



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5705

**Bestimmung des
Wirkungsquerschnitts der
Reaktionen $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$
und $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$**

C. Ruf

Institut für Kernphysik

Februar 1996

Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5705

Bestimmung des Wirkungsquerschnitts
der Reaktionen $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ und
 $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$

Clemens Ruf
Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Diplomarbeit

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
1996

**Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

Das KARMEN-Neutrino-Experiment wird seit 1990 an der Spallationsneutronenquelle ISIS am Rutherford Appleton Laboratorium in Großbritannien durchgeführt. Drei verschiedene Neutrino-Flavours (ν_μ, ν_e und $\bar{\nu}_\mu$), die eine Energie bis zu 52.8 MeV haben, werden in einem 56 t schweren Flüssigszintillations-Kalorimeter nachgewiesen. Sie stammen aus der Zerfallskette von positiven Pionen, die im ISIS Target erzeugt werden. Die Ziele von KARMEN sind die Suche nach Neutrino-Oszillationen im *appearance mode* $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ sowie die detaillierte Untersuchung von Neutrino-Kernwechselwirkung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmalig die Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ analysiert. Die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes erfolgte mit Hilfe einer Likelihood-Analyse, bei der die Anteile der Reaktionen $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ und $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ variiert wurden.

Der bestimmte Wirkungsquerschnitt für die Neutrino-Eisen-Absorption stimmt im Rahmen der Fehler mit den Theoriewerten überein:

$$\langle \sigma_{exp}(^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*) \rangle = (2.82 \pm 0.93(stat.) \pm 0.52(sys.)) \cdot 10^{-40} \text{cm}^2$$

Die Wahrscheinlichkeit P , daß Ereignisse der Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ im Detektor detektiert wurden ist mit $P = 99.8\%$ sehr hoch und kann als klare Evidenz für erstmaligen Nachweis der ν_e -Absorption an ^{56}Fe gewertet werden.

Für die Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ wurde eine nicht ganz so stringente Evidenz gefunden. Der experimentell gefundene Wirkungsquerschnitt für die Neutrino- ^{13}C -Absorption liegt im Bereich der theoretischen Vorhersagen, die von 0.45 bis $0.96 \cdot 10^{-40} \text{cm}^2$ gehen und beträgt:

$$\langle \sigma_{exp}(^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}) \rangle = (0.6 \pm 0.4(stat.) \pm 0.12(sys.)) \cdot 10^{-40} \text{cm}^2$$

Aufgrund des großen statistischen Fehlers kann hier noch keine Aussage gemacht werden, welches Kernmodell sich für die Beschreibung des Gamov-Teller Übergangs am besten eignet. Die Wahrscheinlichkeit für im Detektor nachgewiesene Ereignisse aus der Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ liegt bei $P = 75.8\%$. Da KARMEN noch drei Jahre mit einem stark reduzierten Untergrund Daten nehmen wird, werden die statistischen Fehler beider Reaktionen deutlich verringert werden.

Measurement of the cross section of the reactions $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ and $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$

Abstract

The KARMEN neutrino experiment is taking data at the spallation neutron source ISIS at the Rutherford Appleton Laboratory in England since 1990. The neutrinos with energy range up to 52.8 MeV are detected in a 56 t scintillation calorimeter. Neutrino production originates from π^+ decay at rest, in the ISIS target. The aims of the KARMEN experiment are the search for neutrino oscillations in the appearance channels $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ and $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ as well as the detailed study of neutrino nucleus interaction.

The main motivation of this work has been the analysis of the reaction $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$. To determine the cross section for this reaction the method of maximum likelihood was applied. In addition to ν_e -absorption on ^{12}C and ν_e -electron scattering the analysis method of this work varied the two components $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ and $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ independently.

The resulting cross section of the neutrino iron absorption is in good agreement with the theoretical values, the value obtained in this work is

$$\langle \sigma_{exp}(^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*) \rangle = (2.82 \pm 0.93(stat.) \pm 0.52(sys.)) \cdot 10^{-40} \text{cm}^2 \quad (0.1)$$

The statistical significance for the $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ signal is $P = 99.8\%$. This high confidence level can be seen as a clear evidence for the first observation of this reaction.

The evidence for the $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ reaction is $P = 75.8\%$ with a cross section of

$$\langle \sigma_{exp}(^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}) \rangle = (0.6 \pm 0.4(stat.) \pm 0.12(sys.)) \cdot 10^{-40} \text{cm}^2 \quad (0.2)$$

The still high statistical error currently does not allow a decision between various theoretical models, describing the Gamov-Teller part of the transition. The predicted theoretical values vary from 0.45 to $0.96 \cdot 10^{-40} \text{cm}^2$. Since KARMEN will take data with significantly reduced background levels for three more years, the statistical errors for both cross sections measurements will be improved significantly.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Neutrino-Physik mit KARMEN	5
2.1	Neutrinoquelle ISIS	5
2.2	Physikalische Ziele	8
2.2.1	Neutrino-Oszillationen	8
2.2.2	Neutrino-Kern-Wechselwirkungen	10
3	Der KARMEN-Detektor	17
3.1	Zentraldetektor und innerer Antizähler	17
3.2	Innere passive Abschirmung und Photomultiplierwand	19
3.3	Äußerer Antizähler	20
3.4	Äußere passive Abschirmung	20
3.5	Elektronik, Trigger und Datenaufnahme	20
3.6	Zeitlicher Verlauf einer Strahlperiode	24
4	Simulation der ν-Absorption an ^{56}Fe, ^{12}C und ^{13}C	25
4.1	Detektorgeometrie	26
4.2	Ereignisgenerierung	28
4.3	Ereignisorte und Sekundärreaktionen im Eisen	29
4.4	Ereignissignaturen im Detektor	33
4.5	ν_e -induzierte Reaktionen im ν_e - $\bar{\nu}_\mu$ Zeitfenster	36
5	Maximum-Likelihood-Methode	43
5.1	Eigenschaften der Likelihoodfits	44

5.2	Wahrscheinlichkeitsdichte	44
5.3	Minimumsuche und Fehlerbestimmung	46
6	Untersuchung ν-induzierter Reaktionen im <i>single-prong</i> Spektrum	53
6.1	Untergrundanalyse	53
6.2	Reduktion der Experimentdaten	58
6.3	Experimentdaten	60
6.4	Wirkungsquerschnittsberechnung	63
6.4.1	Effektiver Neutrinofluß	63
6.4.2	Targetkerne	64
6.4.3	Nachweiswahrscheinlichkeiten	66
6.5	Ergebnisse bei verschiedenen Schnitten	67
6.6	Wirkungsquerschnitte der $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ und $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ Reaktion	75
7	Resümee	79
A	Extrapolation der Präzision der Wirkungsquerschnitte	81
B	Simulation neutrinoinduzierter Reaktionen in Aluminium	88
B.1	Rohdatenspektren und Detektorantwort	88
B.2	Erwartete Ereigniszahlen	92
C	Simulation ν-e-Streuung im Eisen	94

Kapitel 1

Einleitung

Das Neutrino verdankt seine Einführung durch Pauli im Jahre 1930 [Sut92] dem Vertrauen auf die Gültigkeit der bisher noch nie verletzten Energie- und Drehimpulserhaltung. Diese beiden wären ohne die Emission eines Neutrinos beim β -Zerfall verletzt. Es war damals schon klar, daß dieses Teilchen, das elektrisch neutral sein und Spin 1/2 haben mußte, nur sehr selten mit Materie wechselwirkt. Pauli vermutete in seinem Brief, in dem er dieses Teilchen erstmals erwähnte, daß der Nachweis niemals möglich sein werde. Zu diesem Nachweis mußten erst Rahmenbedingungen geschaffen werden, die die Ereignisrate so erhöhten, daß trotz des geringen Wirkungsquerschnittes ein Nachweis möglich wurde. Dies waren der Bau kommerzieller Kernreaktoren, die einen sehr hohen Neutrinofluß zur Verfügung stellten ($10^{20}\nu/s$) und großvolumige Detektoren, damit eine genügend hohe Zahl an Targetkernen zur Verfügung stand. Beide kompensieren den geringen Wirkungsquerschnitt. Als Nachweisreaktion für die Antineutrinos $\bar{\nu}$ aus dem Kernreaktor diente die Reaktion $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Der Wirkungsquerschnitt σ dieser Reaktion für den Energiebereich der Reaktorneutrinos beträgt $\sigma = 6.3 \times 10^{-43} \text{cm}^2$. Im Jahre 1959 veröffentlichten Cowan und Reines dieses Ergebnis [Rei59]. Sie hatten eine Ereignisrate von drei verzögerten Koinzidenzen pro Stunde erreicht.

Eine Theorie des Betazerfalls, bei der die beteiligten vier Fermionen punktförmig aneinander koppeln, wurde bereits 1934 von Fermi aufgestellt. Nach der theoretischen Vorhersage der Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung durch Lee und Yang [Lee56] und der experimentellen Bestätigung von Wu [Wu57], wurde dieses Phänomen in die Theorie von Fermi eingebaut [Smu95]. Die Theorie, die wegen der bei ihr beteiligten a priori gleichstarken vektoriellen und axialvektoriellen Ströme V-A-Theorie genannt wird, beschreibt die schwachen Prozesse bei niedrigen Energien sehr gut, führt aber im Hochenergiebereich zu Streuwahrscheinlichkeiten über 1.

Die Umformulierung der Punktwechselwirkung in eine Austauschwechselwirkung durch die Einführung zweier geladener Bosonen (W^\pm) und eines ungeladenen Bosons (Z^0), konnten die Probleme, die in der klassischen Theorie aufgetaucht waren, beseitigen [Smu95]. Die schwache Wechselwirkung wurde so zu einer Eichtheorie und mit der elektromagnetischen Wechselwirkung vereinheitlicht. Diese elektroschwache Wechselwirkung, die von Glashow, Weinberg und Salam 1968 aufgestellt wurde, wird durch das masselose Photon und die massiven Vektorbosonen vermittelt. Die Reichweite der elektromagnetischen Wechselwir-

kung ist, da das Photon masselos ist, unendlich. Die der schwachen beträgt ungefähr 10^{-18} m. Der Kernradius ist zum Vergleich nach dem Tröpfchenmodell $R = 1.1 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-15}$ m [Fli91].

Diese Erfolge in der Beschreibung der Wechselwirkung können aber nicht darüber hinwegtäuschen, daß das Neutrino immer noch nicht ganz verstanden ist, und die meisten seiner Eigenschaften auch 65 Jahre nach Forderung seiner Existenz, immer noch unbekannt sind.

Die Beantwortung der meisten Fragen würde zu Lösungen in den verschiedensten Teilbereichen der Physik beitragen. So würde z.B. der Nachweis, daß Neutrinos Masse haben in der Teilchenphysik die Frage der Leptonenzahlerhaltung klären, diese wäre verletzt und ein Neutrinozerfall wäre möglich. In der Astrophysik könnte dadurch eventuell geklärt werden, warum die Detektoren auf der Erde nicht die Anzahl der Neutrinos, die nach dem Standardsonnenmodell vorhergesagt werden, nachweisen. Es werden zuwenig Neutrinos gesehen, was auch als Sonnenneutrinoproblem bezeichnet wird. Die Neutrinos könnten, wenn sie Masse haben, sich auf ihrem Weg zur Erde in eine andere Neutrinosorte (Neutrinooszillation) umwandeln, die mit den bisher verwendeten Detektoren nicht nachgewiesen werden können.

Neutrinos spielen bei dem wohl spektakulärsten Szenario in der Astrophysik – der Supernova – eine entscheidende Rolle. Denn ohne sie würde die Implosion am Lebensende eines Sterns nicht in eine Explosion umgewandelt werden. Ein Stern mit einer Masse von 10–30 Sonnenmassen durchläuft alle Fusionsreaktionen bis zum Eisen. Da Eisen der am stärksten gebundene Kern ist, endet hier die Fusion. Bei einer weiteren Fusion würde keine Energie mehr freigesetzt, sondern verbraucht werden. Der Stern besitzt zu diesem Zeitpunkt eine Zwiebschalenstruktur, die sich aus den nicht vollständig verbrannten Elementen der früheren Fusionsreaktionen zusammensetzt. Da im Innern des Sterns keine Wärme mehr erzeugt wird, die das Gleichgewicht zwischen Gewichtskraft und Wärmedruck aufrecht erhält, kollabiert er. Im Kern, der aus ungefähr 1.4 Sonnenmassen Eisen besteht, wird im Inneren das Eisen in Protonen und Neutronen dissoziiert. Die dabei entstehenden Protonen wechselwirken mit den Elektronen $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$. Weitere Neutrinos entstehen beim Abkühlen des sich bildenden Protonen-Neutronsterns. Diese ca. 10^{56} Neutrinos verlassen den Stern. Da sie dabei durch alle darüberliegenden Kernbrennschalen müssen, ist es für die Simulationen des Energietransports nach außen sehr wichtig, ihre Wechselwirkung mit den einzelnen Kernen, auf der Basis experimentell in diesem Energiebereich bestimmter Daten zu berechnen. Dem Stern wird durch die Dissoziation und den Neutrinoburst Energie entzogen. Er kollabiert deshalb mit zunehmender Geschwindigkeit solange weiter bis die Dichte die doppelte Kernmateriedichte erreicht hat. Dann sind sogar die Neutrinos eingeschlossen und keine Energie kann mehr entweichen. Eine Schockwelle entsteht, die bei einem Radius von 100 km von dem weiter in das Zentrum stürzenden Material gestoppt wird. Wieder sind es die Neutrinos, die ein Aufleben der Explosion ermöglichen. Die gefangenen Neutrinos können entkommen und treffen auf die gestoppte Schockwelle. Dort stoßen zwar nur 10^{-5} der Neutrinos mit einem anderen Teilchen zusammen, aber die übertragene Energie reicht, um die Schockwelle wieder aufleben zu lassen. Die bei einer Supernova freigesetzte Energie liegt bei $\approx 1.9 \times 10^{65}$ eV. 99% dieser Energie wird von den 1.2×10^{59} Neutrinos fortgetragen. Ihre mittlere Energie ist ungefähr 15 MeV.

Die Neutrinos sind bei einer Supernova aber nicht nur für die Explosion verantwortlich, sondern sie tragen durch ihre Wechselwirkungen auch mit dazu bei, daß nach der Explosion der r-Prozeß der Nukleosynthese schwerer Elemente stattfinden kann. Neuere Berechnungen haben gezeigt [Woo94], daß die passenden Bedingungen wie Anzahl der Neutronen, Dichte, Zeitskala und ausgeworfene Masse nur in einer von Neutrinos geheizten Blase vorhanden sind. Die bei der Neutrino Heizung beteiligten Reaktionen sind: Neutrinoeinfang an freien Nukleonen, Neutrino-Annihilation mit Antineutrinos, Neutrino-Elektron-Streuung und Neutrinoeinfang an schweren Kernen. Die erste und die letzte Reaktion sind verantwortlich für einen Parameter, von dem die beim r-Prozeß erzeugten Häufigkeiten der schweren Kerne mit $N > 50$ abhängen. Dieser beschreibt das Verhältnis von $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ zu $n(\nu_e, e^-)p$ Reaktionen.

$$Y_e = \left(1 + \frac{p(\bar{\nu}_e, e^+)n}{n(\nu_e, e^-)p} \right)^{-1} \quad (1.1)$$

Wird der Wert dieses Parameters nur geringfügig verändert, so hat dies einen sehr großen Einfluß auf die Häufigkeiten der erzeugten Kerne. Berechnungen in [Woo94] bei denen dieser Parameter nur leicht erhöht wurde (von $Y_e=0.459$ auf $Y_e=0.479$) zeigten, daß damit einige Überproduktionen von Kernen mit $N=50$ verschwinden. Es können nicht alle Überproduktionen beseitigt werden, dennoch ist es wichtig diesen Parameter sorgfältiger zu berechnen.

Mit dem KARMEN-Experiment können beide angesprochenen Themenkreise untersucht werden. Die Frage nach der Masse wird bei KARMEN über die Suche nach Neutrino-Oszillationen beantwortet. Diese indirekte Methode der Massenbestimmung ist auf wesentlich kleinere Massen bzw. Massenunterschiede sensitiv als die direkte aus dem Energiespektrum des Zerfalls von Tritium, Pionen oder Tau-Leptonen.

Die Neutrino-Kern-Wechselwirkung wird an den Kohlenstoffkernen des Flüssigszintillators untersucht. Als Neutrinoquelle dient dabei die Spallationsneutronenquelle ISIS, die drei verschiedene Neutrino flavors aus der $\pi^+ - \mu^+$ Zerfallskette in Ruhe liefert. So konnte erstmalig die inelastische Neutrino-Kern-Streuung an ^{12}C durch schwachen neutralen Strom nachgewiesen werden [Ebe92]. Der Wirkungsquerschnitt für geladene Stromreaktionen an ^{12}C wurde sowohl für die exklusive, die nur Übergänge in den Grundzustand von Stickstoff beinhaltet, als auch für die inklusive Reaktion, bei der auch Übergänge in den angeregten Stickstoff berücksichtigt werden, angegeben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmalig die geladene Stromreaktion an ^{56}Fe und ^{13}C untersucht. Die Neutrinos aus der Supernova müssen wie oben geschildert, als erstes durch ca. 1.4 Sonnenmassen Eisen. Für die Astrophysik ist es von großem Interesse, die Wechselwirkung dieser Neutrinos mit diesem Kern bestimmen zu können, da Eisen den vermutlich höchsten Wirkungsquerschnitt der zu durchquerenden Materie hat. Die mit KARMEN gefundenen Wirkungsquerschnitte können, da die an ISIS erzeugten Neutrinos eine Energie bis 52 MeV haben und so in dem Energiebereich der bei einer Supernova emittierten Neutrinos liegen, die bisher verwendeten theoretischen Werte testen und eventuell modifizieren.

Im Kapitel 2 werden die Neutrinoerzeugung an ISIS und die physikalischen Ziele des KARMEN-Experiments vorgestellt. Weiterhin werden die zu erwartenden Neutrino-Reaktionen und ihre theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitte diskutiert. Danach

wird der Aufbau des Flüssigszintillationskalorimeter, das zum Nachweis der Neutrino-reaktionen dient, erläutert. In Anschluß daran wird auf die Simulation der Neutrino-reaktionen eingegangen. Besonders ausführlich wird dabei die Simulation der Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ besprochen, da sie einige Besonderheiten aufweist, die in bisherigen Simulationen nicht beachtet werden mußten (z.B. exakte Detektorgeometrie). Die Raten der zu untersuchenden Reaktionen sind sehr gering und als Trennung von Ereignissen aus anderen Neutrino-reaktionen oder Untergrundeignissen stehen nur die Zeit-, Energie- und Ortsspektren zur Verfügung. Deshalb wird ein Analyseverfahren für die Untersuchung der neutrino-induzierten Kernwechselwirkung verwendet, daß bei diesen Rahmenbedingungen die wahrscheinlichsten Anteile herausfindet. Diese sogenannte Maximum-Likelihood-Methode wird in Kapitel 5 präsentiert. Die Analyse der Untergrundeignisse, die Reduktion der Experimentdaten und die Wirkungsquerschnitte werden im Kapitel 6 gezeigt. Abschließend wird die Evidenz für neutrino-induzierte Kernwechselwirkungen an den ^{56}Fe und ^{13}C Kernen zusammenfassend dargestellt.

Kapitel 2

Neutrino-physik mit KARMEN

Das KARlsruhe Rutherford Mittel Energie Neutrino-Experiment [Zei85] wird an der Spallationsquelle ISIS des Rutherford Appellton Laboratoriums in Chilton (England) durchgeführt. Die besondere Zeitstruktur der Quelle und die dort mögliche Neutrino-physik werden im folgenden erläutert.

2.1 Neutrino-Quelle ISIS

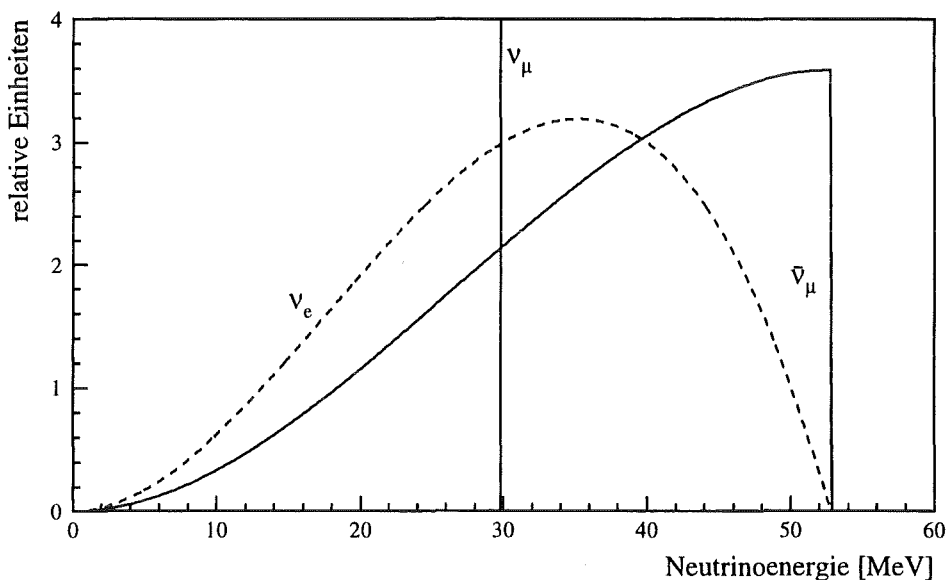


Abbildung 2.1: Energieverteilung der Neutrinos aus der Pionzerfallskette

Die Spallationsneutronenquelle ISIS dient primär der Erzeugung gepulster Neutronenstrahlen zu Strukturuntersuchungen in der Festkörperphysik.

In einem "rapid cycling" Synchrotron werden Protonen auf eine Energie von 800 MeV

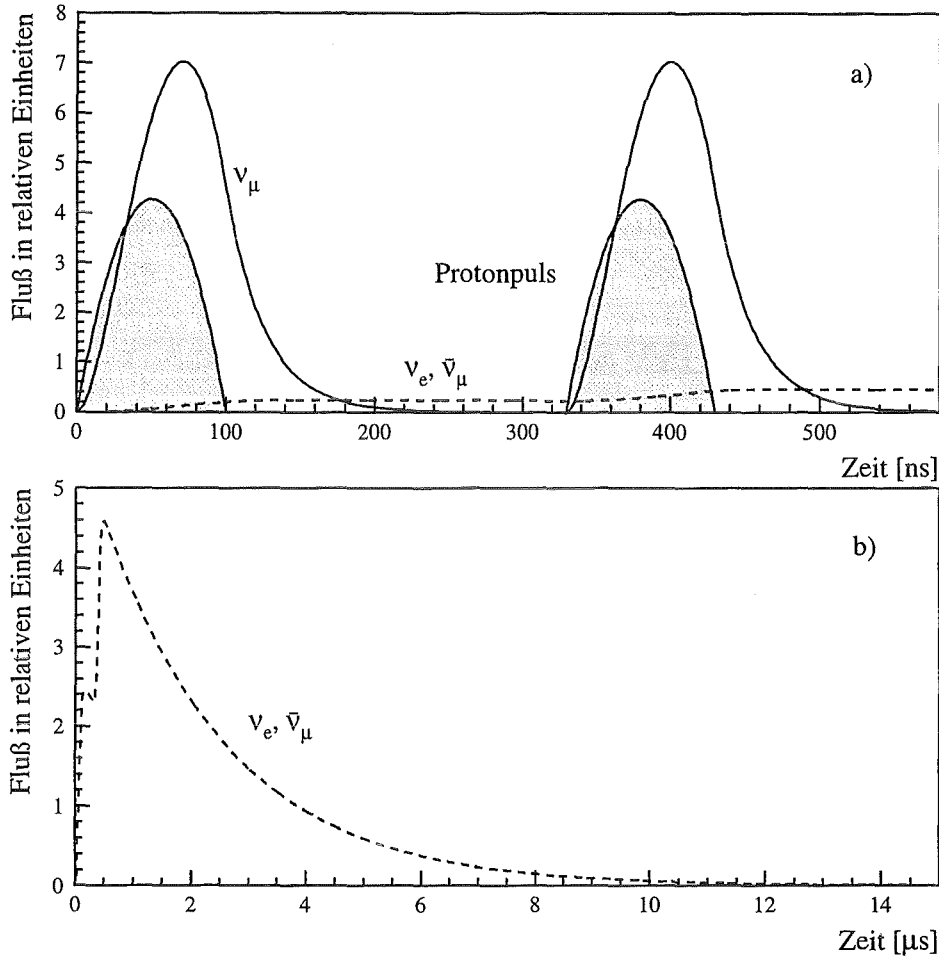


Abbildung 2.2: Zeitstruktur der Neutrino flavours aus ISIS

beschleunigt und treffen auf ein Uran- oder Tantal-Schwerwassertarget (vgl. Abb. 2.3). Neben den bei der Spallation erzeugten Neutronen entstehen auch Pionen. Die neutralen und die negativen Pionen tragen zu der Neutrinoproduktion nicht bei. Die π^0 zerfallen nach $8.4 \times 10^{-17} s$ in zwei γ -Quanten und die π^- werden, nachdem sie innerhalb von $10^{-10} s$ gestoppt wurden, vom Targetmaterial eingefangen. Die π^+ stoppen wie die π^- noch im Target und zerfallen dann in Ruhe mit einer mittleren Lebensdauer von 26 ns:



Das Myonneutrino hat aufgrund des Zweikörperzerfalls eine feste Energie von 29.8 MeV (vgl. Abb. 2.1). Wegen der kurzen Zerfallszeit ist seine Zeitstruktur sehr eng mit der Zeitstruktur des Protonstrahls korreliert (vgl. Abb. 2.2 a). Der anschließende Myonzerfall hat eine Zerfallszeit von 2.2 μs :



Die ν_e und die $\bar{\nu}_\mu$ sind durch die um zwei Größenordnungen verschiedenen Zerfallszeiten von π^+ und μ^+ sehr gut von den ν_μ zu trennen (vgl. Abb. 2.2). Die Energie der Neutrinos ist

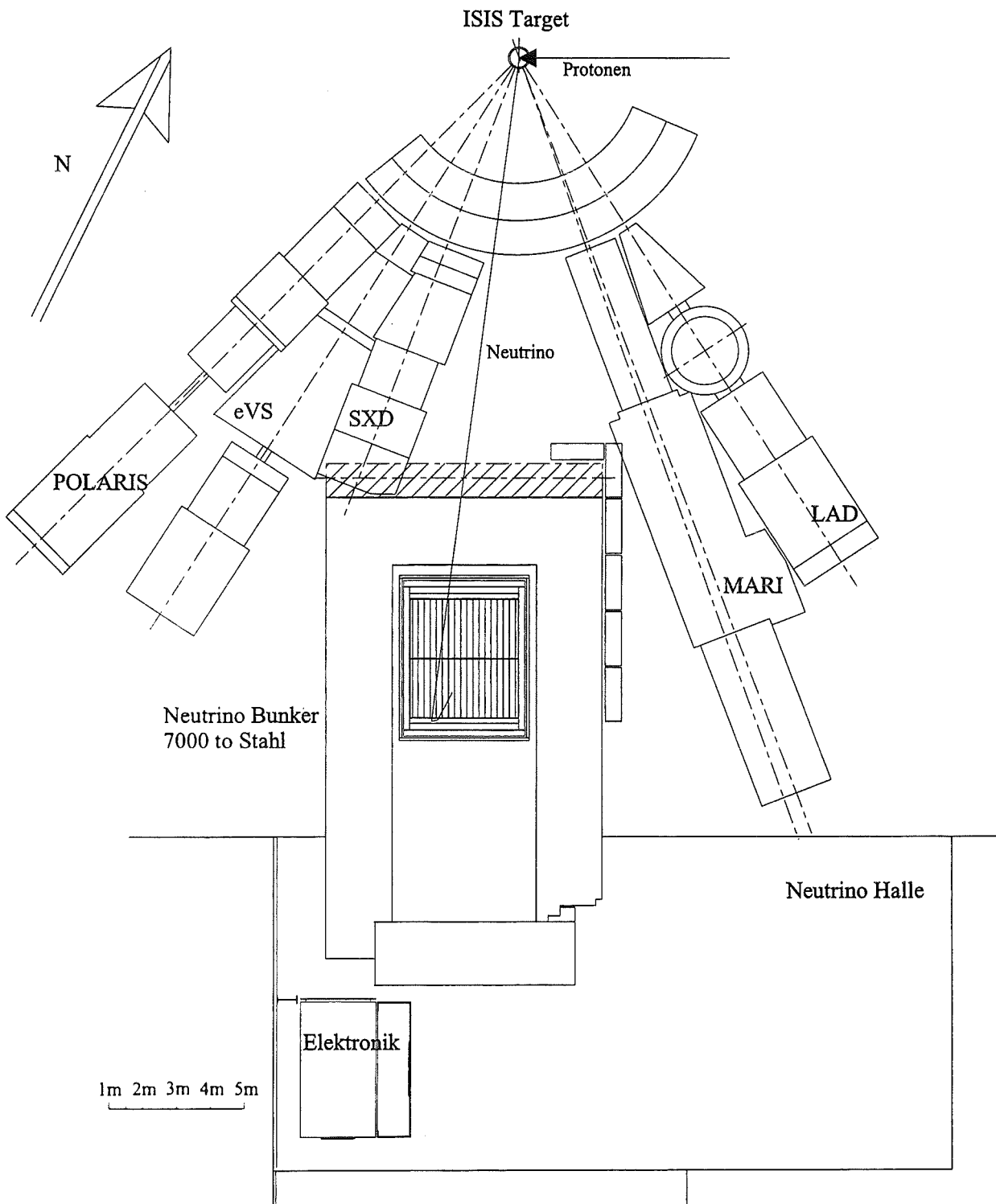


Abbildung 2.3: KARMEN-Detektor mit Quelle und Neutronenexperimenten

nicht wie bei den ν_μ monoenergetisch, sondern zeigen aufgrund des Dreikörperzerfalls ein kontinuierliches Spektrum von 0 bis 52.8 MeV (vgl. Abb. 2.1). Die in dieser Zerfallskette entstehenden Neutrinosorten haben alle die gleiche Intensität, die bei einem mittleren Strahlstrom von $200 \mu\text{A}$ $5.7 \times 10^{13} \nu/s$ beträgt. Da die Neutrinos ausschließlich bei einem Zerfall in Ruhe erzeugt werden, werden sie isotrop emittiert und ihr Fluß nimmt mit $1/r^2$ ab. r ist der Abstand zur Quelle, die als punktförmig angenommen wird.

Die verschiedenen Zerfallszeiten ermöglichen eine Trennung der Neutrino-Flavours untereinander. Zur Unterdrückung der kosmischen Höhenstrahlung, der ein Experiment, das an der Erdoberfläche stattfindet, ausgesetzt ist, ist die ISIS Quelle mit ihrer Pulsstruktur besonders gut geeignet. Eine Strahlperiode besteht aus zwei 100 ns langen Protonenpulsen, die im Abstand von 330 ns auf das Target treffen. Die Länge einer Strahlperiode ist durch die Extraktionsfrequenz von 50 Hz zu 20 ms festgelegt. Für die zwei Neutrinozeitfenster ergeben sich damit kleine Tastverhältnisse von 1.5×10^{-5} für die ν_μ und 5×10^{-4} bei den ν_e und $\bar{\nu}_\mu$.

2.2 Physikalische Ziele

Die Neutrino-Physik mit KARMEN wird von den an ISIS produzierten Neutrinos und von den Kernen der Materialien des Detektors und der Abschirmung bestimmt. Die physikalischen Ziele [Zei94], die sich im Laufe der Zeit immer mehr erweitert haben, sind im wesentlichen:

- Die Suche nach Neutrino-Oszillationen im appearance-mode [Rap95], [Eit95] $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ und im disappearance-mode $\nu_e \rightarrow X$
- Die Untersuchung der Neutrino-Kern-Wechselwirkung mit den ^{12}C [Wo195] und den ^{13}C Kernen des Szintillators, und den ^{56}Fe Kernen der inneren passiven Abschirmung. Die beiden letztgenannten Reaktionen werden in dieser Arbeit behandelt.
- Test des Standardmodells bei der Suche nach verbotenen Pion und Myon Zerfällen [Dre94],[Eit95].
- Analyse der Myoneinfang-Reaktionen an ^{12}C und ^{13}C [Jan94], [Gra92]

Aus dieser Aufstellung ist zu sehen, daß die Ergebnisse der von KARMEN zu untersuchenden Prozesse für die Kern-, Teilchen- und Astrophysik von großem Interesse sind.

2.2.1 Neutrino-Oszillationen

Die Suche nach Neutrino-Oszillationen ist derzeit die erfolgsversprechendste Methode zur Klärung der Frage, ob Neutrinos Masse haben oder ob sie masselos sind. Die Genauigkeit der direkten Messung der Neutrinomassen aus dem Tritium-Zerfall zur Bestimmung der Masse des ν_e , aus dem Pion-Zerfall für die ν_μ Masse und aus dem Tau-Zerfall, über den die ν_τ Masse bestimmt wird, ist durch die endliche Auflösung der Detektoren und andere systematische Fehler begrenzt.

oben geschilderten Oszillation verwendet. Da deshalb die Zahl der zu erwartenden Ereignisse um diesen Faktor größer ist, sind die Limits, wenn keine Ereignisse dieser Reaktion nachgewiesen werden, um ungefähr den gleichen Faktor kleiner. Die entstehenden Neutronen thermalisieren und werden von einem Gadoliniumkern eingefangen. Dieser emittiert im Mittel drei γ -Quanten mit einer Gesamtenergie von 8 MeV.

Die obere Grenze für diese Oszillation ist, für große Δm^2 [Rap95]:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) < 3.5 \times 10^{-3} \quad (90\%CL)$$

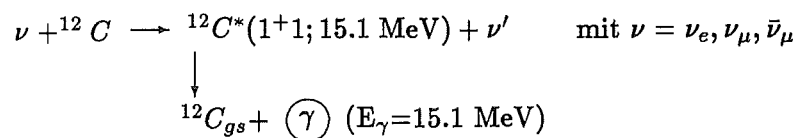
2.2.2 Neutrino-Kern-Wechselwirkungen

Die Neutrino-Kern-Wechselwirkungen können durch zwei Arten induziert werden. Dies ist zum einen die neutrale Stromreaktion. Bei ihr wird durch Austausch eines Z^0 Bosons ein Kern ohne Ladungsänderung angeregt. D.h. sowohl der Kern als auch das Neutrino werden nicht umgewandelt, es ändern sich nur ihre Energien. Da nach dem Standardmodell alle Neutrino flavours mit der gleichen Stärke an das neutrale Boson ankoppeln, können alle drei an ISIS produzierten Neutrinoarten an dieser Reaktion teilnehmen.

Die andere Kern-Wechselwirkung wird durch den Austausch eines geladenen Bosons, dem W^\pm , induziert. Sie wird deshalb geladene Stromreaktion genannt. Dabei wird im Kern ein Neutron in ein Proton umgewandelt und das Neutrino verwandelt sich in seinen geladenen Leptonpartner. Da die an ISIS entstehenden Neutrinos nur eine Energie bis zu 52.8 MeV haben, ist die geladene Stromreaktion nur für die ν_e möglich. Die Myonen haben eine Ruhemasse von $105.66 \text{ MeV}/c^2$, so daß ihre Erzeugung wegen der Energieerhaltung verboten ist.

Neutrale Stromreaktion

Die neutrale Stromreaktion kann im Detektor nur an den ^{12}C Kernen beobachtet werden. Die Anregungsenergien der anderen Kerne sind entweder zu niedrig, oder der angeregte Kern ist teilcheninstabil und zerfällt unter α -Emission, die im Detektor nicht beobachtet werden kann. Die Reaktion $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ wird über den nachfolgenden Zerfall des angeregten Kerns, der in 92% aller Fälle ein γ -Quant von 15.1 MeV emittiert, nachgewiesen:



Die Analyse der neutralen Kernanregung im $\nu_e - \bar{\nu}_\mu$ Zeitfenster ist in [Wol95] zu finden. Die Reaktionen der ν_e können nicht von denen der $\bar{\nu}_\mu$ unterschieden werden. Der angegebene Wirkungsquerschnitt ist demzufolge die Summe aus beiden Anregungen.

$$\langle \sigma^{NC}(\nu_e + \bar{\nu}_\mu) \rangle = (10.98 \pm 1.05(\text{stat.}) \pm 0.82(\text{syst.})) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$$

Die theoretischen Vorhersagen sind abhängig von den, der Berechnung zu Grunde liegenden Kernmodellen und bewegen sich zwischen 9.9 und $11.9 \cdot 10^{-42} \text{cm}^2$.

Der Wirkungsquerschnitt der ν_μ induzierten Reaktion, die von der ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ induzierten wegen der Zeitstruktur der Zerfallsketten gut zu trennen ist, wurde in [Ste95] zu

$$\langle \sigma^{NC}(\nu_\mu) \rangle = (2.67 \pm 0.7(\text{stat.}) \pm 0.3(\text{syst.})) \cdot 10^{-42} \text{cm}^2$$

berechnet. Bei dieser Reaktion variieren die theoretischen Berechnungen von 2.59 bis $2.8 \cdot 10^{-42} \text{cm}^2$. Auch hier ist die Übereinstimmung der theoretischen Werte mit den experimentell gefundenen sehr gut.

Geladene Stromreaktionen

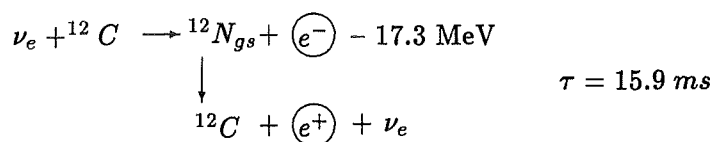
Die geladenen Stromreaktionen, die mit dem KARMEN-Detektor ausgewertet werden können, sind die Umwandlungen von:

- ^{12}C in $^{12}\text{N}_{g.s.}$
- ^{12}C in $^{12}\text{N}^*$
- ^{13}C in $^{13}\text{N}_{g.s.}$ und $^{13}\text{N}^*$
- ^{56}Fe in $^{56}\text{Co}^*$

Imfolgenden wird detailliert auf die einzelnen Reaktionskanäle eingegangen.

Die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ -Reaktion

Der Grundzustand von Stickstoff ist β -instabil mit einer Lebensdauer von 15.9 ms. Durch diesen β^+ Zerfall, der an der gleichen Stelle, wie die prompte Neutrino-reaktion im Detektor passiert, ergibt sich eine sequentielle Struktur mit deren Hilfe die Reaktion fast untergrundfrei nachgewiesen werden kann:



Als promptes Ereignis beobachtet man ein Elektron im $\nu_e - \bar{\nu}_\mu$ Zeitfenster mit einer Energie bis zu 35.5 MeV. Das sequentielle Ereignis ist das Positron aus dem β^+ -Zerfall, das durch seine Zerfallszeit und seine Energieverteilung, deren Endpunkt bei 16.3 MeV liegt, identifiziert wird. Die untergrundfreie Identifikation der Ereignisse und die gute Energieauflösung des Detektors ermöglichten es, den Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion nicht nur flußgemittelt, sondern auch energieabhängig anzugeben. Damit konnte der Verlauf des Wirkungsquerschnittes mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Die dabei erreichte

sehr gute Übereinstimmung zeigt, daß die theoretischen Berechnungen bei Übergängen zu Kerngrundzuständen verlässlich sind. Der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt nach [Fai95] ist:

$$\langle \sigma(^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}) \rangle = (9.4 \pm 0.45(\text{stat.}) \pm 0.8(\text{syst.})) \cdot 10^{-42} \text{cm}^2$$

Die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion

Bei der Reaktion $\nu_e + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}^* + e^-$ läßt sich eine sequentielle Struktur nicht nachweisen. Die angeregten Zustände von ^{12}N sind protoneninstabil und zerfallen in den angeregten Zustand des ^{11}C , das nach Aussendung eines γ -Quants in den Grundzustand übergeht. Die Protonen und γ -Quanten können zeitlich nicht von den Elektronen getrennt werden, da die Zerfallszeiten kleiner sind als die Zeitauflösung des Detektors

Das Energiespektrum besteht daher aus der Summe der Energiedeposite der Elektronen, Protonen und Gammas. Die Analyse der Reaktion findet im *single prong* Spektrum statt. In diesem Spektrum befinden sich alle neutrinoinduzierten Reaktionen. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes müssen entweder die bekannten Anteile abgezogen [Wol95], mit Schnitten die anderen Reaktionen herausreduziert werden oder, wenn diese Verfahren nicht durchführbar sind, eine Likelihoodanalyse gemacht werden (vgl. Kap. 5).

Die theoretischen Berechnungen schwanken sehr stark. Donelly gibt in [Don91] einen Wert von $\langle \sigma \rangle = 3.7 \times 10^{-42} \text{cm}^2$ an, während Kolbe et al. [Kol94] den Wirkungsquerschnitt zu $\langle \sigma \rangle = 6.3 \times 10^{-42} \text{cm}^2$ berechnen. Der im Experiment ermittelte Wert ist [Wol95]:

$$\langle \sigma(^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*) \rangle = (5.4 \pm 0.91(\text{stat.}) \pm 0.41(\text{syst.})) \cdot 10^{-42} \text{cm}^2$$

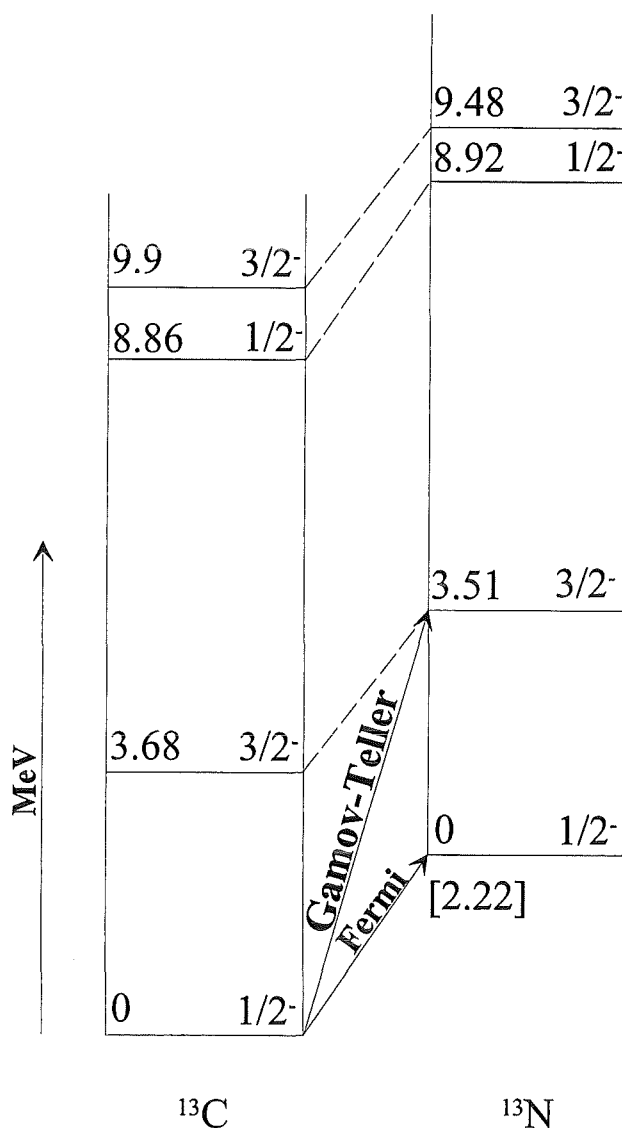
Dieser Wert stimmt im Rahmen der Fehler gut mit den Berechnungen von Kolbe überein, steht aber im Widerspruch zu denen von Donelly.

Die $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ -Reaktion

Da in einem organischen Flüssigszintillator als CH_2 Target auch 1.1 % ^{13}C enthalten ist, kann der inverse β -Zerfall an ^{13}C untersucht werden.

Bei der Reaktion $\nu_e + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N} + e^-$ kann der Wirkungsquerschnitt für den Übergang in den Grundzustand von ^{13}N nicht getrennt von dem in die angeregten Zustände angegeben werden. Da die Zerfallszeit von $^{13}\text{N}_{g.s.}$ 14.36 min beträgt, kann im Detektor kein sequentielles Ereignis beobachtet werden. Der Nachweis dieses Ereignisses würde zudem sehr schwierig sein, da der Endpunkt des Energiespektrums des Positrons aus dem β^+ -Zerfall bei 1.2 MeV liegt und sich somit unter der Modulschwellen befindet.

Der Übergang in den Grundzustand von ^{13}N ist ein reiner Fermi Übergang und so theoretisch gut zu berechnen. Die Berechnungen für ihn sind außerdem fast unabhängig von dem verwendeten Kernmodell (vgl. Tabelle 2.1). Dies zeigt, daß dieser Übergang sehr gut verstanden ist. Bei dem Gamov-Teller Übergang (vgl. Abb. 2.4) sind die Unterschiede wesentlich größer. Mit einer genauen Messung des Gesamtwirkungsquerschnittes könnte der Beitrag des Gamov-Teller Übergangs bestimmt und ein Modell, das diesen gut beschreibt,

Abbildung 2.4: ν_e -induzierte Fermi und Gamov-Teller Übergänge von ^{13}C zu ^{13}N

Theorie	$\langle\sigma\rangle$ in 10^{-41}cm^2			Ref.
	Fermi	Gamov-Teller	Summe	
Donelly	1.8	5.3	7.1	[Don91]
Mintz	1.7			[Min91]
Fukugita	2.7	6.85	9.55	[Fuk90]
Kudobodera	2.2	2.27	4.47	[Kud93]

Tabelle 2.1: Theoretische Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ in 10^{-41}cm^2 nach verschiedenen Modellen

ausgewählt werden. Der ^{13}N Kern kann auch zu höheren Niveaus angeregt werden. Diese tragen aber nicht viel zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei. In [Fuk90] wird der Anteil der beiden Übergänge mit 85 % angegeben.

Die $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ -Reaktion

Ähnlich wie bei der Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ kann bei der geladenen Stromreaktion an ^{56}Fe nur der inklusive Wirkungsquerschnitt gemessen werden. Die Zerfallszeit des ^{56}Co beträgt 113.6 Tage und ist somit zu lang für den Nachweis eines sequentiellen Ereignisses.

Theoretische Wirkungsquerschnittsberechnungen für die Neutrino-Eisen Wechselwirkung gibt es für den Energiebereich von 0 bis 50 MeV nur sehr wenige. Den in der Abbildung 2.5 gezeigten Wirkungsquerschnitten liegen zwei verschiedene Ansätze zu Grunde.

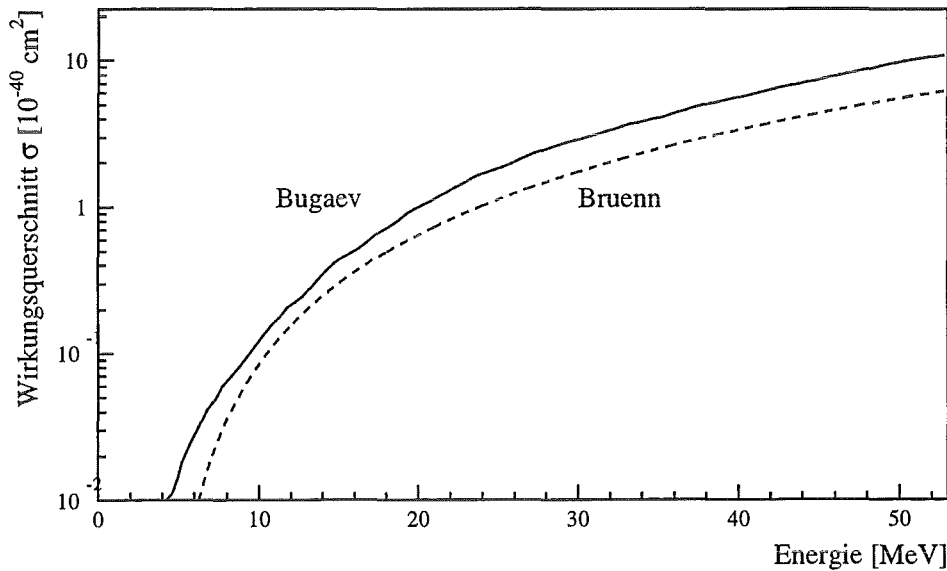


Abbildung 2.5: Energieabhängiger Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ nach den Berechnungen von [Bru85] und [Bug79]

Die Berechnungen von Bruenn [Bru85] gehen in die Simulationen von Supernovaausbrüchen ein. Die von ihm angegebene Formel kann für alle Kerne verwendet werden, was für diese Simulationen sehr wichtig ist, denn es müssen sämtliche Neutrino-Kern-Wechselwirkungen berechnet werden. Daher sollten die einzelnen Wirkungsquerschnitte schnell und einfach zu bestimmen sein. Der Absorptionsquerschnitt wird parametrisiert zu:

$$\sigma(E_\nu) = \frac{G_W^2}{\pi(\hbar c)^4} \left[g_A^2 \frac{2}{7} N_N(N) N_P(Z) \right] (E_\nu + Q')^2 \left[1 - \left(\frac{m_e}{E_\nu + Q'} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.3)$$

mit: G_w	Fermikopplungskonstante
g_A	Axialvektorielle Kopplungskonstante
E_ν	Energie der Neutrinos
Q'	Neutronenmasse - Protonmasse + 3 MeV
m_e	Elektronenmasse

Aus einem Schalenmodell nullter Ordnung erhält man folgende Näherung:

$$N_P(Z) = \begin{cases} 0 & Z < 20 \\ Z - 20 & 20 < Z < 28 \\ 8 & Z > 28 \end{cases}$$

$$N_N(N) = \begin{cases} 6 & N < 34 \\ 40 - N & 34 < N < 40 \\ 0 & N > 40 \end{cases}$$

Die Funktion $N_P(Z)$ gibt die Zahl der Protonen in der $1f_{7/2}$ Schale bzw. $N_N(N)$ die Zahl der Löcher in der $1f_{5/2}$ Schale an, da die Neutrino-Absorption hauptsächlich über die Gamov-Teller Resonanz $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ stattfindet.

Anhand der Formel 2.3 kann man erkennen, daß die wesentlichen Faktoren, die in die Wirkungsquerschnittsberechnung eingehen, die Funktionen $N_N(N)$, $N_P(Z)$ und E_ν^2 sind. Als flußgemittelter Wirkungsquerschnitt über das Michel-Spektrum der Elektron-Neutrinos aus dem μ^+ -Zerfall von 0 - 52.8 MeV ergibt sich:

$$\langle \sigma(\text{Bruenn}) \rangle = 2.55 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2$$

Bugaev [Bug79] benutzt bei seinen Berechnungen ein Einteilchen-Schalenmodell mit Wood-Saxon-Potential. Dieses Modell kann für Wirkungsquerschnittsberechnungen im Energiebereich ab 10 MeV bis 300 MeV verwendet werden. Andere Modelle wie z.B. das Fermi-Gas-Modell sind erst ab höheren Energien ($E > 50$ MeV) gültig. Bei der Wirkungsquerschnittsberechnung muß über alle möglichen Übergänge in die Endzustände summiert werden. In diesem Modell ergibt sich folgende Parametrisierung:

$$d\sigma = \frac{1}{2} G^2 \frac{1}{4k_0 k'_0} \sum_f [2\pi \delta(E_i - E_f + q_0) \eta_{\mu\nu} J_\mu J_\nu^*] \frac{dk'}{(2\pi)^3}$$

mit: G	Fermikopplungskonstante
k, k_0	Viererimpuls des Neutrinos
k', k'_0	Viererimpuls des Elektrons
E_i, E_f	Anfangs- und Endenergie des Kernzustandes
q_0	$k_0 - k'_0$ Energiedifferenz von Neutrino und Elektron
J_μ	Fourierkomponente des Matrixelementes des schwachen Stroms
$\eta_{\mu\nu}$	metrischer Tensor

Das Ergebnis dieser Rechnung für den flußgemittelten Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ ergibt sich zu:

$$\langle\sigma(\text{Bugaev})\rangle = 3.8 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2$$

Die Energieabhängigkeit dieses Wirkungsquerschnittes ist der von Bruenn ähnlich (vgl. Abb. 2.5). Die beiden Werte differieren zwar um 50%, dennoch geben sie einen ersten Hinweis auf die zu erwartende Größenordnung des Wirkungsquerschnittes. Er würde somit ca. einen Faktor 20 über dem der exklusiven geladenen Stromreaktion an Kohlenstoff und einen Faktor 50 über dem der geladenen Stromreaktion an Kohlenstoff in die angeregten Zustände des Stickstoffs liegen.

Kapitel 3

Der KARMEN–Detektor

Der KARMEN–Detektor muß, um die in Kap. 2.2 angesprochenen Ziele erreichen zu können, folgende Eigenschaften haben. Damit die Ereignisrate der Neutrinos, trotz der zu erwartenden kleinen Wirkungsquerschnitten, möglichst hoch ist¹, sollte er möglichst groß sein, damit er viele Targetkerne enthält. Außerdem müssen die Untergrundereignisse, die zum einen aus kosmischen Myonen und zum anderen aus strahlkorrelierten Neutronen aus der Spallationsquelle bestehen, unterdrückt werden. Zur Trennung der neutrinoinduzierten Reaktionen mit ihren sequentiellen Ereignissen von Untergrundereignissen wird eine sehr gute Orts-, Energie-, und Zeitaufösung benötigt. Diese Eigenschaften werden durch ein vollständig aktives Flüssigszintillationskalorimeter, das von einer mehrlagigen aktiven und passiven Struktur umgeben ist, erreicht. Die Detektorkomponenten sind (vgl. Bild 3.1):

- Zentraldetektor mit innerem Antizähler an den Seitenwänden, der Decke und dem Boden.
- Photomultiplierwände an der up- und downstream Seite des Detektors.
- innere passive Abschirmung aus Eisen.
- äußerer Antizähler aus Plastiksintillator.
- äußere passive Abschirmung, auch Blockhaus genannt, aus 7000 t Stahl (vgl. Abb. 2.3).

3.1 Zentraldetektor und innerer Antizähler

Der Zentraldetektor mit dem inneren Antizähler ist in einem Tank, der durch die innere passive Abschirmung und die Photomultiplierwände gebildet wird, untergebracht. Die Abmessungen dieses Tanks sind 3.53 m Länge, 3.2 m Breite und 5.96 m Höhe [Dre90]. In ihm befinden sich die 65000 l Flüssigszintillator, der sich aus einer Mischung von 75% Paraffin, 25% Pseudocumol und 2 g/l PMP (1 - Phenyl - 3 - Mesityl - 2 - Pyrazolin) zusammensetzt.

¹Sie liegt derzeit bei 1 bis 2 Ereignissen pro Tag

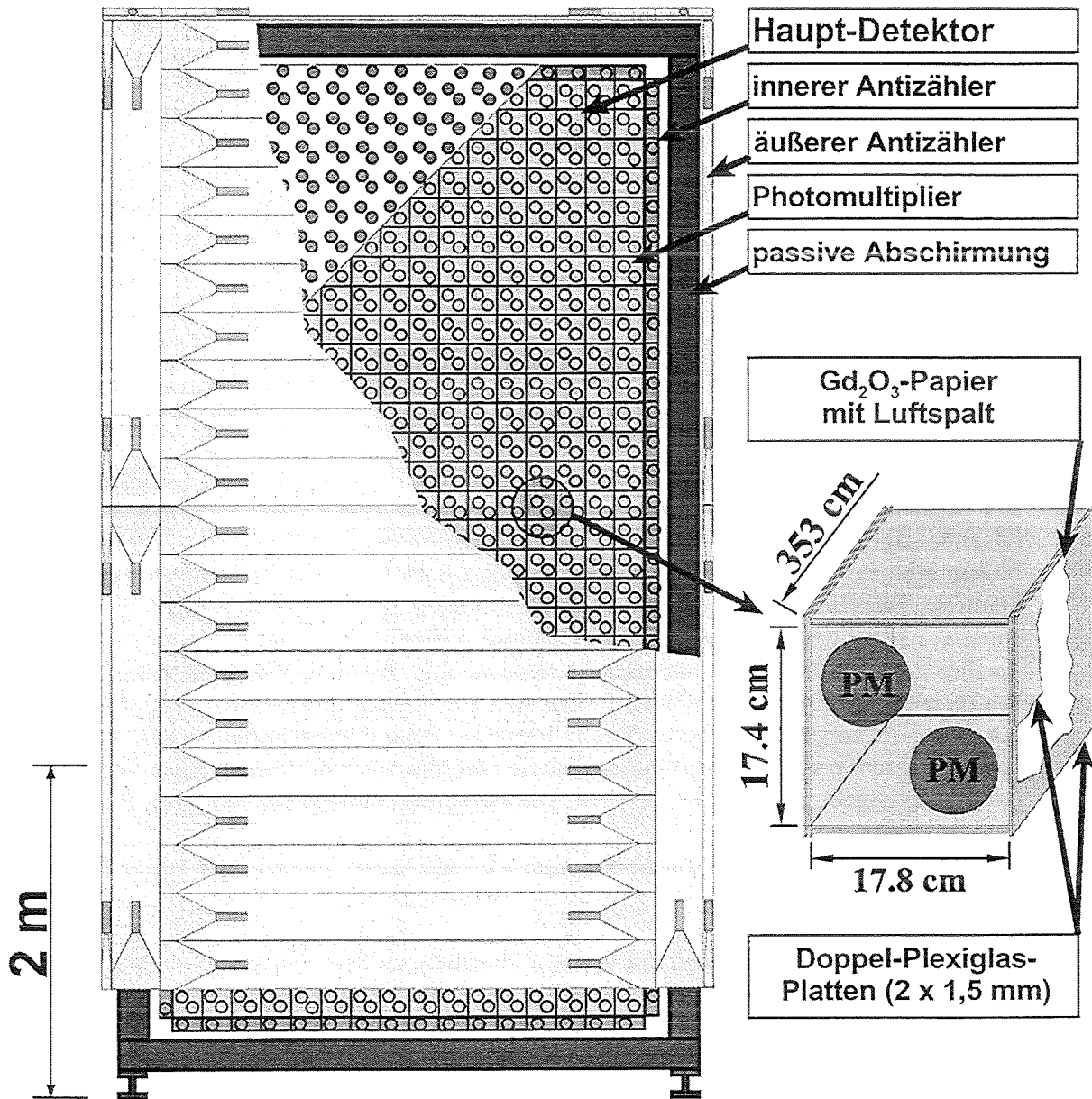


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des KARMEN-Detektors mit vergrößertem Ausschnitt einer Modulstirnseite

Der Haupt-Detektor besteht aus 512 Modulen, die durch eine Segmentierung optisch voneinander unabhängig sind. Die Anordnung der Module entspricht einer Matrix mit 16 Spalten und 32 Reihen. Die Module liegen in Neutrinoflugrichtung und haben einen Querschnitt von 17,8 cm × 17,4 cm. Ihre Länge beträgt 353 cm. An den Modulenden werden sie von jeweils zwei Photomultipliern ausgelesen.

An den Seitenwänden, der Decke und dem Boden sind Module mit dem halben Querschnitt der Zentraldetektormodule angeordnet. Sie werden von jeweils einem Photomulti-

plier ausgelesen und dienen als aktiver innerer Antizähler.

Die Wand zwischen zwei Modulen besteht aus zwei Plexiglasplatten mit einer Stärke von 1.5 mm, die an den Rändern verklebt sind. Der dadurch entstehende Luftspalt ermöglicht die Totalreflexion an den Modulwänden, über die das Szintillationslicht zu den Photomultipliern an den Modulenden transportiert wird. In dem Spalt befindet sich mit Gadoliniumoxid (Gd_2O_3) beschichtetes Papier. Da Gadolinium einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt für den Einfang thermischer Neutronen hat, wird es zum Nachweis von $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation über den inversen β -Zerfalls des Protons ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$) benötigt. Die dabei entstehenden Neutronen werden thermalisiert und danach von Gadolinium eingefangen. Die bei der Abregung von Gd emittierten Gamma-Quanten werden dann nachgewiesen (vgl. Kap. 2.2.1).

Die verwendeten Photomultiplier sind 3 inch Photomultiplier [Gem88] des Typs VALVO XP3462. Die insgesamt 2240 Photomultiplier werden durch dünnflüssiges Paraffinöl optisch angekoppelt, das gleichzeitig als Kühlung dient.

Die Verwendung eines Szintillators mit hoher Lichtausbeute, einer totalreflektierenden Segmentierung und speziell für das KARMEN-Experiment entwickelter Photomultiplier, führten zu einer Energieauflösung des Detektors von :

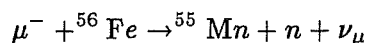
$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{11.5\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}}$$

Der Ort eines Ereignisses entlang der Modulachse, der über die Differenzzeit der Ansprechender der Photomultiplier an den Modulenden bestimmt wird, hat eine Auflösung von :

$$\sigma_x = \frac{(28 \pm 5)\text{cm}}{\sqrt{E[\text{MeV}]}}$$

3.2 Innere passive Abschirmung und Photomultiplierwand

Die 18 cm dicken Eisenwände der inneren passiven Abschirmung geben dem Tank die mechanische Stabilität und schirmen den Detektor gegen γ -Quanten ab. Diese entstehen vorwiegend durch Bremsstrahlung von Michelelektronen, die die Zerfallsprodukte von in der äußeren Abschirmung (Blockhaus) gestoppten Myonen sind. Gleichzeitig sind aber auch die Eisenwände der inneren Abschirmung eine Untergrundquelle. Kosmische Myonen können in der inneren passiven Abschirmung vom Eisen eingefangen werden. Die dabei entstehenden Neutronen können in den Detektor gelangen und dort Untergrundreaktionen induzieren:



Während nahezu alle ν^- , die im Eisen gestoppt werden, nuklear eingefangen werden, zerfallen alle gestoppten μ^+ . Diese erzeugen dann über Bremsstrahlung γ -Quanten, die im Detektor Energie deponieren können und zum neutralen Untergrund beitragen.

An den Stirnseiten des Tanks befinden sich die Photomultiplierwände. In jeder Wand sind 1120 Löcher gebohrt (vgl. Abb. 4.2), in denen die Photomultiplier untergebracht sind. Die Lage dieser Wände ist in der Draufsicht in Abbildung 4.4 sehr gut zu erkennen.

Die innere passive Abschirmung und die Photomultiplierwände sind die Targetkerne der Neutrino-Eisen-Wechselwirkung, die erstmals im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde. Bei dieser Reaktion ist, im Gegensatz zu den Neutrino-Kern-Wechselwirkungen am Kohlenstoff, das Targetvolumen nicht identisch mit dem Nachweisvolumen.

3.3 Äußerer Antizähler

Der Äußere Antizähler [Bod88] soll den kosmischen Untergrund durch die Erkennung von in den Detektor eindringenden Myonen unterdrücken. Vor allem sind Myonen interessant, die im Detektor oder in der passiven inneren Abschirmung gestoppt wurden, da sie mit ihren Zerfallsprodukten einen gefährlichen Untergrund darstellen.

Die Bedeckung des Detektors ist, wie in Bild 3.1 zu sehen, nicht vollständig. Außer am Boden, wo kein Antizähler vorhanden ist, reicht er auch an den Seitenwänden und Stirnseiten nicht bis ganz zum Boden.

Die 136 Feststoffszintillatorplatten (NE 110), die eine Dicke von 3 cm haben, wurden so angeordnet, daß an den Kanten und Ecken möglichst wenig Lücken blieben. Dadurch konnte eine Nachweiswahrscheinlichkeit für kosmische Myonen von 99% erreicht werden. In Verbindung mit dem inneren Antizähler werden sogar 99.8% der eindringenden Myonen erkannt.

3.4 Äußere passive Abschirmung

Das bisher beschriebene Detektorsystem ist von einer 7000 t schweren Eisen-Abschirmung umgeben. Eine Draufsicht ist in Abbildung 2.3 und eine Seitenansicht in Abbildung 6.1 zu sehen. Diese Abschirmung schützt den Detektor vor der hadronischen Komponente der Höhenstrahlung, verringert den Myonenfluß auf ein Drittel und unterdrückt strahlkorrelierte Neutronen, zu deren Reduktion an den Innenwänden noch 5 - 10 cm starke Bor-Polyethylen Platten angebracht wurden.

Im Laufe der Meßzeit wurde nach Untergrundanalysen die Abschirmung deutlich verbessert. So kamen als vorerst letzte Erweiterung Abschirmungen an den äußeren Seitenwänden und an der upstream Seite hinzu. Das Hinzufügen weiterer Eisenwände wird durch die umliegenden Experimente und durch das fehlende Fundament begrenzt.

3.5 Elektronik, Trigger und Datenaufnahme

Das Elektroniksystem hat die Aufgabe, schon auf Hardwareebene mit Hilfe eines intelligenten Triggersystems viele Untergrundereignisse zu verwerfen, um so die Datenaufnahme zu begrenzen. Würden alle Ereignisse aufgenommen werden, käme es zu nicht akzeptierbaren Totzeitverlusten. Die wichtigsten Elemente der Elektronik, die im folgenden kurz dargestellt werden, sind: die *front-end* Elektronik, das Triggersystem und die Datenaufnahme.

Front-End-Elektronik

Aus den Anodensignalen der Photomultiplier an den beiden Modulenden werden mit einem Analogue Signal and Time Range Integrator and Multiplexer (ASTERIX-Karte) Signale gebildet, die für den Trigger die Entscheidungsgrundlage sind, ob ein Ereignis akzeptiert wird oder nicht. Dies sind im einzelnen:

- E_{up} und E_{down} : Die Summe der Einzelenergien definiert die in einem Modul deponierte Energie.
- dt : Dies ist die Zeitdifferenz der beiden Photomultipliersignale, aus der der Ort entlang der Modulachse im Detektor rekonstruiert werden kann.
- T_{rel} : Falls bei einem Ereignis mehrere Module angesprochen haben, ist dies die Zeitdifferenz zum ersten Modul das anspricht.

Wenn mehrere Module an einem Ereignis beteiligt sind, werden alle Energien aufsummiert und so ein Summenenergiesignal $\sum E$ und ein Multiplizitätssignal m , das die Anzahl der angesprochenen Module speichert, gebildet. Außerdem werden die Summenenergiesignale der inneren (AT, AL, AR und AB)² und äußeren (ST, SL, SR, SU und SD)³ Antizähler generiert (vgl. Abb. 3.2).

Eine ASTERIX-Karte generiert die Signale für 4 Module. Zur Auslese der Hauptdetektormodule stehen 128, der inneren Antizähler 24 und der äußeren Antizähler 34 Karten zur Verfügung.

Das Triggersystem

Das KARMEN-Triggersystem ist in vier Stufen aufgeteilt (vgl. Abb 3.2), wobei in jeder Stufe, bei der Nicht-Akzeptanz eines Ereignisses, die Elektronik zurückgesetzt werden kann und das System wieder meßbereit ist.

Die erste Stufe fordert eine Koinzidenz der Photomultiplier beider Modulenden. Dadurch werden Rauschen und niederenergetische Ereignisse, deren Licht nur ein Modulende erreicht, wirksam unterdrückt. Das Signal der downstream-Seite muß innerhalb von 190 ns nach dem Signal der upstream-Seite ankommen. Ist dies nicht der Fall, so wird das Signal gelöscht. Wenn die Koinzidenzbedingung erfüllt ist, werden alle Modulkoinzidenzen, die bis zu 92 ns nach dem ersten Ansprechere erfolgen, als ein Ereignis gewertet.

Danach wird im MLU-Interface geprüft, ob die Summenenergie des Ereignisses über der eingestellten Schwelle liegt. Ist dies nicht der Fall, wird ein *clear* Signal gesetzt, das die Einträge auf den ASTERIX-Karten löscht. Sie sind so nach 475 ns wieder meßbereit. Unabhängig von der weiteren Triggerentscheidung wird nun das Ereignis, die Zeit und die Detektoreinheiten, in denen Energie deponiert wurde, im Daten-Stack abgespeichert.

²A steht für Antizähler der nächste Buchstabe bezeichnet die Seite; *Top, Left, Right* und *Bottom*

³S bedeutet *Shield*, die anderen *Top, Left, Right, Upstream* und *Downstream*

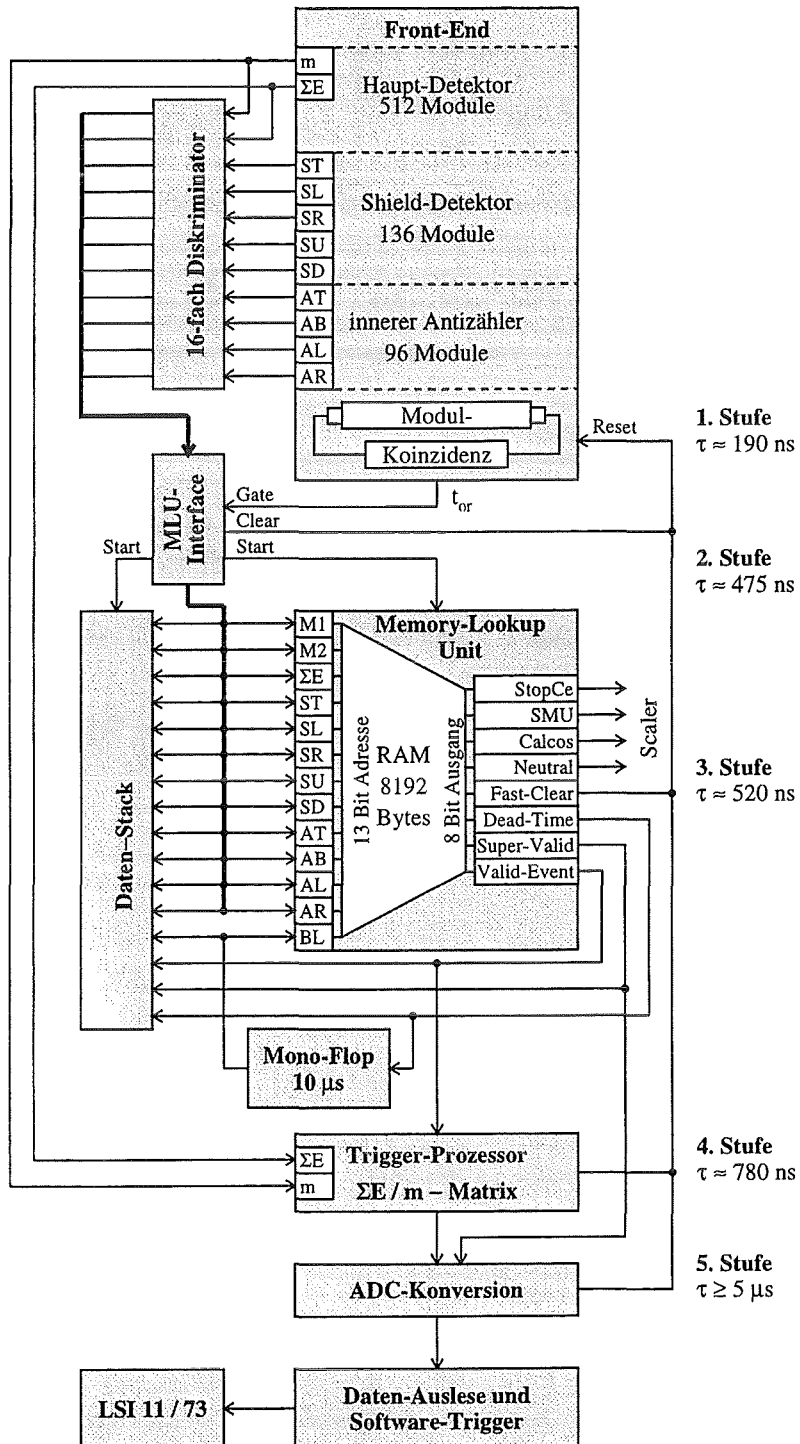


Abbildung 3.2: Der KARMEN-Trigger und die Front-End-Elektronik

Kommt mindestens ein Signal über die Schwelle, so wird in der Memory Lookup Unit (MLU) aufgrund der anliegenden Signalmuster entschieden, um welche der folgenden Ereignisklassen es sich handelt. Die MLU-Muster wurden alle in [Gra92] sehr ausführlich beschrieben. Hier werden nur die wichtigsten kurz erläutert.

Neutrals: Ereignisse, bei denen weder der innere noch der äußere Antizähler angesprochen haben, sondern nur Hauptdetektormodule. Dies ist die Ereignisklasse, die für die Neutrino-Auswertung verwendet wird.

Calcos: Calibration Cosmics sind Myonen, die für die Kalibration des Detektors benötigt werden. Sie haben den Detektor entweder vertikal oder horizontal passiert.

SMU: Dies sind Myonen, die im Detektor gestoppt wurden ("stopped muon"). Bei ihnen hat nur eine Antizählerseite und der Zentraldetektor angesprochen. Von ihnen wird nicht die ganze Spur, sondern nur der Endpunkt aufgenommen, um so Untergrundereignisse, die aus Zerfalls- oder Einfangreaktionen stammen, erkennen zu können.

Sonstige Ereignisse, die nicht in die ersten drei Ereignisklassen passen, werden gelöscht.

Je nach Ereignistyp wird von der MLU eine Triggerentscheidung getroffen.

valid event: Das Ereignis wird akzeptiert und die letzte Triggerstufe (TRIP) gestartet.

super valid: Dieses Signal wird für SMU's gesetzt. Die Konversion wird sofort gestartet, der TRIP wird umgangen.

deadtime: Alle identifizierten Myonen führen zu einer 10 μ s langen Hardware-Totzeit. Damit sollen Michelelektronen aus dem Myonzerfall ($\tau = 2.2 \mu$ s) unterdrückt werden.

fast clear: Die ASTERIX-Karten werden gelöscht.

Die vierte Triggerstufe ist der TRIP. Er entscheidet anhand des Summenenergiesignals ($\sum E$) und der Zahl der beteiligten Module (Multiplizitätssignal m), ob das Ereignis gespeichert wird. Die Entscheidung erfolgt mit Hilfe einer 64×32 Matrix, bei der die Summenenergie in ADC-Kanälen über der Multiplizität aufgetragen ist. So können einzelne Energie- und Multiplizitätsbereiche ausgewählt werden.

Es gibt zwei verschiedene Matrizen, zwischen denen während einer Strahlperiode umgeschaltet werden kann.

neutral Matrix: Sie wählt Ereignisse aus, die von Neutrinos induziert sein könnten. Der Energiebereich reicht von 0 bis 60 Kanälen und das online m -Signal muß kleiner als 11 Kanäle (dies entspricht ungefähr der wahren Multiplizität 16) sein.

calcos Matrix: Diese soll sogenannte Eichmyonen, also vertikal oder horizontal durchgehende Myonen, aufnehmen. Die Multiplizität muß zwischen 16 und 32 Modulen und die deponierte Energie in dem Intervall von 250 bis 1200 MeV liegen.

Zu Beginn jeder 20 ms langen Strahlperiode ist die *neutral* Matrix eingeschaltet. Findet der TRIP bis $+100\mu\text{s}$ nach *beam on target* ein *neutral event*, bleibt sie bis zum Ende aktiv, um eventuelle sequentielle Ereignisse aufnehmen zu können. Findet er kein solches, so wird auf die *calcos*-Matrix umgeschaltet. Es werden dann bis zum Ende dieser Strahlperiode nur noch Eichmyonen ausgelesen.

Hat ein Ereignis alle Triggerebenen erfolgreich durchlaufen, werden die analogen Signale mit einem ADC digitalisiert. Die Totzeit beträgt mindestens $5\mu\text{s}$ und erhöht sich für jede weitere Konversion um $3.16\mu\text{s}$. In einer Strahlperiode können bis zu 16 Ereignisse konvertiert werden, die am Ende der Strahlperiode in einem 3.65 ms Zeitintervall ausgelesen werden (vgl. Abb. 3.3).

3.6 Zeitlicher Verlauf einer Strahlperiode

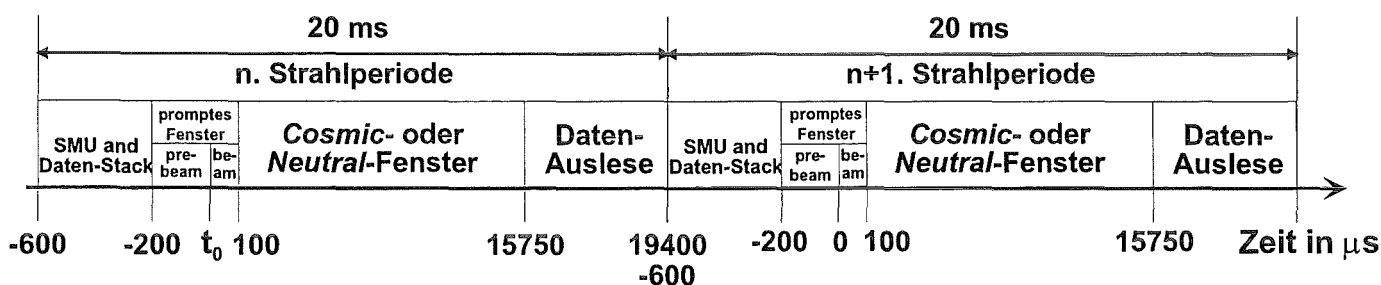


Abbildung 3.3: Zeitlicher Ablauf der Strahlperiode relativ zu T_0

Die Länge einer Strahlperiode ist durch die Extraktionsfrequenz des Synchrotrons von 50 Hz auf 20 ms festgelegt. Als Nullpunkt jeder Meßperiode wird der Zeitpunkt T_0 bezeichnet, bei dem die ersten Neutrinos den Detektor erreichen können. Die Elektronik wird aber schon $600\mu\text{s}$ früher aktiviert. In den anschließenden $400\mu\text{s}$ werden keine *neutrals* aufgenommen, sondern nur gestoppte Myonen und Data-Stack Einträge. Dies erfolgt, damit die Zerfall- oder Einfangprodukte, die erst in *prompten* Fenster erscheinen als solche bei der Datenauswertung erkannt und verworfen werden können.

Die Neutrino Ereignisse werden erst ab $-200\mu\text{s}$ bis mindestens $+100\mu\text{s}$ aufgenommen. Die Zeitspanne von $-200\mu\text{s}$ bis $-1\mu\text{s}$ wird zur Untergrundanalyse genutzt (vgl. Kap. 6.1). Tritt in diesem sogenannten *prompten* Fenster ein *neutral* Ereignis auf, wird das Zeitfenster bis $+15750\mu\text{s}$ zum *neutral*-Fenster, wenn nicht, wird es wie oben erwähnt zum *cosmic*-Fenster, in dem nur noch durchgehende Myonen für die Kalibration aufgenommen werden.

In den restlichen $3650\mu\text{s}$ werden keine Ereignisse von dem Trigger mehr akzeptiert. Die Daten werden ausgelesen, vom Softwaretrigger ausgewertet und, formatiert auf die LSI übertragen.

Kapitel 4

Simulation der ν -Absorption an ^{56}Fe , ^{12}C und ^{13}C

Zur experimentellen Untersuchung einer neutrino- oder myoninduzierter Reaktion müssen ihre Signaturen bekannt sein. Diese Vorstudien werden am besten mit einer Simulation durchgeführt. Dazu wird die Detektorgeometrie so genau wie möglich definiert und die bei der Reaktion erzeugten Teilchen mit der entsprechenden Energie- und Ortsverteilung gestartet. Der Vorteil einer Simulation ist, daß genau bekannt ist, was wo gestartet wurde und so durch Änderungen der Anfangsbedingungen die Auswirkungen auf das Endergebnis studiert werden können. Außerdem gibt es bei der Simulation nur eine Reaktion und nicht mehrere wie beim Experiment. Nur so können alle Charakteristika einer Reaktion untersucht werden, da es keine Überlagerungen mit anderen Reaktionen oder mit unbekanntem Effekten gibt. Grundvoraussetzung einer erfolgreichen Simulation ist, daß sowohl die Geometrie als auch die Physik so realitätsnah wie möglich in die Simulation eingehen.

Die Monte-Carlo Simulation der Neutrino Ereignisse erfolgt in zwei Schritten. Zuerst wird mit Hilfe des Simulationsprogramms GEANT [Geant] und einem an den Detektor und an die zu untersuchende Reaktion angepassten Fortranprogramm ein sogenanntes Rohdatenspektrum erzeugt. In diesem müssen mindestens die Energiedepositionen in den einzelnen Modulen, der x-Ort und die Anzahl der angesprochenen Module gespeichert sein. Für eine detailliertere Untersuchung der jeweiligen Reaktion empfiehlt es sich jedoch, weitere Eigenschaften des Ereignisses aufzunehmen (vgl. Kap. 4.3). Der Benutzer muß ein Rahmenprogramm erstellen, in dem die einzelnen GEANT-Routinen aufgerufen werden. Die Detektorgeometrie, die Ereignisdatenstruktur und die physikalischen Eigenschaften der Teilchen sind von ihm zu programmieren. Die elektromagnetische Wechselwirkung der Teilchen mit den in der Detektorgeometrie definierten Materialien wird von GEANT vollständig beschrieben. Es bestimmt die mittlere freie Weglänge des gestarteten Teilchens und ermittelt den nächsten Wechselwirkungsort. Die aktuellen Ereignisparameter werden in COMMON-Blöcke geschrieben und können in N-tupeln oder Histogrammen gespeichert werden. Die Primärteilchen werden solange verfolgt, bis ihre Energie unter eine vom Benutzer definierte Energieschwelle gefallen ist. An einem Wechselwirkungsort erzeugte Sekundärteilchen werden zwischengespeichert und zum Schluß ebenfalls weiter verfolgt.

Detektorspezifische Parameter wie Modulschwellen, Orts- und Energieauflösung des

Detektors, werden danach in einem von [Eit95] erstellten Programm berücksichtigt. Der Benutzer kann die für die weitere Auswertung auch an die Experimentdaten angelegten Orts- und Energieschnitte frei wählen. Das Ergebnis sind Spektren sichtbarer Energie, die z.B. direkt mit den experimentell bestimmten Daten verglichen werden können (vgl. Kap. 4.4). Aus dem Verhältnis der Ereignisse, die nach der Simulation der Detektorantwort übrig geblieben sind, und der gestarteten Ereignisse erhält man die Nachweiswahrscheinlichkeit für diese Reaktion. Diese wird für die Wirkungsquerschnittsberechnung und die Bestimmung der Ereigniszahlen der Reaktion benötigt (vgl. Kap 6.4).

4.1 Detektorgeometrie

Die Neutrino-Eisen-Absorption findet im Gegensatz zu den geladenen und neutralen Stromreaktionen am Kohlenstoff nicht im Detektor d.h. dem eigentlichen Target und Nachweisvolumen statt, sondern in der inneren passiven Abschirmung und den Photomultipliewänden. Im Rahmen dieser Arbeit war es deshalb sehr wichtig, diese Komponenten des Detektors möglichst wirklichkeitsnah in die Monte-Carlo Simulation einzubauen. Das GEANT-Programmpaket des CERN ermöglicht es, sehr komplexe Volumina, sogenannte Muttervolumen, in kleine einfache Körper (Tochtervolumen) zu unterteilen (vgl. Abb. 4.1). So besteht zum Beispiel die Photomultipliewand im Prinzip nur aus einem Quader (Eisenwand), Zylindern (Photomultiplier) und Zylinderhüllen (Aluminiumhalterung). Die Wand wurde in vier Bereiche unterteilt, die wieder, je nach Geometrie, aufgesplittet wurden.

- Die linke Antizählerreihe hat 32 Reihen mit einem Photomultiplier in der unteren Hälfte jedes Quaders.
- Die rechte Antizählerreihe unterscheidet sich von der vorhergehenden nur in der Lage des Photomultipliers. Dieser befindet sich in der oberen Hälfte des Quaders.
- Die obere Antizählerreihe besitzt 16 Spalten mit je einem Photomultiplier links.
- Die untere Antizählerreihe hat den Photomultiplier rechts.
- Der Hauptdetektorteil besteht aus einer 16×32 Matrix mit je zwei Photomultipliern.

Das Ergebnis dieser Definition ist in Abbildung 4.2 zu sehen, der Geometriebaum mit den Verzweigungen des Gesamtdetektors in Abbildung 4.1.

Die Schachtelung der einzelnen Komponenten erleichtert nicht nur ihre Definition, sondern sie optimiert auch die Rechenzeit der Programme. Zum einen muß ein Nachbarvolumen nicht lange gesucht werden, sondern wird aufgrund der Baumstruktur leicht gefunden und das Programm muß nicht in allen Teilen nach Energiedeposits oder neu entstandenen Teilchen suchen. Es kann die Berechnung stoppen, sobald in einem Untervolumen das Ereignis nicht mehr existiert.

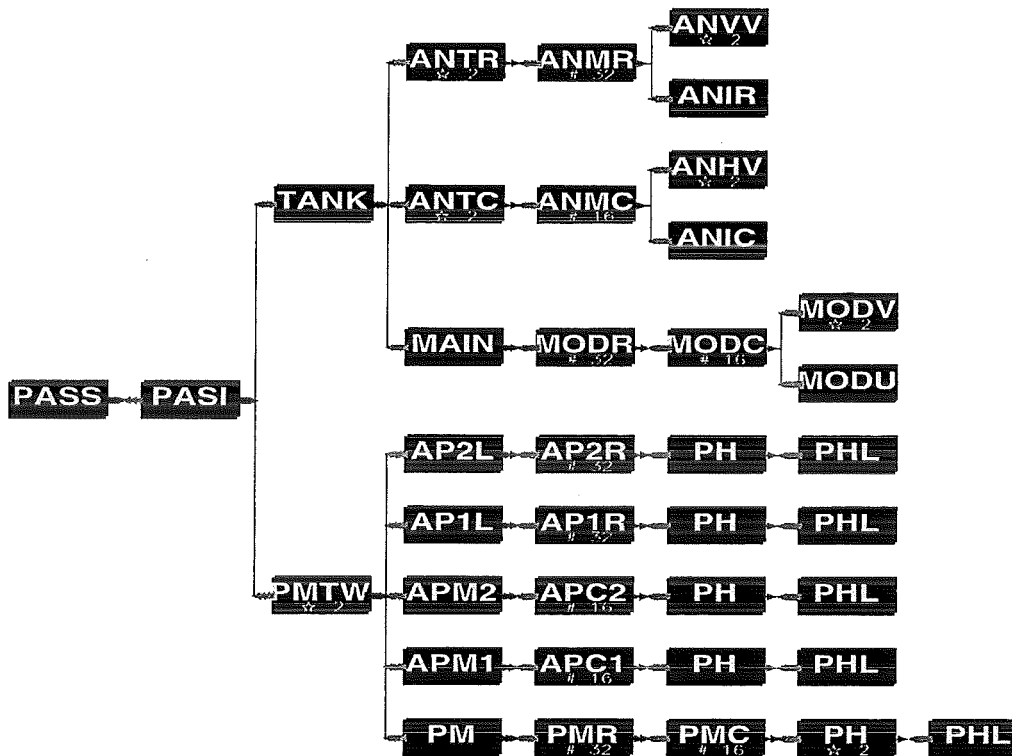


Abbildung 4.1: Geometriedefinition für den KARMEN-Detektor mit dem in dieser Arbeit implementierten Geometriebaum der Photomultiplierwände (PMTW)

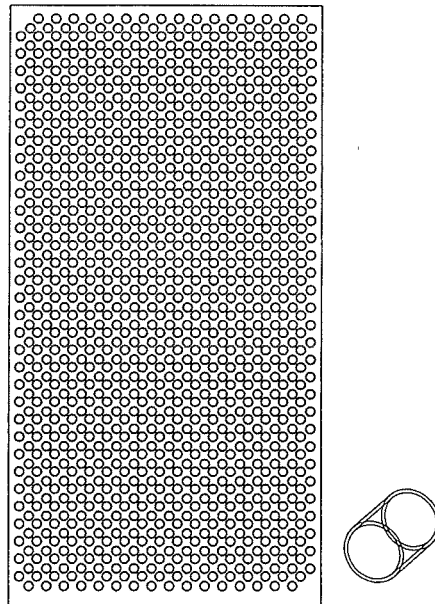


Abbildung 4.2: Photomultiplierwand und Photomultiplier mit Hülle in der für die Monte-Carlo-Routinen verwendeten Form

4.2 Ereignisgenerierung

Damit GEANT mit der Spurverfolgung der Teilchen beginnen kann, müssen der Startort, die Energie, der Impuls und die Teilchenart übergeben werden. Dies wird im folgenden anhand der Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ näher erläutert.

An der Spallationsquelle wird zunächst eine Neutrino-Flugrichtung gewürfelt. Daraus erhält man eine Gerade. Falls diese den Detektor zweimal schneidet, wird eine weitere Zahl zwischen 0 und 1 gewürfelt. Ist das Produkt dieser Zahl mit der maximalen Spurlänge (Raumdiagonale der passiven Abschirmung) kleiner als das Geradenstück, das im Detektor liegt, so werden die Koordinaten des Wechselwirkungspunktes berechnet. Der Vorteil dieser Ortsbestimmung ist, daß die $1/r^2$ Abhängigkeit des Neutrinoflusses bereits berücksichtigt ist. Liegt der Ort im Eisen d.h. entweder in der inneren passiven Abschirmung oder in einer der Photomultipliewände, muß nun der Impuls bestimmt werden. Aus dem Histogramm in Abbildung 4.3 wird die Energie und der Polarwinkel gewürfelt. Der Azimutwinkel wird, da er keine ausgezeichneten Werte annimmt, isotrop gewürfelt. Aus der Energie berechnet man den Impulsbetrag und aus den Winkeln den Einheitsvektor. Als Teilchenart werden bei der Simulation der ν_e Absorption an ^{56}Fe Elektronen gestartet.

Da es für den inversen Betazerfall an Eisen in dem zu untersuchenden Energiebereich keine Berechnungen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\cos\theta$ gibt, wurde der für ^{16}O aus [Arm93] genommen. Die Form des Spektrums, ein linearer Abfall, dürfte für alle schweren Kerne gleich sein. Das Energiespektrum wurde aus [Cer90] berechnet und mit dem ν_e Fluß von ISIS gefaltet. Die daraus gewonnene zweidimensionale Verteilung zeigt Abbildung 4.3.

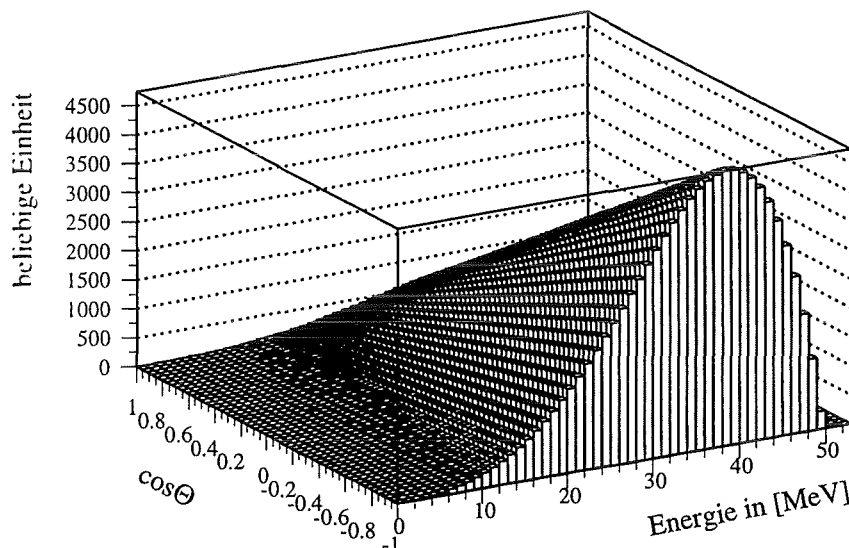


Abbildung 4.3: Energie- und Streuwinkelabhängiges Startspektrum der Elektronen aus dem inversen β -Zerfall $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$

Mit diesem Spektrum können bereits erste Vermutungen angestellt werden, wie die Ereignisverteilung entlang der Modulachse (x -Achse) verlaufen wird. Aufgrund der bevorzugten Rückwärtsemission der Elektronen müssten mehr Ereignisse, die in der dem Target abgewandten Seite generiert werden, den Detektor erreichen. Es kann aber noch keine Aussage gemacht werden, in wie weit die Abnahme des Neutrinoflusses ($1/r^2$) diesen Effekt wieder kompensiert.

4.3 Ereignisorte und Sekundärreaktionen im Eisen

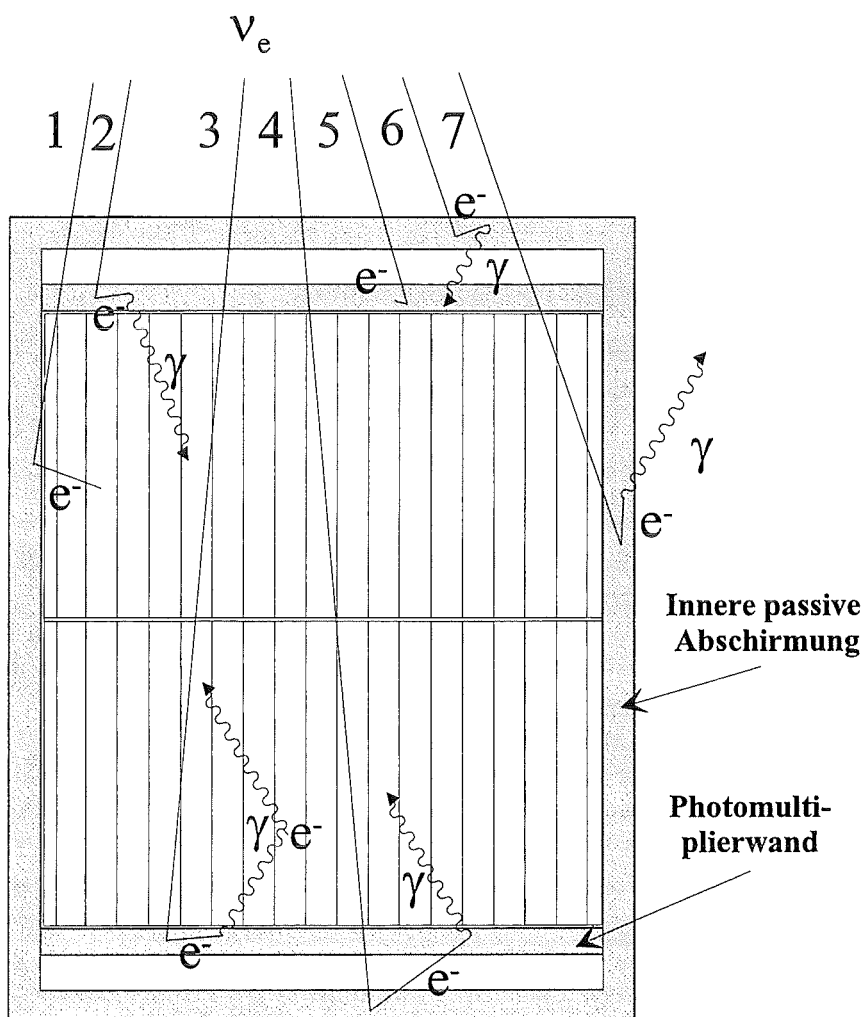


Abbildung 4.4: Draufsicht des Detektors mit einem Spurbild einiger möglicher Neutrino-Kernwechselwirkungen mit Eisen

Die meisten der im Eisen gestarteten Elektronen erreichen den Detektor nicht, da sie entweder (siehe Abb. 4.4 Spur 5) zu wenig Energie haben und im Eisen ohne Erzeugung von

Sekundärteilchen gestoppt werden, oder durch Bremsstrahlung ein γ -Quant produzieren, das die innere passive Abschirmung zwar verläßt, dann aber durch Comptonstöße in der Photomultiplierwand so viel Energie verliert, daß es den Detektor nicht mehr erreichen kann (Spur 6). Da das Eisen sich außerhalb des Detektors befindet, ist der in Spur 7 gezeigte Fall der wahrscheinlichste. Hier wird das Elektron und das nachfolgende γ -Quant in die "falsche" Richtung emittiert. Im Detektor können aber nur die Ereignisse nachgewiesen werden, bei denen Primär oder Sekundärteilchen in seine Richtung fliegen. Dies ist nur in 6.6 % der gestarteten Elektronen der Fall.

Die Spuren 1 – 4 führen zu einer Energiedeposition im Detektor. Die Reaktionen sind im einzelnen:

1. Ein Elektron wird am inneren Rand der inneren passiven Abschirmung emittiert und erreicht den Detektor ohne Sekundärreaktionen.
2. Die Neutrinoreaktion findet auf der upstream Seite in der Photomultiplierwand statt. Nach kurzer Flugstrecke wird über Bremsstrahlung ein γ -Quant erzeugt, das im Detektor seine Energie deponiert.
3. Dies ist die zu 2 analoge Spur, nur diesmal auf der downstream Seite. Das γ -Quant macht im Detektor außerdem noch einen Comptonstoß.
4. Das in der inneren passiven Abschirmung produzierte Elektron generiert in der Photomultiplierwand ein γ -Quant.

Die Gründe und die Anteile dieser Reaktionen werden im Laufe dieses Kapitels erläutert werden.

In den Spektren der Abbildung 4.5 sind zusammenfassend die Startorte der Ereignisse abgebildet, die den Detektor erreichen. Die drei Bildreihen repräsentieren die drei Raumrichtungen. Die obere ist die x-Achse. In dieser Richtung liegen die Module, die sich im Bereich $|x| < 175$ cm befinden. Das Target befindet sich in diesem Koordinatensystem bei $x = -1756$ cm. Entlang der mittleren Reihe verläuft die y-Achse. In der unteren Reihe liegt die z-Achse. Die Detektorkoordinaten dieser beiden Achsen sind $|y| < 160.5$ cm und $|z| < 305.5$ cm. Die Prozentzahlen geben den Anteil an, den die jeweilige Wand an allen Ereignissen hat. Aufgrund der Streuwinkelabhängigkeit der emittierten Elektronen (vgl. Abb. 4.3) erreichen Ereignisse, die auf der der ν -Quelle abgewandten Seite (downstream) gestartet wurden, mit einer größeren Wahrscheinlichkeit den Detektor, als solche von dem Target zugewandten Seite (upstream) (vgl. oberste Reihe in Abb. 4.5), obwohl auf der downstream Seite aufgrund der $1/r^2$ Abhängigkeit der Neutrinofluß geringer ist. Auf der up- und downstream Seite sind außer den Photomultiplierwänden noch die Wände der inneren passiven Abschirmung. Ereignisse, die dort gestartet wurden, gelangen seltener in den Detektor, da sie erst noch durch die Photomultiplierwände müssen. Der ungleiche Anteil von linker Wand, rechter Wand und Decke bzw. Boden ist nicht physikalischen Ursprungs, sondern liegt daran, daß der Detektor nicht genau senkrecht zur Quelle steht und diese sich unterhalb der Detektormitte befindet. Die in Abbildung 4.5 ebenfalls angegebene Abschwächlänge ist für die Seitenwände, Decke und Boden mit ca. 4.2 cm fast identisch. Die Photomultiplierwände haben hingegen mit ca. 7.5 cm einen viel höheren Wert, da sie

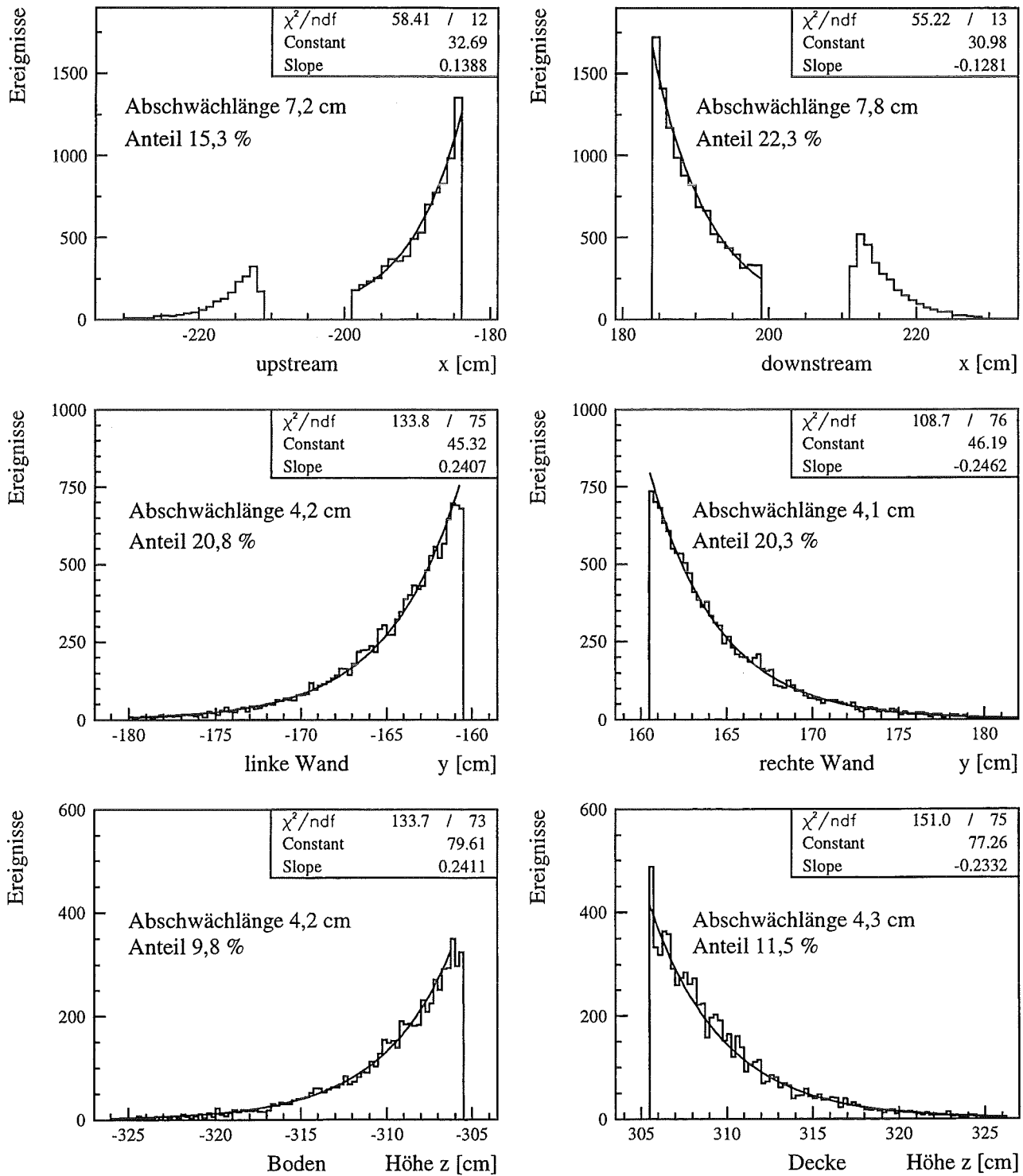
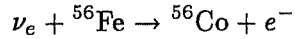


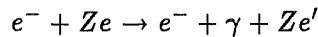
Abbildung 4.5: Startort der Elektronen, die im Detektor direkt oder über Sekundärprozesse, wie z. B. Bremsstrahlung, Energie deponieren. Die Koordinaten sind bezogen auf die Mitte des Detektors.

nicht wie die innere passive Abschirmung aus massivem Eisen bestehen, sondern sich in ihnen die Löcher für die 2240 Photomultiplier befinden.

Von den bei der geladenen Stromreaktion an Eisen



entstehenden Elektronen erreichen nur sehr wenige den Detektor. Die meisten wechselwirken schon nach wenigen Zentimetern mit den umliegenden Eisenatomen. Entweder durch Bremsstrahlung



oder durch Ionisation und der Produktion von Deltaelektronen. Im Energiebereich der Elektronen bis 50 MeV ist der wahrscheinlichere Prozeß im Eisen die Bremsstrahlung. Die kritische Energie, bei der die Ionisation gleich wahrscheinlich wie die Bremsstrahlung wird, ist bei Eisen wegen der hohen Kernladungszahl von 26 sehr niedrig und liegt bei 22.4 MeV. Im Szintillations-Detektor findet im Vergleich dazu für ein Elektron aus neutrino-induzierten Reaktionen nie Bremsstrahlung statt, da hier die Kernladungszahl nur 6 und die kritische Energie 84.3 MeV ist. Die Photonen, die durch Bremsstrahlung entstehen, nehmen ihrerseits wieder an Reaktionen teil. Für den zu untersuchenden Energiebereich sind dies die Compton-Streuung und die Paarerzeugung. Natürlich findet auch Paarvernichtung statt. Diese ist aber im Vergleich zu der Gesamtreaktionszahl stark unterdrückt, da zuerst ein Paar erzeugt worden sein muß, bevor es vernichtet werden kann.

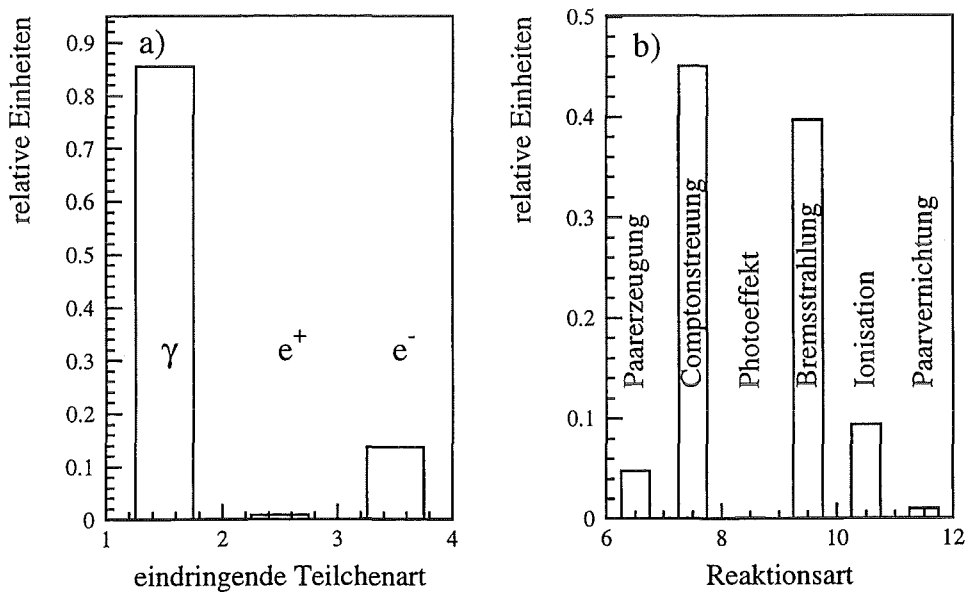


Abbildung 4.6: a) Im Eisen gestartete sowie in Sekundärprozessen im Eisen erzeugte Teilchen, die den Detektor erreichen und dort zu einer Energiedeposition führen.

b) Reaktionen, die die Sekundärteilchen produzierten.

In Abbildung 4.6 a ist der Beitrag der verschiedenen Teilchenarten zur auf eins normierten Gesamtzahl dargestellt. Die Photonen haben mit 85% den größten Anteil an den in den Detektor eindringenden Teilchen, gefolgt von Elektronen mit 14%. Die Positronen sind aufgrund des oben erwähnten unterdrückten Produktionsmechanismus mit nur 1% beteiligt. Diese Verteilung zeigt, daß die Bremsstrahlung der dominierende Prozeß bei den Sekundärreaktionsarten ist, denn nur bei ihr werden Photonen erzeugt.

Abbildung 4.6 b, die wie a normiert wurde, zeigt aber, daß die Comptonstreuung mit 46% die häufigste Reaktion ist. Da bei ihr aber keine neuen Teilchen produziert werden, sondern das γ -Quant an den Elektronen nur gestreut wird und Energie abgibt, ändert sich die Zahl der eindringenden Teilchen nicht und geht deshalb nicht in Abb. 4.6 a ein.

Die Bremsstrahlung ist die zweithäufigste Reaktion mit einem Anteil von 40 % gefolgt von der Ionisation mit 10%, die wie oben gezeigt nur bis zu einer Elektronenenergie von ca. 22 MeV dominant ist. Die Paarerzeugung findet mit ca. 5% selten statt. Der Photoeffekt wurde, aufgrund der niedrigen Z , nie beobachtet. Auch Elektron-Positron-Annihilation liegt unter 1% und ist somit als Reaktion zu vernachlässigen.

4.4 Ereignissignaturen im Detektor

Die von GEANT erzeugten Rohdaten entsprechen dem meßtechnischen Idealfall und berücksichtigen nicht die detektorspezifischen Eigenschaften wie z.B. Orts-, Energieauflösung, Modulschwellen, Lichtüberkopplung und Antizähler, die zum Erkennen von Untergrundeignissen dienen. Diese Eigenschaften werden im weiteren unter dem Begriff Detektorantwort zusammengefaßt.

Die, wie in Kap. 4.2 beschrieben, aufgenommenen Ereignisse werden, entsprechend dem Neutrinofluß in den einzelnen Runs, gewichtet. Mit den für jeden Meßrun zur Verfügung stehenden Parametern wird untersucht, ob das Ereignis vom Trigger akzeptiert wird und welche Energie, Modulposition, Multiplizität usw. es nach den runabhängigen Eichroutinen hat. Man erhält aber nicht nur die Spektren der akzeptierten Ereignisse, sondern auch die der Verworfenen und den warum sie verworfen wurden. Es ist auch möglich, die Schwellen zu verändern und so die Auswirkungen auf die Daten gezielt zu untersuchen.

Für die Untersuchung der Neutrino-Eisen Wechselwirkung ist vor allem die Effizienz der Antizählerschwelle für γ -Quanten interessant, da die Antizähler die einzigen sind, die die in Eisen produzierten Bremsstrahlungsgammas als ein von außen eindringendes Teilchen erkennen könnten und sie dann vom Trigger nicht als *neutrals* klassifiziert werden würden. Dies trifft aber nicht für die Ereignisse zu, die in einer der Photomultiplierwände gestartet wurden, da es dort keinen Antizähler gibt. Die MLU und Asterix-Schwellen sind hier von geringerem Interesse, da bei der Auswertung nur Ereignisse berücksichtigt werden, die eine Summenenergie über 11 MeV haben. Dieser untere Energieschnitt wurde gewählt, da über 10 MeV im Detektor keine Ereignisse des strahlkorrelierten Untergrunds, der in dem Zeitfenster von $0.7 \mu\text{s} > t > 30 \mu\text{s}$ aus langsamen Neutronen besteht, zu sehen sind. Die Multiplizität der Ereignisse, die als die Summe der bei einem Ereignis angesprochenen Module definiert ist, hängt allerdings von diesen Schwellen ab. In Abb. 4.7 wurde mit der gepunkteten Linie eine Simulation mit den seit Run 82 gültigen Schwellen

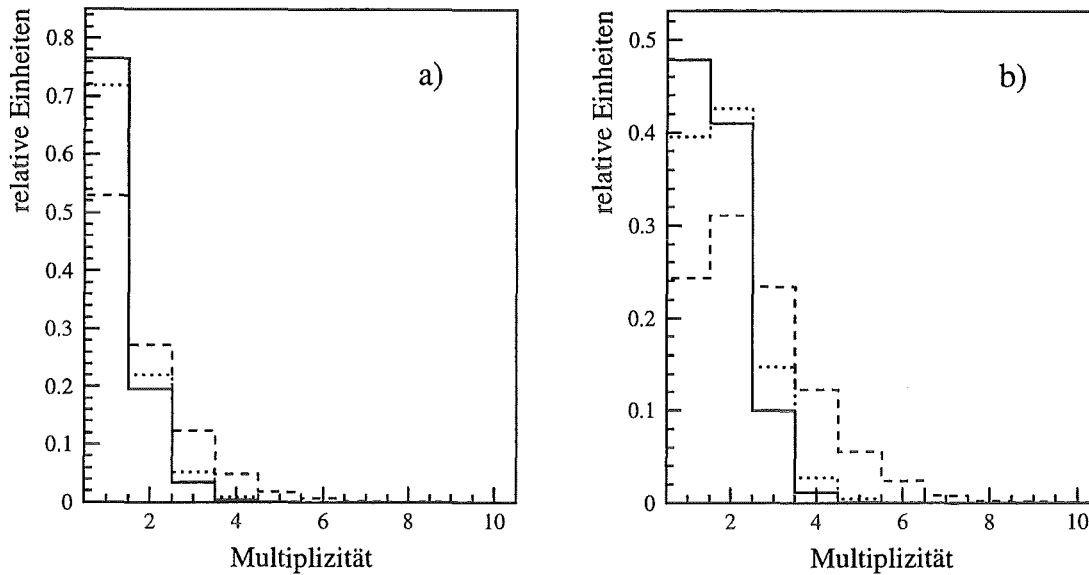


Abbildung 4.7: a) Multiplizität aller Ereignisse, gestrichelte Linie Rohdaten, durchgezogene Linie nach Detektorantwort (Daten bis Februar 1995) und gepunktete Linie Detektorantwort mit neuen Schwellen (seit Februar 1995). b) Multiplizität der Ereignisse, die mehr als 11 MeV Energie in Detektor deponieren.

eingetragen. Die Modulschwellen wurden von 15 mV auf 12 mV gesenkt. Die Multiplizität der Detektorantwort nähert sich der des Rohdatenspektrums. Der Detektor bemerkt zwar nicht mehr Ereignisse, zumindest nicht beim 11 MeV Schnitt, aber er registriert mehr Modulsprecher pro Ereignis.

Die Multiplizität in den Rohdaten und der Detektorantwort mit und ohne einen Energieschnitt von 11 MeV zeigen die Abbildungen 4.7 a und b. Die Spektren sind alle auf den Inhalt eins normiert. So kann an der y-Achse das Verhältnis einer Multiplizität zur Gesamtereigniszahl abgelesen werden. Die bei den Rohdaten im Mittel höhere Multiplizität deutet darauf hin, daß einige Modulsprecher unter die Modulschwelle fallen und so bei der Detektorantwort das Ereignis zwar angenommen wird, aber nicht mit seiner vollen Multiplizität in den Daten auftaucht. Werden nur Ereignisse mit einer Summenenergie größer als 11 MeV betrachtet, so verschiebt sich die durchschnittliche Multiplizität zu höheren Werten. Die Absolutzahl der Ereignisse nimmt naturgemäß ab, da aber die meisten niederenergetischen Ereignisse Multiplizität eins haben, steigt der relative Anteil der Werte $m > 1$. Bei den Rohdaten gibt es sogar mehr Ereignisse mit Multiplizität zwei als solche mit eins.

Das in Abbildung 4.8 gezeigte Spektrum entspricht, wie in Kap. 4.3 bereits festgestellt, einem Bremsstrahlungsspektrum. Die Energieverteilung der gestarteten Elektronen (vgl. Abb. 4.3) ist nicht mehr zu erkennen. Ein Unterschied vor und nach der Detektorantwort ist nur für den niederenergetischen Teil zu sehen. Hier spielen Schwelleneffekte eine ganz

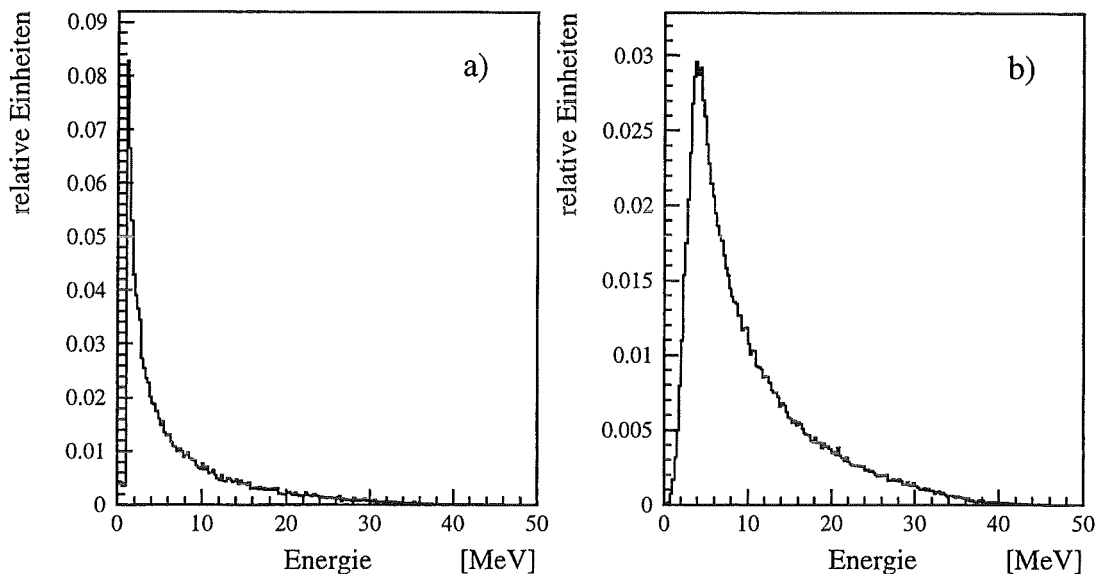


Abbildung 4.8: a) Energiespektrum aus dem Rohdatensatz
b) Energiespektrum nach der Detektorantwort.

wesentliche Rolle. Werden die beiden Spektren erst ab 7 MeV betrachtet und dann auf gleichen Inhalt normiert und übereinander gelegt, so sind sie deckungsgleich. Das zeigt die sehr gute Energieauflösung des Detektors. Ein ähnlicher Vergleich für die Modulposition im Detektor wurde in Abb. 4.9 gemacht. Dort sieht man sehr deutlich die scharfen Grenzen der Rohdaten an den Modulenden und das Verschmieren des Ereignisortes nach dem Hineinfalten der Ortsauflösung des Detektors. In der Mitte ($-140\text{cm} < x < 140\text{cm}$) des Detektors ist kein Unterschied festzustellen. Die dort verbleibenden Einträge kommen zum größten Teil von Ereignissen, die in den Seitenwänden, der Decke oder dem Boden gestartet und von den inneren Antizählern nicht erkannt wurden. Einen kleinen Beitrag zu diesen Ereignissen liefern aber auch γ -Quanten aus den Photomultiplierwänden. Ein Exponentialfit an das Rohdatenortsspektrum ergab eine Abschwächlänge von 37 cm. Es ist also nicht ganz unwahrscheinlich, daß Ereignisse, die in der Photomultiplierwand induziert wurden, bis ins Zentrum des Detektors vordringen können. Dieses Ergebnis ist in sehr guter Übereinstimmung mit früheren Simulationen von gestoppten Myonen in der inneren passiven Abschirmung [Gra92], die bei ihrem Zerfall Elektronen mit Energien bis zu 52.8 MeV erzeugen und γ -Quanten durch Bremsstrahlung im Eisen in den Detektor gelangen.

Um zu untersuchen wie weit Ereignisse in den Detektor eindringen, wurde der Detektor entlang der Modulachse (x -Achse) in Intervalle unterteilt und die Modulreihen über den Modulspalten aufgetragen (vgl. Abb. 4.10). Da die Verteilungen spiegelsymmetrisch sind, sind nur die Intervalle bis zur Mitte der Module abgebildet.

In dieser Bilderfolge ist die gleichmäßige Ereignisverteilung am Rand des Detektors sehr gut zu erkennen. Je weiter man in die Mitte des Detektors kommt, um so deutli-

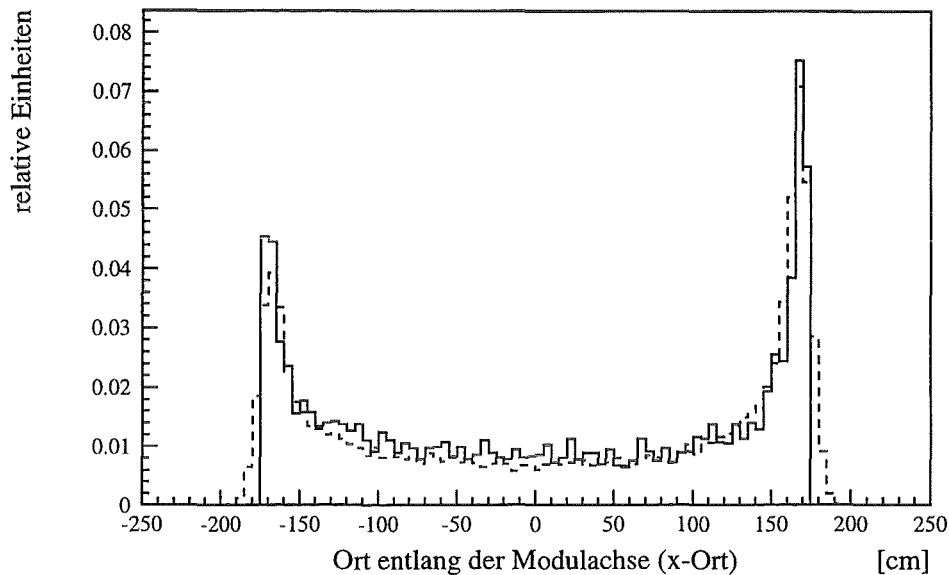


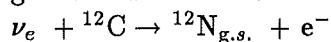
Abbildung 4.9: Ortsspektrum aus dem Rohdatensatz (durchgezogene Linie) und nach der Detektorantwort (gestrichelte Linie).

cher wird die ungleichmäßige Ereigniszahl zwischen den Randmodulen und den inneren Modulen sichtbar. Bemerkenswert ist aber, daß es auch einige Ereignisse gibt, die aus den oben angesprochenen Gründen die Mitte des Detektors erreichen. Bei dem rechten unteren Bild sind außer den Schnitten in x-Richtung auch vier Modulreihen und Spalten entfernt worden, damit die Ereignisse, die bis in die Mitte des Detektors vordringen, klarer hervortreten. Die Ereigniszahl pro Modul ist zwar nicht hoch, aber im Vergleich zu den Randmodulen, die in dieser Scheibe ungefähr 50 Einträge haben, nicht zu vernachlässigen.

4.5 ν_e -induzierte Reaktionen im $\nu_e - \bar{\nu}_\mu$ Zeitfenster

Die Simulationen der Neutrino-Wechselwirkungen an Kohlenstoff wurden in [Eit95] beschrieben. Sie funktionieren im Prinzip wie es in Kap. 4.2 erläutert wurde. Hier werden nur die Signaturen und Unterschiede zur $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ Reaktion dargestellt. Diese hat, wie in Kap. 2.2.2 gezeigt wurde, kein für den Detektor sichtbares sequentielles Ereignis. Sie wird deshalb auch *single-prong* Reaktion genannt. Der Nachweis ist relativ schwierig, da sie parallel zu den Neutrinoreaktionen am Kohlenstoff im gleichen Zeitfenster stattfindet und auch in der Signatur Ähnlichkeiten vorhanden sind, die in diesem Kapitel aufgezeigt werden. Die ν_e Absorption an ^{56}Fe "konkurriert" mit folgenden Prozessen:

1. geladene Stromreaktion in den Grundzustand von ^{12}N :



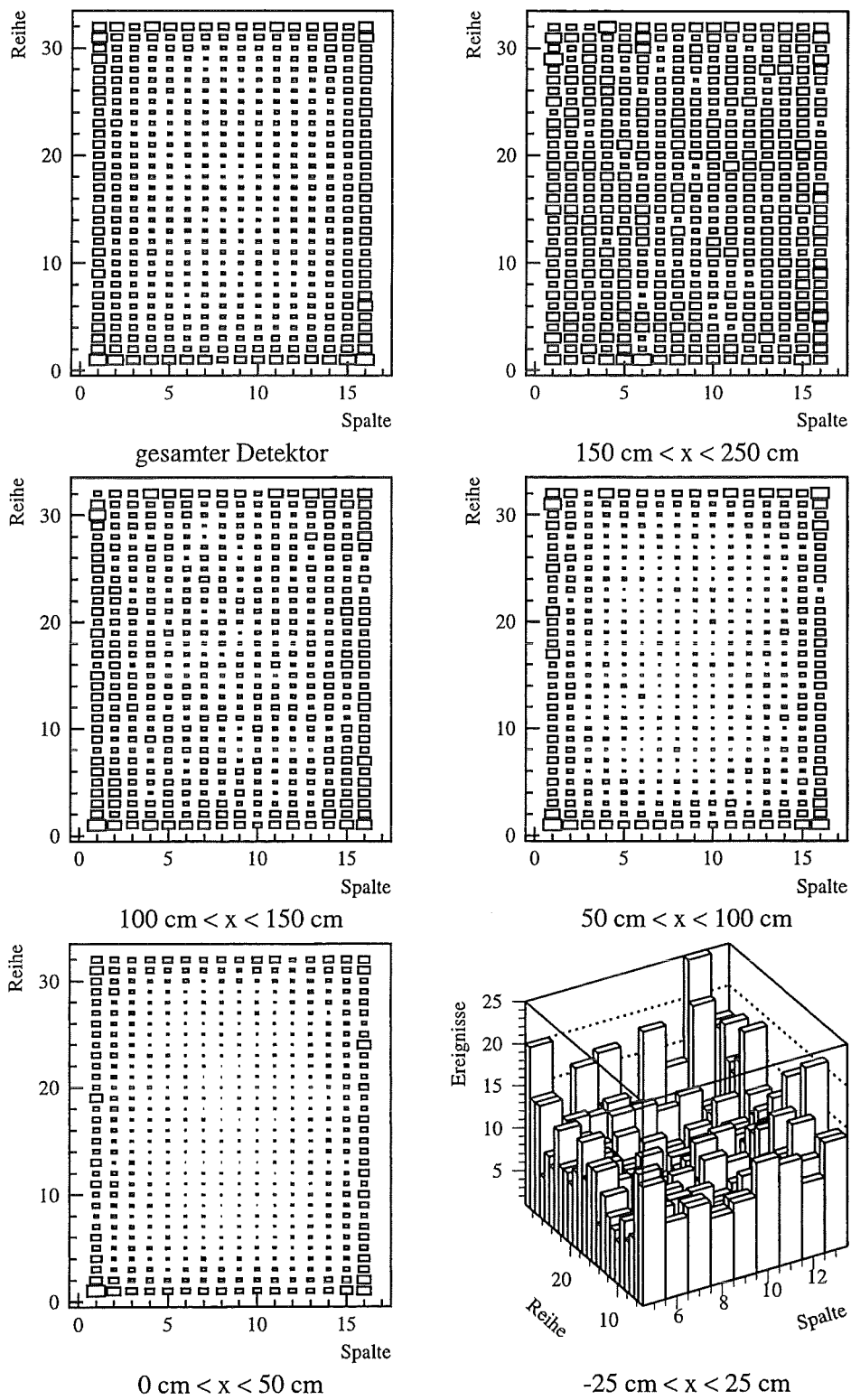


Abbildung 4.10: Modulreihe über Modulspalte für verschiedene Detektorscheiben

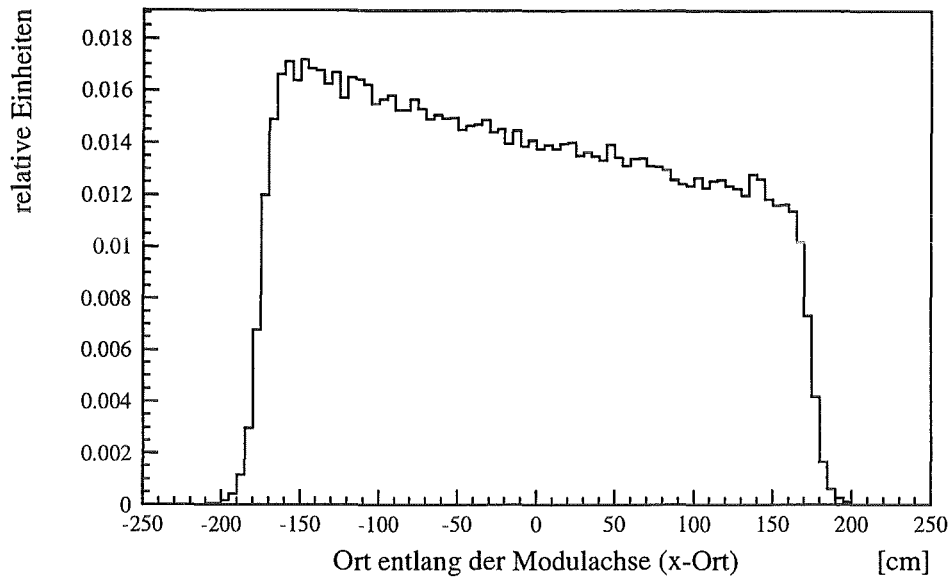
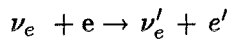


Abbildung 4.11: x -Ortsverteilung der Ereignisse aus den Neutrinoreaktionen an ^{12}C , ^{13}C bzw. ν - e Streuung mit $1/r^2$ Abnahme

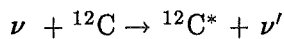
2. Elastische Neutrino-Elektron Streuung:



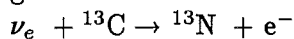
3. geladene Stromreaktion in angeregte Niveaus von ^{12}N :



4. neutrale Stromreaktion von ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ an ^{12}C :



5. geladene Stromreaktion an ^{13}C



Die erste Reaktion generiert ein sequentielles Ereignis ($^{12}\text{N}_{g.s.} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^+ + \nu_e$), das über den Nachweis des Positrons fast untergrundfrei nachgewiesen werden kann [Fai95]. Die Elektron/Positron Sequenz kann im Prinzip aus den *single prong* Daten herausgenommen werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für das Positron ist aber kleiner eins (≈ 0.6). Deshalb verbleibt im *single prong* Spektrum ein Rest von Ereignissen aus der Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$, der bei der Auswertung berücksichtigt werden muß.

Die Reaktionen 1 bis 5 finden alle an den im Szintillationskalorimeter vorhandenen Kernen statt. Ihre Nachweiswahrscheinlichkeit ist demzufolge wesentlich höher als die der Neutrino-Eisen Wechselwirkung, da die Flugrichtung der emittierten Elektronen keine Rolle für die Nachweiseffizienz spielt. Im Gegensatz dazu ist die Richtung der Elektronen aus der Neutrino-Eisen Wechselwirkung und den nachfolgenden γ -Quanten entscheidend, ob diese den Detektor erreichen. Bei ν -induzierten Reaktionen an ^{12}C und ^{13}C wird das Energiespektrum nicht durch Sekundärreaktionen verfälscht. In [Kle94] wird erläutert, wie

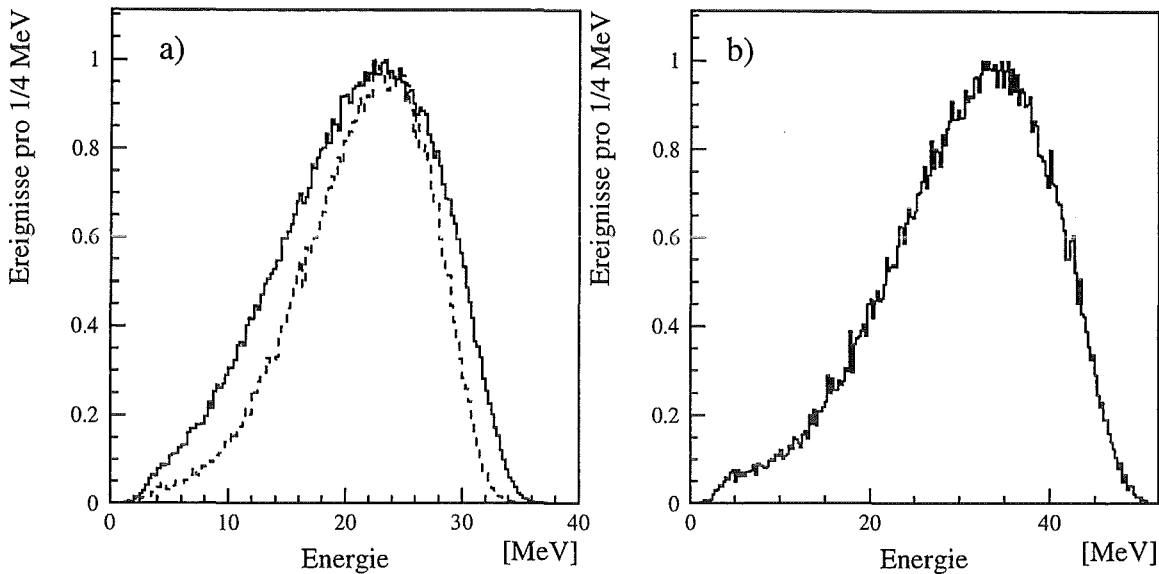


Abbildung 4.12: a) Simuliertes Energiespektrum der Reaktion $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}_{g.s.} + e^-$ (durchgezogene Linie) und simuliertes Energiespektrum der Reaktion $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}^* + e^-$ (gestrichelte Linie)
 b) Simuliertes Energiespektrum der Reaktion $\nu_e + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^{13}\text{N} + e^-$.

sich durch Analyse des Energiespektrums der Elektronen aus Reaktion 1 Aussagen über die Form des Energiespektrums der ν_e machen lassen.

Die im Inneren des Detektors stattfindenden Neutrino Reaktionen folgen dem Neutrino fluß, der mit $1/r^2$ abnimmt (vgl. Abb. 4.11). Deshalb kann ein sehr großer Unterschied im x-Ortsspektrum der ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$ Reaktionen und der ${}^{56}\text{Fe}$ Prozesse festgestellt werden. Die außerhalb erzeugten Ereignisse haben eine starke Überhöhung an den Modulenden (vgl. Abb. 4.9).

Im *single-prong* Spektrum gibt es somit vier verschiedene Arten von Energiespektren. Dies sind:

- Drei inverse Betaspektren der Reaktionen ${}^{12}\text{C}(\nu_e, e^-){}^{12}\text{N}_{g.s.}$, ${}^{12}\text{C}(\nu_e, e^-){}^{12}\text{N}^*$ und ${}^{13}\text{C}(\nu_e, e^-){}^{13}\text{N}$
- Ein Peak bei 15 MeV von den γ -Quanten der Reaktion ${}^{12}\text{C}(\nu, \nu'){}^{12}\text{C}^*$, ${}^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$
- Ein Rückstoßspektrum der Neutrino-Elektron Streuung
- Ein Bremsstrahlungsspektrum der Elektronen aus ${}^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-){}^{56}\text{Co}^*$, ${}^{56}\text{Fe} + e^- \rightarrow {}^{56}\text{Fe}' + e^{-'} + \gamma$

Die Reaktion ${}^{12}\text{C}(\nu_e, e^-){}^{12}\text{N}_{g.s.}$ hat einen Q-Wert von 17.3 MeV. Aufgrund der maximalen Neutrinoenergie von 52.8 MeV hat das Energiespektrum eine Endpunktsenergie

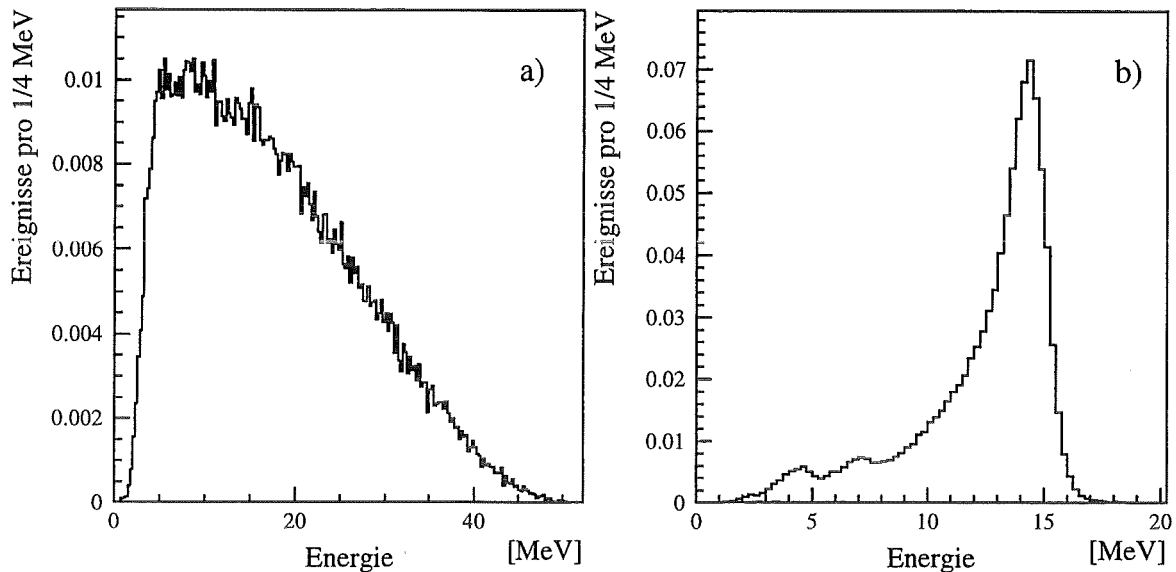
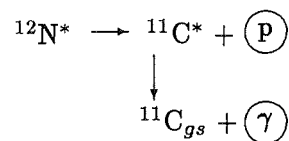


Abbildung 4.13: a) Simuliertes Energiespektrum der Neutrino-Elektron-Streuung
 b) Simuliertes Energiespektrum der *neutral current* Anregung des Kohlenstoffs.

von 35.5 MeV. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion wird mit dem oben angegebenen sequentiellen Positron, das im *single prong* Spektrum wegen der langen Lebensdauer ($\tau = 15.9$ ms) nicht zu sehen ist, bestimmt.

Die CC-Reaktion an ^{12}C führt aber auch zu angeregten Stickstoffzuständen $^{12}\text{N}^*$. Die angeregten Zustände sind teilcheninstabil. Sie zerfallen nach folgender Zerfallskette.



Weder die spontan emittierten Protonen, die beim Zerfall der angeregten Zustände in den angeregten Zustand $^{11}\text{C}^*$ entstehen, noch die beim anschließenden Übergang in den Grundzustand emittierten γ -Quanten, können zeitlich von den Elektronen getrennt werden. Diese Zerfallskette muß bei der Berechnung des sichtbaren Energiespektrums berücksichtigt werden. Diese Korrekturen verschieben das Spektrum um ca. 2 MeV gegenüber dem unkorrigierten Spektrum.

An den im Detektor vorhandenen Elektronen findet auch elastische Neutrinostreuung statt. Die Elektronen deponieren die übertragene Stoßenergie im Detektor. Der Energiebereich geht bis zur höchsten Energie der ν_e und der $\bar{\nu}_\mu$ von 52.8 MeV. Das Spektrum ist in Abb. 4.13 a zu sehen.

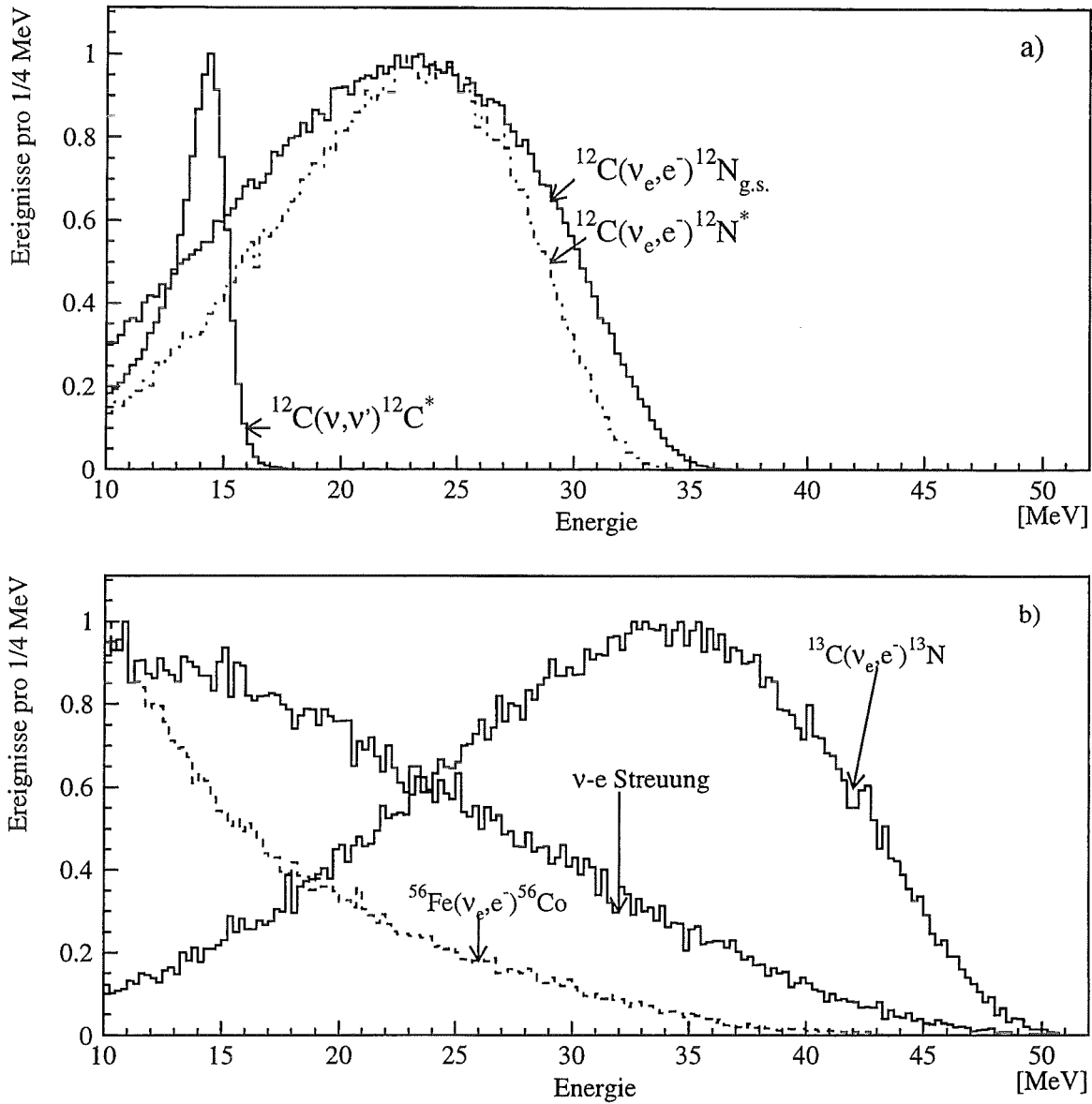


Abbildung 4.14: Simuliertes Energiespektrum aller *single prong* Reaktionen. Die Maxima der jeweiligen Verteilungen wurden auf 1 normiert.

a) Energiespektren der Neutrinoereaktionen an den ^{12}C Kernen.

b) Energiespektren der Neutrino-Elektron Streuung und der Neutrinoereaktionen an den ^{13}C und den ^{56}Fe Kernen.

Bei der Anregung des Kohlenstoffs über den neutralen Strom, der von allen Neutrino-flavours induziert werden kann, sieht man im Energiespektrum einen Peak bei 15.1 MeV (vgl. Abb. 4.13 b), da das (1^+1) Niveau von ^{12}C in 95.9 % aller Zerfälle über γ -Emission in den Grundzustand übergeht.

Aufgrund des natürlichen Isotopenverhältnisses sind 1.1 % des Kohlenstoffs im Szintillator und in der Plexiglas-Segmentierung ^{13}C Kerne. Die Neutrino-reaktion dieses Kohlenstoffisotops hat im Vergleich zur Neutrino-reaktion an ^{12}C einen deutlich höheren Wirkungsquerschnitt, so daß trotz der wenigen Kerne eine Neutrino Wechselwirkung nachgewiesen werden kann. Der Q-Wert der Reaktion mit 2.2 MeV ist sehr gering. Dies erklärt den hohen Wirkungsquerschnitt. Der Endpunkt im Energiespektrum ist somit 50.6 MeV (vgl. Abb. 4.12 b).

Die simulierten Energiespektren aller Neutrino-reaktionen, die zum *single prong* Spektrum einen Beitrag haben, sind in Abb. 4.14 in zwei Koordinatensysteme zusammengefaßt. Im oberen sind die Energiespektren der Neutrino-reaktionen an den ^{12}C Kernen und im unteren die der Neutrino-Elektron Streuung, der Neutrino-reaktion an ^{13}C und an ^{56}Fe . Zur besseren Vergleichsmöglichkeit der verschiedenen Formen der Energieverteilungen wurde das Maximum jedes Spektrums auf 1 normiert. In dieser Abbildung ist zu sehen, daß der Trennung der einzelnen Neutrino-reaktionen voneinander durch die ähnlichen Formen der Energiespektren Grenzen gesetzt sind. Die Bestimmung des Anteils der Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ ist besonders schwierig, da es von 11 MeV bis 50 MeV keinen Energiebereich gibt, zu dem nur Neutrino-Eisen Ereignisse beitragen. Außerdem ist die Form des Energiespektrums der Neutrino-Elektron-Streuung von der gleichen Art. Der Anteil der Neutrino-Elektron-Streuung kann jedoch über das Standardmodell sehr genau berechnet werden, so daß Ereignisse dieser Reaktion die Analyse nicht stören. Die Berechnung der Ereignisse der Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ sollte, da ab etwa 40 MeV nur noch Ereignisse aus ihr und aus der Neutrino-Elektron-Streuung zum Energiespektrum beitragen, nicht schwierig sein. Das Problem der Bestimmung der Ereigniszahl der Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ liegt in der geringen Ereignisrate, da nur sehr wenige Targetkerne im Szintillator vorhanden sind.

Das Fazit, das aus diesen detaillierten Untersuchungen gezogen werden kann, ist, daß neutrinoinduzierte Reaktionen im Eisen, obwohl sie außerhalb des Detektors stattfinden, im gesamten Detektor zu einer sichtbaren Energie bis 46 MeV führen können. Der experimentelle Nachweis wird allerdings durch die Neutrino-Wechselwirkungen an den Kernen des Szintillators erschwert. Diese haben eine höhere Ereignisrate und überdecken im Energiespektrum Ereignisse der Neutrino-Eisen-Wechselwirkung.

Kapitel 5

Maximum–Likelihood–Methode

In Kapitel 4.4 und 4.5 wurde gezeigt, daß die zu untersuchenden Reaktionen sich in ihrer Signatur sowohl bei der Energie als auch in ihrer Ortsverteilung entlang der Modulachse in weiten Bereichen überlappen. Eine sogenannte *window*-Methode, bei der mit geeigneten Schnitten in Energie, Ort und Multiplizität nur noch Ereignisse einer Reaktion übrig bleiben, kann daher nicht angewendet werden. Als einziges Kriterium bleibt die Form der Zeit-, Energie- und Ortsspektren aller im Auswertefenster beteiligten Reaktionen. Die Summe der Einzelspektren muß dem gemessenen entsprechen. Sind deren Einzelbeiträge bekannt, so kann die Ereigniszahl der jeweiligen Reaktion berechnet werden. Für die Schätzung von unbekanntem Parametern ist — besonders bei kleiner Statistik — die Maximum–Likelihood–Methode die Effektivste. Bei ihr gehen die Experimentdaten mit ihrer gesamten Information ein. Sie sind im Gegensatz zum Least–Square Fit, wo Histogramme verglichen werden, unabhängig von der Kanalanzahl und Breite.

Die theoretischen Modelle, die dem Fit zugrunde liegen, sollten allerdings sehr gut bekannt sein und als sicher gelten, da der Likelihoodfit keine Fitgüte berechnet. Er gibt immer das wahrscheinlichste Ergebnis aus. Falls die angenommenen Monte–Carlo Spektren oder die Zerfallszeiten nicht der Realität entsprechen, liefert der Likelihood zwar den besten Wert, dieser kann aber fehlerbehaftet sein, da die angenommenen Modelle nicht der Wirklichkeit entsprechen.

Im folgenden sei $f(x, \theta)$ die Wahrscheinlichkeitsdichte mit dem zu schätzenden Parameter θ und den gemessenen Eigenschaften $x = \{x_1, x_2, \dots, x_n\}$ z.B. Zeit, Ort und Energie. Dann ist die Likelihoodfunktion $L(\theta)$ definiert als:

$$L(\theta) = \prod_{i=1}^n f(x_i, \theta) \quad (5.1)$$

Der beste Fitwert $\hat{\theta}$ ist der Wert, bei dem die Likelihoodfunktion $L(\theta)$ maximal wird.

$$\frac{\partial L(\theta)}{\partial \theta} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial^2 L(\theta)}{\partial^2 \theta} < 0 \quad (5.2)$$

Meist betrachtet man aber die logarithmische Größe $-\ln(L)$, da mit Summen besser umzugehen ist als mit Produkten. Die Likelihoodfunktion ist sehr oft analytisch nicht darstellbar

und muß punktweise numerisch berechnet werden. Die meisten Programmpakete suchen Minima, deshalb wird die negative Größe untersucht. Die Funktion wird zu :

$$\ln L(\theta) = - \sum_{i=1}^n \ln f(x_i, \theta) \quad (5.3)$$

Sind mehrere Parameter zu schätzen $\theta = \{\theta_1, \theta_2, \theta_3, \dots, \theta_m\}$, so muß ein Gleichungssystem mit m Gleichungen gelöst werden.

$$\frac{\partial L(\theta)}{\partial \theta_i} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial^2 L(\theta)}{\partial \theta_i \partial \theta_i} = \text{positiv definit} \quad \forall \quad i = 1, 2, \dots, m \quad (5.4)$$

5.1 Eigenschaften der Likelihoodfits

Die Likelihoodfits haben eine Reihe von nützlichen Eigenschaften, von denen hier nur einige, für die spätere Analyse wichtige, erwähnt werden.

Die Fits sind invariant unter Parametertransformation. Es ist z.B. äquivalent bei einem Zerfallsprozeß die mittlere Lebensdauer τ oder die Zerfallskonstante λ zu bestimmen.

Desweiteren sind die Fits auch konsistent. Dies bedeutet, daß mit zunehmender Statistik das Minimum der Likelihoodfunktion sich dem wahren Wert nähert. Wenn das Ergebnis eines Likelihoodfits sehr große statistische Fehler hat, so ist dies ein Indiz dafür, daß mehr Ereignisse nötig sind. Die Konsistenz garantiert, daß der gefittete Wert sicherer wird und die Fehler mit $1/\sqrt{n}$ abnehmen; wobei n das Verhältnis der neuen zur alten Ereigniszahl ist.

Hat die Likelihoodfunktion nur ein Minimum, so ist dies die beste Schätzung [Bro82]. Die Information der Daten werden von ihr am besten ausgenutzt. Treten mehrere Minima auf, so sollte man die Funktion überprüfen und eventuell nach weiteren Eigenschaften der Meßwerte suchen, die dann die Wahrscheinlichkeit für die geschätzte Ereignisklasse erhöhen.

Eine – vor allem für die Fehlerbestimmung – sehr wichtige Eigenschaft der Likelihoodfits ist, daß das Minimum der Likelihoodfunktion für genügend große Proben um den wahren Wert normalverteilt ist. Die Likelihoodfunktion kann in der Nähe des Minimums durch eine Normalverteilung mit dem Mittelwert μ und der Varianz σ^2 angenähert werden. Betrachtet man die logarithmierte Likelihoodfunktion so ist die Näherungsfunktion eine Parabel.

5.2 Wahrscheinlichkeitsdichte

Es sollten möglichst viele Meßgrößen, die in die Wahrscheinlichkeitsdichte eingehen, gefunden werden. Sind die Meßgrößen voneinander unabhängig, ist die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ das Produkt der einzelnen Wahrscheinlichkeitsfunktionen der Meßgrößen:

$$f(x_1, x_2, \dots, x_n) = \prod_{i=1}^n f_i(x_i) \quad (5.5)$$

Hängen z.B. die Meßgrößen $1, 2, \dots, l$ voneinander ab, muß eine l -dimensionale Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion definiert werden, die dann mit den Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der davon unabhängigen Meßgrößen multipliziert wird.

$$f(x_1, x_2, \dots, x_n) = f(x_1, x_2, \dots, x_l) \cdot \prod_{i=l+1}^n f_i(x_i) \quad (5.6)$$

Nur so erhält man realistische Ergebnisse und die Wahrscheinlichkeit, daß der Likelihoodfit nur ein Extremum liefert sehr hoch ist. Für die folgende Analyse wurden als Parameter Zeit¹, Energie und Ort eines Ereignisses gewählt. Es wurden zwei Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen aufgestellt, eine mit den Meßgrößen Zeit t und Energie E und die andere mit den Meßgrößen Energie E , Zeit t und Ort x . Der Ereignisparameter Zeit soll die Neutrinoereignisse, die mit der Zerfallskonstanten des Myons ($\tau = 2.2 \mu\text{s}$) abnehmen, vom kosmischen Untergrund, der konstant ist, trennen. Die Energie und der Ort ermöglichen die Unterscheidung zwischen den beteiligten Neutrinoereignissen.

Die Aufgabe des Likelihoodfits ist es, die Anteile R_j der einzelnen Reaktionen am Gesamtspektrum zu ermitteln. Die allgemeinen Parameter θ_i werden hier zu den Anteilen R_j ($j = 1, 2, \dots, 7$). Die Meßgrößen x_1, x_2, \dots, x_n zu E, t, x .

Mit der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für einen Energie-Zeit Fit

$$f(t, E, R_1, \dots, R_7) = \sum_{j=1}^7 N_j \cdot R_j \cdot f_j(E_i) \cdot g_j(t_i) \quad (5.7)$$

erhält man folgende Likelihoodfunktion:

$$\ln L(R_1, \dots, R_7) = - \sum_{i=1}^N \left[\ln \left(\sum_{j=1}^7 N_j \cdot R_j \cdot f_j(E_i) \cdot g_j(t_i) \right) \right] \quad (5.8)$$

In analoger Weise ergibt sich mit der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für einen Energie-Zeit-Ort Fit

$$f(t, E, x, R_1, \dots, R_7) = \sum_{j=1}^7 N_j \cdot R_j \cdot f_j(E_i) \cdot g_j(t_i) \cdot h_j(x_i) \quad (5.9)$$

die zugehörige Likelihoodfunktion zu:

$$\ln L(R_1, \dots, R_7) = - \sum_{i=1}^N \left[\ln \left(\sum_{j=1}^7 N_j \cdot R_j \cdot f_j(E_i) \cdot g_j(t_i) \cdot h_j(x_i) \right) \right] \quad (5.10)$$

mit: N	Anzahl der Ereignisse
i	Ereignisnummer
j	Reaktionsnummer
N_j	Normalisierungsfaktor der j -ten Reaktion

¹Der Ereignisparameter Zeit ist als der zeitliche Abstand zu beam-on-target definiert. Er ist experimentell mit einer Genauigkeit von 2 ns bestimmt

R_j	Anteil der j-ten Reaktion an allen Ereignissen
$f_j(E_i)$	Energiewahrscheinlichkeitsfunktion der j-ten Reaktion
$g_j(t_i)$	Zeitwahrscheinlichkeitsfunktion der j-ten Reaktion
$x_j(x_i)$	Ortswahrscheinlichkeitsfunktion der j-ten Reaktion

Die Zeitstruktur der Neutrinoereignisse und des Untergrunds ermöglicht es, daß die Zeitwahrscheinlichkeitsfunktion analytisch angegeben werden kann.

Für die Reaktionen $j = 1, \dots, 6$ gilt:

$$g_j(t_i) = e^{-\frac{t_i}{\tau}} \quad (5.11)$$

Der Untergrund ist zeitlich konstant, deshalb gilt:

$$g_7 = \text{const.} = \frac{1}{T_{max} - T_{min}} \quad (5.12)$$

Die Energie- und Ortswahrscheinlichkeiten werden aus fein gebinnnten Histogrammen berechnet. Da die Zahl der Ereignisse fest ist, ergibt sich für den Anteil des Untergrunds die wichtige Nebenbedingung:

$$R_7 = 1 - \sum_{j=1}^6 R_j \quad (5.13)$$

Aus den Gleichungen 5.8 und 5.10 geht hervor, daß nur die Anteile der Reaktionen an dem Gesamtspektrum variiert werden. Die Form der Energie-, Zeit- und Ortsspektren ist durch die Monte-Carlo Vorhersagen festgelegt.

Um späteren Verwechslungen vorzubeugen, sollten einige Begriffe erklärt werden, die in den nachfolgenden Kapiteln immer wieder gebraucht werden und von der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion abhängen. Betrachtet man die Variablen der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion z.B. $f(t, E, x; R_1, \dots, R_7)$, so sieht man zum einen die Eingabevariablen (t, E, x) , die die physikalischen Eigenschaften der Ereignisse beschreiben, und die Fitparameter (R_1, \dots, R_7) . Sie legen die Dimension der Likelihoodfunktion fest. Je nachdem, wieviele von ihnen variiert werden, wird die Likelihoodanalyse ein-, zwei- oder dreidimensional genannt. Dies gilt natürlich nur für die Variation von R_1, \dots, R_6 , da R_7 Gleichung 5.13 genügen muß. Ein Beispiel für eine zweidimensionale Likelihoodfunktion ist in Abbildung 5.3 zu sehen.

5.3 Minimumsuche und Fehlerbestimmung

Es wurde schon festgestellt, daß die Likelihoodfunktion nur sehr selten analytisch angegeben werden kann, man muß sie dann punktweise numerisch berechnen. Dabei stellt sich die Frage, wie das Minimum und die Fehler gesucht werden sollten. Die Funktion kann in einem Parameterbereich und mit einer festen Schrittweite abgetastet werden. Der kleinste Funktionswert ist das Minimum und der Parameterwert an dieser Stelle der beste Schätzwert. Diese Methode ist für den eindimensionalen Fall mit nur einem Parameter möglich.

Hat man aber mehrere Parameter zu schätzen, so wird diese Art der Minimumsuche sehr schnell rechenaufwendig. Da man eine feste Schrittweite in einem bestimmten Bereich vorgibt, werden viele Funktionswerte berechnet, die für die Minimumsuche uninteressant sind. Es wird auch keine Information über den Verlauf der Funktion für die Berechnung der nachfolgenden Funktionswerte verwendet. Dennoch hat diese Methode einen Vorteil. Da sie die Funktionswerte für die Parameter in einer festen Schrittweite berechnet, kann die Funktion gezeichnet und es können erste graphische Analysen durchgeführt werden. Im zweidimensionalen Fall bietet sich ein Konturplot an, bei dem die Höhenlinien der Funktion gezeichnet werden. Dabei kann sehr leicht festgestellt werden, ob die Funktion mehrere Minima hat oder andere Fehlverhalten zeigt, die auf einen Fehler in der Funktion oder im Programm hinweisen. Bei Optimierungsverfahren, wie sie das Programmpaket MINUIT [Minuit] vom CERN zur Verfügung stellt, die mit variabler Schrittweite arbeiten, hat man diese Möglichkeit nicht mehr. Man kann sich nur noch Punkte ausgeben lassen, die auf den gewünschten Höhenlinien liegen. Diese Routinen sind bei der Minimumsuche, vor allem bei zwei- und höherdimensionalen Fits, in der Rechenzeit um eine Größenordnung schneller. Deshalb sollte man zuerst die Funktion mit einer relativ großen Schrittweite abtasten und sie auf Unregelmäßigkeiten untersuchen. Ist der Verlauf der Funktion in Ordnung, kommen die Optimierungsverfahren zur Anwendung. So hat man die Information über das Verhalten der Funktion und eine sehr genaue Minimumbestimmung.

Aufgrund der in Kap. 5.1 festgestellten Eigenschaft, daß die Likelihoodfunktion in der Nähe des Minimums normalverteilt ist, ist die Fehlersuche sehr einfach. Im eindimensionalen Fall gilt:

$$L(\theta) = L(\hat{\theta}) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\theta - \hat{\theta}}{\sigma} \right)^2} \quad \text{bzw.} \quad \ln L(\theta) = \ln L(\hat{\theta}) + \frac{1}{2} \left(\frac{\theta - \hat{\theta}}{\sigma} \right)^2 \quad (5.14)$$

Für die links- bzw. rechtsseitigen 1-Sigmafehlerwerte $\tilde{\theta} = \hat{\theta} \pm 1\sigma$ gilt:

$$L(\tilde{\theta}) = L(\hat{\theta}) \cdot e^{-1/2} \quad \text{oder} \quad \ln L(\tilde{\theta}) = -\ln L(\hat{\theta}) + 1/2 \quad (5.15)$$

$\hat{\theta}$ ist der Parameterwert, bei dem die Likelihoodfunktion ihr Maximum bzw. $-\ln(L)$ das Minimum hat.

In den meisten Fällen werden diese Fehler nicht symmetrisch um das Minimum liegen, sondern, da die Zahl der Meßwerte endlich ist, eine leichte Asymmetrie aufweisen (vgl. Abb 5.1). Die Annäherung an eine Normalverteilung oder an eine Parabel ist erst für $n \rightarrow \infty$ exakt. Das zwischen $\tilde{\theta}_{\text{unten}} = \hat{\theta} - \sigma_{\text{unten}}$ bis $\tilde{\theta}_{\text{oben}} = \hat{\theta} + \sigma_{\text{oben}}$ gelegene Likelihoodintervall für den Parameter θ hat die Wahrscheinlichkeit $P = 2 \cdot G(m) - 1$. G ist die aufsummierte Standardnormalverteilung und m das Vielfache von der Standardabweichung. Die Wahrscheinlichkeit des ein Sigma Fehlers beträgt $P(\hat{\theta} - \sigma_{\text{unten}} \leq \theta \leq \hat{\theta} + \sigma_{\text{oben}}) = 68.27\%$. Sind die Fehlergrenzen asymmetrisch, so gelten diese Wahrscheinlichkeiten nur näherungsweise. Man kann dann versuchen, die Likelihoodfunktion mit einer Transformation, den Barletfunktionen [Fro79], symmetrischer zu machen.

Werden zwei Parameter θ_1 und θ_2 geschätzt, muß man die Abhängigkeit der beiden Parameter voneinander untersuchen. Ein Maß dafür ist der Korrelationskoeffizient

²Für Gaußsche Fehler gilt: $\sigma_{\text{unten}} = \sigma_{\text{oben}} = \sigma$

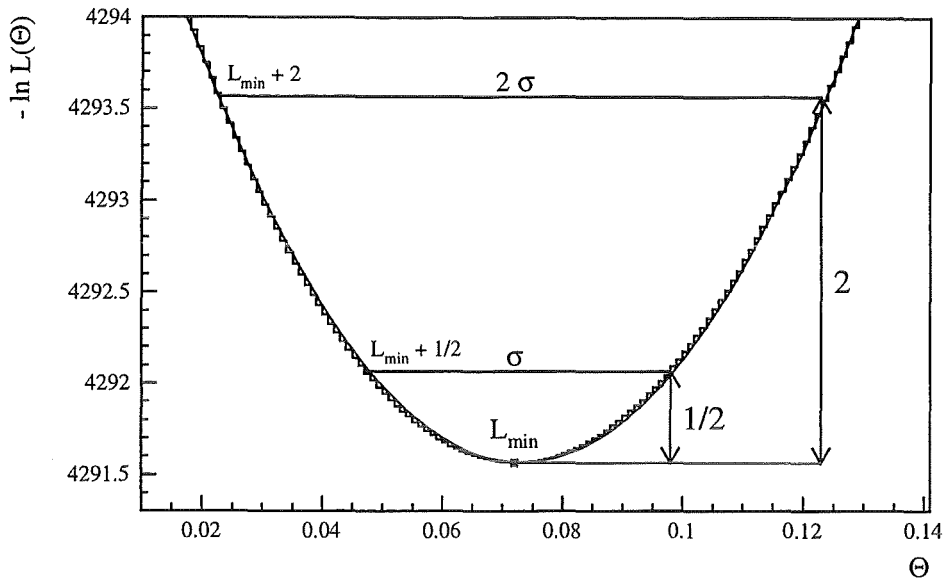


Abbildung 5.1: Vergleich einer eindimensionalen logarithmierten Likelihoodfunktion (Histogramm) mit einer angepassten Parabel (durchgezogene Linie).

ρ . Sein Betrag liegt zwischen Null und Eins, wobei Null vollständig unabhängig und Eins vollständige Korrelation bedeutet. Man wird meist einen Wert dazwischen vorfinden. Der Korrelationskoeffizient ist folgendermaßen definiert:

$$\rho(\theta_1, \theta_2) = \frac{V_{12}}{\sigma_1 \sigma_2} \quad \text{mit} \quad V_{12}^{-1} = -\frac{\partial^2 \ln L}{\partial \theta_1 \partial \theta_2} \quad (5.16)$$

Die Abhängigkeit kann auch graphisch bestimmt werden. Man mißt den Winkel $\tan \alpha$, den die Fehlerellipse zu der θ_1 -Achse hat. Die Formel lautet [Pdg 94]:

$$\tan 2\alpha = \frac{2\rho\sigma_1\sigma_2}{\sigma_1^2 - \sigma_2^2} \quad \Leftrightarrow \quad \rho = \frac{\tan 2\alpha(\sigma_1^2 - \sigma_2^2)}{2\sigma_1\sigma_2} \quad (5.17)$$

Die Fehler sind nicht mehr wie oben nur zwei Punkte, sondern sie bilden, da die Likelihoodfunktion nun zweidimensional ist, eine Kurve in der θ_1, θ_2 Ebene (vgl. Abb. 5.2). Die Näherung in der Umgebung des Extremums ergibt eine Gaußsche Glocke. Wurde die Likelihoodfunktion logarithmiert, erhält man ein Paraboloid (vgl. Abb. 5.3). Für die Höhenlinien der Funktionen gilt:

$$L(\tilde{\theta}_1, \tilde{\theta}_2) = L(\hat{\theta}_1, \hat{\theta}_2) e^{-\frac{1}{2}m^2} \quad \text{oder} \quad \ln L(\tilde{\theta}_1, \tilde{\theta}_2) = \ln L(\hat{\theta}_1, \hat{\theta}_2) + \frac{1}{2}m^2 \quad (5.18)$$

$$\text{mit} \quad \tilde{\theta}_1 = \hat{\theta}_1 \pm m\sigma_1 \quad \text{und} \quad \tilde{\theta}_2 = \hat{\theta}_2 \pm m\sigma_2 \quad (5.19)$$

$$m^2 = \frac{1}{2(1-\rho^2)} \left[\left(\frac{\theta_1 - \hat{\theta}_1}{\sigma_1} \right)^2 + \left(\frac{\theta_2 - \hat{\theta}_2}{\sigma_2} \right)^2 - 2\rho \left(\frac{\theta_1 - \hat{\theta}_1}{\sigma_1} \right) \left(\frac{\theta_2 - \hat{\theta}_2}{\sigma_2} \right) \right] \quad (5.20)$$

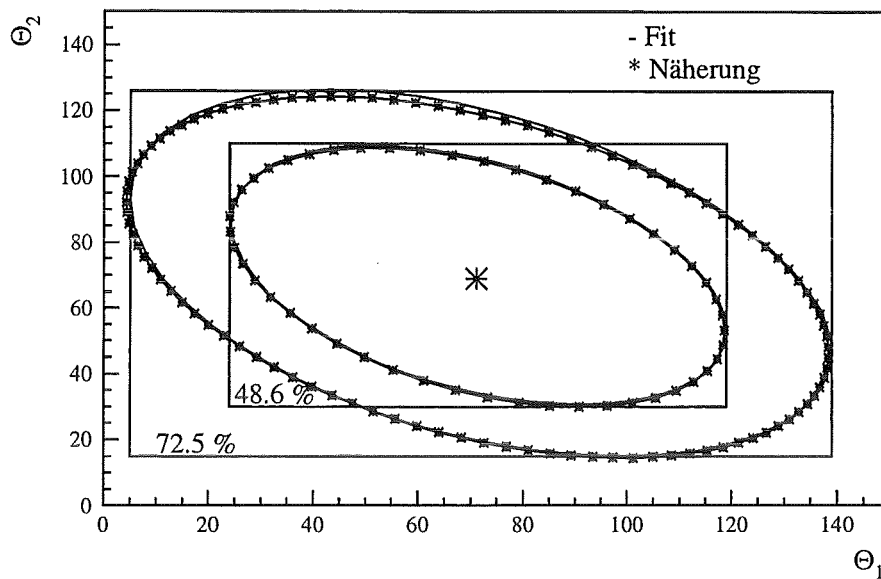


Abbildung 5.2: Vergleich zweier Fehlerellipsen mit $m = 1$ und $m = \sqrt{2}$. Die Ellipsen ohne Sterne wurden mit Hilfe der Parametrisierung 5.21 gezeichnet. Die anderen sind die Höhenlinien (Abstand von Minimum 0.5 und 1.0) von der Likelihoodfunktion.

Die Parametrisierung dieser Höhenlinie ergibt:

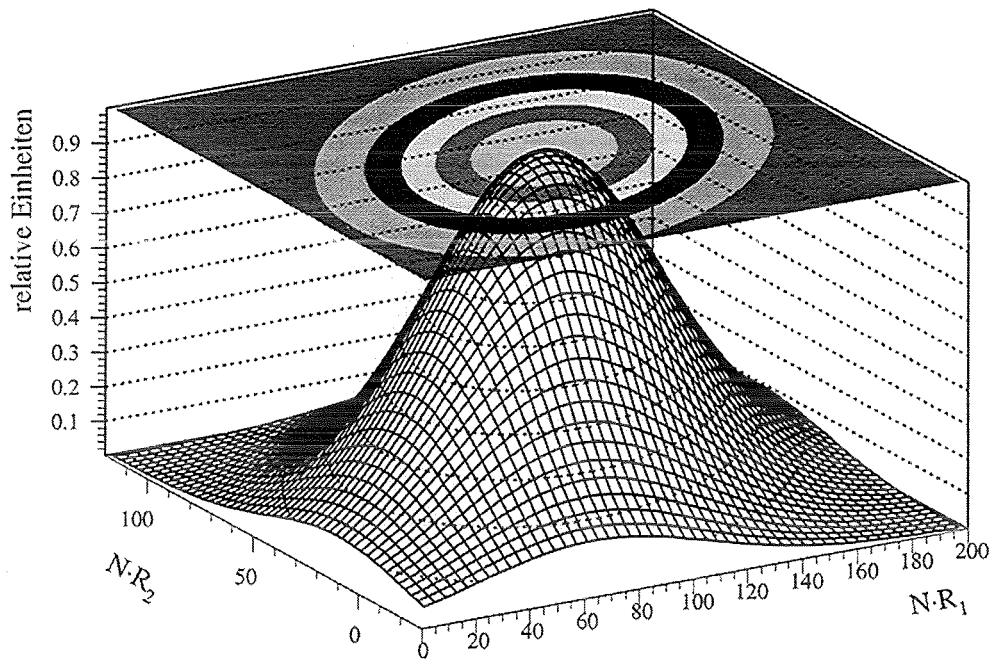
$$\begin{aligned} \theta_1 &= \frac{m\sigma_1}{\sqrt{2}}(-\sqrt{1-\rho}\cos t + \sqrt{1+\rho}\sin t) + \hat{\theta}_1 \\ \theta_2 &= \frac{m\sigma_2}{\sqrt{2}}(\sqrt{1-\rho}\cos t + \sqrt{1+\rho}\sin t) + \hat{\theta}_2 \end{aligned} \quad 0 \leq t \leq 2\pi \quad (5.21)$$

mit: $\hat{\theta}_1, \hat{\theta}_2$ Parameterwerte bei, denen die Likelihoodfunktion minimal wird
 σ_1, σ_2 Varianzen von σ_1 bzw. σ_2
 ρ Korrelationskoeffizient
 m Vielfaches der Standardabweichung

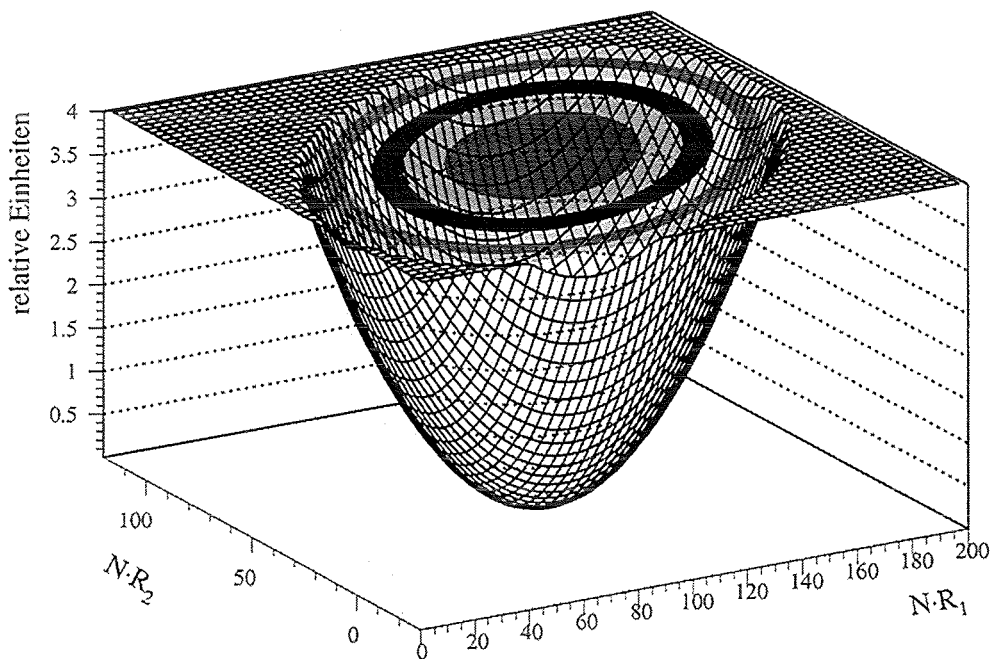
Die Asymmetrie der Fehler tritt beim zweidimensionalen Fit deutlicher hervor als beim Eindimensionalen (vgl. Abb. 5.2). Besonders gut sieht man dies für $m > 1$.

Die Wahrscheinlichkeit für die Fehlergrenzen wird bei der zweidimensionalen Analyse etwas komplizierter. Man hat verschiedene Möglichkeiten der Fehlerangabe:

1. Es interessiert nur einer der gefitteten Parameter. Über die andere Achse wird integriert, so daß man wieder einen eindimensionalen Fit hat, und die dort üblichen Wahrscheinlichkeiten.



Likelihoodfunktion



logarithmierte Likelihoodfunktion

Abbildung 5.3: Zweidimensionale Likelihoodfunktion (das Maximum wurde auf 1 gesetzt), die Logarithmierte (das Minimum wurde auf 0 gesetzt) und die jeweilige Projektion auf die Fit-Ebene

2. Gibt man die Fehlerellipse an so muß die Wahrscheinlichkeit, daß die Parameter innerhalb der Fehlerellipse liegen, berechnet werden.
3. Wenn als Fehlerbereich die zu den Achsen parallelen Tangenten an die Ellipse angegeben werden, muß das Vertrauensintervall für das die Ellipse umschreibende Rechteck bestimmt werden.

Die erste Wahrscheinlichkeit ist äquivalent zum eindimensionalen Fit. Man grenzt eigentlich nur einen Parameter von $\hat{\theta} \pm \sigma$ ein, während über den anderen integriert wurde. In der θ_1, θ_2 Ebene ist dies eine Linie von der linken bis zur rechten Fehlergrenze.

Die Wahrscheinlichkeit P , daß beide Parameter in der Ellipse liegen, ist abhängig von der betrachteten Höhenlinie. Die Formel lautet $P = 1 - e^{-\frac{1}{2}m^2}$. Möchte man einen Bereich angeben, für den die im eindimensionalen Fall übliche Wahrscheinlichkeit für den 1σ -Bereich von 68% CI gilt, muß jetzt eine Höhenlinie mit $\ln L(\min) + 1.15$ gewählt werden, da $x = 1/2 m^2$ gilt, wobei mit x der Abstand vom Minimum bezeichnet wird. Der Abstand x vom Minimum bei der eindimensionalen Likelihoodfunktion ist für die gleiche Wahrscheinlichkeit $x = 1/2$ (vgl. Tabelle 5.1).

Bei Fehlerangaben ist es aber üblich " \pm Fehler " anzugeben und keine Ellipsengleichung. Deshalb kommt dafür eher das Rechteck in Frage. Um diese Wahrscheinlichkeit richtig berechnen zu können, benötigt man neben m eine weitere Größe. Liegen die Hauptachsen der Ellipse parallel zu den Koordinatenachsen, ist das Rechteck nicht wesentlich größer als die Ellipse. Hat diese aber eine große Neigung, und ist sie auch noch schmal, so ist der Inhalt des vom Rechteck eingeschlossenen Bereich wesentlich größer als der der Ellipse. Demzufolge ist auch die Wahrscheinlichkeit höher, daß die Ergebnisse in diesem Bereich liegen. Diese Tatsache beschreibt der oben eingeführte Korrelationskoeffizient ρ . Nach [Fro79] gilt dann für die Wahrscheinlichkeit:

$$P(m, \rho) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-m}^{+m} dy e^{-\frac{1}{2}y^2} \left[G\left(\frac{m - \rho y}{\sqrt{1 - \rho^2}}\right) - G\left(\frac{-m - \rho y}{\sqrt{1 - \rho^2}}\right) \right] \quad (5.22)$$

mit: m Vielfaches der Standardabweichung

ρ Korrelationskoeffizient

$G(x)$ aufsummierte Standardnormalverteilung $G(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{1}{2}y^2} dy$

Die Gleichung 5.22 berechnet den Inhalt, den das umschreibende Rechteck aus der zweidimensionalen Gaußverteilung ausschneidet. Es werden im folgenden die Wahrscheinlichkeiten $P(m, \rho)$ für $\rho = 1$ und $\rho = 0$ diskutiert. Bei $\rho = 1$ hat die Wahrscheinlichkeit $P(m, 1)$ für beliebiges m ihr Maximum und für $\rho = 0$ nimmt $P(m, 0)$ ihr Minimum an.

Wenn ρ gegen 1 geht gilt:

$$\lim_{\rho \rightarrow 1} P(m, \rho) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-m}^{+m} dy e^{-\frac{1}{2}y^2} = 2 \cdot G(m) - 1 = P_{1dim} \quad (5.23)$$

$$\text{wegen: } \lim_{\rho \rightarrow 1} G\left(\frac{m - \rho y}{\sqrt{1 - \rho^2}}\right) = 1 \quad \text{und} \quad \lim_{\rho \rightarrow 1} G\left(\frac{-m - \rho y}{\sqrt{1 - \rho^2}}\right) = 0 \quad (5.24)$$

Bei $\rho = 0$ gilt:

$$\begin{aligned} P(m, 0) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-m}^{+m} dy e^{-\frac{1}{2}y^2} [G(m) - G(-m)] \\ &= (2 \cdot G(m) - 1)^2 = P_{1dim}^2 \end{aligned} \quad (5.25)$$

Dies bedeutet, daß die Wahrscheinlichkeit des zweidimensionalen Falles zu der des eindimensionalen wird, wenn die beiden Fitparameter vollständig korreliert sind. Sind die Parameter voneinander unabhängig, so ist der Wert für die Wahrscheinlichkeit das Quadrat der eindimensionalen Wahrscheinlichkeit.

Wahrscheinlichkeitswerte für vollständig unabhängige Parameter ($\rho = 0$) bei verschiedenen Vielfachen der Standardabweichungen sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Die Werte für korrelierte Parameter ($\rho = 1$) sind nach Gleichung 5.23 identisch mit denen des eindimensionalen Falles, die auch in Tabelle 5.1 zu finden sind.

Höhe	m	P_{1dim}	P_{2dim}	$P_{\square} (\rho = 0)$	$P_{\square} (\rho = 0.4)$
0.5	1.0	68.3 %	39.3 %	46.6 %	48.5 %
1.15	1.51	86.9 %	68.3 %	75.8 %	76.9 %
1.36	1.65	90.0 %	74.3 %	81.2 %	82.1 %
2.3	2.14	97.9 %	90.0 %	93.7 %	93.95 %

Tabelle 5.1: Wahrscheinlichkeiten bei verschiedenen Vielfachen der Standardabweichung m und Dimensionen

P_{1dim} Wahrscheinlichkeit im eindimensionalen Fall

P_{2dim} Wahrscheinlichkeit, daß die Parameterwerte in der Fehlerellipse liegen

P_{\square} Vertrauensintervall für das die Ellipse umschreibende Rechteck

Zwei Zahlenbeispiele zur Veranschaulichung von Gleichung 5.22 sind in Abbildung 5.2 dargestellt, weitere Beispiele sind in der Tabelle 5.1 angegeben. Höhe bedeutet dort wieder Abstand zum Minimum, P_{1dim} ist die Wahrscheinlichkeit im eindimensionalen Fall. Beim zweidimensionalen Fit muß zwischen den oben angesprochenen Fällen unterschieden werden. Bei der Wahrscheinlichkeitsberechnung für das umschließende Rechteck wurde ein üblicherweise auftretender Wert von $\rho = 0.4$ und zum Vergleich $\rho = 0$ angenommen.

Kapitel 6

Untersuchung ν -induzierter Reaktionen im *single-prong* Spektrum

Nachdem in Kapitel 4 die physikalischen Prozesse besprochen und in Kapitel 5 die Auswertemethode vorgestellt wurde, werden hier die Datenauswertung und die Ergebnisse präsentiert. Es wird auf die Untergrundproblematik eingegangen, und aus den Ergebnissen der Likelihoodfits die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ und $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ abgeleitet.

6.1 Untergrundanalyse

Der Untergrund im zu betrachteten *single-prong* Spektrum besteht fast ausschließlich aus nicht strahlkorrelierten kosmischen Myonen und den von ihnen induzierten Folgereaktionen. Zwar gibt es in der Höhenstrahlung neben der myonischen noch eine hadronische und eine elektromagnetische Komponente, diese werden aber durch den Eisenbunker praktisch vollständig abgeschirmt. Es verbleiben nur hochenergetische μ^+ und die μ^- der Bunker reduziert den Fluß um ca. 60 %. Die myoninduzierten Reaktionen im KARMEN Detektor wurden bereits in einigen Arbeiten sehr genau untersucht [Jan94], [Gra92] und [Ebe92]. In diesem Kapitel wird deshalb nur auf die Reaktionen eingegangen, die einen Beitrag zum Untergrund dieser Auswertung liefern.

Die Myonen können den Detektor durchqueren oder in ihm gestoppt werden (vgl. Abb. 6.1). Ein Anteil von 99.9 % der durchgehenden Myonen wird von den beiden äußeren Antizählern erkannt und vom Trigger registriert. Myonen, die von den Antizählern nicht nachgewiesen werden, können durch Schnitte vollständig aus den Daten entfernt werden, wofür besonders die Multiplizität geeignet ist.

Ein gefährlicherer Untergrund sind die im Detektor oder in der inneren passiven Abschirmung gestoppten Myonen. Die μ^+ zerfallen zu 100 % über $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ in

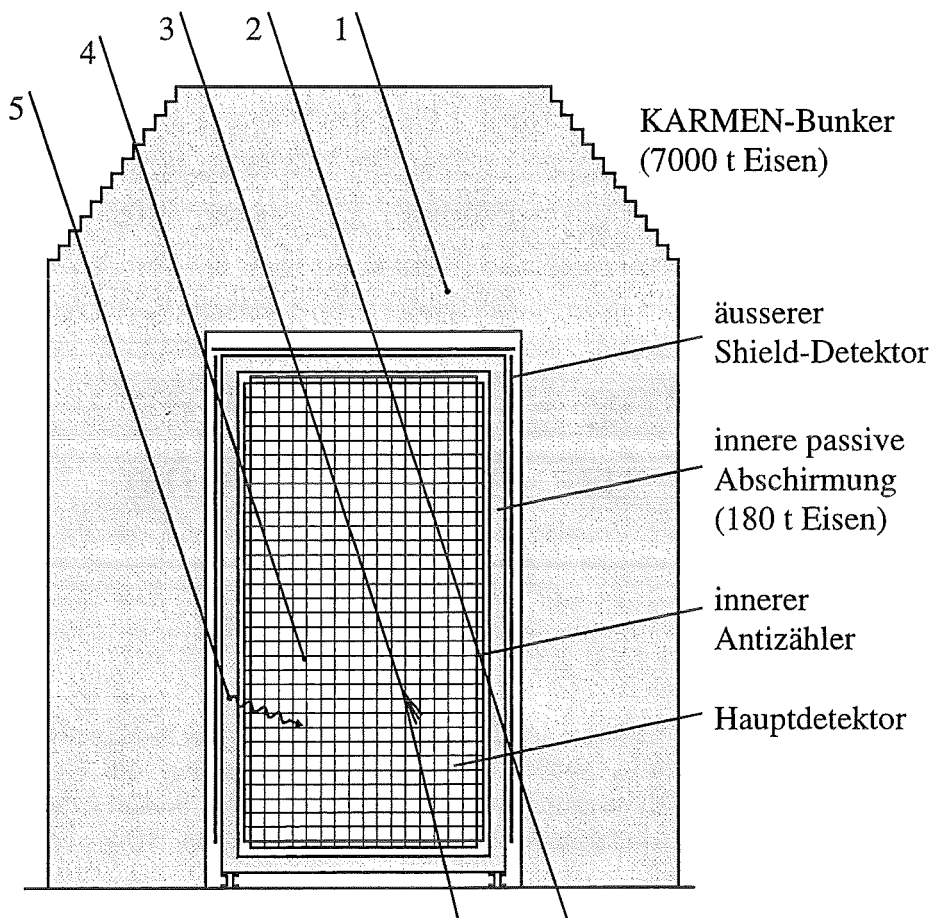


Abbildung 6.1: Myonreaktionen im KARMEN-Detektor.

- 1: Gestoppt im Eisenbunker \Rightarrow keine Reaktion im Detektor;
- 2: durchgehendes Myon;
- 3: inelastischer Stoß eines durchgehenden Myons \Rightarrow Deltaelektronen, Neutronen etc.;
- 4: gestoppt im Zentraldetektor \Rightarrow Michelelektronen oder Einfang am Kohlenstoff ;
- 5: gestoppt in der inneren passiven Abschirmung \Rightarrow Bremsstrahlung.

“Michelelektronen”¹. Findet dies im Detektor statt, so kann am Endpunkt der Myonspur ein Positron nachgewiesen werden. Die Energieverteilung entspricht dem Michelspektrum mit einer Endpunktsenergie von 52.8 MeV. Bei einem Zerfall in der inneren passiven Abschirmung erreichen die Positronen den Detektor nicht, da sie am Eisen abgebremst werden. Deshalb sieht man im Detektor kein Michel-, sondern ein Bremsstrahlungsspektrum [Gra92].

Bei den im Zentraldetektor gestoppten μ^- werden 7.9 % vom Kohlenstoff eingefan-

¹Der Terminus “Michelelektron” umfaßt sowohl Elektronen wie Positronen

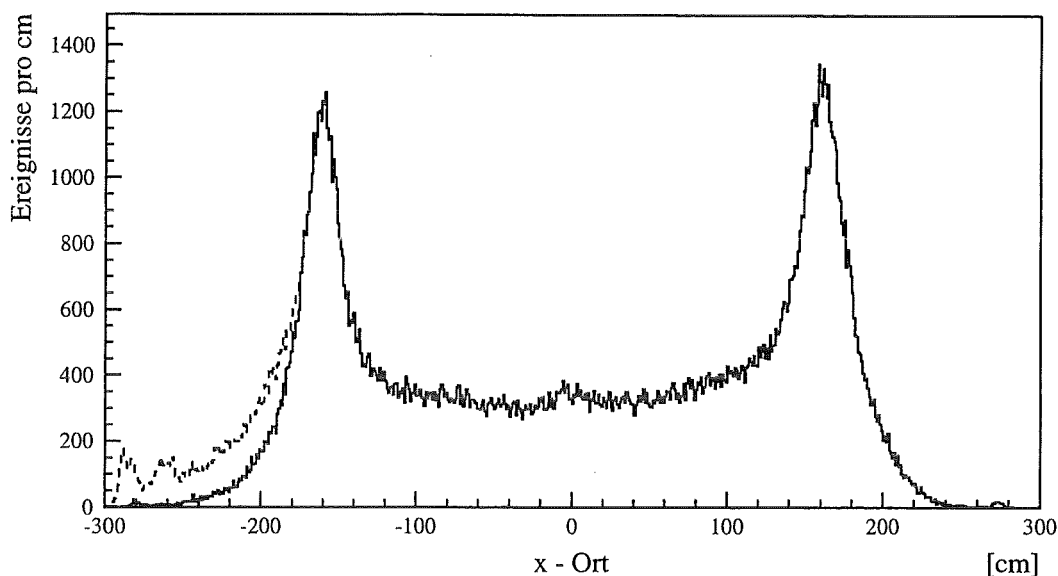


Abbildung 6.2: x-Ortsverteilung mit allen Modulen (gestrichelt) und ohne die "Brummodule"

gen. Der Rest zerfällt in ein Elektron und zwei Neutrinos. Dies ergibt wieder wie oben ein Michelspektrum oder ein Bremsstrahlungsspektrum je nach Stoppport (Eisen bzw. Szintillator). Beim Einfang von μ^- an Kohlenstoff ist nur die Einfangreaktion $\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{B} + \nu_\mu$ von Bedeutung, da der nachfolgende Zerfall ${}^{12}\text{B}_{g.s.} \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$ mit einer Energie von maximal 13.4 MeV durchaus noch in das Auswertungsenergiefenster fällt. Ein Einfang von μ^- am Eisen ist auch möglich. Der maximale Energiedeposit der Reaktion $\mu^- + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow {}^{55}\text{Mn} + n + \nu_\mu$ im Detektor liegt bei 10 MeV und kommt, da nur Ereignisse mit einer Summenenergie von als 11 MeV ausgewertet werden, als Untergrund nicht in Frage.

Zur Unterdrückung der oben erwähnten Untergrundreaktionen werden zwei Reduktionsmethoden angewandt:

- Die "Data-Stack" Reduktion. Sie verringert die Michelelektronen.
- Die "SMU-Reduktion", mit deren Hilfe die Zerfallsprodukte aus dem Einfang am Kohlenstoff und dem nachfolgenden β -Zerfall erkannt und verworfen werden.

Im "Data-Stack" sind alle Ereignisse gespeichert. Ist dort bis 20 μs vor einem normalerweise akzeptierten Ereignis ein Eintrag vorhanden, so wird dieses nicht für die Datenauswertung verwendet. Diese Reduktion ermöglicht es auch, Myonen, die von den Antizählern nicht gesehen wurden, sowie deren Folgeereignisse zu erfassen. Die Totzeit von 20 μs hat sich nach Untersuchungen [Ebe92] als kleinster Meßzeitverlust mit größtmöglicher Erkennungsrate herausgestellt.

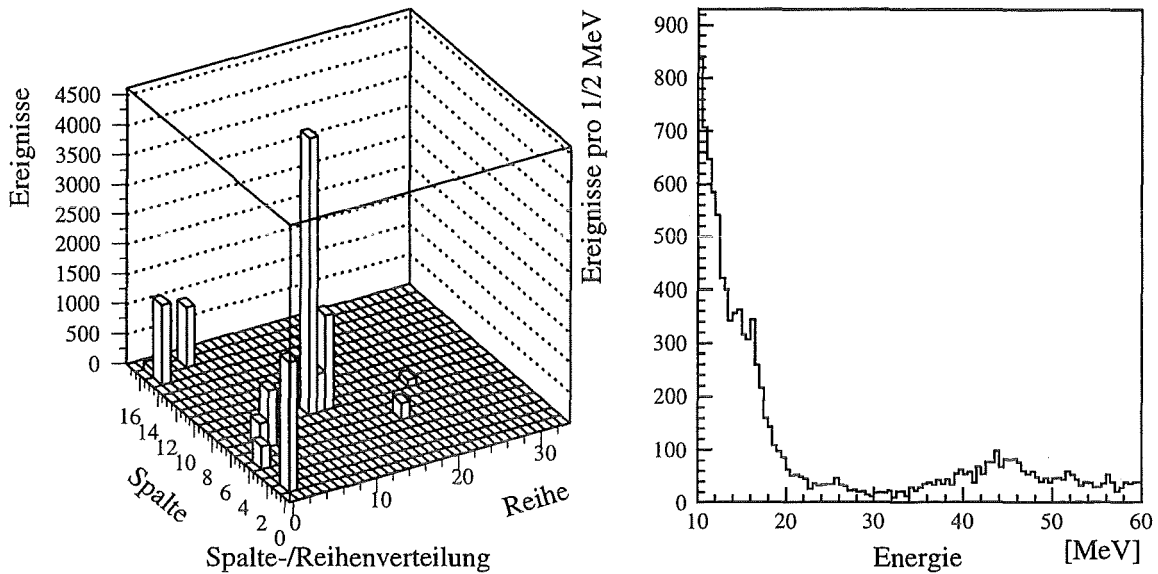


Abbildung 6.3: Modul- und Energieverteilung der Ereignisse, die verworfen wurden. Die Ereignisse stammen aus dem *prebeam-window*

Aufgrund der langen Lebensdauer werden mit der Stack Reduktion die Elektronen aus dem β -Zerfall von ^{12}B nicht erfaßt. Seit Run 30 werden dafür die SMU-Daten aufgenommen. Hier werden die Orte und die Zeit aller erkannten, im Detektor gestoppten Myonen aufgenommen. Um diese SMU's wird ein Totvolumen (± 1.5 col, row und ± 30 cm in x -Richtung) und eine Totzeit (bis 100 ms vor einem Ereignis) gelegt.

Eine mit diesen Reduktionen vorgenommene *pre-beam* Analyse, bei der alle Ereignisse, die von $-190 \mu\text{s}$ bis $-1 \mu\text{s}$ vor T_0 mit dem selben Hardwaretrigger wie die Neutrinoereaktionen im *beam-window* aufgenommen wurden, zeigte, daß es noch ein Phänomen gibt, das weder mit der Stack noch mit der SMU-Reduktion aus den Daten herausreduziert werden kann.

Die x -Ort Verteilung der Myonen hat auf der upstream Seite ($x < -175$ cm) eine Erhöhung (vgl. gestrichelte Linie in Abb. 6.2), die auf der downstream Seite nicht vorhanden ist. In der Auftragung der Reihen über den Spalten, bei der nur Ereignisse berücksichtigt wurden, deren x -Ort kleiner als -175 cm ist, ist deutlich zu sehen, daß dreizehn Module überproportional viele Einträge haben. Die Einträge dieser Module in diesem x -Bereich wurden nicht ausgewertet. In Abbildung 6.3 kann man in der Energieverteilung dieser Ereignisse bei niedrigen Energien einen steilen Abfall, wie in einem Bremsstrahlungsspektrum, erkennen. Dies wird zwischen 14 und 60 MeV von mindestens zwei weiteren Spektren überlagert. Besonders der Peak um 15 MeV ist ein sehr gefährlicher Untergrund für die Neutrinoereignisse im *beam window*. Bei Auswertungen, die auch die Randbereiche berücksichtigen, sollten diese Rauschereignisse verworfen werden. Sie sind keinem physikalischen Prozess zuzuordnen. Es handelt sich hierbei vielmehr um Hardwareeffekte, deren Ursache noch nicht eindeutig geklärt werden konnte. Die Spalten- und

Reihenverteilung daneben zeigt die Module mit ihrer Ereigniszahl, die von der Reduktion betroffen sind.

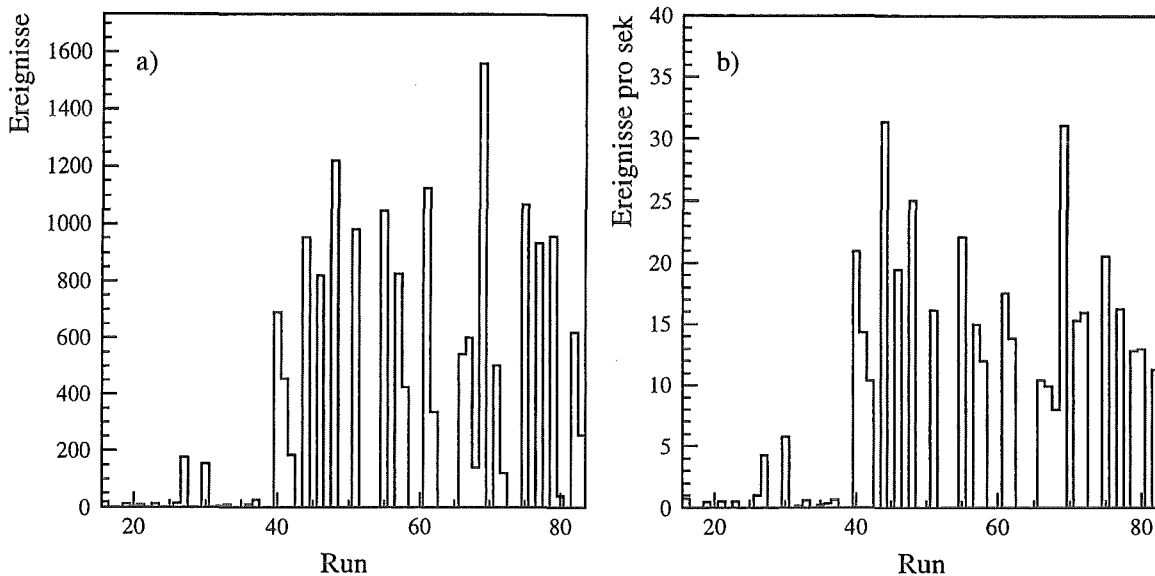


Abbildung 6.4: a) Runverteilung, der im *prebeam-window* herausreduzierten Ereignisse. b) Brummfrequenz der Module.

Dieselben Module wurden auch im *beam-window* verworfen. Dort war zu sehen, daß ihre Zeitverteilung flach wie die des kosmischen Untergrunds ist. Die Brummereignisse sind demzufolge nicht strahlkorreliert und würden bei der Likelihood-Analyse als Untergrund erkannt werden. Aber je höher der Neutrinoanteil ist, desto besser wird der Fit bzw. die Fehler werden kleiner. Einen anderen interessanten Aspekt zeigt Abbildung 6.4. Dort sind im linken Bild die Zahlen der herausreduzierten *prebeam*-Ereignisse von jedem Neutrino-Run aufgetragen. Daneben ist die Brummrates der Module zu sehen. Dazu wurden die Ereignisse von jedem Run durch die ausgewerteten Beamperioden und durch die Länge des Zeitfensters geteilt. Ein Vergleich von der *beam*- mit der *pre-beam*-Brummrates ergab, daß beide identisch sind. Die Module mit dem Fehlverhalten traten demnach erst ab Run 40 vermehrt auf und blieben danach im Rahmen der statistischen Schwankungen konstant.

Bei anderen *single-prong* Auswertungen [Wol95] wurde ein *fiducial-cut* in x-Richtung von $|x| < 150$ cm angelegt, wodurch solche Effekte ausgeschlossen wurden. Dies kann bei dieser Berechnung nicht gemacht werden, da die schon sehr geringe Nachweiswahrscheinlichkeit (vgl. Tabelle 6.7) für die $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ Reaktion um die Hälfte verringert werden würde. Außerdem kann bei einem etwas weiteren Schnitt, z.B. $|x| < 175$ cm, nicht garantiert werden, daß durch walk-Effekte Ereignisse, die eigentlich in dem Auswertevolumen liegen würden, verloren gehen.

Nach allen oben geschilderten Reduktionsschritten bleibt immer noch ein Untergrund bestehen, der nicht mehr weiter zu unterdrücken ist. Es könnte zwar noch die untere Ener-

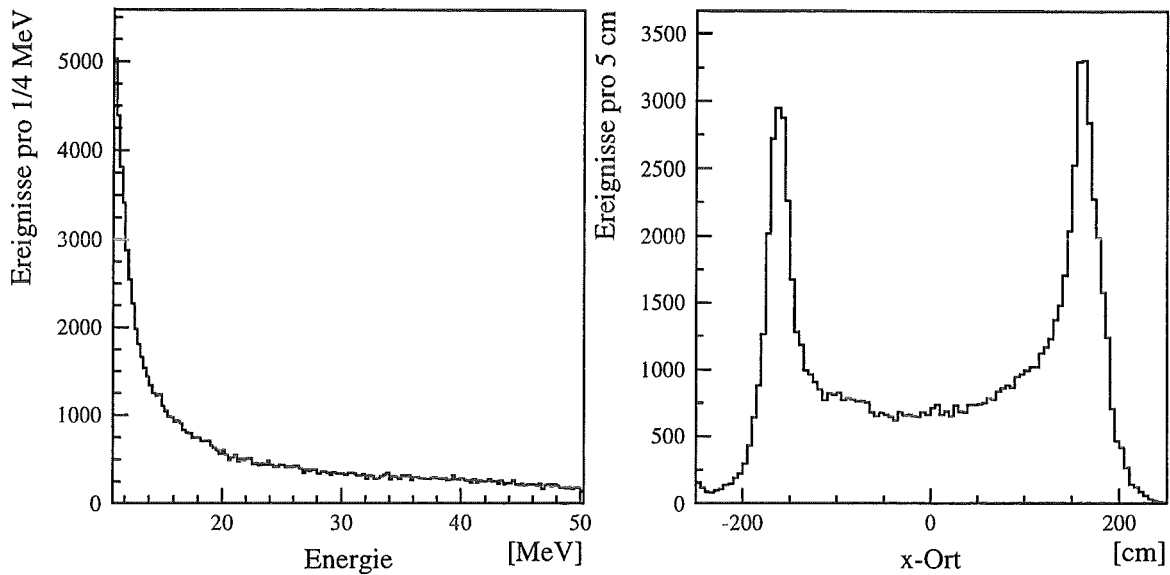


Abbildung 6.5: Energie- und Ortsverteilung von verbleibenden neutralen myoninduzierten Ereignissen nach Anwendung aller Reduktionsschritte.

giegrenze weiter nach oben verlegt werden, oder eine Spalte und eine Reihe weggeschnitten werden. Dies alles senkt aber auch die Nachweiswahrscheinlichkeit der Neutrinoereignisse, so daß das Signal zu Untergrund Verhältnis dadurch nicht verbessert werden würde.

Die Energieverteilung der unerkannten neutralen myoninduzierten Ereignisse (vgl. Abbildung 6.5) besteht fast nur noch aus einem Bremsstrahlungsspektrum. Der Anteil der Michelelektronen am Energiespektrum wird durch die Stack-Reduktion stark herabgesetzt. Das Ortsspektrum, das daneben abgebildet ist, hat die für außerhalb des Detektors stattfindenden Reaktionen typischen Erhöhungen an den Rändern. Dies war auch beim simulierten Spektrum der Neutrino-Eisen Reaktion zu beobachten (vgl. Abb. 4.9). Die höhere Zählrate auf der downstream Seite hat physikalische, geometrische und detektorspezifische Ursachen. Das Zusammenwirken der folgenden Effekte könnte eine Erklärung für die asymmetrische Verteilung sein.

- Der Zentraldetektor steht nicht in der Mitte des Blockhauses (vgl. Abb. 2.3). Dadurch müssen schräg einfallende Myonen auf der downstream Seite weniger Eisen durchqueren.
- Die Leckrate der äußeren Antizähler ist nicht auf allen Seiten identisch.

6.2 Reduktion der Experimentdaten

Bei der Vorreduktion der Rohdatensätze werden nur Beamperioden akzeptiert, in denen mindestens ein neutrales Ereignis mit einer Energie von mindestens 8 MeV gefunden wur-

Run	Runzeitraum	Target	Proton- energie	mittlerer Strahlstrom	Ladung
16	24.07. – 22.08.90	Uran	750 MeV	97 μ A	162.0 C
19	02.09. – 30.09.90	Uran	750 MeV	95 μ A	171.0 C
21	22.10. – 11.11.90	Uran	750 MeV	91 μ A	103.4 C
23	21.11. – 13.02.91	Uran	750 MeV	95 μ A	124.6 C
26	16.04. – 22.05.91	Uran	800 MeV	86 μ A	73.1 C
27	23.05. – 01.07.91	Uran	800 MeV	92 μ A	220.4 C
30	12.07. – 08.08.91	Uran	800 MeV	93 μ A	151.7 C
32	04.09. – 19.09.91	Uran	800 MeV	110 μ A	54.0 C
33	20.09. – 02.10.91	Uran	800 MeV	115 μ A	102.2 C
35	09.10. – 21.10.91	Uran	800 MeV	116 μ A	22.6 C
36	21.10. – 07.11.91	Tantal	800 MeV	138 μ A	196.6 C
37	18.11. – 23.12.91	Tantal	800 MeV	146 μ A	291.8 C
40	17.04. – 15.05.92	Tantal	800 MeV	123 μ A	216.1 C
41	29.05. – 25.06.92	Uran	800 MeV	135 μ A	226.4 C
42	08.07. – 23.07.92	Uran	800 MeV	126 μ A	120.4 C
44	10.09. – 28.09.92	Tantal	800 MeV	149 μ A	196.7 C
46	07.10. – 07.11.92	Tantal	800 MeV	157 μ A	282.5 C
48	23.11. – 22.12.92	Tantal	800 MeV	163 μ A	333.4 C
51	07.01. – 05.02.93	Tantal	800 MeV	177 μ A	398.5 C
55	17.05. – 14.06.93	Tantal	800 MeV	157 μ A	279.8 C
57	26.06. – 23.07.93	Tantal	800 MeV	165 μ A	344.2 C
58	23.07. – 12.08.93	Tantal	800 MeV	163 μ A	217.8 C
61	05.10. – 10.11.93	Tantal	800 MeV	174 μ A	412.2 C
62	10.11. – 22.11.93	Tantal	800 MeV	167 μ A	149.1 C
66	17.01. – 10.02.94	Tantal	800 MeV	166 μ A	293.0 C
67	18.02. – 20.03.94	Tantal	800 MeV	179 μ A	375.8 C
68	21.03. – 29.03.94	Tantal	800 MeV	181 μ A	113.3 C
69	10.04. – 09.05.94	Tantal	800 MeV	179 μ A	329.9 C
71	24.05. – 08.06.94	Tantal	800 MeV	175 μ A	210.9 C
72	24.06. – 28.06.94	Tantal	800 MeV	177 μ A	50.0 C
75	14.10. – 13.11.94	Tantal	800 MeV	164 μ A	298.7 C
77	23.11. – 22.12.94	Tantal	800 MeV	167 μ A	340.0 C
79	10.01. – 13.02.95	Tantal	800 MeV	170 μ A	439.9 C
80	14.02. – 15.02.95	Tantal	800 MeV	181 μ A	19.4 C
82	22.02. – 17.03.95	Tantal	800 MeV	181 μ A	309.1 C
83	18.03. – 24.03.95	Tantal	800 MeV	179 μ A	88.8 C
Σ					7719.2 C

Tabelle 6.1: Auflistung, der für die Auswertung verwendeten Neutrinoruns.

de. Die Datenmenge von 155 DAT's reduziert sich dadurch auf 3 DAT's (1 DAT \simeq 1.2 GByte). Diese Daten wurden mit Hilfe des Programmpakets *REDUCE_KARMEN_DATA* [Pli92] weiter verringert und auf N-tupel geschrieben. Dies erlaubt die Durchführung weiterer Reduktionsschritte und spezielle Schnitte, die sich erst im Laufe der Auswertung ergaben, z.B. auf Runs, andere SMU-Volumina, auf rauschende Module u.a. Die im Rahmen dieser Analyse angewandten Schnitte waren im Einzelnen:

Trigger : Das Ereignis durfte keine Anprecher in einem der äußeren Shield oder der inneren Antizähler haben. Dies ist die Definition eines *neutral event*.

Zeit : Es wurden zwei Zeitfenster zugelassen. Ein *prebeam window* mit $-190 \mu\text{s} < T_0 < -1,0 \mu\text{s}$ und ein *beam window* mit $0,5 \mu\text{s} < T_0 < 30,5 \mu\text{s}$

Energie : Die Ereignisenergie E_{vis} mußte die Bedingung $8 \text{ MeV} < E_{vis} < 60 \text{ MeV}$ erfüllen.

Ort : Es wurde außer der oben beschriebenen Bedingung eines *neutrals* kein weiterer *fiducial cut* gemacht.

Multiplizität : Die maximale Anzahl der Modulansprecher eines Ereignisses wurde nach den Monte-Carlo Studien in Kap. 4.4 auf vier festgelegt.

Stack : Die in Kapitel 6.1 dargelegte Totzeit von $20 \mu\text{s}$ wurde nach jedem Ereignis angelegt.

SMU : In dieser Phase der Reduktion wurden alle SMU-Daten aufgenommen, da die Auswirkungen der verschiedenen SMU-Schnitte auf die Daten erst noch erforscht werden mußten.

Die so erhaltenen Daten bilden die Basis für spezielle Energie- und Ortsschnitte (vgl. Kap 6.5), die jedoch erst in dem Likelihoodprogramm gemacht werden. Dadurch muß nur ein Datensample angelegt bzw. eingelesen werden.

6.3 Experimentdaten

In diesem Kapitel soll ein Eindruck vermittelt werden, aus welchen Anteilen sich das gemessene Energie- und Zeitspektrum zusammensetzt. Nachdem in Kapitel 4.5 auf die Form der Spektren eingegangen wurde und die Probleme der Trennung der Reaktionen angesprochen wurden, wird hier gezeigt wie gering die Ereignisrate der gesuchten Reaktionen ist. Die genauere Analyse mit verschiedenen Schnitten und Fehlerangaben wird in Kapitel 6.5 durchgeführt werden. Damit die unterschiedlichen Ereigniszahlen verglichen werden können, benötigt man erst den experimentellen Wirkungsquerschnitt. Dessen Berechnung wird in Kapitel 6.4 vorgestellt.

Das Energiespektrum, das man mit den im Kapitel 6.2 erläuterten Schnitten erhält, ist in Abbildung 6.6 a zu sehen. Nach einem Energie-Zeit Likelihoodfit (ET) können die Anteile und damit die Ereigniszahlen der beitragenden Reaktionen bestimmt werden. Der grau unterlegte Bereich zeigt das Energiespektrum der Untergrundreaktionen. Der Inhalt wurde

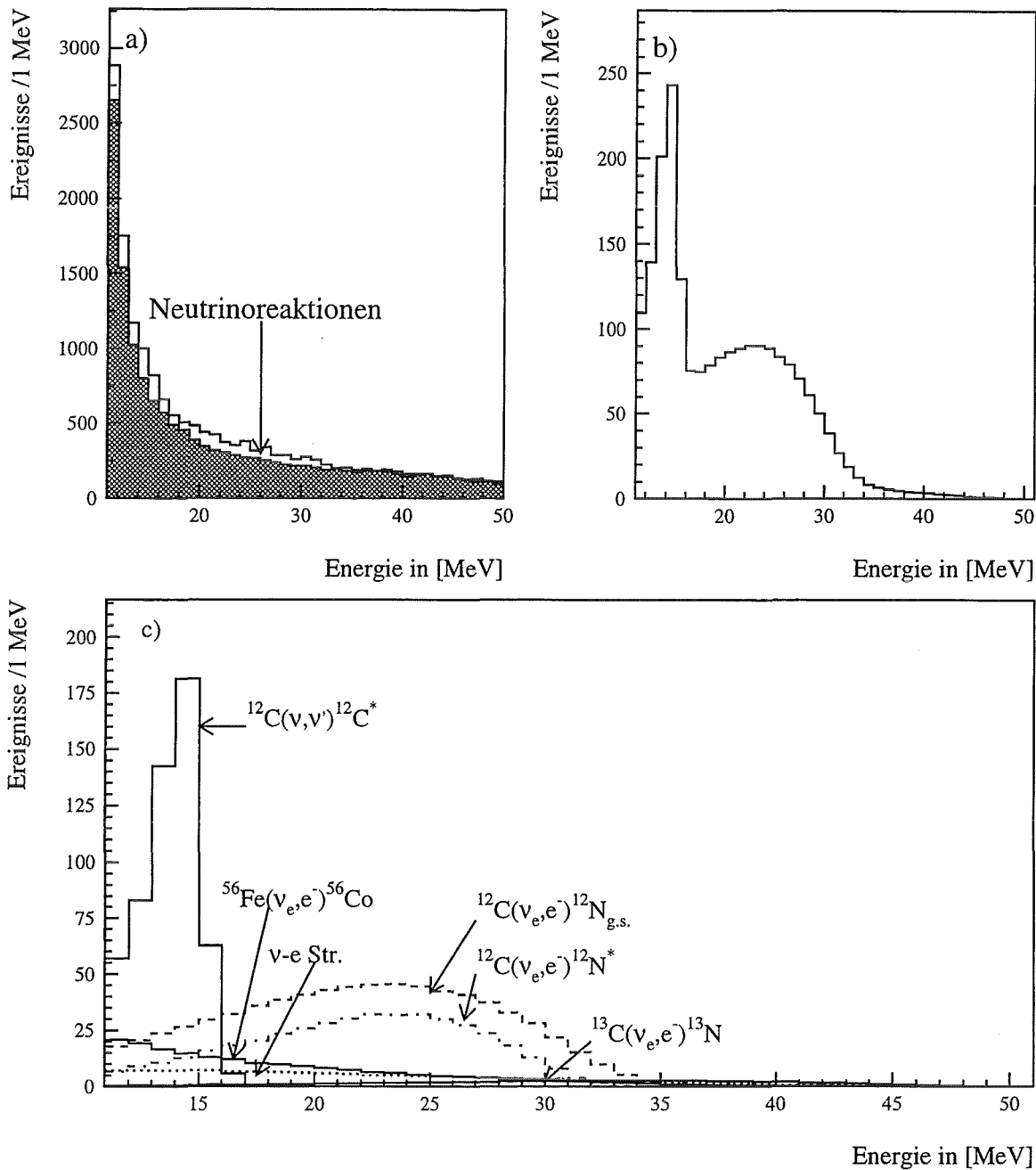


Abbildung 6.6: a) gemessenes Energiespektrum; im grau unterlegten Bereich liegen die Untergrundereignisse.
 b) Energiespektrum der neutrinoinduzierten Reaktionen aus der Likelihoodanalyse, dies ist der weiße Bereich von a. Die Energieverteilungen der einzelnen Neutrinoereignisse aus der Monte-Carlo Simulation wurden gemäß des Likelihoodfits normiert und addiert.
 c) Energiespektrum der einzelnen Neutrinoereignisse, die das Summenspektrum in b bilden.

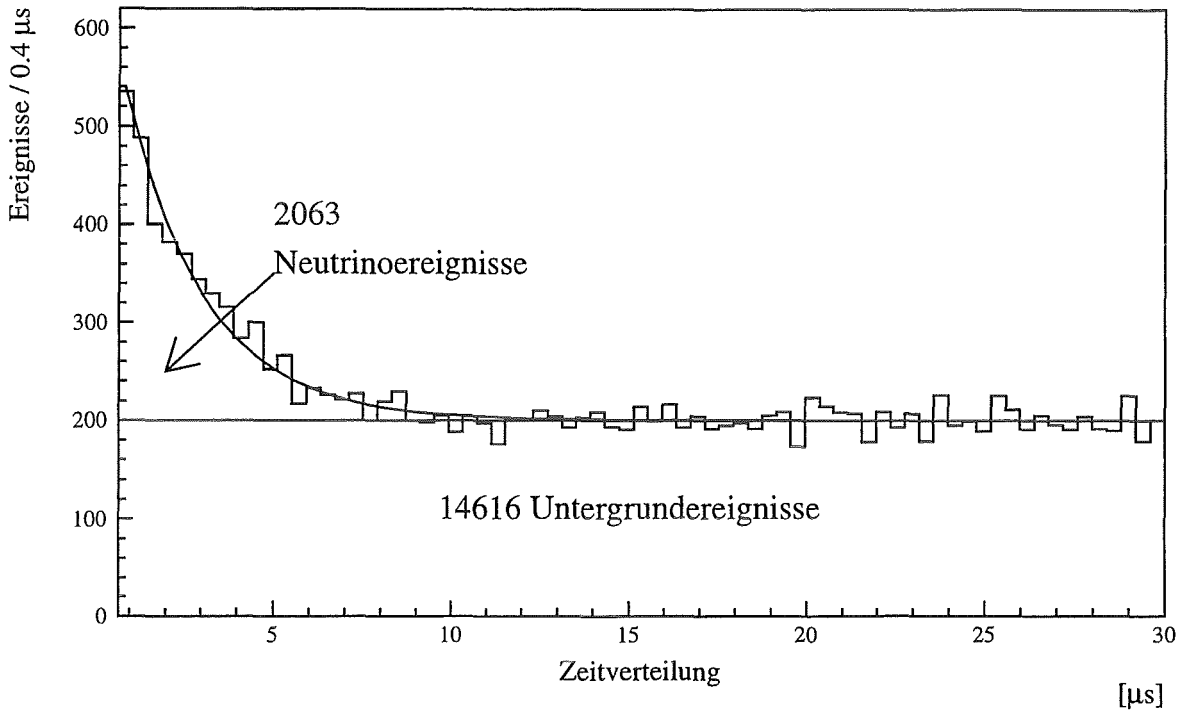


Abbildung 6.7: Gemessene Zeitverteilung mit Untergrundereignissen und neutrinoinduzierten Ereignissen.

Reaktion	Ereignisse	Reaktion	Ereignisse
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$	725	$e(\nu, \nu')e'$	131
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	423	$^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$	59
$^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	533	$^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$	192
Neutrinoereignisse			2063
Untergrundereignisse			14616

Tabelle 6.2: Ereigniszahlen der Reaktionen, die am Energiespektrum in Abbildung 6.6 beteiligt sind.

nach dem Ergebnis des Likelihoodfits normiert. Im weißen Bereich befinden sich alle neutrinoinduzierten Ereignisse. In Abbildung 6.6 b ist dieses Summenenergiespektrum ohne die Untergrundereignisse zu finden. Hier wurden die Energiespektren der Neutrinoereignisse aus der Monte-Carlo Simulation addiert. Deren Anteile wurden nach dem Ergebnis des Likelihoodfits normiert. Der 15 MeV Peak aus der Reaktion $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ ist deutlich zu erkennen. Auch die Summe der Reaktionen $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ und $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ kann man aus diesem Energiespektrum herausfinden. Die geringen Anteile der Reaktionen $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ und $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ sind selbst in Abbildung 6.6 c, in der die

Energieverteilungen der einzelnen Reaktionen mit ihren Beiträgen zu sehen sind, nur sehr schwer zu finden. Diese Abbildungen zeigen sehr schön wie klein die Effekte sind nach denen gesucht wird. Die Ereigniszahlen der Reaktionen sind in Tabelle 6.2 aufgelistet.

Die Zeitverteilung aller Ereignisse in dem Zeitfenster $0.7\mu\text{s} < t < 30\mu\text{s}$ setzt sich aus zwei Funktionen zusammen. Die neutrinoinduzierten Ereignisse folgen der Zerfallsstruktur des Myons, das mit einer mittleren Lebensdauer von $2.2\mu\text{s}$ zerfällt. Die Untergrundereignisse haben keine Zeitabhängigkeit. Sie haben in der Zeitverteilung einen konstanten Anteil (vgl. Abb. 6.7).

6.4 Wirkungsquerschnittsberechnung

Als Wirkungsquerschnitt wird hier immer der gemäß dem Neutrinofluß von ISIS gemittelte Wert angegeben werden. Da es im *single-prong* Spektrum, wie in Kap. 5 schon erwähnt, nicht möglich ist, die Ereignisse jeder Reaktion einzeln zu messen, wird jeweils eine Verteilung für die Meßgrößen Energie, Zeit, Ort und Multiplizität aufgenommen, zu der alle Reaktionen beitragen. Die Anteile der Reaktionen werden über den Likelihoodfit bestimmt. Aus diesen wird die Ereigniszahl bestimmt, die für die Wirkungsquerschnittsbestimmung benötigt wird. In den Wirkungsquerschnitt $\langle \sigma \rangle$ gehen neben der Anzahl der Targetkerne T_{target} , dem effektiven Neutrinofluß ϕ_{eff} und der Zahl der Ereignisse N auch die Nachweiswahrscheinlichkeiten ε für die jeweiligen Schnitte ein. Die angesprochenen Größen werden in den nachfolgenden Unterkapiteln näher erläutert. Es gilt:

$$\langle \sigma \rangle = \frac{N}{\phi_{eff} \cdot N_{target} \cdot \varepsilon} \quad (6.1)$$

6.4.1 Effektiver Neutrinofluß

Der Neutrinofluß durch den Detektor hängt von zwei Größen ab. Dies ist das π^+/p Verhältnis und der effektive Detektorabstand zur Quelle. Die Neutrinos werden an ISIS über den π^+ Zerfall in $\mu^+ + e^+ + \bar{\nu}_\mu$ erzeugt. Die Neutrinorate entspricht demzufolge der Pionrate. Tabelle 6.3 zeigt die Ergebnisse einer Berechnung für die ISIS Target- und Strahlgeometrie [Bur95].

Strahlenergie	Uran	Tantal
750 MeV	0,0349	0,0388
800 MeV	0,0412	0,0459

Tabelle 6.3: π^+/p Verhältnis

Das Target und die Protonenenergien wurden in dem Auswertzeitraum (Run 16–83) mehrmals gewechselt (vgl. Tabelle 6.1), so daß für das mittlere π^+/p Verhältnis gilt:

$$\frac{\pi^+}{p} = \frac{1}{Q_{ges}} \cdot \sum_{i=16}^{83} \left(\frac{\pi^+}{p} \right)_i \cdot Q_i \quad (6.2)$$

Mit: Q_{ges} die gesamte Ladung der Protonen
 i Runnummer
 Q_i Protonenladung im Run i
 $\left(\frac{\pi^+}{p} \right)_i$ π^+/p Verhältnis im Run i

Daraus ergibt sich für Run 16 bis 83 :

$$\frac{\pi^+}{p} = 0.04451 \pm 0.0031$$

Die Neutrinos aus den im Target in Ruhe zerfallenden Pionen werden in 4π abgestrahlt. Ihr Fluß nimmt mit $1/r^2$ ab. Da nicht jeder Punkt im Detektor den gleichen Abstand zur Quelle hat, wird ein effektiver Abstand berechnet. Dies erfolgt mit Hilfe einer numerischen Integration über das Detektorvolumen. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß die Neutrino-Eisen Absorption in der inneren passiven Abschirmung und in den Photomultiplierwänden stattfindet. Deshalb werden dazu die Koordinaten der inneren passiven Abschirmung genommen, während bei den Neutrino-Reaktionen am Kohlenstoff die des Tanks maßgebend sind. Die Unterschiede sind wegen der symmetrischen Verteilung des Eisens sehr gering. Die Berechnungen ergaben [Arm95]:

$$\begin{aligned} r_{Eisen} &= 1768 \text{ cm} \pm 10 \text{ cm} \\ r_{Kohlenstoff} &= 1772 \text{ cm} \pm 10 \text{ cm} \end{aligned}$$

Die 0.5 % Fehler kommen nicht aus der numerischen Integration, sondern aus der Unsicherheit der Messung des Detektorabstandes von der Quelle.

Der effektive integrale Neutrinofluß berechnet sich zu:

$$\phi_{eff} = \frac{Q_{ges}}{e} \cdot \frac{\pi^+}{p} \cdot \frac{1}{4\pi r_{eff}^2} \quad (6.3)$$

Mit einer Ladung von 7719.2 C erhält man einen integralen Neutrinofluß von:

$$\begin{aligned} Eisen : \phi_{eff} &= (5.46 \pm 0.382) \cdot 10^{13} \nu_e / \text{cm}^2 \\ Kohlenstoff : \phi_{eff} &= (5.435 \pm 0.38) \cdot 10^{13} \nu_e / \text{cm}^2 \end{aligned}$$

6.4.2 Targetkerne

Eine Auflistung des im Detektor und in der passiven Abschirmung existierenden Eisens ist in Tabelle 6.4 zu finden.

Passiv Shield [to]		PMT-Wand [to]		Detektor [to]	
Decke	21.52	upstream	13.2	Tank	1.0
Stirnwände	64.49			Klemmleisten	3.0
Boden	23.75	downstream	13.2	Deckel	4.0
Seitenwände	72.44			Träger	1.0
Summe	181.80		26.4		9.0
Gesamt					217.0

Tabelle 6.4: Eisenmasse im und um den Detektor in Tonnen

Der verwendete Stahl hat die natürliche Isotopenverteilung von Eisen [Nuk81]. Die Verunreinigung mit Kohlenstoff beträgt 0.15 %. Andere Anteile wie z.B. Schwefel liegen deutlich darunter. Deshalb wird ein Eisenanteil von 100 % angenommen, der sich wie in Tabelle 6.5 angegeben aufteilt.

Isotope	Anteil	Masse [to]	Targetatome
^{54}Fe	5.8 %	12.59	$1.404 \cdot 10^{29}$
^{56}Fe	91.7 %	198.99	$2.141 \cdot 10^{30}$
^{57}Fe	2.2 %	4.77	$5.045 \cdot 10^{28}$
^{58}Fe	0.3 %	0.65	$6.761 \cdot 10^{27}$
Gesamt	100.0 %	217.00	$2.339 \cdot 10^{30}$

Tabelle 6.5: Isotopenverteilung von Eisen und Anzahl der Targetatome

Kern	Anzahl
^{12}C	$2.532 \pm 0.025 \cdot 10^{30}$
^{13}C	$2.816 \pm 0.028 \cdot 10^{28}$
^{56}Fe	$2.339 \pm 0.023 \cdot 10^{30}$
e^-	$1.928 \pm 0.019 \cdot 10^{31}$

Tabelle 6.6: Anzahl der Targetatome der Kerne, deren Reaktion im *single-prong* Spektrum einen meßbaren Beitrag haben. Die Neutrino-Kernwechselwirkung an ^{27}Al und die ν - e -Streuung an den Elektronen von ^{56}Fe werden in den Anhängen B und C diskutiert.

Die Neutrinoreaktionen am Kohlenstoff und die ν - e^- Streuung werden in der Monte-Carlo Simulation im Szintillator und in der Segmentierung aus Plexiglas gestartet. Da die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Reaktionen daraus berechnet werden, müssen bei der Bestimmung der Anzahl der Kerne beide Materialien berücksichtigt werden. Das Simulationsprogramm unterscheidet nicht zwischen den Eisenisotopen. Wegen der geringen Beimischung und der Annahme, daß der Wirkungsquerschnitt der anderen Isotope nicht wesentlich von dem für ^{56}Fe abweicht, wird die Targetzahl aus Tabelle 6.5 in den weiteren Berechnungen verwendet werden. In der Tabelle 6.6 sind die Zahlen für die verschiedenen

Kerne aufgeführt. Der systematische Fehler wurde 1 % abgeschätzt.

Die Zahl der Eisenatome in der inneren passiven Abschirmung und in den Photomultiplierwänden ist fast identisch mit den im Detektor vorhandenen ^{12}C Atomen. Darum ist es möglich, trotz der in Kapitel 6.4.3 angegebenen geringen Nachweiswahrscheinlichkeit der Neutrino-Eisen Wechselwirkung eine erfolgsversprechende Auswertung dieser Reaktion durchzuführen.

6.4.3 Nachweiswahrscheinlichkeiten

Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit ε wird aus dem Produkt mehrerer Einzelnachweiswahrscheinlichkeiten berechnet, die von den Softwareschnitten, aber auch von Hardware-schwellen und reaktionsspezifischen Eigenschaften abhängen. Die daraus resultierenden Nachweisverluste v sind im einzelnen:

v_{Stack} Nachweisverlust durch eine 20 μs Totzeit, die nach jedem Ereignis angelegt wird. ("Data Stack"-Reduktion)

v_{SMU} Kombination von Meßzeit- und Nachweisvolumenverlust, da nach einem erkannten, im Detektor gestoppten Myon Ereignisse, die in einer Totzeit und in einem Totvolumen liegen, verworfen werden. ("SMU"-Reduktion)

v_{Zeit} Meßzeitverlust, da nicht über den ganzen Myonzerfallszeitraum ausgewertet wird.

v_{Monte} Efficiencyverlust, der durch das Monte-Carlo beschrieben wird. Z.B. Orts-, Energie- und Multiplizitätsschnitte, Hardware Triggerwahrscheinlichkeit.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten ε sind über die Beziehung $\varepsilon = 1 - v$ mit den Nachweisverlusten verknüpft.

Data-Stack und SMU Nachweiswahrscheinlichkeit

Diese Nachweiswahrscheinlichkeiten geben an, wie wahrscheinlich es ist, daß durch die Stack Totzeit (20 μs) und den SMU Schnitt ($\Delta x = 30 \text{ cm}$, $\Delta\text{Reihe} = \Delta\text{Spalte} = 1.5$ und $\Delta t = 100 \text{ ms}$) Neutrinoereignisse verworfen werden. Diese zufällige Koinzidenzrate und die daraus resultierenden Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden in [Wol95] bestimmt.

$$\boxed{\varepsilon_{Stack} = 92.1\%} \quad \text{und} \quad \boxed{\varepsilon_{SMU} = 97.1\%}$$

Nachweiswahrscheinlichkeit des Zeitfensters

Der Zeitschnitt, der bei den Auswertungen verwendet wird, ist ein Kompromiß zwischen einer optimalen Trennung der prompten ν_μ bzw. schneller Neutronen und den $\bar{\nu}_\mu$, ν_e aus dem Myonzerfall. Man ist ferner bestrebt ein kurzes Zeitfenster zu wählen, damit das Verhältnis von Signal zu Untergrund groß wird, andererseits ermöglicht ein langes Zeitfenster eine bessere Untergrundtrennung in der Likelihood-Analyse. Die untere Grenze des

Zeitintervalls wurde auf $0.7 \mu\text{s}$ festgesetzt. Bei der oberen Grenze zeigten Likelihoodfits mit $10 \mu\text{s}$, $15 \mu\text{s}$, $20 \mu\text{s}$ und $30 \mu\text{s}$, daß das längste Zeitfenster den kleinsten Fehler lieferte, denn trotz der häufigeren Untergründereignisse war die Zahl der Neutrinoereignisse gleich und hatte einen geringeren Fehler. Die aus diesem Zeitschnitt berechnete Nachweiswahrscheinlichkeit ist:

$$\varepsilon_{Zeit} = 81.3\%$$

Nachweiswahrscheinlichkeit aus der Monte-Carlo-Simulation

Die $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ Reaktion findet nicht im Detektor statt, deshalb führen nur 6.7% aller gestarteten Elektronen zu einer Energiedeposition im Detektor. Diese Zahl hängt nur von der Detektorgeometrie und der Flugrichtung der Primär- und den erzeugten Sekundärteilchen ab.

Die Detektorakzeptanz wird mit der Simulation der Detektorantwort bestimmt. Sie ist auch für alle anderen Reaktionen relevant. Die Vorgehensweise wurde in Kap. 4.4 beschrieben. Es wurde für jeden Ortsschnitt ein Energiehistogramm angelegt, aus dem die Ereignisse, die in dem jeweiligen Energieintervall liegen, ersichtlich sind. Diese Zahl wird durch die Anzahl der gestarteten Ereignisse geteilt. In Tabelle 6.7 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten aufgelistet, wobei bei der $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ Reaktion die oben genannte Zahl bereits berücksichtigt wurde.

Reaktion	Energieschnitt			
	11 – 50 Mev		16 – 50 Mev	
	Ortsschnitt			
	-250 – 250 cm	-175 – 175 cm	-250 – 250 cm	-175 – 175 cm
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	79.8 %	79.5 %	69.5 %	69.3 %
$^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$	81.7 %	80.6 %	78.1 %	77.3 %
$^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$	0.83 %	0.77 %	0.47 %	0.44 %

Tabelle 6.7: Monte-Carlo Nachweiswahrscheinlichkeiten der Reaktionen für unterschiedliche Energie- und Ortsschnitte

6.5 Ergebnisse bei verschiedenen Schnitten

Nach der in Kapitel 6.2 besprochenen Reduktion der Daten werden die Ereignisse in ein Datenfile geschrieben, von dort aus sie vom Likelihood-Analyse-Programm eingelesen werden. Die Schnitte, die bei der Reduktion gewählt wurden, waren bewußt offen gehalten. Dies ermöglichte es, bei einem Datensatz Schnitte für verschiedene Likelihoodfits variabel anzuwenden.

Die Notwendigkeit von Schnitten wird im folgenden kurz erläutert. Die optimale Voraussetzung für eine Likelihood-Analyse wäre, keine Schnitte anzulegen, also die Information über den gesamten Energie-, Orts- und Zeitbereich der Fitprozedur zukommen zu

lassen. Dies ist aber in der Praxis nicht sinnvoll, da es immer wieder Energie-, Orts- oder Zeitbereiche gibt, in denen das Signal oder der Untergrund nicht vollständig verstanden sind (vgl. Kapitel 6.1). Diese dürfen für die Analyse nicht verwendet werden. Desweiteren sollte versucht werden, die Nachweiswahrscheinlichkeiten der zu untersuchenden Reaktionen mit den Schnitten so groß wie möglich zu machen.

Die Fitergebnisse der Likelihood-Analyse wären bei der Durchführung mehrerer Experimente gaußverteilt (vgl. Anhang A). Da aber nur ein experimenteller Datensatz vorliegt, weiß man nicht, wo das Ergebnis in der Gaußverteilung liegt. Es kann im Maximum liegen, was am besten wäre, aber es kann auch weiter von ihm entfernt sein. Damit die Schwankungen besser abzuschätzen sind, werden mehrere Schnitte gemacht. Allerdings muß beachtet werden, daß die nach den Schnitten betrachteten Datensätze nicht unabhängig voneinander sind. Es sind jeweils Untermengen des offensten Schnittes. Die verschiedenen Schnitte sind auch ein guter Test für die Nachweiswahrscheinlichkeit, die mit der Simulation der Detektorantwort bestimmt wird (vgl. Kap. 6.4.3). Wenn sich die Fehlerbereiche der Wirkungsquerschnitte, die man mit den unterschiedlichen Schnitten erhält, nicht mehr überlappen, kann dies auch daran liegen, daß der Detektor vom Monte-Carlo noch nicht richtig beschrieben wird und die Nachweiswahrscheinlichkeiten für Orts- und Energieschnitte nicht richtig berechnet werden.

Es gibt demnach keinen *optimalen* Schnitt. Die verschiedenen Schnitte besitzen jeweils ihre physikalische Berechtigung, deshalb wurden mehrere Varianten ausgewertet:

- x-Ort:

- 175 cm $< x < 175$ cm : Dies ist die physikalische Länge der Modulachse. Es werden nur Ereignisse ausgewertet, die ihren x-Ort auch innerhalb des Moduls haben. Die in Kapitel 6.1 angesprochene Problematik mit den noch nicht verstandenen Effekten, die bei einigen Modulen auftreten, entfällt.

- 250 cm $< x < 250$ cm : Der gesamte x-Ort Bereich wird ausgewertet. Es wird nicht wie oben in einen Peak geschnitten. Verluste an Ereignissen, die durch walk-Effekte bei dem obigen Schnitt verworfen werden, obwohl ihr wahrer x-Ort noch innerhalb liegt, treten bei diesem Schnitt nicht auf. Außerdem ist die Nachweiswahrscheinlichkeit hier am höchsten (vgl. Tabelle 6.7).

- Energie:

- 11 – 50 MeV: In diesem Energiebereich finden alle Neutrino-Reaktionen statt (vgl. Kapitel 4.5). Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Neutrino-Eisen Reaktion ist fast doppelt so hoch wie beim 16 – 50 MeV Schnitt. Allerdings steigt der kosmische Untergrund um denselben Faktor, so daß das Signal zu Untergrund Verhältnis eher schlechter wird. Außerdem trägt die neutrale Stromreaktion $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ am Kohlenstoff in diesem Energiefenster ebenfalls zur Ereignisrate bei.

- 16 – 50 MeV: Die Nachweiswahrscheinlichkeiten sind zwar kleiner, dafür ist zum einen der Untergrund geringer, es findet keine neutrale Stromreaktion statt, und alle Neutrino-Reaktionen, die nicht variiert werden, sind entweder mit anderen Auswertemethoden bei KARMEN gemessen worden oder sind durch das Standardmodell sehr gut bestimmt (ν -e-Streuung).

Die Ereignisse der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ Reaktion können aus dem Datensatz entfernt werden, da diese Ereignisse mit Hilfe des sequentiellen Ereignisses erkannt wurden. Dies erhöht den Anteil der beiden gesuchten Reaktionen und sollte deren Fehler verringern. Um diesen Effekt und die Korrelation der beiden Reaktionen mit der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ Reaktion erkennen zu können, wurden zwei Datensätze angelegt. Einer beinhaltet die sequentiellen Ereignisse, beim anderen Datensatz waren diese eliminiert.

Die oben dargelegten Orts- und Energieschnitte wurden kombiniert und mit jedem der beiden Datensätze wurde mit jeder Kombination sowohl ein Energie-Zeit (ET) als auch ein Energie-Zeit-Ort (ETX) Likelihoodfit durchgeführt. Um zu überprüfen, ob der Likelihoodfit die kosmische Untergrundkomponente gut erkennt und sie nicht vielleicht der Neutrino-Eisen-Wechselwirkung zuordnet (die Energie- und Ortsspektren dieser beiden Reaktionen sind recht ähnlich) wurde auch immer noch ein reiner Zeit Likelihood, der nur den Neutrinoanteil und den Untergrundanteil fittet, ausgeführt. Die hierbei erhaltene Zahl von Untergrundeignissen war im Rahmen der Fehler immer identisch mit den Werten, die der ET- und die der ETX-Likelihoodfit berechnete. Die Kombinationen Energie-Ort (EX) und Zeit-Ort (TX) waren instabil und die Ergebnisse hatten sehr große Fehler, so daß diese beiden Likelihoodfits nicht weiter betrachtet wurden.

Zweidimensionale Likelihood-Analyse

Die Zusammensetzung des *single prong* Spektrums wurde in Kapitel 4.5 erläutert. Von diesen Reaktionen wurden zwei Anteile im Fit frei variiert, die Neutrino- ^{56}Fe und die Neutrino- ^{13}C Reaktion. Die restlichen Neutrinoereaktionen wurden festgehalten. Ihr Anteil errechnet sich aus den in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Wirkungsquerschnitten und der jeweiligen Nachweiswahrscheinlichkeit.

Die Ergebnisse dieser Likelihoodfits für die Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ und die Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ sind in Abbildung 6.8 zu sehen. Die Sterne bezeichnen das Minimum, die Balken den zweidimensionalen 1σ -Fehlerbereich.

Die systematischen Schwankungen bei den Wirkungsquerschnitten der Neutrino-Eisen Absorption für unterschiedliche Cuts sind maximal $1,5\sigma$. Die Fehlerbalken überlappen sich auch für die beiden verschiedenen Datensätze. Die Fehler sind, wie oben erwartet, beim Datensatz ohne die sequentiellen Ereignisse geringer und die Streuung der Minima ist nicht so breit. Auch die zusätzliche Eigenschaft in der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des ETX-Likelihoods wirkt sich fehlerverringern aus. Allerdings scheint die Ortsinformation die Likelihoodfunktion nicht wesentlich steiler zu machen. Sonst wären die Fehler beim ETX-Likelihoodfit deutlich kleiner als die des ET-Likelihoodfits. Die beiden aussagekräftigsten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen sind die Energie- und die Zeitwahrscheinlichkeitsdichtefunktion. Der Unterschied zwischen den beiden Energiefenstern ist trotz der zusätzlichen Neutrinoereaktion klein. Dies zeigt, daß der neutrale Strom gut bestimmt ist.

Das oben für die Neutrino-Eisen Wechselwirkung gesagte gilt auch für die Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$. Die Schwankungen sind bis auf zwei Ausreißer, deren Fehlerbalken sich aber auch mit den anderen überlappen, viel kleiner.

Die Korrelation der beiden Reaktionen wird, wie in Kapitel 5.3 eingeführt, durch den

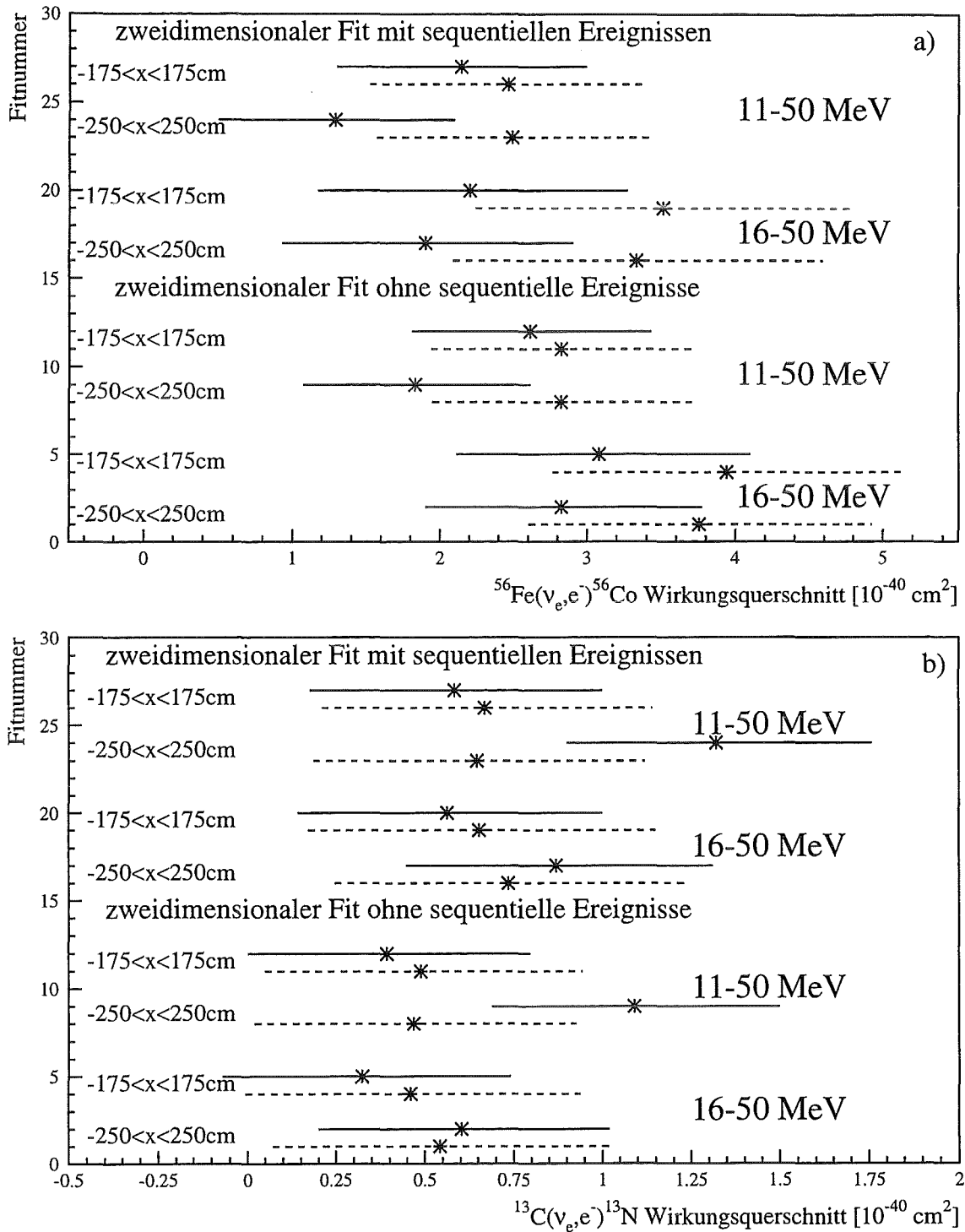


Abbildung 6.8: Wirkungsquerschnitte a) der Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ und b) der Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$.

Die gestrichelte Linie ist das Ergebnis des ET-Likelihoodfits, die durchgezogene das des ETX-Likelihoodfits.

Korrelationskoeffizienten ρ angegeben, der Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann. Seine Werte sind in der Tabelle 6.8 in Abhängigkeit von der Art des Likelihoods und des Energieintervalls zu sehen.

Likelihood Art	Energiebereich	
	11–50 MeV	16–50 MeV
ET	0.36	0.44
ETX	0.27	0.31

Tabelle 6.8: Korrelationskoeffizient der zweidimensionalen Likelihood-Analyse

Der Korrelationskoeffizient ist unabhängig vom angewandten Ortsschnitt. Es ist zu beachten, daß mit zunehmender Information (von ET zu ETX und vom engeren Energieintervall zum weiteren) der Korrelationskoeffizient kleiner wird. Physikalisch besteht zwischen beiden Reaktionen keine Korrelation. Sie wird vielmehr durch die Ähnlichkeit der Wahrscheinlichkeitsdichten erzeugt. Dies ist hier besonders die Zeitverteilung, die für beide Reaktionen gleich ist und die nur durch die unterschiedliche Energie- bzw. Ortsverteilung verringert wird. Fittet man nur die Zeit, so ist der Korrelationskoeffizient eins.

Dreidimensionale Likelihood-Analyse

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$, dessen Berechnung in [Wol95] beschrieben ist, wird auch aus dem *single prong* Spektrum bestimmt. Die Orts- und Energieschnitte sind zwar andere, um aber sicher zu sein, daß das zweidimensionale Ergebnis nicht nur dann zustande kommt, wenn dieser Parameter festgehalten wird, wurde auch er variiert. Dabei wurden die gleichen Energie- und Ortsschnitte wie im zweidimensionalen Fit angewendet.

Die Wirkungsquerschnitte dieser Analyse sind in der Abbildung 6.9 (Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ und $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$) und in der Abbildung 6.10 (Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$) zu sehen.

In der Abbildung 6.9 wurden die Ergebnisse des ET-Likelihoodfits im Energieintervall von 16–50 MeV weggelassen, da hier offensichtlich die Ereignisinformation nicht ausreicht, um die Reaktionen gut voneinander zu trennen. Bei den verbleibenden vier ET-Likelihoodfits für das Intervall 11–50 MeV sieht man sehr gut, daß die Wirkungsquerschnitte der Neutrino-Eisen-Wechselwirkung etwas zu hoch und die der Neutrino-Kohlenstoff Reaktion in den angeregten Stickstoff zu niedrig sind. Der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt sollte nach [Wol95] bei $5.4 \pm 0.91 \times 10^{-42} \text{cm}^2$ liegen. In diesem Band befinden sich die meisten Minima und alle Fehlerbalken.

Der Wirkungsquerschnitt für die Neutrino-Reaktion an Eisen der dreidimensionalen Analyse streut zwar stärker als im zweidimensionalen Fall, dennoch ist das Ergebnis sehr gut, da sich im Rahmen der Fehler keine Änderungen zum oben erhaltenen Resultat ergaben.

Der neue freie Parameter ändert die Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ weniger als die der Neutrino-Eisen Reaktion. Die Schwankungen der Werte sind geringer

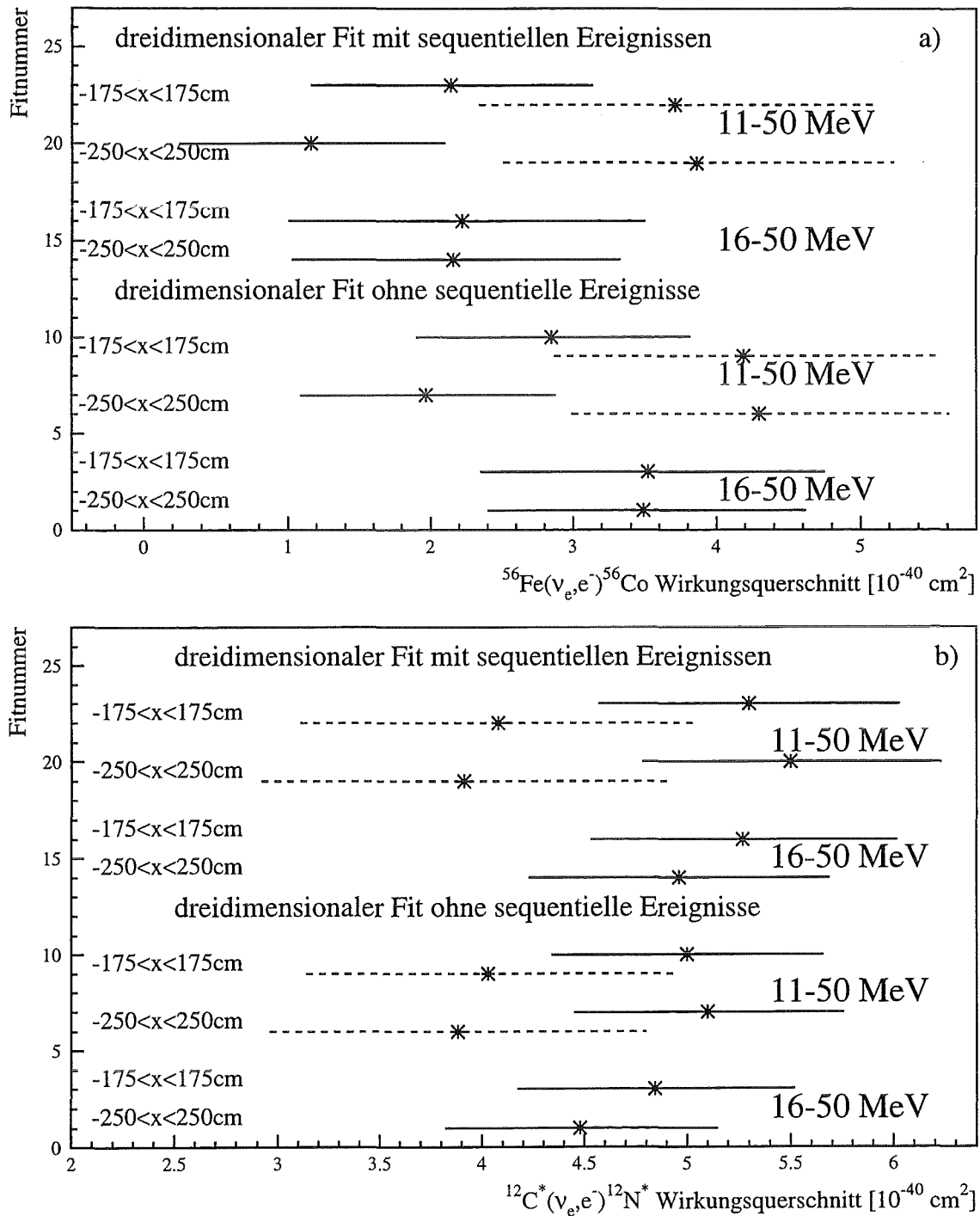


Abbildung 6.9: Wirkungsquerschnitte a) der Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ und b) der Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$.

Die gestrichelte Linie ist das Ergebnis des ET-Likelihoodfits, die durchgezogene das des ETX-Likelihoodfits.

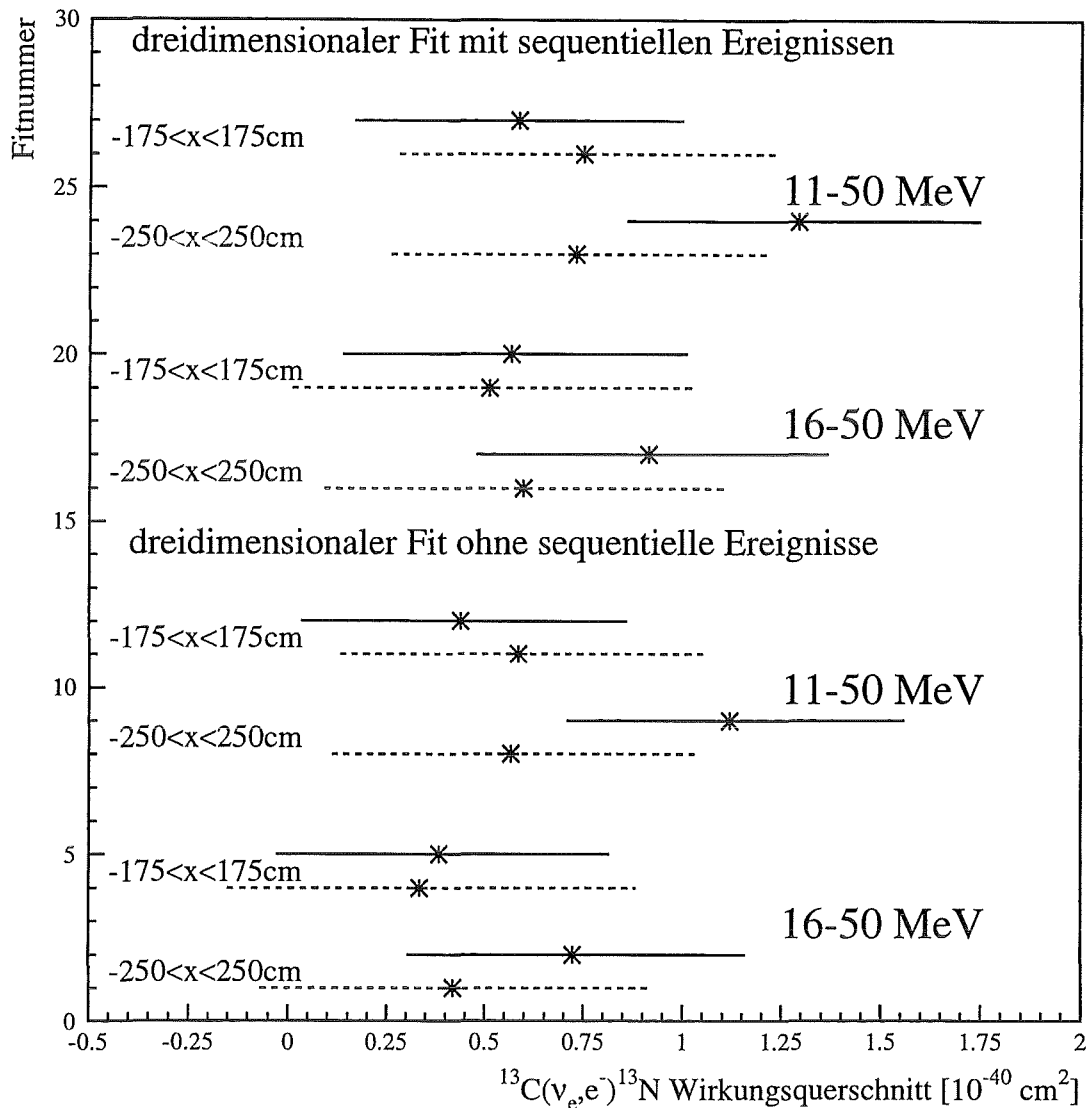


Abbildung 6.10: Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ aus einer dreidimensionalen Likelihoodanalyse. Die gestrichelte Linie ist das Ergebnis des ET-Likelihoodfits, die durchgezogene das des ETX-Likelihoodfits.

als bei den anderen beiden Reaktionen. Die Wirkungsquerschnitte **aller** Likelihoodfits sind identisch mit denen der zweidimensionalen Analyse.

Im Gegensatz zum zweidimensionalen Fall gibt es nun drei Korrelationskoeffizienten, die in Tabelle 6.9 aufgelistet sind. Die Korrelationskoeffizienten hängen wiederum nur von der Art des Likelihoodfits und vom Energieintervall ab. Bemerkenswerterweise nimmt der

Korrelation zwischen	Energiebereich			
	11–50 MeV		16–50 MeV	
	ET	ETX	ET	ETX
$^{12}\text{C}, ^{13}\text{C}$	0.77	0.58	0.88	0.58
$^{13}\text{C}, \text{Fe}$	0.39	0.36	0.47	0.37
$^{12}\text{C}, \text{Fe}$	0.77	0.54	0.89	0.56

Tabelle 6.9: Korrelationskoeffizient der dreidimensionalen Likelihood-Analyse

Korrelationskoeffizient zwischen dem neuen variablen Parameter und den anderen beiden sehr hohe Werte an. Zwar verringert sich beim ETX-Fit die Korrelation, aber selbst Werte um 0.5 deuten doch auf eine Korrelation der Fitparameter hin. Dies könnte eine Erklärung dafür sein, daß die die Wirkungsquerschnitte des ET-Likelihoodfits von denen des ETX stärker abweichen und die Schwankungen im Vergleich zu den Ergebnissen aus der zweidimensionalen Analyse größer werden. Die Ereignisse, die nicht zur Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ klassifiziert werden, werden mit großer Wahrscheinlichkeit einer der beiden anderen Neutrinoreaktionen zugeordnet. Bei der dreidimensionalen Analyse kommt somit nicht nur ein weiterer zu bestimmender Parameter hinzu, sondern dessen Schwankungen übertragen sich fast direkt auf die Ergebnisse für die Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ und die Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$.

Zusammenfassend kann aber festgehalten werden, daß der dreidimensionale Fit die Ergebnisse des zweidimensionalen Fits im wesentlichen bestätigt und darüberhinaus den Wirkungsquerschnitt einer weiteren Reaktion im *single prong* Spektrum bestimmt. Die Fitwerte sind in sehr guter Übereinstimmung mit denen von [Wol95].

6.6 Wirkungsquerschnitte der $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ und $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ Reaktion

Die in Kapitel 6.5 vorgestellten Ergebnisse dienen nur zur Überprüfung der Stabilität gegenüber anderen Schnitten und neuer freier Parameter. Zur Angabe eines Wirkungsquerschnittes muß der objektiv "beste" Schnitt gesucht werden. In diesem Zusammenhang steht der Terminus "bester" Schnitt für "physikalisch sinnvoll" und an die zu untersuchende Reaktion angepaßt.

Da die Arbeit ursprünglich nur die Untersuchung der Neutrino-Eisen Absorption umfaßte und es bereits eine Arbeit gibt, die sich unter anderem mit der Neutrino- ^{13}C Reaktion beschäftigte [Hoe95], sind alle Schnitte auf die Neutrino-Eisen Reaktion optimiert. Dies bedeutet aber nicht, daß die Ergebnisse, die der Likelihoodfit für die Neutrino- ^{13}C Reaktion liefert, nicht richtig sind. Die in Abbildung 6.8 und 6.10 gezeigten Wirkungsquerschnitte beweisen vielmehr, daß man im *single prong* Spektrum auch ohne *fiducial cuts* ($|x| < 150$ cm, $1.5 < \text{Reihe} < 30.5$ und $1.5 < \text{Spalte} < 15.5$) gute Ergebnisse erzielen kann, wenn alle Reaktionen in die Analyse eingehen.

Die endgültige für die Wirkungsquerschnittsangabe verwendeten "optimalen" Schnitte sind:

Energie: 16 bis 50 MeV

Zeit: 0.7 bis 30 μs

x-Ort: -250 bis 250 cm

Module: kein Geometrie-cut bezüglich Randmodule (Reihe oder Spalte)

Die oben präsentierten Schnitte sind so gewählt, daß es keine Reaktionen gibt, deren Anteil festgehalten wird und deren Ereigniszahl auch im *single prong* Spektrum bestimmt wurde.

Der Zeitschnitt berücksichtigt, daß die konstante Verteilung des Untergrunds sich erst ab etwa 15 μs von dem exponentiellen Abfall der Neutrinozeitverteilung abhebt. Untersuchungen haben gezeigt, daß in Bezug auf kleine Fehler bei gleichem Ergebnis dies der beste Zeitschnitt ist.

Neben den walk-Effekten spielte bei der Wahl des Ortsschnittes auch die Überlegung eine Rolle, daß beim ETX-Likelihoodfit es besser ist, wenn beide Peaks, die in der x-Ortsverteilung der Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ und in der des kosmischen Untergrunds an den Modulenden vorkommen, vollständig in die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion eingehen.

Der Energie-Zeit-Ort Likelihood wurde gewählt, da nur bei ihm alle Informationen, die man von dem Ereignis hat, eingehen.

Der benutzte Datensatz war der, bei dem die erkannten sequentiellen Ereignisse verworfen sind. Da die Fehler bei diesem Datensatz kleiner waren und weil die Ereignisse bereits als *charged current* Ereignisse erkannt wurden, sollte die Möglichkeit einer falschen Zuordnung im Likelihoodfit vermieden werden.

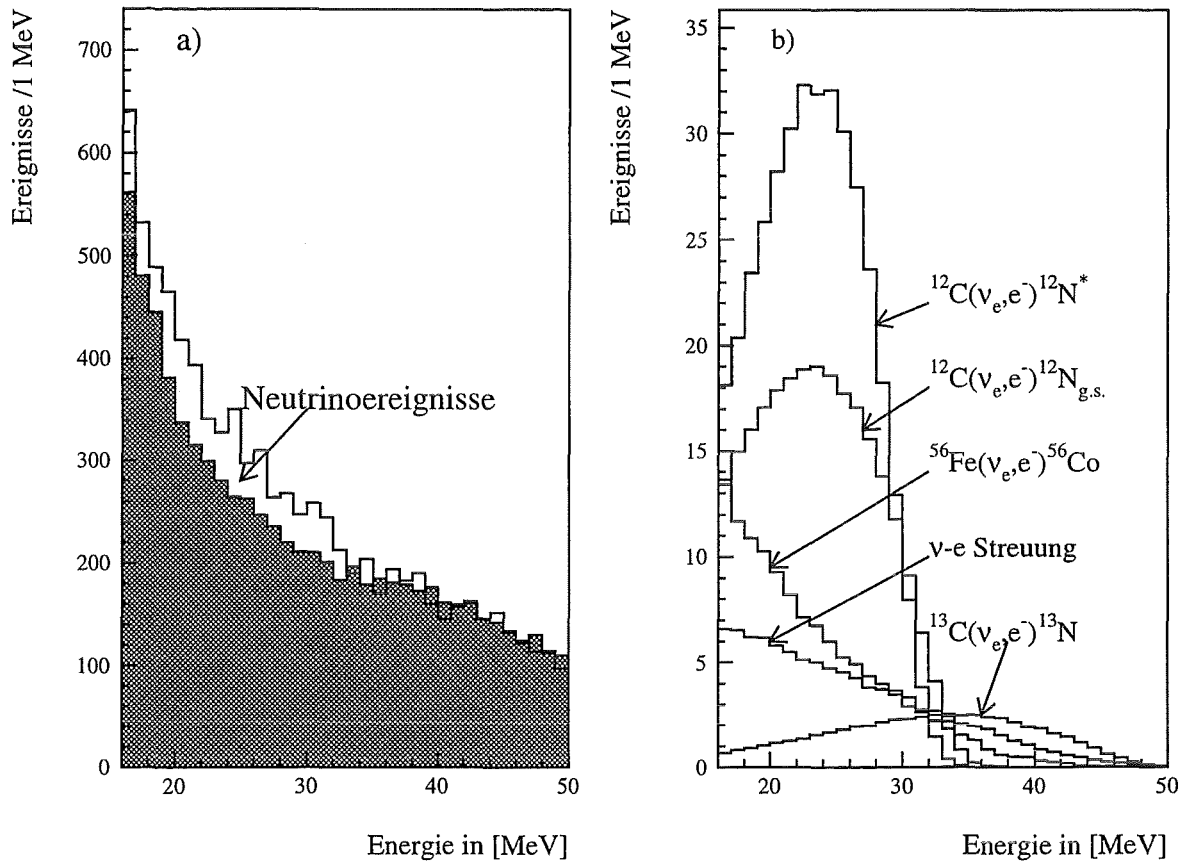


Abbildung 6.11: a) Energiespektrum aller Reaktionen und des kosmischen Untergrunds (gestreift)
 b) Energiespektrum aller Neutrinoereignisse

Es wurden 8692 Ereignisse mit den Schnitten reduziert. Diese Ereignisse verteilen sich, wie in den Tabellen 6.10 und 6.11 aufgelistet, auf die einzelnen Reaktionen.

Reaktion	Ereignisse	Flußgem. $\langle \sigma \rangle$ in 10^{-42}cm^2
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$	253.0	9.40
$e(\nu, \nu')e'$	95.8	0.35
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	368.3	5.30
$^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	7.3	10.53

Tabelle 6.10: Ereignisse und Wirkungsquerschnitte der Reaktionen mit festem Anteil im Likelihoodfit

Reaktion	Ereignisse	stat. Fehler (1σ)	Flußgem. $\langle\sigma\rangle$ in 10^{-42}cm^2	stat. Fehler in 10^{-42}cm^2
Untergrund	7793.7	± 75.8		
$^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$	52.4	± 35.54	60.4	± 40.9
$^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$	121.5	± 40.26	281.9	± 93.3

Tabelle 6.11: Ereignisse und Wirkungsquerschnitte der Reaktionen mit variablem Anteil beim Likelihoodfit

Das Energiespektrum mit den in den Tabellen 6.10 und 6.11 angegebenen Reaktionen ist in Abbildung 6.11 gezeigt. Im Teil a) ist die Summe aller Reaktionen und der kosmische Untergrund abgebildet. In dem weißen Bereich zwischen beiden Histogrammen befinden sich somit die Neutrinoereignisse. Diese sind im Bild daneben nach ihren einzelnen Reaktionen aufgeteilt.

Die Wirkungsquerschnitte für die Neutrino Absorption an Eisen und an ^{13}C sind :

$$\langle\sigma(^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*)\rangle = (2.82 \pm 0.93(\text{stat.}) \pm 0.52(\text{sys.})) \cdot 10^{-40}\text{cm}^2 \quad (6.4)$$

$$\langle\sigma(^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N})\rangle = (0.6 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.12(\text{sys.})) \cdot 10^{-40}\text{cm}^2 \quad (6.5)$$

Bei dem systematischen Fehler wurde neben dem Fehler des Neutrinoflusses (7 %) und dem Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeiten (3 %) auch noch die Cut-Abhängigkeit, die in Kapitel 6.5 besprochen wurde, mit (10 %) berücksichtigt.

Den statistischen Fehler liefert der Likelihood (vgl. Kap. 5.3). Bei dem angegebenen Fehler handelt es sich um den 1 Sigmapbereich. Er hat bei der zweidimensionalen Analyse aber nicht die gleiche Wahrscheinlichkeit wie im eindimensionalen Fall.

Die Fehlerellipsen zu diesem Ergebnis sind in Abbildung 6.12 zu sehen. Die dazugehörigen Wahrscheinlichkeiten für den Innenraum der Ellipse und den des umschreibenden Rechtecks sind in Tabelle 6.12 aufgeführt.

Bemerkenswert ist, daß bei der Neutrino-Eisen Reaktion mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,8 % Ereignisse im Detektor gesehen werden. Die Fehler der Neutrino- ^{13}C Reaktion sind noch sehr groß, so daß der Abstand zur Null nur 1.5σ ist. Dies entspricht einer Wahrscheinlichkeit von 75.8 %.

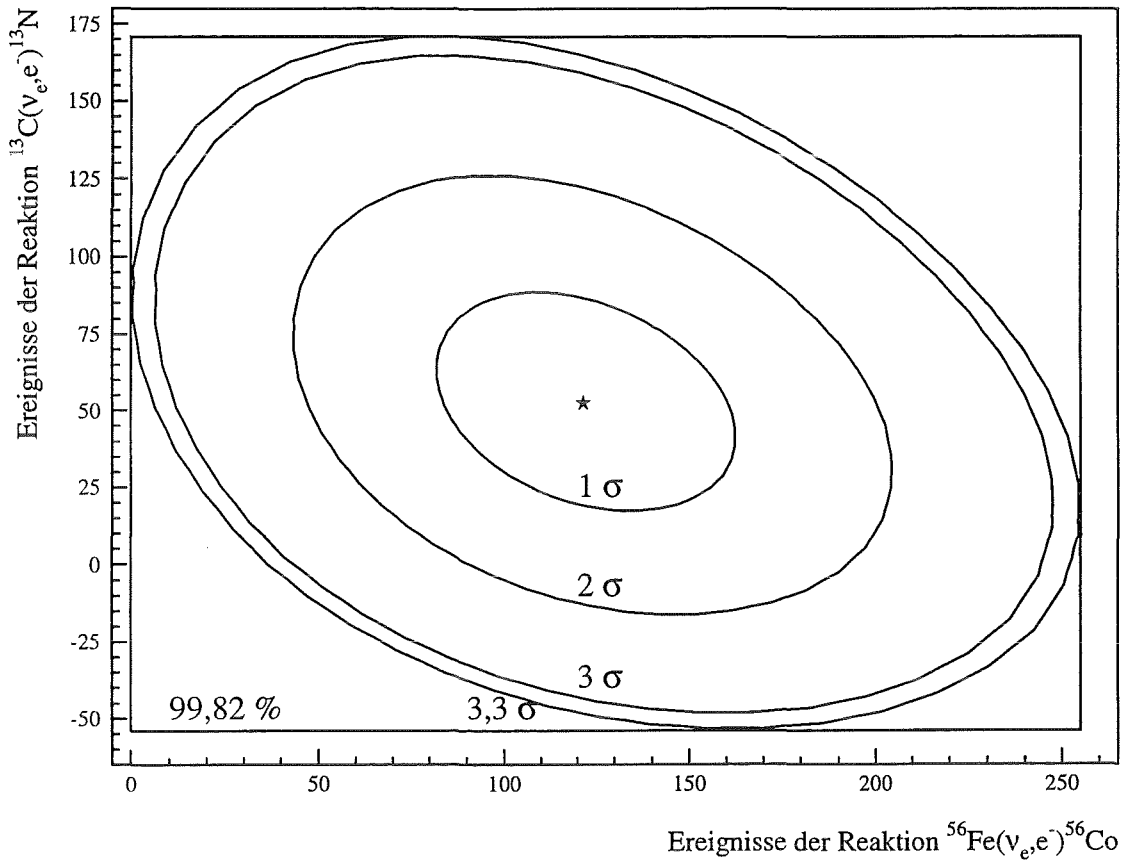


Abbildung 6.12: Fehlerellipsen mit den jeweiligen Sigma-Werten

Höhe	σ	P_{ell}	P_{\square}
0.5	1	39.3%	49.2%
2	2	86.5%	91.6%
4.5	3	98.89%	99.47%
5.5	3.3	99.59%	99.82%

Tabelle 6.12: Wahrscheinlichkeiten der vier Fehlerellipsen aus Abb. 6.12 für die verschiedenen Vielfachen der Standardabweichung

Kapitel 7

Resümee

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmalig die Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ gemessen. Die Wirkungsquerschnittsbestimmung wurde mit Hilfe einer Likelihood-Analyse, bei der die Anteile der Reaktionen $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ und $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ variiert wurden, durchgeführt.

Der bestimmte Wirkungsquerschnitt für die Neutrino-Eisen-Absorption stimmt im Rahmen der Fehler mit beiden vorgestellten Theoriewerten überein:

$$\langle \sigma(^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*) \rangle = (2.82 \pm 0.93(\text{stat.}) \pm 0.52(\text{sys.})) \cdot 10^{-40} \text{cm}^2 \quad (7.1)$$

Besonders hervorzuheben ist, daß gerade das einfache, für die Supernova Simulationen verwendete Modell von Bruenn mit einem Wert von $\langle \sigma(\text{Bruenn}) \rangle = 2.55 \cdot 10^{-40} \text{cm}^2$ sehr nahe am experimentellen Resultat liegt, wohingegen die Berechnungen von Bugaev im oberen Fehlerbereich liegen ($\langle \sigma(\text{Bugaev}) \rangle = 3.8 \cdot 10^{-40} \text{cm}^2$). Die Wahrscheinlichkeit P , daß Ereignisse der Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ im Detektor gesehen werden ist mit $P = 99.8\%$ sehr hoch und kann als klare Evidenz für den Nachweis der ν_e -Absorption an ^{56}Fe gewertet werden.

Für die Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ wurde eine nicht ganz so stringente Evidenz gefunden. Der Wirkungsquerschnitt für die Neutrino- ^{13}C -Absorption liegt mitten im Bereich der theoretischen Vorhersagen, die von 4.47 bis $9.55 \cdot 10^{-41} \text{cm}^2$ gehen.

$$\langle \sigma(^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}) \rangle = (0.6 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.12(\text{sys.})) \cdot 10^{-40} \text{cm}^2 \quad (7.2)$$

Aufgrund des großen statistischen Fehlers kann hier noch keine Aussage gemacht werden, welches Kernmodell sich für die Beschreibung des Gamov-Teller Übergangs am besten eignet. Die Wahrscheinlichkeit für im Detektor gesehene Ereignisse aus der Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ liegt bei $P = 75.8\%$. Hier wird die weitere Datennahme eine noch eindeutigere Evidenz für die ν_e -Absorption an ^{13}C erbringen.

Die zu Beginn dieser Arbeit durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen waren sowohl für das Verständnis der Reaktionssignaturen als auch für die Likelihood-Analyse sehr

wichtig. Für die Simulation der Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ wurde die Detektorgeometrie erweitert. Die Datenstruktur der Rohdaten wurde so formatiert, daß die Simulation der Detektorantwort mit diesen Daten durchgeführt werden kann. Damit steht diese Reaktion auch für andere Auswertungen zur Verfügung, die auch das neutrino-induzierte *single prong* Spektrum untersuchen ([Wol95],[Sch95]), d.h. es besteht Möglichkeit, die Neutrino-Eisen-Wechselwirkung bei diesen Analysen zu berücksichtigen. Die Auswirkungen auf die Wirkungsquerschnitte der neutralen Stromreaktion $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ und auf die der geladenen Stromreaktionen $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ und $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ sind in [Hoe95] untersucht worden. Dort wurde die Neutrino-Eisen Reaktion jedoch nur als systematische Korrektur an Hand zweier theoretischer Werte behandelt.

Der KARMEN-Detektor an ISIS wird mindestes noch drei weitere Jahre Daten nehmen. Da der Strahl im Gegensatz zum Beginn der Meßzeit relativ stabil ist, kann in den Jahren mit einer Ladung von mindestens 6000 C gerechnet werden. Dies bedeutet, daß nach den drei Jahren Daten mit ca. zweifachem akkumuliertem Neutrino-Fluß ausgewertet werden können.

Es ist außerdem geplant, Anfang des nächsten Jahres während einer längeren Strahlpause auf den äußern Antizähler eine zweite Lage aufzubringen. Dies würde den kosmischen Untergrund um eine Größenordnung gegenüber der jetzigen Rate senken und eine weitaus präzisere Bestimmung der hier vorgestellten Wirkungsquerschnittsdaten ermöglichen.

Im Anhang A finden sich Simulationsrechnungen über die Auswirkungen dieser Antizählerverbesserungen auf die Fehler und die Schwankungen der Wirkungsquerschnitte der beiden Reaktionen.

Mit einer höheren Datenmenge ist zu erwarten, daß nicht nur die statistischen Fehler zurückgehen, sondern auch die Ereignisse im gesamten Energie- und Ortsbereich, den Monte-Carlo-Spektren entsprechend, Einträge haben. Es könnten dann speziell für die Eisen-Reaktion Schnitte interessant werden, die bisher an der geringen Ereigniszahl in diesem Bereich scheitern. Auch eine zweidimensionale Wahrscheinlichkeitsfunktion mit Ort und Energie könnte dann aufgestellt werden. Voraussetzung dafür ist allerdings, daß sich in jedem Orts und Energie Kanal genügend Ereignisse befinden. Nur dann könnte diese Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ein weiteres Auswahlkriterium darstellen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß in Rahmen dieser Arbeit erstmals neutrinoinduzierte Kernwechselwirkungen nachgewiesen wurden, die nicht an den ^{12}C Kernen des Szintillators erfolgten. Die Evidenz für ν_e -Absorption an ^{56}Fe und ^{13}C ist eine signifikante Erweiterung der physikalischen Ziele des KARMEN Experiments und ihre weitere Analyse bei verbesserter Statistik wird eines der Hauptziele der weiteren Messungen des KARMEN Detektors sein, so daß das Arbeitsgebiet der Neutrinowechselwirkung mit Kernen in Zukunft wesentliche neue Impulse erfahren wird.

Anhang A

Extrapolation der Präzision der Wirkungsquerschnitte

Zur Zeit wird in der KARMEN-Kollaboration über eine Verbesserung des äußeren Antizählers diskutiert. Es gibt zwei Varianten. In der ersten Variante wird eine zweite Lage über dem vorhandenen Antizähler angebracht. Dies würde die Untergrundrate im *single prong* Spektrum im Vergleich zu der derzeitigen um ca. eine Größenordnung verringern. Dazu müßte der Detektor aber bewegt und aus dem Blockhaus gebracht werden. Dies ist sehr langwierig und mit vielen Problemen und Risiken verbunden. Die zweite Möglichkeit wäre, am Boden, wo sich zur Zeit noch kein Antizähler befindet, und auf der *downstream* Seite eine Antizählerwand zu installieren. Bei dieser Erweiterung kann der Detektor an seinem derzeitigen Platz bleiben. Allerdings ist der Gewinn an Nachweiswahrscheinlichkeit für kosmische Myonen nicht so hoch. Die Auswirkungen, die diese Untergrundverringerng auf die Fehler der Reaktionen $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ und $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ hat, werden in diesem Kapitel erörtert.

Die zu erwartenden Spektren müssen simuliert und mit diesen eine Likelihoodanalyse durchgeführt werden. Es muß vor jeder Likelihoodanalyse ein Feld, in dem die Zeit, die Energie und der Ort von jedem simulierten Ereignis steht, angelegt werden. Dazu gibt man für jede Reaktion eine Ereigniszahl vor. Der Ort, die Energie und die Zeit des Ereignisses werden aus den Monte-Carlo-Spektren der jeweiligen Reaktion gewürfelt und in das Feld geschrieben. Es werden Zufallszahlen ausgegeben, deren Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion dem Histogramm, nach dem gewürfelt werden soll, entspricht. Danach wird mit diesen Daten eine Likelihoodanalyse durchgeführt. Damit man eine aussagekräftige Verteilung der Minima und deren Fehler erhält, werden jeweils 500 Ereignisverteilungen gewürfelt und anschließend einem Likelihoodfit unterzogen.

Diese Methode eignet sich nicht nur zur Simulation zukünftiger Ereigniszahlen, sondern mit ihr kann auch untersucht werden, ob der Likelihoodfit die vorgegebene Ereigniszahl als Ergebnis liefert, oder ob es systematisch in eine Richtung verschoben ist bzw. die Verteilung der Minima nicht einer Gaußverteilung entspricht. Wenn der Likelihoodfit das Ergebnis nur in wenigen Fällen findet, sind die Ergebnisse der Likelihood-Analyse entweder aufgrund eines Programmierfehlers oder wegen einer falschen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion nicht korrekt.

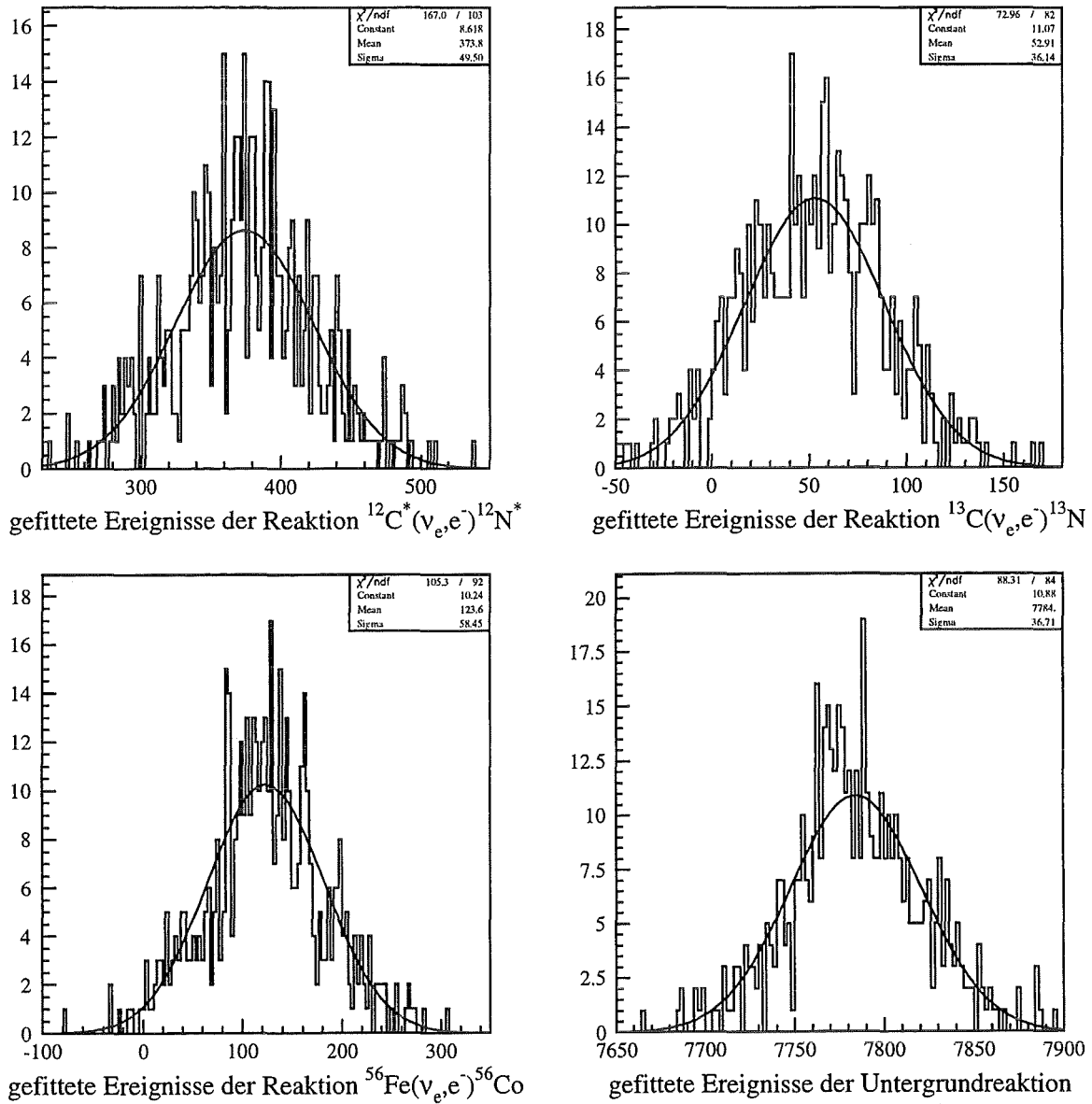


Abbildung A.1: Ereignisverteilung von 500 Likelihoodfits. Die vorgegebenen Ereigniszahlen waren: 368 für die Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$, 52 für die Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$, 121 für die Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ und 7794 für die Untergrundreaktion.

In Abbildung A.1 ist das Ergebnis aus 500 dreidimensionalen Likelihoodfits zu sehen. An die Ereignisverteilungen wurde eine Gaußverteilung gefittet. Aus dem Mittelwert, der bei jedem Bild in der oberen rechten Ecke dargestellt ist, kann man sehen, daß diese mit den gewürfelten Ereigniszahlen sehr gut übereinstimmen. Aus dem Wert für Sigma, der darunter angegeben ist, kann auf die Schwankungen geschlossen werden, die auch im Experiment zu erwarten sind. Je schmaler die Verteilung ist, desto sicherer und öfter findet der Likelihoodfit das wahre Ergebnis. Die Mittelwerte der Gaußverteilungen zeigen, daß der Likelihoodfit die Ereignisse sehr gut findet. Die Abweichungen zu den Sollwerten liegen für alle Reaktionen unter 2%.

Bei der Simulation der zukünftigen Ergebnisse wurde angenommen, daß in jedem Meßjahr 2000 Coulomb hinzukommen. Die damit zu erwartenden Ereignisse wurden angepaßt und 500 mal gewürfelt. Die Untergrundereignisse wurden um einen Faktor 10 unterdrückt. Damit untersucht werden kann, ob für die Verkleinerung des Fehlers wichtiger ist, ein möglichst großes Signal zu Untergrundverhältnis zu haben, oder mehr Ereignisse mit höherem Untergrundanteil untersuchen zu können, wurden die folgenden zwei Fälle unterschieden:

1. Das Experiment läuft ganz normal weiter nur mit einer geringeren Untergrundrate. Es wird weiterhin ab Run 16 ausgewertet.
2. Es wird ein neues Experiment gestartet. In der Auswertung werden nur Daten berücksichtigt, die nach der Verbesserung aufgenommen wurden.

Die Ereignisverteilungen, die man wie oben beschrieben erhält, werden in Wirkungsquerschnittsverteilungen umgerechnet. An jede Verteilung wird eine Gaußfunktion angefitet. Das Fitergebnis wird ohne das Histogramm gezeichnet. Damit die Entwicklung der Maxima der Verteilungen besser verfolgt werden kann, wurden die Maxima der gefitteten Gaußverteilungen auf 1 normiert, da nur der Mittelwert und die Varianz der Gaußverteilung für die Interpretation von Interesse sind. Ein solches Bild in Abbildung A.2 zu sehen. Die Maxima der Verteilungen sind von links nach rechts: mittlerer Wirkungsquerschnitt¹ minus unterer mittlerer Fehler, mittlerer Wirkungsquerschnitt, mittlerer Wirkungsquerschnitt plus oberer mittlerer Fehler.

Dieses Bild zeigt, daß mit zunehmender Meßzeit nicht nur die Abstände zum unteren und oberen Fehler kleiner, sondern auch die Verteilungen schmaler werden. Dies bedeutet, daß das Minimum der Likelihoodfunktion sicherer gefunden wird und die Schwankungen, die bei verschiedenen Schnitten auftreten, kleiner werden. Es kann also erwartet werden, daß die in Kapitel 6.5 geschilderte Abhängigkeit von den verschiedenen Schnitten zurückgeht.

Zur genaueren Untersuchung der Fehlerentwicklung wurden für jede Verteilung die oberen und die unteren Fehler über der Meßzeit aufgetragen (vgl. Abb. A.3). Dabei wurde für beide oben beschriebenen Fälle in jedem Meßjahr ein ET- und ein ETX-Likelihoodfit durchgeführt. Um den Nutzen einer Untergrundverringerung darzulegen, wurde zusätzlich für die Ereigniszahl des dritten Meßjahres, mit einer Untergrundrate wie bisher, die gleiche Analyse gemacht. Dies sind im Bild A.3 die Punkte, die *ohne Reduktion* bezeichnet werden.

¹mittlerer Wirkungsquerschnitt ist der Wert der in der Mitte der jeweiligen Verteilung liegt

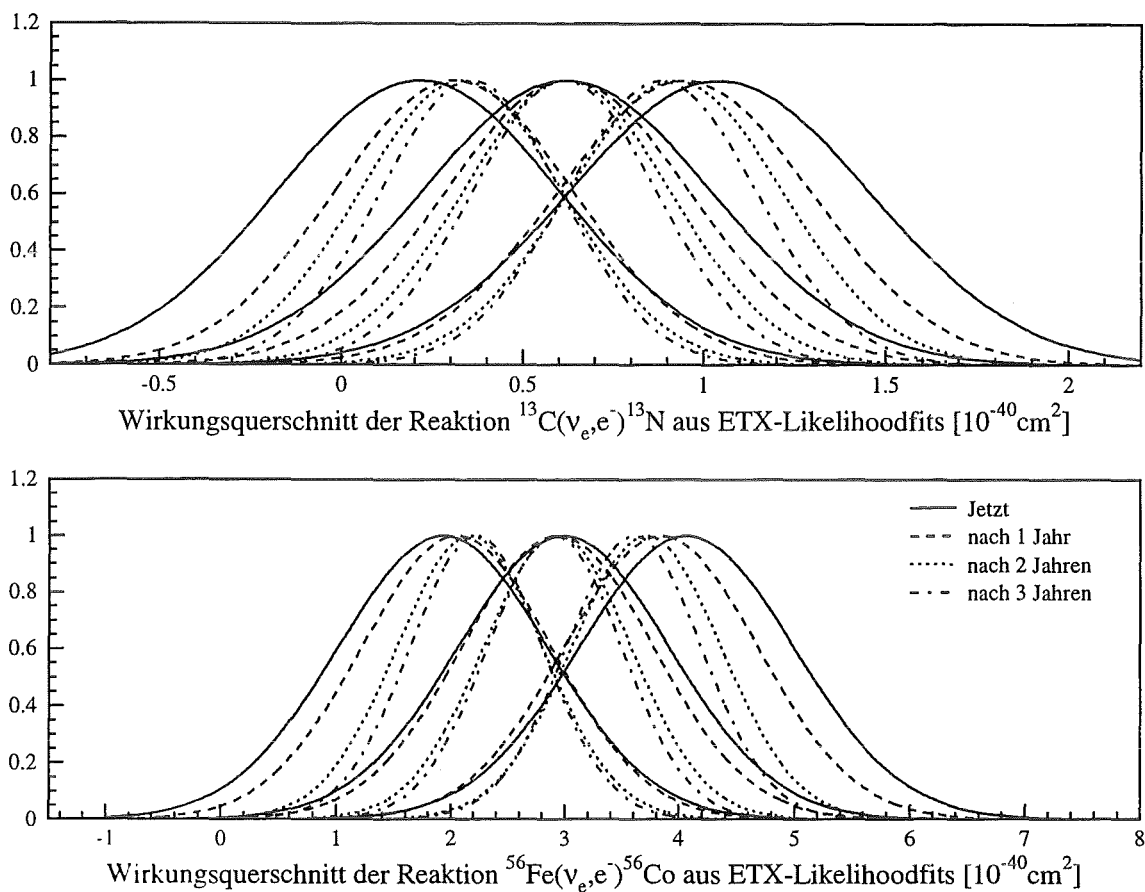


Abbildung A.2: Wirkungsquerschnittsverteilung der Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ und der Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ mit Fehlern

Bei der Neutrino-Eisen-Reaktion gibt es nur in den ersten Meßjahren Unterschiede zwischen den beiden Fällen. Nach dem dritten Meßjahr sind die Fehler identisch. Der steile Abfall/Anstieg des Fehlers vom ersten zum zweiten Jahr, für den Fall eines neuen Experiments, und der flachere im nachfolgenden Jahr ist so zu erklären, daß zu Beginn die Statistik verdoppelt wird, während sie danach nur noch um den Faktor 1.5 zunimmt. Wird das Experiment weitergeführt, so steigt die Zählrate in den gesamten drei Jahren nur um den Faktor 1,7, was den allgemein flacheren Verlauf gegenüber dem Neustart des Experiments erklärt. Die Fehler des ETX-Likelihoodfits sind, wie auch schon in Kapitel 6.5 festgestellt, kleiner als die des ET-Likelihoodfits. Den Gewinn einer Untergrundreduktion kann man an den letzten vier Punkten sehr gut erkennen.

Etwas anders ist die Situation für die Neutrino- ^{13}C -Reaktion. Hier wäre es besser, wenn die alten Daten nicht mehr ausgewertet werden würden. Beim Verlauf der Kurven spielt, im Gegensatz zu der Neutrino-Eisen-Reaktion, die geringe Statistik eine deutlich größere Rolle. Denn der Abfall/Anstieg ist für den Fall, daß nur noch neue Daten berücksichtigt werden, vom zweiten zum dritten Jahr größer als das Jahr davor. Es muß danach

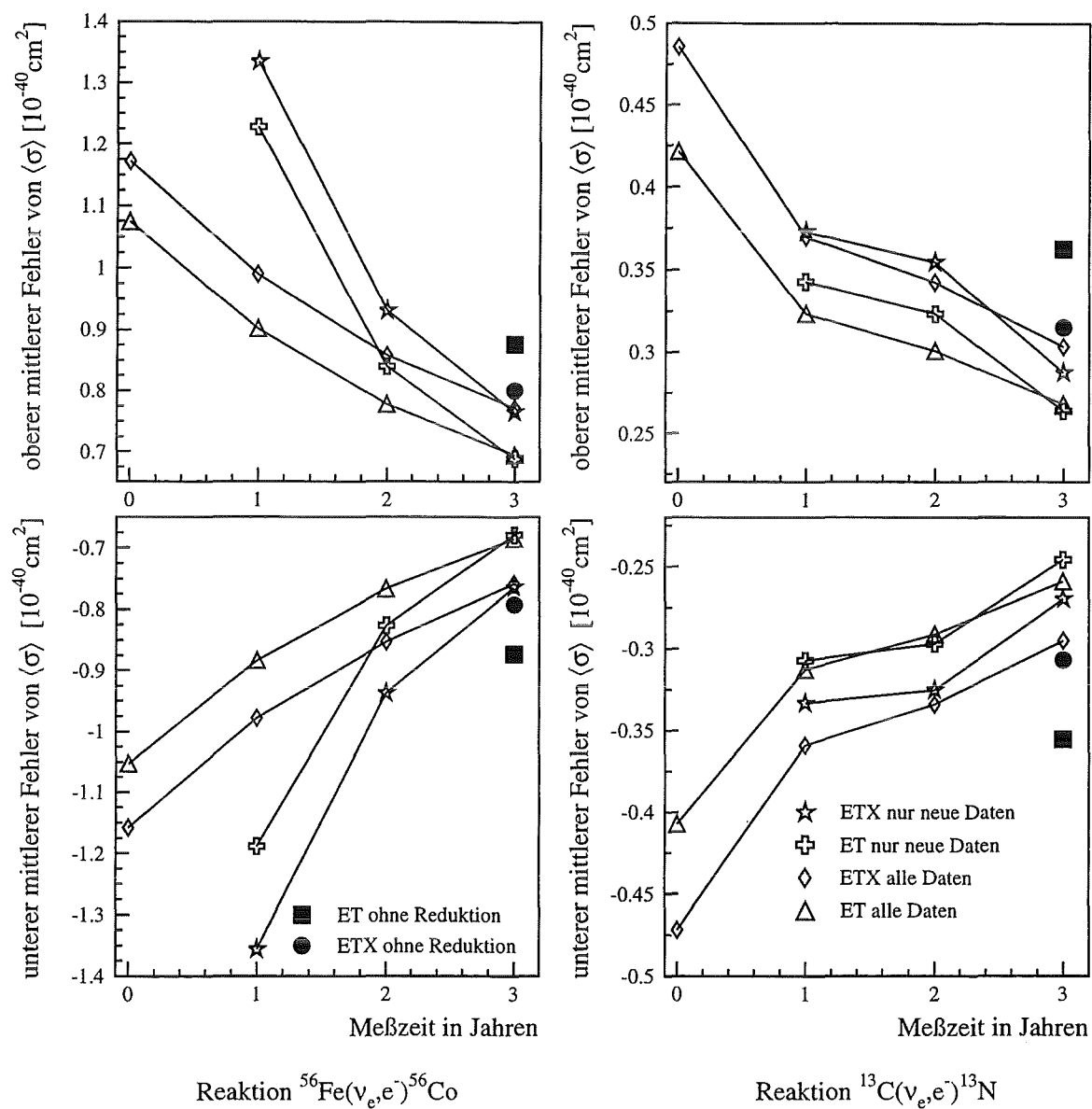


Abbildung A.3: Entwicklung des Fehlers von $\langle\sigma\rangle$ in den drei folgenden Jahren. Auf der linken Bildhälfte sind die Werte für die Neutrino-Eisen-Wechselwirkung, auf der rechten die für die Neutrino- ^{13}C -Reaktion. Die obere Bildreihe gibt den oberen 1σ Fehler, die untere den unteren 1σ Fehler an.

erst ein gewisses Mindestmaß an Ereignissen gesammelt werden, bevor die Fehler wieder mit der Wurzel aus der Zählrate abnehmen.

Aus Abbildung A.3 kann man nur auf den Rückgang des mittleren Fehlers schließen. Die ebenfalls wichtigen Breiten der Verteilungen, die ein Maß für die Schwankungen sind,

Meßzeit in Jahren	$\langle\sigma\rangle$ in 10^{-40}cm^2	Sigma in 10^{-41}cm^2	oberer Fehler in 10^{-40}cm^2	Sigma in 10^{-41}cm^2	unterer Fehler in 10^{-40}cm^2	Sigma in 10^{-41}cm^2
Jetzt	2.98	0.93	1.07	0.18	-1.05	0.18
1 Jahr	2.93	0.84	0.9	0.14	-0.88	0.14
2 Jahre	2.93	0.64	0.78	0.11	-0.77	0.11
3 Jahre	2.9	0.59	0.69	0.09	-0.69	0.09
3 Jahre ohne Red.	2.97	0.68	0.8	0.1	-0.79	0.1
nur neue Daten						
1 Jahr	2.86	0.99	1.22	0.44	-1.2	0.49
2 Jahre	2.82	0.64	0.84	0.21	-0.83	0.23
3 Jahre	2.83	0.55	0.69	0.15	-0.68	0.16

Tabelle A.1: Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ mit Fehlern und Sigmas (ETX-Likelihoodfit)

Meßzeit in Jahren	$\langle\sigma\rangle$ in 10^{-40}cm^2	Sigma in 10^{-40}cm^2	oberer Fehler in 10^{-40}cm^2	Sigma in 10^{-41}cm^2	unterer Fehler in 10^{-40}cm^2	Sigma in 10^{-41}cm^2
Jetzt	0.62	0.4	0.42	0.13	-0.41	0.14
1 Jahr	0.62	0.34	0.32	0.1	-0.31	0.1
2 Jahre	0.62	0.29	0.3	0.09	-0.29	0.09
3 Jahre	0.61	0.26	0.27	0.07	-0.26	0.07
3 Jahre ohne Red.	0.6	0.31	0.32	0.08	-0.31	0.08
nur neue Daten						
1 Jahr	0.58	0.3	0.34	0.28	-0.31	0.32
2 Jahre	0.61	0.28	0.32	0.2	-0.3	0.22
3 Jahre	0.6	0.24	0.26	0.15	-0.25	0.16

Tabelle A.2: Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ mit Fehlern und Sigmas (ETX-Likelihoodfit)

werden in den Tabellen A.1 und A.2 aufgelistet.

Die Tabellen zeigen, daß die Breite der Verteilungen (Sigma) der mittleren Wirkungsquerschnitte in den nächsten drei Jahren um 37% zurückgehen, die der Fehler um 50%. Der Absolutwert der Fehler verringert sich um 35%. Dies gilt für beide Reaktionen. Dabei macht es bei der Neutrino-Eisen-Reaktion keinen Unterschied, welcher der beiden Fälle betrachtet wird. Nimmt man bei der Auswertung des Wirkungsquerschnittes der Neutrino- ^{13}C -Reaktion nur die neuen Daten, so ist die Breite der Wirkungsquerschnittsverteilung um 40% und der Fehler um 38% kleiner. Diese Werte sind etwas besser als die

mit den alten Daten. Die Breite der Fehlerverteilung ist allerdings, wegen der geringeren Statistik, größer.

Vergleicht man die Fehler nach drei Jahren ohne Untergrundreduktion mit denen mit der Reduktion, so stellt man fest, daß die Werte ohne Reduktion im Laufe des zweiten Jahres erreicht werden. Bei der Neutrino- ^{13}C -Reaktion sogar schon nach dem ersten Jahr. Es würde also mindestens ein Jahr Meßzeit gespart werden. Oder anders ausgedrückt, da drei Jahre gemessen werden, ist der Fehler nach der Meßzeit mit der Untergrundverringernung um 14% kleiner.

Es kann zusammenfassend festgestellt werden, daß eine kleinere Untergrundrate wünschenswert wäre. Sie würde dazu beitragen die Fehler und die Schwankungen zu verkleinern. In diesem Kapitel wurde nur auf die Likelihood-Analyse eingegangen, mit einer kleineren Zahl an Untergrundereignissen könnten aber auch andere Auswertemethoden (z.B. die *window-Methode*), die zur Zeit wegen des im *single prong* Spektrum dominanten Untergrunds scheitern. Das Signal zu Untergrundverhältnis würde für die Neutrino-Eisen-Reaktion von derzeit 1:60 auf 1:6 zurückgehen und das Verhältnis Neutrino-Ereignisse zu Untergrundereignisse wäre für die neuen Daten 1:1.

Anhang B

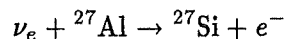
Simulation neutrinoinduzierter Reaktionen in Aluminium

Die Hüllen, in denen die Photomultiplier sich befinden, sind aus Aluminium (vgl. Abb. 4.2). Die Anzahl der Targetkerne ist zwar nicht hoch, da es aber an den *up*- und *downstream* Seiten keine inneren Antizähler gibt, werden die im Aluminium induzierten Reaktionen, die den Detektor erreichen, nicht verworfen. Das Aluminium ist zudem noch sehr nahe an den Modulenden. In ihm produzierte Elektronen oder Photonen müssen kein Material mehr durchqueren, um in den Detektor zu gelangen. Da es keine genauen Wirkungsquerschnittsberechnungen gibt, wurde eine obere Abschätzung der zu erwartenden Ereignisse durchgeführt.

Die Simulation wird wie in Kapitel 4 bereits geschildert auch für diese Reaktion durchgeführt. Es wird zuerst ein Rohdatenspektrum generiert. Danach wird die Detektorantwort simuliert. Aus den dabei erhaltenen Spektren werden die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Schnitte bestimmt.

B.1 Rohdatenspektren und Detektorantwort

Die geladene Stromreaktion an Aluminium hat einen Q-Wert von 4.4 MeV.



Das Energiespektrum der emittierten Elektronen hat eine Endpunktsenergie von 48.4 MeV und hat die gleiche Form und Streuwinkelabhängigkeit wie das der Elektronen aus der Neutrino-Eisen-Wechselwirkung (vgl. Abb. 4.3). Die Ereignisgenerierung verläuft identisch zu der in Kapitel 4.2 beschriebenen.

Die Elektronen werden nur in den Hüllen der Photomultiplier gestartet, da es nur dort Aluminium gibt. Die Startortverteilung der Ereignisse, die in den Hauptdetektor gelangen ist in Bild B.1 zu erkennen. Das Target befindet sich in dieser Darstellung auf der linken Seite und der Detektor in der Mitte zwischen den beiden Spektren. Die Abschwächlängen sind gegenüber denen der massiven Eisenwände der passiven inneren Abschirmung doppelt

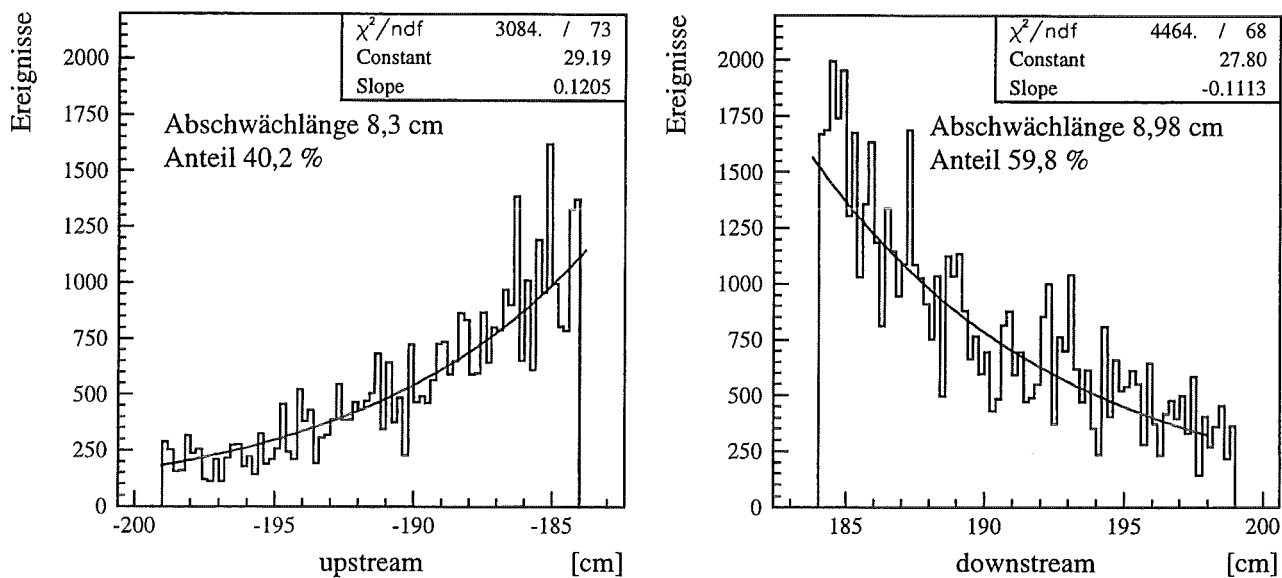


Abbildung B.1: Startorte der Elektronen, die im Detektor direkt oder über Sekundärprozesse Energie deponieren

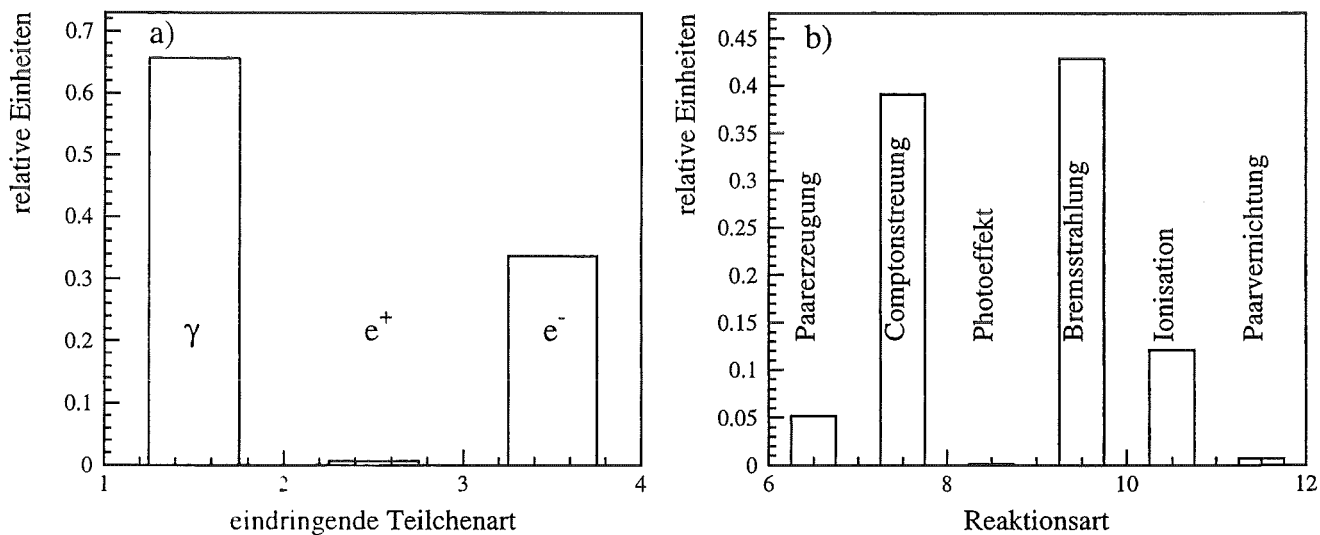


Abbildung B.2: a) Im Aluminium gestartete sowie in Sekundärprozessen im Aluminium erzeugte Teilchen, die den Detektor erreichen und zu einer Energiedeposition führen.
 b) Reaktionen, die die Sekundärteilchen produzierten.

so hoch. Der Unterschied beträgt ca. 4 cm. Dies ist damit zu erklären, daß Aluminium, mit einer Kernladungszahl von $Z = 13$ auch eine kleinere Abschwächlänge besitzt. Außerdem sind die Hüllen nur 0.5 cm dick. Ein Elektron bzw. ein von ihm induziertes Sekundärteilchen, das nicht genau horizontal fliegt, wird seine Flugstrecke bis zum Detektor nicht nur im Aluminium haben, sondern sehr schnell in die angrenzenden Bereiche gelangen. Ereignisse aus der dem Target abgewandten Seite haben, wie bei der Neutrino-Eisen-Reaktion, trotz geringerem Neutrinofluß mit 59.8% einen höheren Anteil als Ereignisse, die in der *upstream* Seite induziert wurden.

Der Anteil der Photonen an den eindringenden Teilchen ist mit 66% (vgl. Abb. B.2 a) deutlich geringer als bei der Neutrino-Eisen-Reaktion, bei der er 85% betrug (vgl. Abb. 4.6 a). Die Gründe dafür sind, daß alles Aluminium in nächster Nähe zum Detektor ist und deshalb die Möglichkeiten mit Materie wechselzuwirken beschränkt sind. Außerdem hat Aluminium nur die halbe Kernladungszahl von Eisen ($Z_{Fe} = 26$, $Z_{Al} = 13$), damit ist die Wahrscheinlichkeit, Bremsstrahlung zu generieren, geringer. Dies kann man in dem Histogramm B.2 b sehen. Das Verhältnis Ionisation zu Bremsstrahlung war für Eisen 1 : 4.24 und viel für Aluminium auf 1 : 3.53.

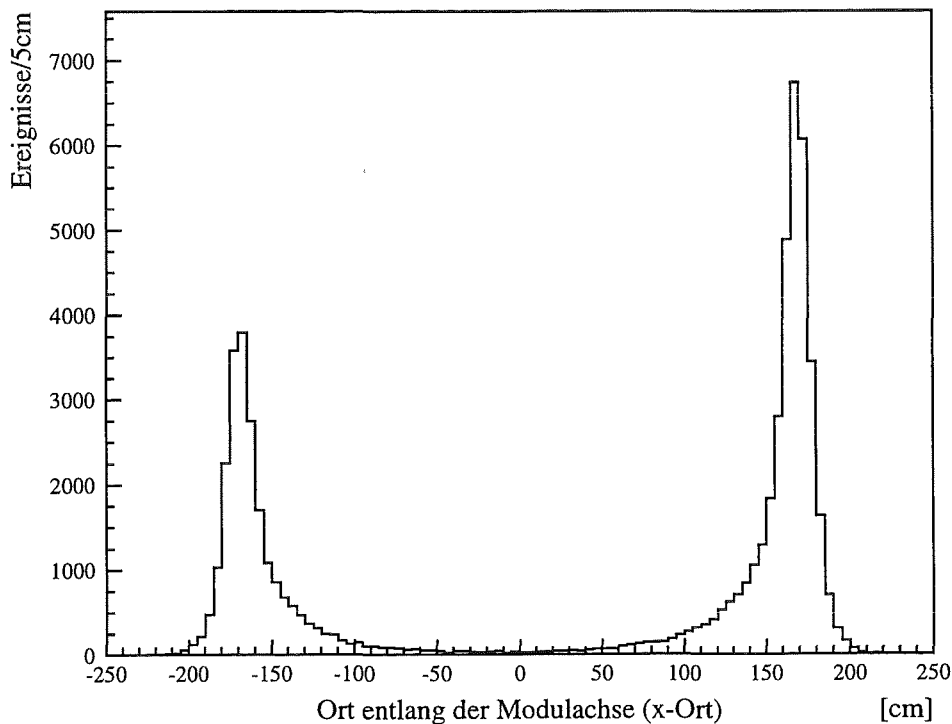


Abbildung B.3: x-Ortsverteilung der Ereignisse der Reaktion $^{27}\text{Al}(\nu_e, e^-)^{27}\text{Si}$ nach der Detektorantwort

Das x-Ortsspektrum (vgl. Abb. B.3) hat an den Modulenden zwei Peaks, die für alle Reaktionen, die außerhalb des Detektors stattfinden, charakteristisch sind. Bei der Neutrino-Aluminium-Reaktion gibt es keine Ereignisse, die in den Seitenwänden, im Bo-

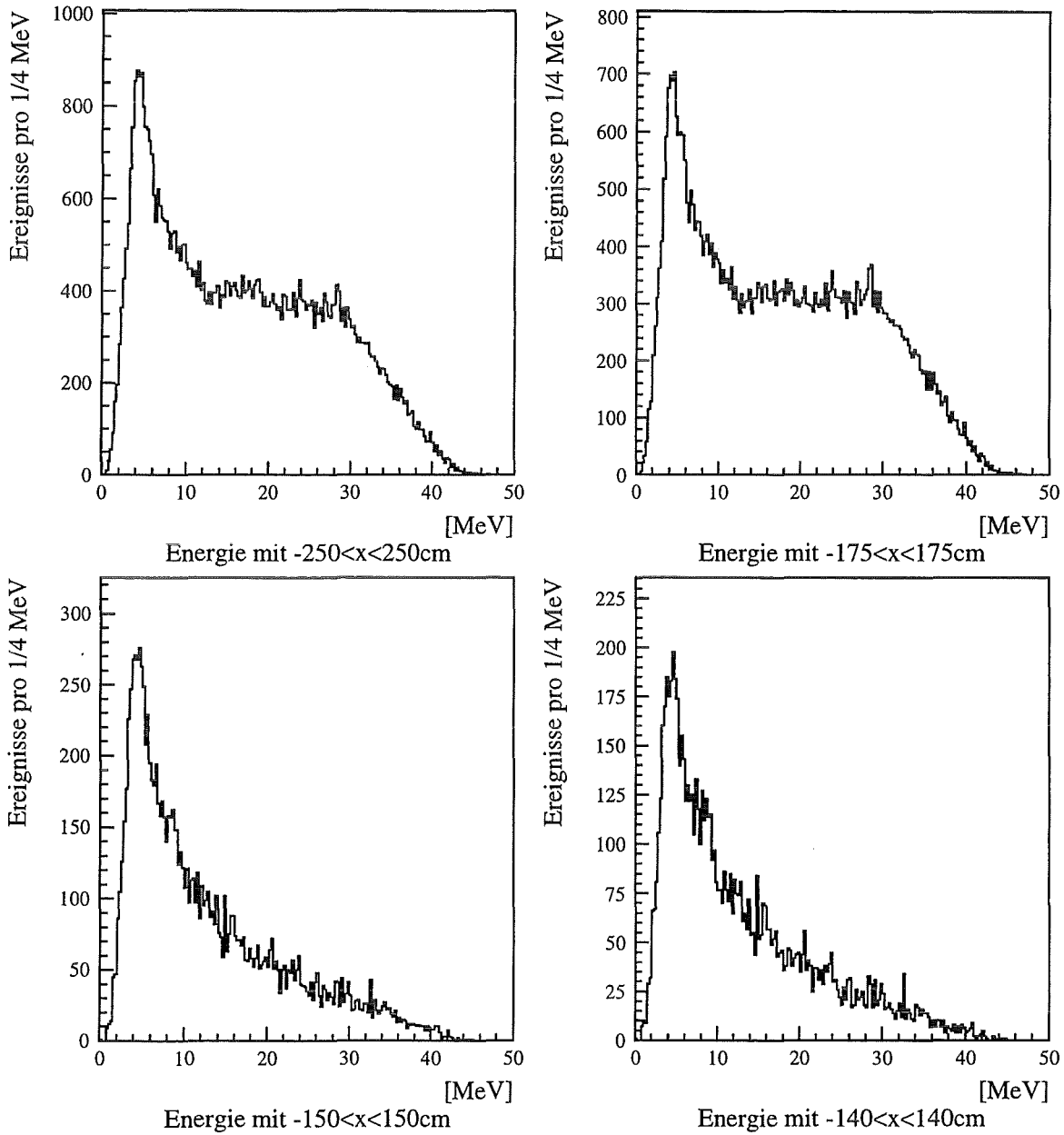


Abbildung B.4: Energieverteilungen der Ereignisse der Reaktion $^{27}\text{Al}(\nu_e, e^-)^{27}\text{Si}$ bei verschiedenen Ortsschnitten.

den oder in der Decke induziert werden. Deshalb sind in dem Bereich von $|x| < 100$ cm im Vergleich zum Bild 4.9 viel weniger Ereignisse vorhanden. Diese Ereignisse stammen hier nur von γ -Quanten, die von der Photomultiplierwand bis in die Mitte des Detektors kommen. In den beiden Peaks sind bis ca. ± 160 cm nicht nur die Photonen aus der Bremsstrahlung, sondern auch die Elektronen, die den Detektor ohne Sekundärreaktionen erreichen, enthalten. Dies bedeutet, daß mehr γ -Quanten die Mitte des Detektors erreichen, als dies nach dem Verhältnis Maximum des Spektrums zu Minimum den Anschein hat.

Die Auswirkungen der oben beschriebenen Effekte auf das Energiespektrum sind in Abbildung B.4 dargestellt. Wenn ein sehr offener Ortsschnitt angelegt wird ($|x| < 250$ cm), erkennt man deutlich die beiden Reaktionen, aus denen sich dieses Spektrum zusammensetzt. Dies ist das Startspektrum der Elektronen und das Bremsstrahlungsspektrum der Sekundärreaktionen. Da die Abschwächlänge der Elektronen im Szintillator nur ca. 5 cm, die der Photonen aber 37 cm beträgt (vgl. Kap. 4.4), verändert sich das Energiespektrum mit den Ortsschnitten. Je kleiner der zugelassene x -Bereich wird, desto kleiner wird auch der Beitrag des Startspektrums zum Energiespektrum. In den unteren beiden Bildern ist nur noch ein Bremsstrahlungsspektrum zu erkennen.

B.2 Erwartete Ereigniszahlen

Für die Zahl N_{Al} der Ereignisse durch ν_e Absorption an ^{29}Al gilt:

$$N_{Al} = \langle \sigma \rangle \cdot \phi_{eff} \cdot N_{target} \cdot \varepsilon \quad (\text{B.1})$$

Der effektive Neutrinofluß wurde bereits in Kapitel 6.4.1 berechnet. Er ist der gleiche wie für die Neutrino-Eisen-Reaktion.

Theoretische Wirkungsquerschnittsberechnungen gibt es nur für den Übergang in den Grundzustand. Die Übergänge in die angeregten Zustände haben, wie in Kapitel 2.2.2 gezeigt wurde, aber einen nicht unwesentlichen Anteil am Gesamtwirkungsquerschnitt. Berechnungen von Donelly mit zwei unterschiedlichen Schalen-Modellen ergaben einen Wirkungsquerschnitt von 2.5 und $3.1 \times 10^{-41} \text{ cm}^2$ [Kra92]. Da der Aluminium Kern mit einem ungepaarten Neutron dem ^{13}C Kern sehr ähnlich ist und die errechneten Wirkungsquerschnitte von Donelly in der Größenordnung der Fermi-Übergänge der Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ liegen (vgl. Tabelle 2.1), wird als inklusiver Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{27}\text{Al}(\nu_e, e^-)^{27}\text{Si}$, der der Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ genommen.

Ein einzelner Aluminiumzylinder besitzt ein Gewicht von 777 g. In den Photomultiplierwänden befinden sich 2240 Zylinder. Demnach ist das Gesamtgewicht an Aluminium 1,74 t. Dies entspricht $3,88 \times 10^{28}$ Targetatomen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten bei den verschiedenen Orts- und Energieschnitten sind in der Tabelle B.1 aufgeführt.

Vergleicht man diese Nachweiswahrscheinlichkeiten mit denen aus Tabelle 6.7, so stellt man fest, daß diese eine Größenordnung höher sind als die der Neutrino-Eisen-Reaktion.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für den Zeitschnitt, die SMU-Reduktion und die STACK-Totzeit sind die gleichen wie die in Kapitel 6.4.3 angegebenen.

Ortsschnitte	Energieschnitte	
	11–50 MeV	16–50 MeV
-250 bis 250 cm	7.51%	5.9%
-175 bis 175 cm	6.33%	5.07%
-150 bis 150 cm	1.06%	0.69%

Tabelle B.1: Nachweiswahrscheinlichkeiten in Prozent

Die mit diesen Zahlenwerten und der Formel B.1 zu erwartenden Ereignisse sind in der Tabelle B.2 aufgelistet.

Ortsschnitte	Energieschnitte	
	11–50 MeV	16–50 MeV
-250 bis 250 cm	7	5.5
-175 bis 175 cm	5.9	4.7
-150 bis 150 cm	1	0.6

Tabelle B.2: Erwartete Ereigniszahlen für die Reaktion $^{27}\text{Al}(\nu_e, e^-)^{27}\text{Si}$

Die in Tabelle B.2 aufgeführten Ereigniszahlen zeigen, daß diese Reaktion bei der *single prong*-Analyse vernachlässigt werden kann und somit keinen nennenswerten Einfluß auf die Analyse der ν_e -Absorption an ^{13}C und ^{56}Fe hat.

Anhang C

Simulation ν -e-Streuung im Eisen

An den Eisenkernen der Photomultiplierwände und der inneren passiven Abschirmung findet nicht nur die Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ statt, sondern die Neutrinos werden auch an den Elektronen gestreut. Die Wirkungsquerschnitte der Neutrino-Elektron-Streuung können sehr gut berechnet werden, da die Streuung ein rein leptonischer Prozeß ist. Aus diesem Grund sind auch die Abschätzungen der zu erwartenden Ereignisse, die mit Hilfe einer Simulation errechnet werden, zuverlässig.

An der Neutrino-Elektron-Streuung nehmen alle drei an ISIS produzierten Neutrinoarten teil. Im Rahmen dieser Arbeit wurden aber nur die Neutrinoarten betrachtet, die bei dem Zerfall des μ^+ entstehen.

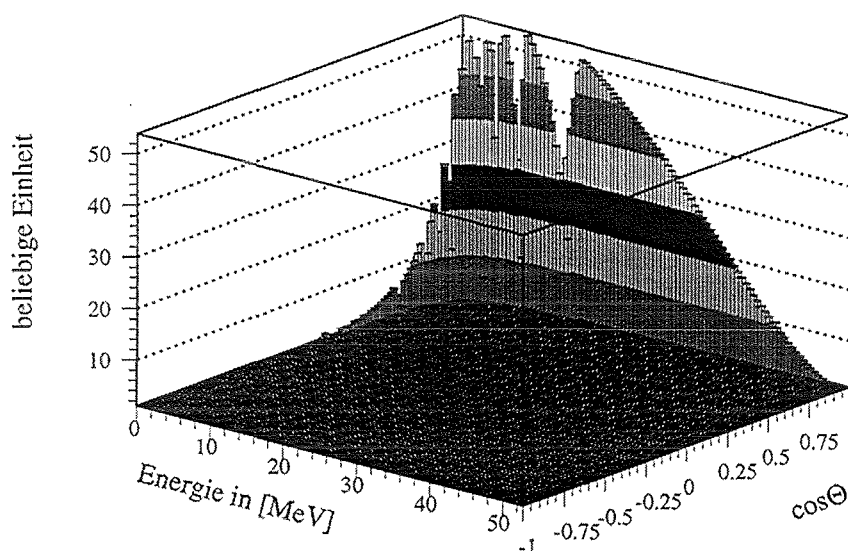


Abbildung C.1: Energie- und Streuwinkelabhängiges Startspektrum der Elektronen der Neutrino-Elektronstreuung für die zwei Neutrinosorten ν_e und $\bar{\nu}_\mu$

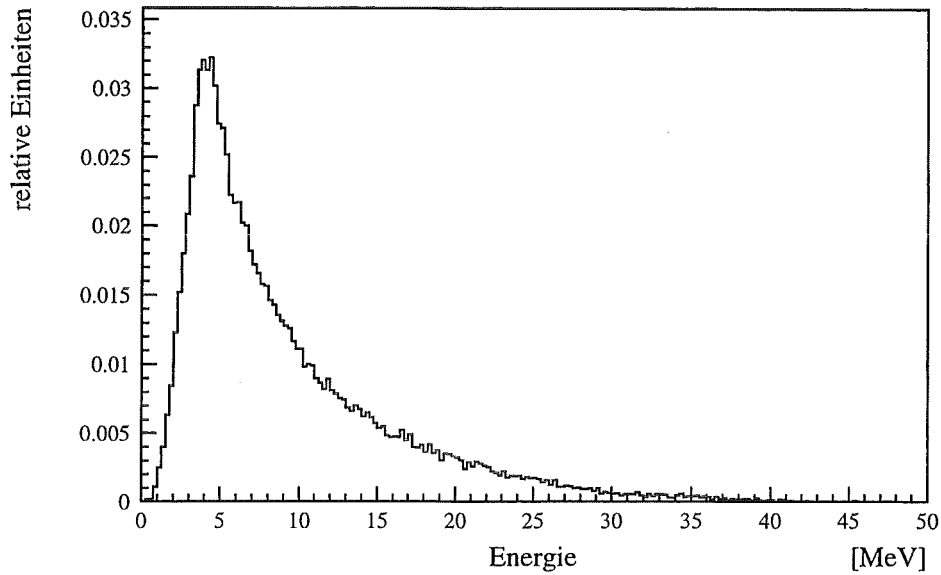


Abbildung C.2: Simuliertes Energiespektrum der Neutrino-Elektron-Streuung

Die Elektronen aus elastischen ν -e Streuungen wurden so gestartet, wie in Kapitel 4.2 beschrieben. Das energie- und streuwinkelabhängige Startspektrum der Elektronen ist in der Abbildung C.1 dargestellt. Man kann deutlich erkennen, daß bei hohen Energien die Elektronrichtung sehr stark nach vorne gerichtet ist. Es ist also zu erwarten, daß im Gegensatz zur Reaktion ${}^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-){}^{56}\text{Co}^*$, die Ereignisse, die im Detektor Energie deponieren, in der dem Target zugewandten Seite generiert wurden. Der Streuwinkel θ des Elektrons relativ zum einfallenden Neutrino wurde nach der folgenden Formel berechnet [Arm93]:

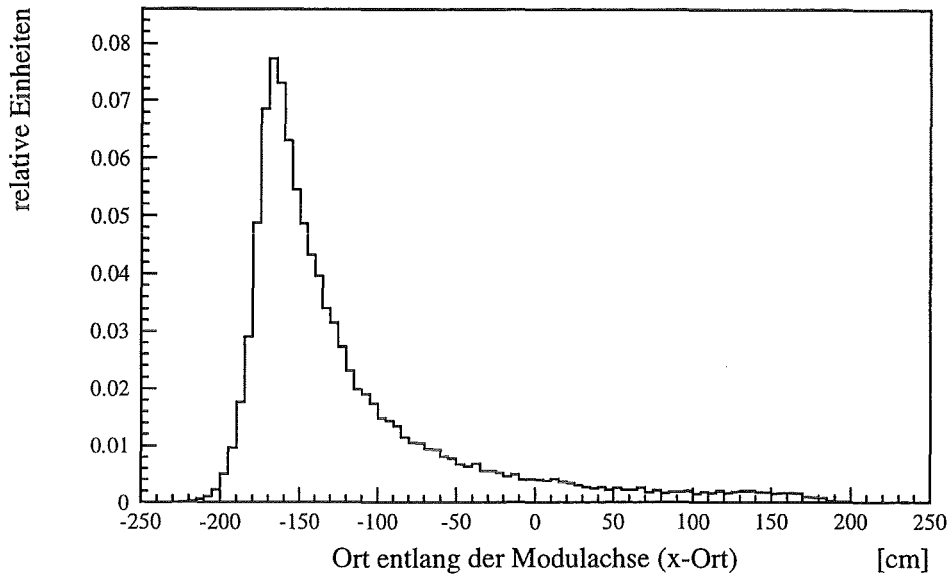
$$\cos \theta = \left(1 + \frac{m_e}{E_\nu}\right) \left(\frac{E'_e - m_e}{E'_e + m_e}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Die Bindungsenergie der Elektronen im Coulombfeld der ${}^{56}\text{Fe}$ Kerne wurde hier vernachlässigt. Die Bindungseffekte vermindern die tatsächliche Rate an ν -e Streuereignissen, die folgenden Abschätzungen sind daher nur Obergrenzen.

Das Energiespektrum der im Detektor deponierten Energie entspricht einem Bremsstrahlungsspektrum (vgl. Abb. C.2). Wie bereits bei der Untersuchung der Reaktion ${}^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-){}^{56}\text{Co}^*$ festgestellt wurde, erreichen nur sehr wenige Primärelektronen den Detektor. Fast alle Elektronen nehmen an Sekundärreaktionen teil und erzeugen über Bremsstrahlung am Eisen γ -Quanten, die in dem Detektor nachgewiesen werden.

Für die Berechnung der zu erwartenden Ereignisse $N_{\nu-e}$ gilt:

$$N_{\nu-e} = (\langle \sigma(\nu_e e) \rangle + \langle \sigma(\bar{\nu}_\mu e) \rangle) \cdot \phi_{eff} \cdot N_{target} \cdot \varepsilon \quad (\text{C.1})$$

Abbildung C.3: x-Ortverteilung der ν -e Streuung am Eisen

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ε wird aus dem Produkt der SMU-, Stack-, Zeit- und Monte-Carlo-Nachweiswahrscheinlichkeit berechnet. Die Werte für die SMU-, Stack- und Zeit-Nachweiswahrscheinlichkeit sind die gleichen wie bei der Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ und wurden bereits in Kapitel 6.4.3 angegeben. Die Monte-Carlo-Nachweiswahrscheinlichkeiten bei verschiedenen Schnitten sind in der Tabelle C.1 aufgelistet. Im Vergleich zu den Nachweiswahrscheinlichkeiten der Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$ (vgl. Tabelle 6.7) sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Neutrino-Elektron Streuung um etwa die Hälfte kleiner. Die x-Ort Verteilung (vgl. Abb C.3) kann diesen Faktor erklären. Aufgrund der in Abbildung C.1 gezeigten bevorzugten Vorwärtsstreuung der Elektronen erreichen nur diejenigen Elektronen den Detektor, die in der dem Target zugewandten Wand gestreut wurden. Der Beitrag der gegenüberliegenden Wand ist zu vernachlässigen.

Ortsschnitte	Energieschnitte	
	11-50 MeV	16-50 MeV
-250 - 250 cm	0.34 %	0.17 %
-175 - 175 cm	0.31 %	0.16 %
<i>fiducial cut</i>	0.13 %	0.06 %

Tabelle C.1: Monte-Carlo Nachweiswahrscheinlichkeiten in Prozent. Der *fiducial cut* bedeutet, daß in x-Richtung der Bereich von 150 cm bis 150 cm betrachtet und auf jeder Seite die äußerste Reihe und Spalte weggeschnitten wird.

Die für die Simulation benutzten flußgemittelten Wirkungsquerschnitte errechnen sich zu [Arm93]:

$$\langle \sigma(\nu_e e) \rangle = 0.301 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$$

$$\langle \sigma(\bar{\nu}_\mu e) \rangle = 0.050 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$$

Die Anzahl der Targetteilchen entspricht der Zahl der Eisenkerne multipliziert mit der Elektronenzahl von ^{56}Fe . Dies bedeutet, daß die Zahl der Wechselwirkungspartner bei der Neutrino-Elektron-Streuung um den Faktor 26 größer ist als bei der Reaktion $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}^*$. Mit den Zahlen aus der Tabelle 6.5 erhält man $6.08 \cdot 10^{31}$ Elektronen als Targetteilchen.

Ortsschnitte	Energieschnitte	
	11–50 MeV	16–50 MeV
-250 bis 250 cm	3	1.5
-175 bis 175 cm	2.6	1.4
<i>fiducial cut</i>	1.1	0.5

Tabelle C.2: Erwartete Ereigniszahlen für die Neutrino-Elektron-Streuung

Nach der Formel C.1 und den oben angegebenen Zahlenwerten ergeben sich für die erwarteten Ereigniszahlen die in der Tabelle C.2 aufgeführten Werte. Daraus sieht man, daß die Neutrino-Elektron-Streuung aufgrund ihres geringen Wirkungsquerschnittes und der kleinen experimentellen Nachweiswahrscheinlichkeit vernachlässigt werden kann.

Literaturverzeichnis

- [Arm93] B. Armbruster, *Simulation eines Wasser-Čerenkovdetektors für Neutrino-Elektron-Streuung*, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1993)
- [Arm95] B. Armbruster, private Mitteilungen
- [Bod88] B. Bodmann, *Aufbau und Eigenschaften des KARMEN Antizählers*, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg (1988)
- [Bro82] I. N. Bronstein, *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch, 24 Auflage 1982
- [Bru85] S. W. Bruenn, *Stellar core collapse*, ApJ, **58** (1985), 771.
- [Bug79] E. V. Bugaev et al., *The interaction of intermediate energy neutrinos with nuclei*, Nucl. Phys. A **324** (1979), 350.
- [Bur95] R. L. Burman et al., *Neutrino Flux Calculations for the ISIS Spallation Neutron Facility*, Forschungszentrum Karlsruhe (1995) Report FZKA 5595.
- [Cer90] J. Cernohorsky et al., *Relativistic Two-Moment Neutrino Transport*, ApJ, **398** (1992), 190.
- [Don91] T. W. Donnelly, *Programm NUEE zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten*, private Mitteilung (1991)
- [Dre90] G. Drexlin et al., *The High Resolution Neutrino Calorimeter KARMEN*, NIM A **289** (1990) 490–495.
- [Dre94] G. Drexlin et al., *KARMEN: Precision Tests of the Standard Model with Neutrinos from Muon and Pion Decay*, Prog Part. Nucl. Phys. **32** (1994) 375.
- [Ebe92] V. Eberhard, *Erster Nachweis der inelastischen Neutrino-Kern-Streuung $\nu + {}^{12}\text{C} \rightarrow \nu' + {}^{12}\text{C}^*$* , Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1992), KfK-Report 5063.
- [Eit95] K. Eitel, Dissertation in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Fai95] S. Faion, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)

- [Fli91] T. Fließbach, *Quantenmechanik*, BI Wissenschaftsverlag, Mannheim (1991)
- [Fro79] A. G. Frodesen, *Probability and Statistics in Particle Physics*, Universitetsforlaget 1979
- [Fuk89] M. Fukugita et al., ^{13}C as a solar Neutrino Detektor, Phys. Lett. B **217** (1989) 186.
- [Fuk90] M. Fukugita et al., Reaction cross sections for $\nu^{13}\text{C} \rightarrow e^{-}^{13}\text{N}$ and $\nu^{13}\text{C} \rightarrow \nu'^{13}\text{C}^*$ for low energy neutrinos, Phys. Rev. C **41** (1990) 1359.
- [Geant] S. Giani, *GEANT: Detector Description and Simulation Tool* Version 3.21 CERNLIB D5013; Long Writeup.
- [Gem88] H. Gemmeke et al., Properties of a new Photomultiplier optimized to good time and energy resolution for scintillation counting, IEEE Trans. Nucl. Science **35** (1988) 360.
- [Gra92] W. Grandegger, *Myoninduzierte Reaktionen im KARMEN Neutrinodetektor*, Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1992), KfK-Report 5122.
- [Hoe95] J. Höbl, *Maximum Likelihood Analyse der Neutrino-Daten des KARMEN-Experiments*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1995).
- [Jan94] T. Jannakos, *Untersuchung von Myoneinfang-Reaktionen an ^{12}C und ^{13}C im KARMEN-Detektor*, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1994), Report FZKA 5520.
- [Kle94] M. Kleifges, *Erste Messung des Energiespektrums von Elektronenneutrinos aus dem μ^+ -Zerfall*, Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1994), KfK-Report 5394.
- [Kra92] D. Krakauer, *Measurement of Neutrino Electron Scattering and Inverse Beta-Decay of Carbon using Neutrinos from Stopped Muon Decay*, LA-12262-T Thesis, Los Alamos National Laboratory
- [Kud93] K. Kubodera et al., *Neutrino-Nucleus Reactions*, University of South Carolina Columbia, USC(NT)-93-6
- [Kol94] E. Kolbe et al., Neutrino-induced reactions on ^{12}C within the continuum random phase approximation, Phys. Rev. C **49** (1994) 1122.
- [Lee56] T.D. Lee and C.N. Yang, Phys. Rev. **104** (1956) 254
- [Minuit] F. James, M. Roos. *MINUIT: Function Minimization and Error Analysis*, Version 92.1 CERNLIB D506; Long Writeup.
- [Min91] S. L. Mintz and M. Pourkaviani, Neutrino reaction in ^{13}C , Nucl. Part. Phys. **17** (1991) 1139.

- [Nuk81] W. Seelmann-Eggebert et al., *Nuklidkarte*, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1981).
- [Pdg 94] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Physical Review **D50**, 1173 (1994).
- [Pli92] P. Plischke, *REDUCE_KARMEN_DATA-Programm*, private Mitteilung
- [Rap95] J. Rapp, Dissertation in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Rei59] F. Reines and C.L. Cowan, *Free Antineutrino Absorption Cross Section.*, Phys. Rev. **113** (1959) 273.
- [Sch95] P. Schirrmann, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Smu95] P. Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer-Verlag, Berlin (1995)
- [Ste95] M. Steidl, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Sut92] Chr. Sutton, *Spaceship Neutrino*, Cambridge University Press (1992).
- [Wol95] J. Wolf, *Kalibration des KARMEN-Detektors und die Analyse inklusiver Neutrino Reaktionen mit ^{12}C* , Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe (1995)
- [Woo94] S. E. Woosley et al., *The r-Process and Neutrino-Heated Supernova Ejecta*, ApJ, **433**, 229–246, 1994 September 20
- [Wu57] C.S. Wu, *Experimental Test of Parity Conversation in Beta Decay*, Phys. Rev. **105** (1957) 1413.
- [Zei85] B. Zeitnitz, *Low Energy Neutrino Physics at High Intensity Pulsed Proton Accelerators*, Prog. Part. and Nucl. Phys. **13** (1985) 445.
- [Zei94] B. Zeitnitz, *KARMEN: Neutrino Physics at ISIS*, Prog. Part. and Nucl. Phys. **33** (1994) 351.