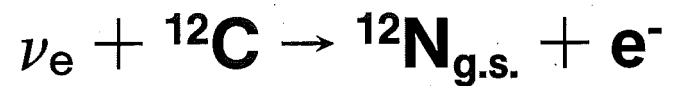


KfK 5064
Oktober 1992

Der Nachweis der exklusiven Kernanregung



im Neutrino-Detektor KARMEN

S. Wölfle
Institut für Kernphysik

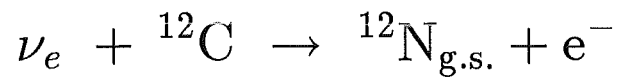
Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 5064

Der Nachweis der exklusiven Kernanregung



im Neutrino-Detektor KARMEN

Sabine Wölfle

von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte Dissertation

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH, KARLSRUHE

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Der Nachweis der exklusiven Kernanregung

$\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^-$ im Neutrino-Detektor KARMEN

Das Neutrinoexperiment KARMEN führt Messungen mit den *beam dump* Neutrinos der Spallationsneutronenquelle ISIS des Rutherford Appleton Laboratoriums in Großbritannien durch. Nach Inbetriebnahme des fertiggestellten Detektors, eines 56 t Szintillationskalorimeters mit aktiver und passiver Abschirmung, wurde im November 1989 mit der langfristigen Datenaufnahme begonnen.

Die physikalischen Fragestellungen des Experiments umfassen die Untersuchung von Neutrino-Kern-Reaktionen sowie die Suche nach Neutrino-Oszillationen. Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es, nach über einem Jahr Meßzeit mit dem KARMEN-Detektor die ersten physikalischen Ergebnisse aus den Daten zu extrahieren.

Dies erforderte zunächst die Entwicklung und Durchführung einer umfangreichen Orts-, Energie- und Zeiteichung für jedes der 512 Detektormodule. Die Eichdaten wurden aus Messungen von kosmischen Myonen gewonnen. Dabei konnten auch wichtige Detektoreigenschaften untersucht werden. So wurde die Energieauflösung, gemittelt über alle Module, zu $\sigma_E/E = 13.4\%/\sqrt{E}$ bestimmt; die Ortsauflösung ist energieabhängig und beträgt $\sigma_x = 6$ cm oberhalb 20 MeV. Der Vergleich mit Monte Carlo Berechnungen zeigte, daß diese Eigenschaften des Detektors verstanden werden.

Des weiteren mußte wegen der sehr niedrigen Rate von Neutrinoreaktionen der trotz massiver Abschirmung vorhandene Untergrund sehr genau studiert und Maßnahmen zu seiner Reduktion ergriffen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die exklusive Kernanregung durch den geladenen Strom $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^-$ untersucht, eine Reaktion, die sich wegen ihrer sequentiellen Struktur durch den nachfolgenden ${}^{12}\text{N}$ -Zerfall durch ein besonders hohes Signal- zu Untergrundverhältnis von 27 : 1 auszeichnet. Der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt wurde zu

$$\langle\sigma\rangle = [7.9 \pm 1.1 (\text{stat}) \pm 0.7 (\text{syst})] \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$$

bestimmt. Die guten kalorimetrischen Eigenschaften und die gute Energieauflösung des KARMEN-Detektors ermöglichten erstmals auch die Bestimmung eines energieabhängigen Wirkungsquerschnitts für diese Reaktion. Der energieabhängige Verlauf und der flußgemittelte Wert stehen in Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen.

Weiterhin wurde mit einer ersten Suche nach Neutrino-Oszillationen die prinzipielle Durchführbarkeit der geplanten Oszillationsexperimente demonstriert. Dabei konnten Oszillationswahrscheinlichkeiten

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \geq 0.091 \quad \text{und} \quad P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \geq 0.045$$

ausgeschlossen werden (90% CL). Dies läßt am Ende der insgesamt auf fünf Jahre angelegten Meßzeit vielversprechende Ergebnisse erwarten.

Abstract

Observation of the exclusive nuclear excitation

$\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^-$ in the KARMEN detector

The KARMEN neutrino experiment is performing measurements using beam dump neutrinos from the spallation neutron source ISIS at the Rutherford Appleton Laboratory in Great Britain. The detector system consists of a 56 t scintillation calorimeter with active and passive shieldings. After completion of the detector long term data taking has started in November 1989.

Physics aims of the experiment cover neutrino nucleus reactions and the search for neutrino oscillations. This report extracts first physical results from the data collected during one and a half years of measuring.

Data evaluation required the development of procedures for a position, energy and time calibration. Calibration data for each of the 512 detector modules were acquired by measuring cosmic muons. At the same time important detector properties could be studied. The energy resolution averaged over all modules was determined to be $\sigma_E/E = 13.4\%/\sqrt{E}$, the position resolution is energy dependent and amounts to $\sigma_x = 6$ cm for energies above 20 MeV. Comparisons with Monte Carlo calculations have shown these properties to be well understood.

In spite of the massive detector shielding there still remains some background so regarding the very low neutrino reaction rates careful identification and suppression of background are vital to the experiment.

This report concentrates on the exclusive nuclear excitation $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^-$ induced by the weak charged current. This reaction is followed by ${}^{12}\text{N}$ -decay and has a very high signal to background ratio of 27:1 due to its sequential structure. The flux averaged cross section was measured to be

$$\langle\sigma\rangle = [7.9 \pm 1.1 (stat) \pm 0.7 (syst)] \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2.$$

Both the good calorimetric and energy resolution properties of the KARMEN detector enabled the experiment to deduce for the first time an energy dependent cross section for this reaction. The shape and absolute value of the cross section agree well with theoretical predictions.

A first search for neutrino oscillations demonstrated the feasibility of the planned oscillation experiments. Oscillation probabilities

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \geq 0.091 \quad \text{and} \quad P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \geq 0.045$$

could be excluded at a 90% confidence level. Thus promising results will be expected at the end of the five years measuring period.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Physikalische Motivation	4
1.1 Neutrino – Oszillationen	4
1.2 Neutrino – Kern – Reaktionen	7
1.3 Neutrino – Elektron – Streuung	12
2 Das KARMEN – Experiment	14
2.1 Neutrinoquelle ISIS	14
2.2 Der KARMEN – Detektor	16
2.3 Neutrinosignaturen in KARMEN	20
2.3.1 Inverser Betazerfall an ^{12}C	20
2.3.2 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation	21
2.3.3 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation	23
3 Elektronik, Trigger und Datenaufnahme	26
3.1 Front End Elektronik	26
3.2 Triggerlogik und Untergrunderkennung	28
3.3 Datenauslese	32
3.4 Meßverfahren	32
3.5 Änderungen während des Meßzeitraums	33
4 Einstellung und Eichung des KARMEN–Detektors	35
4.1 Detektoreinstellung	35
4.1.1 Bestimmung der Pedestals und Schwellen	35
4.1.2 Bestimmung der Versorgungsspannung der Photomultiplier	36
4.2 Detektoreichung	37
4.2.1 Positionseichung	37
4.2.2 Energieeichung	42
4.2.3 Zeiteichung	49
5 Untergrund im KARMEN – Detektor	54
5.1 Myoninduzierte Reaktionen	55
5.2 Strahlkorrelierter Untergrund	64
6 Inverser Betazerfall an ^{12}C	68
6.1 Experimentdaten und ihre Reduktion	68
6.2 Verwendete Schnitte und Ergebnis	69
6.3 Bestimmung des Untergrunds	71
6.4 Neutrinoereignisse	75
6.5 Berechnung des flußgemittelten Wirkungsquerschnitts	79

6.6	Energieabhängiger Wirkungsquerschnitt	85
7	Suche nach Neutrino-Oszillationen	88
7.1	Procedere	88
7.2	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation	90
7.3	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation	93
7.4	Ausblick	97
A	Lichtlecks	98
A.1	Bestimmung des Anteils an überkoppelndem Licht	98
A.2	Herleitung von Formeln zur ereignisweisen Energiekorrektur	99
	Literaturverzeichnis	101

Einleitung

Die bis Anfang der 80er Jahre durchgeführten Neutrinoexperimente trugen entscheidend zu unserem Verständnis der schwachen Wechselwirkung bei und führten schließlich zur Bestätigung der Weinberg–Salam–Glashow Theorie, die die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung vereinigt. Die Voraussagen dieser zum Standardmodell avancierten Theorie wurden bisher experimentell mit großer Genauigkeit bestätigt. Neue Präzisionsexperimente am LEP–Speicherring – insbesondere die Untersuchung der Z^0 Resonanz – ergaben bisher keinerlei Hinweise auf physikalische Phänomene, die nicht durch das Standardmodell beschrieben werden können.

Dabei läßt das Standardmodell Fragen nach der Skala der Eichsymmetriebrechung oder der Massengeneration offen, so daß der Versuch unternommen wird, die elektroschwache und starke Wechselwirkung mit einem gemeinsamen Konzept zu beschreiben. Die derzeit favorisierten Theorien zur großen Vereinheitlichung der Kräfte sind Rechts–Links–Symmetrische, Supersymmetrische Modelle oder beruhen auf der Symmetriegruppe $SO(10)$. Da in diesen Modellen das Neutrino nicht mehr masselos ist, gerät der Versuch zur Bestimmung einer möglichen Neutrinomasse zu einer Suche nach Physik jenseits des Standardmodells.

Mit direkten Massenbestimmungen wie der Untersuchung des Energiespektrums beim Tritiumzerfall können bisher Elektronneutrinomassen oberhalb 10 eV ausgeschlossen werden [Wil91], für das Myon– und Tauneutrino liegen die Grenzen mit 250 keV und 35 MeV noch weit höher [PDG 90].

In diesem Zusammenhang sind Messungen von β –Spektren mit niedriger Endpunktsenergie interessant, die auf die mögliche Existenz eines schweren Neutrinos mit einer Masse von 17 keV hinweisen, das mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 1% beim Betazerfall emittiert wird [Him89, Him91, Sur91]. Zwar werden die Ergebnisse dieser Messungen sehr kontrovers diskutiert, und es gibt Gruppen, deren Experimente die Existenz eines solchen schweren Neutrinos mit einer hohen Vertrauensgrenze ausschließen können, aber mittlerweile werden viele Modelle entwickelt, die ein 17 keV–Neutrino zusammen mit anderen Beobachtungen – etwa aus der Kosmologie – in Einklang bringen möchten [Bab91, Cal91, Hax91].

Durch Oszillationsexperimente an Beschleunigern kann das Myonneutrino als 17 keV schwerer Mischungspartner für das Elektronneutrino ausgeschlossen werden, es kommt also bei der Beschränkung auf drei Neutrinfamilien [ALE90] nur das Tauneutrino in Frage. Die bisher angegebenen Grenzen aus $\nu_\tau \rightarrow \nu_e$ Oszillationsexperimenten sind mit $\Delta m^2 \leq 9 \text{ eV}^2$ und insbesondere $\sin^2 2\theta \leq 0.12$ [Ush86] noch nicht stringent genug, um hier relevante Aussagen machen zu können.

Besitzen Neutrinos eine Masse, so gibt dies Anlaß zu weiteren interessanten Phänomenen: Als Majoranateilchen können Neutrinos mit ihrem eigenen Antiteilchen identisch sein und so die Existenz eines neutrinolosen doppelten β –Zerfalls ermöglichen. Geophysikalische und Laborexperimente werden mit Kernen durchgeführt, bei denen der normale β –Zerfall

energetisch verboten ist, so daß ein Prozeß zweiter Ordnung wie der doppelte β -Zerfall erst beobachtbar wird. Der Fall, bei dem zwei Neutrinos emittiert werden, konnte z.B. für ^{76}Ge mit einer Halbwertszeit von $\approx 10^{21}$ Jahren nachgewiesen werden, für den neutrino-losen Fall kann nur eine untere Grenze von $2.4 \cdot 10^{24}$ Jahren angegeben werden [Moe 91]. Die daraus abschätzbare effektive Neutrinomasse beträgt maximal 1 eV und steht damit im Widerspruch zu dem "17 keV-Neutrino", dessen effektive Masse 140 eV betragen müßte; es kann sich dabei also nicht um ein Majoranateilchen handeln.

Massive Diracneutrinos können ein magnetisches Moment besitzen, das zum Beispiel im Fall der Sonnenneutrinos mit dem Magnetfeld der Sonne wechselwirken kann. Dabei kann es zu einer Umkehr der Helizität der Neutrinos kommen, die dann rechtshändigen Neutrinos wären für die schwache Wechselwirkung steril. Damit hätte man eine Lösung für das Sonnenneutrino-Rätsel, das darin besteht, daß nur die Hälfte bis ein Drittel der erwarteten Elektronneutrinos aus der Sonne auf der Erde nachgewiesen werden. Das hierfür erforderliche magnetische Moment liegt in einer Größenordnung von $10^{-10} \mu_B$ (Bohrsches Magneton), aus Beobachtungen der Neutrinos von der Supernova SN1987a kann man aber ein magnetisches Moment $> 10^{-12} \mu_B$ ausschließen [Bar 88].

Schließlich können massive Neutrinos ähnlich wie im Quarksektor mischen und so Anlaß zu Neutrino-Oszillationen geben. Diese Möglichkeit war als weitere Erklärung für das Sonnenneutrino-Rätsel erdacht worden. Bisher wurden allerdings bei Reaktor-, Beschleuniger- und *beam dump* Experimenten keine Hinweise auf Oszillationen gefunden, ebenso bei Untergrundexperimenten, die atmosphärische Neutrinos nachweisen.

Das KARMEN¹-Experiment kann mit der Suche nach $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen und der Beobachtung von Neutrino-Kern-Anregungen einen Beitrag zur Neutrinophysik leisten. Dazu werden Messungen mit den *beam dump* Neutrinos ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ der gepulsten Spallationsneutronenquelle ISIS in Großbritannien durchgeführt. Nachgewiesen werden die neutrinoinduzierten Reaktionen in einem 56 t Szintillationskalorimeter, das sehr gute Auflösungs-eigenschaften aufweist und zusammen mit der einzigartigen Zeitstruktur von ISIS eine klare Neutrino-Identifikation ermöglicht.

Zwei Jahre nach der Fertigstellung des Detektors liegen genügend Meßdaten vor, aus denen sich die ersten Ergebnisse extrahieren lassen. Doch um mit Hilfe dieser Daten physikalisch relevante Aussagen machen zu können, bedarf es einiger Vorarbeit: Die genaue Kenntnis des Detektors und das Verständnis seiner Eigenschaften sind die Grundlagen für die Durchführung einer umfassenden Detektoreichung, wie sie im Rahmen dieser Arbeit erstellt wurde.

Kleine Neutrino-Zählraten in der Größenordnung eins pro Tag stellen hohe Anforderungen an die genaue Kenntnis der Untergrundsituation. Untergrundquellen sind zum einen im Detektor gestoppte kosmische Myonen und ihre Zerfallsprodukte, zum andern strahlkorrelierte Neutronen, die die massive Abschirmung durchdringen. In beiden Fällen können sie Ereignisstrukturen hervorrufen, die als verzögerte Koinzidenz Neutrinoereig-

¹ Karlsruhe Rutherford Mittel-Energie Neutrino Experiment

nisse vortäuschen, die sich durch ihre sequentielle Struktur ansonsten gut von zufälligem Untergrund trennen lassen.

Ein Hauptziel dieser Arbeit war die Untersuchung des inversen Betazerfalls an ^{12}C , zusammen mit der Bestimmung des flußgemittelten und des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts dieser Reaktion. Gleichzeitig wurde mit der Suche nach Neutrino-Oszillationen die Durchführbarkeit dieses Teils des KARMEN-Experiments getestet.

1 Physikalische Motivation

Die KARMEN-Kollaboration² führt Experimente an der Spallationsneutronenquelle ISIS am Rutherford Appleton Laboratory in Großbritannien durch. Dort werden Neutrinos aus dem Zerfall gestoppter π^+ und μ^+ erzeugt. Der Energiebereich dieser *beam dump* Neutrinos ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ liegt zwischen 0 und 53 MeV, wobei die Neutrino flavours ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ durch die einzigartige Zeitstruktur von ISIS getrennt von den ν_μ untersucht werden können.

Nachgewiesen werden die neutrinoinduzierten Reaktionen von einem großvolumigen Flüssigszintillationskalorimeter mit sehr guten Auflösungsseigenschaften. Damit stehen als Target für diese Reaktionen ^{12}C -Kerne, Protonen und Elektronen zur Verfügung.

Ende 1989 konnten die Messungen mit dem vollständigen Detektor aufgenommen werden. Das umfangreiche Meßprogramm des KARMEN-Experiments umfaßt [Zei 85]

- **Suche nach Neutrino-Oszillationen**
- **Untersuchung von inelastischen Neutrino-Kern-Streuungen durch den neutralen und geladenen Strom**
- **Beobachtung der Neutrino-Elektron-Streuung.**

Im folgenden werden diese drei Reaktionstypen im Zusammenhang mit ihrer physikalischen Bedeutung ausführlich vorgestellt.

1.1 Neutrino – Oszillationen

Falls die Flavour-Leptonenzahl nicht erhalten ist und zumindest eine Neutrinosorte eine von Null verschiedene Masse besitzt, kann es zu Mischungen zwischen den einzelnen Neutrinofamilien kommen. Die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung ν_e , ν_μ , ν_τ sind dann nicht identisch mit den Masseneigenzuständen ν_i , sondern aus diesen zusammengesetzt:

$$|\nu_\ell\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\ell i} |\nu_i\rangle, \quad \ell = e, \mu, \tau.$$

Dabei ist U eine Mischungsmatrix, die der Kobayashi-Maskawa-Matrix im Quarksektor entspricht und drei unabhängige Mischungswinkel sowie einen Phasenparameter enthält [Com 83].

Der Einfachheit halber beschränken wir uns auf die Mischung zwischen zwei Neutrinofamilien:

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

²Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe, Universität Erlangen, Rutherford Appleton Laboratory, Queen Mary and Westfield College London und Oxford University

Die zeitliche Entwicklung eines Neutrinosystems wird bestimmt durch die Entwicklung der Masseneigenzustände

$$|\nu_j(t)\rangle = |\nu_j(0)\rangle e^{-iE_j t}, \quad \hbar = 1.$$

Da sich die verschiedenen Masseneigenzustände mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten ausbreiten, geraten sie außer Phase und geben so Anlaß zu Neutrino-Oszillationen.

Erzeugt man also einen reinen ν_μ -Strahl, so verändert sich mit wachsendem Abstand vom Entstehungsort die Wahrscheinlichkeit, eine Beimischung von ν_e zu finden

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E_\nu} \right) \quad [\text{Per 82}].$$

mit: θ	Mischungswinkel
$\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2 $	Differenz der Massenquadrate [eV^2]
L	Abstand vom Entstehungsort [m]
E_ν	Neutrinoenergie [MeV]

Ist CP nicht verletzt, haben Neutrinos und Antineutrinos dieselben Oszillationswahrscheinlichkeiten. Während der Mischungswinkel θ die Stärke der Oszillation beschreibt, legt Δm^2 die Oszillationsfrequenz fest.

Die Sensitivität eines Oszillationsexperiments wird charakterisiert durch P_{\min} , dies ist die kleinste Oszillationswahrscheinlichkeit, auf die das Experiment gerade noch empfindlich ist. Jedem P_{\min} entsprechen bei einem festen Versuchsaufbau bestimmte Kombinationen von Mischungswinkeln und Massendifferenzen, die in einem sogenannten Sensitivitätsplot aufgetragen werden.

Für große Massenquadratdifferenzen mittelt sich der kinematische Term zu $\frac{1}{2}$, so daß sich daraus als Grenze für den Mischungswinkel $\sin^2 2\theta = 2P_{\min}$ ergibt. Die Empfindlichkeit auf Δm^2 hängt vom Verhältnis E_ν/L ab; dies ist eine Größe, die für jedes Experiment charakteristisch ist.

Kernreaktoren liefern $\bar{\nu}_e$ aus den β -Zerfällen ihrer neutronenreichen Spaltprodukte und sind mit Flüssen von $10^{20}/\text{s}$ die stärksten irdischen Neutrinoquellen. Ihre Energien liegen in einem Bereich bis 8 MeV, so daß zu $\bar{\nu}_\mu$ oszillierte Neutrinos nicht über die Erzeugung von Myonen ($m_\mu = 106 \text{ MeV}$) nachgewiesen werden können. Oszillationsexperimente, die an Reaktoren durchgeführt werden, sind deshalb *disappearance* Experimente, die die $\bar{\nu}_e$ über den inversen β -Zerfall des Protons nachweisen und nach einer Abnahme des Neutrinoflusses suchen. Dies setzt entweder die genaue Kenntnis der Reaktorkernzusammensetzung und damit des Neutrinospektrums voraus, oder man mißt – möglichst gleichzeitig – bei verschiedenen Abständen, um unabhängig von der Flußnormierung zu sein [Ave 89]. Die bisher besten Ausschlußgrenzen für Δm^2 liegen bei 0.019 eV^2 und stammen aus dem Gösgen-Experiment [Zac 86]. Vor kurzem berichtete eine sowjetische Gruppe, die an drei Reaktoren in Krasnoyarsk mißt, über $\Delta m^2 < 0.008 \text{ eV}^2$ [Mos 91].

Von Experimenten, die ursprünglich nicht im Strahl vorhandene, sondern durch Oszillation erzeugte Neutrinosorten nachweisen wollen, sagt man, sie werden im *appearance*

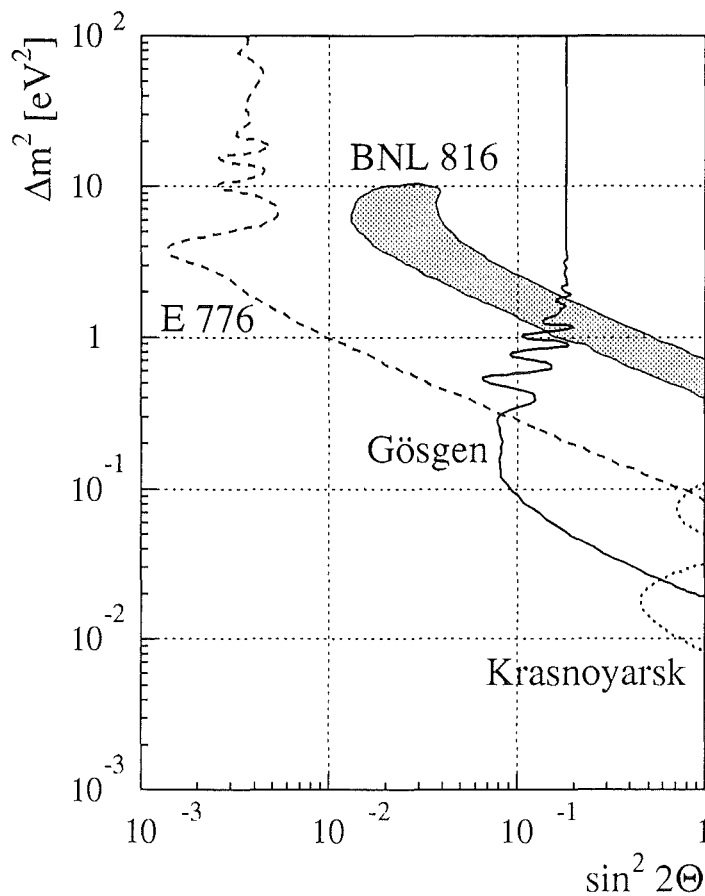


Abbildung 1: Ausschließungsplot der Oszillationsparameter von:
 Gösgen ($\bar{\nu}_e \rightarrow x$), E 776 ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$), Krasnoyarsk ($\bar{\nu}_e \rightarrow x$),
 BNL 816 erlaubter Bereich ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$)

Modus betrieben. Damit sind sie sehr viel sensitiver auf kleine Oszillationswahrscheinlichkeiten. Mit Beschleunigerexperimenten, die die Reaktionsprodukte möglichst reiner ν_μ - oder $\bar{\nu}_\mu$ -Strahlen auf ihren Elektronenneutrino-induzierten Gehalt hin untersuchen, können so Mischungswinkel $\sin^2 2\theta > 3 \cdot 10^{-3}$ ausgeschlossen werden [Mos 91].

Alle bisher durchgeführten Experimente haben keine Hinweise auf Neutrino-Oszillationen gefunden, sieht man von den beiden Beschleunigerexperimenten PS 191 am CERN [Ber 86] und BNL 816 [Ast 89] ab, die einen Überschuss an ν_e -induzierten Ereignissen aufweisen. Wegen einer möglichen Unterschätzung der Strahlkontamination durch Elektronenneutrinos können diese Ergebnisse nicht zweifelsfrei als Oszillationen interpretiert werden.

Abbildung 1 zeigt die derzeit besten Ausschließungsplots für Oszillationsparameter; schraffiert mit eingezeichnet ist auch der von BNL 816 nicht ausschließbare Parameterbereich, der in deutlichem Widerspruch zu anderen Experimenten steht.

Bei KARMEN gibt es die Möglichkeit, die beiden Oszillationen $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ in *appearance* zu untersuchen; $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ kann nicht nachgewiesen werden, weil die Energie der ν_e nicht zur Erzeugung eines Myons ausreicht.

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation

Die ν_e können praktisch untergrundfrei über den inversen β -Zerfall des Kohlenstoffs $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ in Koinzidenz mit dem nachfolgenden Zerfall des Stickstoffs $^{12}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^+ + \nu_e$ nachgewiesen werden. Ein Vergleich der Zählraten dieser Ereignisse im ν_μ -Zeitfenster mit denen im zeitlich gut getrennten ν_e -Fenster erlaubt eine einzigartige Normierung, die unabhängig von der genauen Kenntnis des Neutrinoflusses und des Wirkungsquerschnitts ist. Die Sensitivität wird also nur von der Untergrundrate und dem Anteil der ν_e begrenzt, die schon im ν_μ -Zeitfenster vorhanden sind.

$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation

Da praktisch alle negativ geladenen Pionen und Myonen noch im *beam dump* von den Targetkernen eingefangen werden, gibt es nur einen sehr kleinen Anteil von im Flug zerfallenen π^- , die zu einer $\bar{\nu}_e$ -Kontamination führen. Ihr Verhältnis zu den $\bar{\nu}_\mu$ wird zu $2\text{--}3 \cdot 10^{-3}$ abgeschätzt [Dod92] und beschränkt die Sensitivität dieses Oszillationsexperiments prinzipiell.

Der Nachweis der $\bar{\nu}_e$ erfolgt über den inversen β -Zerfall des Protons; dabei entstehen Positronen und Neutronen, die in Form einer verzögerten Koinzidenz von KARMEN nachgewiesen werden können. Da der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt mit $1.08 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2$ für eine Neutrinoreaktion sehr hoch ist, liegt die Empfindlichkeit für diese Oszillation noch eine Größenordnung über der der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation.

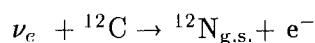
1.2 Neutrino – Kern – Reaktionen

Kernanregung durch inelastische Neutrino-Streuungen spielt in astrophysikalischen Fragestellungen eine wichtige Rolle, so z.B. in Modellen zur kosmischen Nukleosynthese [Hax88]. Die Energie einer Supernova wird zu 99% von Neutrinos fortgetragen, diese können während ihres Durchgangs durch die äußeren Supernovahüllen teilcheninstabile Zustände bei Kernen wie ^4He , ^{12}C oder ^{16}O anregen, deren anschließender Zerfall die chemische Zusammensetzung der Hülle ändert. Zur Berechnung solcher Prozesse ist die Kenntnis von Wirkungsquerschnittsdaten unerlässlich.

Auf der anderen Seite ermöglicht die Beobachtung von Supernova-Neutrinos auf der Erde, Rückschlüsse auf den Explosionsmechanismus zu ziehen. Großvolumige Untertage-Detektoren wie LVD sollen in Zukunft solche Neutrinos über Neutrino-Kern-Reaktionen nachweisen, so daß auch hier physikalisch relevante Aussagen nur mit zuverlässigen Wirkungsquerschnittsdaten gemacht werden können [Ant91].

Mit KARMEN können insbesondere das erste Mal theoretische Vorhersagen für neutrale Ströme experimentell überprüft werden.

Bei den neutrino-induzierten Kernreaktionen, die mit KARMEN beobachtet werden können, handelt es sich um Übergänge des ^{12}C innerhalb eines Isospintripletts (vgl. Abbildung 2), die sowohl über den geladenen Strom (*Charged Current CC*)



als auch über den neutralen Strom (*Neutral Current NC*)

$$\nu + {}^{12}\text{C} \rightarrow \nu' + {}^{12}\text{C}^* (1^+1; 15 \text{ MeV})$$

vermittelt werden können. In beiden Fällen liegen Übergänge mit definierter Spinänderung $\Delta J = 1$ und Isospinänderung $\Delta T = 1$ vor, die bestimmte Komponenten des hadronischen schwachen Stroms herausfiltern, nämlich den isovektor-axialvektoriellen Anteil. Dies erlaubt eine selektive Untersuchung der entsprechenden Kopplungskonstanten der elektroschwachen Wechselwirkung.

Um das Matrixelement dieser semileptonischen Übergänge auszurechnen, kann man bei solch niedrigen Impulsüberträgen mit dem Strom-Strom-Ansatz von Fermi rechnen. Der Strom wird dabei in einen rein leptonischen und einen hadronischen Anteil zerlegt. Während der leptonische Teil im Rahmen der WS-GIM Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung exakt berechnet werden kann, gibt es mehrere Ansätze zur Beschreibung des hadronischen Anteils, der die Übergänge zwischen ausgedehnten Kernen beschreiben muß.

Beim **Elementarteilchenmodell**, das von Primakoff und Rosen zur Behandlung komplexer β -Zerfälle eingeführt worden war [Kim 65], wird die Gesamtheit der Nukleonen eines Kerns als ein Teilchen angesehen, dessen innere Dynamik von sogenannten Formfaktoren F_A, F_M, F_E und F_P ³ beschrieben wird. Damit macht man sich unabhängig von Kernmodellen. Die Formfaktoren F_M, F_E und F_P beschreiben induzierte schwache Ströme,

³axialer, schwacher magnetischer, elektronischer (oder pseudotensorieller) und pseudoskalarer Formfaktor

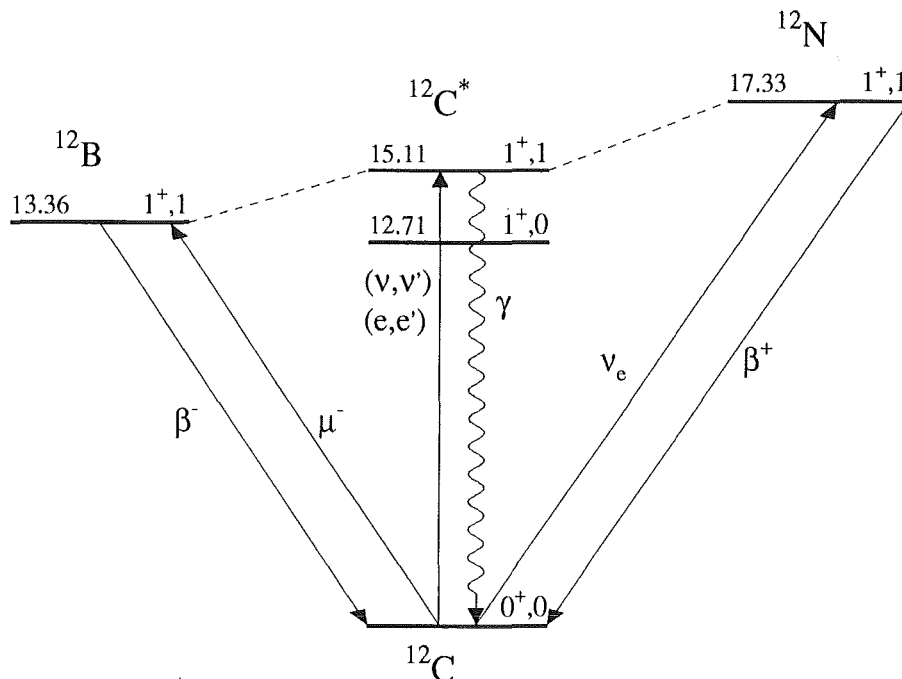


Abbildung 2: Das Isospin-Triplett ${}^{12}\text{B} - {}^{12}\text{C} - {}^{12}\text{N}$

die von der Anwesenheit der starken Wechselwirkung im Kern stammen. Ihr Beitrag liegt in der Größenordnung von Rückstoßeffekten [Gre85] und ist deshalb bei kleinen Impulsüberträgen q^2 , wie sie für *beam dump* Neutrinos relevant sind, stark unterdrückt. Die Formfaktoren und ihre q^2 -Abhängigkeit erhält man unter bestimmten Annahmen aus Messungen verwandter Prozesse. So wird unter der Hypothese des erhaltenen Vektorstroms *Conserved Vector Current CVC* der elektromagnetische Formfaktor $\mu(q^2)$ mit dem induzierten "schwachen" Formfaktor $F_M(q^2)$ verknüpft

$$F_M(q^2) = \sqrt{2} \mu(q^2) .$$

Den elektromagnetischen Formfaktor kennt man aus Messungen der inelastischen Elektronstreuung an ^{12}C , seine Abhängigkeit vom Impulsübertrag kann als Fit an experimentelle Daten parametrisiert werden [Min 91].

Der Wirkungsquerschnitt wird aber, wie in Abbildung 3 für den geladenen Strom dargestellt ist [Min 89], vom axialen Formfaktor F_A dominiert, dessen Wert nur bei $q^2 = 0$ aus β -Zerfallsdaten von ^{12}B und ^{12}N bestimmt werden kann. Die Skalierung mit wachsendem Impulsübertrag erfolgt analog zum schwachen magnetischen Moment

$$\frac{F_A(q^2)}{F_A(0)} \approx \frac{F_M(q^2)}{F_M(0)}$$

und ist für niedrige Energien im 10% Bereich gültig [Noz 83]. Diese Unsicherheit steckt den Rahmen der Genauigkeit dieser Rechnungen ab.

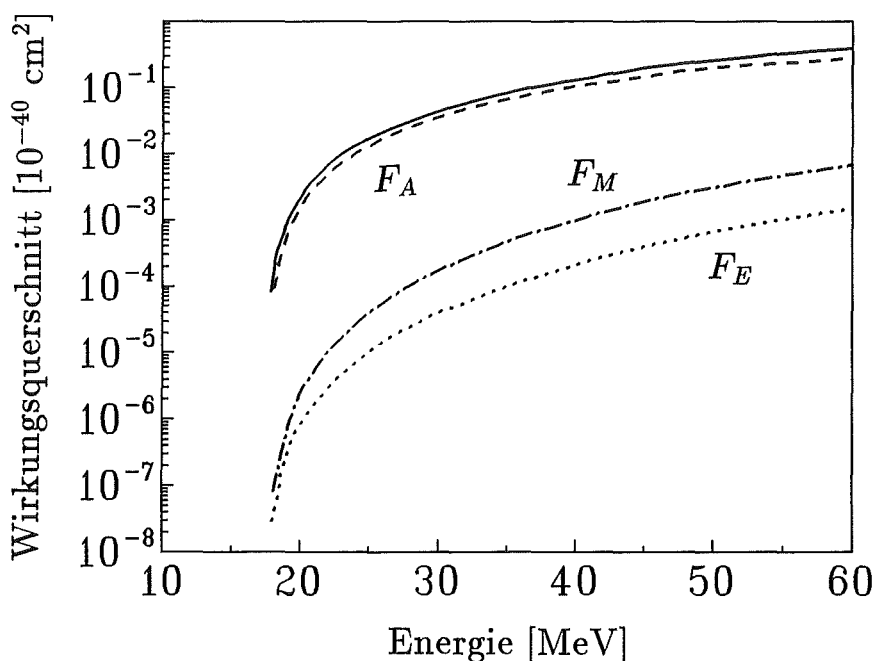


Abbildung 3: Beiträge der verschiedenen Formfaktoren zum Wirkungsquerschnitt von $\nu_e + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^-$

Die Formfaktoren für den neutralen Strom F_i^{NC} und den geladenen Strom F_i sind über

$$F_i^{NC}(q^2) = \frac{1}{\sqrt{2}} F_i(q^2)$$

miteinander verknüpft [Pou 90], so daß wegen der Dominanz von F_A im Matrixelement die Wirkungsquerschnitte für den geladenen Strom in erster Näherung doppelt so hoch sind wie für den neutralen Strom.

Ergänzend sollte noch angemerkt werden, daß sich mit dem Elementarteilchenmodell nur erlaubte Übergänge bequem berechnen lassen, für Übergänge zu angeregten Zuständen steigt die Zahl der benötigten Formfaktoren rasch an.

Diese Einschränkung entfällt bei der Methode, wie sie von **Donnelly und Walecka** in enger Analogie zur Beschreibung elektronischer Streuprozesse an Kernen angewandt wird [Wal 75, Don 75, Don 79]. Hierbei werden zuerst die Übergangsmatrixelemente von einzelnen Nukleonen in Multipolprojektionen entwickelt. Diese Multipoloperatoren enthalten "Einnukleon"-Formfaktoren, die wie im Elementarteilchenmodell unter Zugrundelegen von Symmetrien wie der *CVC*- oder der *PCAC* (*Partially Conserved Axial Vector Current*) Hypothese ermittelt werden können.

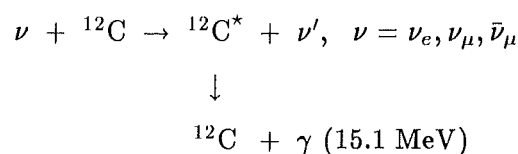
Beim Übergang zum Kern können dann (unter alleiniger Berücksichtigung von Einkörperaustauschtermen) die Vielteilchen-Matrixelemente aus den Einnukleon-Matrixelementen zusammengesetzt werden, deren Werte aus dem Vergleich mit experimentellen Daten, z.B. der inelastischen Elektron-Kern-Streuung bestimmt werden. Damit können dann beliebige andere Übergangsmatrixelemente erzeugt werden, aus denen sich dann Wirkungsquerschnitte etwa zur Neutrino-Kern-Streuung berechnen lassen.

Eine entscheidende Vereinfachung bringt der Übergang zu Impulsüberträgen, die im Vergleich zum Fermi-Impuls des Kerns (≈ 250 MeV/c) klein sind (*Long Wavelength Limit LWL*). Die Zahl der benötigten Multipoloperatoren reduziert sich dabei von sieben auf maximal zwei.

Seit kurzem liegen auch Rechnungen vor, die sich der **Continuum Random Phase Approximation CRPA** bedienen, um – motiviert durch astrophysikalische Fragestellungen – Neutrino-Kern-Anregungen hauptsächlich zu Zuständen oberhalb der Teilchenemissionsschwelle zu untersuchen [Kol 91]. Vorhersagen für flußgemittelte Wirkungsquerschnitte von *beam dump* Neutrinos wurden mit experimentellen Myoneinfangraten an ^{12}C normiert.

Anregung des ^{12}C über den Neutralen Strom

Bei der Anregung von ^{12}C durch den Neutralen Strom spielt nur der $J^\pi T = 0^+0 \rightarrow 1^+1$ Übergang zum 15.1 MeV Niveau



eine signifikante Rolle, da dieses in 94% aller Fälle durch Emission eines γ -Quants zum Grundzustand zurückfällt [Ajz 90] und damit eine klare Signatur aufweist.⁴ Die KARMEN-Kollaboration konnte mit der Beobachtung von 21.5 ± 10.1 solchen Ereignissen im $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ – Zeitfenster das erste Mal überhaupt einen Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion angeben [Bod 91, Ebe 92]

$$\langle \sigma(\nu_e, \bar{\nu}_\mu) \rangle = [10.8 \pm 5.1 (stat) \pm 1.1 (syst)] \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2 .$$

Er steht in Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen, wie sie von verschiedenen Autoren mit Hilfe des Elementarteilchenmodells [Pou 90, Fuk 88, Ber 78], von Donnelly im *LWL* [Don 91] bzw. mit Hilfe der *CRPA* berechnet wurden [Kol 91]:

Autor	Mintz	Fukugita	Bernabéu	Donnelly	Kolbe
Wirkungsquerschnitt [10^{-42} cm^2]	9.95	9.97	10.35	11.91	10.99

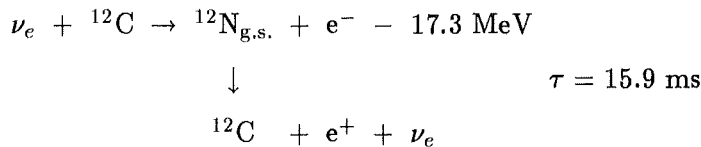
Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Differenz zwischen Neutrinoenergie E_ν und Anregungsenergie E_{exc}

$$\sigma(E_\nu) \sim (E_\nu - E_{exc})^2$$

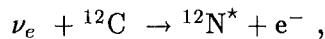
bringt es mit sich, daß für die monoenergetischen ν_μ ($E=29.8 \text{ MeV}$) die Zählrate um einen Faktor vier kleiner ist als die der ν_e und $\bar{\nu}_\mu$, deren Energien sich bis zu 52.8 MeV erstrecken. Eine zukünftige Auswertung im ν_μ -Zeitfenster wird es erlauben, die Myon-Elektron-Universalität für den neutralen Strom zu testen.

Anregung des ^{12}C durch den Geladenen Strom

Die CC-Reaktion zum Grundzustand des Stickstoffkerns



wird von einem nachfolgenden β -Zerfall des Stickstoffs begleitet und kann über diese sequentielle Ereignisstruktur fast untergrundfrei identifiziert werden. Sie unterscheidet sich dadurch von Reaktionen zu angeregten Stickstoffzuständen



die durch Protonemission stabiles ^{11}B erzeugen.

Bisher wurde nur in dem bereits abgeschlossenen Experiment E 225 am *LAMPF beam dump* der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion zu

$$\langle \sigma \rangle = [10.5 \pm 1.0 (stat) \pm 1.0 (syst)] \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$$

⁴Die Anregung des isoskalar-axialvektoriellen Übergangs zum $12.7 \text{ MeV } 1^+_0$ Niveau, der im WS-GIM Modell stark unterdrückt ist, kann in unserem Detektor nicht beobachtet werden, da dieser Zustand vorzugsweise in drei Alphateilchen zerfällt, die wegen ihrer schwachen Lichtausbeute nicht beobachtet werden können.

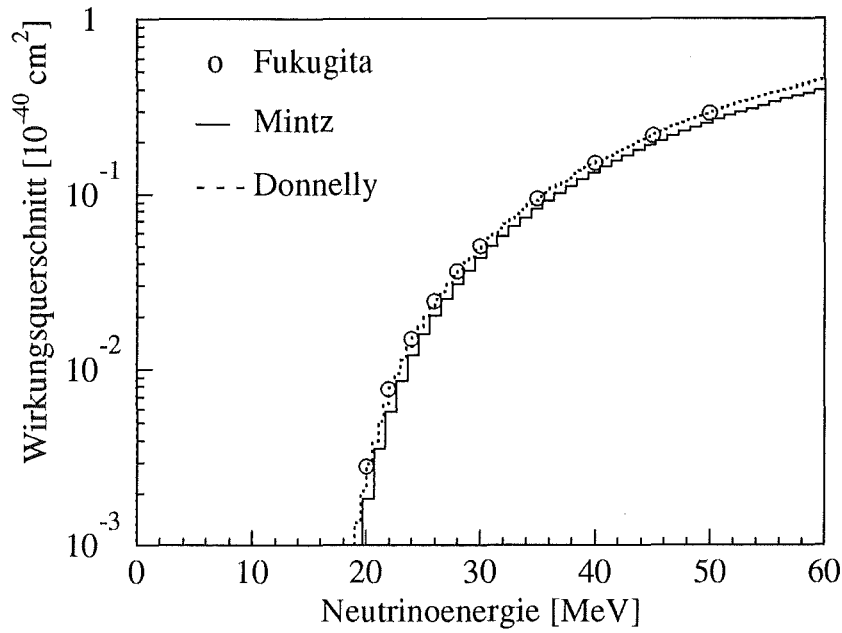


Abbildung 4: Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}} + e^-$

bestimmt [All 90b].

Das KARMEN-Experiment ist wegen der guten Energieauflösung seines Kalorimeters erstmals in der Lage, auch einen energieabhängigen Wirkungsquerschnitt anzugeben. Damit kann die q^2 -Abhängigkeit des axialen Formfaktors F_A , der die Größe des Wirkungsquerschnitts dominiert, bestimmt werden. In Abbildung 4 ist der von verschiedenen Autoren berechnete Verlauf des Wirkungsquerschnitts dargestellt [Min 89, Fuk 88, Don 91].

1.3 Neutrino – Elektron – Streuung

Beam dump Neutrinos ermöglichen die Durchführung von elastischen $\nu_e - e^-$ Streuexperimenten. Bei dieser Streuung tragen sowohl geladene als auch neutrale Ströme bei. Im Gegensatz etwa zur $\nu_\mu - e^-$ Streuung, wie sie an Beschleunigern beobachtet wird [Gei 91] und bei der es nur NC Beiträge gibt, kann hier die Interferenz zwischen geladenem und neutralem Strom beobachtet werden. Nach der Vorhersage des Standardmodells kommt es dabei zu einer destruktiven Interferenz zwischen NC und CC Beiträgen, die zu einer Herabsetzung des Wirkungsquerschnitts führt [Kay 79].

Bisher wurde nur am LAMPF *beam stop* im Experiment E 225 dieser Wirkungsquerschnitt gemessen

$$\frac{\sigma}{E_\nu[\text{MeV}]} = [9.9 \pm 1.5 (\text{stat}) \pm 1.0 (\text{syst})] \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2$$

und durch den Vergleich mit $\nu_\mu - e^-$ Streudaten der vom Standardmodell vorhergesagte Wert der Interferenz bestätigt [All 90a].

Dieser kleine Wirkungsquerschnitt macht den Nachweis der $\nu_e - e^-$ Streuung bei KARMEN außerordentlich schwierig, denn bis 35 MeV werden die neutrinoinduzierten Ereignisra-

ten im KARMEN-Detektor vom inversen Betazerfall an ^{12}C zum Grundzustand oder zu angeregten Zuständen von ^{12}N dominiert, so daß in diesem Bereich eine isolierte Beobachtung der Neutrino-Elektron-Streuung praktisch unmöglich ist. Oberhalb 35 MeV können bisher unbeachtete Reaktionen der Art $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ zu der Gesamtereignisrate beitragen. Der kleine Q-Wert von -2.2 MeV legt das kinematische Limit für diese Reaktion auf 50.6 MeV. Trotz des vergleichsweise geringen Anteils von 1.1% ^{13}C an der natürlichen Isotopenzusammensetzung von Kohlenstoff führt der hohe flußgemittelte Wirkungsquerschnitt von $1.1 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2$ [Don 91] zu einer Ereignisrate in KARMEN, die im Vergleich zur Neutrino-Elektron-Streuung über 35 MeV ungefähr viermal so hoch ist. Abbildung 5 zeigt die mit den angegebenen Wirkungsquerschnitten berechneten und mit Monte Carlo Simulationen [Gra 92] umgesetzten Energiespektren für beide Reaktionen.

Damit eröffnet sich aber die Möglichkeit, diesen bisher nur aus theoretischen Berechnungen bekannten [Fuk 90, Pou 91] und noch mit großen Unsicherheiten behafteten Wirkungsquerschnitt erstmals zu messen. Eine möglichst genaue Kenntnis seines Wertes ist nämlich Voraussetzung für die Durchführung eines Solarneutrinoexperimentes, wie es kürzlich vorgeschlagen wurde [Ara 89]. Dabei soll in einem Szintillationsdetektor ^{12}C durch ^{13}C ersetzt werden. Ein solcher Detektor ist nicht nur sehr empfindlich auf CC-Reaktionen (Schwellenenergie = 2.2 MeV), sondern kann über den neutralen Strom durch die Anregung zu $^{13}\text{C}^*(\frac{3}{2}^-, \frac{1}{2}^-; 3.68 \text{ MeV})$ die Gesamtzahl der Neutrinos von der Sonne unabhängig von ihrem *flavour* messen.

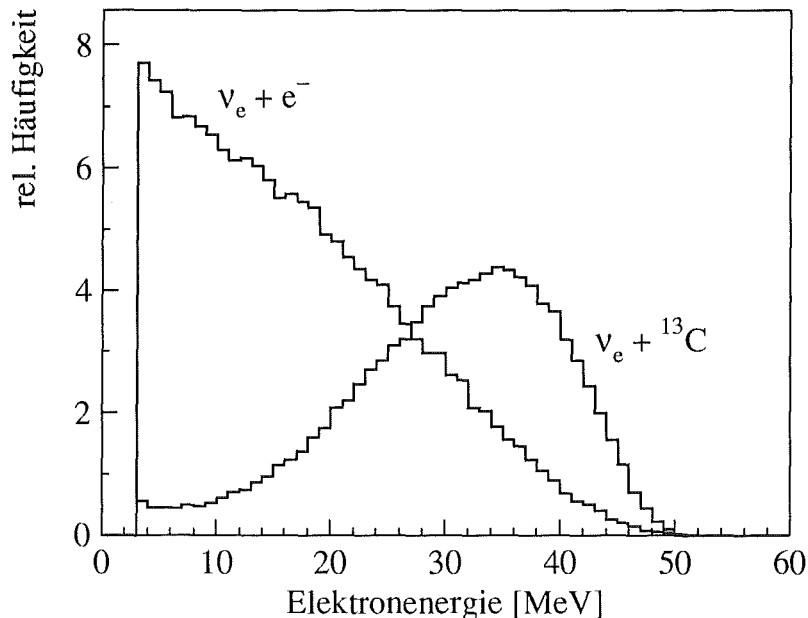


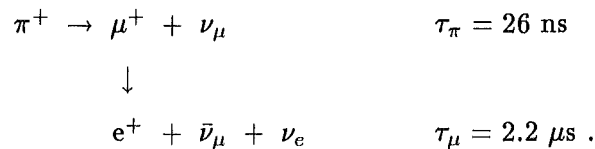
Abbildung 5: Monte Carlo Simulation von im KARMEN-Detektor deponierter Energie für $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ und $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$

2 Das KARMEN – Experiment

2.1 Neutrinoquelle ISIS

Das KARMEN-Experiment wird an der Spallationsneutronenquelle ISIS des Rutherford-Appleton-Laboratoriums in Chilton / Großbritannien durchgeführt. ISIS ist nicht nur eine intensive Quelle für Neutronen, sondern liefert auch Neutrinos in großer Zahl.

Ein gepulster 800 MeV Protonenstrahl eines *rapid cycling* Synchrotrons wird in einem Uran-Schwerwasser-Target gestoppt, dabei entstehen neben Neutronen auch Pionen, die noch im Targetmaterial zur Ruhe kommen. Während die negativen Pionen von den Targetkernen absorbiert werden, bildet die folgende Zerfallskette der positiv geladenen Pionen die Neutrinoquelle:



Bei dem projektierten⁵ mittleren Strahlstrom von 200 μA beträgt die Quellstärke für jede der drei Neutrinosorten ca. $4.85 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$.

Die aus einem Zweikörperzerfall hervorgehenden ν_μ haben eine feste Energie von 29.8 MeV, während die aus einem Dreikörperzerfall stammenden ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ eine kontinuierliche Energieverteilung mit einem maximalen Wert von $E_{\text{max}} = 52.8 \text{ MeV}$ aufweisen. Die Form der Energieverteilungen kann im Rahmen der V-A Theorie der schwachen Wechselwirkung exakt angegeben werden [Bou 57]:

$$N(\varepsilon) d\varepsilon = 4\varepsilon^2 \left[3(1 - \varepsilon) + \frac{2}{3}\rho(4\varepsilon - 3) \right] d\varepsilon$$

$$\text{mit : } \varepsilon = \frac{E_\nu}{E_{\text{max}}}, \text{ Michelparameter } \rho = \begin{cases} 0 & \text{für } \nu_e \\ \frac{3}{4} & \text{für } \bar{\nu}_\mu \end{cases}$$

und ist in Abbildung 6 dargestellt.

Die Zeitstruktur der Protonenpulse – zwei 100 ns breite Pulse im Abstand von 330 ns, die mit einer Frequenz von 50 Hz wiederholt werden – und die beiden verschiedenen Zerfallszeiten τ_π und τ_μ legen das zeitlich getrennte Auftreten der ν_μ und $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ fest, vgl. Abbildung 7. Die kurze Lebensdauer der Pionen von 26 ns läßt die ν_μ eng korreliert zu den Protonenpulsen innerhalb zweier Zeitfenster von 0 – 150 ns und 330 – 480 ns auftreten. Die ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ hingegen treten, bedingt durch den langsameren Myonzerfall, erst nach 0.5 μs in nennenswertem Umfang auf, um nach 10 μs wieder abgeklungen zu sein. Dies erlaubt die Unterscheidung der einzelnen Neutrino flavours bzw. der von ihnen induzierten Reaktionen durch Zeitschnitte relativ zum Auftreffen der Protonenpulse auf das Target.

⁵Im Moment beträgt der Strahlstrom maximal 120 μA .

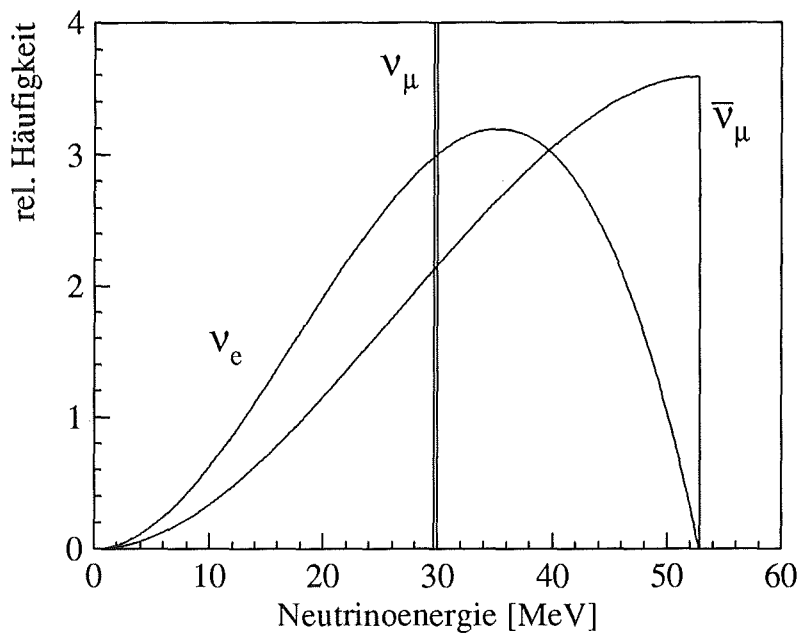


Abbildung 6: Energieverteilungen der ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$

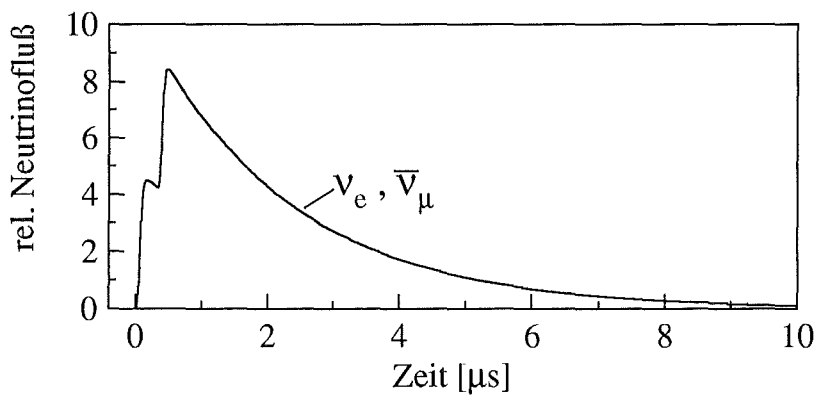
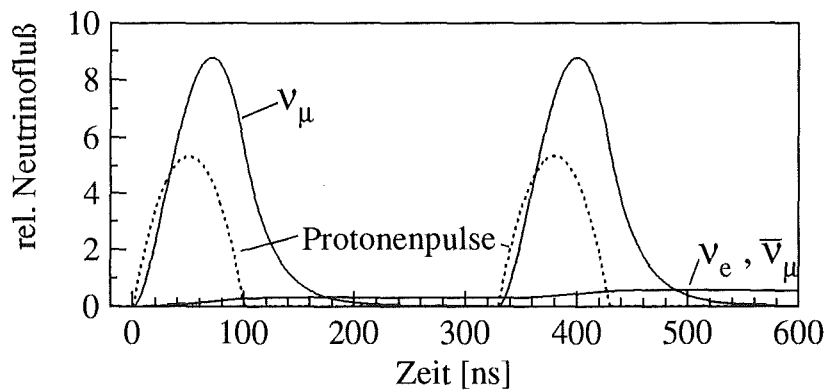


Abbildung 7: Zeitverteilungen der ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$

In der sich anschließenden Strahlpause von 20 ms bis zum nächsten Protodoppelpuls kann Untergrund aus der kosmischen Strahlung oder Umgebungsaktivität bestimmt werden. Durch das kleine Tastverhältnis von $1.5 \cdot 10^{-5}$ im Falle der ν_μ und $5 \cdot 10^{-4}$ bei den $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ wird zudem dieser zufällige Untergrund sehr effizient unterdrückt.

2.2 Der KARMEN – Detektor

Das KARMEN-Detektorsystem [Dre 90a] wurde zum Nachweis neutrinoinduzierter Reaktionen entwickelt. Wegen ihres kleinen Wirkungsquerschnitts sind solche Reaktionen sehr selten und erfordern neben einer großen Detektormasse wirksame Maßnahmen zur Untergrundreduktion. Diesen Ansprüchen wird KARMEN durch einen großvolumigen Zentraldetektor – einem Flüssigszintillationskalorimeter – gerecht, der von mehreren Lagen aktiven Detektormaterials und passiven Abschirmungen umgeben ist. Zum Schutz vor Untergrund aus der Spallationsquelle befindet sich der KARMEN-Detektor während der Meßphasen in einem massiven Eisenbunker. Abbildung 8 zeigt die Position des KARMEN-Detektors am Rande der ISIS-Experimentierhalle. Die Detektormitte befindet sich 17.6 m vom Spallationstarget entfernt.

Im folgenden werden die verschiedenen Komponenten des Detektors und der Abschirmung im Zusammenhang mit ihrer Funktion beschrieben, dargestellt werden sie in Abbildung 9. Als Notation für die verschiedenen Detektorseiten dienen dabei die englischen Ausdrücke *upstream* für die dem Target zugewandte Seite, *downstream* für die abgekehrte Seite. Mit rechts und links werden die Seiten mit Blick vom Target aus bezeichnet; *top* steht für oben, *bottom* für unten.

Zentraldetektor

Im Zentraldetektor werden die Neutrinoreaktionen nachgewiesen. Er besteht aus einem Stahltank mit den Innenabmessungen 3.53 m Länge, 3.20 m Breite und 5.96 m Höhe, der mit 65 000 l Flüssigszintillator gefüllt ist. Als Szintillationsflüssigkeit wird ein Gemisch aus 75% dickflüssigem Paraffinöl und 25% Pseudocumol verwendet, das als szintillierende Substanz 2 g/l PMP⁶ enthält. Die absolute Lichtausbeute dieser Szintillatormischung wurde zu 7.2 ± 2.1 Photonen pro keV deponierter Energie bestimmt, die spektrale Abschwächungslänge beträgt 5 m bei einer Wellenlänge $\lambda = 425$ nm [Eit 91a].

Eine Segmentierung aus dünnen, totalreflektierenden Doppelplexiglasplatten unterteilt das Detektorvolumen in 16×32 optisch unabhängige Module. Sie haben einen Querschnitt von 17.7×18.1 cm², sind 3.53 m lang und liegen in *upstream-downstream* Richtung. Zwischen den senkrecht stehenden Plexiglasplatten, die sich über vier Modulreihen erstrecken und so eine Untereinheit bilden, sind die einfach breiten horizontalen Platten auf kleinen Plexiglashaltern aufgelegt, siehe auch Abbildung 25 auf Seite 47. Der niedrige Anteil von Plexiglas im Verhältnis zur aktiven Szintillatormasse (4.5 Gew.%) sorgt für die sehr guten kalorimetrischen Eigenschaften des Detektors.

⁶1-Phenyl-3-Mesityl-2-Pyrazolin

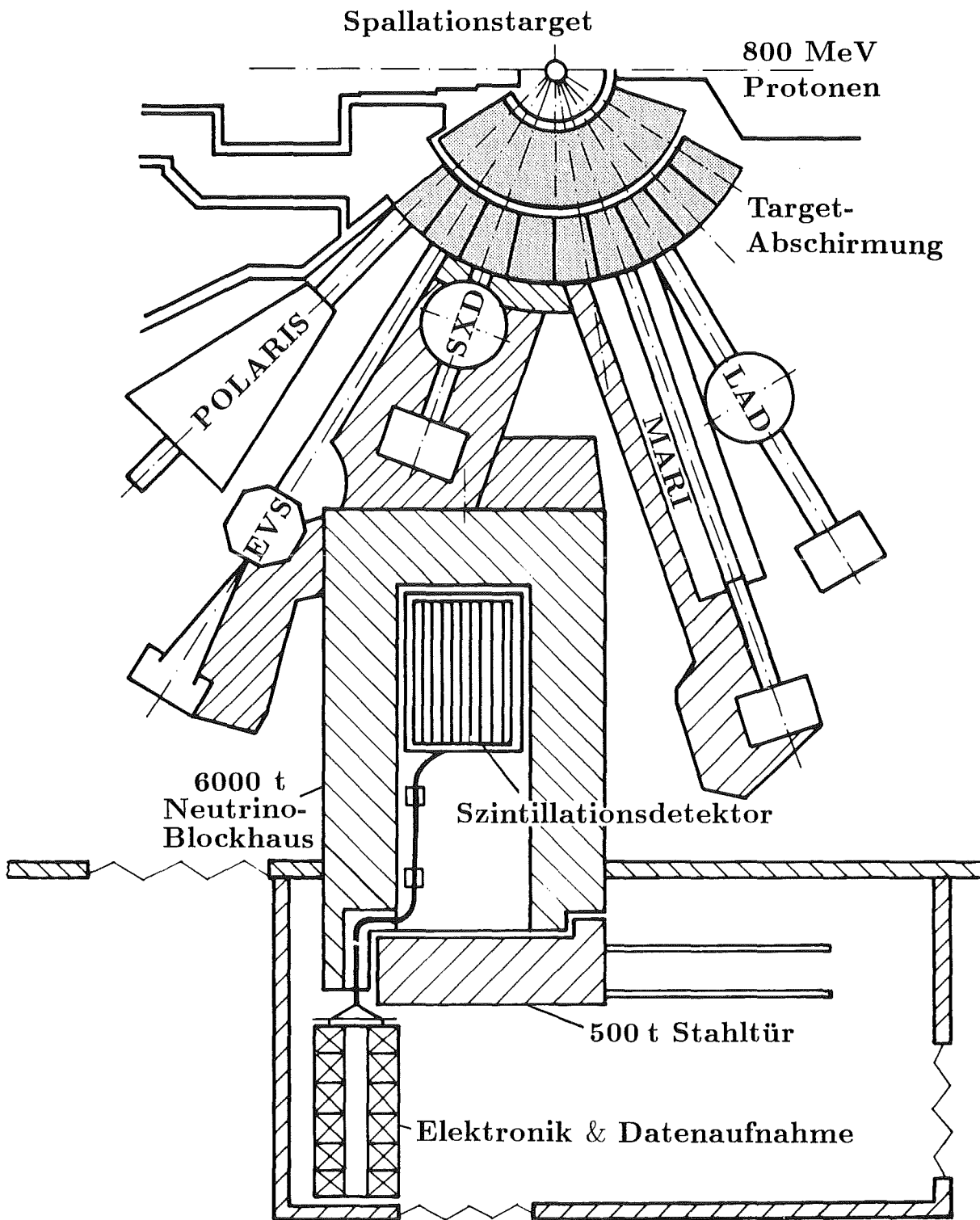


Abbildung 8: KARMEN-Detektor mit Spallationstarget und umgebenden Strahlrohren

Je zwei 1.5 mm dicke Plexiglasplatten sind an ihren Rändern miteinander verklebt, wobei ein dazwischenliegender Papierstreifen einen Luftspalt aufrecht erhält. Innerhalb eines Moduls wird das Szintillationslicht durch Totalreflexion an diesem Luftspalt zu den Stirnseiten transportiert, wo es von je zwei 3-inch Photomultipliern (Valvo XP 3462) ausgelesen wird. Die insgesamt 2048 Photomultiplier sind in den Stirnwänden des Detektortanks eingelassen und durch eine Glasscheibe vom Szintillator getrennt. Die optische Ankopplung erfolgt mit dünnflüssigem Paraffinöl, das gleichzeitig über ein Wärmetauschersystem die beim Betrieb der Röhren entstehende Wärme von 43 kJ pro Photomultiplier und Tag abführt.

Der Papierstreifen zwischen den Plexiglasplatten ist zusätzlich mit Gadoliniumoxid Gd_2O_3 mit einer Flächenbelegung von $73.8 \text{ g Gd pro m}^2$ beschichtet. Gadolinium hat einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt für den Einfang von thermischen Neutronen; die nach einem solchen Einfang vom Gadoliniumkern emittierten γ -Quanten dienen zum Nachweis von Neutronen im KARMEN-Detektor.

Bei der äußersten Modullage wurde auf das Einbringen von Gadolinium verzichtet, um die Untergrundzählrate durch von außen in den Detektor eindringende Neutronen niedrig zu halten.

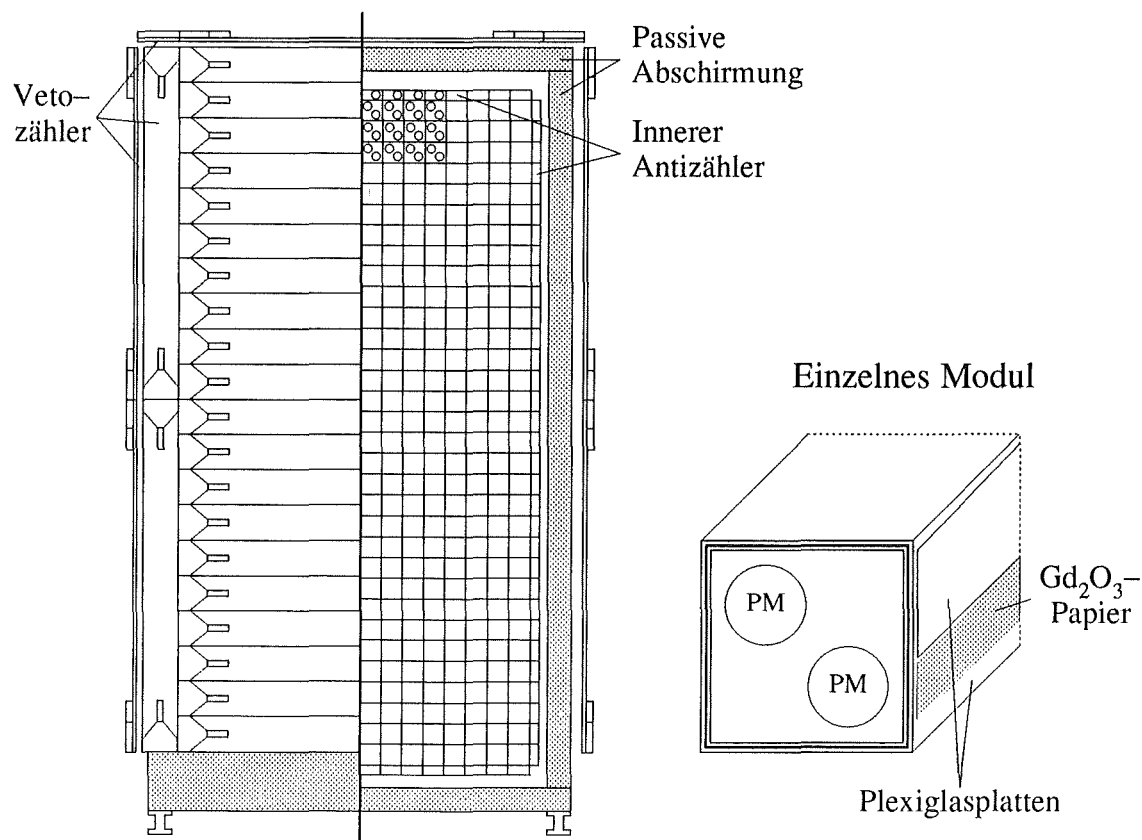


Abbildung 9: Frontansicht des KARMEN-Detektors, rechts Querschnitt eines Moduls

Innerer Antizähler

Der innere Antizähler besteht aus einer Lage im Querschnitt halbiertes Module an der linken und rechten sowie oberen und unteren Zentraldetektorseite und bildet mit dem Szintillationskalorimeter eine mechanische Einheit. Er soll einerseits von außen in den Detektor eindringende Teilchen erkennen, andererseits definiert er durch sein Nichtansprechen vollständig im Zentraldetektor stattfindende Ereignisse (*contained events*). Die Module des inneren Antizählers werden auf beiden Seiten von nur je einem Photomultiplier ausgelesen.

Eisenabschirmung

Zum Schutz vor Bremsstrahlungs γ -Quanten, die in dem massiven Eisenbunker nach dem Zerfall gestoppter kosmischer Myonen entstehen, sind Zentraldetektor und innerer Antizähler an allen Seiten von 18 cm dicken Eisenplatten umgeben. Sie sorgen gleichzeitig für die mechanische Stabilität des Szintillatortanks.

Vetozähler

Der Vetozähler (oder *Shieldzähler*) wurde von den Kollaborationsmitgliedern der Universität Erlangen konzipiert und errichtet; eine ausführliche Beschreibung findet man bei [Bod 90]. Eine dichte Lage von insgesamt 136 Plastikszintillatorplatten aus NE 110 umgibt den KARMEN-Detektor außer am Boden von allen Seiten und bildet so die äußerste Detektorschicht. Über eine platzsparende Lichtumlenkung werden die 3 cm dicken und 30 cm breiten Module an beiden Enden von je einem Photomultiplier (EMI 9813 KB) ausgelesen. Es ist die Aufgabe dieses Vetozähler-Systems, Myonen zu identifizieren, die in den Detektor eindringen bzw. ihn wieder verlassen. Die Zählerdicke reicht aus, um bei geeignet gewählter Schwelle niederenergetischen γ -Raumuntergrund von Myonen zu diskriminieren. Da von außen eindringende γ -Quanten von der Eisenabschirmung absorbiert werden, kann ihr Nachweis im Vetozähler entfallen und so zusätzliche Totzeit vermieden werden. Die angestrebte Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen von 99% konnte in Verbindung mit dem inneren Antizähler sogar übertroffen werden und liegt bei 99.8%. Sie wird durch die Geometrie des Vetozählers (Lücken zwischen einzelnen Modulen durch platzsparenden einlagigen Aufbau) prinzipiell beschränkt [Sch 92].

Abschirmung gegen strahlkorrelierte Neutronen

Als sich während des Testbetriebs im Herbst 1988 herauskristallisierte, daß vom Target stammende Neutronen ein ernstes Untergrundproblem für KARMEN darstellen, wurde der Detektor mit zusätzlichen passiven Abschirmungen speziell gegen Neutronen ausgestattet. Die Stirnseiten der Eisenabschirmung wurden mit einer 5 mm dicken Auflage von Borcarbid versehen. Außerdem wurde nacheinander außerhalb des Vetozählers an allen Detektorflächen – den Boden ausgenommen – boriiertes Polyäthylen angebracht. Die Dicke der Kunststoffplatten variiert dabei je nach zur Verfügung stehendem Platz von 4 cm an der

Decke bis zu 7.5 cm auf der *downstream* Seite.

Bei Stößen mit den im Kunststoff reichlich vorhandenen Wasserstoffatomen erleiden Neutronen einen hohen Energieverlust und werden so wirksam abgebremst. Bereits thermalisierte Neutronen können dann über die Reaktion $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ mit einem Wirkungsquerschnitt von 3840 barn [Ajz 90] effizient weggefangen werden. Mit diesen Abschirmmaßnahmen konnte der strahlkorrelierte Untergrund drastisch reduziert werden [Ebe 92].

Eisenbunker

Der ganze KARMEN-Detektor befindet sich in einem 6 000 t schweren Eisenbunker. Eine 3 m starke Decke und jeweils 2 m dicke Seitenwände schirmen den Detektor vor allem gegen strahlinduzierten Untergrund vom Spallationstarget ab, d.h. gegen γ -Strahlung und hochenergetische Neutronen. Zusätzlich dazu wurden auf der *upstream* Seite und an benachbarten Neutronflugrohren noch Eisen aufgebaut, so daß zusammen mit der biologischen Abschirmung 7.2 m Eisen zwischen Targetstation und Detektor liegen.

Weiterhin bietet dieses "Neutrino-blockhaus" Schutz vor der hadronischen Komponente der kosmischen Strahlung; Myonen dagegen werden nur auf ein Drittel ihrer ursprünglichen Intensität reduziert, so daß immer noch etwa 1 200 Myonen pro Sekunde den KARMEN-Detektor passieren [Dre 90b].

Der Fußboden im Neutrino-blockhaus wurde auf der freigebliebenen *downstream* Seite mit einer 4 cm dicken Lage aus Eisen abgedeckt, um die vom ^{40}K -Anteil des Betonfundaments stammende γ -Strahlung zu absorbieren. Diese Maßnahme führte zu einer deutlichen Verkleinerung der Ansprechrate der *downstream* Veto-Zählerfläche.

2.3 Neutrinosignaturen in KARMEN

Im folgenden Abschnitt soll für Neutrino-Reaktionen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht worden sind, ihre genaue Reaktionssignatur im KARMEN-Detektor herausgearbeitet werden.

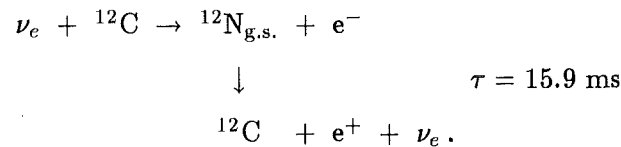
Der inverse β -Zerfall an ^{12}C als Kernanregung durch den geladenen Strom ist dabei an sich, aber auch als Nachweisreaktion für mögliche $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationen interessant. Eventuelle $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen lassen über den inversen β -Zerfall am Proton beobachten.

Alle in diesem Kapitel gezeigten Monte Carlo Spektren wurden mit dem GEANT 3 Code [Bru 87] unter genauer Modellierung der Detektorgeometrie und der Materialzusammensetzung erstellt [Gra 92].

2.3.1 Inverser Betazerfall an ^{12}C

Die über den geladenen Strom vermittelte Kernanregung des ^{12}C zum Grundzustand von Stickstoff läßt sich als eine verzögerte Koinzidenz zwischen dem prompten Elektron aus dem inversen β -Zerfall und dem Positron aus dem mit einer Lebensdauer von 15.9 ms

nachfolgenden ^{12}N -Zerfall beobachten.



- **Energieverteilung der Elektronen**

Der Q -Wert der Anregung des ^{12}C durch den geladenen Strom beträgt -17.3 MeV , dadurch wird die Energie des Elektrons mit der des ν_e über $E_{e^-} = E_{\nu_e} - 17.3 \text{ MeV}$ verknüpft. Da die Elektronenneutrinos im *beam dump* mit Energien bis 52.8 MeV erzeugt werden, liegt die maximale Energie der Elektronen unter Vernachlässigung des Kernrückstosses bei $E_{\text{max}} = 35.5 \text{ MeV}$. Abbildung 10a) zeigt die zu erwartende Energieverteilung der Elektronen aus dem inversen Betazerfall, die durch Faltung des von Donnelly angegebenen differentiellen Wirkungsquerschnitts [Don 91] mit der bekannten Quellverteilung der Elektronenneutrinos berechnet wurde.

- **Zeitverteilung der Elektronen**

Die Elektronen folgen der Zeitstruktur der Elektronenneutrinos, diese erreichen ihre maximale Intensität $0.5 \mu\text{s}$ nach T_0 , um dann mit der mittleren Lebensdauer des Myons von $\tau_\mu = 2.2 \mu\text{s}$ exponentiell abzufallen. Bereits $10 \mu\text{s}$ nach T_0 sind schon 98.9% aller ν_e eingetroffen.

- **Energieverteilung der Positronen**

Beim β^+ -Zerfall des ^{12}N handelt es sich um einen erlaubten Gamow-Teller-Übergang mit einer Endpunktsenergie von 16.3 MeV . Sein Energiespektrum wurde berechnet [Dre 90b] und ist in Abbildung 10b) dargestellt.

- **Zeitverteilung der Positronen**

Die Lebensdauer des ^{12}N -Kerns beträgt 15.9 ms , so daß für die Zeitdifferenz zwischen promptem Elektron und verzögertem Positron eine Exponentialfunktion mit dieser Zeitkonstante erwartet wird.

- **Ortskorrelation zwischen Elektron und Positron**

Da der Stickstoffkern wegen seiner großen Masse beim β -Zerfall praktisch ortsfest bleibt, werden Elektron und Positron am gleichen Ort emittiert. Die geringe mittlere Reichweite dieser Teilchen macht es möglich, daß sie innerhalb eines kleinen Detektorvolumens nachgewiesen werden können, das nur durch die räumlichen Auflösungseigenschaften des Detektors bestimmt wird.

2.3.2 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation

Der Nachweis der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation erfolgt über den oben diskutierten inversen β -Zerfall an ^{12}C mit nachfolgendem Zerfall des ^{12}N . Allerdings unterscheiden sich die durch Oszillation entstandenen Elektronenneutrinos deutlich in ihrer Energie- und Zeitverteilung von den

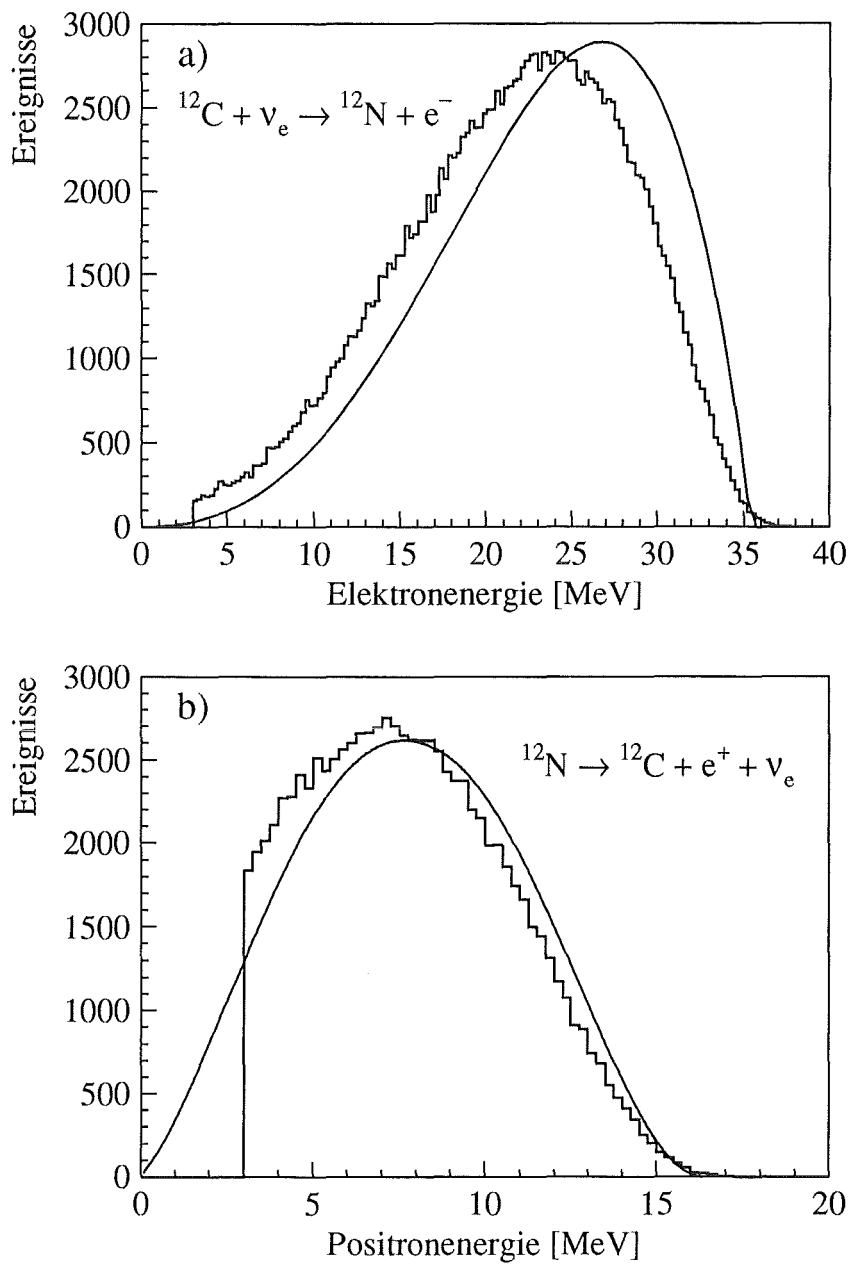


Abbildung 10: Theoretische Energieverteilung (glatte Kurve) und Monte Carlo Simulation der im Detektor sichtbaren Energie (Histogramm)
 a) Elektronen aus dem inversen β -Zerfall an ^{12}C
 b) Positronen aus dem anschließenden Zerfall von ^{12}N

ursprünglich vorhandenen ν_e , so daß für den Elektronnachweis andere Kriterien gelten, die im folgenden aufgeführt werden:

- **Energieverteilung der Elektronen**

Die Elektronen aus der $^{12}\text{C} (\nu_e, e^-) ^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion sind wie die zu ν_e oszillierten ν_μ monoenergetisch und deponieren 12.5 MeV im Detektor. Als sinnvolles Energieinter-

vall für ihren Nachweis ergibt sich 10–14 MeV, wie die in Abbildung 11 dargestellte Monte Carlo Simulation zeigt.

- **Zeitverteilung der Elektronen**

Die Beobachtung der Elektronen bleibt auf die beiden ν_μ -Zeitfenster von 0–150 und 330–480 ns nach T_0 beschränkt. In diesen beiden Zeitintervallen werden 97% aller $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationsereignisse nachgewiesen.

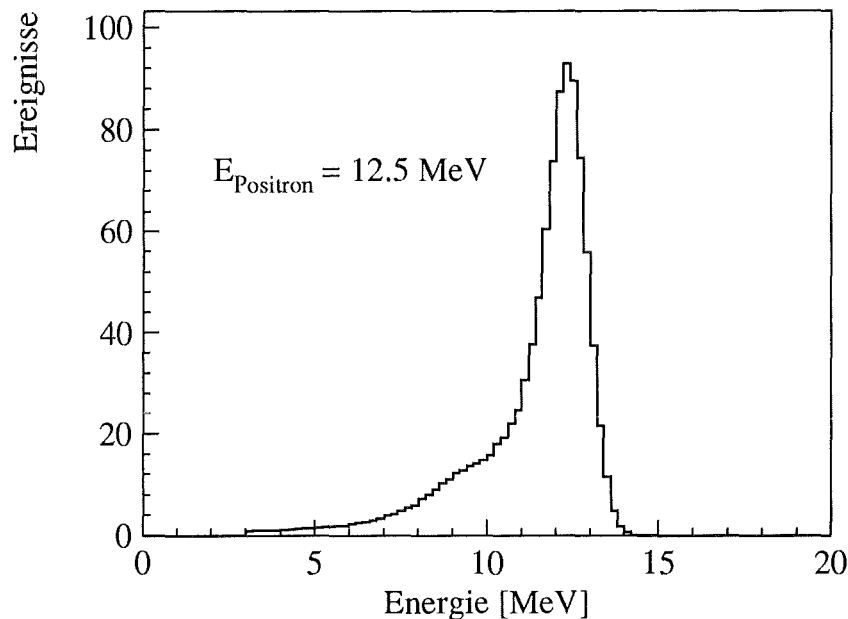
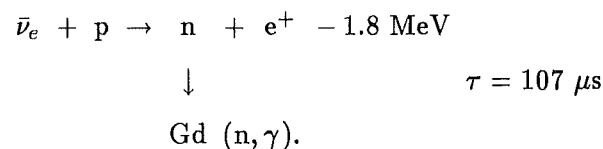


Abbildung 11: Im Detektor sichtbare Energieverteilung der 12.5 MeV Elektronen aus der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation

2.3.3 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation

Die bei diesem Oszillationstyp erzeugten $\bar{\nu}_e$ können von KARMEN über den inversen Betazerfall des Protons nachgewiesen werden; die entsprechende Reaktion an ^{12}C ist wegen des 20-mal kleineren Wirkungsquerschnitts und der niedrigeren Nachweiswahrscheinlichkeit vernachlässigbar



Der gemeinsame Nachweis des Positrons und Neutrons in Form einer verzögerten Koinkidenz stellt die Signatur der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation dar. Während das Positron direkt im Szintillator nachgewiesen werden kann, muß das Neutron nach seiner Thermalisierung vom Gadolinium zwischen den Plexiglasplatten eingefangen werden, um über die $\text{Gd } (n, \gamma)$ Reaktion registriert zu werden.

- **Energieverteilung der Positronen**

Das Positron nimmt den größten Teil der kinetischen Energie des $\bar{\nu}_e$ auf. Aus der Energieverteilung der $\bar{\nu}_\mu$ und dem energieabhängigen Wirkungsquerschnitt $\sigma(E_\nu)$ kann das Energiespektrum der Positronen berechnet werden.

$$\sigma(E_\nu) = 9.554 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2 \cdot p_e E_e \cdot \left(1 - 4.12 \cdot \frac{E_\nu}{m_n} \right)$$

mit: p_e, E_e Impuls bzw. Energie des Positrons, m_n Neutronmasse

Bei der Berechnung des Matrixelements geht die Lebensdauer des Neutrons mit $\tau = 887.6 \text{ s}$ ein [Mam 89], der geklammerte Ausdruck ist eine Rückstoßkorrektur. Abbildung 12a) zeigt die berechnete Energieverteilung der Positronen für den Fall, daß alle $\bar{\nu}_\mu$ nach $\bar{\nu}_e$ oszilliert sind (*full oscillation*).

- **Zeitverteilung der Positronen**

Nachgewiesen werden die Positronen im Zeitfenster der $\bar{\nu}_\mu$, also mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 82% zwischen 0.5 und 6.5 μs nach T_0 .

- **Neutronennachweis**

Die Neutronen werden indirekt über ihren Einfang am Gadolinium nachgewiesen, das sich zwischen den Plexiglasplatten der optischen Segmentierung befindet. Gadolinium hat mit 49 000 barn einen sehr hohen Einfangwirkungsquerschnitt für thermische Neutronen. Bis die Neutronen, die mit Energien bis zu 5 MeV aus dem inversen Betazerfall hervorgehen, thermalisiert und zum Gadolinium diffundiert sind, vergehen im Mittel 107 μs [Gem 88]. Hat ein Gadoliniumkern ein Neutron eingefangen, so befindet er sich in einem angeregten Zustand, aus dem er über die Emission von durchschnittlich drei Gammaquanten mit einer Gesamtenergie von 8 MeV wieder zum Grundzustand gelangt. Abbildung 12b) zeigt das im KARMEN-Detektor gemessene Energiespektrum dieser γ -Quanten, die als verzögertes Ereignis nachgewiesen werden.

Die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit hängt empfindlich von der Energieschwelle der einzelnen Module ab und wurde experimentell mit Hilfe gestoppter Myonen im KARMEN-Detektor bestimmt [Gra 92]. Dabei wurden alle Ereignisse als Gammaquanten aus der $\text{Gd}(n, \gamma)$ Reaktion identifiziert, die eine Energie unter 10 MeV hatten, bis zu 500 μs nach dem gestoppten Myon und innerhalb eines Volumens von ± 2.5 Reihen und Spalten und $\pm 80 \text{ cm}$ um den Endpunkt der Myonspur nachgewiesen wurden. Es ergab sich eine Neutronennachweiswahrscheinlichkeit von 18.9%. Will man jedoch restriktivere Schnitte anlegen, so erniedrigt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit jeweils mit dem in Tabelle 1 angegebenen Faktor. Legt man zur besseren Untergrundunterdrückung ausschließlich die engeren Schnitte an, erhält man als Neutronennachweiswahrscheinlichkeit 7.2%. Insbesondere das Abschneiden der kleinen Energien halbiert die Effizienz des Neutronennachweises, ist aber bei der hohen Untergrundrate unterhalb 4 MeV nicht zu vermeiden.

Tabelle 1: Neutronennachweiswahrscheinlichkeit

Experimentelle Schnitte			Faktoren für restriktivere Schnitte	
Energie	< 10 MeV	0.189	4 – 10 MeV	0.478
Zeit	< 500 μ s		< 300 μ s	0.940
Ort	< 80 cm		< 50 cm	0.848

Da die Sensitivität auf kleine Oszillationsparameter jedoch hauptsächlich durch die kleine Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen begrenzt wird, kann es unter Umständen sinnvoll sein, auf den Nachweis des Neutrons überhaupt zu verzichten und nur Ereignisse im $\bar{\nu}_\mu$ -Zeitfenster oberhalb 36 MeV zu untersuchen. Damit liegt man gerade über dem kinematischen Limit der CC-Reaktionen zum Grundzustand und den angeregten Zuständen des ^{12}N -Kerns. Diese Option wird in Kapitel 7.2 ausführlich diskutiert.

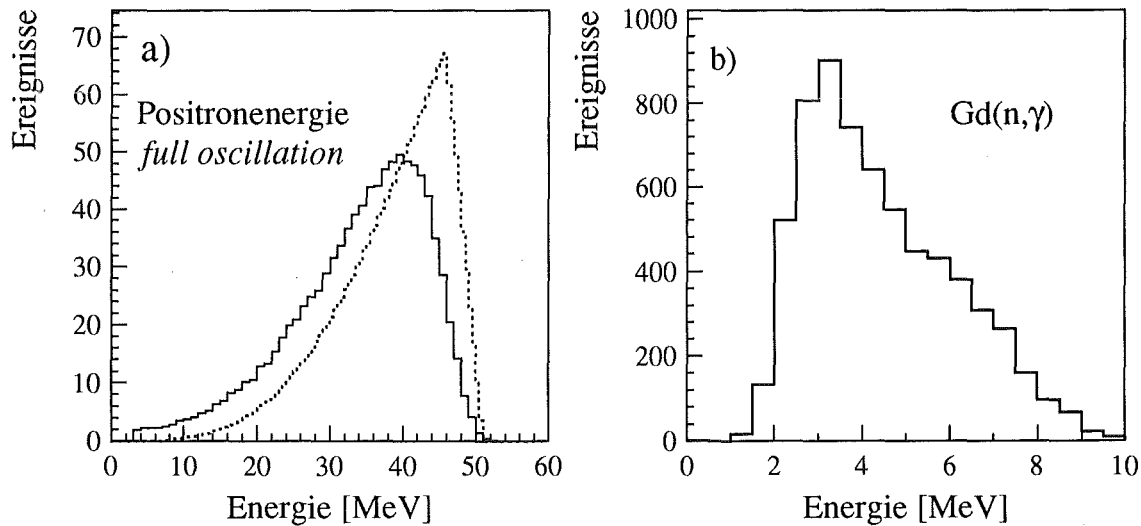


Abbildung 12: a) Energiespektrum der Positronen für *full oscillation*:
 - - - Theorie, — Monte Carlo Rechnung
 b) gemessenes Energiespektrum der γ -Quanten aus der $\text{Gd}(n,\gamma)$ Reaktion

3 Elektronik, Trigger und Datenaufnahme

Wie wichtig ein effizientes Elektronik- und Triggersystem für die erfolgreiche Durchführung des Experiments ist, kann man sich klarmachen, wenn man bedenkt, daß einem zu erwartenden Neutrinoereignis pro Tag viele Millionen Untergrundereignisse gegenüber stehen. Die Elektronik muß deshalb in Lage sein, den größten Teil des Untergrunds schon vor der Datenaufnahme zu erkennen und durch die Triggerlogik zu verwerfen, um die Datenrate auf ein verarbeitbares Maß zu reduzieren und die Auslesetotzeit klein zu halten.

Zum Elektroniksystem des KARMEN-Experiments gehören neben der *front end* Elektronik, die die Verarbeitung der Detektorsignale übernimmt, eine mehrschichtige Triggerlogik und eine rechnergestützte Datenauslese [Gem 86, Gem 89, Woc 89]. Datenaufnahmezyklen sind entsprechend den ISIS-Strahlperioden 20 ms lang, der Detektor selbst ist davon 16 ms aufnahmebereit.

3.1 Front End Elektronik

Eine schematische Darstellung der *front end* Elektronik findet man in Abbildung 13.

Alle Module des Zentraldetektors, des inneren Antizählers und des Vetozählers arbeiten nach demselben Prinzip: Erzeugtes Szintillationslicht wird zu den beiden Modulen transportiert und dort von Photomultipliern registriert. Mit Hilfe der Anodensignale A_{up} und A_{down} der *upstream* und *downstream* Photomultiplier werden dann die folgenden vier Meßgrößen erzeugt:

- Die Integration von A_{up} und A_{down} liefert die Energiesignale E_{up} und E_{down} .
- Die Differenzzeit dT zwischen dem Eintreffen der *downstream* und *upstream* Signale dient zur Ortsbestimmung längs der Modulachse.
- Die zeitliche Reihenfolge, in der die bei einem Ereignis beteiligten Module ansprechen, wird mit dem *Trel* - Signal festgelegt.

Alle diese Signale werden auf sogenannten Asterixkarten⁷ gebildet. Eine Karte verarbeitet die Anodensignale von vier Modulen, je 16 Karten stecken in einem Doppel-Europa-Crate und sind über ein Analog- und Digital-Bussystem miteinander verbunden. Der Zentraldetektor wird von acht solchen Crates abgedeckt; vier Crates stehen für den inneren Antizähler und den Vetozähler zur Verfügung.

Ein Ereignis wird durch die Koinzidenz der Anodensignale von der *upstream* und *downstream* Seite innerhalb von 190 ns definiert. Unterschiedliche Kabellängen mit einer Laufzeitdifferenz von ca. 50 ns erzwingen, daß das *downstream* Signal zuerst eintrifft. Sobald es über die Schwelle eines *leading edge* Diskriminators tritt, wird das entsprechende Energiesignal durch eine schnelle Integration gewonnen und bis zur endgültigen Triggerentscheidung gespeichert. Gleichzeitig wird durch Integration eines konstanten Stroms zwischen

⁷Asterix steht für Analog Signal and Time Range Integrator and Multiplexer

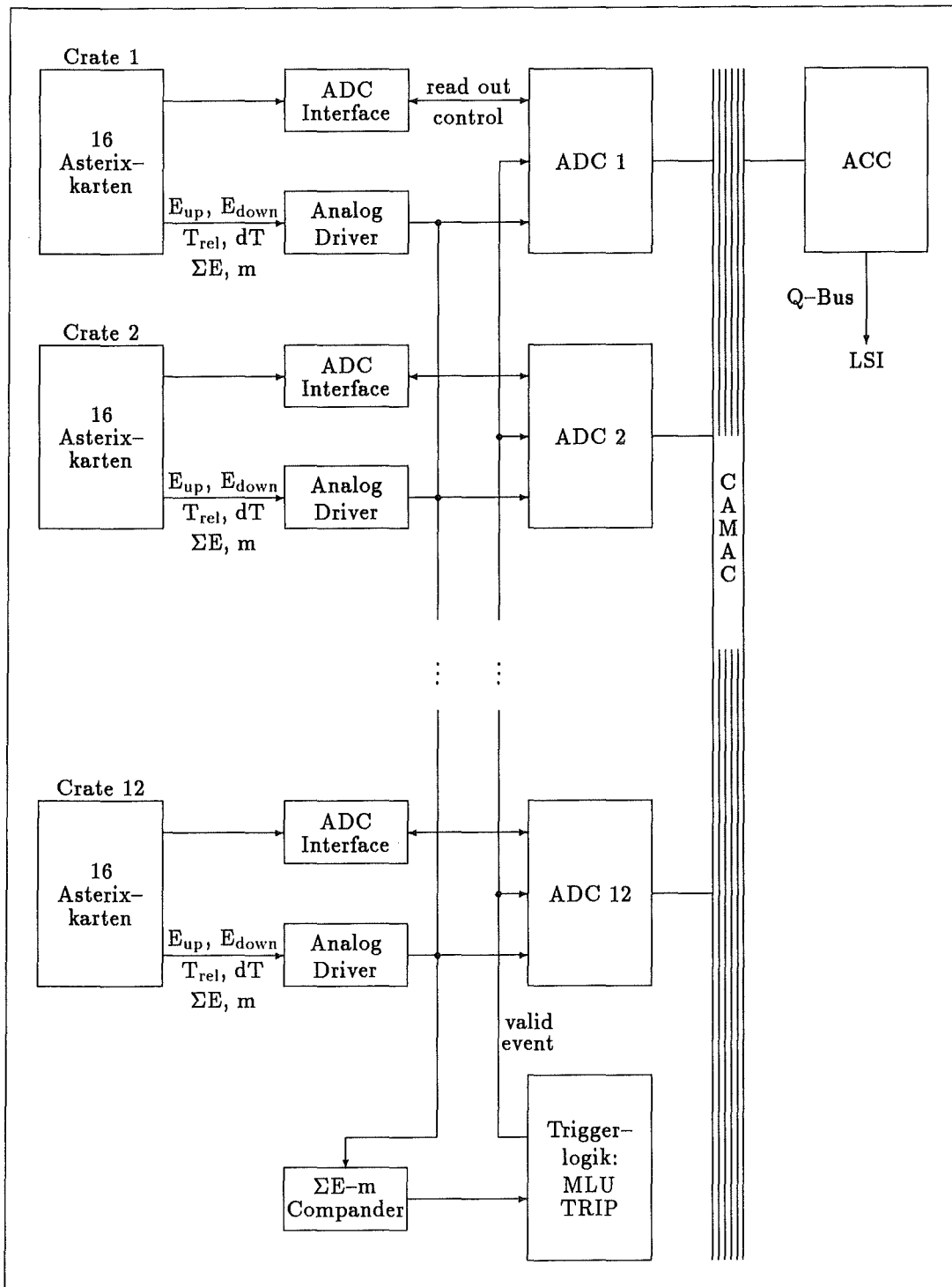


Abbildung 13: Schematische Darstellung der *front end* Elektronik

dem Eintreffen der Signale von beiden Seiten das dT-Signal generiert. Kommt innerhalb der Koinzidenzzeit kein Signal von *upstream* an, so wird die Karte intern zurückgesetzt. Bei einer Koinzidenz hingegen wird ein sogenanntes T_{or} -Signal erzeugt, das "Oder"-Signal der T_{or} s aller angesprochenen Module dient als Start für die Triggerlogik und wird nach einer Verzögerung von 200 ns als T_{ro} -Signal wieder auf die Asterixkarten zurückgeführt. Dort stoppt es die von jedem T_{or} individuell gestartete Relativzeitmessung zwischen den einzelnen Modulansprechzeiten.

Die für eine Triggerentscheidung wichtigen Summenenergiesignale des Zentraldetektors ΣE und der einzelnen Anti- und Veto-Zählerflächen (AT, AB, AL und AR; ST, SU, SD, SL und SR)⁸ sowie das Multiplizitätssignal m , das angibt, wieviele Module des Zentraldetektors angesprochen haben, werden durch sukzessive Addition der Einzelsignale E_{up} und E_{down} erzeugt. Diese Signale werden zuerst kartenweise, danach crateweise im Analog Driver aufsummiert. Die Signale aller acht Crates des Zentraldetektors werden dann noch im ΣE - m - Componder zu einem Signal zusammengefaßt und an die Triggerelektronik weitergeleitet.

Hat die Triggerelektronik ein Ereignis als gültig akzeptiert, so wird die Konversion der Moduldaten eingeleitet. Für jedes der zwölf Crates steht eine CAMAC-ADC-Einheit zur Verfügung, die die Daten von bis zu 64 Modulen bearbeitet. Durch eine optimierte geometrische Zuordnung von Detektormodulen zu einem ADC werden bei benachbarten Modulen die Daten von verschiedenen ADCs verarbeitet und somit Totzeiteffekte durch lange Konversionszeiten ($5 \mu s$ für den ersten Konversionszyklus, $3 \mu s$ für jeden weiteren) minimiert. Die Daten werden über den Analog Driver an den ADC geleitet. In jedem Crate befindet sich ein ADC-Interface, das den Datentransfer organisiert, indem es nur die Asterixkarten zuschaltet, an denen Daten anliegen.

Eine ADC-Einheit besteht aus vier parallel geschalteten 10 bit - Analog-zu-Digital-Wandlern und kann deshalb alle vier Signale eines Moduls gleichzeitig digitalisieren. Nach der Konversion werden die in einem internen 256×11 bit RAM-Speicher niedergelegten Pedestalwerte von allen Energiewerten subtrahiert, die Zeitsignale werden während der Datenanalyse korrigiert. Die konvertierten und mit einer Ereigniskennung versehenen Daten werden in einem weiteren Speicher der ADC-Einheit zwischengelagert, um am Ende einer Meßperiode ereignisweise ausgelesen zu werden.

3.2 Triggerlogik und Untergrunderkennung

Es ist die Aufgabe der Triggerlogik, potentielle neutrinoinduzierte Ereignisse möglichst effizient von Untergrund zu unterscheiden und damit bereits eine Untergrundreduktion herbeizuführen.

Gefährliche Untergrundergebnisse sind häufig Folgeprodukte von im Detektor gestoppten kosmischen Myonen. Ihre im Detektor deponierte Energie überlappt teilweise mit der von

⁸A und S bezeichnen den inneren Antizähler bzw. den Veto-Zähler; T, B, L, R, U und D stehen für *top*, *bottom*, *links*, *rechts*, *upstream* und *downstream*.

neutrinoinduzierten Ereignissen, die zwischen 4 und 50 MeV liegt.

Tabelle 2 gibt einen Überblick über myoninduzierte Reaktionen im KARMEN-Detektor. Um diesen myoninduzierten Untergrund wirksam unterdrücken zu können, müssen möglichst alle Myonen, die in den Detektor eindringen, ihn aber nicht mehr verlassen, erkannt werden. Sie alle als komplette Ereignisse wegzuschreiben, erhöht zum einen die Datenrate und damit die Totzeit, zum andern kann es wegen der Beschränkung auf maximal acht aufnehmbare Ereignisse pro Strahlperiode zum Verlust von neutrinoinduzierten Ereignissen führen.

Man kann diese gestoppten Myonen aber anhand des Ansprechens der verschiedenen den Zentraldetektor umgebenden Antizählereinheiten identifizieren. Kennt man ihre Ereigniszeit, kann man nachfolgende neutrinoverdächtige Ereignisse on- und off-line verwerfen; dies geschieht mit Hilfe einer Memory Lookup Unit (MLU). Dem Triggerprozessor TRIP fällt dagegen die Aufgabe zu, bestimmte, frei wählbare Bereiche von Energie und Multiplizität des Zentraldetektors zu selektieren. Einen Überblick über die Komponenten der Triggerelektronik gibt Abbildung 14.

Memory Lookup Unit MLU

Mit der Memory Lookup Pattern Unit (LeCroy Model 2372) liegt eine Einheit vor, die es erlaubt, eine schnelle (60 ns) und differenzierte Triggerentscheidung mit Hilfe der Kenntnis von angesprochenen Detektorteilen zu treffen. Über programmierbare Diskriminatoren liegen als Eingangssignale die bereits erwähnten Summenenergiesignale des Zentraldetektors und der einzelnen Antizählerebenen an der MLU an. Jeder Kombination von Eingangssignalen entspricht gerade ein Speicherplatz der MLU, auf dem die entsprechende Trig-

Tabelle 2: Myoninduzierte Reaktionen im KARMEN-Detektor

Reaktion	Zeitkonstante	Energie-deposition	
Myonzerfall im Szintillationsvolumen	$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2\nu$	2.2 μs	0 - 53 MeV
Myoneinfang an ^{12}C unter Emission eines Neutrons, das von Gd eingefangen wird	$\mu^- + ^{12}C \rightarrow ^{11}B + n + \nu_\mu$ $Gd(n,\gamma)$	2.2 μs 100 μs	2 - 8 MeV
Myoneinfang an ^{12}C zu ^{12}B mit anschließendem Zerfall	$\mu^- + ^{12}C \rightarrow ^{12}B + \nu_\mu$ $^{12}B_{g.s.} \rightarrow ^{12}C + e^- + \bar{\nu}_e$	2.2 μs 29.1 ms	0 - 13 MeV
Myonzerfall in Eisenabschirmung mit anschließender Bremsstrahlung	$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2\nu$ $e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$	2.2 μs prompt	0 - 53 MeV

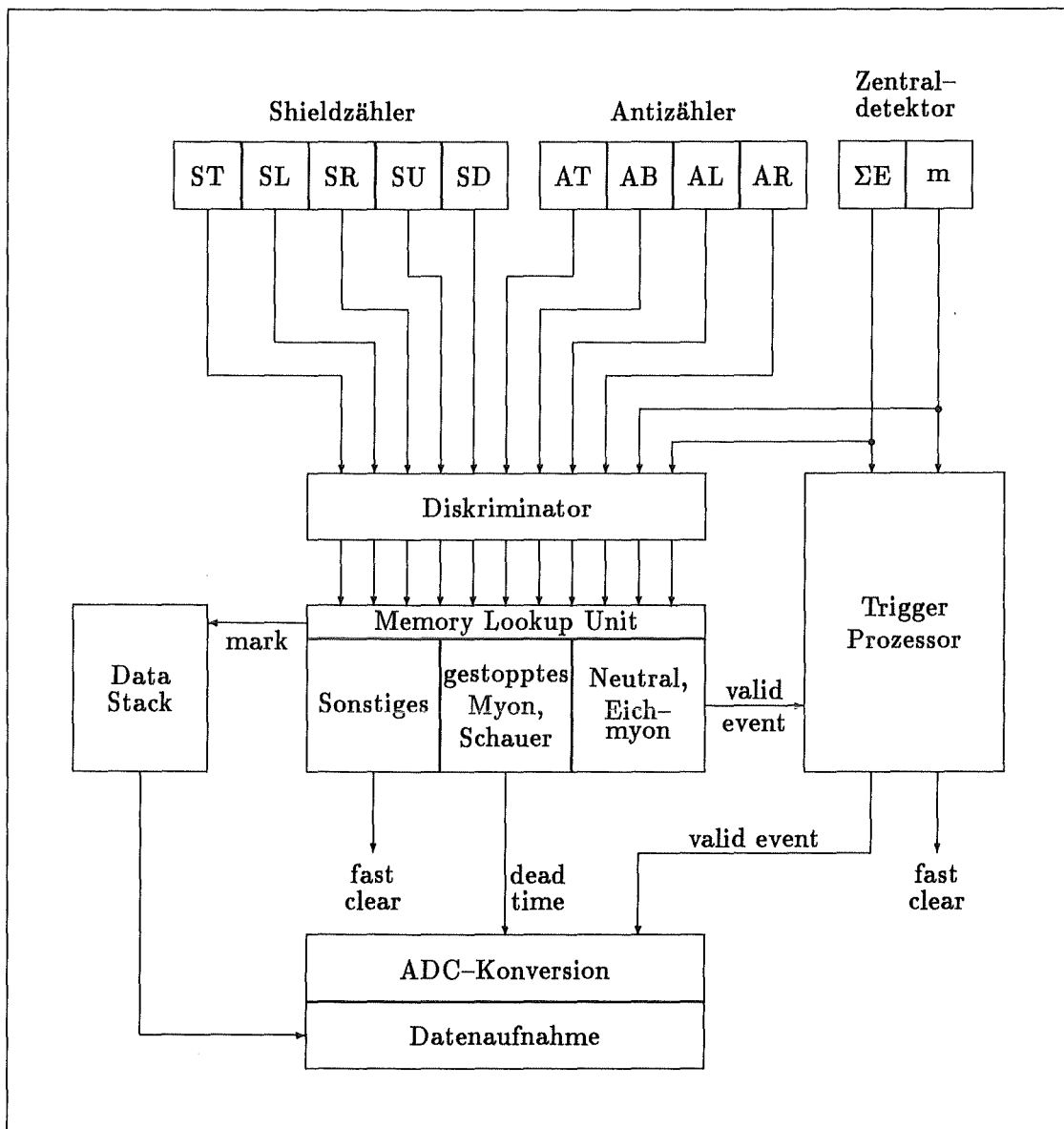


Abbildung 14: Schematische Darstellung der Triggerlogik

gerentscheidung in Form eines Bitmusters niedergelegt ist, das auf die Ausgangsleitungen geführt wird. Welche Kombination von Eingangssignalen zu welchen Ausgangssignalen führt, kann mit Hilfe logischer Verknüpfungen programmiert und über CAMAC in die MLU geladen werden. Es werden folgende Triggerentscheidungen unterschieden:

Valid Event

Als gültig werden prinzipiell nur zwei Klassen von Ereignissen akzeptiert:

1. Bei möglichen neutrinoinduzierten Ereignissen dürfen nur Module des Zentraldetektors angesprochen haben, aber keine Ansprecher in den Anti- oder Vetozählern vorliegen ("neutrales" Ereignis).
2. Durchgehende Myonen werden während des normalen Experimentbetriebs mit aufge-

nommen, sie dienen der Kalibration des Detektors ("Eichmyonen"). Um auf möglichst vertikale Myonspuren zu triggern, werden neben dem Zentraldetektorsignal auch die Antizählersignale ST, AT und AB gefordert.

Dead Time

Nach allen Kombinationen von Ansprechern in den Antizählern und im Zentraldetektor, die einem im Detektor gestoppten Myon entsprechen [Gra 92], wird für eine Zeit von $10 \mu\text{s}$ die Datenkonversion unterdrückt. Damit wird die Auslese eines nachfolgenden Zerfallselektrons mit hoher Effizienz verhindert, die Datenrate wird nicht unnötig hoch, der Detektor bleibt meßbereit und kann weitere in den Detektor eindringende Myonen erkennen.

Das gleiche gilt für in den Detektor eindringende bzw. dort über tief inelastische Myonstreuung entstandene Schauer. Unter ihren Zerfallsprodukten können sich auch Michel-elektronen befinden, deren Auslese durch Anlegen einer Totzeit vermieden wird. Schauer werden von der MLU an der hohen Multiplizität des Zentraldetektors erkannt.

Fast clear

In allen Fällen, bei denen es sich nicht um ein gültiges Ereignis handelt, werden mit einem *fast clear* Signal alle an den Asterixkarten liegenden Daten gelöscht, der Detektor ist innerhalb von 800 ns wieder meßbereit.

Mark

Gleichzeitig werden aber alle von der MLU registrierten Eingangssignal-Muster zusammen mit ihrer Ereigniszeit (aus den Stoppzeiten eines 4 MHz Scalers) in einem Datenstack (LeCroy Model 2375) mit einer Speichertiefe von 256×16 bit gespeichert und mit den Ereignisdaten der dazugehörigen Strahlperiode weggeschrieben. Bei der off-line Auswertung können dann an entsprechend untergrundträchtige Antizähler-Kombinationen Software Totzeiten angehängt werden, um z.B. Bremsstrahlung oder Gammaquanten vom Neutroneinfang an Gadolinium zu unterdrücken.

Triggerprozessor TRIP

Der Triggerprozessor fällt seine Entscheidung innerhalb von 150 ns anhand der vom ΣE -m-Comander gelieferten Summenenergie- und Multiplizitätssignale des Zentraldetektors. Von zwei schnellen 6 bit flash-ADCs werden die Signale digitalisiert. Ein zweidimensionaler Speicher hält für jede ΣE -m Kombination einen Untersetzungsfaktor n zwischen 0 und 4095, der es erlaubt, jedes ($n=1$), kein ($n=0$) oder nur jedes n -te Ereignis mit dieser Signatur als gültiges Ereignis aufzunehmen. Da dieser Speicher in zwei identische Teile gegliedert ist, kann während der Messung durch Umschalten von einem zum andern Speicherbereich die Triggerbedingung geändert werden.

Unter normalen Experimentbedingungen wird zwischen dem Neutrinotrigger (beliebige Energien, aber kleine Multiplizität $m < 26$) und dem Eichmyontrigger (Energie und Multiplizität entsprechen der eines nur durch eine Detektorspalte laufenden Myons, $\Sigma E \approx 1000 \text{ MeV}$, $m \approx 32$) unterschieden.

3.3 Datenauslese

Die Datenaufnahme und -auslese wird von einem LSI 11/73 Rechner unter dem Betriebssystem RSX11-M koordiniert. Als *front end* Rechner wird ein Auxiliary Crate Controller ACC (CES 2180) im CAMAC-Crate eingesetzt, der mit einem DEC J11 Prozessor ausgestattet ist. Dieser ACC liest während der Meßpause von 4 ms alle CAMAC-Daten und formatiert sie parallel zur neu gestarteten Messung in 8 192 byte Blöcken. Eine einfache Ereignisselektion ("Softwaretrigger") kann dabei stattfinden. Die Datenblöcke werden dann zur LSI transferiert, wo sie auf Datenplatte oder Magnetband gespeichert werden können. Über eine DMA⁹-Verbindung zwischen der LSI und einem VAXserver 3500 können die Experimentdaten dann auch on-line mit Hilfe des Auswerteprogramms LISA [Gra 92] überwacht werden.

3.4 Meßverfahren

Die 50 Hz Zeitstruktur des ISIS-Beschleunigers prägt sich auch der Triggerlogik auf, denn nur in einem kleinen Bereich innerhalb der 20 ms langen Strahlperiode können neutrino-induzierte Ereignisse auftreten. Der Zeitpunkt, zu dem die ersten Neutrinos eines Strahlpulses den KARMEN-Detektor erreichen, wird als T_0 bezeichnet.

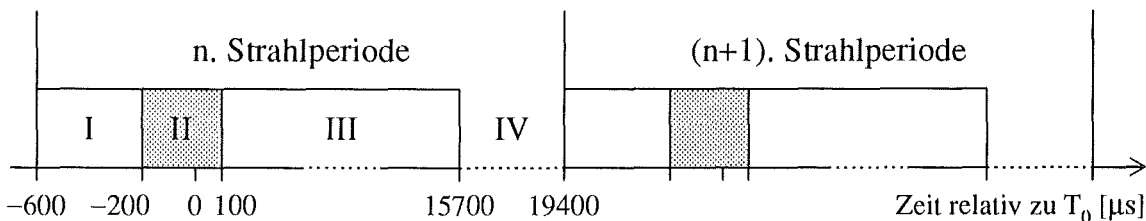


Abbildung 15: Schematischer Ablauf von Strahlperioden,
nähere Erläuterungen werden im Text gegeben.

Die Synchronisation des Elektroniksystems mit dem Strahlpuls erfolgt über ein Signal, das eigentlich die Extraktion der Protonen aus dem Synchrotron bewirkt und von der ISIS-Masterclock abgeleitet wird. Dieses *extract request* Signal wird der vorhergehenden Strahlperiode entnommen und so lange verzögert, bis es 600 µs vor T_0 in der aktuellen Strahlperiode die Aktivität der MLU startet, siehe Abbildung 15. Die echte Datenaufnahme fängt verzögert mit dem Beginn des sogenannten prompten Zeitfensters an; der Vorlauf (I) dient zur Kennzeichnung eventueller gestoppter Myonen. Das prompte Zeitfenster (II) startet 200 µs vor T_0 und ist 300 µs lang. Während dieser Zeitspanne werden vom TRIP nur Ereignisse akzeptiert, die dem oben erwähnten Neutrino-trigger entsprechen. Fällt ein solches Ereignis ins prompte Fenster, so wird während dieser (III) und der nächsten¹⁰ Strahlperiode mit derselben Triggerbedingung weitergemessen, um das Zerfallspositron aus dem ^{12}N -Zerfall ($\tau = 15.9$ ms) mit größerer Wahrscheinlichkeit zu detektieren.

⁹Direct Memory Access

¹⁰Die Aufnahme der folgenden Strahlperiode (*enable second beam period*) erfolgt nur, wenn das prompte Ereignis in den engen Bereich von -100 bis +20 µs relativ zu T_0 fällt.

Wenn kein Ereignis im prompten Zeitfenster (II) registriert wird, schaltet die Triggerlogik den Akzeptanzbereich des Triggerprozessors um. Es werden jetzt nur noch Eichmyonen im Zeitbereich (III) aufgenommen, um eine kontinuierliche Energiekalibration des Detektors zu gewährleisten. Ein nachgeschalteter Softwaretrigger im ACC filtert dann noch die Myonspuren aus, die genau durch eine Spalte laufen.

In der nachfolgenden 4 ms langen Meßpause (IV) werden die Daten ausgelesen. 2.4% aller Strahlperioden haben unter diesen Bedingungen Ereignisse, die dem Neutrino-trigger genügen, 2.1% enthalten Eichmyonen.

3.5 Änderungen während des Meßzeitraums

Ein erster Probelauf des Detektorsystems im Herbst 1988 mit einem nur zur Hälfte gefüllten und segmentierten Zentraldetektor hatte gezeigt, daß das KARMEN-Experiment in der Lage ist, neutrinoinduzierte Reaktionen erfolgreich zu identifizieren [Dre 90b]. Allerdings führten eine unerwartet hohe und damit nicht akzeptable Untergrundrate sowohl von gestoppten Myonen aus der kosmischen Strahlung als auch von Neutronen aus dem *beam dump* noch zu einigen Änderungen, die während der beiden folgenden Jahre implementiert wurden.

In Tabelle 3 werden die von Dezember 1989 bis Juni 1991 vorgenommenen Änderungen an Trigger und Abschirmung im Zusammenhang mit der Run-Nummer aufgelistet. Dieser Zeitraum umfaßt die in dieser Arbeit ausgewerteten Experimentdaten.

Das Triggersystem erlaubt jetzt mit Einführung der MLU und des Datenstacks ein wirksames Erkennen von gestoppten Myonen. Gleichzeitig konnte mit zusätzlichen Abschirmmaßnahmen die Rate an prompten und abgebremsten Neutronen reduziert werden.

Nach der Fertigstellung des Zentraldetektors im November 1989 wurde mit dem langfristigen Experimentbetrieb zur Aufnahme neutrinoinduzierter Reaktionen begonnen.

Tabelle 3: Übersicht über Änderungen zwischen Dezember 1989 und Juni 1991

Run#	Datenaufnahme und Trigger	zusätzliche Abschirmung
9	<u>Status:</u> Datenaufnahme und MLU Aktivität starten $300 \mu\text{s}$ vor T_0 , MLU markiert maximal 8 gestoppte Myonen pro Strahlperiode	<u>Status:</u> 7.5 cm boriertes Polyäthylen auf <i>up-stream</i> Seite 1.2 m Eisenabschirmung vor Eisenbunker
12	Erweiterung der MLU auf maximal 256 markierte Ereignisse (nur valid events und gestoppte Myonen)	
14	Bei neutrinoverdächtigen Ereignissen wird die darauffolgende Strahlperiode mit aufgenommen	
16	Alle Ereignisse werden von der MLU markiert	7.5 cm boriertes Polyäthylen auf <i>downstream</i> Seite, 4 cm Eisen auf Fußboden in Eisenbunker
19	Datenaufnahme beginnt jetzt $200 \mu\text{s}$ vor T_0 , MLU ist schon $600 \mu\text{s}$ vor T_0 aktiv	
21		5 cm boriertes Polyäthylen auf linker Detektorseite
23	keine Änderungen	
26	niedrigere Modulschwellen im Zentraldetektor	4 cm boriertes Polyäthylen an oberer und 5 cm an rechter Detektorseite, zusätzliche Abschirmung an μSR -Target
27	keine Änderungen	

4 Einstellung und Eichung des KARMEN-Detektors

4.1 Detektoreinstellung

Obwohl allen 512 Zentraldetektormodulen dieselbe mechanische Struktur zugrunde liegt und beim Design und Aufbau der elektronischen Komponenten auf Gleichartigkeit Wert gelegt wurde, unterscheiden sich die Module doch in ihren Lichttransporteigenschaften, den Verstärkungseigenschaften ihrer Photomultiplirröhren sowie elektronischen Offsets und Verstärkungen.

Alle Triggerbedingungen in Form von Energieschwellen wirken aber auf die unkalibrierten Energiesignale, so daß ein einheitliches Ansprechen des Detektors nur bei einer entsprechenden Voreinstellung möglich ist. Dazu gehört neben dem Bestimmen der Pedestals auch die Auswahl der richtigen Hochspannung, die an die Photomultiplier gelegt wird.

4.1.1 Bestimmung der Pedestals und Schwellen

Die Pedestals der E_{up} - und E_{down} - Signale werden bereits im ADC subtrahiert. Ihre Werte werden mit Hilfe der Software **Controlled Event Pattern Test Unit SCEPTU** ermittelt. Jedes Asterix-Crate verfügt über eine solche Testeinheit, die computergesteuert Rechteckimpulse verschiedener Amplituden (0–20 mA) auf die Eingänge jeder Asterixkarte geben kann und die diese wie Detektorsignale weiterverarbeitet. Aus den gemessenen Energiesignalen kann unter Annahme eines linearen Verhaltens des Systems Verstärkung und Pedestal für jeden Kanal bestimmt werden.

Mit Pulsen unterschiedlicher Verzögerung (10–100 ns) können auch Verstärkung (in ns/Kanal) und Pedestals von dT - und T_{rel} -Kanälen (in ns) ermittelt werden.

Neben der Ermittlung von Pedestalkorrekturwerten dient SCEPTU als eine Testeinrichtung, die eine schnelle Überprüfung der Funktionsfähigkeit aller elektronischen Datenkanäle ermöglicht.

Als Eingabeparameter für möglichst realitätsnahe Monte Carlo Rechnungen zur Detektorsimulation und zur Bestimmung von Nachweiswahrscheinlichkeiten sind die Schwellenwerte, die auf ein Ereignis wirken, wichtig. Dies sind zunächst die Einzelenergieschwellen, die noch auf der Asterixkarte entscheiden, ob eine Koinzidenz zwischen *upstream* und *downstream* stattgefunden hat und ein T_{or} erzeugt wird. Die Diskriminatorbausteine auf den Asterixkarten verhalten sich nicht identisch, die von ihnen verursachte Schwellenverteilung zeigt Abbildung 16. Darüber hinaus hängt die Energie, bei der die Modulschwellen schneiden, vom Ort des Ereignisses im Detektor ab. Dies ist eine direkte Folge der Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute (vgl. Kapitel 4.2.2 zur Energieeichung). Ein Ereignis am Modulrand sieht eine höhere Schwelle als ein Ereignis in der Modulmitte, weil das Licht nach der Abschwächung auf dem Weg zum fernen Ende noch über die Diskriminatorschwelle kommen muß.

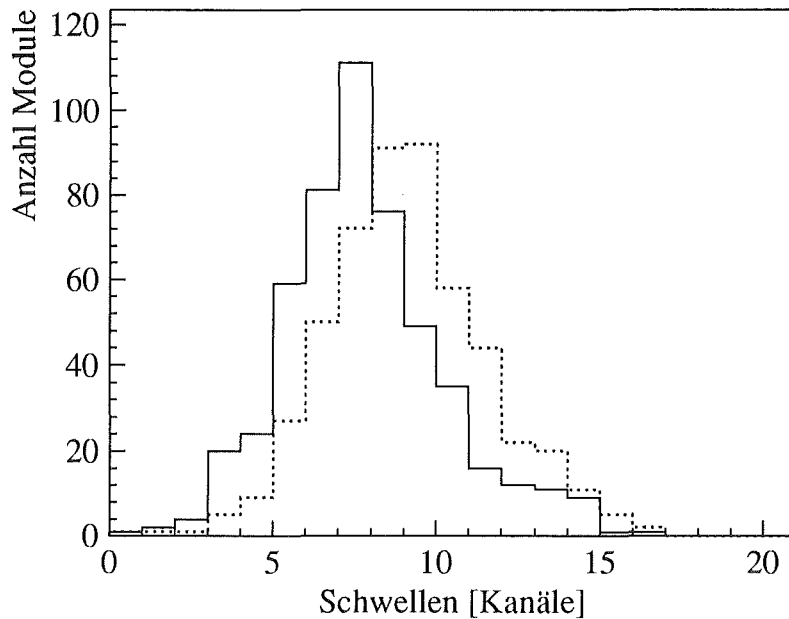


Abbildung 16: Einzelmodulschwellen für — *upstream* und - - - *downstream*

4.1.2 Bestimmung der Versorgungsspannung der Photomultiplier

Die beiden Röhren eines Photomultiplierpaars sind so ausgewählt, daß ihre Indizes¹¹ bestmöglichst übereinstimmen, sie können deshalb mit der gleichen Hochspannung versorgt werden. Pro Modul müssen daher nur zwei Spannungswerte angepaßt werden. Beim inneren Antizähler und Vetoähler steht für ein Modul nur ein Hochspannungskanal zur Verfügung; um für sie einheitliche Verstärkungen der *upstream* und *downstream* Photomultiplier zu erreichen, muß deshalb ein Widerstand auf einer Seite vorgeschaltet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm entwickelt, das eine routinemäßige Berechnung der Hochspannungswerte etwa vor einem neuen Experiment-Run erlaubt. Das Kriterium für die Auswahl der Spannungswerte ist die Lage der Landaumaxima von kosmischen Myonen. Alle Maxima der Summenenergiespektren sollen bei dem festen Wert von 300 Kanälen¹² liegen, während für die Maxima der Einzelenergien von *upstream* und *downstream* nur gefordert wird, daß beide den gleichen Wert haben sollen. Die Formeln, die die Zusammenhänge zwischen Spannung, Verstärkung und Röhrenindex beschreiben, werden bei [Woc 89] hergeleitet.

Abbildung 17 zeigt die Verteilung der Lage der Landaumaxima und des Verhältnisses der Einzelenergien $E_{\text{up}} / E_{\text{down}}$ vor und nach einer Einstellprozedur mit zwei Iterationsschritten.

¹¹Für die Verstärkung g eines Photomultipliers in Abhängigkeit von der angelegten Spannung U und dem Röhrenindex κ gilt: $g \sim U^\kappa$.

¹²Dieser Wert wurde gewählt, um einen groben Umrechnungsfaktor Kanäle \rightarrow MeV von 0.1 zu haben.

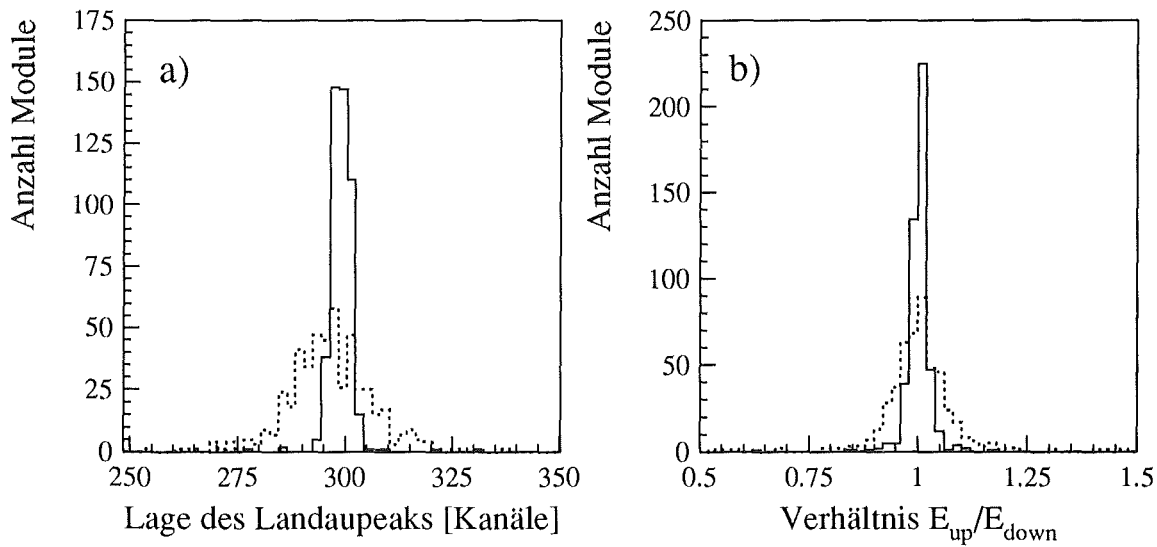


Abbildung 17: a) Lage der Summenenergie-Landaumaxima,
 b) Verhältnis der Lage der Einzelenergiemaxima
 - - - vor der HV-Einstellung, — nach zwei Iterationsschritten

4.2 Detektoreichung

Die für jedes Ereignis modulweise weggeschriebenen Meßgrößen Energiesignale E_{up} und E_{down} , Differenzzeit dT und Relativzeit T_{rel} liegen als ADC-Kanäle vor. Bei der Datenauswertung müssen diese Werte in physikalisch relevante Größen wie Energie in MeV, Ereignisposition in cm und relative Ansprechzeit in ns umgewandelt werden. Um Unterschiede in der Verstärkung und bei den Pedestals zu erfassen sowie den jeweiligen Lichttransporteigenschaften der einzelnen Module Rechnung zu tragen, muß jedes der 512 Zentraldetektormodule individuell geeicht werden.

Ein ISIS-Benutzer-Run dauert typischerweise vier Wochen, für die Experimentdaten eines solchen Zeitraums wird jeweils ein Satz von Kalibrationsdaten erstellt. Wie dies im einzelnen geschieht, wird in diesem Kapitel beschrieben.

4.2.1 Positionseichung

Der Ort eines Ereignisses wird über die Zeit bestimmt, die zwischen dem Eintreffen der Photomultiplier-Signale von *downstream* und *upstream* auf der Asterixkarte verstreicht. Ein Differenzzeitspektrum, erzeugt von Ereignissen, die gleichmäßig verteilt im ganzen Modul stattgefunden haben, bildet sozusagen die Länge eines Moduls ab und kann deshalb zur Positionseichung herangezogen werden. Die Flanken des Spektrums werden mit den Enden des Moduls identifiziert, die Zuordnung der Werte dazwischen erfolgt linear; der Nullpunkt der Längenskala wird dabei in die Modulmitte gelegt, vgl. Abbildung 18:

$$x = L_m \cdot \left(\frac{dT - dT_{up}}{dT_{down} - dT_{up}} - \frac{1}{2} \right)$$

mit: x Ereignisort [cm]

L_m Modullänge (353 cm)

dT gemessene Differenzzeit [Kanäle]

dT_i Kanallage der *upstream* bzw. *downstream* Flanke des Differenzzeitspektrums

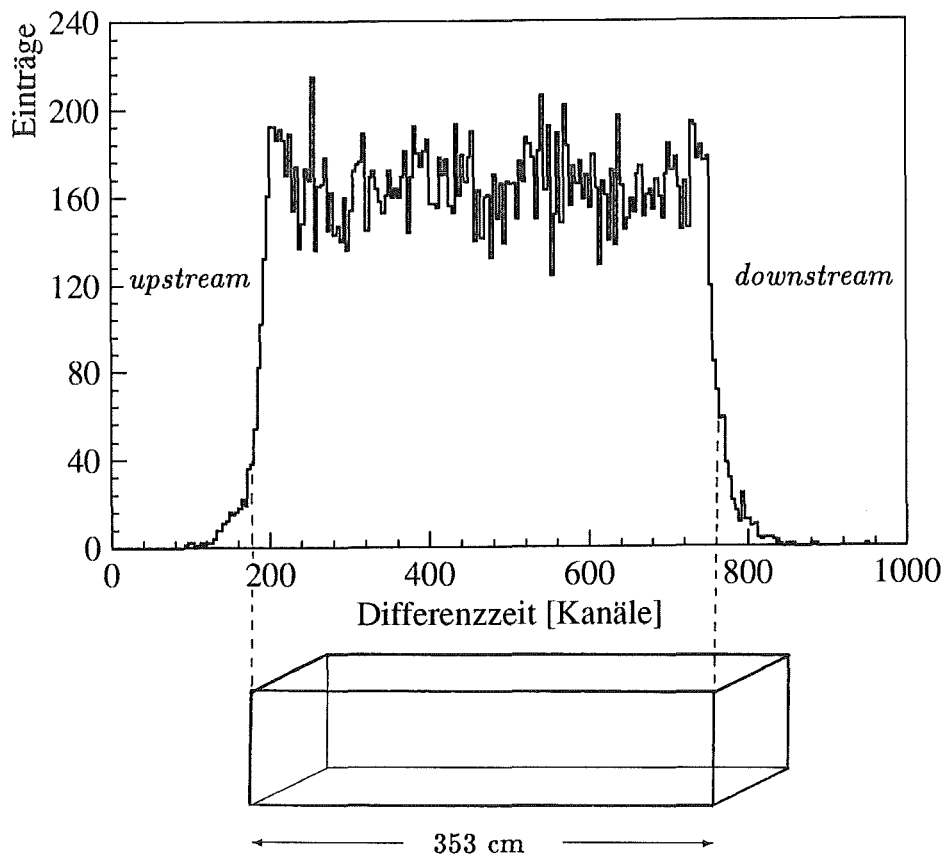


Abbildung 18: Differenzzeitspektrum mit zugeordneten Modulorten

Um solche Differenzzeitspektren für alle Detektormodule zu erzeugen, werden mit Hilfe eines speziellen Triggers vor jedem neuen Experimentrun Myonen aus beliebigen Richtungen aufgenommen. Die während einer normalen Messung aufgenommenen Eichmyonen haben einen zu eingeschränkten Raumwinkelbereich und decken nicht alle Modulpositionen mit der gleichen Häufigkeit ab.

Amplitudenwalk

Neben der intrinsischen Zeitauflösung, die auf zeitliche Fluktuationen der Signalanstiegsflanken zurückzuführen ist und besonders bei kleinen Signalen Schwankungen in der Differenzzeitmessung hervorruft, gibt es noch Walkeffekte, die die Ortseichung beeinflussen. Bei *leading edge* Diskriminatoren hängt der Triggerpunkt, d.h. der Zeitpunkt, an dem das Signal über die Schwelle tritt, bei konstanter Signalanstiegsdauer t_{rise} von der Amplitude E ab. Abbildung 19 verdeutlicht diesen Amplitudenwalk, der besonders bei kleinen Signalthöhen zu verzögerten Triggern führt.

Die auf den Asterixkarten verwendeten Diskriminatoren arbeiten nach dem *leading edge* Prinzip, so daß die zur Differenzzeitbildung benutzten Start- und Stoppsignale – besonders bei Energien unterhalb 10 MeV – Walkeffekten unterworfen sind, die sich folgendermaßen beschreiben lassen:

$$dT = t_{up} + t_{walk}(E_{up}) - (t_{down} + t_{walk}(E_{down})) \quad (1)$$

mit: dT gemessene Zeitdifferenz
 t_{up}, t_{down} Triggerzeitpunkt auf *upstream* oder *downstream* ohne Walkeffekte
 $t_{walk}(E)$ zusätzliche Zeit durch Walk

Je nach Position im Modul wirkt sich der Walk verschieden stark aus: Ereignisse in der Modulmitte erzeugen an beiden Enden Signale gleicher Höhe, so daß sich die Walkeffekte gerade aufheben. Bei Ereignissen am Rand sind dagegen die Signalamplituden wegen der unterschiedlichen Lichtabschwächung zum nahen und fernen Ende stark asymmetrisch. Da die niedrigere Amplitude den größeren Walk verursacht, haben Ereignisse am *upstream* Ende eine zu kleine, Ereignisse am *downstream* Ende eine zu große Differenzzeit. Die daraus

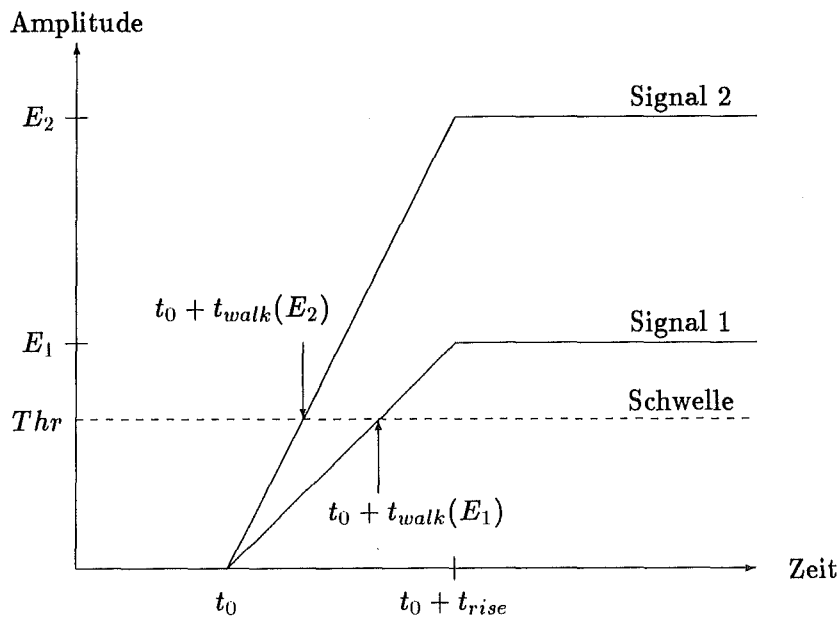


Abbildung 19: Einfluß der Signalamplitude auf Triggerzeitpunkt

bestimmten Orte sind also zum Modulrand hin verschoben. Besonders bei der Suche nach ortskorrelierten Ereignissen wirkt dies störend.

Vereinfachende Annahmen wie ein linearer Signalanstieg und eine amplitudenunabhängige Signalanstiegszeit ermöglichen eine quantitative Erfassung des Walkeffekts in Abhängigkeit von Signalanstiegsdauer und Verhältnis von Modulschwelle Thr zu Signalamplitude E :

$$t_{walk}(E) = t_{rise} \cdot \frac{Thr}{E} \quad \text{für } E > Thr$$

Eingesetzt in Beziehung (1) kann man damit die wahre Differenzzeit ausdrücken als

$$dT_{corr} = t_{up} - t_{down} = dT - \underbrace{t_{rise} \cdot \left(\frac{Thr_{up}}{E_{up}} - \frac{Thr_{down}}{E_{down}} \right)}_{\text{Walkkorrektur}}$$

Für die Realisierung einer Walkkorrektur wurde deshalb die lineare Abhängigkeit des Walks von $\left(\frac{Thr_{up}}{E_{up}} - \frac{Thr_{down}}{E_{down}} \right)$ benutzt, die Parameter dafür wurden experimentell bestimmt. Hierzu waren die gleichzeitige Kenntnis des physikalischen Orts und der walk-behafteten, gemessenen Position nötig. Geht man davon aus, daß Walkeffekte oberhalb 10 MeV vernachlässigbar sind, kann die Ortsbestimmung bei kosmischen Myonen mit einer Energiedeposition von im Schnitt 30 MeV pro Modul als exakt angesehen werden. Die

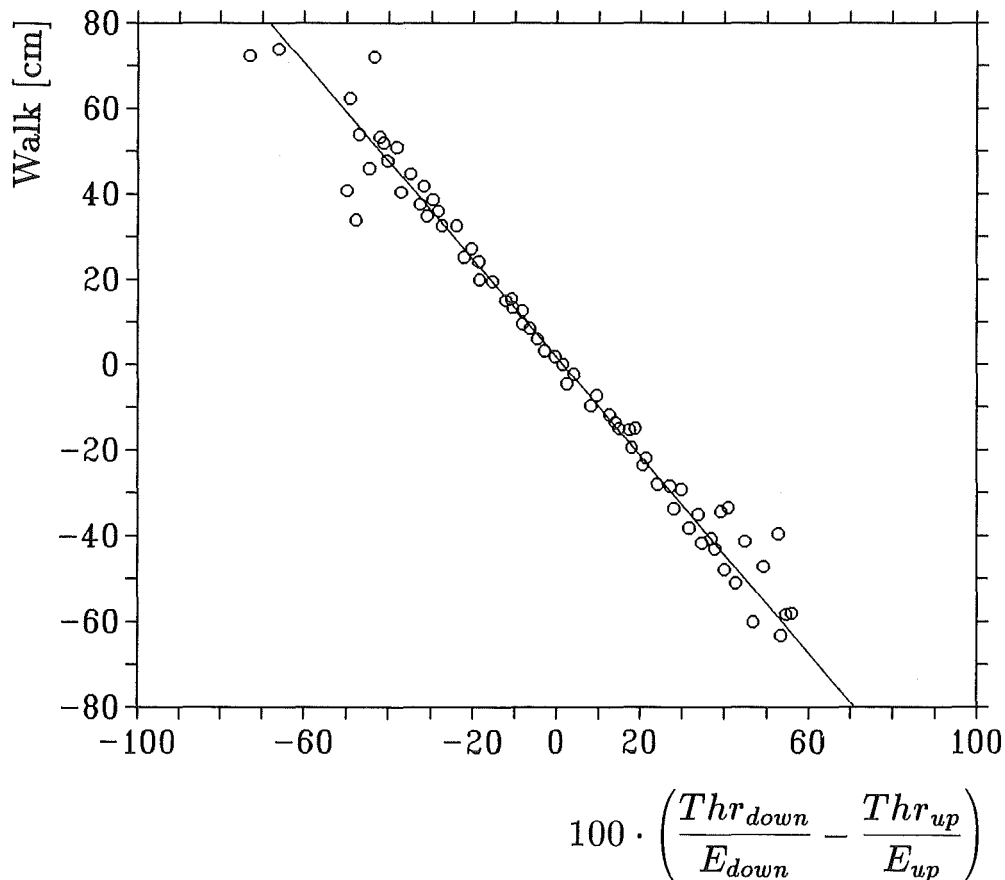


Abbildung 20: Bestimmung der Parameter für eine Walkkorrektur durch linearen Fit

geradlinige Ausbreitung von Myonen erlaubt die räumliche Rekonstruktion einer Spur, wenn mindestens zwei ihrer Punkte bekannt sind. Diese beiden Punkte lieferten in einer Spezialmessung von Eichmyonen die oberen und unteren inneren Antizähler. Für die Zentraldetektormodule wurde durch die Erhöhung der Modulschwellen von normalerweise 15 mV auf 150, 200 und 250 mV ein Walkeffekt künstlich hervorgerufen. Die Abweichung des gemessenen Orts von dem aus der Spurrekonstruktion berechneten, physikalischen Ort stellt gerade den Walk dar. Da vorher die entsprechenden *upstream* und *downstream* Schwellen für jedes Modul bestimmt worden waren, konnten mit der Auftragung des Walks gegen $\left(\frac{\text{Thr}_{\text{down}}}{E_{\text{down}}} - \frac{\text{Thr}_{\text{up}}}{E_{\text{up}}}\right)$ für jedes Modul Parameter für eine Walkkorrektur ermittelt werden. Abbildung 20 zeigt eine solche Auftragung für ein Detektormodul. Die so für jedes Modul gefitteten Anstiegszeiten t_{rise} liegen zwischen 8 und 9 ns und stimmen mit den erwarteten Werten gut überein (Signalanstiegsdauer von 10% auf 90% 4–4.5 ns, mit *overdrive*¹³ des Diskriminators 10 ns).

Bestimmung der Ortsauflösung mit Myonen

Um die Ortsauflösung bei verschiedenen Energien zu bestimmen, wurden Myonspuren linear gefittet und die Abweichung zwischen gefittetem und gemessenem Ort bestimmt. Für Energien unterhalb 5 MeV ergab sich so eine Ortsauflösung von $\sigma_x = 30$ cm, die sich aber mit wachsender Energie auf $\sigma_x = 6$ cm oberhalb 20 MeV verbessert. Eine Walkkorrektur brachte im Energiebereich zwischen 5 und 10 MeV eine Verbesserung der Ortsauflösung von 25 auf 15 cm. Unter 5 MeV dominieren statistische Fluktuationen, die eine Walkkorrektur nicht beheben kann; über 10 MeV sind Walkeffekte vernachlässigbar.

Test der absoluten Positionseichung

Die geometrische Anordnung von inneren Antizähler- und Vetoählermodulen erlaubt es, die Genauigkeit der Positionseichung zumindest für einige Zentraldetektormodule zu überprüfen.

Es gibt beim linken und rechten Vetoähler je zwei Module in vertikaler Ausrichtung, die senkrecht zu den horizontal orientierten Zentraldetektormodulen stehen. Mit ihrer Breite definieren sie einen Bereich von $141.3 \text{ cm} \leq x \leq 171.3 \text{ cm}$ für alle dazwischenliegenden Zentraldetektormodule. Myonen, die zwei solche gegenüberliegende Zähler passieren, sollten in jedem angesprochenen Modul denselben Ereignisort aufweisen, im Mittel 156 cm. Dies wurde mit geeignet selektierten Myonenspuren nachgeprüft. Für jedes Zentraldetektormodul wurde ein geeichtes Ortsspektrum inkrementiert und aus jedem Spektrum der Mittelwert und die Standardabweichung der Ortsverteilung ermittelt. Die Verteilungen dieser Mittelwerte und Standardabweichungen für alle Module sind in Abbildung 21 dargestellt. Bei den Mittelwerten beträgt die maximale Abweichung vom Sollwert 9 cm, das zeigt, daß die absolute Ortseichung nicht von systematischen Fehlern beeinträchtigt wird.

¹³Es wird eine endliche Ladungsmenge benötigt, um den Diskriminator zu triggern; dies erfordert zusätzliche Zeit.

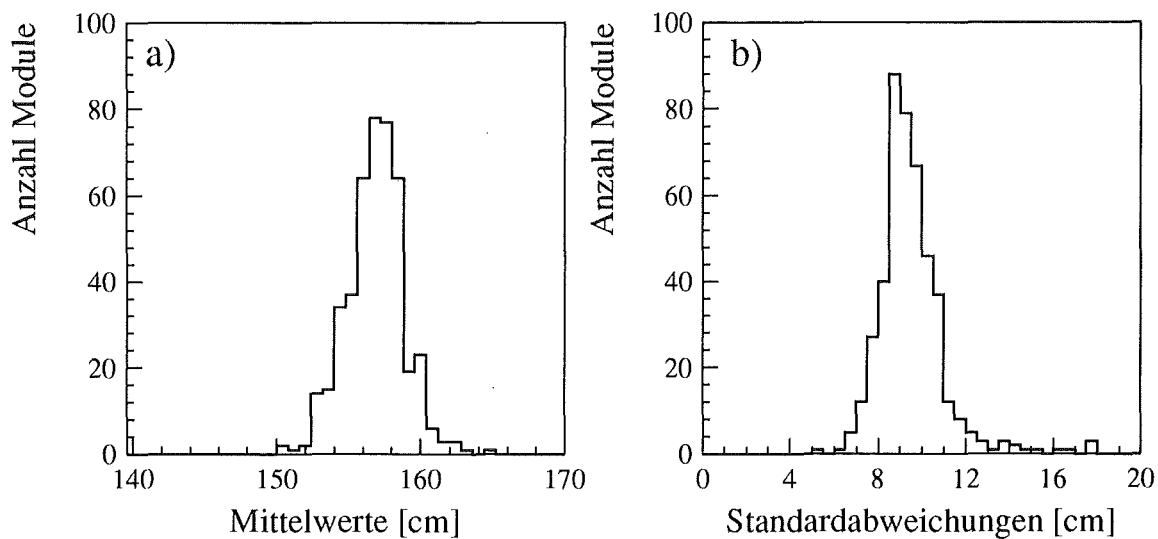


Abbildung 21: Test der absoluten Positionseichung für alle Zentraldetektormodule
 a) Verteilung der Mittelwerte (Sollwert 156 cm)
 b) Verteilung der Standardabweichungen

Die Verteilung der Standardabweichungen zeigt, daß die Breite der Ortsspektren von der Spurverteilung der Myonen und nicht von der Ortsauflösung dominiert wird.

4.2.2 Energieeichung

Theoretischer Energieverlust kosmischer Myonen

Für die Energieeichung des KARMEN-Detektors werden minimalionisierende, kosmische Myonen benutzt, die den Detektor ganz durchqueren. Ihr wahrscheinlichster Energieverlust in dünnen Absorbern wird durch die Landautheorie beschrieben [Lan 44]. Er hängt praktisch nur vom Absorbermaterial und der im Detektor zurückgelegten Strecke ab; die Abhängigkeit von der Myonenenergie ist oberhalb 2 GeV vernachlässigbar [Ahl 80]. Um die Variation der Spurlängen möglichst gering zu halten, werden als sogenannte Eichmyonen nur solche Myonen akzeptiert, die genau durch eine Detektorspalte laufen. Die dabei vorliegende Spurlängenverteilung kann man mit Kenntnis der Polarwinkelverteilung kosmischer Myonen leicht berechnen, sie ist für jede Spalte und für jedes Modul innerhalb einer Spalte identisch. Abbildung 22a) zeigt das Ergebnis einer solchen Simulationsrechnung für ein Modul des Zentraldetektors.

Eine Faltung der Spurlängenverteilung mit der jeweils zu dieser Spurlänge bzw. zum wahrscheinlichsten Energieverlust gehörenden Landauverteilung ergibt das erwartete Energieverlustspektrum für Eichmyonen, wie es in Abbildung 22b) dargestellt ist. Der wahrscheinlichste Energieverlust $E_{mp} = 29.9$ MeV entspricht gerade der Lage des Maximums.

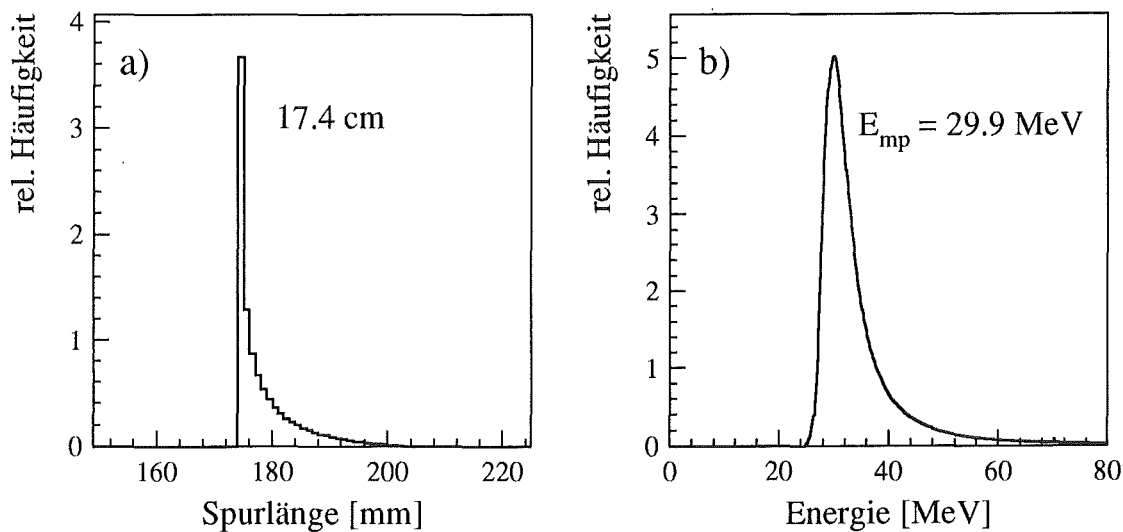


Abbildung 22: a) Spurlängenverteilung und b) Energieverlustverteilung von Eichmyonen in einem Zentraldetektormodul

Ortsabhängige Lichtausbeute

Das bei dem Durchgang kosmischer Myonen durch ein Modul entstehende Szintillationslicht wird auf seinem Weg zu den Photomultipliern abgeschwächt. Die dort ankommende Lichtmenge und die damit erzeugte Anzahl von Photoelektronen ist deshalb stark vom Entstehungsort abhängig. Der Lichtverlust über eine Modullänge beträgt etwa 70%. Addiert man die an den Modulenden gemessenen Einzelenergien zur Summenenergie auf und trägt diese für eine konstante Energiedeposition über die ganze Modullänge auf, erhält man eine ortsabhängige Lichtausbeutekurve, deren Überhöhung am Modulrand etwa 50% beträgt. Die Kenntnis ihrer Form ist Bedingung für die Durchführung einer Energieeichung.

Da die Abschwächungslänge wellenlängenabhängig ist, kann die Lichtausbeutekurve nicht einfach durch die Überlagerung zweier Exponentialfunktionen beschrieben werden, sondern muß experimentell bestimmt werden.

Der derzeitige Experimenttrigger liefert genügend Eichmyonen (ungefähr 77 000 pro Experimentfile), so daß man auf spezielle Eichmessungen verzichten kann; die Daten von sechs Files liefern genügend Statistik für die Erstellung eines Eichdatensatzes.

Jedes Modul wird in fünfzehn Ortsfenster à 25 cm unterteilt, für jedes Ortsfenster wird im dazugehörigen Energiespektrum die Lage des Landaumaximums mit Hilfe einer Polynomfitprozedur bestimmt. Die Lichtausbeutekurve selbst erhält man aus einem Fit an die 15 Landaumaxima. Sie kann als Polynom 4. Ordnung in Abhängigkeit vom Ereignisort x längs der Modulachse parametrisiert werden

$$P(x) = a_0 + a_1x + a_2x^2 + a_3x^3 + a_4x^4 .$$

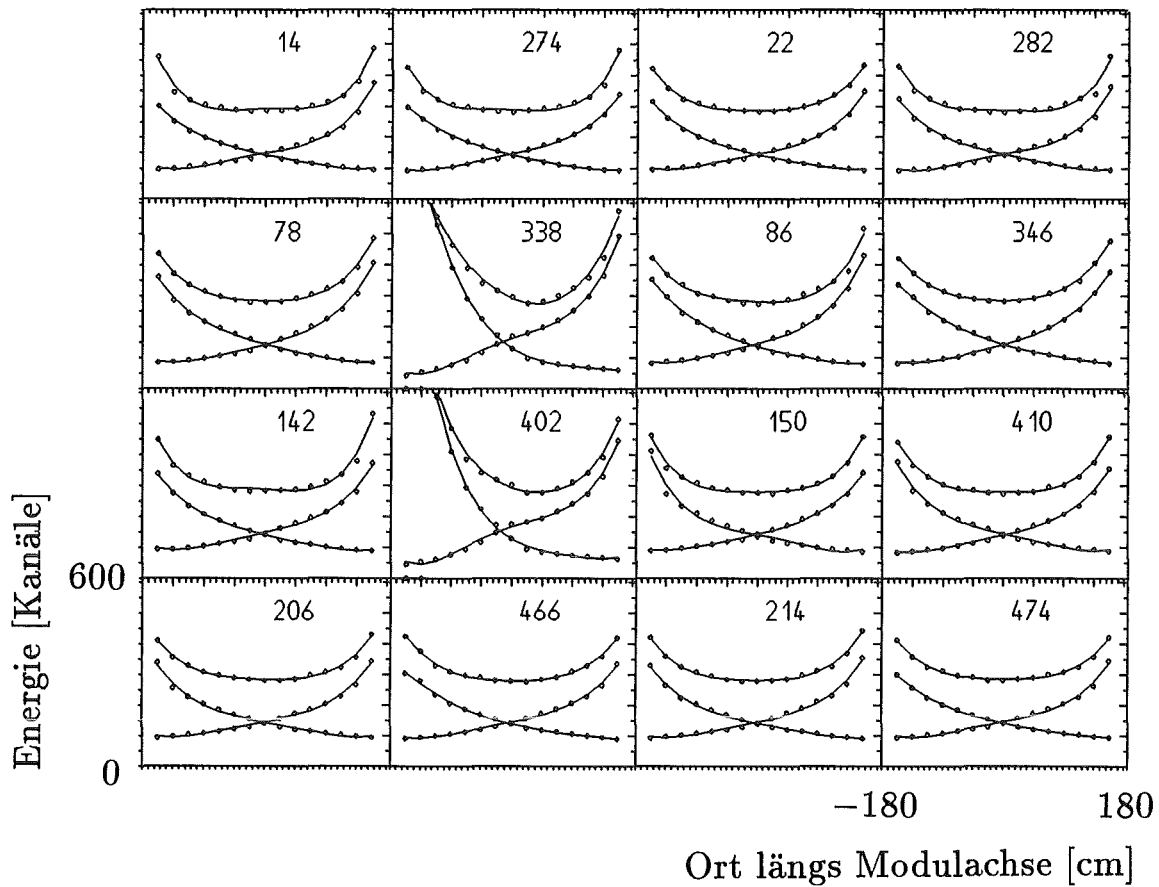


Abbildung 23: Einzellichtausbeute- und Gesamtlichtausbeutekurven für einen Teil des Detektors

In Abbildung 23 sind Lichtausbeutekurven für einen Ausschnitt des Detektors dargestellt. Da diese Kurven für das vorher berechnete E_{mp} bestimmt wurden, kann man leicht unter Kenntnis des Ereignisorts für eine gemessene Energiedeposition $E_{up} + E_{down}$ in ADC-Kanälen die entsprechende Energie E in MeV ausrechnen¹⁴

$$E = \frac{E_{mp}}{P(x)} \cdot (E_{up} + E_{down}) .$$

Defekte Module

Module, bei denen eine Doppelplexiglasplatte durch eingedrungene Szintillatorflüssigkeit ihre totalreflektierenden Eigenschaften verloren hat, haben in der betroffenen Modulhälfte eine stark verkleinerte Abschwächungslänge. Dies macht sich sofort in einer asymmetrischen Form der Lichtausbeutekurve bemerkbar, vergleiche z.B. Modul 78 mit Modul 338 in Abbildung 23. Von einer defekten Platte werden immer beide angrenzenden Module

¹⁴Da die Pedestals bereits bei der Datenaufnahme subtrahiert wurden, fallen Nullpunkt der Energieskala und Nullpunkt der ADC-Kanäle zusammen.

in Mitleidenschaft gezogen, im Falle einer vertikal orientierten Platte, die sich über vier Module erstreckt, sogar acht. Nach über einem Jahr Meßzeit waren 27 Zentraldetektormodule und 11 Module des inneren Antizählers betroffen, dies entspricht 5.3 bzw. 11% der jeweiligen Module.

Der Verlust an Lichtausbeute kann zwar durch Nachregeln der Hochspannung an den Photomultipliern und der damit verbundenen Erhöhung der Verstärkung ausgeglichen werden. Gleichzeitig steigen aber die Energiesignale von Ereignissen am Rand so stark an, daß sie bereits für durchgehende Myonen außerhalb des Meßbereichs und damit in Sättigung liegen können.

Berücksichtigung schwankender Lichtausbeuten

Während eines Experiment-Runs, für den ein fester Kalibrationsdatensatz zur Eichung verwendet wird, kann sich die Lichtausbeute für einzelne Module ändern. Ursachen dafür sind zum einen das eben besprochene Vollaufen einer Plexiglasplatte während eines Experiment-Runs, zum andern gab es bei frühen Messungen Probleme mit der Dichtigkeit des Ankoppelölsystems. Die jeweils übereinanderliegenden Photomultiplier einer Spalte werden von demselben Ölkreislauf versorgt; für jedes Detektormodul gibt es daher vier voneinander

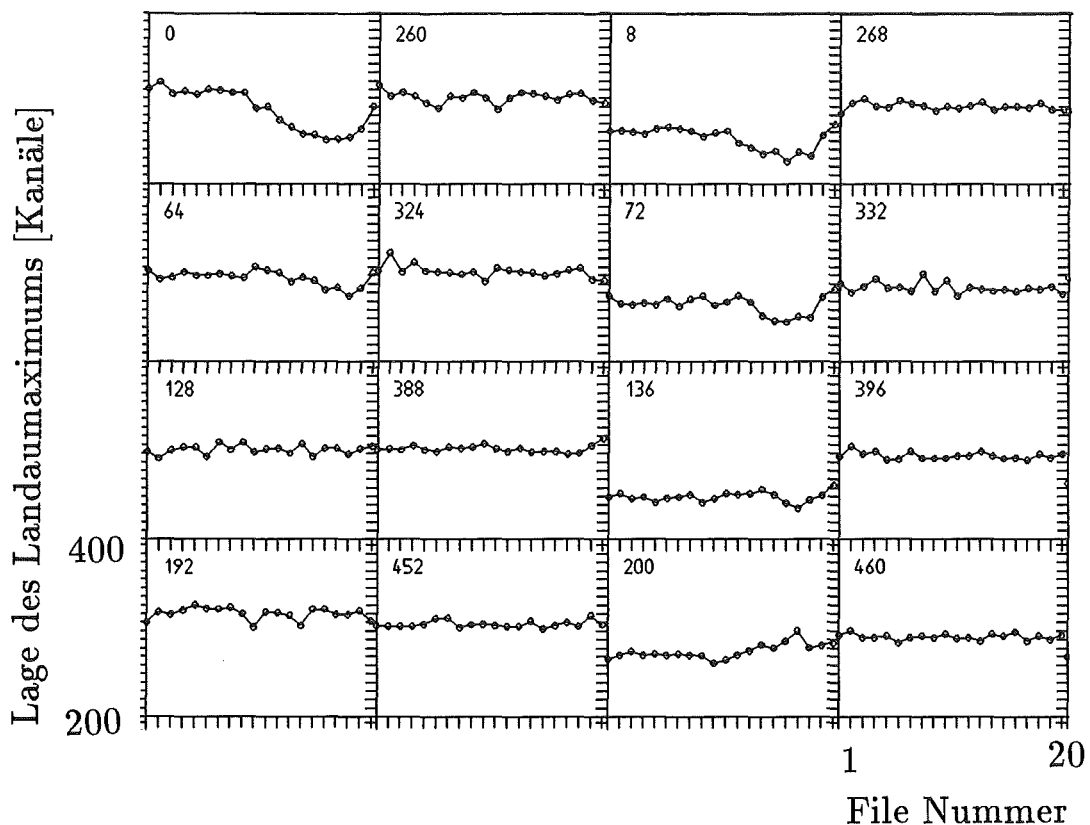


Abbildung 24: Schwankungen der Lichtausbeute während eines Experiment-Runs durch auslaufendes Ankoppelöl; dargestellt ist ein Detektorausschnitt.

unabhängige Photomultiplier-Ankopplungen. Der Verlust an Lichtausbeute bei Wegfall einer Ankopplung beträgt etwa 10% und ist somit nicht vernachlässigbar, vgl. Abbildung 24.

Als Maß für die Lichtausbeute eines Moduls dient die Position des Summenenergie-Landaumaximums, über alle Modulorte aufintegriert. Daraus läßt sich dann ein globaler Korrekturfaktor E_{corr} berechnen, der allerdings eine etwaige Änderung der Form der Lichtausbeutekurve nicht berücksichtigt. Dieser Faktor wird für jedes Experimentfile und jedes Modul ermittelt und bei der Eichung an die kalibrierte Energie heranmultipliziert. Im Idealfall, wenn sich nichts geändert hat, ist dieser Faktor 1. Er wird folgendermaßen berechnet

$$E_{corr} = \frac{E_{cal}}{E_{akt}} .$$

mit: E_{cal} Position des Landaumaximums für das File, mit dem Eichdaten erstellt wurden.

E_{akt} Position des Landaumaximums, die für den aktuellen File bestimmt wurde.

Lichtlecks

Das bisher zur Energieeichung Gesagte gilt so nur für absolut lichtdichte Module, d.h. Licht, das in einem Modul entsteht, kann nicht in ein Nachbarmodul dringen. Tatsächlich aber sind die KARMEN-Module konstruktionsbedingt nicht lichtdicht. Wie Abbildung 25 zeigt, haben jeweils vier Modulreihen – eine sogenannte Segmentierungseinheit – gemeinsame vertikale Doppelplexiglasplatten. Durch Totalreflexion an diesen kann Licht von einem Modul in der Mitte einer Einheit in das darüber- oder darunterliegende Modul transportiert werden. Dieses Licht fehlt nicht etwa im ursprünglichen Modul (weil es ohnehin auf eine schwarze, nicht reflektierende Klebnaht gestossen wäre), sondern wird in dem Nachbarmodul als zusätzliches Licht zu den Photomultipliern transportiert. Auch über Segmentierungseinheiten hinweg kann Licht noch in Nachbarmodule reflektiert werden, auch wenn dies mit geringerer Wahrscheinlichkeit der Fall ist.

Eine quantitative Analyse dieses Effekts wird in Anhang A.1 vorgeführt, an dieser Stelle werden nur die Ergebnisse dargestellt: Ein Anteil von 6.5% der ursprünglich in einem Modul deponierten Energie wird als überkoppelndes Licht in einem Nachbarmodul der gleichen Segmentierungseinheit registriert, über die Untereinheitsgrenzen hinweg sind es 2%.

Dies hat zweierlei Konsequenzen, die bei der Energieeichung berücksichtigt werden müssen.

1. Bei der Ermittlung von Eichdaten wird die absolute Energieskala durch den Prozentsatz des überkoppelnden Lichts festgelegt. So hängt der wahrscheinlichste, sichtbare Energieverlust eines Eichmyons in einem Modul von dessen Lage innerhalb einer Segmentierungseinheit ab. Bei Modulen inmitten einer Einheit haben wir einen zusätzlichen Beitrag von zweimal 6.5 % der Energie des oberen und unteren Nachbarmoduls:

$$E_{mp}^{innen} = (1 + 2 \cdot 0.065) \cdot E_{mp} = 33.5 \text{ MeV}$$

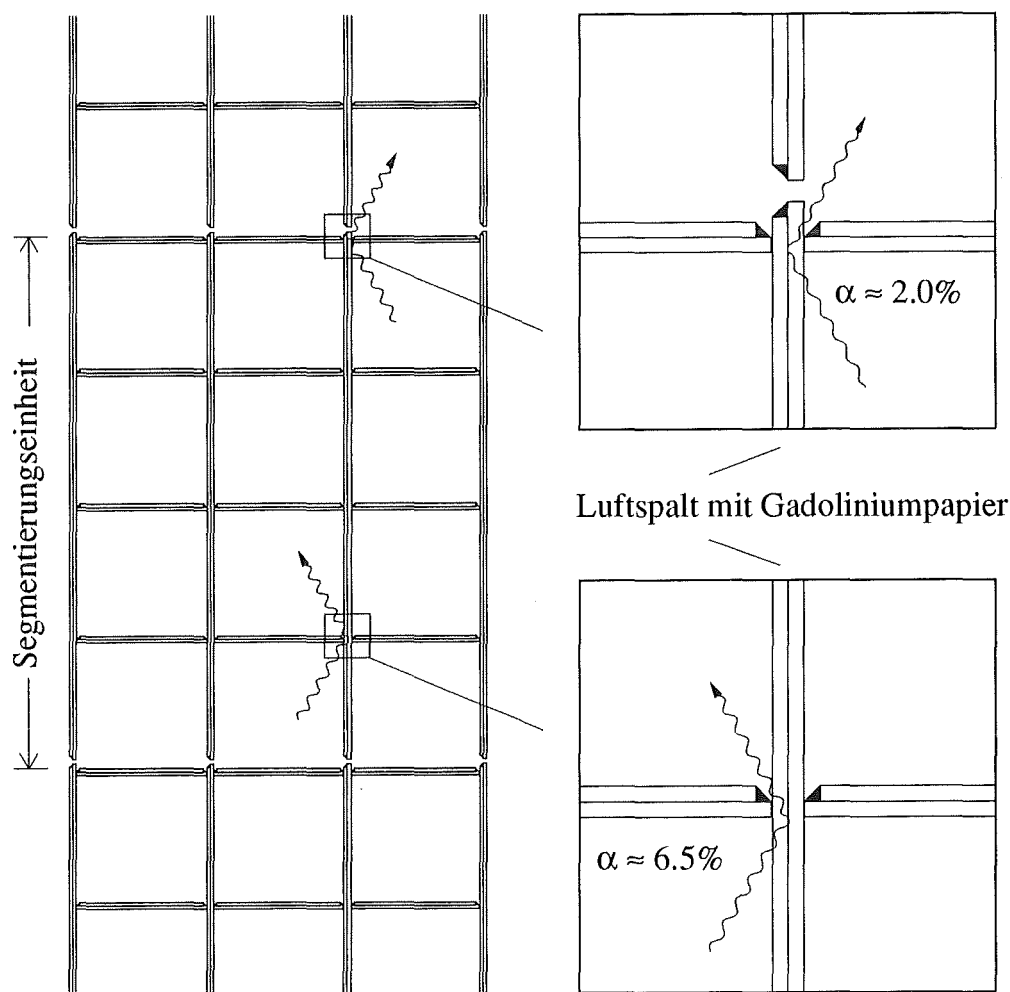


Abbildung 25: Mögliche Lichtwege in ein Nachbarmodul, rechts Detailvergrößerung

Bei Modulen in der oberen oder unteren Reihe einer Einheit ist der Beitrag des außerhalb liegenden Moduls kleiner:

$$E_{mp}^{au\beta en} = (1 + 0.065 + 0.02) \cdot E_{mp} = 32.3 \text{ MeV}$$

- Bei der Energieeichung selbst muß berücksichtigt werden, daß die bei einem Ereignis gemessene Energie von der räumlichen Verteilung der angesprochenen Module abhängt. Sie wird überschätzt, wenn übereinander liegende Module einer Spalte angesprochen haben, da diese dann zusätzliches Licht aus den Nachbarmodulen sehen. Formeln, mit denen man ereignisweise auf die ursprünglich deponierte Energie zurückrechnen kann, werden in Anhang A.2 hergeleitet.

Um die Güte der Energieeichung zu testen, wurden die Energiespektren von ^{12}B -Zerfällen und gestoppten Myonen mit Simulationen verglichen, vgl. Abbildung 29 im nächsten Kapitel. Die gute Übereinstimmung zeigt, daß das Phänomen der Lichtlecks weitgehend verstanden wurde und bei der Eichung berücksichtigt werden muß.

Bestimmung der Energieauflösung mit dem Laser

Ein Stickstoff-Lasersystem wurde ursprünglich zur Überwachung der Stabilität aller Detektormodule einschließlich denen des Vetozählers konzipiert. Es ist jedoch auch ein ausgezeichnetes Mittel, um andere Detektoreigenschaften wie Linearität, Orts- und Energieauflösung zu untersuchen. Dazu werden durch den Einschub von Licht in die Detektormodule Ereignisse simuliert. Die dabei erzielten Ergebnisse sind Bestandteil einer anderen Arbeit [Mal 92]; hier soll nur kurz auf das Lasersystem und die damit bestimmte Energieauflösung der Detektormodule eingegangen werden.

Das UV-Licht des Stickstofflasers (337 nm) wird von einer sandgestrahlten Quarzscheibe diffus in alle Richtungen gestreut. Zehn Quarzlichtleiter mit 33 m Länge transportieren das Laserlicht zu den verschiedenen Detektorteilen¹⁵. Durch den variablen Abstand zwischen Diffusorscheibe und den Lichtleitern – gesteuert von einem Schrittmotor – kann die Intensität des im Detektor ankommenden Lichts variiert werden. Die Quarzfasern treffen in den am Detektor montierten *Splittern* auf Szintillatorflüssigkeit, dabei wird isotropes Szintillationslicht erzeugt, das dann über Plastiklichtleiter in die Stirnflächen der einzelnen Module eingekoppelt wird [Hes 87]. Die Laserintensität wird am Laser selbst und in den *Splittern* durch Monitordioden überwacht.

Prinzipiell kann die Energieauflösung des Detektors mit kosmischen (Eich-)Myonen bestimmt werden. Dabei wird mit einem Fitverfahren diejenige Gaußverteilung ermittelt, die, mit der Landauverteilung gefaltet, das gemessene Energiespektrum am besten repräsentiert. Die Breite dieser Gaußfunktion ist ein Maß für die Energieauflösung. Jedoch ist die ursprüngliche Landaufunktion schon so breit, daß sie durch eine Detektorauflösung σ_E/E im Bereich 10 – 20%/ \sqrt{E} nur unmerklich verbreitert wird. Diese Methode ist deshalb bei kleinen Datenmengen wegen der schlechten Statistik sehr ungenau.

Statt dessen wurde die Energieauflösung mit Hilfe der Auswertung von Laserdaten ermittelt. Da zum Zeitpunkt der Datennahme die Auslese der Monitordioden noch nicht möglich war, wurde die Gesamtlaserintensität über die Summe aller Einzelintensitäten bestimmt. Statistische Schwankungen mitteln sich so heraus. Durch Lasereinschub von beiden Seiten wurde ein Ereignisort in der Modulmitte simuliert. Die Breite der auf die Gesamtintensität bezogenen Energieverteilung der einzelnen Module ergibt die Auflösung σ/E ; die Lage des Maximums dieser Verteilung ergibt – geeicht – die Energie in MeV. Damit kann leicht die Energieauflösung in %/ \sqrt{E} berechnet werden. Abbildung 26 zeigt die Verteilung der Energieauflösung über alle Module, als Mittelwert ergab sich

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{13.4\%}{\sqrt{E}} .$$

¹⁵Vier Lichtleiter versorgen den Zentraldetektor und Antizähler, fünf Lichtleiter führen zu den fünf Vetozählerflächen, ein Lichtleiter beleuchtet den Čerenkovzähler (vgl. Abschnitt 4.2.3)

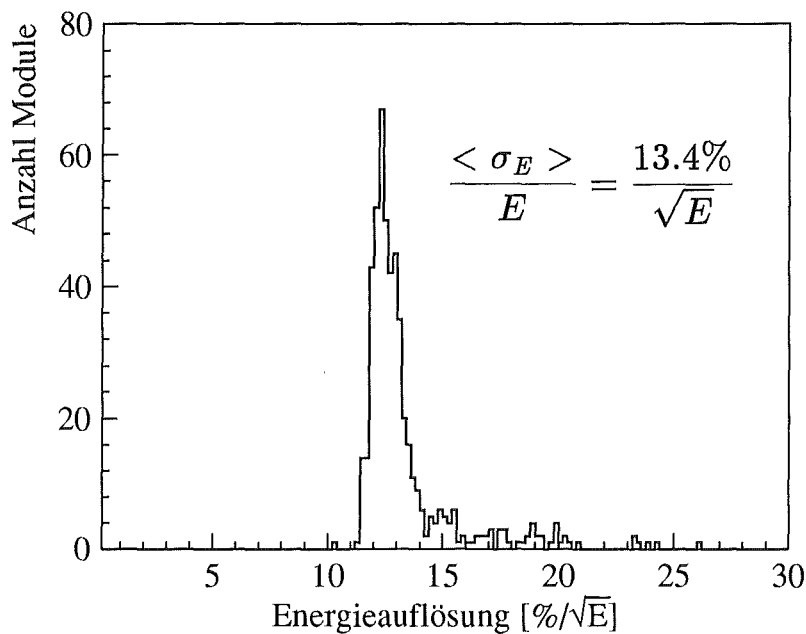


Abbildung 26: Mit dem Laser ermittelte Energieauflösungseigenschaften der KARMEN-Module

4.2.3 Zeiteichung

Effektive Lichtausbreitungsgeschwindigkeit im KARMEN-Modul

Für die im folgenden zu besprechende Relativ- und Absolutzeiteichung ist die Zeit, die Szintillationslicht von seinem Entstehungsort bis zu den Photomultipliern braucht, nicht vernachlässigbar. Da dieses Licht normalerweise über mehrere Reflexionen an den Modulwänden transportiert wird, spricht man von einer effektiven Lichtausbreitungsgeschwindigkeit c_{eff} , die wegen des längeren Lichtwegs kleiner als die wirkliche Lichtgeschwindigkeit in der Szintillatorflüssigkeit ist.

Die Breite eines dT-Spektrums von allen Modulorten, wie es in Abbildung 18 gezeigt ist, entspricht gerade der Zeit, die Szintillationslicht für das Durchqueren der doppelten Modullänge braucht. Mit Hilfe der SCEPTU-Testeinrichtung erhält man die absolute Zeiteichung der dT-Kanäle und kann damit ein c_{eff} für jedes Modul bestimmen. Abbildung 27 zeigt die Verteilung von c_{eff} für alle Zentraldetektormodule, die mittlere effektive Lichtausbreitungsgeschwindigkeit beträgt 15.8 cm/ns.

Relativzeiteichung

Eine weitere Meßgröße des KARMEN-Detektors ist die Relativzeit T_{rel} . Sie beschreibt die zeitliche Reihenfolge des Ansprechens der bei einem Ereignis beteiligten Module. Mit dieser Information kann z.B. die Richtung einer Teilchenspur im Detektor bestimmt werden. Der Start der Relativzeitmessung erfolgt individuell für jedes Modul mit dem von ihm erzeugten T_{or} -Signal. Als gemeinsamer Stopp dient das mit einer Verzögerung von 200 ns

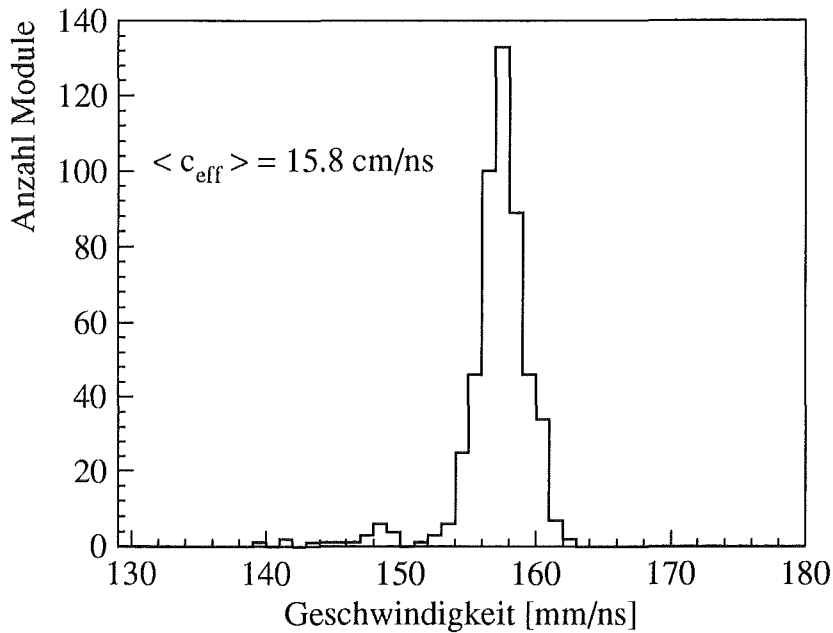


Abbildung 27: Effektive Lichtausbreitungsgeschwindigkeit in Zentraldetektormodulen

auf die Asterixkarten zurückgeführte T_{or} , das sogenannte T_{ro} -Signal. Das zuerst angesprochene Modul verfügt deshalb über die längste, das zuletzt angesprochene über die kürzeste Relativzeit.

Zwar können mit der SCEPTU-Einheit die Verstärkungen und Pedestals für den T_{rel} -Kanal eines jeden Moduls bestimmt werden, doch hat sich herausgestellt, daß unterschiedliche interne Signallaufzeiten eine andere Eichprozedur notwendig machen.

Wieder werden die Kalibrationsdaten mit Hilfe von Eichmyonen ermittelt. Da diese durch genau eine Detektorspalte gehen, genügt die Kenntnis ihres Polarwinkels θ , um die Zeit zu berechnen, die zwischen dem Durchqueren zweier übereinanderliegender Module verstreicht. Dabei wird angenommen, daß sie sich mit Lichtgeschwindigkeit c bewegen, was für Myonen mit $E > 2 \text{ GeV}$ ($\beta > 0.99995$) sicher eine sehr gute Näherung darstellt.

Wegen der nicht vernachlässigbaren Lichtlaufzeit im Modul selbst von bis zu 22 ns für die gesamte Modullänge muß die Zeit noch um diesen Effekt korrigiert werden, so daß insgesamt für die Relativzeit zwischen zwei übereinanderliegenden Modulen gilt

$$\Delta t = \frac{H_m}{\cos \theta} \cdot \frac{1}{c} + (x - x_{up}) \frac{1}{c_{\text{eff}}} .$$

mit: H_m Modulhöhe (17.7 cm)

x_{up} Modulende *upstream* (-176.5 cm)

Die jeweils berechneten Differenzzeiten zu dem Modul, das als erstes angesprochen hat, werden für jedes Modul über die gemessenen T_{rel} -Kanäle aufgetragen. Ein linearer Fit nach der Methode der kleinsten Quadrate, gewichtet mit der Zahl der Einträge, liefert dann als Parameter a_0, a_1 die gewünschten T_{rel} -Eichdaten. Die Eichung erfolgt dann nach

der folgenden Formel

$$T_{rel} [\text{ns}] = T_{rel} [\text{chan}] \cdot a_1 + a_0 - (x - x_{up}) \frac{1}{c_{eff}} .$$

Die Genauigkeit der T_{rel} -Signale reicht aus, um z.B. die Richtung einer Myonspur innerhalb einer Detektorspalte zu bestimmen. In Abbildung 28 wurden die geeichten Modulansprechzeiten einer Myonspur über der Höhe im Detektor aufgetragen. Da auch auf die Lichtlaufzeit im Modul korrigiert wird, kann es zu negativen Zeiten relativ zum T_{or} verursachenden Modul kommen.

Dieses Verfahren hat allerdings den Nachteil, daß es keine Relativzeiteichung zwischen Modulen aus verschiedenen Spalten gibt, da jede Spalte separat geeicht wird. Außerdem stehen für die oberen Detektorreihen nicht genug Eichdaten zur Verfügung, da diese Module bei Eichmyonen immer zuerst ansprechen und die Relativzeitmessung starten.

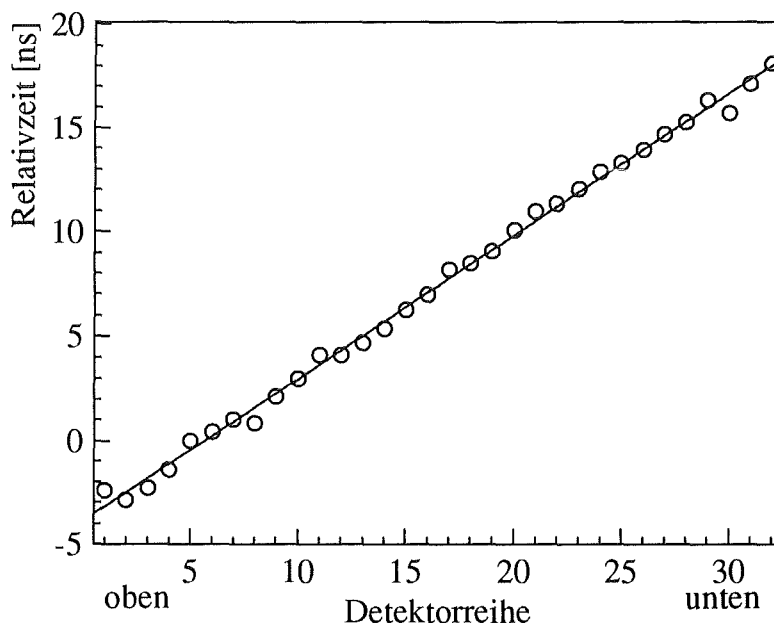


Abbildung 28: Modulansprechzeiten einer Myonspur durch eine Detektorspalte relativ zum ersten angesprochenen Modul

Bestimmung der Ereigniszeit relativ zum ISIS-Strahl

Zur Minimierung des Signal- zu Untergrundverhältnisses bei neutrinoinduzierten Reaktionen ist wegen der Zeitstruktur der Neutrinos die Kenntnis des Zeitpunkts T_0 wichtig, zu dem die ersten Neutrinos im Detektor eintreffen. Besonders die Auswertung der nur 150 ns breiten Zeitfenster der prompten ν_μ erfordern eine präzise Kenntnis von T_0 .

Da wegen der starken Abschirmung keine prompte γ -Strahlung vom Spallationstarget in den Detektor eindringen kann, die T_0 bezeichnen würde, rekonstruiert man den Zeitnullpunkt aus anderen Zeitsignalen.

Ein sogenannter Strahl-Profil-Monitor BPM tastet den Protonenstrahl des ISIS-Beschleunigers kurz vor seinem Auftreffen auf das Target kapazitiv ab und zeichnet seinen Verlauf in einem Transientenrecorder auf. Gleichzeitig verursacht er beim Überschreiten einer Diskriminatorschwelle einen Eintrag in einem Wide Range TDC (24 bit, Auflösung 1 ns). Im gleichen TDC wird das T_{or} des ersten Ereignisses einer Strahlperiode registriert, so daß eine Beziehung zwischen Ereigniszeit und ISIS-Strahl hergestellt werden kann.

Mit einer Eichmessung wurde die Verknüpfung zwischen dem BPM-Signal und T_0 hergestellt [Gor 89]. Ein Čerenkov-Zähler an einem Zwischentarget (Kohlenstofftarget, das zur Erzeugung von Myonen dient) detektiert die von diesem Target ausgehende γ -Strahlung, ein von ihm erzeugtes Zeitsignal wird ebenfalls mit dem TDC gemessen. Damit ist die Zeit zwischen BPM- und Čerenkov-Signal unter Zuhilfenahme der Laufzeit der Protonen bekannt.

Um die Relativzeiteichung zwischen Čerenkov-Zähler und KARMEN-Detektor zu messen, werden mit dem Laser über zwei identische Lichtleiterkabel gleichzeitig ein KARMEN-Modul und der Čerenkov-Zähler beleuchtet. Beide Signale werden wiederum vom TDC registriert. Da die Laufzeiten vom Čerenkov-Signal zur KARMEN-Elektronik bei beiden Messungen die gleichen sind und sich somit bei der Eichung aufheben, erhält man unter Berücksichtigung der Laufzeit der Neutrinos vom Target zum Detektor (angenommene Entfernung $r_0 = 17.3$ m) für den Zeitnullpunkt

$$T_0 = (115 \pm 5) \text{ ns vor BPM-Signal [Dod 91].}$$

Die Unsicherheit rührt von der unterschiedlichen Ausbreitung von Laser- und Szintillationslicht in einem Modul. Der Laserlichtkegel ist schmaler und kommt deshalb mit weniger Reflexionen zu den Photomultipliern.

Die Synchronisation der Ereigniszeiten mit dem BPM-Signal und damit T_0 erfolgt mit dem T_{or} des ersten Ereignisses. Dieser Zeitpunkt wird nicht nur in dem bereits erwähnten TDC aufgezeichnet, sondern auch in einem weiteren Wide Range TDC, der im *multi hit mode* betrieben wird und nacheinander die Zeiten aller Ereignisse einer Strahlperiode registriert.

Die so gewonnenen Zeiten erfahren bei der Auswertung von neutrinoinduzierten Ereignissen noch zwei Korrekturen, die auf die folgenden Prozesse zurückgehen:

1. Laufzeit des Szintillationslicht vom Ereignisort x zum Ort des Photomultipliers *upstream*¹⁶ x_{up}

$$t_{corr1} = (x - x_{up}) \cdot \frac{1}{c_{eff}}$$

2. Laufzeitdifferenz der Neutrinos zwischen r_0 , für das T_0 bestimmt wurde, und tatsächlichem Ereignisort \vec{r}

$$t_{corr2} = (|\vec{r} - \vec{r}_{target}| - r_0) \cdot \frac{1}{c}$$

¹⁶Es ist die *upstream* Seite, die die Koinzidenz und damit das T_{or} macht.

Beide Korrekturterme zusammen müssen von der Ereigniszeit subtrahiert werden, um die wahre Zeit bzgl. T_0 zu erhalten. Die Größe der Korrektur hängt vom Ereignisort im Detektor ab und beträgt mindestens -5.1 ns für ein Ereignis *upstream* in Reihe 8 und Spalte 16, höchstens aber 31.0 ns für *downstream* in Reihe 32 und Spalte 1.

5 Untergrund im KARMEN – Detektor

Wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts von Neutrinoreaktionen lassen sich nur einige wenige neutrinoinduzierte Ereignisse pro Tag nachweisen. Dem steht eine Anzahl Untergrundereignisse gegenüber, die um sechs Größenordnungen darüber liegt. Bei der Suche nach Neutrino-Oszillationen begrenzt die Untergrundrate die Empfindlichkeit auf kleine Oszillationsparameter. Daran wird deutlich, wie wichtig es ist, die Herkunft und Natur solcher Ereignisse genau zu verstehen, um die wenigen echten Reaktionen aus dem Untergrund herauszufiltern. In dem für Neutrinoreaktionen relevanten Energiebereich bis 50 MeV lassen sich drei Quellen von Untergrund unterscheiden:

- **Natürliche Radioaktivität** der Detektormaterialien und der Umgebung dominiert mit einer Zählrate von fast 40 Hz den Untergrund bei Energien bis 4 MeV. Es handelt sich dabei um Gammaquanten von langlebigen radioaktiven Nukliden wie z.B. ^{40}K , aus der ^{232}Th - oder ^{238}U -Zerfallskette, die sich in Verunreinigungen im Eisen, in den Aluminiumzylindern der Photomultiplier oder im Glas der Photomultiplirröhren befinden [Cam 74]. Die Energien dieser Gammaquanten können sich bis auf 2.6 MeV belaufen.
- **Kosmischer Untergrund** läßt sich auf Myonen aus der Höhenstrahlung zurückführen, die in den Detektor eindringen, dort zerfallen oder eingefangen werden. Dabei entstehen Teilchen wie Elektronen, Neutronen oder Gammaquanten, die im Detektor nachgewiesen werden.
- **Strahlkorrelierter Untergrund** besteht aus Neutronen vom ISIS *beamdump* oder anderen unzureichend abgeschirmten Strahlmeßplätzen, denen es gelingt, die massive Abschirmung bis zum Detektor zu durchdringen und dort ihre Energie zu deponieren.

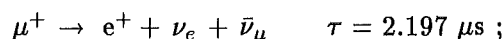
In den beiden letztgenannten Fällen können die ursprünglich eindringenden Teilchen auch zu weiteren Sekundärreaktionen führen; solche sequentiellen Strukturen sind eine ernstzunehmende Ursache von störendem Untergrund bei solchen Neutrinoreaktionen, die sich ansonsten durch ihre koinzidente Struktur gut gegen zufälligen Untergrund diskriminieren lassen.

Auf der anderen Seite erlaubt die Auswertung des myoninduzierten Untergrunds gerade wegen der neutrinoähnlichen Energiebereiche und den sequentiellen Ereignisfolgen im Mikro- bis Millisekunden Bereich wertvolle Tests der Nachweiseigenschaften des KARMEN-Detektors [Gra 92]. Dieses Kapitel soll deshalb eine Übersicht über die wichtigsten myoninduzierten und strahlkorrelierten Untergrundreaktionen, ihre Häufigkeit und Maßnahmen zu ihrer Reduktion geben.

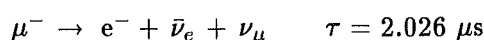
5.1 Myoninduzierte Reaktionen

Gestoppte Myonen im Zentraldetektor

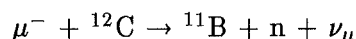
Von den 1 230 Myonen, die pro Sekunde in den Zentraldetektor eindringen, werden etwa 130 im Szintillatorvolumen gestoppt. Die positiv geladenen Myonen können frei zerfallen



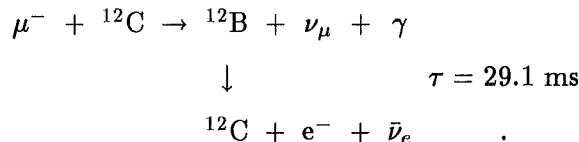
negativ geladene Myonen werden dagegen vom Coulombfeld in die Hülle der C- und H-Atome eingefangen, wobei sie entweder direkt oder über Transferreaktionen myonische Kohlenstoffatome bilden. Innerhalb 10^{-13} s kaskadieren die Myonen dann zur K-Schale [Muk 77], von wo aus sie zerfallen (92.1%)



oder vom Kern absorbiert werden können (7.86%). Durch diesen konkurrierenden Prozeß verkleinert sich die gemessene Lebensdauer der μ^- . Der dabei entstandene Bor-Kern kann die auf ihn übertragene Energie (im Mittel 15–20 MeV) entweder durch Neutronenemission (in 81.9% dieser Fälle)



oder, falls die Anregungsenergie unterhalb der Neutronenemissionsschwelle von 3.4 MeV liegt, durch Aussenden eines Gammaquants abgeben (18.1%)



${}^{12}\text{B}$ ist ein Betastrahler und zerfällt mit einer Halbwertszeit von 20.2 ms und einer Endpunktsenergie von 13.4 MeV zurück zu ${}^{12}\text{C}$ [Ajz 90].

Michelelektronen aus dem Myonzerfall weisen dieselbe Energieverteilung auf wie die $\bar{\nu}_\mu$ aus dem *beam stop* (vgl. Abbildung 6). Mit einer Lebensdauer von 2.2 μs besitzen sie eine enge zeitliche Korrelation zur Spur des gestoppten Myons, die zwar nicht ausgelesen, aber über die angesprochenen Anti- und Veto-Zählerflächen von der Triggerlogik identifiziert wird. Liest man den Detektor also mehrere Myonlebensdauern nach dem Registrieren eines solchen Musters nicht aus (Hardware-Totzeit), so wird das Zerfallelektron/Positron wirksam unterdrückt. Da die Triggerlogik aber während dieser Zeit aktiv bleibt, kann sie weitere eindringende Myonen erkennen, was bei einer vollständigen Datenauslese nicht der Fall wäre.

Die bei einem Myoneinfang frei werdenden Neutronen werden indirekt über den Einfang am Gadolinium in der Plexiglassegmentierung nachgewiesen. Die Energie der dabei emittierten Gammaquants liegt zwischen 2 und 8 MeV und bildet neben dem Raumuntergrund den größten Anteil niederenergetischen Untergrunds. Da die mittlere Neutronenabsorptionszeit 100 μs beträgt, würde eine Untergrundreduktion durch Anlegen einer langen

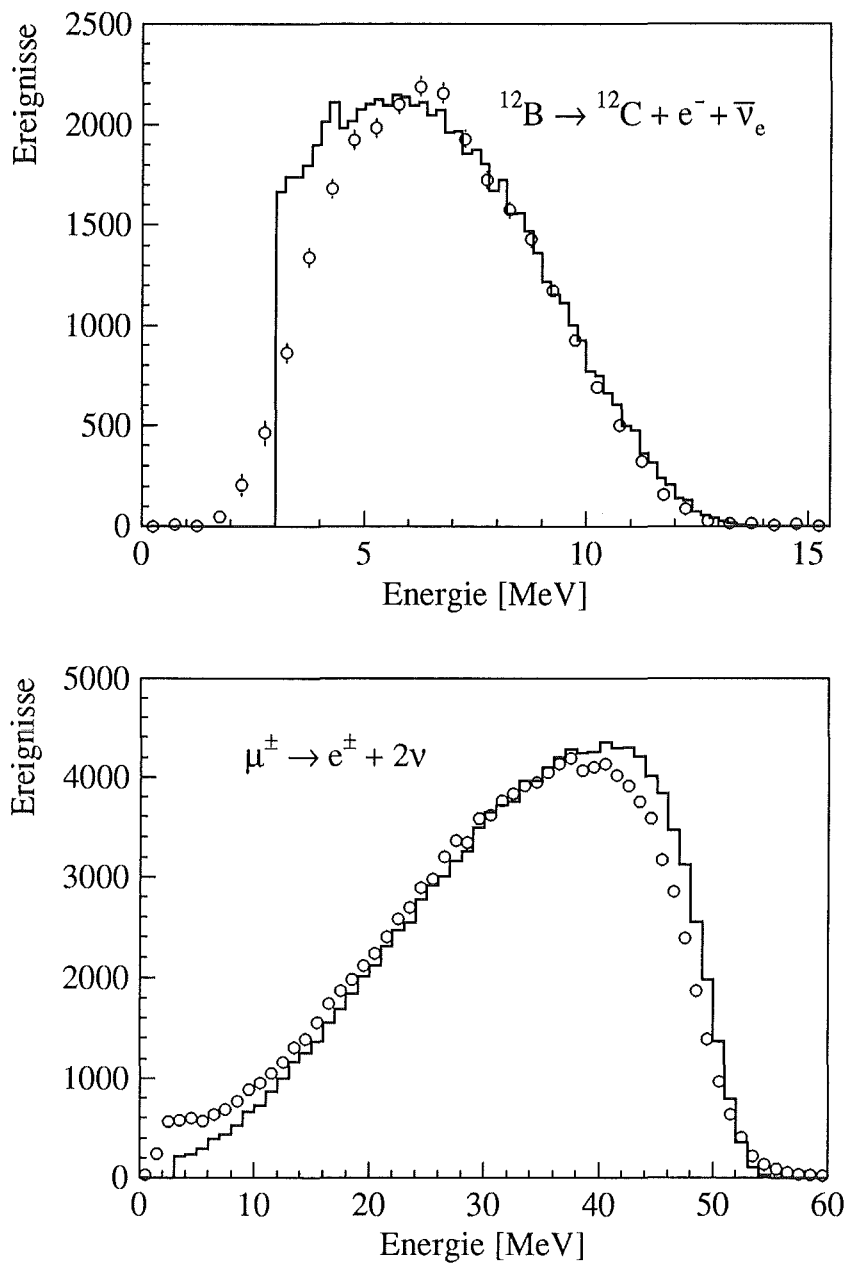


Abbildung 29: Energiespektren von Borzerfall und Michelektronen
 ○ Messung, — Monte Carlo Berechnung

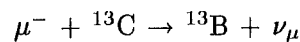
Totzeit mit einer hohen Gesamtzeit einhergehen und die Nachweiswahrscheinlichkeit erniedrigen. Deshalb wird darauf verzichtet.

Das gleiche gilt für den Borzerfall; mit einer Lebensdauer von 29 ms ist es nicht mehr möglich, diesen Anteil des Untergrunds durch eine Totzeit im ganzen Detektor zu vermindern. Die Endpunktenergie des Borzerfalls beträgt 13.4 MeV und reicht damit in einen Bereich, der beim Nachweis der 15 MeV-Gammaquanten aus der ^{12}C -Anregung durch den Neutralen Strom eine wichtige Rolle spielt. Deshalb werden seit Juli 1991 die Spuren von im Detektor gestoppten Myonen ausgelesen, um in einem kleinen Volumenbereich

am Endpunkt der Spur das Elektron aus dem Borzerfall zu unterdrücken. Verluste bei der Nachweiswahrscheinlichkeit können damit relativ klein gehalten werden, gleichzeitig wird damit auch ein etwaiges Neutron aus dem Myoneinfang ignoriert. Myoninduzierter Untergrund sollte sich somit bei diesen neuen Messungen deutlich verringern [Rap 92].

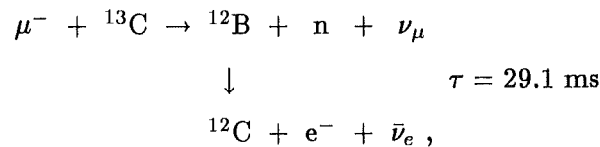
Myoneinfang an ^{13}C

Da Kohlenstoff in seiner natürlichen Zusammensetzung neben 98.9% ^{12}C auch zu 1.1% aus ^{13}C besteht, muß der Einfang an diesem Isotop entsprechend berücksichtigt werden, wobei die Einfangraten von ^{12}C und ^{13}C als praktisch gleich angenommen werden können [Suz 87]. Der beim Myoneinfang ohne Neutronemission



entstehende ^{13}B -Kern zerfällt mit einer ähnlichen Halbwertszeit und Endpunktsenergie (17.4 ms, 13.4 MeV) wie ^{12}B zurück zum Kohlenstoff [Ajz 91], die beiden Zerfälle können also experimentell nicht getrennt werden.

Erfolgt der Myoneinfang an ^{13}C unter Emission eines Neutrons, so liegt eine sequentielle Ereignisstruktur vor



die zum Teil mit der Nachweisreaktion für ν_e , dem inversen Betazerfall an ^{12}C , identisch ist: Lebensdauer und Energiespektren von ^{12}B - und ^{12}N -Zerfall liegen in der gleichen Größenordnung; allerdings beträgt die Energie beim Neutronnachweis maximal 10 MeV, während sie beim Elektron aus dem inversen Betazerfall bis zu 35 MeV reichen kann.

Mit einer Suche nach dieser mit 0.04 Hz recht seltenen Reaktionskette können die Nachweiseigenschaften des KARMEN-Detektors überprüft werden. Als Ereignissignatur wurde ein promptes Ereignis zwischen 4 und 10 MeV gefordert, dem im gleichen Detektorbereich (innerhalb 50 cm längs der Modulachse und 2.5 Modulbreiten) nach mindestens 1.5 ms ein Ereignis mit einer Energie zwischen 4 und 14 MeV folgt. Die Auswertung erbrachte nach Untergrundkorrektur und Berücksichtigung aller Nachweiswahrscheinlichkeiten eine Rate von (0.055 ± 0.014) Hz.

Die gleiche Ereignissignatur kann ihre Ursache aber auch in tief inelastisch streuenden Myonen haben (vgl. den entsprechenden Abschnitt in diesem Kapitel). Dabei können die neben Neutronen entstehenden μ^- von ^{12}C -Kernen eingefangen und über den Borzerfall nachgewiesen werden. Aus der gemessenen Rate von Neutron-Michelelektron-Koinzidenzen und der Annahme, daß das aus der Pionzerfallskette stammende Myon 135 mal häufiger frei zerfällt, als ein neutronenloser Einfang an ^{12}C auftritt, kann eine zusätzliche Rate von 0.006 Hz mit der oben beschriebenen Signatur aus der tief inelastischen Myonstreuung erwartet werden. Innerhalb des statistischen Fehlers kann also die gemessene Rate an

^{13}C -Ereignissen erklärt werden; dies zeigt, wie verlässlich mit KARMEN seltene Ereignisse nachgewiesen werden können.

Gestoppte Myonen in der Eisenabschirmung

Myonen können auch in der Eisenabschirmung des Detektors gestoppt werden, bevor oder nachdem sie den Zentraldetektor durchquert haben. Obwohl Zerfall und Einfang an den Eisenkernen analog zu den Reaktionen im Szintillator erfolgen, gibt es doch wesentliche Unterschiede:

Die beim freien Zerfall entstehenden Michelelektronen haben selbst bei einer Energie von 53 MeV nur eine Reichweite von wenigen Zentimetern in Eisen und werden, falls sie überhaupt die Abschirmung verlassen, im inneren Antizähler nachgewiesen. Allerdings geben sie wegen der hohen Kernladungszahl von Eisen ihre Energie bevorzugt in Form von Bremsstrahlung ab. Das Energiespektrum dieser Gammaquanten weist einen näherungsweise exponentiellen Abfall mit Energien bis zu 53 MeV auf. Mit einer mittleren Reichweite von $\lambda = 38$ cm können die Bremsstrahlungsgammas auch im Zentraldetektor nachgewiesen werden.

In der Eisenabschirmung gestoppte Myonen können entweder durch einen einzelnen Ansprechereim Veto-Zähler oder – nach Durchqueren des Zentraldetektors – durch das Fehlen eines solchen Ansprechers bei gleichzeitigem Vorhandensein eines Antizählertreffers von der Triggerlogik identifiziert werden. Da die Bremsstrahlung praktisch zeitgleich mit den Michelelektronen entsteht, kann sie wie die Michelelektronen im Zentraldetektor durch das Anlegen einer Software-Totzeit nach dem Stopp des Myons im Eisen wirksam unterdrückt werden.

Die größere Kernladungszahl von Eisen führt wegen der Z_{eff}^4 Abhängigkeit der Einfangrate [Whe 49] zu einer viel höheren Einfangrate der μ^- am ^{56}Fe -Kern (ungefähr 91%) im Vergleich zum Zerfall. Auch hier erfolgt die Abregung des entstandenen ^{56}Mn -Kerns am häufigsten (80%) unter Emission eines oder mehrerer Neutronen. Gleichzeitig besitzt Eisen einen hohen Einfangsquerschnitt für thermische Neutronen, so daß das dem Einfang folgende γ -Quant aus der $\text{Fe}(n,\gamma)$ -Reaktion im Zentraldetektor registriert werden kann. Seine Energie liegt ähnlich wie die der γ -Quanten aus dem Einfang am Gadolinium zwischen 2 und 10 MeV, das Maximum der Verteilung wird aber erst bei 9 MeV erreicht. Wegen der begrenzten Reichweite der γ -Quanten spielt der Einfang am Eisen nur in den Randbereichen des Zentraldetektors eine Rolle, etwa 5% aller Bremsstrahlungsquanten werden nachgewiesen.

Tabelle 4 faßt alle Reaktionen gestopppter Myonen im KARMEN-Detektor mit ihren etwaigen Sekundärreaktionen und tatsächlichen Raten noch einmal zusammen. Dabei wurde mit 130 gestoppten Myonen pro Sekunde im Zentraldetektor und 200/s in der Eisenabschirmung gerechnet. Als μ^+/μ^- -Verhältnis wurde 1.28 benutzt [All 84], die verwendeten Einfangraten sind [Suz 87] entnommen.

Tabelle 4: Übersicht über gestoppte Myonen und eventuelle Sekundärreaktionen im KARMEN-Detektor. Die angegebenen Raten beziehen sich auf die tatsächlich stattfindenden Reaktionen.

Primärreaktionen		Sekundärreaktionen	Rate [Hz]		
Gestoppte Myonen im Zentraldetektor					
μ^+	Zerfall	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	72.9		
μ^-	Zerfall	$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$	52.6		
	Einfang	an ^{12}C	$\mu^- + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + n + \nu_\mu$	Gd(n, γ)	3.63
		$\mu^- + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B} + \nu_\mu$	$^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$	0.801	
	an ^{13}C	$\mu^- + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B} + n + \nu_\mu$	Gd(n, γ), $^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$	$4.04 \cdot 10^{-2}$	
$\mu^- + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{B} + \nu_\mu$		$^{13}\text{B} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$	$8.91 \cdot 10^{-3}$		
Gestoppte Myonen in Eisenabschirmung					
μ^+	Zerfall	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	Bremsstrahlung	112	
μ^-	Zerfall	$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$	Bremsstrahlung	7.90	
	Einfang an ^{56}Fe	$\mu^- + ^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{56}\text{Mn} + \nu_\mu$		16.0	
		$\mu^- + ^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{55}\text{Mn} + n + \nu_\mu$	Fe(n, γ)	63.9	

Untergrundreduktion mit der Triggerlogik

Wie bereits angedeutet, kann im wesentlichen der höherenergetische Untergrund über 10 MeV aus dem Myonzerfall im Szintillator und in der Eisenabschirmung effizient unterdrückt werden. Dabei werden bei der Auswertung keine Ereignisse berücksichtigt, die eine gewisse Zeit nach allen Triggern auftreten, die einem im Zentraldetektor oder in der Eisenabschirmung gestoppten Myon entsprechen. Trägt man die Zahl von Ereignissen über der Zeit zwischen Ereignis und gestopptem Myon auf, erkennt man, daß nach 20 μs der Zuwachs an Ereignissen (über 10 MeV) pro Zeiteinheit konstant bleibt (Abbildung 30). Es handelt sich hier also um zufällige Koinzidenzen, die nicht mehr mit einem gestoppten Myon korreliert sind. Für die weitere Auswertung wird deshalb als Software-Totzeit 20 μs gewählt. Abbildung 31 zeigt, wie durch diese Maßnahme der Anteil an Untergrundereignissen reduziert wird: über 10 MeV werden 68.5% der Ereignisse verworfen, unterhalb 10 MeV sind es 5.9%. Die dabei verursachten Totzeitverluste betragen 2.6% der gesamten Meßzeit.

Nicht erkannte gestoppte Myonen

Die gerade besprochenen Maßnahmen zur Reduktion von kosmischem Untergrund setzen voraus, daß ein im Detektor gestopptes Myon durch das Muster der angesprochenen Anti-

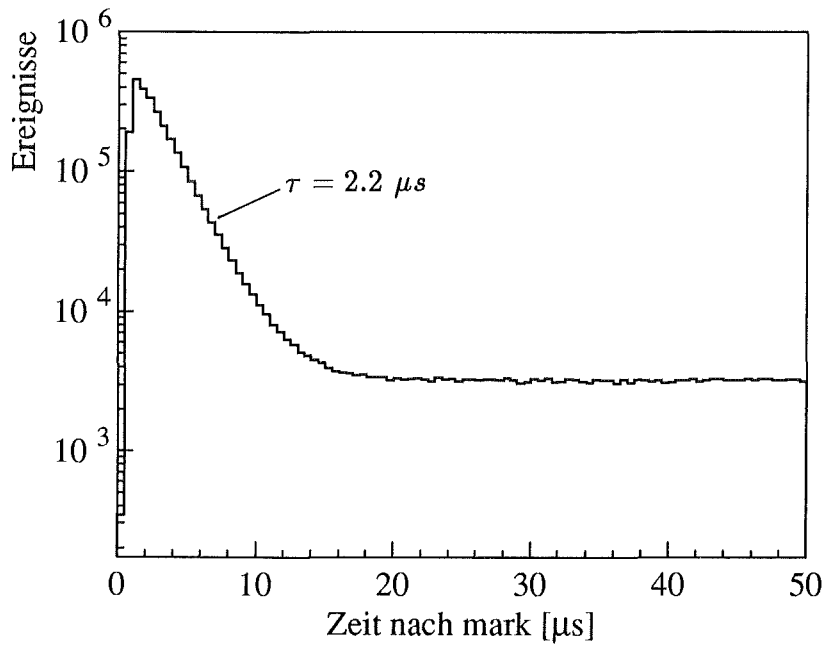


Abbildung 30: Anzahl Ereignisse über 10 MeV in Abhängigkeit der Zeit nach einem gestoppten Myon Mark

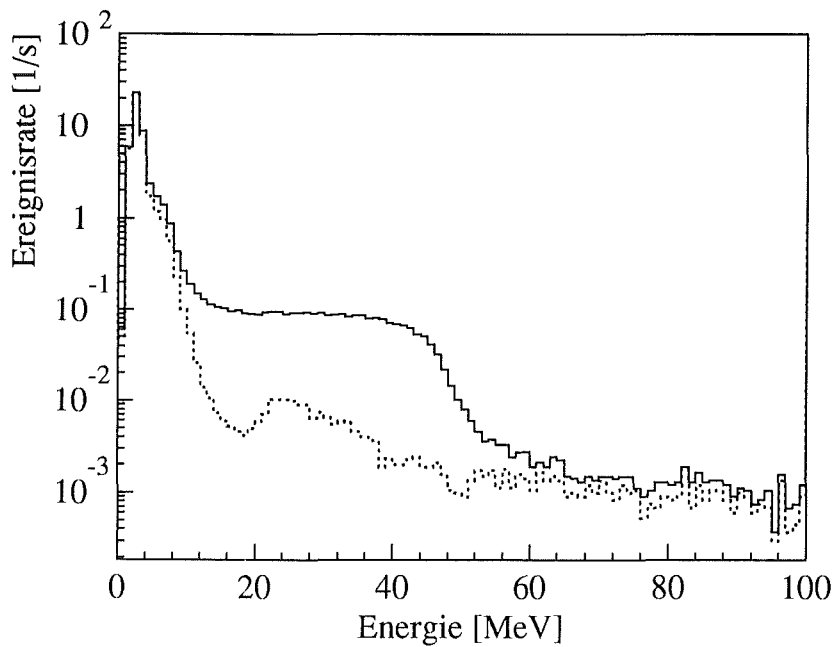


Abbildung 31: Energieabhängige Reduktion der Untergrundrate durch Anlegen einer Software-Totzeit
 — keine Totzeit, - - - 20 μs Software-Totzeit

und Vetoählerflächen als ein solches erkannt wird. Da aber der Vetoähler konstruktionsbedingt beim Aneinanderstoßen seiner einzelnen Module einige Spalte im Millimeterbereich aufweist, dringen hauptsächlich an den *upstream* und *downstream* Seiten, wo keine zusätzlichen inneren Antizähler vorhanden sind, Myonen unerkannt in den Detektor ein. Das Fehlen von Ansprechern im Anti- und Vetoähler macht solche Myonenspuren im Zentraldetektor zu "neutralen" Ereignissen, die von der Triggerlogik aufgenommen werden.

Die Eintrittsorte von solchen Myonen im Vetoähler wurden mit Anfiten einer Geraden an die im Zentraldetektor angesprochenen Modulorte und dem Berechnen ihrer Schnittpunkte mit den Flächen der Vetoähler ermittelt. Wie in Abbildung 32 dargestellt ist, konzentrieren sich solche Punkte beim *top* Vetoähler z.B. auf die Bereiche, die nicht vom inneren Antizähler gleichzeitig mit überdeckt werden; beim *upstream* Vetoähler sieht man deutlich die Lücke zwischen seinen beiden Rahmenhälften. Liegen solche Ereignisse mit ihrer Energie über 53 MeV, kann es sich nur um Myonspuren handeln, liegen sie aber wegen einer sehr kurzen Spurlänge darunter, können sie nur durch ihre Randnähe von einem echten neutralen Ereignis unterschieden werden. Dann ist ein Ortsschnitt notwendig, der das äußere Detektorvolumen abschneidet.

Michelelektronen als Zerfallsprodukte solcher Myonen werden durch die Auslesezeit der

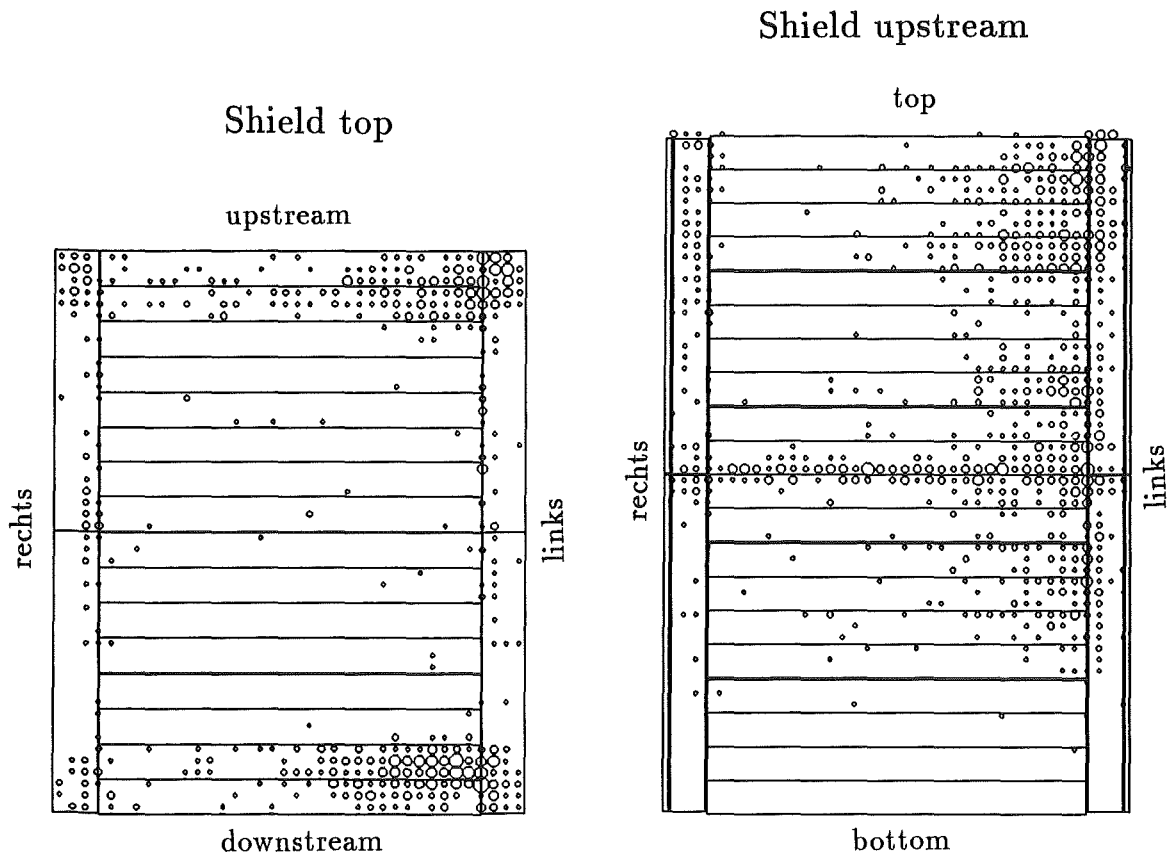


Abbildung 32: Durchtrittspunkte von Myonen im Vetoähler, die weder vom inneren Antizähler noch vom Vetoähler erkannt worden sind

angesprochenen Module von mindestens $5 \mu\text{s}$ schon stark unterdrückt, aber Neutronen oder Borzerfälle als Folgeereignisse zur Myonspur können unvermindert auftreten.

Tief inelastische Myonstreuung

Durchgehende Myonen stellen an sich keinen gefährlichen Untergrund dar, da sie leicht zu identifizieren sind, doch kann es zu tief inelastischen Streuungen mit Kernen kommen, wie schematisch in Abbildung 33 dargestellt ist. Dabei werden durch die elektromagneti-

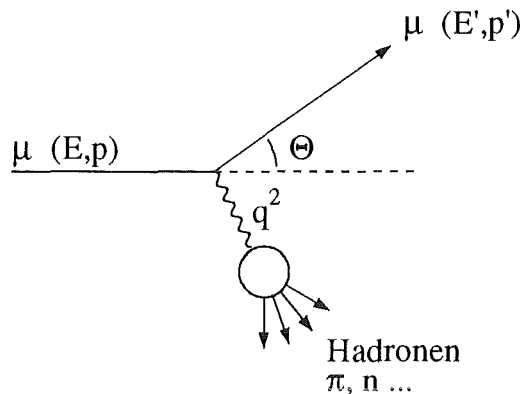


Abbildung 33: Tief inelastische Myonstreuung

sche Wechselwirkung eines Myons über virtuelle Photonen mit einem Kern Neutronen und Pionen erzeugt. Letztere zerfallen über Myonen zu Elektronen, so daß innerhalb $500 \mu\text{s}$ nach einem solchen Schauer Michelelektronen und Gammaquanten aus dem Neutroneneinfang am Gadolinium im Detektor nachgewiesen werden können. Abbildung 34 zeigt die räumliche Ausdehnung eines Schauers und die danach im Schauerbereich registrierten Neutronen. Da der Schauer ausgelesen wurde, fiel der Zerfall etwaiger Myonen in die dadurch ausgelöste Totzeit und konnte nicht aufgenommen werden.

Um die Zahl der bei einem Schauer erzeugten Teilchen quantitativ zu untersuchen, wurden deshalb Daten aufgenommen, bei denen Schauer durch die Anzahl der angesprochenen Zentraldetektormodule (mindestens 54) von der Triggerlogik markiert wurden. Ausgelesen wurden aber nur Ereignisse, bei denen Antizähler und Veto-Zähler nicht beteiligt waren. Abbildung 35 zeigt den Bruchteil der Schauer, bei denen bis zu $500 \mu\text{s}$ danach 1, 2 oder mehr nachfolgende Neutronen oder Elektronen nachgewiesen wurden. Die beiden Teilchensorten wurden anhand ihrer im Detektor deponierten Energie unterschieden: $< 10 \text{ MeV}$ für ein Neutron, zwischen 10 und 50 MeV für ein Elektron.

Mit eingezeichnet sind auch die entsprechenden Anteile von Teilchen, die nach einem von der Triggerlogik als durchgehendes oder gestopptes Myon identifiziertem Ereignis nachgewiesen wurden. Die unerwartet hohe Teilchenrate nach durchgehenden Myonen läßt vermuten, daß nicht alle tief inelastischen Streureaktionen an ihrer hohen Multiplizität von der Triggerlogik erkannt werden können. Oft weist nur eine minimale Impuls- und damit Spürwinkeländerung des Myons auf eine tief inelastische Streuung hin, während die

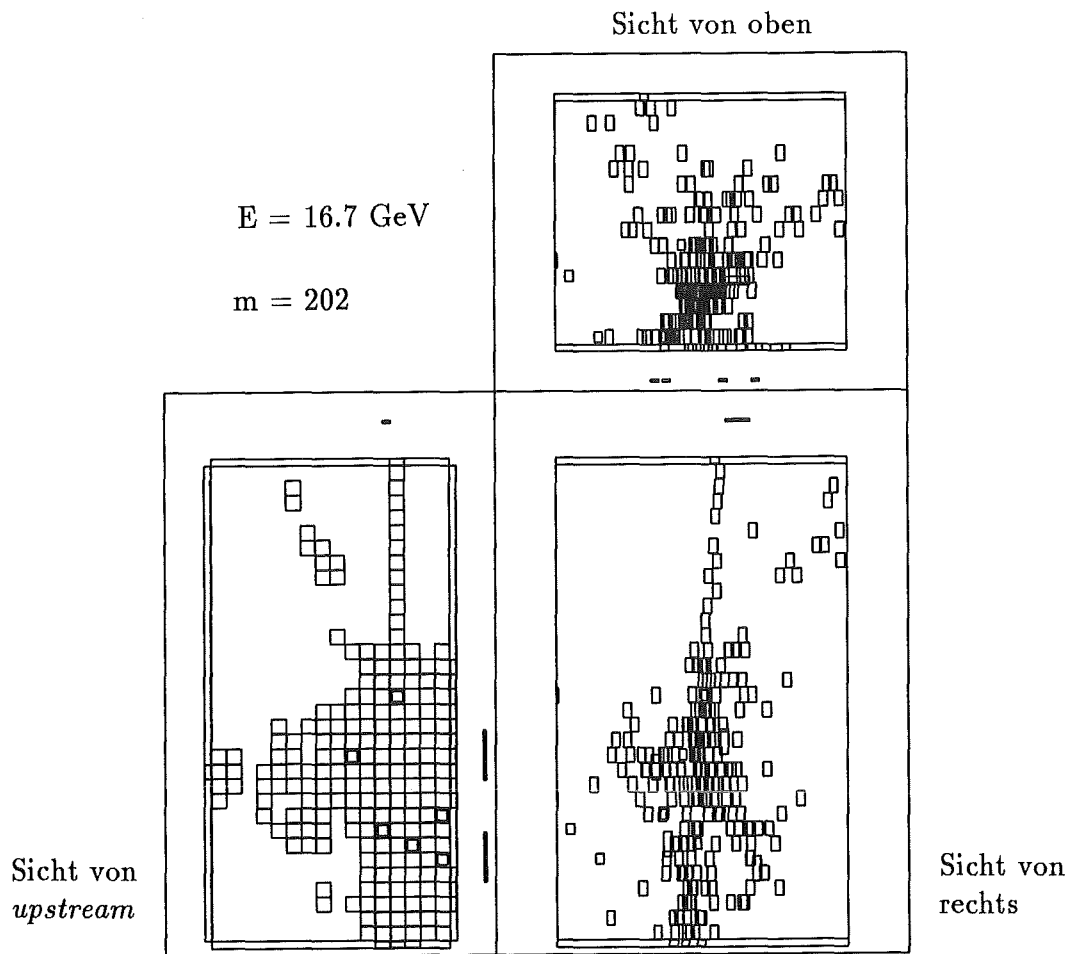


Abbildung 34: Im Detektor aufschauendes Myon im *single event display*, in den doppelt markierten Modulen wurden innerhalb $500 \mu\text{s}$ Neutronen nachgewiesen.

Triggerlogik nur ein durchgehendes Myon erkennt.

Nach 1.4% aller Schauer werden sogar mindestens ein Elektron und Neutron in derselben Strahlperiode registriert. Werden sie am gleichen Ort nachgewiesen, so liegt die Signatur eines inversen Betazerfalls am Proton vor, der Nachweisreaktion für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation. Hierbei wird ein Positron mit einer Energie bis zu 50 MeV, zeitlich und räumlich korreliert zu einem Neutron, nachgewiesen.

Eine genaue Untersuchung von Elektron-Neutron-Koinzidenzen nach Schauern, gestoppten und durchgehenden Myonen erbrachte eine gemessene Rate von $(1.85 \pm 0.07) \cdot 10^{-2} \text{ Hz}$ für Signaturen, die mit denen des inversen Betazerfalls am Proton identisch sind ¹⁷. Eine bei der Auswertung angelegte Software-Totzeit von $20 \mu\text{s}$ nach dem Mark-Muster von durchgehenden und gestoppten Myonen sowie Schauern verhinderte das Auslesen des prompten Elektrons und damit die Koinzidenz. Dies führte zu einer Reduktion der Rate um eine Größenordnung auf $(1.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$, so daß eine Software-Totzeit auch nach durchgehenden Myonen bei der Neutrino-Auswertung sinnvoll erscheint. Dadurch erhöhen sich die Totzeitverluste auf insgesamt 4.4% der Meßzeit.

¹⁷Bei diesen Daten handelt es sich um eine Spezialmessung, bei der keine Hardware Totzeit nach einem gestoppten Myon angelegt wurde.

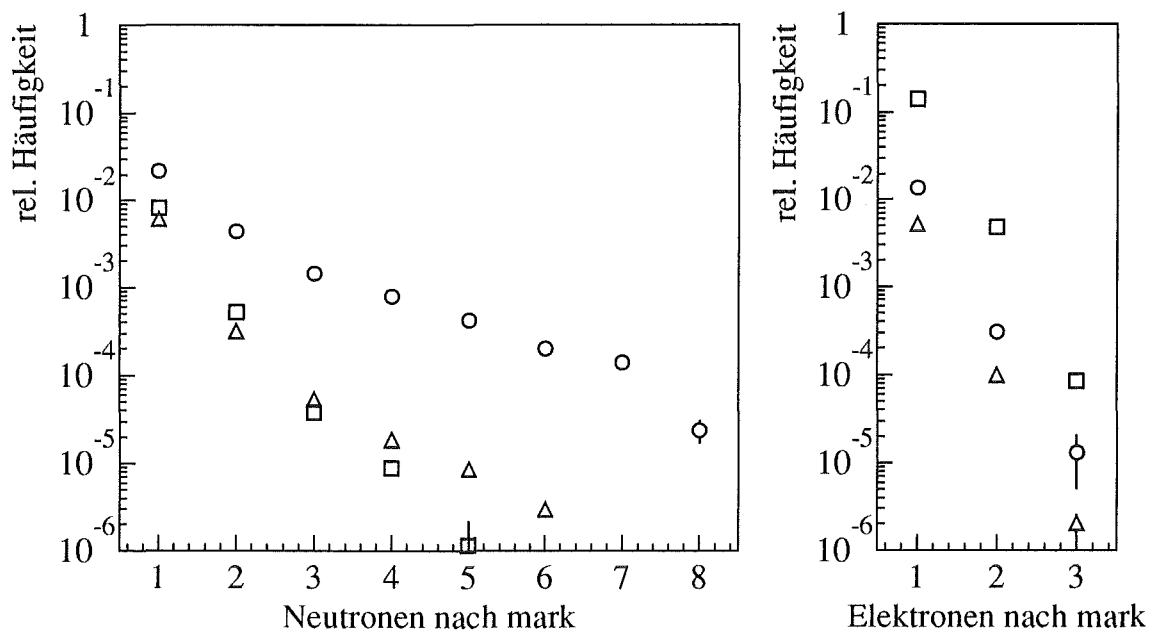


Abbildung 35: Anteil an MLU-Markierungen, nach denen ein oder mehrere Teilchen registriert werden: \circ Schauer, \square gestopptes Myon, \triangle durchgehendes Myon

5.2 Strahlkorrelierter Untergrund

Prompte Neutronen

Strahlkorrelierter Untergrund gliedert sich in zwei Komponenten. Unmittelbar nach T_0 erscheinen die sogenannten prompten Neutronen, die genau das Zeitprofil des Protonenstrahls abbilden und eine Verzögerung von 55 ns gegenüber der Ankunft lichtschneller Teilchen im Detektor aufweisen. Die geringe Verbreiterung, verglichen mit den Protonpulsen, zeigt, daß die prompten Neutronen ohne oder mit nur wenigen Streuungen fast auf direktem Weg in den Detektor eindringen. Ihre dort über n-p-Stöße abgegebene Energie wird in Form von Rückstoßprotonen registriert und kann bis 120 MeV (Elektronenäquivalent) betragen.

Die räumliche Konzentration der prompten Neutronen links oben und rechts unten im Detektor ließ auf diskrete Quellen schließen. Eine solche war das μ SR-Zwischentarget, was eine Korrelation zwischen Dicke dieses Graphittargets (2.5, 5.0 und 10.0 mm) und der Zahl der Rückstoßprotonen im Detektor bestätigte [Ebe 92]. Zusätzliche Abschirmmaßnahmen in diesem Bereich ließen als nächstes einen zwischen ISIS-Target und Detektor liegenden unterirdischen Hohlraum als Flugkanal für Neutronen offenbar werden. Nach dessen Abschirmung liegt die Zahl prompter Neutronen bei ungefähr 1 pro Coulomb ¹⁸, verglichen mit einem Wert von $3.3/C$ zu Beginn der Messungen.

¹⁸Strahlkorrelierter Untergrund wird auf die Menge der Ladung normiert, die auf das Target geschossen wurde.

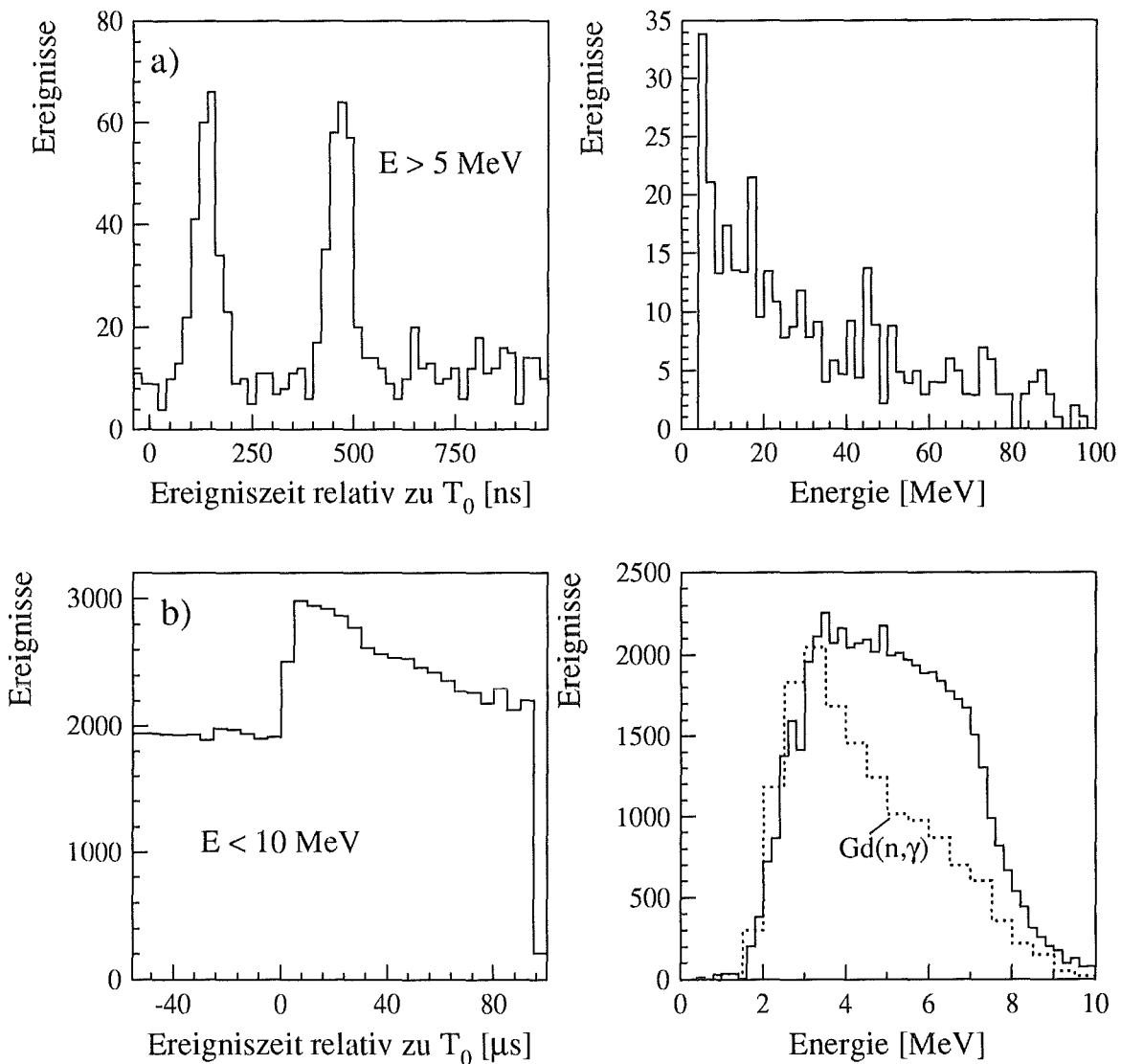


Abbildung 36: Zeit- und Energiespektren von a) prompten Neutronen
 b) γ -Quanten aus $Gd(n,\gamma)$ und $Fe(n,\gamma)$ Reaktion

γ -Quanten aus Neutroneneinfangreaktionen

Die zweite Komponente strahlkorrelierter Untergrunds bilden Ereignisse mit Energien unterhalb 10 MeV, die etwa 8 μ s nach T_0 ihre maximale Intensität erreichen und danach exponentiell abfallen. Es handelt sich dabei um γ -Quanten aus dem Einfang thermalisierter Neutronen, die auf dem Weg zum Detektor über Stöße bereits Energie verloren haben und deshalb eingefangen werden können. Während Eisen eine hohe freie Weglänge für Neutronen im MeV-Bereich hat (kleiner Energieverlust pro Stoß), werden diese im Szintillator schnell zu thermischen Energien abgebremst und können an den Randgebieten in das Eisen der passiven Abschirmung zurückgestreut werden. Der Einfang am Eisen steht damit in direkter Konkurrenz zum Einfang am Gadolinium in den Doppelplexiglasplatten. In beiden Fällen werden die γ -Quanten der so entstandenen angeregten Kerne in einem

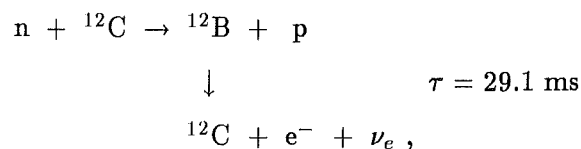
Energiebereich von 2–10 MeV registriert. In das in Abbildung 36 b) dargestellte Energiespektrum wurde das Spektrum von $Gd(n,\gamma)$ -Quanten mit eingezeichnet, angepaßt an die linke Flanke. Die breite Schulter bei 6 MeV stammt von Fe-Gammas. Diese kombinierten Einfangreaktionen spiegeln sich auch in der Zeitstruktur wider, den exponentiellen Abfall mit $\tau_{fit} = 52.1 \pm 0.6 \mu s$ kann man als eine Überlagerung der Einfangzeiten $\tau_{Gd} = 107 \mu s$ und $\tau_{Fe} = 21 \mu s$ verstehen.

Der bereits in Kapitel 2.2 beschriebene sukzessive Einbau von borierten Polyäthylen-Platten außerhalb des Vetozählers konnte die Zahl dieser Einfangereignisse von 930 pro Coulomb auf 177/C reduzieren. Aufgabe des Kunststoffes ist es dabei, durch möglichst hohe Energieverluste bei Stößen die Neutronen zu thermalisieren. Danach können sie mit dem eingebrachten Bor über die Reaktion $^{10}B(n,\alpha)^7Li$ wirksam weggefangen werden.

Sequentielle Reaktionsstrukturen

Prompte Neutronen können Anlaß zu Sekundärreaktionen geben. Zum einen kann ein und dasselbe Neutron erst über n-p-Stöße detektiert werden, danach kann es nach seiner Thermalisierung von Gadolinium eingefangen und ein zweites Mal nachgewiesen werden. Insgesamt wurden in den Daten 150 ± 13 solcher Korrelationen entdeckt. Obwohl sie die Signatur der Nachweisreaktion der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation tragen (des inversen Betazerfalls am Proton), stellen sie wegen der verschiedenen Zeitfenster der prompten Neutronen und der $\bar{\nu}_\mu$ keine Beeinträchtigung für die Suche nach diesem Oszillationstyp dar.

Anders sieht es bei der Ladungsaustauschreaktion aus



bei der ein ^{12}B -Kern erzeugt wird. Nach dessen Zerfall können Proton und Elektron in räumlicher Korrelation nachgewiesen werden. Eine Analyse aller Daten von Run 9 bis 27 mit den folgenden Schnitten

- Protonnachweis: $10 < E < 100 \text{ MeV}$, $0 < t_p < 535 \text{ ns}$ nach T_0 .
- Elektronnachweis: $4 < E < 14 \text{ MeV}$, $t_p + 0.5 < t_e < t_p + 36 \text{ ms}$
- Räumliche Korrelation: $\Delta x < 50 \text{ cm}$, $\Delta_{row} = \Delta_{col} < 1.5$

ergab 35.2 ± 6.3 solcher Ereignisse. Abbildung 37 zeigt die Zeit- und Energieverteilung der Protonen, schraffiert eingezeichnet sind die Zeit- und Energiefenster, die beim Nachweis oszillierter $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ verwendet werden. Man sieht deutlich, wie Zeit- und Energiefenster des prompten Ereignisses teilweise überlappen, wegen der Ähnlichkeit von ^{12}B - und ^{12}N -Zerfall gilt dies ebenfalls für das sequentielle Ereignis. Die Suche nach der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation wird deshalb in einem Teil des ν_μ -Zeitfensters von möglichem Untergrund aus dieser Reaktion beeinträchtigt.

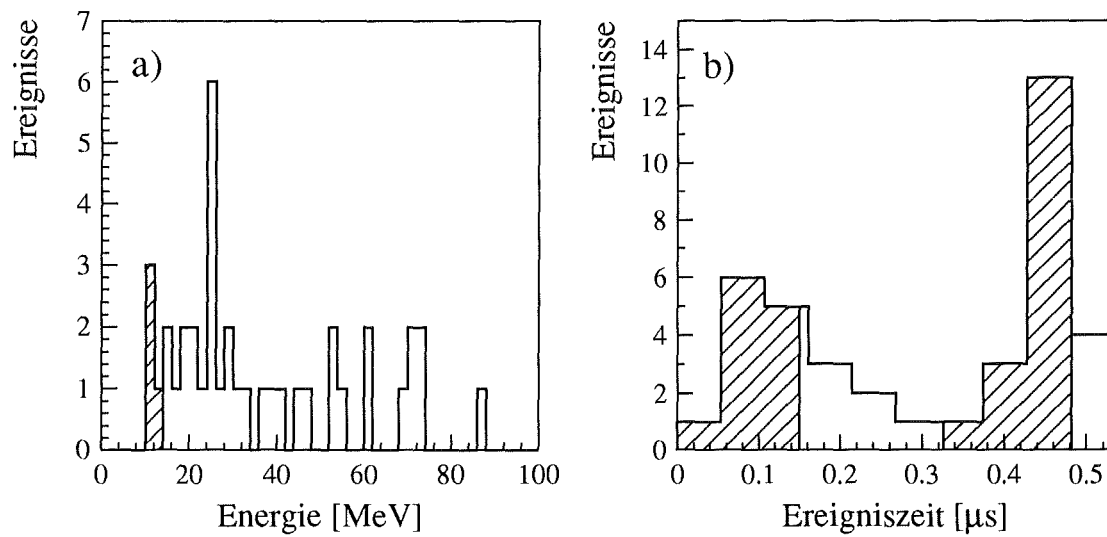
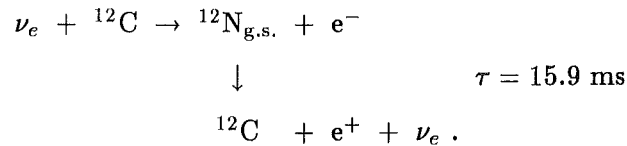


Abbildung 37: Energie- und Zeitverteilung der Protonen aus der Ladungsaustauschreaktion $^{12}\text{C}(\text{n},\text{p})^{12}\text{B}$
 schraffiert: Energie- und Zeitfenster der $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ Oszillation

6 Inverser Betazerfall an ^{12}C

Eines der Hauptziele dieser Arbeit war die Untersuchung der exklusiven Kernanregung des ^{12}C über den geladenen Strom



Die Signatur dieser verzögerten Koinzidenz ermöglicht die fast untergrundfreie Identifikation dieser Ereignisse, um aus ihrer Zahl den flußgemittelten Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion zu bestimmen. Darüber hinaus erlaubt die gute Energieauflösung des KARMEN-Detektors auch zum ersten Mal überhaupt die Ableitung eines energieabhängigen Wirkungsquerschnitts.

6.1 Experimentdaten und ihre Reduktion

Der Meßzeitraum für die in dieser Arbeit analysierten Daten umfaßte alle ISIS-Benutzer-Runs zwischen Dezember 1989 und Juni 1991. Dabei wurden $8.53 \cdot 10^{21}$ Protonen mit einer Gesamtladung von 1365 C im ISIS-Target gestoppt, dies entspricht einem integrierten Neutrinofluß von $8.16 \cdot 10^{12} \nu/\text{cm}^2$ in der Detektormitte.

Die Datenmenge dieser insgesamt neun Experiment-Runs ist in 219 Files gegliedert; ein File enthält die Daten, die gerade auf einem Magnetband (6250 bpi) Platz finden, typischerweise 300 000 Strahlperioden.

Durch eine Reduktion der ursprünglichen Ereignismenge auf einen kleinen Datensatz, der nur noch die relevanten Ereignisse enthält, wird eine effiziente und schnelle Auswertung der ${}^{12}\text{C}(\nu_e, e^-){}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion ermöglicht. Diese Reduktion der Originaldaten erfolgt in zwei Schritten: So werden in einem ersten Durchgang alle Strahlperioden abgetrennt, in denen Eichmyonen aufgenommen wurden. Für die verbleibenden Strahlperioden, die dann nur noch neutrinoähnliche Signaturen enthalten, wird mindestens ein Ereignis in einem Zeitraum von $\pm 100 \mu\text{s}$ um T_0 gefordert. Mit diesen Bedingungen kann die ursprüngliche Zahl der Strahlperioden auf ein Drittel reduziert werden.

Der nächste Reduktionsschritt beinhaltet die Suche nach räumlich korrelierten Ereignissen. Alle Ereignispaare, die während einer bzw. der darauffolgenden Strahlperiode innerhalb eines bestimmten Volumens stattgefunden haben, werden selektiert. Das Koinzidenzvolumen wird dadurch definiert, daß die Differenz der energiegewichteten Schwerpunkte von Reihe und Spalte zwischen beiden Ereignissen maximal 2.5 Modulbreiten betragen darf; für die Differenz der Orte längs der Modulachse gilt maximal $\pm 50 \text{ cm}$. Alle Energien zwischen 4 und 100 MeV werden zugelassen, die Zeit des prompten Ereignisses muß zwischen -100 und $+20 \mu\text{s}$ relativ zu T_0 liegen. Der Reduktionsfaktor für diese Bedingungen liegt bei $4 \cdot 10^{-4}$.

Den so gewonnenen Datensatz von 15 270 Ereignispaaren kann man dann mit weiteren Energie-, Zeit- und Ortsschnitten unter verschiedenen Gesichtspunkten auswerten.

6.2 Verwendete Schnitte und Ergebnis

Die Signatur des inversen Betazerfalls an ^{12}C und des nachfolgenden ^{12}N -Zerfalls wurde schon in Abschnitt 2.3.1 vorgestellt. Darauf aufbauend werden die Energie- und Zeitschnitte für die Neutrinoidentifikation unter zwei Aspekten ausgewählt: Zum einen sollen sie der Ereignissignatur genau folgen, um die Nachweiswahrscheinlichkeit so hoch wie möglich zu machen, zum andern aber sollen diese Schnitte das Signal- zu Untergrundverhältnis optimieren. Die Berücksichtigung beider Bedingungen führte zu den folgenden Schnitten:

- Keine Ansprechere im inneren Antizähler oder Veto­zähler
Diese Bedingung wird schon während der Datenaufnahme erfüllt, denn Ereignisse, bei denen Antizähler- oder Veto­zählermodule beteiligt sind, werden nicht von der Triggerlogik akzeptiert. Es wird so verhindert, daß bei Ereignissen in Randbereichen des Detektors die Energie nicht mehr vollständig im aktiven Detektorvolumen deponiert wird, bzw. es sich um Myonspuren handelt, deren Kürze ein Ereignis niedriger Energie vortäuscht.
- Ereigniszeit des Elektrons: $0.535 \mu\text{s} \leq t_{e^-} \leq 10.535 \mu\text{s}$ nach T_0
Die untere Grenze des Zeitfensters für den Elektronennachweis ergibt sich aus der Notwendigkeit, gegen die prompten Neutronen vom *beam dump* zu diskriminieren, die 535 ns nach T_0 nicht mehr vorhanden sind. Die Wahl von $10.535 \mu\text{s}$ als obere Grenze des Zeitfensters ist ein Kompromiß zwischen einer hohen Ereignisrate und der Vermeidung von zufälligem Untergrund, der linear mit der Länge des Zeitfensters wächst.
- Energie des Elektrons: $10 \text{ MeV} \leq E_{e^-} \leq 35 \text{ MeV}$
Verwirft man Ereignisse unterhalb 10 MeV, so verliert man zwar 5% an Nachweiswahrscheinlichkeit gegenüber einem Schnitt bei 4 MeV für das prompte Ereignis, gleichzeitig wird aber zufälliger Untergrund aus der $\text{Gd}(n,\gamma)$ -Reaktion myoninduzierter Neutronen bzw. der $\text{Fe}(n,\gamma)$ -Reaktion strahlkorrelierter langsamer Neutronen wirksam unterdrückt.
Auch der Nachweis der sequentiellen Untergrundstruktur aus dem Myoneinfang an ^{13}C , die als promptes Ereignis ein Neutron und als sequentielles ein Elektron aus dem Borzerfall besitzt, wird durch diesen Schnitt ausgeschlossen.
- Energie des Positrons: $4 \text{ MeV} \leq E_{e^+} \leq 15 \text{ MeV}$
Unterhalb von 4 MeV steigt die Detektor­zählrate, verursacht durch niederenergetischen Gamma-Raumuntergrund, exponentiell an und führt zu einer hohen Rate an zufälligen Koinzidenzen.
- Zeitdifferenz zwischen Elektron und Positron: $t_{e^-} + 0.5 \text{ ms} \leq t_{e^+} \leq t_{e^-} + 36 \text{ ms}$
Der Energiebereich des sequentiellen Ereignisses überlappt unterhalb 10 MeV mit dem der bereits erwähnten γ -Quanten aus dem Neutroneneinfang. Eine Mindestzeitdifferenz von $500 \mu\text{s}$ zwischen promptem und sequentiellen Ereignis stellt sicher, daß

es zumindest keinen Beitrag strahlkorrelierter Einfang-Gammaquanten zum zufälligen Untergrund gibt, denn 500 μs nach T_0 ist die Neutronenintensität abgeklungen. Echte sequentielle Reaktionsstrukturen mit γ -Quanten aus Neutroneneinfang, wie sie bei der inelastischen Myonstreuung oder bei der Nachweisreaktion auf oszillierende $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ (inverser Betazerfall am Proton) innerhalb 500 μs auftreten, werden mit der Mindestdifferenzzeit von 500 μs unterdrückt.

Wegen der großen Lebensdauer des Stickstoffkerns von 15.9 ms wird auch noch die darauffolgende Strahlperiode – sofern sie ein Ereignis aufweist – aufgenommen und nach einer Positron-Signatur durchsucht. Während der zwischen den beiden Strahlperioden liegenden Auslesezeit von 16 – 20 ms kann natürlich kein Ereignis gefunden werden.

- Ortskorrelation: $\Delta x \leq 50 \text{ cm}$, $\Delta \text{col} = \Delta \text{row} \leq 1.5$

Als Position im Detektor wird für die drei räumlichen Koordinaten

- Ort längs Modulachse x [cm]
- Ort im Detektor senkrecht zu Modulachsen $\hat{=}$ Spaltennummer col
- Höhe im Detektor $\hat{=}$ Reihenummer row

jeweils der energiegewichtete Schwerpunkt aller angesprochenen Module ermittelt. Monte Carlo Simulationen haben ergeben, daß in 66.4% aller Fälle Elektron und Positron im gleichen Modul nachgewiesen werden, weitere 31.3% in direkt benachbarten Modulen [Gra92]. Dem wird bei der Auswertung dadurch Rechnung getragen, daß die Reihen- und Spaltendifferenz jeweils höchstens 1.5 Modulbreiten betragen darf. Die genaue Bestimmung des Orts längs der Modulachse wird durch die Ortsauflösung des Detektors (einschließlich Walkeffekten) eingeschränkt. Da hier exakte Daten als Eingabeparameter für Monte Carlo Rechnungen fehlen und damit keine zuverlässigen Aussagen über Nachweiswahrscheinlichkeiten gemacht werden können, wird der Ortsschnitt so weit gewählt, daß möglichst alle Ereignisse erfaßt werden. Trägt man (nach der Auswertung, vgl. Abbildung 42a) die Positionsdifferenz zwischen promptem und sequentiellem Ereignis für alle Neutrinoereignisse auf, so erhält man eine Gaußkurve mit $\sigma = 13.5 \text{ cm}$, so daß 99.9% der Ereignisse innerhalb eines Ortsfensters von 50 cm liegen. Das so gewählte Koinzidenzvolumen beträgt etwa 0.3 m^3 und unterdrückt zufälligen Untergrund um einen Faktor 225.

- 20 μs Software-Totzeit nach jedem Ereignistrigger (T_{or})

Michelelektronen und Bremsstrahlungsquanten als Nachfolgeprodukte gestoppter Myonen liegen in einem Energiebereich bis 53 MeV und sind deshalb als Untergrund zum prompten Ereignis gefährlich. Zwar wird bis zu 10 μs , nachdem im Zentraldetektor ein gestopptes Myon registriert wurde, kein weiteres Ereignis ausgelesen und dadurch bereits 98.9% aller Michelelektronen unterdrückt, aber dies gilt nicht für Myonen, die in der Eisenabschirmung gestoppt werden und Bremsstrahlungsquanten erzeugen können.

Zur Unterdrückung von myoninduziertem Untergrund wird deshalb nach jedem Eintrag im Datenstack, der einem gestoppten oder durchgehenden Myon entspricht, eine Software-Totzeit von $20 \mu\text{s}$ angelegt (vgl. Kapitel 5.1). Wendet man die Totzeit nicht nur nach solchen Stackmustern an, sondern nach jedem T_{or} – also auch nach gültigen Ereignissen – so berücksichtigt man darüber hinaus, daß während der Datenauslese ein Myon unerkannt in den Detektor eindringen und Anlaß zu weiterem Untergrund geben kann.

Nach Anwendung all dieser Schnitte auf den reduzierten Datensatz bleiben von 15 270 gerade 68 Ereignis-Sequenzen übrig, die als Neutrino-kandidaten klassifiziert werden. Abbildung 38 stellt eine solche Ereignisfolge im *single event display* dar.

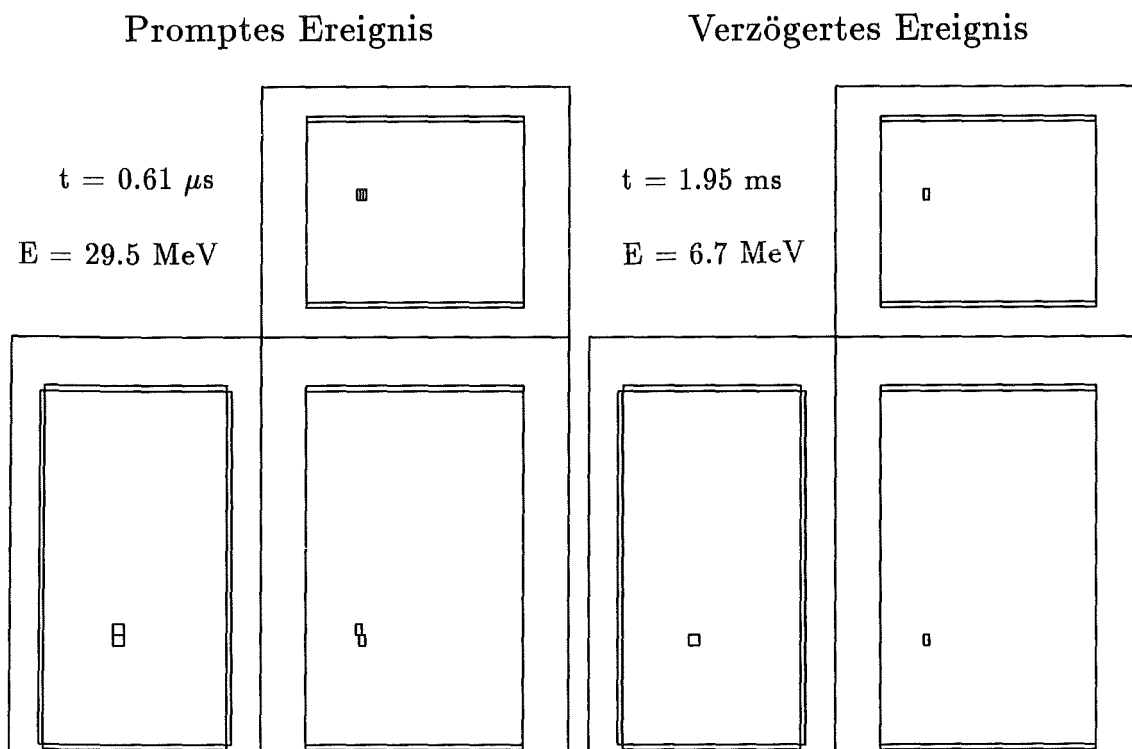


Abbildung 38: "Neutrino-kandidat" im *single event display*

6.3 Bestimmung des Untergrunds

Trotz der mit Sorgfalt ausgewählten Schnitte zur Untergrundminimierung ist noch mit verbliebenen Untergrundereignissen zu rechnen, deren Anteil an den Neutrino-kandidaten genau bestimmt werden muß. Es wird dabei zwischen zufälligem Untergrund und solchem mit sequentieller Struktur unterschieden.

Zufällige Koinzidenzereignisse

Zur Bestimmung von sich zufällig ereignenden Koinzidenzen wird wie folgt vorgegangen: Findet man in einer Strahlperiode ein Ereignis, dessen Zeit und Energie mit der eines Elektrons aus dem inversen β -Zerfall übereinstimmt, werden die zehn davorliegenden Strahlperioden des reduzierten Datensatzes analysiert, die eine zweite Strahlperiode aktiviert hatten. Eine Auftragung der Zeitdifferenz zwischen zwei solchen aufeinanderfolgenden Strahlperioden ergibt eine exponentielle Verteilung, wie sie bei zufälligen Ereignissen mit der zugrundeliegenden Rate zu erwarten ist [Kno 79]. Die mittlere Zeit zwischen zwei solchen Strahlperioden beträgt 1.7 s. Es kann also davon ausgegangen werden, daß die Ereignisse dieser Strahlperioden zumindest nicht auf der Millisekundenskala miteinander korreliert sind.

In diesen zehn zur Untergrundbestimmung herangezogenen Strahlperioden wird am Ort des prompten Ereignisses nach einer passenden Signatur gesucht, die den gleichen Schnitten genügt wie bei der Neutrino-Analyse. Solche Untergrundereignisse sind dann mit einer zehnmal höheren Statistik bestimmt als die Neutrino-kandidaten und führen nur zu einer sehr kleinen Vergrößerung des statistischen Fehlers, der von der Zahl der Neutrino-kandidaten dominiert wird.

Diese Methode hat gegenüber einer Untersuchung von Daten, die ohne ISIS-Strahl aufgenommen wurden, den Vorteil, daß zufälliger Untergrund unter genau den gleichen Bedingungen bestimmt wird wie die Neutrinoereignisse auch. Aufwendige Normierungen, die durch ständig sich wechselnde Experimentbedingungen dabei nötig geworden wären, können entfallen.

Die Analyse ergab 4.30 ± 0.66 zufällige Korrelationen. Allein 3.8 dieser Ereignisse stammen aus den ersten drei Experiment-Runs, bei denen die Triggerlogik noch nicht alle Ereignisse, sondern nur im Zentraldetektor gestoppte Myonen auf dem Datenstack registriert.

Untergrundereignisse mit sequentieller Struktur

Mit dem Durchsuchen zeitlich unkorrelierter Strahlperioden kann man allerdings keine Untergrundereignisse erfassen, die eine sequentielle Struktur besitzen. Solche Ereignisse ermittelt man, indem man prompte Ereignisse sucht, die nicht von Neutrinos verursacht sein können. Dazu wird das prompte Zeitfenster in einen Bereich vor T_0 von $-90 \mu\text{s}$ bis $-10 \mu\text{s}$ gelegt. Durch die Verlängerung des Zeitfensters auf das Achtfache des Neutrino-fensters kann man wiederum den statistischen Fehler des Untergrunds im Verhältnis zum Fehler bei der Neutrinorate klein halten. Die sequentiellen Ereignisse werden mit den üblichen Schnitten in derselben bzw. nächsten Strahlperiode gesucht.

Hierbei ist aber zu beachten, daß es sich bei den so bestimmten Ereignissen wieder um eine Kombination von sequentielltem und zufälligem Untergrund handelt. Der zufällige Anteil wird – genau wie im vorigen Abschnitt beschrieben – mit Hilfe der davorliegenden Strahlperioden bestimmt und subtrahiert.

Danach bleiben auf das Neutrinofenster skaliert 2.26 ± 0.91 Untergrundereignisse mit se-

quentieller Signatur übrig. Es handelt sich dabei wahrscheinlich um unerkannt in den Detektor eingedrungene μ^- , wobei eine kurze Myonspur das prompte Ereignis vortäuscht. Das sequentielle Ereignis ist dann der einem Myoneinfang an ^{12}C folgende ^{12}B -Zerfall, dessen Energie und Lebensdauer sehr gut mit dem ^{12}N -Zerfall übereinstimmt.

Maximum Likelihood Methode

Eine alternative Methode zur Untergrundbestimmung nützt die Zeitstruktur der Elektroneneutrinos und damit der prompten Elektronen aus. Diese weisen einen exponentiellen Abfall mit $\tau_\mu = 2.2 \mu\text{s}$ auf, der einem zeitlichen konstanten Untergrundanteil überlagert ist. Das Verhältnis von exponentiell zu gleichmäßig verteilten Ereignissen kann gefittet werden. Hierbei bietet sich die Maximum Likelihood Methode zur Bestimmung der Fitparameter als die dafür effizienteste Prozedur an [Lyo 89]. Die Ereigniszeiten gehen dabei einzeln in die Rechnung ein, ohne daß sie vorher in ein Spektrum einsortiert werden müssen, wie das bei einem *least square Fit* der Fall ist. Gerade bei Daten mit kleiner Statistik werden so zusätzliche Unsicherheiten vermieden.

Unter der Annahme, daß neutrinoinduzierte Ereignisse einer exponentiell abfallenden Zeitverteilung mit $\tau = 2.2 \mu\text{s}$ folgen, Untergrundereignisse aber gleichverteilt sind, kann man die Wahrscheinlichkeitsdichte \mathcal{L}_i für die Beobachtung des i -ten Ereignisses schreiben als [Kra 89]

$$\mathcal{L}_i(R) = N \cdot R \cdot e^{-\frac{t_i}{\tau}} + (1 - R) \cdot \frac{1}{T}.$$

mit: R , $0 < R < 1$ Anteil an Ereignissen, die Exponentialverteilung gehorchen
 $1 - R$ Anteil an gleichverteiltem Untergrund
 N Normierungsfaktor
 t_i Zeit des i . Ereignisses
 $T = t_{max} - t_{min}$ Meßzeitintervall

Der Normierungsfaktor N wird so gewählt, daß

$$\int_{t_{min}}^{t_{max}} \mathcal{L}_i(R) dt = 1 \rightarrow N = \frac{1}{e^{-\frac{t_{min}}{\tau}} (1 - e^{-\frac{T}{\tau}}) \cdot \tau}.$$

Er ist damit unabhängig von R .

Für jeden Wert von R ist das Produkt

$$\mathcal{L}(R) = \prod_{i=1}^n \mathcal{L}_i(R)$$

die kombinierte Wahrscheinlichkeitsdichte für alle n gemessenen Ereigniszeiten. Maximiert man \mathcal{L} in Abhängigkeit von R , so erhält man den besten Wert von R für diesen Datensatz. Technisch gesehen ist es einfacher, eine Summe zu minimieren, so daß man den Logarithmus der Maximum Likelihood Funktion als

$$\ell(R) = -\ln \mathcal{L}(R) = -\sum_{i=1}^n \ell_i(R)$$

schreibt. Es ist dasselbe R_{max} , das die Summe minimiert bzw. das Produkt maximiert. Den Fehler σ_R für den Parameter R erhält man aus der 2. Ableitung des Logarithmus der Maximum Likelihood Funktion:

$$\sigma_R = - \left(\frac{\partial^2 \ell}{\partial R^2} \Big|_{R=R_{max}} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

Für verschiedene Längen des prompten Zeitfensters wurde die Anzahl neutrinoinduzierter Ereignisse mit der Maximum Likelihood Methode bestimmt, die Ergebnisse sind in den linken Spalten von Tabelle 5 eingetragen. Da nur für Ereigniszeiten bis zu 20 μs nach T_0 auch die darauffolgende Strahlperiode aufgezeichnet wurde, mußte der Nachweis des sequentiellen Ereignisses auf dieselbe Strahlperiode beschränkt werden.

Eine zweite Fitprozedur, bei der neben R auch die Zeitkonstante τ des exponentiellen Abfalls bestimmt wurde (mittlere Spalten in Tabelle 5), liegt in guter Übereinstimmung mit dem einparametrischen Fit und bestätigt darüber hinaus mit der gefitteten Myonlebensdauer von 2.0 μs die Neutrinoherkunft der Ereignisse. Der Fehler liegt bei dieser Fitprozedur höher, in der Größenordnung $\sigma_R = 0.07$ für R und $\sigma_\tau = 0.45 \mu s$ für τ .

Für das prompte Zeitfenster von 10 μs Länge stimmt die Zahl der mit den beiden unabhängigen Methoden bestimmten Untergrundereignisse (6.3 mit Maximum Likelihood, 5.2 mit der im vorigen Abschnitt beschriebenen Methode, wenn nicht in der darauffolgenden Strahlperiode nach dem sequentiellen Ereignis gesucht wird) relativ gut überein.

Tabelle 5: Gefittete Parameter für verschiedene Zeitintervalle

T [μs]	n	Ein-Parameter-Fit,	Zwei-Parameter-Fit		ν -Ereignisse	Untergrund
		$\tau = 2.2 \mu s$	R	τ		
10	57	0.89±0.093	0.80	1.7	50.7	6.3
20	61	0.87±0.061	0.85	2.0	53.1	7.9
30	68	0.76±0.064	0.75	2.0	51.7	16.3
40	78	0.65±0.063	0.63	1.9	50.7	27.3
50	86	0.58±0.061	0.57	1.9	49.9	36.1
60	93	0.54±0.058	0.53	1.9	50.2	42.8
70	96	0.53±0.057	0.52	1.9	50.9	45.1
80	99	0.52±0.059	0.51	1.9	51.5	47.5

Test der Hypothese

Um festzustellen, wie gut die Zeitverteilung der Neutrino- und Untergrundereignisse durch die oben angenommene Verteilung beschrieben wird, wird ein χ^2 -Test durchgeführt. Dazu

ist es allerdings notwendig, die verschiedenen Ereigniszeiten in ein Spektrum einzusortieren und diese Verteilung y_{exp} Bin für Bin mit der gefitteten Zeitverteilung y_{th} zu vergleichen. χ^2 ist dann definiert als

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{\#Bins} \left(\frac{y_i^{exp} - y_i^{th}(R)}{\sigma_i} \right)^2 .$$

Für ein $\chi^2(\nu = 18) = 9.44$ ergibt sich ein Vertrauensbereich von 95%, daß die Neutrinoereignisse exponentiell mit $\tau = 2.2 \mu\text{s}$ über einem gleichverteilten Untergrund abfallen.

6.4 Neutrinoereignisse

Nach Subtraktion der 6.6 Untergrundereignisse von den 68 Neutrinokandidaten verbleiben

$$N_\nu = 61.4 \pm 8.3 \text{ Neutrinoereignisse.}$$

Das Signal- zu Untergrundverhältnis beträgt 9.4 : 1; beschränkt man die Analyse nur auf Ereignisse ab Run 16 – ab diesem Zeitpunkt registriert die Triggerlogik nicht nur im Zentraldetektor gestoppte Myonen, sondern jedes Ereignis – so verbessert sich dieses Verhältnis auf 27 : 1, so daß kommende Meßzeiten qualitativ noch bessere Ergebnisse erwarten lassen.

Die Energiespektren von promptem und sequentiellm Ereignis sind nach Subtraktion der entsprechenden Untergrundspektren in Abbildung 39a) dargestellt. Bei der Elektronenergie mit eingezeichnet ist die nach Monte Carlo Rechnungen zu erwartende Energieverteilung, die aus der Faltung des ν_e -Quellspektrums mit dem energieabhängigen Wirkungsquerschnitt [Don 91] unter Berücksichtigung der Auflösungs-eigenschaften des Detektors hervorgegangen ist. Innerhalb der begrenzten Statistik ist die Übereinstimmung gut. Dies gilt auch für das Energiespektrum des Positrons, dem das entsprechende Monte Carlo Resultat für das Zerfallsspektrum des ^{12}N überlagert ist.

In Abbildung 39b) werden die gemessenen Zeitspektren von Elektron und Positron gezeigt. Der beim prompten Ereignis mit eingezeichnete Exponentialfit ergab $\tau = (2.10 \pm 0.28) \mu\text{s}$ und ist damit ein weiteres Indiz für die Neutrino-Natur der herausgefilterten Ereignisse. Die Lücke bei der Ereigniszeit des Positrons aus dem ^{12}N -Zerfall zwischen 16 und 20 ms rührt daher, daß der Detektor in dieser Zeit keine Daten aufnehmen kann; überlagert ist die theoretisch zu erwartende Verteilung mit $\tau = 15.9 \text{ ms}$.

Wie stark der Untergrund beim prompten Ereignis unterhalb 10 MeV ansteigt, zeigt eine Auswertung, bei der das Energieintervall für den Elektronnachweis auf 4–100 MeV aufgeweitet wurde. Das Ergebnis gibt Abbildung 41 wieder, bei der die Anteile von zufälligem und sequentiellm Untergrund an allen gemessenen Ereignissen mit dargestellt wurden. Dagegen gibt es praktisch keine Ereignisse im ν_e -Zeitfenster, die über dem kinematischen Limit von 35 MeV liegen.

Abbildung 42 zeigt die räumliche Korrelation zwischen promptem und sequentiellm Ereignis. Die der Ortsdifferenz überlagerte Gaußkurve mit $\mu = -6.4 \text{ cm}$ und $\sigma = 13.5 \text{ cm}$ rechtfertigt im nachhinein den bei 50 cm angelegten Schnitt. Es wurden keine Ereignisse

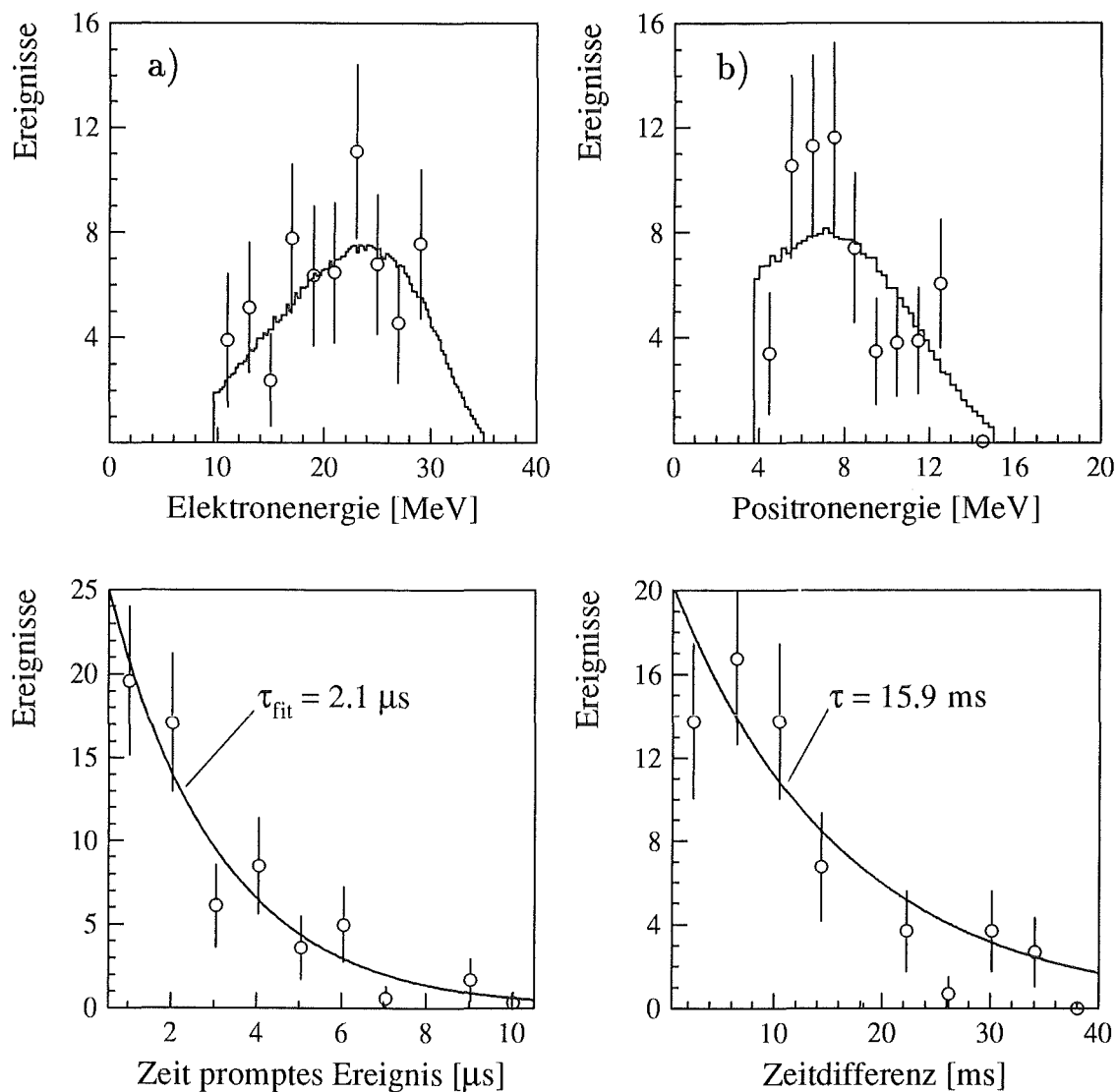


Abbildung 39: Energiespektren und Zeitverteilungen von
a) promptem Elektron, b) verzögertem Positron

mit Ortsdifferenzen über 40 cm gefunden, so daß man in Zukunft bei der Auswertung einen engeren Ortsschnitt als ± 50 cm anlegen kann. Für die Untergrundereignisse ergibt sich die zu erwartende Gleichverteilung. Auch die Reihen- und Spaltendifferenz hat ihr Maximum, wenn die beiden aufeinanderfolgenden Ereignisse im gleichen Modul liegen. Die Verteilung der Ereignisorte von neutrinoinduzierten und Untergrundereignissen stellt Abbildung 40 dar, die den Detektor in drei Ansichten zeigt. Die Orte der Neutrinoereignisse sind im Rahmen der Statistik gleichmäßig über den Detektor verteilt; bei den Untergrundereignissen fällt eine Anhäufung in der linken oberen Detektorecke auf, die in Übereinstimmung mit anderen Untergrundmessungen steht [Ebe 92].

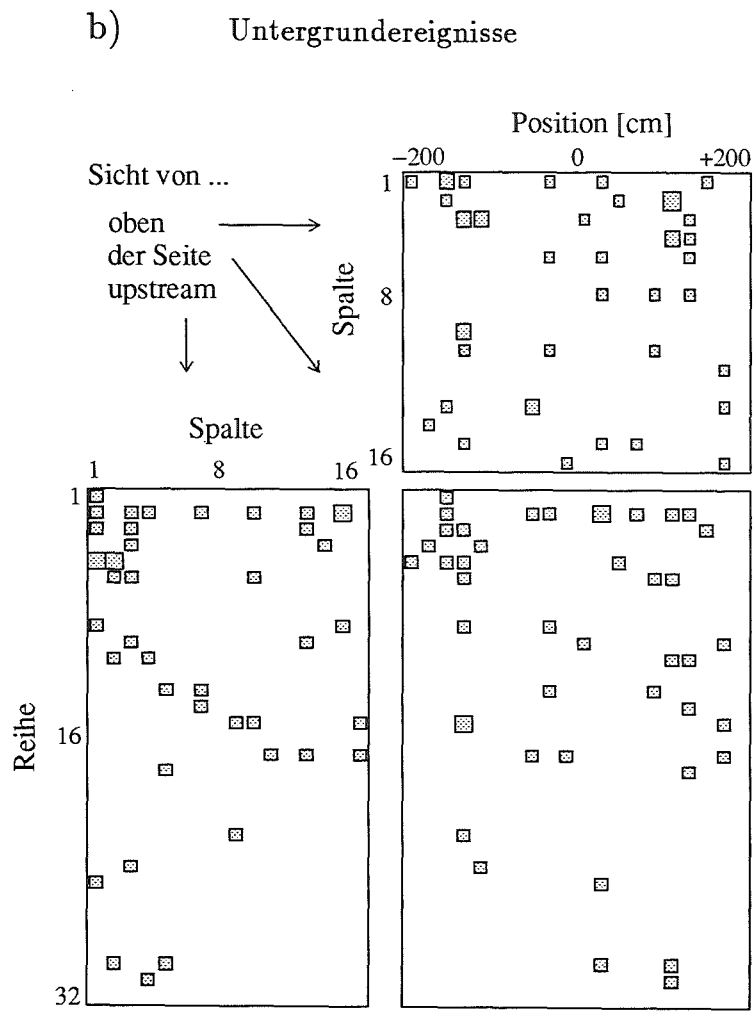
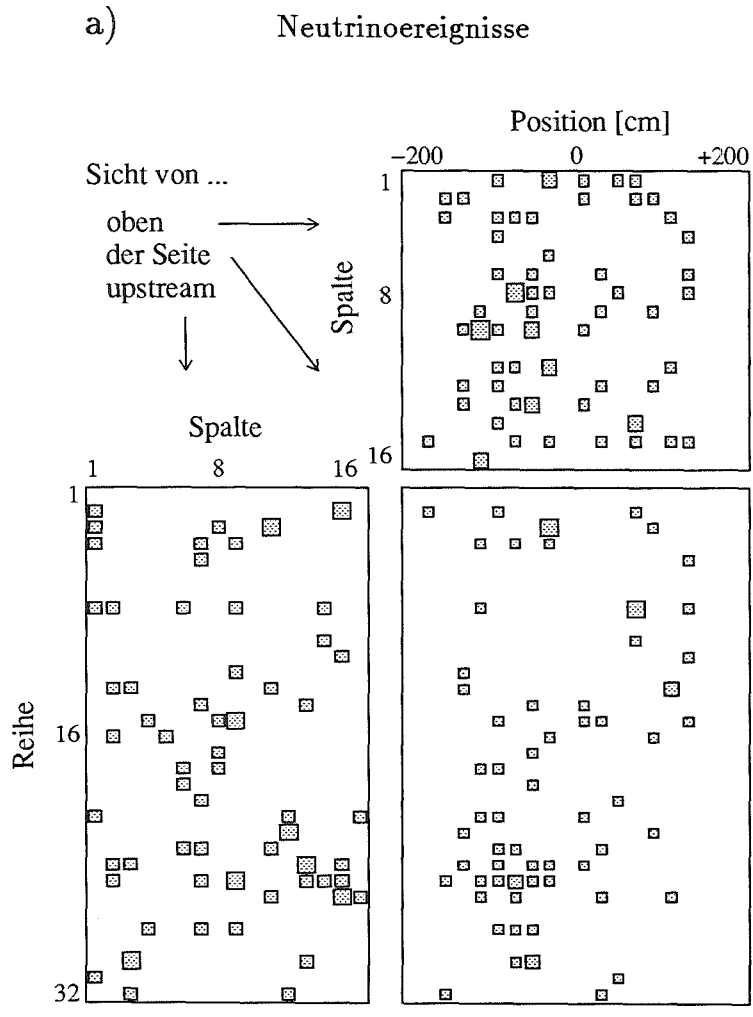


Abbildung 40: Ereignisorte im Detektor
 a) Neutrinoereignisse, b) Untergründereignisse

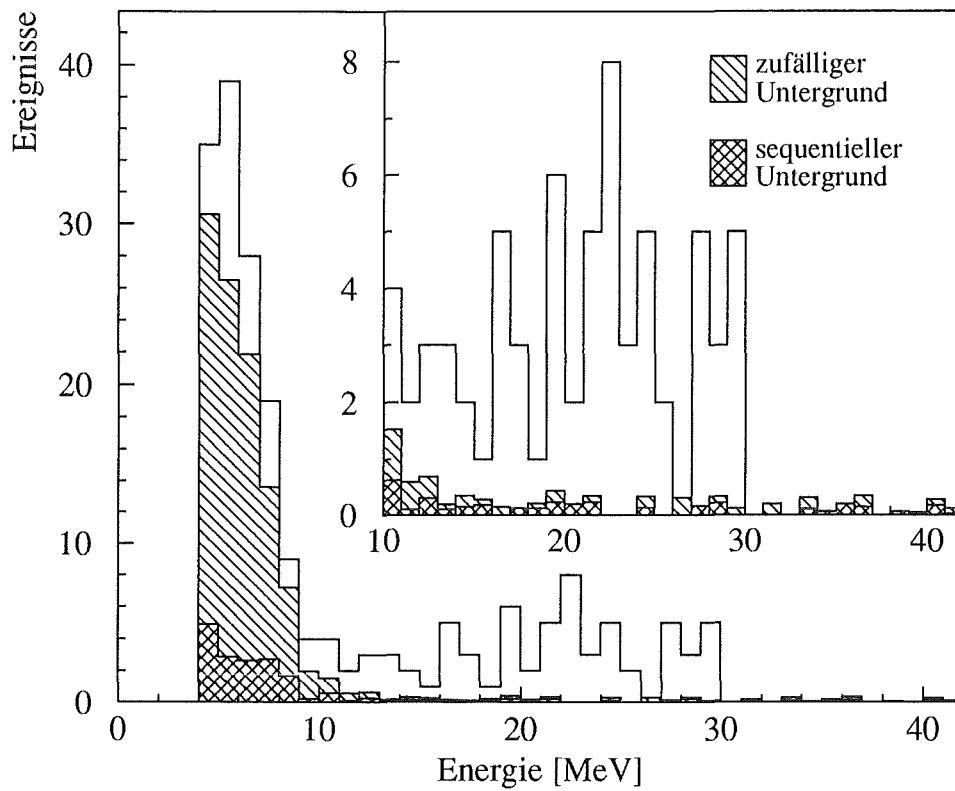


Abbildung 41: Energieverteilungen von promptem Ereignis mit Untergrund

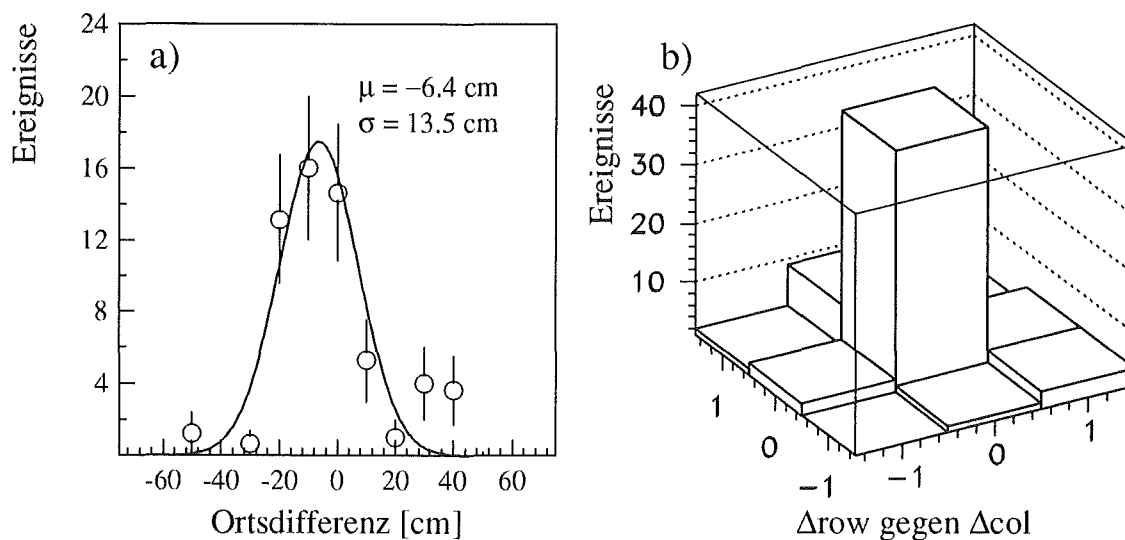


Abbildung 42: a) Differenz längs Modulachse und b) Reihen- und Spaltendifferenz zwischen promptem und sequentiellen Ereignis

6.5 Berechnung des flußgemittelten Wirkungsquerschnitts

Setzt man die Definition des flußgemittelten Wirkungsquerschnitts

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\int_0^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \phi(E) dE}{\int_0^{E_{max}} \phi(E) dE}$$

in eine Formel zur Berechnung dieser Größe für den inversen β -Zerfalls des ^{12}C um, erhält man

$$\langle \sigma \rangle = N_\nu \cdot \frac{1}{\phi} \cdot \frac{1}{N_{^{12}\text{C}}} \cdot \frac{1}{\varepsilon} . \quad (2)$$

Hierbei ist N_ν die Zahl der untergrundkorrigierten Neutrinoereignisse, $N_{^{12}\text{C}}$ die Zahl der ^{12}C -Targetkerne; ε gibt die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit für die angewandten Schnitte an. Der zeitintegrierte Neutrinofluß ϕ berechnet sich nach

$$\phi = \frac{Q}{e} \cdot \pi^+ / p \cdot \frac{1}{4 \pi r_{eff}^2} . \quad (3)$$

mit:	e	Elementarladung	$1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
	Q	Ladung der Protonen-auf-Target	1365 C
	π^+ / p	Anzahl erzeugter π^+ pro Proton auf Target	
	r_{eff}	effektiver Target-Detektor-Abstand	

In den folgenden Abschnitten werden die noch zur Berechnung fehlenden Größen bestimmt.

Primärer Neutrinofluß

Der ursprünglich vom Spallationstarget ausgehende Neutrinofluß hängt von der Anzahl positiv geladener Pionen ab, die pro gestopptem Proton erzeugt werden. Dieses Verhältnis π^+ / p ist vom Targetmaterial und der Targetgeometrie sowie der Protonenenergie abhängig.

Ein zur Ermittlung dieser Werte in Los Alamos entwickeltes Monte Carlo Programm wurde am dortigen *beam dump* mit einem Testaufbau geeicht [All 89, Bur 90]. Es berücksichtigt den Protonentransport im Target, Pionenproduktion und -transport, -wechselwirkung und -zerfall und kann absolute Neutrinoerzeugungsraten für beliebige Protonenenergien, Targetgeometrien und -materialien berechnen. Die Genauigkeit seiner Vorhersagen wird mit 7% angegeben.

Die für die ISIS-Targetanordnung durchgeführten Rechnungen mit Uran und Tantal als Targetmedium brachten die in Tabelle 6 dargestellten Ergebnisse [Dod 92]. Da verschiedene Targetmaterialien bei verschiedenen Experiment-Runs verwendet wurden und ab Run 26 die Protonenenergie von 750 auf 800 MeV gesteigert wurde, wird zur Berechnung des Neutrinoerzeugungsflusses der mit den Protonladungen aller Runs gewichtete Mittelwert für das Pionen-zu-Protonen-Verhältnis benutzt

$$\frac{\pi^+}{p} = 0.0370 \pm 0.026 .$$

Tabelle 6: Berechnete π^+/p Verhältnisse

		Protonenergie [MeV]	
		750	800
Targetmaterial	Tantal	0.0388	0.0456
	Uran	0.0349	0.0411

Neutrinofluß im KARMEN – Detektor

Nur ein Bruchteil der im *beam dump* erzeugten Neutrinos trifft auf den KARMEN-Detektor. Außerdem ist der mit dem Abstand r zum Target mit $1/r^2$ abnehmende Neutrinofluß wegen der räumlichen Ausdehnung des Detektors nicht über das ganze Szintillatorvolumen konstant. Diesen Umständen trägt man dadurch Rechnung, daß man zur Berechnung des Neutrinoflusses im Detektor einen effektiven Abstand r_{eff} zwischen Target und Detektor annimmt, der den Raumwinkel berücksichtigt. Dieses r_{eff} wird mit einer Monte Carlo Rechnung bestimmt, die die geometrische Target-Detektor-Konfiguration zur Grundlage hat. Als Ergebnis dieser Rechnung erhält man

$$r_{eff} = (1764 \pm 12.3) \text{ cm.}$$

Auch die Verteilung der Neutrinoereignisorte im Detektor, wie sie in Abbildung 43 dargestellt wird, kann mit diesem Programm bestimmt werden. Man sieht, wie die Ereignisorte von *upstream* nach *downstream* gemäß $1/r^2$ abfallen.

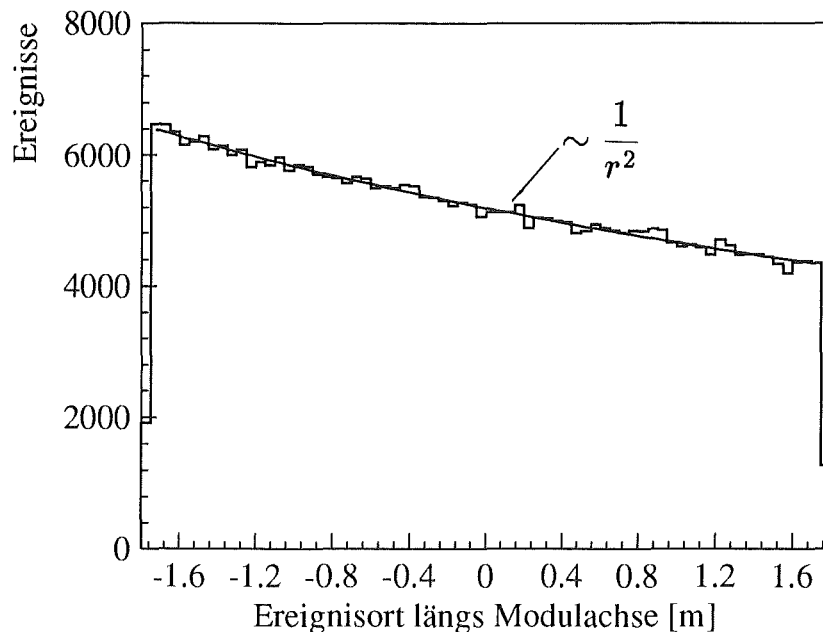


Abbildung 43: Simulierte Neutrino-Ereignisorte im KARMEN-Detektor

Während der statistische Fehler der Rechnung vernachlässigbar ist, können Unsicherheiten bei der Bestimmung der genauen Targetkoordinaten relativ zum KARMEN-Detektor zu einem systematischen Fehler führen. Diese Maßungengenauigkeit wurde zu maximal 10 cm abgeschätzt und resultiert in einem Fehler von 0.7%.

Anzahl der Targetkerne

Die chemische Summenformel für die bei KARMEN verwendete Szintillatormischung ist $C_1H_{1.87}N_{0.00024}$ [Eit 91b]. Bei einer Dichte von 0.872 g/cm^3 bei 22°C [Rap 91] und unter Berücksichtigung, daß 98.9% aller Kohlenstoffatome das Isotop ^{12}C bilden, beträgt die Dichte der ^{12}C -Kerne im Detektor

$$n(^{12}\text{C}) = (3.74 \pm 0.04) \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3} .$$

Da die genaue Längenverteilung der Kohlenstoffketten im Paraffinöl nicht bekannt ist, wird der systematische Fehler mit 1% angegeben.

Mit dem Szintillatorvolumen von $353. \times 289.6 \times 566.8 \text{ cm}^3 = 5.790 \cdot 10^7 \text{ cm}^3$ ergibt sich dann für die Gesamtzahl der ^{12}C -Kerne

$$N_{^{12}\text{C}} = (2.165 \pm 0.022) \cdot 10^{30} .$$

Nachweiswahrscheinlichkeiten

Mit Hilfe von Monte Carlo Simulationsrechnungen mit dem GEANT-3 Code wurden die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die verwendeten Energieschnitte berechnet [Gra 92]. Als Ausgangsverteilungen für die Elektron- und Positronenergie dienten die bereits in Kapitel 2.3.1 vorgestellten theoretischen Spektren. Die im Detektor sichtbare Energie wurde unter Berücksichtigung der genauen Detektorgeometrie und Materialzusammensetzung simuliert. Nicht berücksichtigt wurde die ortsabhängige Lichtausbeute und damit die Ortsabhängigkeit der Modulschwellen. Statt dessen wurde mit einer pauschalen Summenenergieschwelle von 3 MeV pro Modul gerechnet. Variiert man diese Schwelle um ein halbes MeV nach oben oder unten, so ändert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit um maximal 0.6% (relativ).

Einen gravierenderen Einfluß auf die Nachweiswahrscheinlichkeit hat dagegen die Summenenergieschwelle vor der MLU. Das Summenenergiesignal ΣE des Zentraldetektors, das aus allen angesprochenen Modulen gebildet wird, muß über die Diskriminatorschwelle vor der MLU treten, damit eine positive Triggerentscheidung herbeigeführt werden kann. Diese Summenenergieschwelle liegt nicht notwendigerweise über den Einzelenergieschwellen. Untersuchungen mit verschiedenen hohen MLU-Schwellen haben gezeigt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit von Ereignissen mit Energien unterhalb 6–8 MeV bei normalen Experimentbedingungen erheblich vermindert ist¹⁹ [Sch 92]. Abbildung 44 zeigt diesen energieabhängigen Verlauf des Verlusts an Nachweiswahrscheinlichkeit für alle im Detektor gemessenen niederenergetischen Ereignisse. Inwieweit sich solche Ergebnisse auf den

¹⁹Mittlerweile ist dieses Problem behoben, es muß aber bei der Auswertung von Daten, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurden, berücksichtigt werden.

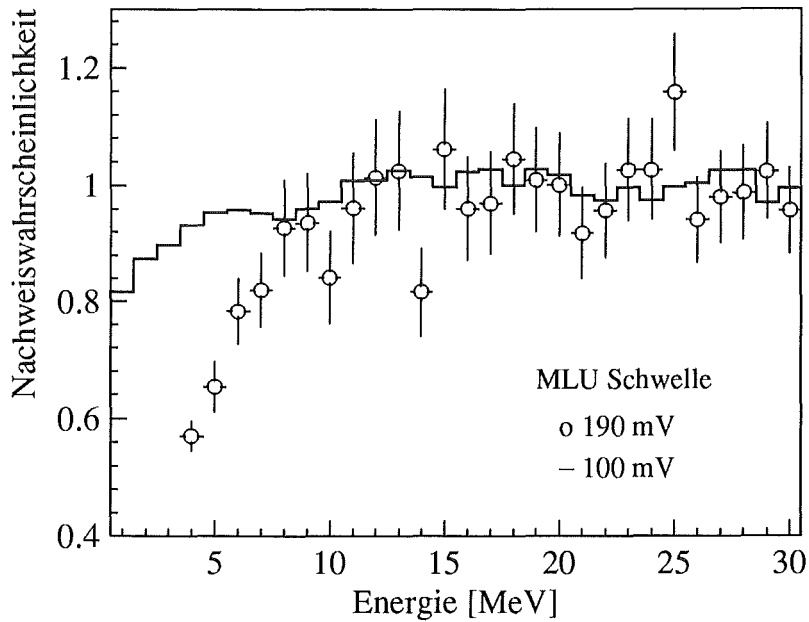


Abbildung 44: Energieabhängigkeit der MLU-Effizienz bei normalen Experimentbedingungen (190 mV Schwelle) und erniedrigter Schwelle (100 mV)

Nachweis des Positrons aus dem ^{12}N -Zerfall übertragen lassen, wird im Moment noch untersucht; erste Abschätzungen liegen bei einem 3% Effekt.

Die Wirksamkeit der Zeitschnitte kann durch Integration der erwarteten Zeitverteilungen von promptem und sequentiellem Ereignis über die zur Auswertung benutzten Zeitbereiche leicht bestimmt werden. Im gewählten prompten Zeitfenster zwischen 0.535 und $10.535 \mu\text{s}$ liegen 86.7% aller Neutrinoereignisse. Die Verlängerung der Koinzidenzzeit auf die nachfolgende Strahlperiode erhöhte die Nachweiswahrscheinlichkeit für das sequentielle Ereignis von 0.608 auf 0.780.

Der Verlust an Effizienz durch das Anlegen der $20 \mu\text{s}$ langen Software-Totzeit t_{tot} kann über die Markierungsrate der MLU α_{MLU} abgeschätzt werden

$$\varepsilon_{\text{tot}} = 1 - \alpha_{MLU} \cdot t_{\text{tot}} .$$

Da die Rate markierter Ereignisse bei den einzelnen Meß-Runs nicht die gleiche war, liegt ε_{tot} zwischen 0.992 bei Run 9 und 0.944 ab Run 16.

Alle Einzelnachweiswahrscheinlichkeiten sind in Tabelle 7 als Mittelwert über die ausgewerteten Runs eingetragen, dabei wurde als Normierungsfaktor der jeweilige integrierte Neutrinofluß genommen. Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit ε ergibt sich als das Produkt aller Einzelnachweiswahrscheinlichkeiten zu

$$\varepsilon = 0.443 \pm 0.022 ,$$

wenn man als maximalen systematischen Fehler 5% annimmt.

Tabelle 7: Gemittelte Nachweiswahrscheinlichkeiten für die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion

	Schnitt auf	Zahlenwerte	Nachweiswahrscheinlichkeit
promptes Ereignis	Zeit	0.535 – 10.535 μs	0.867
	Energie	10 – 35 MeV	0.929
	Totzeit	20 μs nach T_{or}	0.960
sequentielles Ereignis	Zeit	0.5 – 36 ms nach promptem Ereignis	0.749
	Energie	4 – 15 MeV	0.811
	Totzeit	20 μs nach T_{or}	0.960
räumliche Korrelation	Differenz von Reihe und Spalte, längs Modulachse	0 – 1.5 0 – 50 cm	0.983
Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit			0.443

Tabelle 8: Zusammenstellung der systematischen Fehler

Fehlerquelle	Fehler [%]
Neutrinoerzeugungsrate π^+/p	7
effektiver Abstand r_{eff}^2	1.4
Anzahl der ^{12}C -Atome $N_{^{12}\text{C}}$	1
Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit ε	5
Ladung auf Target Q	1
Gesamtfehler	8.8

Ergebnis

Es stehen jetzt alle Daten zur Verfügung, um einen flußgemittelten Wirkungsquerschnitt für die exklusive $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion anzugeben. Er berechnet sich nach den Formeln (2) und (3) zu

$$\langle \sigma \rangle = [7.94 \pm 1.07 (\text{stat}) \pm 0.71 (\text{syst})] \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$$

Der statistische Fehler dominiert im Moment noch mit 13.5% die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts, während der systematische Fehler, der durch quadratische Addition aller Einzelfehler ermittelt wurde, bei 8.8% liegt. Tabelle 8 stellt noch einmal alle systematischen Fehler zusammen. Der Hauptbeitrag stammt von der Bestimmung des Neutrinoflusses, dies wird auch in Zukunft der Fehler sein, der die Genauigkeit des Experiments limitiert. Im Rahmen des Gesamtfehlers ist der von KARMEN gemessene flußgemittelte Wirkungsquerschnitt in Übereinstimmung mit allen theoretischen Vorhersagen, deren Genauigkeit meist auch mit 10% angegeben wird. Auch eine unabhängige Auswertung der KARMEN-Daten durch die Arbeitsgruppe in Erlangen ergab dasselbe Resultat [Bur 91]. Eine Übersicht über alle bisher gerechneten und gemessenen Wirkungsquerschnitte gibt Tabelle 9.

Tabelle 9: Theoretische und experimentelle Werte für den Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion

Autoren	Methode	Ergebnis [10^{-42} cm^2]	Literatur
S.L.Mintz M.Pourkaviani	Elementarteilchen Modell	8.0 ± 0.9	[Min 89]
M.Fukugita Y.Kohyama K.Kubodera	Elementarteilchen Modell	9.19 ± 1.1	[Fuk 88]
T.W.Donnely	Multipol Expansion	9.38 ± 0.9	[Don 91]
E.Kolbe S.Krewald K.Langanke	Random Phase Approximation	9.68	[Kol 91]
R.C.Allen et al.	LAMPF E225 Experiment	$10.5 \pm 1.0 \pm 1.0$	[All 90b]
	KARMEN Experiment	$7.94 \pm 1.07 \pm 0.71$	

6.6 Energieabhängiger Wirkungsquerschnitt

Die gute Energieauflösung des KARMEN-Detektors erlaubt es auch, die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion zu bestimmen. Da der Energieübertrag auf den Stickstoffkern vernachlässigbar klein ist, besteht folgender Zusammenhang zwischen ursprünglicher Neutrinoenergie und der kinetischen Energie des Elektrons

$$E_\nu = E_{e^-} + 17.3 \text{ MeV}.$$

Allerdings kann man aus der im Detektor gemessenen sichtbaren Energieverteilung nicht ohne weiteres auf die wahren Energien der Elektronen schließen. Nicht aktive Bestandteile des Detektors (Plexiglas) absorbieren Energie, die nicht zur Gesamtenergie beiträgt; die endliche Auflösung bewirkt eine Verschmierung. Statistische Schwankungen letztendlich verzerren die wahren Verteilungsfunktionen.

Um aus der gemessenen, sichtbaren Energie der Elektronen auf die ursprüngliche (reale) Energie der Elektroneneutrinos schließen zu können, bedarf es einer Entfaltungsprozedur unter Berücksichtigung der Detektorantwortfunktion:

$$\begin{pmatrix} a_{11} & \cdots & a_{1m} \\ a_{21} & & \\ \vdots & & \vdots \\ a_{n1} & \cdots & a_{nm} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{real}^1 \\ E_{real}^2 \\ \vdots \\ E_{real}^n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{vis}^1 \\ E_{vis}^2 \\ \vdots \\ E_{vis}^n \end{pmatrix}$$

mit: a_{ij} Wahrscheinlichkeit, daß reale Energie E_{real}^i im Detektor als sichtbare Energie E_{vis}^j gemessen wird.

Eine solche Entfaltprozedur ist recht aufwendig. Ohne zusätzliche Nebenannahmen oszillieren die Lösungen der obigen Gleichung und führen zu negativen Spektreninhalten. Man ist deshalb gezwungen, für die Lösungen ein glattes Verhalten zu fordern, das man unter anderem dadurch erreicht, daß die statistischen Schwankungen des Ausgangsspektrums geglättet werden [Blo 85].

Für einen ersten Versuch zur Bestimmung des ursprünglichen Elektron- und damit des Neutrinoenergiespektrums wurde ein anderer Weg eingeschlagen. Mit Monte Carlo Methoden kann ermittelt werden, welche Anteile a_{ij} an ursprünglichen Elektronenergien E_{real}^i zu einer im Detektor letztendlich registrierten Energie E_{vis}^j beitragen, d.h. für jedes E_{vis} wird das Spektrum der ursprünglichen Energien E_{real} erzeugt. Diese Anteile sind natürlich davon abhängig, welche Form die Startverteilung der Elektronen in der Monte Carlo Simulation besitzt. Um diesen Einfluß auf die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts zu untersuchen, wurde von zwei extremen Annahmen ausgegangen:

- I. Elektronen gehorchen der erwarteten Verteilung, die man erhält, wenn man das Neutrinospektrum mit dem von Donnelly berechneten Wirkungsquerschnitt faltet (vgl. Kapitel 2.3.1).

II. Elektronen sind gleichverteilt im Energieintervall von 0 – 35 MeV.

Das Ergebnis für zwei verschiedene E_{vis} ist für (I) und (II) in Abbildung 45 dargestellt. Für jeden dieser beiden Fälle wurden für das gemessene Elektronenenergiespektrum die Monte Carlo Spektren gewichtet aufaddiert und so das Spektrum der ursprünglichen Elektronenenergien erzeugt. Der hauptsächliche Unterschied der beiden Spektren liegt in der Überbetonung höherer Energien bei (II).

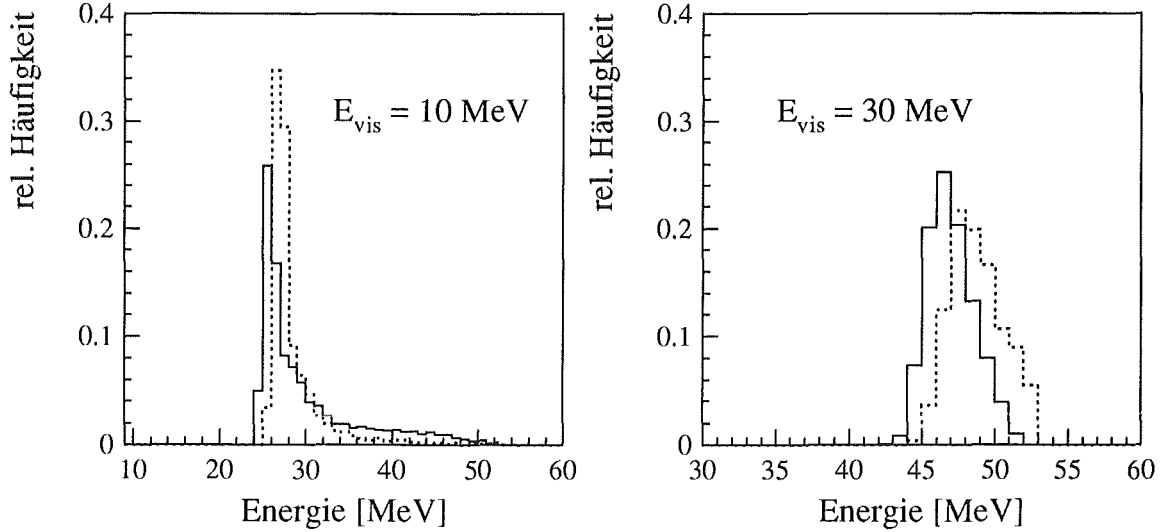


Abbildung 45: Energieverteilungen E_{real} für verschiedene E_{vis} :
 — (I), - - - (II)

Eine Unterteilung des Spektrums in mehr als vier Energieintervalle ist bei der begrenzten Anzahl von Ereignissen im Moment noch nicht gegeben. Der mittlere Wirkungsquerschnitt für jeden der vier Bereiche läßt sich wie folgt berechnen

$$\sigma(E_{s,i}) = N_i \cdot \frac{1}{\phi_i} \cdot \frac{e}{Q} \cdot \frac{1}{\pi^+ / p} \cdot 4\pi r_{eff}^2 \cdot \frac{1}{N_{12C}} \cdot \frac{1}{\varepsilon'}$$

- mit: $E_{s,i}$ Energieschwerpunkt des ν_e Flusses im i. Energieintervall
 N_i Zahl der Ereignisse im i. Energieintervall
 ϕ_i Anteil des ν_e Flusses im i. Energieintervall am Gesamtfluß
 $\varepsilon' = 0.477$ Gesamtanerkennungswahrscheinlichkeit unter der Annahme,
 daß jedes Elektron oberhalb 10 MeV nachgewiesen wird.

Die sich damit ergebenden Resultate sind in Tabelle 10 und in Abbildung 46 dargestellt. Angegeben ist jeweils der statistische Fehler. Die Unterschiede, die sich aus den verschiedenen Startverteilungen I (theoretische Vorhersage) und II (grobe Vereinfachung) letztendlich in den berechneten Wirkungsquerschnitten ergeben, wirken sich bei den großen statistischen Fehlern praktisch nicht aus, so daß die Ergebnisse dieses einfachen Verfahrens eine realistische Abschätzung des energieabhängigen Wirkungsquerschnitt liefern.

Die Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen ist im Rahmen der begrenzten Statistik gut; dies zeigt, daß die Wirkungsquerschnitte neutrinoinduzierter Reaktionen zwischen bestimmten Kernzuständen zuverlässig berechnet werden können. Damit kann die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion zur Normierung von anderen Neutrino-Reaktionen im KAR-MEN-Detektor benutzt werden, etwa für die inklusiven Reaktionen $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)X$.

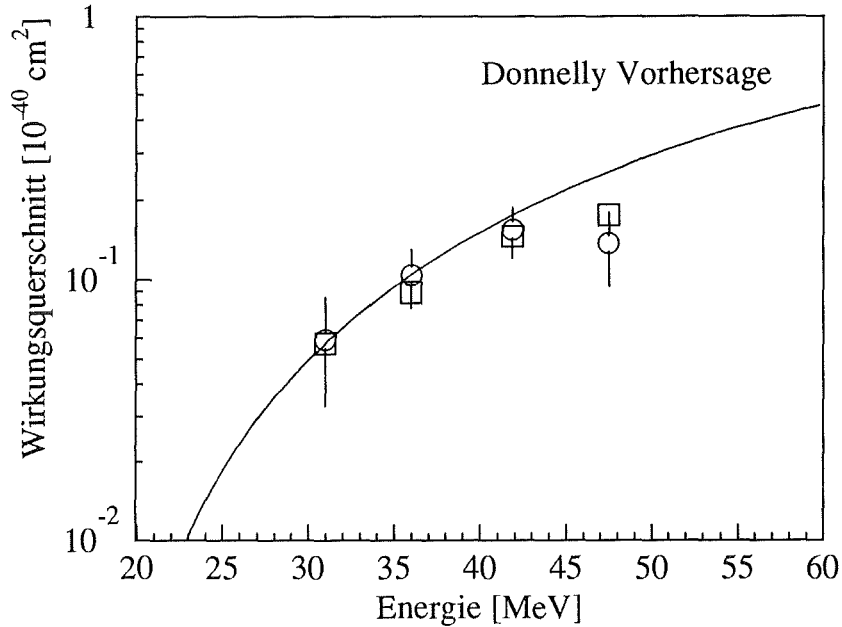


Abbildung 46: Energieabhängiger Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der angenommenen Elektronenergieverteilung:
 ○ “Donnelly”-Verteilung (I), □ Gleichverteilung (II),
 — theoretische Vorhersage Donnelly [Don91]
 Die Fehlerbalken für (II) liegen in derselben Größenordnung wie bei (I) und wurden der Übersichtlichkeit halber weggelassen.

Tabelle 10: Energieabhängiger Wirkungsquerschnitt

Energieintervall [MeV]	Energieschwerpunkt [MeV]	Flußanteil ϕ_i [%]	Wirkungsquerschnitt I [10^{-42} cm ²]	Wirkungsquerschnitt II [10^{-42} cm ²]
30 - 33	31.97	12.88	5.93 ± 2.65	5.72 ± 2.68
33 - 39	35.98	20.02	10.37 ± 2.63	8.88 ± 2.43
39 - 45	41.85	17.49	15.37 ± 3.35	14.56 ± 3.25
45 - 51	47.47	10.12	13.67 ± 4.27	17.51 ± 4.75

7 Suche nach Neutrino-Oszillationen

Nach über einem Jahr Meßzeit des KARMEN-Detektors konnten die Experimentdaten erstmals auf Neutrino-Oszillationen hin untersucht werden. Die Analyse umfaßte sowohl die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ als auch nach $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationen.

Dabei wurden die Daten der Userruns 9 – 14 nicht berücksichtigt, denn die Untergrundrate war bei diesen frühen Runs noch zu hoch, um eine aussagekräftige Auswertung zu ermöglichen. Erst ab Run 16 wurden alle Ereignisse von der Triggerlogik markiert und können damit effektiver untergrundkorrigiert werden. Insgesamt entspricht die untersuchte Datenmenge einer Ladung von $Q=905$ C Protonen auf Target, das sind zwei Drittel aller Experimentdaten. Die Analyse erbrachte keinerlei Anzeichen für etwaige Neutrino-Oszillationen, kann aber bei der eingeschränkten Statistik bisher noch keine stringenten Ausschließungsgrenzen für die Oszillationsparameter $\sin^2 2\theta$ und Δm^2 angeben.

Eine allgemeine Übersicht über die Vorgehensweise bei dieser Analyse wird im nächsten Abschnitt gegeben, danach folgen ihre Anwendung auf die $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen und Ergebnisse.

7.1 Procedere

Die Auswertung, die zu Ausschließungsgrenzen für die Oszillationsparameter führen soll, umfaßt die folgenden Punkte:

1. Zuerst wird die Anzahl N der Ereignisse ausgerechnet, die im Detektor unter Annahme von *full oscillation*, d.h. mit der Oszillationswahrscheinlichkeit $P=1$ stattgefunden hätten

$$N = \langle \sigma \rangle \cdot \frac{Q}{e} \cdot \frac{\pi^+}{p} \cdot \frac{1}{4\pi r_{eff}^2} \cdot N_T \quad (4)$$

mit: $\langle \sigma \rangle$	flußgemittelter Wirkungsquerschnitt der Nachweisreaktion
$Q = 905.0$ C	Protonen auf Target
$e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ C	Elementarladung
$\pi^+/p = 0.0372$	gemittelt über alle ISIS-Targetkonfigurationen
N_T	Anzahl der jeweiligen Targetkerne
$r_{eff} = 1764$ cm	effektiver Target-Detektor-Abstand

2. Dann werden die Schnitte für die Suche nach diesen Nachweisreaktionen festgelegt. Dabei sollte strahlkorrelierter und myoninduzierter Untergrund möglichst effektiv unterdrückt werden.
3. Für diese Schnitte wird dann mit Monte Carlo Rechnungen die gesamte Nachweiswahrscheinlichkeit ε für die Beobachtung einer Oszillationssignatur ermittelt.
4. Daraus kann die Zahl der tatsächlich in KARMEN detektierbaren Oszillationsereignisse N' für $P=1$ berechnet werden:

$$N' = \varepsilon \cdot N \quad .$$

5. Wendet man die oben festgelegten Schritte auf die Experimentdaten an, erhält man die gemessene Ereigniszahl E sowie unter Verwendung geeigneter Zeitfenster die Anzahl von Untergrundereignissen B .
6. Geht man von der Hypothese aus, keine Oszillationsereignisse gefunden zu haben²⁰, läßt sich unter der Annahme poissonverteilter Ereignisraten aus E und B mit Hilfe der Formel [Zec 89]

$$CL = 1 - \frac{e^{-(B+S)} \sum_{n=0}^E \frac{(B+S)^n}{n!}}{e^{-B} \sum_{n=0}^E \frac{B^n}{n!}} \quad (5)$$

eine untere Grenze S für die Zahl gerade noch ausschließbarer Oszillationsereignisse angeben, die einem bestimmten Vertrauensbereich CL (*Confidence Level*) entspricht. Eine graphische Darstellung dieser Formel für verschiedene Ereigniszahlen E bei $CL=90\%$ zeigt Abbildung 47.

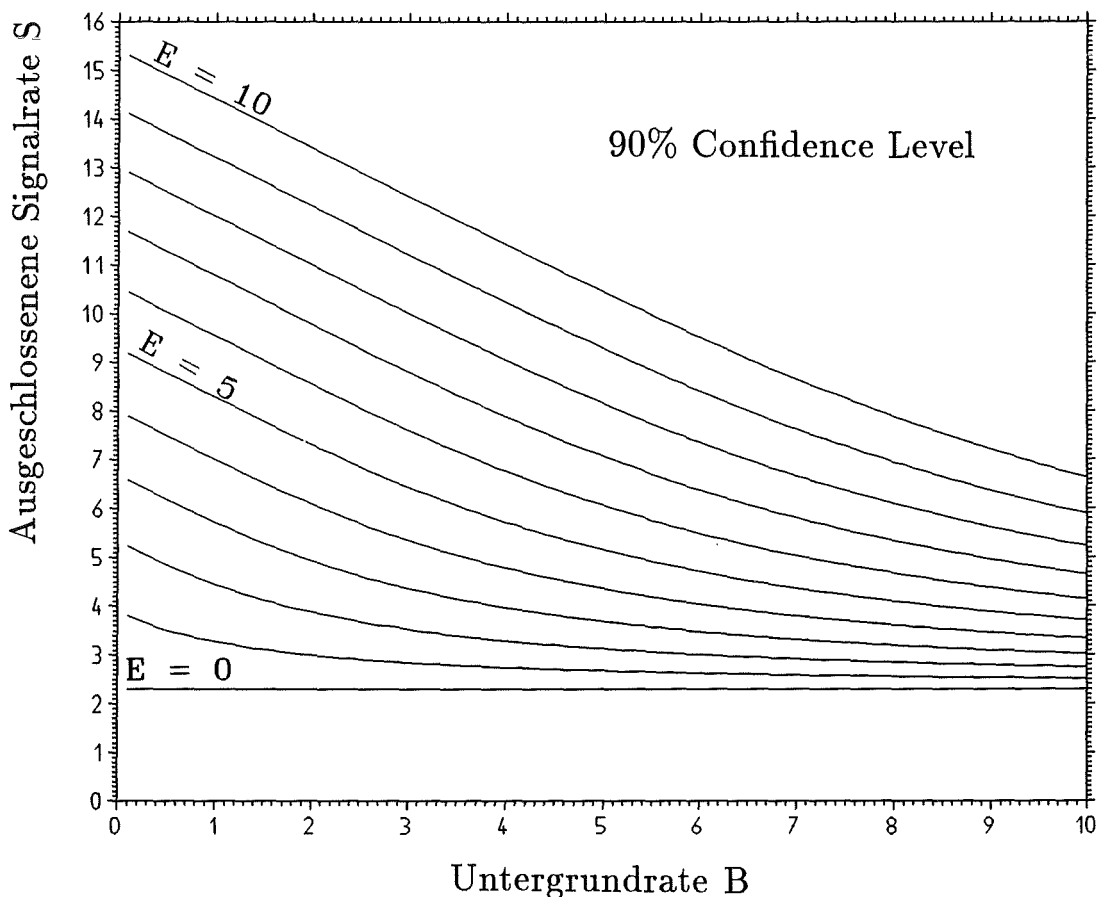


Abbildung 47: Graphische Darstellung von Formel (5)

²⁰Im umgekehrten Fall muß die Ereigniszahl statistisch signifikant über der des Untergrunds liegen.

7. Die damit ausgeschlossene Oszillationswahrscheinlichkeit P_{excl} ergibt sich dann aus dem Verhältnis ausschließbarer zu maximal nachweisbaren Oszillationsereignissen

$$P_{\text{excl}} = \frac{S}{N'}$$

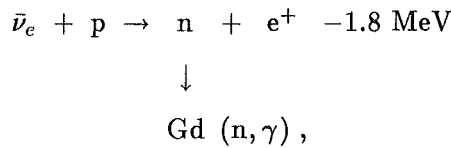
8. Die Übertragung dieser Oszillationswahrscheinlichkeit in einen Sensitivitätsplot erfolgt mit Hilfe der Oszillationsformel

$$P(\nu_i \rightarrow \nu_j) = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E_\nu} \right)$$

Man sucht die Kombinationen von $\sin^2 2\theta$ und Δm^2 , die nach Einsetzen in die obige Formel gerade P_{excl} ergeben. Dabei muß für jeden Punkt der $\sin^2 2\theta - \Delta m^2$ -Ebene eine Faltung der Neutrino-Energieverteilung mit allen möglichen Abständen L Neutrinoquelle – Reaktionsort im Detektor durchgeführt werden.

7.2 $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation

Als Nachweisreaktion der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation dient der inverse Betazerfall des Protons



der zu Positron und Neutron im Endzustand führt. Der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt liegt mit $\sigma = 1.084 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2$ für eine Neutrinoreaktion sehr hoch, so daß sich für $P=1$ mit einer Wasserstoffdichte im Szintillator von $n_p = 7.06 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ nach Gleichung (4) ergibt

$$N = 2380$$

Als Reaktionssignatur dient die Detektion eines Positrons im Zeitfenster der $\bar{\nu}_\mu$, dessen Energie wegen des kleinen Q -Werts der Reaktion von -1.8 MeV maximal 50 MeV betragen kann. Diesem Positron muß innerhalb von $300 \mu\text{s}$ der Nachweis von Gammaquanten aus der $\text{Gd}(n, \gamma)$ -Reaktion ($4-10 \text{ MeV}$) in einem Koinzidenzvolumen von $50 \text{ cm} \times 2.5 \text{ Reihen} \times 2.5 \text{ Spalten}$ folgen. Eine Software-Totzeit von $20 \mu\text{s}$ vor dem prompten Ereignis unterdrückt die Koinzidenzen von Michelelektronen und Neutronen, hervorgerufen etwa von Schauern oder tief inelastisch streuenden Myonen.

Die genauen Schnitte und die dazugehörigen Nachweiswahrscheinlichkeiten sind in Tabelle 11 aufgelistet, dabei wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen bei den verwendeten Schnitten mit 7.2% angegeben [Gra 92]. Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit wird von dieser niedrigen Zahl dominiert und beträgt nur

$$\varepsilon = 0.049$$

Tabelle 11: Nachweiswahrscheinlichkeiten für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation

	Schnitt auf	Zahlenwerte	Nachweiswahrscheinlichkeit	
			$\bar{\nu}_e + p$	$\nu_e + {}^{12}\text{C}$
Promptes Ereignis	Zeit	0.535 – 6.535 μs	0.819	0.819
	Energie	20 – 50 MeV	0.880	0.599
		36 – 50 MeV [†]	0.466 [†]	0.000 [†]
	Totzeit	20 μs nach T_{or}	0.945	0.945
Sequentielles Ereignis	Zeit	0 – 300 μs nach promptem Ereignis	0.072	0.019
	Energie	4 – 10 MeV		0.599
Räumliche Korrelation	Differenz von Reihe und Spalte, längs Modulachse	0 – 2.5 0 – 50 cm		0.991
Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit			0.0490	0.0052
nur Nachweis des Positrons			0.361 [†]	0.000

[†] Diese Zahlen beziehen sich auf den ausschließlichen Nachweis des Positrons für *full oscillation*.

Damit beträgt die Anzahl nachweisbarer Ereignisse

$$N' = 0.049 \cdot 2380 = 116.6 .$$

In den Experimentdaten wurden insgesamt $E=4$ Ereignisse gefunden, die die Signatur einer verzögerten Koinzidenz zwischen Positron und Neutron tragen. Die Untergrundbestimmung erfolgte gemäß der im vorigen Kapitel beschriebenen Methode; für den zufälligen Untergrund wird in den zehn zuvor aufgenommenen Strahlperioden nach dem sequentiellen Ereignis gesucht, es ergeben sich 0.1 ± 0.1 solcher Untergrundereignisse. Untergrund mit sequentiellen Strukturen – darunter fallen durch inelastische Myonstreuungen erzeugte Positron–Neutron–Paare – wird in einem 80 μs langen Zeitfenster vor T_0 ermittelt. Er beträgt auf das 6 μs Zeitfenster skaliert 1.84 ± 0.39 Ereignisse. Damit beläuft sich der Gesamtuntergrund auf $B = 1.94 \pm 0.40$ Ereignisse.

Da die $\bar{\nu}_\mu$ und ν_e Zeitfenster identisch sind und auch die Energiefenster des prompten und verzögerten Ereignisses aus der ${}^{12}\text{C}(\nu_e, e^-){}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ – Reaktion zum Teil mit denen aus dem inversen Betazerfalls des Protons überlappen, führen die ν_e zu neutrinoinduziertem “Untergrund”, der nicht unterdrückt werden kann. Bei den gewählten Schnitten hängt sein

Beitrag nur vom Verhältnis der Wirkungsquerschnitte und Nachweiswahrscheinlichkeiten ab; letztere sind in der rechten Spalte von Tabelle 11 mit aufgelistet.

$$\begin{aligned} \frac{N(^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}})}{N(\text{p}(\nu_e, e^+)\text{n}, P=1)} &= \frac{\sigma(^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}})}{\sigma(\text{p}(\nu_e, e^+)\text{n})} \cdot \frac{\varepsilon(^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}})}{\varepsilon(\text{p}(\nu_e, e^+)\text{n})} \\ &= \frac{9.38 \cdot 10^{-42} \text{cm}^2}{1.08 \cdot 10^{-40} \text{cm}^2} \cdot \frac{0.0052}{0.049} = 9.2 \cdot 10^{-3} . \end{aligned}$$

Dieser Wert besagt, daß auf 1000 für P=1 zu erwartende, nachgewiesene oszillierte $\bar{\nu}_\mu$ 9.2 Ereignisse aus der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion kommen. Bei der jetzigen Auswertung entspricht das gerade 1.07 Ereignissen, die zum Untergrund addiert werden müssen.

Dazu kommt noch ein Beitrag von echten $\bar{\nu}_e$, die von im Flug zerfallenen π^- herrühren. Ihre Produktionsrate wurde zu $2.5 \cdot 10^{-3} \bar{\nu}_e/\nu_e$ abgeschätzt [Dod 92]. Diese $\bar{\nu}_e$ führen zu $2.5 \cdot 10^{-3} \cdot N' = 0.29$ Ereignissen mit Oszillationssignatur.

Der Gesamtuntergrund beträgt also B=3.30 Ereignisse. Geht man davon aus, daß die vier gemessenen Ereignisse nicht statistisch signifikant über dem Untergrund liegen – schließt man also Oszillationen aus – kann man unter Anwendung der Formel (5) S=5.2 Ereignisse als obere Grenze für Oszillationsereignisse angeben. Die damit ausgeschlossene Oszillationswahrscheinlichkeit beträgt dann

$$P_{\text{excl}}(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \geq \frac{5.2}{116.6} = 0.045 \quad (90\% \text{ CL}).$$

Nachweis der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation ohne Detektion des Neutrons

Verzichtet man bei der Signatur der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation auf den Nachweis des Neutrons, so erhöht sich die Nachweiswahrscheinlichkeit beträchtlich. Allerdings muß nun beachtet werden, daß unterhalb des kinematischen Limits von 36 MeV Elektronen aus CC-Reaktionen zum Grundzustand und zu angeregten Zuständen des ^{12}C die Datenmenge dominieren. Anteile aus der Neutrino-Elektron-Streuung und aus $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ Reaktionen können zwar Energien bis 50 MeV erreichen, sind aber wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts von $2.98 \cdot 10^{-43} \text{cm}^2$ bzw. wegen der geringen Isotopenhäufigkeit von 1.1% ^{13}C fast vernachlässigbar. Als Energiefenster für den Positronnachweis wird deshalb 36 – 50 MeV verwendet, was zu einer Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit von $\varepsilon = 36.1\%$ führt. Damit wird

$$N' = 0.361 \cdot 2380 = 859 .$$

Die Auswertung aller *single prong* Ereignisse zwischen 36 und 50 MeV und einer Ereigniszeit innerhalb 0.535 und 6.535 μs ergab eine Anzahl E=79. Der Untergrund dazu wurde in einem 100 μs langen Zeitfenster vor T_0 bestimmt und ergab skaliert $B = 71.0 \pm 2.1$. Der Anteil an Ereignissen, die aus dem inversen β -Zerfall des ^{13}C stammen, beträgt 3.9; noch kleiner ist ein Beitrag aus der Neutrino-Elektron-Streuung, nämlich 0.96. Addiert

man diese Zahlen zu B, so beträgt der Gesamtuntergrund 75.9 Ereignisse. Mit Hilfe der Formel (5) kann damit als obere Grenze $S=18.0$ angegeben werden, so daß

$$P_{excl}(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \geq \frac{18.0}{859} = 0.021 \quad (90\% \text{ CL})$$

beträgt. Schließlich muß noch berücksichtigt werden, daß die Oszillationswahrscheinlichkeit von der Neutrinoenergie abhängt und deshalb für verschiedene Δm^2 zu einer Änderung der Form des Energiespektrums der Positronen und damit der Nachweiswahrscheinlichkeit führt. In Abbildung 48 sind verschiedene Beispiele dargestellt. Dies wirkt sich besonders bei dem engen Energiefenster von 36–50 MeV aus, so daß für manche Δm^2 die ausschließbare Oszillationswahrscheinlichkeit noch über der der Koinzidenzmethode liegt.

Die mit beiden Auswertemethoden gewonnenen Ausschließungsplots für die Oszillationsparameter sind in Abbildung 49 dargestellt. Parameterkombinationen, die rechts der eingezeichneten Kurven liegen, lassen sich mit 90%iger Wahrscheinlichkeit ausschließen; für große Massenquadratsdifferenzen sind dies $\sin^2\theta > 0.06$, für volle Mischung $\Delta m^2 > 0.3 \text{ eV}^2$.

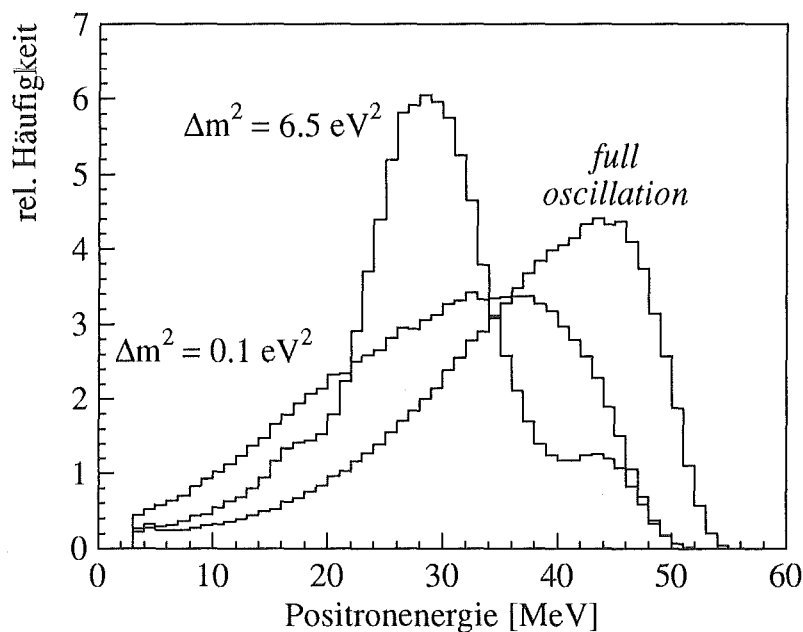
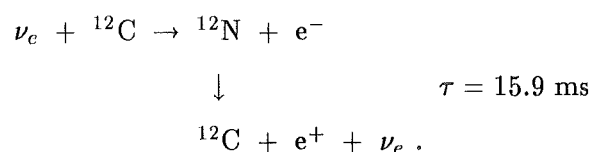


Abbildung 48: Im Detektor deponierte Positronenergie für verschiedene Δm^2

7.3 $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation

Als Nachweisreaktion für die $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation dient der bereits in Kapitel 6 ausführlich besprochene inverse Betazerfall des ^{12}C mit dem nachfolgenden Zerfall des Stickstoffkerns



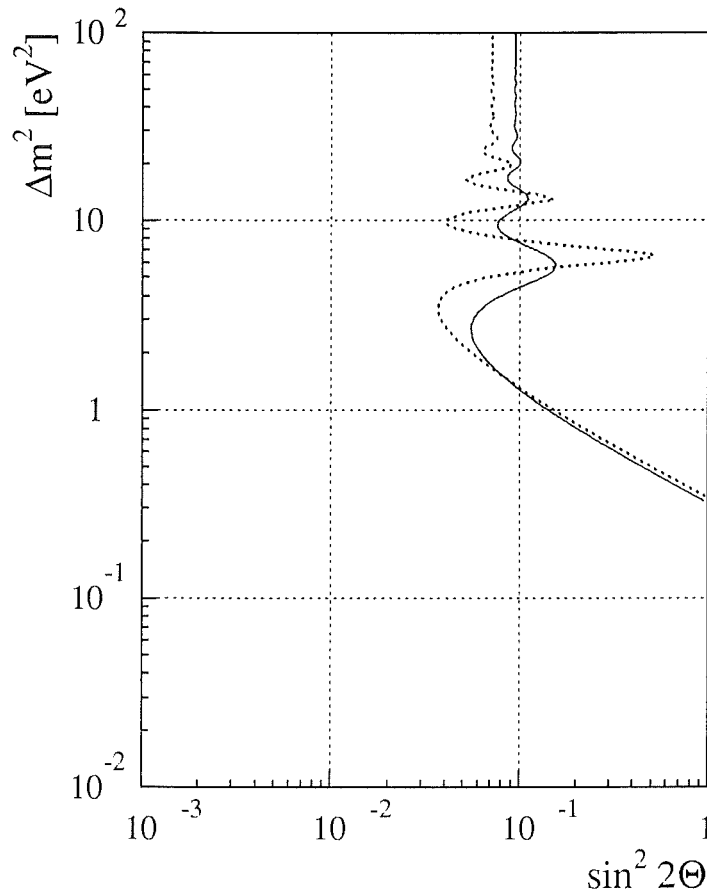


Abbildung 49: Ausschlußgrenzen für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\epsilon$ Oszillation
 — Nachweis durch Koinzidenz, - - - nur Nachweis des Positrons

Da die ν_μ monoenergetisch im *beam dump* erzeugt werden, wird als Wirkungsquerschnitt für die $^{12}\text{C}(\nu_\epsilon, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion der Wert

$$\sigma(E_\nu = 29.8 \text{ MeV}) = 4.95 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$$

benutzt [Don 91]. Mit der Dichte der ^{12}C -Kerne von $n(^{12}\text{C}) = 3.74 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ergeben sich bei voller Oszillationswahrscheinlichkeit nach Formel (4)

$$N = 57.6 \text{ Ereignisse.}$$

Der Nachweis des Elektrons erfolgt im Gegensatz zur Auswertung der ν_e induzierten CC-Reaktion im Zeitfenster der ν_μ , also während zweier je 150 ns langer Zeitintervalle, die allerdings teilweise mit den beiden Pulsen der prompten Neutronen überlappen. Die Elektronen sind ebenfalls monoenergetisch und haben eine Energie von 12.5 MeV, werden also in einem Energiefenster zwischen 10 und 14 MeV gesucht, vgl. Abbildung 11 auf Seite 23. Der Nachweis des Positrons erfolgt mit den bereits in Kapitel 2.3.1 besprochenen Schnitten. Alle verwendeten Schnitte und Nachweiswahrscheinlichkeiten finden sich in Tabelle 12. Mit einer Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit von 43.7% können von den 57.6 Ereignissen

$$N' = 0.437 \cdot 57.6 = 25.2 \text{ Ereignisse}$$

Tabelle 12: Nachweiswahrscheinlichkeiten für die $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation

	Schnitt auf	Zahlenwerte	Nachweiswahrscheinlichkeit	
			oszillierte ν_μ	ν_e von Strahl
Promptes Ereignis	Zeit	0–150, 330–480 ns	0.970	0.0688
	Energie	10 – 14 MeV	0.812	0.0865
	Totzeit	20 μ s nach T _{or}	0.945	0.945
Sequentielles Ereignis	Zeit	0.5 – 36 ms nach promptem Ereignis	0.780	0.780
	Energie	4 – 15 MeV	0.811	0.811
	Totzeit	20 μ s nach T _{or}	0.945	0.945
Räumliche Korrelation	Differenz von Reihe und Spalte längs Modulachse	0 – 1.5 0 – 50 cm	0.983	0.983
Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit			0.437	0.0037

detektiert werden.

Mit den gewählten Schnitten wurde kein Ereignis mit einer Oszillationssignatur in den Experimentdaten gefunden. Zufälliger Untergrund beläuft sich auf 0.2 ± 0.14 Ereignisse, Untergrund mit sequentiellen Strukturen wurde nicht gefunden.

Eine Auswertung mit einem offenen Fenster von 4–100 MeV für die Energie des prompten Ereignisses zeigt allerdings, daß mit wachsender Statistik durchaus Ereignisse aus der Ladungsaustauschreaktion $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$ in das enge $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Energiefenster fallen können und damit einen gefährlichen Untergrund für diese Oszillation darstellen. Abbildung 51 zeigt schraffiert die Energien der prompten Ereignisse aus der Ladungsaustauschreaktion mit dem Signal, das bei *full oscillation* zu erwarten wäre.

Wie bei der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation gibt es auch hier neutrinoinduzierten “Untergrund”, der von einer kleinen Beimischung im *beam dump* erzeugter ν_e schon während des ν_μ -Zeitfensters herrührt. Sein Anteil an mit $P=1$ nachgewiesenen, oszillierten ν_μ läßt sich aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte und Nachweiswahrscheinlichkeiten berechnen. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten sind in der letzten Spalte von Tabelle 12 mit aufgelistet

$$\frac{\nu_e \text{ von Strahl}}{\nu_e \text{ oszilliert}(P=1)} = \frac{9.38 \cdot 10^{-42} \text{cm}^2}{4.95 \cdot 10^{-42} \text{cm}^2} \cdot \frac{0.0037}{0.437} = 0.016 .$$

Für diese Auswertung wären 0.4 Ereignisse dieser ν_e aus der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion zu erwarten gewesen.

Bei keinem gemessenen Ereignis spielt allerdings die Höhe des Untergrunds keine Rolle,

wie der konstante Wert von S für $E=1$ in Abbildung 47 zeigt, so daß man mindestens $S=2.3$ Oszillationsereignisse ausschließen kann. Die daraus abgeleitete, mit 90% CL ausgeschlossene Oszillationswahrscheinlichkeit beträgt dann

$$P_{excl}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \frac{2.3}{25.2} = 0.091 \text{ (90\% CL)}.$$

Die damit ausgeschlossenen Oszillationsparameter gibt das rechts der Kurve liegende Gebiet in Abbildung 50 wieder. Für große Massenbetragsdifferenzen Δm^2 lassen sich Werte von $\sin^2 2\theta > 0.2$ ausschließen, für große Mischungswinkel kann $\Delta m^2 > 1 \text{ eV}^2$ ausgeschlossen werden.

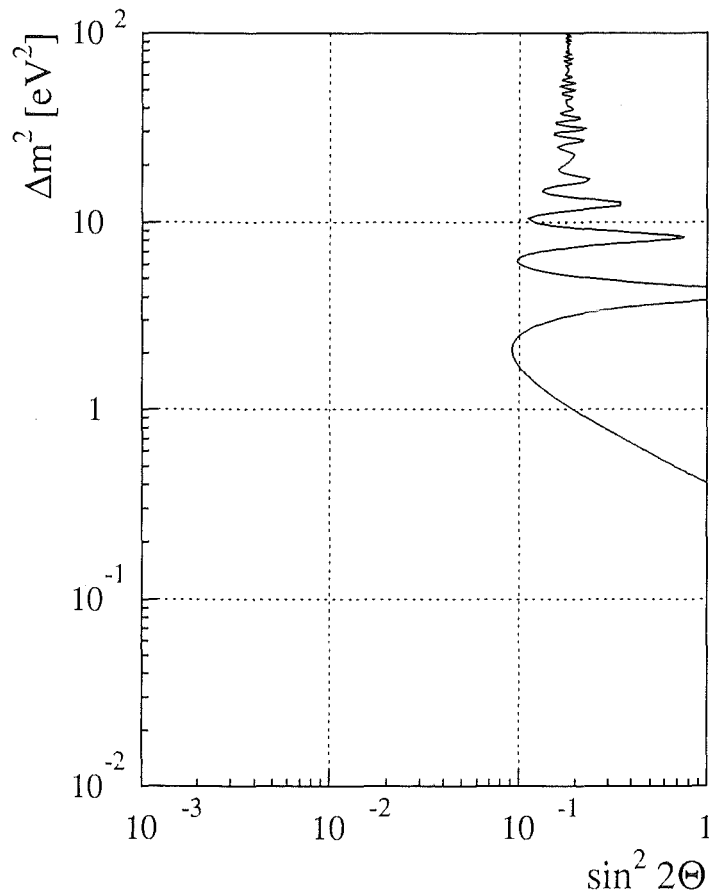


Abbildung 50: Ausschlußgrenzen für die $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation

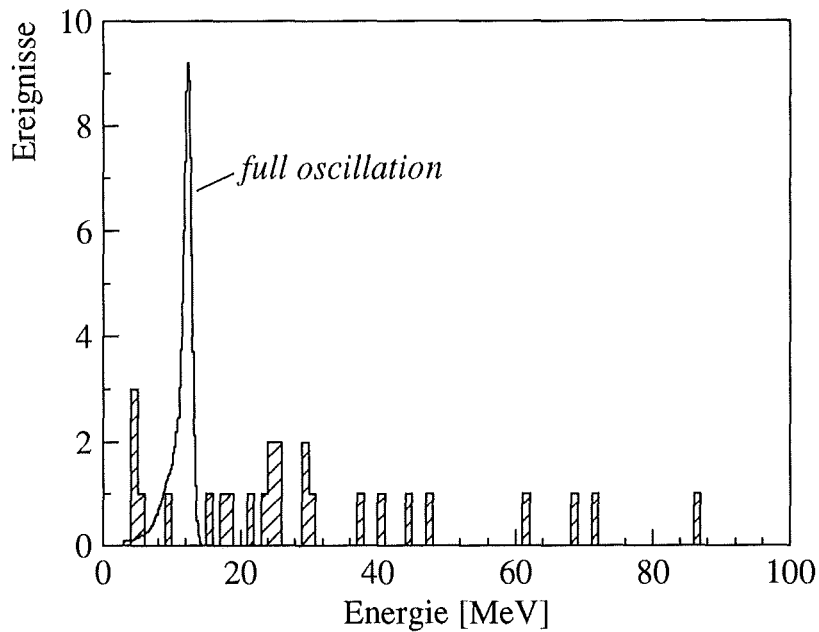


Abbildung 51: Energieverteilung prompter Neutronen im ν_μ -Zeitfenster, die sequentielles Ereignis haben (schraffiert), mit eingezeichnet ist das für *full oscillation* zu erwartende Signal der 12.5 MeV Elektronen.

7.4 Ausblick

Die nach einem Jahr Meßzeit mit KARMEN gefundenen Ausschließungsgrenzen für Oszillationsparameter sind im Vergleich zu anderen Experimenten noch nicht konkurrenzfähig. Die bisherige Auswertung hat aber an den niedrigen Untergrundraten gezeigt, von welcher Qualität diese Ergebnisse sind.

Allerdings stellt die Ladungsaustauschreaktion durch prompte Neutronen immer noch eine gefährliche Untergrundquelle für die $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation dar. Hier hilft in Zukunft nur eine noch bessere Abschirmung vor allem im Bereich des μ SR-Zwischentargets, das als Hauptquelle dieser prompten Neutronen fungiert, oder aber eine Beschränkung des ν_μ -Zeitfensters auf die ersten 55 ns nach T_0 , den Bereich, in dem keine Neutronen vorhanden sind. Damit verbunden ist jedoch aber ein Verlust an Nachweiswahrscheinlichkeit von 60%. Die letztendlichen Grenzen dieses Oszillationsexperiments werden aber von der zur Verfügung stehenden Meßzeit und der Anzahl der in dieser Zeit erzeugten Neutrinos dominiert. Eine Erhöhung des ISIS-Strahlstroms von zur Zeit 120 μ A auf den Designwert von 200 μ A ist ein notwendiger Schritt in diese Richtung.

A Lichtlecks

A.1 Bestimmung des Anteils an überkoppelndem Licht

Um den Effekt der Lichtundichtigkeit der KARMEN-Module quantitativ zu erfassen, wurde die Energiedeposition von Michelektronen aus dem Myonzerfall genauer untersucht. Ihre Energie kann bis zu 52.8 MeV betragen, die Anzahl im Detektor angesprochener Module liegt zwischen einem und fünf.

Für jedes Ereignis wurde das Modul mit der höchsten Energiedeposition gesucht; ausgeschlossen wurden dabei Ereignisse, bei denen dies ein defektes oder ein Modul am Detektorrand war. Jedes Modul wurde nach seiner Lage innerhalb einer Segmentierungseinheit klassifiziert: oben, in der Mitte und unten. Befindet sich ein Modul in einer der beiden mittleren Reihen, so kann Energie, die im Modul links oder rechts davon deponiert wurde, nur auf die Spur des Michelektrons zurückzuführen sein, denn in diese Richtung kann kein Licht entweichen. Bei mitangesprochenen Modulen ober- oder unterhalb kann es sich aber auch um an der vertikalen Plexiglasplatte nach oben oder unten reflektiertes Licht handeln. Um den Effekt des Lichtüberkoppelns zu isolieren, erzeugt man Spektren mit dem Verhältnis zwischen im Nachbarmodul und im Zentralmodul deponierter Energie. Subtrahiert man nun die Spektren der vertikalen (Elektronenspur + Überkoppeln) von denen der horizontalen Nachbarn (nur Elektronenspur), so ergibt sich ein Anteil von 6.5% an überkoppelndem Licht innerhalb einer Segmentierungseinheit. Die beiden primären Spektren sind in Abbildung 52 dargestellt. Analog dazu wurde der Lichttransport über Untereinheitsgrenzen hinweg zu 2% bestimmt.

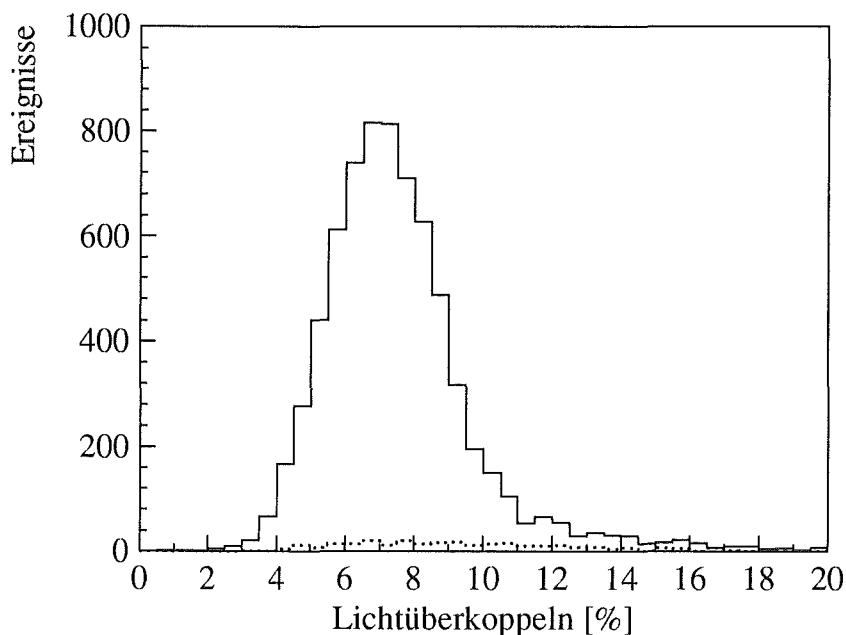


Abbildung 52: Energieanteil von vertikalen — und horizontalen - - - Nachbarmodulen relativ zu Modulen in der Mitte einer Segmentierungseinheit

A.2 Herleitung von Formeln zur ereignisweisen Energiekorrektur

Das Überkoppeln von Szintillationslicht von einem Modul in Nachbarmodule führt dort zu einer vermeintlich erhöhten Energiedeposition. Im folgenden werden Formeln hergeleitet, mit deren Hilfe man von der gemessenen Energie in einem Modul auf die tatsächlich deponierte Energie zurückrechnen kann.

Die gemessene Energie e_i in einem Modul setzt sich in 1. Näherung zusammen aus der tatsächlich deponierten Energie E_i und den übergekoppelten Anteilen αE_{i-1} und αE_{i+1} der Energien in den Nachbarmodulen.

Es werden nur Module betrachtet, die innerhalb einer Segmentierungseinheit vertikal überkoppeln, also maximal vier Stück. Der Anteil an Licht in horizontalen Nachbarmodulen oder über Segmentierungsgrenzen hinweg beträgt nur 2 % und kann deshalb vernachlässigt werden.

mit: α Bruchteil des übergekoppelten Lichts

$$\beta = 1 - \alpha^2$$

E_i tatsächlich deponierte Energie in i. Modul

e_i gemessene Energie in i. Modul

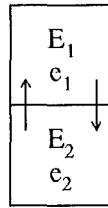
Zwei beteiligte Module

$$e_1 = E_1 + \alpha E_2$$

$$e_2 = \alpha E_1 + E_2$$

$$E_1 = \frac{1}{\beta} e_1 - \frac{\alpha}{\beta} e_2$$

$$E_2 = -\frac{\alpha}{\beta} e_1 + \frac{1}{\beta} e_2$$



Drei beteiligte Module

$$e_1 = E_1 + \alpha E_2$$

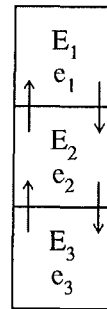
$$e_2 = \alpha E_1 + E_2 + \alpha E_3$$

$$e_3 = \alpha E_2 + E_3$$

$$E_1 = \frac{\beta}{\beta - \alpha^2} e_1 - \frac{\alpha}{\beta - \alpha^2} e_2 + \frac{\alpha^2}{\beta - \alpha^2} e_3$$

$$E_2 = -\frac{\alpha}{\beta - \alpha^2} e_1 + \frac{1}{\beta - \alpha^2} e_2 - \frac{\alpha}{\beta - \alpha^2} e_3$$

$$E_3 = \frac{\alpha^2}{\beta - \alpha^2} e_1 - \frac{\alpha}{\beta - \alpha^2} e_2 + \frac{\beta}{\beta - \alpha^2} e_3$$



Vier beteiligte Module

$$e_1 = E_1 + \alpha E_2$$

$$e_2 = \alpha E_1 + E_2 + \alpha E_3$$

$$e_3 = \alpha E_2 + E_3 + \alpha E_4$$

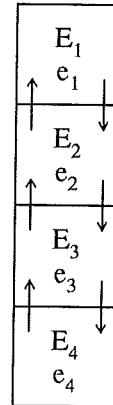
$$e_4 = \alpha E_3 + E_4$$

$$E_1 = \left(1 + \frac{\alpha^2 \beta}{\beta^2 - \alpha^2}\right) e_1 - \frac{\alpha \beta}{\beta^2 - \alpha^2} e_2 + \frac{\alpha^2}{\beta^2 - \alpha^2} e_3 - \frac{\alpha^3}{\beta^2 - \alpha^2} e_4$$

$$E_2 = -\frac{\alpha \beta}{\beta^2 - \alpha^2} e_1 + \frac{\beta}{\beta^2 - \alpha^2} e_2 - \frac{\alpha}{\beta^2 - \alpha^2} e_3 + \frac{\alpha^2}{\beta^2 - \alpha^2} e_4$$

$$E_3 = \frac{\alpha^2}{\beta^2 - \alpha^2} e_1 - \frac{\alpha}{\beta^2 - \alpha^2} e_2 + \frac{\beta}{\beta^2 - \alpha^2} e_3 - \frac{\alpha \beta}{\beta^2 - \alpha^2} e_4$$

$$E_4 = -\frac{\alpha^3}{\beta^2 - \alpha^2} e_1 + \frac{\alpha^2}{\beta^2 - \alpha^2} e_2 - \frac{\alpha \beta}{\beta^2 - \alpha^2} e_3 + \left(1 + \frac{\alpha^2 \beta}{\beta^2 - \alpha^2}\right) e_4$$



Literaturverzeichnis

- [Ahl 80] S.P. Ahlen, *Rev. Mod. Phys.* 52 (1980) 121
- [Ajz 90] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.* A506 (1990) 1
- [Ajz 91] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.* A523 (1991) 1
- [ALE 90] ALEPH Collaboration: D. Decamp *et al.*, *Phys. Lett.* B235 (1990) 339
- [All 84] O.C. Allkofer, P.K.F. Grieder, *Physics Data 25-1 Cosmic Rays on Earth* (1984)
- [All 89] R.C. Allen *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* A284 (1989) 347
- [All 90a] R.C. Allen *et al.*, *Phys. Rev. Letters* 64 (1990) 1330
- [All 90b] R.C. Allen *et al.*, *Phys. Rev. Letters* 64 (1990) 1871
- [Ant 91] P. Antonioli *et al.*, *Il Nuovo Cimento C14* (1991) 631
- [Ara 89] J. Arafune *et al.*, *Phys. Lett.* B217 (1989) 186
- [Ast 89] P. Astier *et al.*, *Phys. Lett.* B220 (1989) 646
- [Ave 89] M. Avenier, *Nucl. Instr. and Meth.* A284 (1989) 29
- [Bab 91] K.S. Babu, R.N. Mohapatra, *Phys. Lett.* B267 (1991) 400
- [Bar 88] R. Barbieri, R.N. Mohapatra, *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988) 27
- [Ber 78] J. Bernabéu, P. Pascual, *Nucl. Phys.* A324 (1978) 365
- [Ber 86] G. Bernardi *et al.*, *Phys. Lett.* B181 (1986) 176
- [Blo 85] V. Blobel, *CERN Report 85-09* (1985) 88
- [Bod 90] B. Bodmann *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* A286 (1990) 214
- [Bod 91] B. Bodmann *et al.*, *Phys. Lett.* B267 (1991) 321
- [Bou 57] C. Bouchiat, L. Michel, *Phys. Rev.* 106 (1957) 170
- [Bru 87] R. Brun *et al.*, *GEANT 3 CERN/DD/EE 84-1* (1987)
- [Bur 90] R.L. Burman, M.E. Potter, E.S. Smith, *Nucl. Instr. and Meth.* A291 (1990) 621
- [Bur 91] F. Burtak, *Dissertation, Universität Erlangen* (1991)
- [Cal 91] D.O. Caldwell, P. Langacker, *Phys. Rev.* D44 (1991) 823
- [Cam 74] D.C. Camp *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* A117 (1974) 189

- [Com 83] E.D. Commins, P.H. Bucksbaum, *Weak interactions of leptons and quarks*, Cambridge University Press (1983)
- [Dod 91] A. Dodd, private Mitteilung (1991)
- [Dod 92] A. Dodd, interner Report, wird veröffentlicht (1992)
- [Don 75] T.W. Donnelly, J.D. Walecka, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 25 (1975) 329
- [Don 79] T.W. Donnelly, R.D. Peccei, *Phys. Rep.* 50 (1979) 1
- [Don 91] T.W. Donnelly hat uns freundlicherweise sein Programm NUÉE zur Verfügung gestellt, mit dem die angegebenen Wirkungsquerschnitte ausgerechnet wurden.
- [Dre 90a] G. Drexlin *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* A289 (1990) 490
- [Dre 90b] G. Drexlin, Dissertation, Universität Karlsruhe und KfK (1990)
- [Ebe 92] V. Eberhard, Dissertation, Universität Karlsruhe und KfK-Bericht 5063 (1992)
- [Eit 91a] K. Eitel, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe und KfK (1991)
- [Eit 91b] K. Eitel, private Mitteilung (1991)
- [Fuk 88] M. Fukugita, Y. Kohyama, K. Kubodera, *Phys. Lett.* B212 (1988) 139
- [Fuk 90] M. Fukugita *et al.*, *Phys. Rev.* C41 (1990) 1359
- [Gei 91] D. Geiregat *et al.*, *Phys. Lett.* B259 (1991) 499
- [Gem 86] H. Gemmeke, W. Karbstein, J. Wochele, KfK unveröffentlichter Bericht (1986)
- [Gem 88] H. Gemmeke *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 35 (1988) 360
- [Gem 89] H. Gemmeke *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 36 (1989) 718
- [Gor 89] T. Gorringer, private Mitteilung und interner Report (1989)
- [Gre 85] L. Grenacs, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 35 (1985) 455
- [Gra 92] W. Grandegger, Dissertation in Vorbereitung, Universität Karlsruhe und KfK (1992)
- [Hax 88] W.C. Haxton, *Phys. Rev. Lett.* 60 (1988) 1999
- [Hax 91] W.C. Haxton, *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991) 2431
- [Hes 87] J. Hesselbarth, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe und KfK (1987)
- [Him 89] A. Hime, J.J. Simpson, *Phys. Rev.* D39 (1989) 1837, 1891
- [Him 91] A. Hime, N.A. Jelley, *Phys. Lett.* B257 (1991) 441

- [Kay 79] B. Kayser *et al.*, Phys. Rev. D20 (1979) 87
- [Kim 65] C.W. Kim, H. Primakoff, Phys. Rev. 139 (1965) 1447
- [Kno 79] G. Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley & Sons, New York (1979)
- [Kol 91] E. Kolbe, S. Krewald, K. Langanke, wird veröffentlicht (1991)
- [Kra 89] D.A. Krakauer, Dissertation, University of Maryland, USA (1989)
- [Lan 44] L. Landau, Jour. of Phys. 8 (1944) 201
- [Lyo 86] L. Lyons, *Statistics for nuclear and particle physicists*, Cambridge University Press (1986)
- [Mal 92] A. Malik, Dissertation in Vorbereitung, Queen Mary and Westfield College, London (1992)
- [Mam 89] W. Mampe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 593
- [Min 89] S.L. Mintz, M. Pourkaviani, Phys. Rev. C40 (1989) 2458 [†]
- [Min 91] S.L. Mintz, M. Pourkaviani in *Progress in Nuclear Physics*, W-Y.P. Hwang *et al.* (Hrsg.), Elsevier Science Publishing Co., New York (1991) 290 [†]
- [Moe 91] M.K. Moe in *Neutrino 90*, J. Panman, K. Winter (Hrsg.) Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 19 (1991) 158 und dort angegebene Referenzen
- [Mos 91] L. Moscoso in *Neutrino 90*, J. Panman, K. Winter (Hrsg.) Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 19 (1991) 147
- [Muk 77] N.C. Mukhopadhyay, Phys. Rep. 30 (1977) 144
- [Noz 83] S. Nozawa, Y. Kohyama, K. Kubodera, Prog. Theor. Phys. 70 (1983) 892
- [PDG 90] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, Phys. Lett. B239 (1990)
- [Per 82] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison Wesley Publishing Company, Reading (1982)
- [Pou 90] M. Pourkaviani, S.L. Mintz, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 16 (1990) 569
- [Pou 91] M. Pourkaviani, S.L. Mintz, Nucl. Part. Phys. 17 (1991) 1139 [†]
- [Rap 91] J. Rapp, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe und KfK (1991)
- [Rap 92] J. Rapp, Dissertation in Vorbereitung, Universität Karlsruhe und KfK (1992)
- [Sch 92] F. Schilling, Dissertation in Vorbereitung, Universität Erlangen (1992)

- [Sur 91] B. Sur *et al.*, Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2444
- [Suz 87] T. Suzuki, D.F. Measday, J.P. Roalsvig, Phys. Rev. C 35 (1987) 2215
- [Ush 86] N. Ushida *et al.*, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 2897
- [Wal 75] J.D. Walecka in *Myon Physics II*, V.W. Hughes, C.S. Wu (Hrsg.) Academic Press, New York (1975) 113
- [Whe 49] J.A. Wheeler, Rev. Mod. Phys. 21 (1949) 133
- [Wil 91] J.F. Wilkerson in *Neutrino 90*, J. Panman, K. Winter (Hrsg.) Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 19 (1991) 147
- [Woc 89] J. Wochele, Dissertation, Universität Karlsruhe und KfK (1989)
- [Zac 86] G. Zacek *et al.*, Phys. Rev. D34 (1986) 2621
- [Zec 89] G. Zech, Nucl. Instr. and Meth. A277 (1989) 608
- [Zei 85] B. Zeitnitz, Prog. in Part. Phys. 13 (1985) 445

† Zur Angabe eines flußgemittelten Wirkungsquerschnitts werden von Mintz *et al.* erst Beiträge ab der Schwellenenergie zur Berechnung hinzugezogen, so daß die in der Literatur angegebenen Werte entsprechend umskaliert wurden.