnt, wo der Frequenzbereich der Stunden-Binnierung endet bis hin zur Nyquist-Frequenz der Binnierung pro Minute von $8,3 \cdot 10^{-4}$ Hz.

Literaturverzeichnis

- [1] Wolfgang Pauli.
Offener Brief, 1930.
- [2] Reines Cowan et al.
Detection of the Free Neutrino: A Confirmation.
Science, 124:103–104, 1956.
- [3] K. Hirata et al.
Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN1987A.
Physical Review Letters, 58, 1987.
- [4] R. M. Bionta et al.
Observation of a Neutrino Burst in Coincidence with Supernova 1987A in the
Large Magellanic Cloud.
Physical Review Letters, 58, 1987.
- [5] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande).
Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos.
Phys. Rev. Lett., 81, 1998.
- [6] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group).
Review of Particle Physics.
Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01, 2020.
- [7] M. Aker et al.
Improved Upper Limit on the Neutrino Mass from a Direct Kinematic Method
by KATRIN.
Phys. Rev. Lett., 123, 123, 2019.
- [8] G. Aad et al.
Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson
with the ATLAS detector at the LHC.
Physics Letters B, 716:1–29, 2012.
- [9] Das Standard Modell der Teilchenphysik.
[https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell#/media/Datei:
Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg](https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell#/media/Datei:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg), Online: Entnom-
men am 20.01.2021.

Literaturverzeichnis

- [10] C Giunti und Chung W. Kim.
Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics.
Oxford University Press, 2007.
- [11] Ziro Maki et al.
Remarks on the Unified Model of Elementary Particles.
Progress of Theoretical Physics, 28.5:870–880, 1962.
- [12] F. Capozzi et al.
Neutrino masses and mixings: Status of known and unknown 3 ν parameters.
Nuclear Physics B 908, Seiten 218–234, 2016.
- [13] I. Esteban et al.
Global Analysis of Three-Flavour Neutrino Oscillations: Synergies and Tensions
in the Determination of θ_{23} , δ_{CP} , and the Mass Ordering.
Journal of High Energy Physics, 2019.
- [14] A.Dighe et al.
Detecting the neutrino mass hierarchy with a supernova at IceCube.
Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2003(06):005, 2003.
- [15] A.Dighe et al.
Signatures of supernova neutrino oscillations in the earth mantle and core.
Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2004(01):004, 2004.
- [16] Alexander Piégsa.
Supernova-detektion mit dem icecube-neutrino teleskop.
Doktorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2009.
- [17] T. K. Kuo und J. Pantaleone.
Neutrino oscillations in matter.
Rev. Mod. Phys., 61:937–979, 1989.
- [18] Timo Griesel.
Optimierungen des nachweises von supernovae in icecube.
Doktorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2010.
- [19] Thomas Feser.
Echtzeitsuche nach neutrinoausbrüchen von supernovae mit dem amanda-ii-
detektor.
Doktorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2004.
- [20] Der Tscherenkow-Effekt.
<http://large.stanford.edu/courses/2014/ph241/alaelian2/images/f2big.png>, Online: Entnommen am 21.01.2021.
- [21] I. Frank und Ig. Tamm.
Coherent Visible Radiation of Fast Electrons Passing Through Matter.
Compt. Rend. Acad. Sci. URSS, Seiten 29–35, 1937.
- [22] F. Zwicky.
Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln.

Literaturverzeichnis

- Helv. Phys. Acta*, 6:110–127, 1933.
- [23] Rudolph Minkowski.
Spectra of supernovae.
Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 53:224, 1941.
- [24] A. Mirizzi et al.
Supernova Neutrinos: Production, Oscillations and Detection.
Riv. Nuovo Cim., 39:1, 2016.
- [25] E. Hertzsprung.
Vorschlag zur festlegung der photographischen größenskala, Vol. 186.
Astronomische Nachrichten, 1910.
- [26] E. Hertzsprung.
Photographisch-spektralphotometrischer vergleich zwischen altair und nova
aquilae 3 in der nähe der maximalen helligkeit, Vol. 207.
Astronomische Nachrichten, 1918.
- [27] Wolfgang Demtröder.
Experimentalphysik 4: Kern-, teilchen- und astrophysik.
Springer-Verlag, 2017.
- [28] Arthur Stanley Eddington.
The internal constitution of the stars.
Cambridge: University Press, 1926.
- [29] M. Salaris.
Evolution of stars and stellar populations.
John Wiley & Sons, 2005.
- [30] Carlos Santos et al.
Star Formation in Bok Globules: Near-Infrared Survey of a Southern Sky Sam-
ple.
The Astronomical Journal, 116:1376, 2007.
- [31] A. Unsöld und B. Baschek.
Der neue kosmos.
Springer Verlag, 2005.
- [32] Norbert S. Schulz.
The formation and early evolution of stars.
Springer Heidelberg New York Dordrecht London, 2012.
- [33] Stan Woosley et al.
The Evolution and Explosion of Massive Stars, Vol. 74.
Reviews of Modern Physics, 2002.
- [34] Stan Woosley und Thomas Janka.
The physics of core-collapse supernovae.
Nature Physics, 1(3):147–154, 2005.

Literaturverzeichnis

- [35] Hans-Thomas Janka und Ewald Müller.
Supernovaexplosionen massereicher Sterne.
https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/mpa/pub_resources/pop_science/phiuz_www.pdf, Online: Entnommen am 06.01.2022.
- [36] Max Camenzind.
Von der hauptreihe zu pnes und supernovae.
<https://docplayer.org/53405816-Von-der-hauptreihe-zu-pnes-und-supernovae-max-camenzind-akademie-heidelberg-mai-2014.html>,
Online: Entnommen am 07.01.2022.
- [37] William Herschel.
Catalogue of Double Stars. By William Herschel, Esq. F. R. S.
Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I, 75:40–126,
1785.
- [38] Subrahmanyan Chandrasekhar.
The maximum mass of ideal white dwarfs.
Astrophys. J., 74:81–82, 1931.
- [39] D. Arnett.
A 'Crib Sheet' for Supernova Events.
AIP Conf. Proc., 1053(1):237–242, 2008.
- [40] Warren P. Wright et al.
Neutrinos from type Ia supernovae: The deflagration-to-detonation transition
scenario.
Physical Review D, 94, 2016.
- [41] A. Heger et al.
How Massive Single Stars End Their Life.
The Astrophysical Journal, 591:288–300, 2003.
- [42] Scott M. Adams et al.
Observing the next galactic Supernovae.
The Astrophysical Journal, 778:164, 2013.
- [43] Hans-Thomas Janka et al.
Theory of Core-Collapse supernovae.
Physics Reports, 442:38–74, 2007.
- [44] Todd A. Thompson et al.
Shock Breakout in Core-Collapse Supernovae and its Neutrino Signature.
The Astrophysical Journal, 592:434–456, 2003.
- [45] Adam Burrows.
Towards a Synthesis of Core-Collapse Supernova Theory.
Nuclear Physics A, 606:155–166, 1996.
- [46] Mathias Th. Keil.
Supernova neutrino spectra and applications to flavor oscillations.
Doktorarbeit, Technischen Universität München, 2003.

Literaturverzeichnis

- [47] Stirling A. Colgate und Richard H. White.
The Hydrodynamic Behavior of Supernovae Explosions.
Astrophysical Journal,, 143:625, 1966.
- [48] Hans-Thomas Janka et al.
Supernova Explosions and the Birth of Neutron Stars.
AIP Conference Proceedings, 983, 2007.
- [49] Florian Hanke et al.
SASI Activity in Three-Dimensional Neutrino-Hydrodynamics Simulations of
Supernova Cores.
Astrophysical Journal,, 770(1):66, 2013.
- [50] A. Marek und H.-Th. Janka.
Delayed Neutrino-Driven Supernova Explosions aided by the Standing
Accretion-Shock Instability.
The Astrophysical Journal, 694(1):664–696, 2009.
- [51] C. C. Joggerst und S. E. Woosley und Alexander Heger.
Mixing in zero and solar metallicity Supernovae.
The Astrophysical Journal, 693(2):1780–1802, 2009.
- [52] Irene Tamborra et al.
Neutrino emission characteristics and detection opportunities based on three-
dimensional supernova simulations.
Physical Review D, 90(4), 2014.
- [53] M. Kachelrieß et al.
Exploiting the neutronization burst of a galactic supernova.
Physical Review D, 71(6), 2005.
- [54] Alexander Fritz.
Supernova-Signaturen im IceCube-Neutrino- und aLIGO-
Gravitationswellendetektor.
Masterarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2017.
- [55] Mathias Th. Keil et al.
Monte Carlo Study of Supernova Neutrino Spectra Formation.
The Astrophysical Journal, 590(2):971–991, 2003.
- [56] Adam Burrows et al.
Neutrino opacities in nuclear matter.
Nuclear Physics A, 777:356–394, 2006.
- [57] L. Hüdepohl et al.
Neutrino Signal of Electron-Capture Supernovae from Core Collapse to Cooling.
Phys. Rev. Lett., 104:251101, 2010.
- [58] Hans-Thomas Janka.
Explosion Mechanisms of Core-Collapse Supernovae.
Annual Review of Nuclear and Particle Science, 62(1):407–451, 2012.

Literaturverzeichnis

- [59] Kei Kotake und Takami Kuroda.
Gravitational waves from core-collapse supernovae.
Springer International Publishing, 2017.
- [60] Subo Dong und K. Z. Stanek.
Confirmation of AT 2017eaw, a Probable Supernova in NGC 6946.
The Astronomer's Telegram, 10372:1, 2017.
- [61] B. P. Abbott et al.
Optically targeted search for gravitational waves emitted by core-collapse supernovae during the first and second observing runs of advanced LIGO and advanced Virgo.
Phys. Rev. D, 101:084002, 2020.
- [62] C. S. Kochanek.
Constraints on core collapse from the black hole mass function.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 446:1213–1222, 2014.
- [63] J.M. Neustadt et al.
The search for failed supernovae with the Large Binocular Telescope: a new candidate and the failed SN fraction with 11 yr of data.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 508:516–528, 2021.
- [64] Karolina Rozwadowska et al.
On the rate of core collapse supernovae in the milky way.
New Astronomy, 83:101498, 2021.
- [65] B. Cameron Reed.
New Estimates of the Solar-Neighborhood Massive Star Birthrate and the Galactic Supernova Rate.
The Astronomical Journal, 130:1652–1657, 2005.
- [66] J. G. Schmidt und Michael Hohle und Ralph Neuhauser.
Determination of a temporally and spatially resolved supernova rate from OB stars within 5 kpc.
Astronomische Nachrichten, 335:935–948, 2014.
- [67] Weidong Li et al.
Nearby supernova rates from the Lick Observatory Supernova Search - III. The rate-size relation, and the rates as a function of galaxy Hubble type and colour.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 412:1473–1507, 2011.
- [68] N. Aghanim et al.
Planck 2018 results.
Astronomy & Astrophysics, 641:A6, 2020.
- [69] R. Diehl et al.
Radioactive ^{26}Al from massive stars in the Galaxy.
Nature, 439:45–47, 2006.

Literaturverzeichnis

- [70] E.F.Keane und M.Kramer.
On the birthrates of Galactic neutron stars.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 391:2009–2016, 2008.
- [71] Jacco Vink.
Physics and Evolution of Supernova Remnants.
2020.
- [72] P. Maggi et al.
The population of X-ray supernova remnants in the Large Magellanic Cloud.
Astronomy & Astrophysics, Seite A162, 2016.
- [73] Pierre Maggi et al.
The supernova remnant population of the Small Magellanic Cloud.
Astronomy & Astrophysics, 631:A127, 2019.
- [74] Markus Ahlers et al.
Cosmic ray acceleration in supernova remnants and the FERMI/PAMELA data.
Physical Review D, 80, Dec 2009.
- [75] X. Luri et al.
Gaia Early Data Release 3.
Astronomy & Astrophysics, 649:A7, 2021.
- [76] Hans-Thomas Janka.
Explosion Mechanisms of Core-Collapse Supernovae.
Annual Review of Nuclear and Particle Science, 62:407–451, Nov 2012.
- [77] L. Hüdepohl et al.
Neutrino Signal of Electron-Capture Supernovae from Core Collapse to Cooling.
Phys. Rev. Lett., 104:251101, 2010.
- [78] Robert Bollig et al.
Self-consistent 3D Supernova Models From 7 Minutes to +7 s: A 1-bethe Explosion of a $\sim 19 M_{\odot}$ Progenitor.
The Astrophysical Journal, 915:28, 2021.
- [79] A. Burrows und D. Vartanyan.
Core-collapse supernova explosion theory.
Nature, 589(7840):29–39, 2021.
- [80] K.Sumiyoshi et al.
Dynamics and Neutrino Signal of Black Hole Formation in Nonrotating Failed Supernovae. I. Equation of State Dependence.
The Astrophysical Journal, 667:382–394, 2007.
- [81] N.Panagia.
Distance to SN 1987A and the LMC.
IAU Symposium, 190, 1999.
- [82] P.Podsiadlowski.
The Progenitor of SN1987A.

Literaturverzeichnis

Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 10:717–729, 1992.

- [83] P.Podsiadlowski.
The Progenitor of SN 1987A.
Springer International Publishing, 2017.
- [84] Kei Kotake et al.
Explosion mechanism, neutrino burst and gravitational wave in core-collapse supernovae.
Reports on Progress in Physics, 69:971–1143, 2006.
- [85] M. G. Aartsen et al.
The IceCube Neutrino Observatory: Instrumentation and Online Systems.
JINST, 12:P03012, 2011.
- [86] R. Abbasi et al.
The IceCube Data Acquisition System: Signal Capture, Digitization, and Time-stamping.
Nucl. Instrum. Meth., A601:294–316, 2009.
- [87] Mark Aartsen et al.
Neutrino emission from the direction of the blazar TXS 0506056 prior to the IceCube-170922A alert.
Science, 361:147–151, 2018.
- [88] R. Abbasi et al.
Search for GeV-scale dark matter annihilation in the Sun with IceCube DeepCore.
Physical Review D, 105, 2022.
- [89] M. G. Aartsen et al.
Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillations at 6–56 GeV with IceCube DeepCore.
Physical Review Letters, 120, 2018.
- [90] M. G. Aartsen et al.
Measurement of atmospheric tau neutrino appearance with IceCube DeepCore.
Physical Review D, 99(3), 2019.
- [91] R. Abbasi et al.
IceCube Sensitivity for Low-Energy Neutrinos from Nearby Supernovae.
A&A, 535:A109, 2011.
- [92] M. Ackermann et al.
Optical properties of deep glacial ice at the South Pole.
Journal of Geophysical Research, 111:D13203, 2006.
- [93] M. Rongen und D. Chirkin.
Advances in IceCube ice modelling & what to expect from the Upgrade.
Journal of Instrumentation, 16:C09014, 2021.
- [94] Volker Baum.

Literaturverzeichnis

- Search for Low Energetic Neutrino Signals from Galactic Supernovae and Collisionally Heated Gamma-Ray Bursts with the IceCube Neutrino Observatory. Doktorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität, 2017.
- [95] D. Heereman von Zuydtwyck.
HitSpooling: An improvement for the supernova neutrino detection system in IceCube.
Doktorarbeit, Université libre de Bruxelles, 2015.
- [96] Y. Fukuda et al.
The Super-Kamiokande detector.
Nucl. Instrum. Meth. A, 501:418–462, 2003.
- [97] K. Bays et al.
Supernova relic neutrino search at Super-Kamiokande.
Physical Review D, 85, 2012.
- [98] K. Abe et al.
Real-time supernova neutrino burst monitor at Super-Kamiokande.
Astroparticle Physics, 81:39–48, 2016.
- [99] M. Ikeda et al.
Search for Supernova Neutrino Bursts at Super-Kamiokande.
The Astrophysical Journal, 669:519, 2008.
- [100] K. Abe et al.
Letter of Intent: The Hyper-Kamiokande Experiment — Detector Design and Physics Potential —, 2011.
- [101] N Agafonova et al.
On-line recognition of supernova neutrino bursts in the LVD.
Astroparticle Physics, 28:516–522, 2008.
- [102] M. Aglietta et al.
Effects of neutrino oscillations on the supernova signal in LVD.
Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 110:410–413, 2002.
- [103] T. Adam et al.
JUNO Conceptual Design Report, 2015.
- [104] JUNO Collaboration.
Prospects for Detecting the Diffuse Supernova Neutrino Background with JUNO, 2022.
- [105] C.A. Duba et al.
HALO – the helium and lead observatory for supernova neutrinos.
Journal of Physics: Conference Series, 136:042077, 2008.
- [106] Daavid Väänänen und Cristina Volpe.
The neutrino signal at HALO: learning about the primary supernova neutrino fluxes and neutrino properties.
Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2011:019–019, 2011.

Literaturverzeichnis

- [107] C.Rubbia et al.
Underground operation of the ICARUS T600 LAr-TPC: first results.
Journal of Instrumentation, 6:P07011–P07011, 2011.
- [108] I.Gil-Botella und A.Rubbia.
Oscillation effects on supernova neutrino rates and spectra and detection of the shock breakout in a liquid argon TPC.
Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2003:009–009, 2003.
- [109] B. Abi et al.
Supernova neutrino burst detection with the Deep Underground Neutrino Experiment.
The European Physical Journal C, 81, 2021.
- [110] Evan O’Connor und Christian D. Ott.
Black hole formation in failing core-collapse supernovae.
The Astrophysical Journal, 730:70, 2011.
- [111] T.Totani.
Future detection of supernova neutrino burst and explosion mechanism.
The Astrophysical Journal, 496:216, 1998.
- [112] The IceCube-Collaboration.
Escalation workflow schem.
https://wiki.icecube.wisc.edu/images/e/e7/SN_escalation_scheme_v5.pdf,
Online: Entnommen 21.04.2022.
- [113] Pietro Antonioli et al.
SNEWS: the SuperNova Early Warning System.
New Journal of Physics, 6:114–114, 2004.
- [114] J. Aasi et al.
Advanced LIGO.
Classical and Quantum Gravity, 32:074001, 2015.
- [115] Hans-Thomas Janka.
Private Kommunikation, 18.10.2021.
- [116] Mariangelly Díaz-Rodríguez et al.
Progenitor mass distribution for 22 historic core-collapse supernovae.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 506(1):781–790, 2021.
- [117] Edwin E. Salpeter.
The Luminosity Function and Stellar Evolution.
The Astrophysical Journal, 121:161, 1955.
- [118] Lutz Köpke.
Private Kommunikation, 8.04.2022.
- [119] Internal report IceCube Kollaboration (Lutz Köpke).
Determination of luminosity and flux upper limits when no SNDAQ alert was issued.

Literaturverzeichnis

- https://docushare.icecube.wisc.edu/dsweb/Get/Document-85238/icecube_201811001_v2.pdf, Online: Entnommen 16.01.2019.
- [120] Yu.F. Novoseltsev und M.M. Boliev und I.M. Dzaparova und M.M. Kochkarov und A.N. Kurennya und R.V. Novoseltseva und V.B. Petkov und P.S. Striganov und A.F. Yanin.
Supernova neutrino burst monitor at the Baksan Underground Scintillation Telescope.
Astroparticle Physics, 117:102404, 2020.
- [121] G. Bruno und W. Fulgione und A. Molinaro und C. Vigorito.
The core collapse supernova rate from 24 years of data of the Large Volume Detector.
Journal of Physics: Conference Series, 888:012256, 2017.
- [122] G. Pagliaroli und F. Vissani und M.L. Costantini und A. Ianni.
Improved analysis of SN1987A antineutrino events.
Astroparticle Physics, 31:163–176, 2009.
- [123] S.Kharusi und S.BenZvi et al.
SNEWS 2.0: a next-generation supernova early warning system for multi-messenger astronomy.
New Journal of Physics, 23(3):031201, 2021.
- [124] David Kappesser.
Tba.
Doktorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, TBA.
- [125] S. Agostinelli et al.
Geant4—a simulation toolkit.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 506:250–303, 2003.
- [126] Claudio Kopper.
Performance Studies for the KM3NeT Neutrino Telescope.
Doktorarbeit, Erlangen - Nuremberg U., 2010.
- [127] Thomas Kowarik.
Supernova Neutrinos in AMANDA and IceCube-Monte Carlo Development and Data Analysis.
Doktorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2010.
- [128] Ken'ichiro Nakazato und Toshio Suzuki und Makoto Sakuda.
Charged-current scattering off the ^{16}O nucleus as a detection channel for supernova neutrinos.
Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2018(12), 2018.
- [129] E.Kolbe et al.
Estimates of weak and electromagnetic nuclear decay signatures for neutrino reactions in Super-Kamiokande.
Phys. Rev. D, 66:013007, 2002.

Literaturverzeichnis

- [130] IceCube-Kollaboration.
Ice models.
https://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Ice_models, Online: Entnommen
10.06.2022.
- [131] IceCube Collaboration.
Pisa: Monte Carlo-based data analysis.
<https://github.com/icecube/pisa>, Online: Entnommen 22.04.2022.
- [132] Jan Weldert.
Private Kommunikation, 31.05.2021.
- [133] A. Mirizzi und G. G. Raffelt und P. D. Serpico.
Earth matter effects in supernova neutrinos: optimal detector locations.
Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2006(05):012–012, 2006.
- [134] Volker Baum.
Verbesserung der Supernova-Detektion mit dem IceCube-Neutrinooteleskop.
Masterarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2011.
- [135] IceCube Kollaboration.
Preliminary Good Run Lists.
https://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Preliminary_Good_Run_Lists,
Online: Entnommen am 15.03.2022.
- [136] IceCube Kollaboration.
Goodrunlist.
<https://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Goodrunlist>, Online: Entnommen
am 15.03.2022.
- [137] Supernova search with the amanda-sndaq.
[https://butler.physik.uni-mainz.de/I3Wiki/index.php/
Supernova_search_with_the_AMANDA-SNDAQ](https://butler.physik.uni-mainz.de/I3Wiki/index.php/Supernova_search_with_the_AMANDA-SNDAQ), Online: Entnommen
22.03.2022.
- [138] N. R. Lomb.
Least-squares frequency analysis of unequally spaced data.
Astrophysics and Space Science, 39:447–462, 1976.
- [139] Jeffrey Scargle.
Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral
analysis of unevenly spaced data.
The Astrophysical Journal, 263, 1983.
- [140] Jacob T. VanderPlas.
Understanding the Lomb–Scargle Periodogram.
The Astrophysical Journal Supplement Series, 236, 2018.
- [141] Astropy sourcecode.
<https://github.com/astropy/astropy>, Online: Entnommen 10.03.2022.
- [142] Astropy lomb-scargle dokumentations.

Literaturverzeichnis

- <https://docs.astropy.org/en/stable/timeseries/lombscargle.html#the-lomb-scargle-model>, Online: Entnommen 10.03.2022.
- [143] Astropy lomb-scargle sourcecode.
<https://github.com/astropy/astropy/tree/main/astropy/timeseries/periodograms/lombscargle>, Online: Entnommen 10.03.20220.
- [144] Gary J. Feldman und Robert D. Cousins.
Unified approach to the classical statistical analysis of small signals.
Physical Review D, 57:3873–3889, 1998.
- [145] Farshid Feyzi für die IceCube-Kollaboration.
Icecube upgrade project status.
<https://events.icecube.wisc.edu/event/154/contributions/8151/attachments/6480/7997/Upgrade%20Status%20for%20plenary%20rev1.pdf>, Online: Entnommen 18.05.2022.
- [146] Albrecht Karle für die IceCube-Kollaboration.
Icecube-gen2, overview.
https://events.icecube.wisc.edu/event/154/contributions/8231/attachments/6419/7888/IceCube_Gen2_Karle_Brussels.pdf, Online: Entnommen 10.06.2022.
- [147] Alessandro Mirizzi et al.
Supernova Neutrinos: Production, Oscillations and Detection.
La Rivista del Nuovo Cimento, 39, 2015.
- [148] Lutz Köpke.
Private Kommunikation, 26.05.2022.
- [149] C. J. Lozano Mariscal und L. Classen und M. A. Unland Elorrieta und A. Kapes.
Sensitivity of multi-PMT optical modules in Antarctic ice to supernova neutrinos of MeV energy.
The European Physical Journal C, 81, 2021.