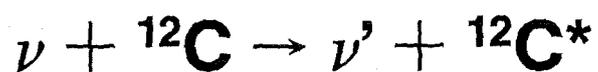


KfK 5063
August 1992

Erster Nachweis der inelastischen Neutrino- Kern-Streuung



V. Eberhard
Institut für Kernphysik

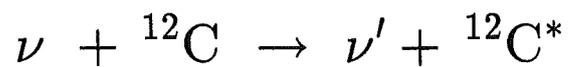
Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 5063

Erster Nachweis der inelastischen
Neutrino–Kern–Streuung



Veit Eberhard

von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte Dissertation

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH, KARLSRUHE

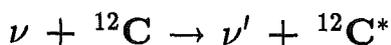
Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Erster Nachweis der inelastischen Neutrino-Kern-Streuung



Das Neutrinoexperiment KARMEN wird seit Herbst 1989 an der Spallationsneutronenquelle ISIS des Rutherford-Appleton-Laboratoriums in England betrieben. Die aus dem Pionzerfall im ISIS beam dump stammenden Neutrinos (ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$) werden in einem 56 t Flüssigszintillationskalorimeter nachgewiesen, das ein massives aktives Target aus ${}^{12}\text{C}$, ${}^1\text{H}$ und Elektronen darstellt.

Das physikalische Programm des KARMEN-Experiments umfaßt die Suche nach Neutrino-Oszillationen ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) und die Untersuchung der Neutrino-Kernwechselwirkung durch den geladenen und den neutralen schwachen Strom.

Durch den extrem kleinen Wirkungsquerschnitt von Neutrino-Kernreaktionen in der Größenordnung von 10^{-41} cm^2 werden in einem solchen Experiment ungefähr ein Neutrinoereignis pro Tag erwartet. Daher ist es notwendig, strahlkorrelierten Untergrund durch eine schwere Eisenabschirmung zu unterdrücken und kosmischen Untergrund durch ein effizientes Vetozählersystem zu erkennen.

Ein Teil dieser Arbeit bestand in der Untersuchung des strahlkorrelierten Untergrunds, speziell hinsichtlich der Identifizierung von Untergrundquellen und der Verbesserung der Abschirmung. Insgesamt konnte eine starke Verringerung des strahlkorrelierten Untergrunds erreicht werden.

Hauptziel dieser Arbeit war der erstmalige Nachweis der Neutrino-Kern-Anregung durch den neutralen schwachen Strom ${}^{12}\text{C}(\nu, \nu'){}^{12}\text{C}^*(1^+, 1; 15.1 \text{ MeV})$, deren Reaktionssignatur im alleinigen Nachweis des 15 MeV γ -Quants aus dem γ -Zerfall des (1^+1) Niveaus von ${}^{12}\text{C}$ besteht. Der Nachweis dieser 'single prong' Reaktion wird durch die guten kalorimetrischen Eigenschaften des KARMEN-Detektors, durch die effiziente Untergrundunterdrückung und durch die genaue Kenntnis der verbleibenden Untergrundreaktionen ermöglicht.

Der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt der ${}^{12}\text{C}(\nu, \nu'){}^{12}\text{C}^*(1^+, 1; 15.1 \text{ MeV})$ Kernanregung wurde in dieser Arbeit zu

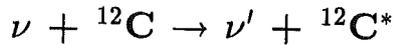
$$\langle \sigma(\nu_e + \bar{\nu}_\mu) \rangle = (11.4 \pm 4.0(\text{stat}) \pm 1.6(\text{syst})) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$$

bestimmt und ist in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch berechneten Wert.

Das KARMEN-Experiment soll, mit inzwischen noch weiter verbesserten Untergrundverhältnissen, für vier weitere Jahre Daten nehmen. Mit der dann deutlich erhöhten Statistik sind präzise Daten für die Neutrino-Kern-Wechselwirkung durch den neutralen und geladenen schwachen Strom, und zumindest sehr zuverlässige Ausschließungsgrenzen für Neutrinooszillationen zu erwarten.

Abstract

First observation of the inelastic neutrino–nucleus–scattering



Since the end of the year 1989 the neutrino experiment KARMEN is in operation at the spallation neutron source ISIS of the Rutherford Appleton Laboratory in England.

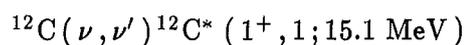
Neutrinos (ν_μ , ν_e and $\bar{\nu}_\mu$) emerging from π^+ decay at rest in the ISIS beam dump are detected in a 56 tonne liquid scintillator calorimeter serving as a massive life target of ${}^{12}\text{C}$ and ${}^1\text{H}$ nuclei and electrons.

The physical goals of the KARMEN-experiment are the search for neutrino oscillations in the $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ and $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ appearance channels and the investigation of neutrino – nucleus interactions by both charged and neutral current.

Due to the extremely small cross sections of neutrino reactions in the range of 10^{-41} cm^2 , approximately only one neutrino event per day can be expected in the experiment. Therefore the detector has to be heavily shielded against beam correlated neutron background by a massive (6000 tonne) steel shielding. An efficient veto counter system in combination with an intelligent trigger system makes it possible to recognize efficiently background events due to cosmic radiation.

One part of this work deals with the identification of beam correlated neutron background sources and subsequent improvements of the KARMEN shielding, resulting in a significant reduction of the beam correlated neutrons.

In the main part of this work, the first observation of the neutrino - nucleus excitation due to the weak neutral current



is described. The signature of this reaction is based solely on the detection of the 15 MeV γ -quantum emitted in the deexcitation of the ${}^{12}\text{C}(1^+, 15 \text{ MeV})$ level.

The detection of this neutrino induced single prong reaction is only possible due to the good calorimetric properties of the KARMEN detector, the efficient background suppression and the detailed knowledge of the remaining background.

The cross section of the ${}^{12}\text{C}(\nu, \nu') {}^{12}\text{C}^*(1^+, 1; 15.1 \text{ MeV})$ neutrino nucleus excitation, averaged over the ν_e and $\bar{\nu}_\mu$ flux from the ISIS beam dump, is found to be

$$\langle \sigma(\nu_e + \bar{\nu}_\mu) \rangle = (11.4 \pm 4.0(\text{stat}) \pm 1.6(\text{syst})) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$$

which is in good agreement with theoretical values.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die Neutrinoquelle ISIS	5
3	Physikalische Ziele und Reaktionssignaturen	8
3.1	Neutrinooszillationen	8
3.1.1	Reaktionssignatur der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillation	9
3.1.2	Reaktionssignatur der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillation	10
3.2	Neutrino-Kern-Wechselwirkung	10
3.2.1	Elementarteilchen Modell	12
3.2.2	Donnelly-Walecka-Modell	14
3.2.3	Rechnungen nach der Continuum Random Phase Approximation . .	16
3.2.4	Vergleich der Modellrechnungen	17
3.2.5	Neutrino-Kern-Anregung durch den geladenen Strom in KARMEN	18
3.2.6	Neutrino-Kernanregung durch den neutralen schwachen Strom in KARMEN	19
4	Das KARMEN Detektorsystem	21
4.1	Der Zentraldetektor und der innere Antizähler	22
4.1.1	Energie- und Ortsauflösung des Zentraldetektors	23
4.2	Innere passive Abschirmung	24
4.3	Äußerer Antizähler	24
4.4	Der ν -Bunker	25
5	Elektronik, Trigger und Datenaufnahme des KARMEN-Detektors	27
5.1	'Front end'-Elektronik	28
5.1.1	Datenauslese und Speicherung	29
5.2	Trigger des KARMEN-Detektors	29
5.2.1	Koinzidenzbedingung auf der ASTERIX-Karte	30
5.2.2	Memory Lookup Unit	31
5.2.3	Triggerlogik und Triggerprozessor	31
5.2.4	Softwaretrigger im ACC	33
5.3	Zeitkalibration	33
5.4	Detektorkalibration	34
5.4.1	Detektoreinstellung	35
5.4.2	Ortskalibration	35
5.4.3	Energiekalibration	35
6	Strahlkorrelierter Untergrund	37

7	Kosmischer Untergrund	40
7.1	Myoninduzierter Untergrund im KARMEN-Detektor	40
7.1.1	Positive Myonen	41
7.1.2	Negative Myonen	41
7.1.3	Inelastische Myon-Kern-Streuung	43
7.2	Identifikation kosmischen Untergrunds im KARMEN-Detektor	45
7.2.1	Ereignisse nach gestoppten Myonen im aktiven Volumen	47
7.2.2	Ereignisse nach gestoppten Myonen in der inneren passiven Abschirmung	49
7.2.3	'Data Stack'-Reduktion des kosmischen Untergrunds	50
7.2.4	Effekt der 'Data-Stack'-Reduktion'	51
7.2.5	Verbleibende Untergrundereignisse	52
8	Neutrino – Kernanregung durch den neutralen schwachen Strom	54
8.1	Datenbasis	54
8.2	Datenreduktion	56
8.3	Datenanalyse im $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitfenster	56
8.3.1	Zeitfenster	57
8.3.2	'Data-Stack'-Reduktion	58
8.3.3	Untergrundsubtraktion	59
8.3.4	Verkleinerung des Nachweisvolumens ('Fiducial Volume Cut')	62
8.3.5	Neutrinoereignisse in $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitfenster	64
8.4	Quantitative Auswertung im $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitfenster	68
8.4.1	Neutrinofluß	68
8.4.2	Raumwinkel	69
8.4.3	Zahl der Targetkerne	69
8.4.4	Nachweiswahrscheinlichkeiten	70
8.4.5	Subtraktion des CC-Ereignisse	72
8.4.6	Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(1^+, 1; 15.1 \text{ MeV})$ Reaktion	77
8.5	Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion	80
8.6	Auswertung im ν_μ -Zeitfenster	85
9	Résumé und Ausblick	89
A	Untersuchung des strahlkorrelierten Untergrunds und Verbesserung der Abschirmung	91
A.1	Situation im Testrun 1988	91
A.1.1	Zeitstruktur strahlkorrelierter Neutronen	92
A.1.2	Räumliche Verteilung der Neutronen im Testrun 1988	93

A.2	Verbesserung der Detektorabschirmung	94
A.2.1	Bor-Polyethylen Abschirmung innerhalb des ν -Bunkers	94
A.2.2	Zusätzliche Abschirmung außerhalb des ν -Bunkers	97
A.3	Langsame Neutronen	99
A.3.1	Zeitspektrum der langsamen Neutronen	99
A.3.2	Ortsverteilung der langsamen Neutronen	101
A.3.3	Integrale Zählraten langsamer Neutronen	103
A.3.4	Energiespektrum der langsamen Neutronen	104
A.4	Prompte Neutronen	107
A.4.1	Zeitstruktur der prompten Neutronen	107
A.4.2	Energiespektrum der prompten Neutronen	108
A.4.3	Räumliche Verteilung der prompten Neutronen	110
A.4.4	Suche nach Quellen prompter Neutronen	110
A.4.5	Neutronenmessungen außerhalb des ν -Bunkers	112
A.4.6	Prompte Neutronen in KARMEN und die μ SR-Targetdicke	113
A.4.7	Verbesserung der Abschirmung im Winter 'shut-down' 1990/91	115
A.4.8	Teilerfolg der Abschirmungsmaßnahmen	116
A.4.9	Weitere Quellen prompter Neutronen	116
A.4.10	Zählraten schneller Neutronen	120
A.5	Prompte Neutronen mit sequentieller Struktur	121
A.5.1	$^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$ Ladungsaustauschreaktion	121
A.5.2	$\text{Gd}(n, \gamma)$ Reaktion nach prompten Neutronen	124
B	Literaturverzeichnis	127

1 Einleitung

Die klassische Theorie der schwachen Wechselwirkung wurde, basierend auf Fermis Ansatz, als punktförmige Wechselwirkung zwischen einem hadronischen und einem leptonischen Strom entwickelt. Zunächst wurde in dieser Theorie nur die Vektor-Vektor-Stromkopplung berücksichtigt, mit der die 'erlaubten' Fermi-Übergänge, z.B. die $0^+ \rightarrow 0^+$ Zerfälle von ^{14}O oder von ^{10}C erklärt werden konnten. In der Natur sind jedoch Kern- β -Zerfälle mit Spinänderung $\Delta J=1$ ohne Paritätsänderung (Gamow-Teller-Übergänge) stark vertreten, die durch den reinen Vektorstromansatz nicht erklärt werden können. Es zeigte sich in der Folge, daß durch eine Vektor-Axialvektor (V-A) Kopplung die meisten niederenergetischen schwachen Wechselwirkungs-Prozesse beschrieben werden können.

Diese klassische V-A-Theorie beinhaltet jedoch mehrere Einschränkungen: Beispielsweise können Mesonzerfälle in Leptonen, bei denen der hadronische Strom ins Vakuum verschwindet, nicht theoretisch berechnet werden. Die Berechnung von Streuquerschnitten z.B. der ν -e Streuung liefert eine quadratische Energieabhängigkeit für hohe Teilchenenergien die im Widerspruch zu experimentell gefundenen Verlauf stehen [Gro 89].

Auf der Basis einer $SU(2) \times U(1)$ Eichtheorie wurde von Weinberg, Salam und Glasgow eine renormierbare Theorie der schwachen Wechselwirkung (WSG-Theorie) entwickelt [Gla 61] [Wei 67] [Sal 68]. Als Konsequenz dieser Theorie, die die schwache Wechselwirkung mit der elektromagnetischen Wechselwirkung vereinigt, wird die punktförmige Strom-Strom-Wechselwirkung der Fermi-Theorie durch eine von geladenen W^\pm -Bosonen vermittelte *Austauschwechselwirkung* ersetzt. Neben diesem geladenen schwachen Strom sagt die WSG-Theorie an das Z^0 -Boson koppelnde schwache *neutrale* Ströme voraus.

Der erste Nachweis einer Reaktion durch den schwachen neutralen Strom erfolgte durch die Beobachtung der elastischen ν_μ - e^- bzw. $\bar{\nu}_\mu$ - e^- Streuung ohne Myon im Endkanal im GARGAMELLE-Experiment am CERN [Has 73]. Durch eine Reihe weiterer Experimente (z.B. CHARM I und II [Ber 82, Sta 88]) wurde die Existenz schwacher neutraler Ströme bestätigt. Die Existenz neutraler hadronischer Ströme wurde durch tief-inelastische Neutrino-Nukleon-Streuexperimente [Dor 86] überprüft.

Der direkte Nachweis reeller W- und Z-Bosonen gelang 1983 am CERN bei der Analyse tief-inelastischer $p\bar{p}$ -Streuprozesse bei einer Schwerpunktsenergie von 540 GeV [UA1 83] [UA2 83].

Durch eine Vielzahl von Experimenten wurde die WSG-Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung bis auf das Niveau von Strahlungskorrekturen getestet, wobei bis heute keine eindeutigen Abweichungen festgestellt werden konnten.

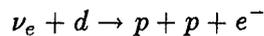
Dennoch erhebt sich die Frage nach einer Physik jenseits des *Standardmodells*. In der WSG-Theorie werden die Neutrinos als masselos angenommen, während alle anderen Leptonen massebehaftet sind. *Grand Unified Theories* (GUT), die versuchen die starke Wechselwirkung mit der elektroschwachen Wechselwirkung zu vereinigen, favorisieren dagegen massive Neutrinos. In kosmologischen Theorien werden ebenfalls massive Neutrinos als

Erklärung für 'dunkle Materie', die etwa 85% der Masse Universums ausmacht, diskutiert. Das solare Neutrino­problem [Row 85] [Bah 89], also die Diskrepanz zwischen dem gemessenen solaren ν_e -Fluß von 2.0 ± 0.3 SNU (SNU = *Solar Neutrino Unit*) und dem theoretisch berechneten Wert von 5.8 ± 2.2 SNU ließe sich ebenfalls mit massebehafteten Neutrinos durch *Vakuum-Neutrino-Oszillation* [Kay 89] oder den *Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein Effekt* [Mik 88] erklären.

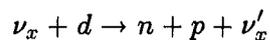
Bei den bisher durchgeführten Experimenten, die Solarneutrinos oder Neutrinos aus Supernovas nachweisen, wurden nur Reaktionen durch den geladenen schwachen Strom betrachtet. Bei Neutrinoenergien unterhalb der Myonerzeugungsschwelle, wie sie für Sonnen- und Supernova-Neutrinos typisch sind, sind somit nur Elektron-(Anti)-Neutrinos der Messung zugänglich. Beim Davis-Experiment [Dav 68] und anderen Experimenten (Kamio­kande, GALLEX, SAGE), die den solaren ν_e -Fluß messen, kann daher nicht entschieden werden, ob weniger Neutrinos als erwartet von der Sonne emittiert werden, oder ob sich der ν_e -Fluß durch Umwandlung in andere Neutrino­flavours vermindert hat.

Eine Möglichkeit, weiterreichende Informationen über den solaren Neutrino­fluß zu gewinnen, ist die **Neutrino-Kernanregung durch den neutralen schwachen Strom**. Im Rahmen des Standardmodells ist die An­kopplung von Neutrinos an das Z^0 unabhängig von der Neutrino­flavour, so daß durch die neutrale Strom-Wechselwirkung an Kernen der Gesamtfluß von Neutrinos gemessen werden kann.

Das Sudbury-Schwerwasser-Experiment [Aar 87] ist daraufhin konzipiert. Hier sollen solare Neutrinos zum einen durch die geladene schwache Strom-Reaktion

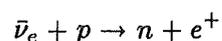


zum anderen durch den vom neutralen schwachen Strom induzierten Deuteriumaufbruch

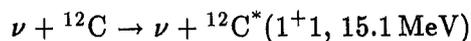


nachgewiesen werden. Aus den relativen Raten der beiden Prozesse kann man im Prinzip unabhängig vom Sonnenmodell ablesen, ob die Umwandlung von ν_e in Neutrinos anderen Flavours für das solare Neutrino­problem verantwortlich ist. Der Deuteronaufbruch durch den neutralen schwachen Strom wurde erstmals mit $\bar{\nu}_e$ aus einem Kernreaktor in einem aktiven Schwerwasser Target nachgewiesen [Pas 79].

Für den Nachweis von Myon- und Tau-Neutrinos aus kollabierenden Sternen in großvolumigen Szintillationsdetektoren auf Mineralölbasis (z.B. LVD Detektor [Alb 86]) wird ebenfalls die neutrale Neutrino-Kernanregung vorgeschlagen [Ant 91]. Wegen des hohen Wirkungsquerschnitts wird das Hauptsignal von Supernova Neutrinos in einem solchen unterirdischen Experiment durch die geladene schwache Strom-Reaktion



gebildet. Die Signatur dieser Reaktion besteht dann in einer verzögerten Koinzidenz des Positronereignisses und dem Nachweis des Neutrons durch den Einfang an einem Proton unter γ -Emission. Supernova Neutrinos aller Flavours ($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$) können durch den neutralen schwachen Strom die Neutrino-Kernanregung



induzieren. Das Signal für diese Reaktion ist der Nachweis der 15.1 MeV γ Linie bei der Abregung des angeregten ${}^{12}\text{C}$ -Zustands, die das Energiespektrum der Positronen aus der geladenen schwachen Strom-Reaktion überlagert.

In dieser Arbeit wird der erstmalige Nachweis einer inelastischen Neutrino-Kern-Streuung durch den schwachen neutralen Strom an ${}^{12}\text{C}$ beschrieben. Der Nachweis der ${}^{12}\text{C}(\nu, \nu') {}^{12}\text{C}^*(1^+, 1; 15.1 \text{ MeV})$ -Reaktion ist Teil des physikalischen Programms des KARMEN¹-Experiments, das an der Beam Dump Neutrinoquelle ISIS am Rutherford-Appleton Laboratorium in England von einer deutsch-britischen Kollaboration² betrieben wird. Nebender Beobachtung der Kernanregung von ${}^{12}\text{C}$ durch den neutralen schwachen Strom ist die Untersuchung der Reaktion durch den geladenen schwachen Strom ${}^{12}\text{C}(\nu_e, e^-) {}^{12}\text{N}$ ein weiterer Schwerpunkt der physikalischen Ziele des KARMEN-Experiments. Die gleichzeitige Beobachtung der Kernanregung von ${}^{12}\text{C}$ durch geladenen *und* neutralen Strom stellt die erste systematische Untersuchung der Wechselwirkung von Neutrinos mit Kernen dar. Aufgrund der extrem kleinen Wirkungsquerschnitte ν -induzierter Reaktionen in der Größenordnung von 10^{-41} cm^2 ist selbst bei einer intensiven Neutrinoquelle wie sie ISIS darstellt und einem massiven Detektor nur eine Reaktionsrate von ungefähr *einem* Ereignis pro Tag zu erwarten. Die genaue Kenntnis der Untergrundreaktionen ist daher von herausragender Bedeutung für derartige Experimente. Dies gilt insbesondere für den Nachweis der ${}^{12}\text{C}(\nu, \nu') {}^{12}\text{C}^*(1^+, 1; 15.1 \text{ MeV})$ -Reaktion, deren Signal allein aus der Detektion des 15.1 MeV γ -Quants aus dem γ -Zerfall des angeregten (1^+) Niveaus besteht. Die 'single prong' Natur dieser NC-Reaktion erfordert daher eine effektive Unterdrückung von strahlkorreliertem und kosmischen Untergrund und eine eingehende Analyse der zugrundeliegenden Reaktionsmechanismen.

Ein Teil diese Arbeit bestand daher in der detaillierten Untersuchung der Untergrundreaktionen, die durch strahlkorrelierte Neutronen verursacht werden. Die wichtigsten Eigenschaften dieses Neutronenuntergrunds und die Auswirkungen auf den Neutrinonachweis werden in Kapitel 5 kurz dargelegt. Die ausführliche Dokumentation dieser Untersuchungen, speziell der Lokalisierung verschiedener Quellen des Neutronenuntergrunds und der entsprechenden Abschirmungsmaßnahmen findet sich im Anhang.

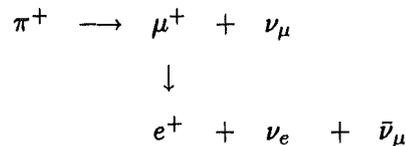
¹ KARMEN steht für KARlsruhe-Rutherford-Mittel- Energie-Neutrino-Experiment

² KARMEN-Kollaboration: Kernforschungszentrum Karlsruhe, Universität Karlsruhe, Universität Erlangen-Nürnberg, Rutherford-Appleton Laboratorium Chilton (UK), Queen Mary and Westfield College London (UK), Oxford University

Kapitel 6 behandelt den durch kosmische Strahlung induzierten Untergrund im KARMEN-Detektor und die Möglichkeit, diesen Untergrund durch das Triggersystem zu erkennen. Das Hauptziel dieser Arbeit, der Nachweis der Neutrino-Kernanregung durch den neutralen schwachen Strom $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ wird in Kapitel 7 ausführlich beschreiben. Insbesondere wird hierbei auf die Anwendung eines Verfahrens zur Untergrunderkennung eingegangen, ohne das der Nachweis von NC-Ereignissen im KARMEN-Detektor nicht möglich wäre.

2 Die Neutrinoquelle ISIS

Die Spallationsneutronenquelle ISIS des Rutherford Appleton Laboratory in Chilton, England ermöglicht neben einer Vielzahl von Experimenten aus dem Bereich der nuklearen Festkörperphysik auch Experimente auf dem Bereich der Mittelenergie-Neutrino-Physik. Die Spallationsneutronenquelle wird an einem 'rapid cycling' Synchrotron, das einen gepulsten Protonenstrahl mit einer Energie von 800 MeV erzeugt, betrieben. Die Protonenpulse treffen mit einer Taktfrequenz von 50 Hz auf ein massives Uran-Schwerwasser (U-D₂O) Target, das zugleich den 'Beam-Dump' darstellt. Die hier durch Spallation erzeugten Neutronen werden nach ihrer Moderation durch flüssig Methan- und Wasserstoffmoderatoren in Strahlrohren durch die massive Abschirmung der Targetstation zu den umgebenden Festkörperphysik-Experimenten geführt. Im U-D₂O Target entstehen neben den Spallationsneutronen auch Pionen in allen drei Ladungszuständen, π^- , π^0 und π^+ . Die π^0 zerfallen sehr schnell ($\tau = 8.4 \times 10^{-17}$ s) in 2 γ Quanten (98.8%) oder in ein γ und Elektron-Positron Paare (1.2 %). Der Zerfall in Neutrino-Antineutrino Paare ist dagegen stark unterdrückt ($< 6.5 \times 10^{-6}$) [PDG 90]. Die geladenen Pionen werden innerhalb von 10^{-10} s im U-D₂O Target gestoppt, so daß nur einige Promille davon im Flug zerfallen. Negative Pionen werden wegen des sehr hohen Einfangquerschnitts von den Targetkernen absorbiert und entfallen somit für die Neutrino-Produktion. Der Zerfall der positiven Pionen in Ruhe erzeugt drei Neutrino-Flavours in gleicher Intensität nach der folgenden Zerfallskette:



Die Energieverteilung der Neutrinos aus dem π^+ - und dem μ^+ - Zerfall ist durch die Zerfallskinetik bestimmt. Der π^+ -Zerfall liefert als Zweikörperprozeß monoenergetische Myonenneutrinos der Energie $E_{\nu_\mu} = 29.79$ MeV. Der Dreiteilchenzerfall des μ^+ erzeugt ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ mit kontinuierlichen Energiespektren mit Maximalenergien bis zu $E_{max} = 52.83$ MeV (Abb. 1). Die Energieverteilungen der ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ aus dem μ^+ -Zerfall lassen sich als rein leptonischer Prozeß nach der V-A Theorie berechnen [Com 83]. Die Zahl der in ein Energieintervall $d\epsilon$ emittierten Neutrinos ist demnach:

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

$$\epsilon = \frac{E_\nu}{E_{max}} \quad \text{mit} \quad E_{max} = 53.83 \text{ MeV}, \quad \rho = \begin{cases} 0 & \text{für } \nu_e \\ \frac{3}{4} & \text{für } \bar{\nu}_\mu \end{cases}$$

Durch den Michelparameter ρ wird die analytische Form der Energiespektren der ν_e bzw. $\bar{\nu}_\mu$ festgelegt.

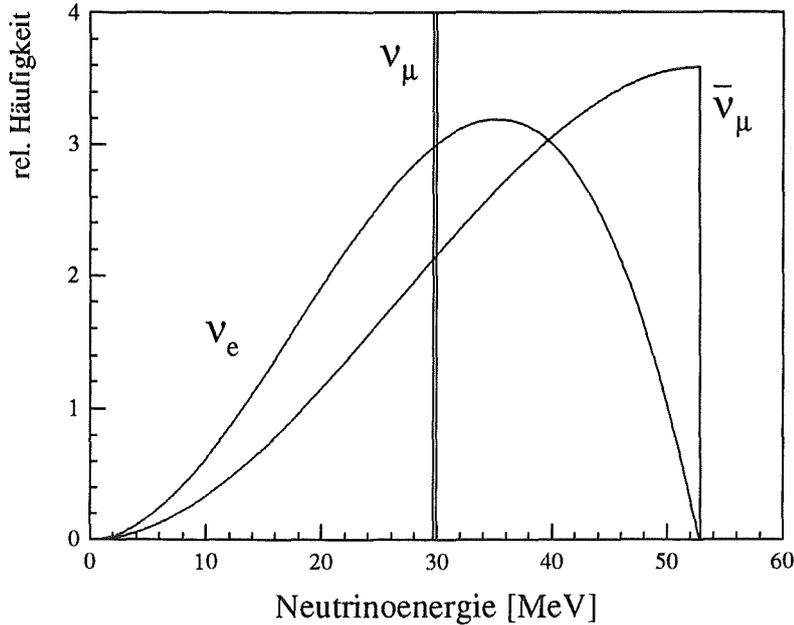


Abb. 1: Energieverteilung der ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ aus dem ISIS-Beam Dump

In seiner endgültigen Ausbaustufe soll der ISIS Beschleuniger einen 800 MeV Protonenstrahl mit 200 μA Strahlstrom erzeugen. Bei einer Pionproduktionsrate von 0.041 π^+ pro 800 MeV Proton [Dod92] beträgt dann der integrale Fluß für jede beim π^+ -Zerfall erzeugte Neutrinoart 5.12×10^{13} ν pro Sekunde. Da der π^+ -Zerfall wie der darauffolgende μ^+ -Zerfall in Ruhe erfolgt, werden die Neutrinos isotrop emittiert. Die Intensität des Neutrinostrahls folgt somit dem quadratischen Abstandsgesetz: $\Phi_\nu = \Phi_0/4\pi r^2$.

Die gepulste Zeitstruktur der ISIS ν -Quelle ist die herausragende Eigenschaft dieser Anlage. Die Protonen werden aus dem Synchrotron mit einer Taktfrequenz von 50 Hz in zwei je 100 ns breiten, parabelförmigen Strahlpulsen extrahiert. (In Abb. 2a durch die gestrichelte Linie angedeutet.) Die Protonenstrahlpulse haben einen zeitlichen Abstand von 330 ns. Da der π^+ -Zerfall mit einer Zerfallszeit von $\tau_{\pi^+} = 26$ ns sehr rasch erfolgt, ist die Zeitstruktur der ν_μ eng mit der Zeitstruktur des Strahls korreliert. Die Zeitverteilung der Myoneneutrinos ergibt sich hierbei aus der Faltung der parabelförmigen Strahlstruktur mit dem exponentiellen Abfall des Pionzerfalls. Innerhalb der ersten 500 ns nach dem Strahl können demnach zwei 150 ns breite ν_μ -Auswertefenster definiert werden (Siehe Abb. 2). Durch den weitaus langsameren μ^+ -Zerfall zeigen die ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ keine Doppelpulsstruktur, sondern bilden einen mit der Myonenlebenszeit von $\tau_\mu = 2.2$ μs exponentiell abfallenden Neutrinoimpuls. In einem Zeitbereich von 0.5 bis 10 μs nach dem Strahl kann ein Auswertefenster für die ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ definiert werden, das keine ν_μ enthält. Die Kontamination des ν_μ Auswertefensters mit ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ beträgt etwa 5%. Mit den so definierten Zeitbereichen ergibt sich für das ν_μ -Auswertefenster ein Dutyfaktor von

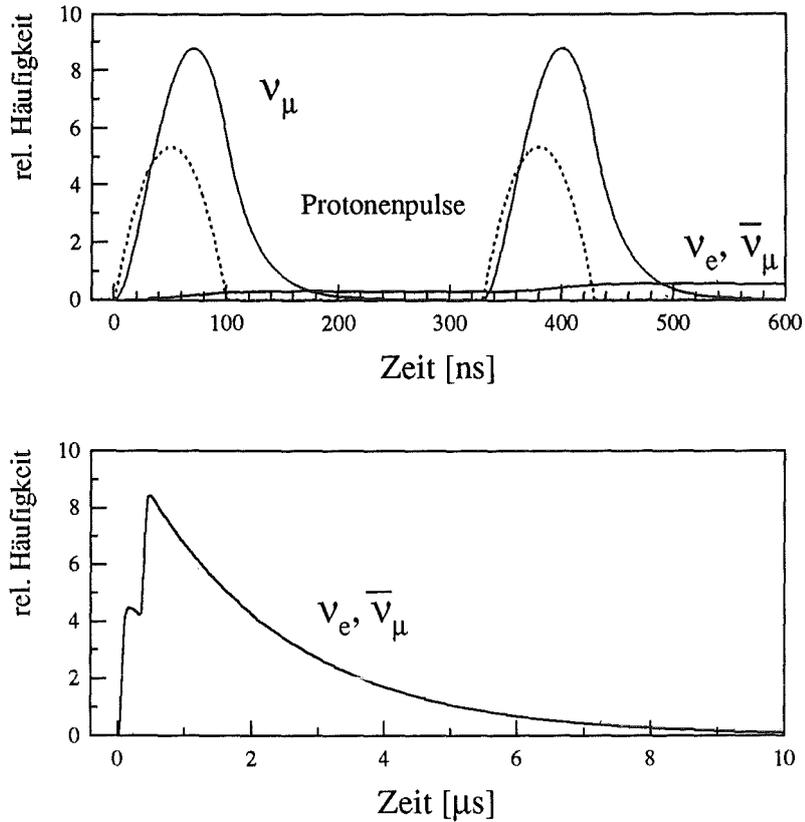


Abb. 2: Zeitverteilung der Beam Dump Neutrinos:

- a) ν_μ -Zeitfenster
- b) ν_e - und $\bar{\nu}_\mu$ -Zeitfenster

1.5×10^{-5} , für das $\nu_e/\bar{\nu}_\mu$ -Auswertefenster ein Dutyfaktor von 3.25×10^{-4} . Die Zeitstruktur des Protonenstrahls von ISIS ermöglicht somit, wie sonst an keiner anderen verfügbaren Beschleunigeranlage, neben der Trennung der ν_μ von den ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ durch eine Zeitmessung bezüglich zum Strahl, auch eine effektive Unterdrückung von nicht strahlkorrelierten (i.a. kosmischen) Untergründereignissen. Während der 20 ms langen Strahlpausen kann darüberhinaus der kosmische Untergrund mit hoher Genauigkeit gemessen werden.

3 Physikalische Ziele und Reaktionssignaturen

Unter Ausnutzung der speziellen Zeitstruktur der ISIS Neutrinoquelle eröffnet das Flüssig-Szintillations-Kalorimeter KARMEN die experimentelle Untersuchung mehrerer Reaktionen und Phänomenen auf dem Gebiet der Neutrino-Physik [Zei 85 Mas 87]. Im folgenden wird die physikalische Zielsetzung des KARMEN-Experiments vorgestellt, die technischen Einzelheiten werden anschließend in Kapitel 3 beschrieben.

3.1 Neutrinooszillationen

Ein Hauptziel des KARMEN-Experiments ist die Suche nach Neutrino-Oszillationen, die nur dann möglich sind, wenn Neutrinos massebehaftete Teilchen sind. Im Falle massiver Neutrinos sind die Neutrinoeigenzustände der schwachen Wechselwirkung $|\nu_\ell\rangle$, ($\ell = e, \mu, \tau$) nicht notwendig Eigenzustände des Hamiltonoperators, sondern müssen vielmehr als lineare Überlagerung von Masseneigenzuständen $|\nu_m\rangle$ betrachtet werden:

$$|\nu_\ell\rangle = \sum_{m=1}^3 U_{\ell m} |\nu_m\rangle$$

$U_{\ell m}$ ist hierbei eine unitäre 3×3 Matrix, die durch 3 Winkel und eine komplexe Phase parametrisiert werden kann [Kay 89]. Betrachtet man die Mischung von nur zwei Neutrino-Flavours kann die Mischungsmatrix durch nur einen Mischungswinkel θ beschrieben werden [Per 82].

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

Die Folge der Mischung von Massenzuständen ist, daß sich bei einem Neutrinoimpuls p_ν der leichtere Massenzustand schneller bewegt als der schwerere. Die Komponenten ν_1 und ν_2 geraten mit der Zeit außer Phase und entsprechen nicht mehr den ursprünglichen Neutrino-Flavourzustand. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein ν_μ der Energie E_ν in einem Abstand L von der Quelle noch als ν_μ existiert, ergibt sich zu:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2\left(\frac{1.27 \times \Delta m^2 \times L}{E_\nu}\right)$$

Die Differenz der quadratischen Massen der Masseneigenzustände $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ wird in dieser Darstellung in $(\text{eV}/c^2)^2$ gemessen, L in Meter und E_ν in MeV. In der Zwei-Neutrino-Näherung ist folglich die Wahrscheinlichkeit, daß ein ν_μ in einem Abstand L von der Quelle als ν_e existiert:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = 1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu)$$

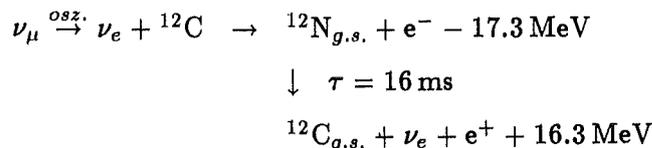
Die Oszillationswahrscheinlichkeit hängt demnach bei gegebener Neutrinoenergie und festem Detektorabstand zur Neutrinoquelle vom Mischungswinkel θ und der Differenz der

Massenquadrate Δm^2 ab. Die Sensitivität eines Oszillationsexperiments zeigt sich in der minimalen Oszillationswahrscheinlichkeit P , bei der das Auftauchen ('Appearance') bzw. das Verschwinden ('Disappearance') von Neutrinos noch statistisch signifikant nachgewiesen werden kann. Oszillationsexperimente mit Kernreaktoren als Neutrinoquelle (Gösgen, Bugey, Rovno) untersuchen als Disappearance-Experimente das Verschwinden von Neutrinos aus dem $\bar{\nu}_e$ -Fluß des Reaktors, da Neutrinos aus möglichen Oszillationen der Art $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ im Detektormaterial bei Reaktorenergien nicht nachgewiesen werden können. Bei diesen Experimenten ist man darauf angewiesen, den Neutrinofluß aus dem Reaktor genau zu berechnen oder das Experiment an zwei verschiedenen Abständen zum Reaktor durchzuführen. Beide Methoden beinhalten eine Vielzahl von Unsicherheiten, so daß die erreichbaren Sensitivitäten lediglich im Bereich von 10^{-1} liegen.

Oszillationsexperimente am Beam Dump von Beschleunigern (BNL, LAMPF, ISIS) sind in der Regel Appearance-Experimente mit Sensitivitäten im Bereich von 10^{-2} bis 10^{-3} , da das Auftauchen von Neutrino flavours signifikanter nachgewiesen werden kann als die Verminderung eines relativ ungenau bekannten ν -Flusses. Mit dem KARMEN-Experiment am ISIS Beam Dump können gleichzeitig die zwei Appearance-Experimente $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ untersucht werden.

3.1.1 Reaktionssignatur der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillation

Myon-Neutrinos werden im ISIS Beam Dump monoenergetisch mit 29.8 MeV mit einer eng mit dem zeitlichen Strahlprofil korrelierten Zeitstruktur erzeugt. ν_e , die durch Oszillation aus ν_μ entstanden sind, haben folglich dieselbe Zeitstruktur und Energie und können durch den inversen β -Zerfall am Kohlenstoff des Flüssigszintillators nachgewiesen werden:



Im KARMEN-Detektor wird folgende sequentielle Ereignisstruktur erwartet:

- In den beiden ν_μ -Zeitfenstern ein Elektron mit einer Energie von $E_{e^-} = (E_{\nu_e} - Q) = 12.5 \text{ MeV}$ als promptes Ereignis.
- In derselben oder darauffolgenden Strahlperiode, also in einem zeitlichen Abstand von bis zu 40 ms am selben Ort im Detektor ein Positron mit einer Maximalenergie von 16.3 MeV als sequentielles Ereignis.

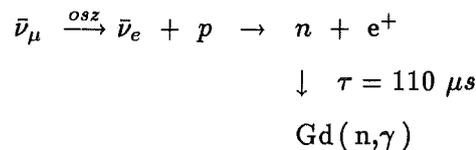
Die Kontamination der ν_μ -Zeitfenster mit ν_e aus dem μ^+ -Zerfall beträgt in einem Energiebereich von $E_{\nu_e} = 0 - 53 \text{ MeV}$ 5.4 %. Mit einem Schnitt auf die Elektronenenergie im prompten Fenster von 10 bis 14 MeV läßt sich diese Kontamination auf weniger als 1 % reduzieren [Woc 89]. Die Kernanregung des ${}^{12}\text{C}$ durch den geladenen schwachen Strom

in angeregte Zustände des ^{12}N kann nicht mit einer solchen sequentiellen Signatur nachgewiesen werden, da alle angeregten ^{12}N -Zustände durch prompte Protonemission oder α -Emission zerfallen.

Im späteren Zeitfenster (etwa 0.5 bis 7 μs nach dem Strahl) können die ν_e aus dem ISIS Beam Dump durch dieselbe Nachweisreaktion beobachtet werden (siehe Kap. 2.2.4). Da ν_e und ν_μ in derselben Intensität produziert werden, kann durch entsprechende Normierung die Oszillationswahrscheinlichkeit $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ erstmals unabhängig vom Neutrinofluß und dem Wirkungsquerschnitt der Nachweisreaktion angegeben werden.

3.1.2 Reaktionssignatur der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillation

Im ISIS Beam Dump ist die Produktion von $\bar{\nu}_e$ durch den großen Einfangsquerschnitt der π^- stark unterdrückt [Woc 89]. Der Nachweis von $\bar{\nu}_e$ im KARMEN-Detektor wäre daher eine starke Evidenz für die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillation. Der Nachweis von $\bar{\nu}_e$ erfolgt über den inversen β -Zerfall an Protonen des Flüssigszintillators:



Die Zerfallsneutronen werden durch den $\text{Gd}(n, \gamma)$ -Einfang an einer geringen Menge Gadolinium, die in den Detektor eingebracht ist, nachgewiesen. Hierbei entstehen im Mittel 3 γ -Quanten mit einer Gesamtenergie von 8 MeV. Die Diffusionszeit der Zerfallsneutronen bis zur Einfangsreaktion beträgt im Mittel 110 μs [Gra 88]. Somit stellt der $\bar{\nu}_e$ -Nachweis ebenfalls eine Zwei-Stufen Signatur dar:

- Als promptes Ereignis erwartet man im $\nu_e/\bar{\nu}_\mu$ -Zeitfenster (0.5 bis 7 μs nach T_0) ein Positron mit einer Energie bis zu 50 MeV.
- Als sequentielles Ereignis erwartet man mit einer Zeitdifferenz zum prompten Ereignis von bis zu 500 μs den Nachweis der γ -Quanten aus der Neutroneneinfangsreaktion in einem Abstand von bis zu 70 cm vom Ort des prompten Ereignis.

Die Maximalenergie der Positronen ist durch den Q-Wert und die Reaktionskinematik bestimmt. Die Form des Positronenspektrums ist nicht nur vom Wirkungsquerschnitt des inversen β -Zerfalls abhängig, sondern auch, wegen der Energieabhängigkeit der Oszillationswahrscheinlichkeit, von den Oszillationsparametern Δm^2 und $\sin^2 2\theta$.

3.2 Neutrino-Kern-Wechselwirkung

Das KARMEN-Experiment ermöglicht neben der Suche nach Neutrino-Oszillationen die Untersuchung der Wechselwirkung von Neutrinos mit Kernen am Beispiel von ^{12}C . Abb. 3

zeigt die im KARMEN-Experiment zugänglichen Kernübergänge von ^{12}C in das $A = 12$ Isospintriplett.

Der durch ν_e induzierte Übergang zum $^{12}\text{N}_{g.s.}$ dient, wie schon gezeigt, dem Nachweis der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillation, ist aber als Neutrinoeaktion an sich von großem Interesse in Bereichen der Kern-, Astro- und Teilchen-Physik. Bei beam dump Neutrinoenergien ist dieser Übergang durch den geladenen schwachen Strom (CC von engl. charged current), also durch den Austausch von W^\pm , nur für ν_e möglich.

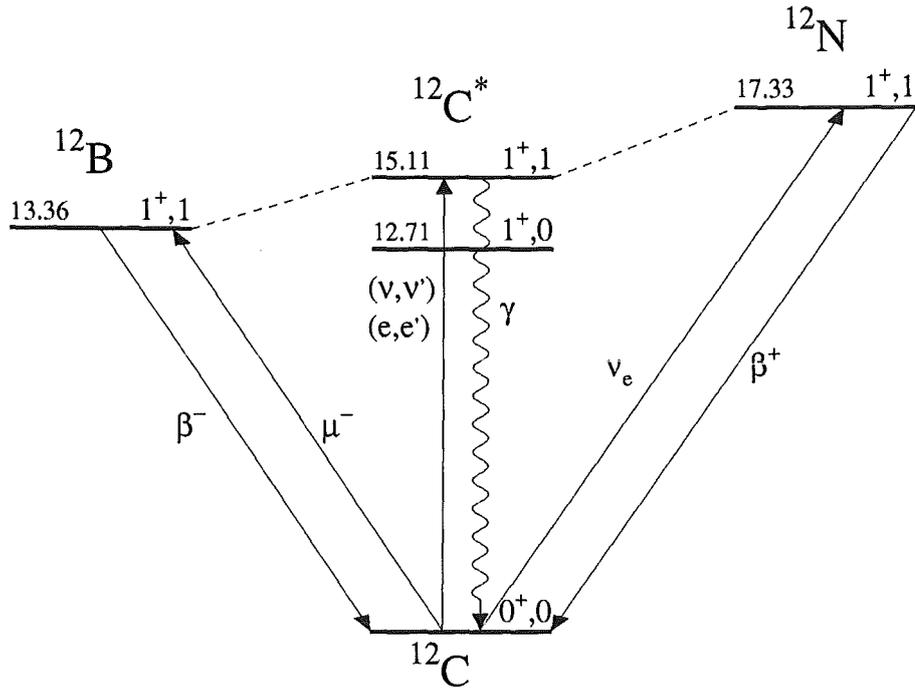


Abb. 3: Das $A = 12$ Isospintriplett

Der Übergang vom ^{12}C -Grundzustand zum $^{12}\text{C}^*$ (15.1 MeV) Niveau dagegen kann von allen drei Neutrinoeavors aus der $\pi^+ - \mu^+$ -Zerfallskette durch den neutralen schwachen Strom (NC von engl. neutral current), also den Austausch eines Z^0 , induziert werden. Da durch die Zeitstruktur ν_μ von ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ abgetrennt werden können, ist es möglich die μ -e Universalität des neutralen schwachen Stroms zu testen, also die Gleichheit der Ankopplung der verschiedenen Neutrinoeavors an das Z^0 . Setzt man andererseits die μ -e Universalität als richtig voraus, kann mittels der Neutrino-Kern-Anregung durch den neutralen schwachen Strom der Gesamtfluß aller Neutrinoeavors aus einer Neutrinoquelle gemessen werden.

Die Anregung von ^{12}C zum ^{12}B -Grundzustand, dem dritten Mitglied des isobaren Isospintripletts, kann im KARMEN-Experiment nur durch den μ^- -Einfang kosmischer Myonen erfolgen, da die Produktion von $\bar{\nu}_e$ im ISIS-Beam-Dump massiv unterdrückt ist.

Bei neutrinoinduzierten Kernübergängen mit definierten Änderungen des Drehimpul-

ses, der Parität und des Isospins lassen sich bestimmte Anteile des schwachen Stroms studieren. Die neutrinoinduzierten Übergänge vom ^{12}C ($J^\pi T = 0^+0$)-Grundzustand in das ^{12}C (1^+1 ; 15.1 MeV) Niveau und den $^{12}\text{N}(1^+1)$ Grundzustand selektieren wegen des Spinflips ($\Delta J = 1$) die axialvektoriellen Anteile des schwachen hadronischen Stroms, wegen der Isospinänderung $\Delta T=1$, $\Delta T_3=0,1$ dessen isovektoriellen Anteile. Durch diese Funktion des ^{12}C -Kerns als 'Spin-Isospin-Filter' ist es somit möglich, selektiv die isovektor-axialvektor-Kopplung des schwachen hadronischen Stroms zu untersuchen.

Die eigentliche Meßgröße im KARMEN-Experiment ist der Wirkungsquerschnitt dieser neutrinoinduzierten Reaktionen. Aussagen über die Kopplung des schwachen Stroms erhält man durch den Vergleich theoretisch berechneter Wirkungsquerschnitte mit experimentellen. Die bestimmende Größe des Wirkungsquerschnitts dieser semileptonischen Reaktionen ist das Übergangsmatrixelement

$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u \langle f | J_\mu | i \rangle = \frac{G}{\sqrt{2}} j^\ell J^h$$

das im wesentlichen das Produkt des leptonischen Übergangsmatrixelements j^ℓ mit dem hadronischen J^h darstellt. Die Leptonenwellenfunktion wird hierbei mit u bezeichnet, für den geladenen schwachen Strom ist $J_\mu = V_\mu - A_\mu$, für den neutralen schwachen Strom gilt $J_\mu = V_\mu - A_\mu - 2 \sin^2 \Theta_w J_\mu^{em}$.

Der rein leptonische Teil des Übergangsmatrixelements kann im Rahmen des Standardmodells der schwachen Wechselwirkung exakt berechnet werden. Für die Berechnung des Kernübergangs $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ im hadronischen schwachen Strom müssen dagegen Modelle verwendet werden, die der komplizierten inneren Struktur des Kerns durch eine geeignete Parametrisierung Rechnung tragen.

3.2.1 Elementarteilchen Modell

Ein vielfach verwendetes Modell ist das *Elementarteilchenmodell* (EPM), das von Kim, Primakoff et al. [Kim 65] zur Berechnung von Kern- β -Zerfällen entwickelt wurde. Die Übergangsmatrixelemente werden hierbei durch bekannte kinematische Größen und durch nukleare *Formfaktoren*, die die relevanten inneren Strukturen der Kerne beschreiben, parametrisiert [Kim 79]. Diese Formfaktoren sind zum Teil durch elektromagnetische Übergänge experimentell zugänglich. Für die Beschreibung der hier betrachteten Neutrino-Kern Reaktionen benötigt man i.a. vier Formfaktoren, den axialen, schwachen magnetischen und elektrischen sowie einen pseudotensoriellen Formfaktor ($F_A(q^2)$, $F_M(q^2)$, $F_E(q^2)$ und $F_P(q^2)$), die vom Impulsübertrag $q^2 = (q_f - q_i)^2$ abhängen. $F_M(q^2)$, $F_E(q^2)$ und $F_P(q^2)$ spielen als 'induzierte schwache Ströme' [Gre 85] eine nur untergeordnete Rolle, so daß als dominanter Formfaktor nur der axiale Term $F_A(q^2)$ verbleibt.

Die Hypothese des erhaltenen Vektorstroms (*conserved vector current CVC*), die den schwachen ladungsändernden Vektorstrom mit dem elektromagnetischen Isektorstrom verknüpft, verbindet Kernmatrixelemente des hadronischen schwachen Vektorstroms mit korrespondierenden Kernmatrixelementen des hadronischen elektromagnetischen Stroms [Wal83]. Auf diese Weise wird der schwache magnetische Formfaktor $F_M(q^2)$ mit dem magnetischen Formfaktor $\mu(q^2)$ des Kerns verknüpft. Es gilt

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

für den ladungsändernden schwachen Strom und

$$F_M^{NC}(q^2) = \mu(q^2)(1 - 2 \sin^2 \Theta_w)$$

für den neutralen schwachen Strom [Min8289]. Der magnetische Formfaktor $\mu(q^2)$ kann aus der Elektron-Kernstreuung erschlossen werden, seine q^2 Abhängigkeit wird durch einen Dipolfit sehr gut beschrieben.

Die hier betrachteten ν -Kern-Reaktionen werden bei Beam-Dump-Neutrino Energien vom axialen Formfaktor $F_A(q^2)$ dominiert, für den es kein elektromagnetisches Analogon gibt. Aus β -Zerfallsdaten ist der Wert von $F_A(0)$ bekannt, es gibt bis jetzt jedoch keine direkten Messungen der q^2 -Abhängigkeit. In einer nicht-relativistischen Impulsnäherung kann die q^2 -Abhängigkeit von $F_A(q^2)$ für den geladenen schwachen Strom durch den magnetischen Formfaktor beschrieben werden [Min89]:

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

Der axiale Formfaktor des neutralen Stroms wird auf dieselbe Weise abgeschätzt und lautet dann:

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

Die Genauigkeit dieser Näherung der q^2 -Abhängigkeit wird auf etwa $\pm 10\%$ geschätzt [Min91 Fuk88].

Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der CC-Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ wird dann im wesentlichen durch einen Phasenraumfaktor, der von der Neutrinoenergie E_{ν_e} und der Massendifferenz $\Delta M = 17.3 \text{ MeV}$ zwischen $^{12}\text{C}_{g.s.}$ und $^{12}\text{N}_{g.s.}$ abhängt, und dem Quadrat des Übergangsmatrixelements \mathcal{M} bestimmt [Fuk88].

$$\sigma^{CC} \propto (E_{\nu_e} - \Delta M)^2 |\mathcal{M}|^2$$

Für die NC-Anregung $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ gilt im Prinzip dieselbe Relation, mit der Ausnahme daß ΔM durch die Anregungsenergie $E_{exc} = 15.1 \text{ MeV}$ ersetzt wird.

$$\sigma^{NC} \propto (E_{\nu} - E_{exc})^2 |\mathcal{M}|^2$$

Die beiden wichtigsten Terme im Übergangsmatrixelement M sind der axiale und der schwache magnetische Formfaktor (F_A und F_M), wobei F_A der dominierende Term ist. Da die NC-Formfaktoren wegen des unterschiedlichen Isospinanteils um einen Faktor $\sqrt{2}$ kleiner sind als die CC-Formfaktoren, sind bei beam dump Energien die Wirkungsquerschnitte der NC-Reaktionen etwa um einen Faktor 2 kleiner als die entsprechenden CC-Wirkungsquerschnitte.

$$\sigma^{NC} \simeq \frac{1}{2} \sigma^{CC}$$

Das Vorzeichen des schwachen magnetischen Formfaktors F_M ist für Neutrinos positiv, für Anti-Neutrinos negativ. Hierdurch entsteht für Neutrinos ein konstruktiver, für Antineutrinos ein destruktiver Interferenzterm von F_A und F_M im Betragsquadrat des Übergangsmatrixelements.

$$|\mathcal{M}|^2 \simeq |F_A^2 \pm F_A F_M + F_M^2|$$

Durch diesen Interferenzterm ergibt sich für die $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion für Neutrinos ein höherer Wirkungsquerschnitt als für Antineutrinos.

Auf der Basis des Elementarteilchen Modells wurden von einer Reihe Autoren [Min 82, 89, 91, Pou 90, Fuk 88, Ber 79] die Wirkungsquerschnitte für die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion sowie für die $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(1^+, 1)$ -Streuung für beam dump Neutrinos berechnet. In den Tabellen 1 und 2 sind die für beam dump Neutrinos flußgemittelten Wirkungsquerschnitte dieser EPM-Rechnungen angegeben.

Rechnungen mit dem Elementarteilchen Modell sind im allgemeinen auf Kernübergänge beschränkt, bei denen ein gebundener Endzustand des Kerns vorliegt. Für Kernübergänge, die in z.B. teilcheninstabile Zustände führen, wird die Zahl der zu berücksichtigenden Formfaktoren sehr schnell unhandlich groß.

3.2.2 Donnelly-Walecka-Modell

Im Donnelly-Walecka Modell [Don 79, Wal 75, Con 72] wird versucht, das Übergangsmatrixelement in einer mikroskopischen Weise zu behandeln.

Der hadronische Strom J_μ kann in einen Vektor- und einen Axialvektor-Anteil zerlegt werden, die ihrerseits aus isoskalaren ($T = 0; M_T = 0$) und isovektoriellen ($T = 1; M_T = 0, \pm 1$) Anteilen bestehen.

$$J_\mu = [\beta_V J_\mu^V + \beta_A J_\mu^A]_{TM_T}$$

$\beta_{V,A}$ bezeichnet hierbei die vektorielle bzw. axiale Kopplungskonstante. Diese Operatoren des hadronischen Stroms werden jeweils für den vektoriellen und axialen Teil in *Multiploperatoren*

$$O_{JM, JTM_T} = M, L, T^{el}, T^{mag}$$

entwickelt [Don 79]. M steht für einen Coulomb-Operator, L für einen longitudinalen elektrischen, T^{mag} und T^{el} für einen transversalen magnetischen und elektrischen Operator.

Dadurch ergibt sich eine Parametrisierung des hadronischen Stroms bezüglich der Drehimpuls- und Isospin-Quantenzahlen des Anfangszustands bzw. des Endzustands des Kerns.

Durch ein generalisiertes Wigner-Eckart-Theorem können die Matrixelemente dieser Multipoloperatoren bezüglich des Drehimpulses als auch des Isospins reduziert werden:

$$\langle J' M'; T' M_T' | O_{JM_J T M_T} | J M_J; T M_T \rangle = (C.G.)_J \cdot (C.G.)_T \langle J'; T' | O_{JT} | J T \rangle$$

(C.G.) bezeichnen die jeweiligen *Clebsch-Gordan*-Koeffizienten.

Der Wirkungsquerschnitt der hier betrachteten CC und NC Prozesse läßt sich in einer verallgemeinerten Rosenbluth Form durch diese doppelt reduzierten Matrixelemente der Multipoloperatoren ausdrücken. Der Vorteil dieser Prozedur ist, daß im Gegensatz zum EPM selbst für Übergänge in komplizierte Endzustände nur maximal 8 Multipoloperatoren berücksichtigt werden müssen. Durch CVC kann zudem einer dieser Multipoloperatoren eliminiert werden. Das Problem ist somit auf die Berechnung der Viel-Teilchen Matrixelemente der Multipoloperatoren reduziert. Diese Viel-Teilchen Matrixelemente werden in einer mikroskopischen Behandlung durch eine Summe von Ein-Nukleon-Matrixelementen ausgedrückt, die mit Hilfe der Ein-Nukleon-Formfaktoren berechnet werden. Bei den Ein-Nukleon-Formfaktoren, die nicht durch elektromagnetische Übergänge erschlossen werden können, also insbesondere die axialen Formfaktoren, werden ähnliche Annahmen gemacht wie im EPM für die Kern-Formfaktoren.

Für niedere Neutrinoenergien, wie es bei Beam-Dump Neutrinos näherungsweise der Fall ist, ergibt sich die Näherung des *Long Wavelength Limits* (LWL). Für kleine Impulsüberträge q^2 können einerseits die Multipoloperatoren entscheidend vereinfacht werden, andererseits dominieren für kleine q^2 die $J = 1$ Multipoloperatoren, also die Axialvektor-Anteile, während die Vektor-Anteile stark unterdrückt sind. Dadurch reduziert sich die Zahl der zu berechnenden Multipolmatrixelemente beträchtlich.

Für die reinen isovektor Übergänge innerhalb des $A=12$ Isospintripletts (Abb. 3), also die NC und CC-Reaktionen wie auch für die β -Zerfälle in den ^{12}C -Grundzustand, wird im LWL nur ein und dasselbe Multipolmatrixelement benötigt. Die β -Zerfallsraten ω_β des ^{12}B - bzw. ^{12}N -Zerfalls sind sehr gut bestimmt. Man kann nun das Multipolmatrixelement dieser isovektor Übergänge durch die β -Zerfallsraten

$$\omega_\beta |^{LWL(J=1)} = \frac{4}{3\pi^2} G^2 f^\pm |\mathcal{M}|^2$$

ausdrücken und somit das relevante Matrixelement weitgehend modellunabhängig bestimmen [Don 79]. G bezeichnet hier die Fermi-Kopplungskonstante, f^\pm ist ein dimensionsloser Phasenraumfaktor, wobei sich \pm auf das Vorzeichen des emittierten geladenen Leptons

bezieht. Der Wirkungsquerschnitt für die CC-Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ lautet dann:

$$\sigma|_{\nu_e, e^-}^{\text{LWL}(J=1)} = \frac{\pi^2}{2} S_\nu \beta \left(\frac{E_{\nu_e} - \Delta M}{M_N} \right)^2 \frac{\omega_\beta}{f^\pm}$$

und für die NC Reaktion $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$:

$$\sigma|_{\nu, \nu'}^{\text{LWL}(J=T=1)} = \frac{\pi^2}{4} S_\nu \beta_A^{T=1} \left(\frac{E_\nu - E_{exc}}{M_N} \right)^2 \frac{\omega_\beta}{f^\pm}$$

$S_\nu = 5.56 \cdot 10^{-37} \text{cm}^2$ ist ein Skalierungsfaktor, der von der Fermikonstante und der Nukleonmasse bestimmt wird. Man erkennt dieselbe Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts im LWL wie beim EPM und, falls die Kopplungskonstanten β und $\beta_A^{T=1}$ vergleichbare Größe haben, dasselbe Verhältnis der CC und NC Wirkungsquerschnitte zueinander. Der Vergleich des so berechneten Wirkungsquerschnitts für den NC-Prozess mit einem experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitt erlaubt dann die Bestimmung der isovektor-axialvektor-Kopplungskonstante $\beta_A^{T=1}$.

Die LWL-Näherung verliert ihre Gültigkeit für Impulsüberträge q^2 , die gegenüber dem Fermi-Impuls $Q_F \approx 250 \text{ MeV}$ der Nukleonen im Kern nicht mehr als klein angesehen werden können. Im LWL muß gelten:

$$\frac{q}{Q_F} \ll 1$$

Mit einem maximalen Impulsübertrag von $q_{max} = 2E_\nu - E_{exc}$ ist die Gültigkeitsrelation für eine mittlere Energie der beam dump Neutrinos von etwa $\langle E_\nu \rangle = 35 \text{ MeV}$ noch gut erfüllt. Für die höheren Energien ist jedoch mit deutlichen Abweichungen zu rechnen.

3.2.3 Rechnungen nach der Continuum Random Phase Approximation

Erst in letzter Zeit wurden Rechnungen mittels der *Continuum Random Phase Approximation* (CRPA) für NC und CC Neutrino-Kernanregungen von ^{12}C und anderen Kernen durchgeführt [Kol91 92]. Kernanregungen werden hier, ausgehend von einem Schalenmodell-Grundzustand, als eine Summe von Teilchen-Loch-Zuständen mit beliebiger Phase zueinander beschrieben. Ziel dieser Rechnungen ist, neben Vorhersagen von Wirkungsquerschnitten für Experimente mit Beam-Dump-Neutrinos, die inelastische Neutrino-Kernstreuung in astrophysikalischen Szenarios zu untersuchen. Die Vorstellung ist hierbei, daß beim Kollaps eines massiven Sterns (Supernova des Typs II), ein intensiver Fluß von Neutrinos aller Flavours mit den in den äusseren Schichten des Sterns konzentrierten schwereren Elementen wechselwirkt, und so trotz des kleinen Wirkungsquerschnitts substantielle Auswirkungen auf die Elementsynthese hat. Besonders interessant ist hier die flavourunabhängige Neutrino-Kern-Anregung durch den neutralen Strom [Har 91]. CRPA Rechnungen sind insbesondere in der Lage, die Neutrino-Kernwechselwirkung in höher angeregte, teilcheninstabile *Kontinuums*-Zustände zu beschreiben, z.B. $^{12}\text{C}(\nu, \nu'p)^{11}\text{B}$, $^{12}\text{C}(\nu, \nu'n)^{11}\text{C}$, $^{12}\text{C}(\nu, \nu'\alpha)2\alpha$.

3.2.4 Vergleich der Modellrechnungen

In den Tabellen 1 und 2 sind die von verschiedenen Autoren mit den beschriebenen Modellen berechneten Wirkungsquerschnitte für die NC und CC Reaktion aufgelistet. Die Wirkungsquerschnitte wurden hierbei für die entsprechenden Energieverteilungen der beam dump Neutrinos gemittelt. Innerhalb des Fehlers durch die Näherungen von etwa 10%, der allen benutzten Modellen anhaftet, ergeben alle Rechnungen nahezu die gleichen Werte. Lediglich für den 'Donnelly'-Wert im LWL für die $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\mu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion ergibt sich eine Abweichung vom Mittelwert, da für die $\bar{\nu}_\mu$ -Energieverteilung die LWL-Näherung nicht mehr uneingeschränkt gilt.

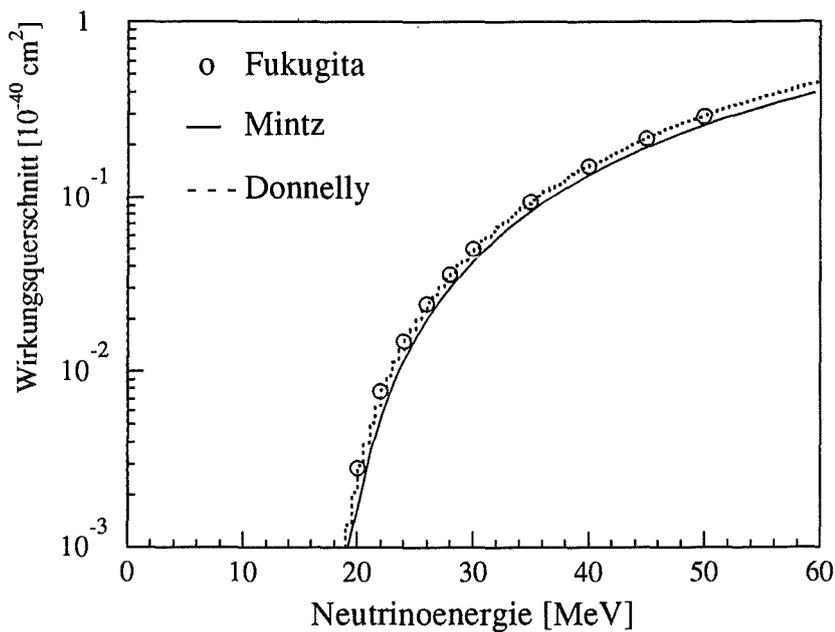


Abb. 4: Energieabhängiger Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion.

In Abb. 4 ist die Energieabhängigkeit der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion für zwei EPM-Rechnungen (Mintz und Fukugita) und für die detaillierte Rechnung im Donnelly-Modell dargestellt. Alle drei Rechnungen sagen innerhalb des Fehlers von 10% denselben Wirkungsquerschnitt voraus. Abb. 5 zeigt die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion im EPM-Modell (Mintz und Fukugita) für Neutrinos und Anti-Neutrinos und die Donnelly-Rechnung im LWL ohne Unterscheidung der Neutrinoart. Man erkennt bei den gut übereinstimmenden EPM-Werten den leicht erniedrigten Wirkungsquerschnitt für Antineutrinos durch die destruktive Interferenz von axialem und schwachem magnetischen Formfaktor. Der Verlauf der Donnelly Kurve im LWL ist für Energien unterhalb von 30 MeV praktisch mit den EPM Werten identisch, weicht aber dann mit steigender Energie immer mehr von den EPM-Werten ab.

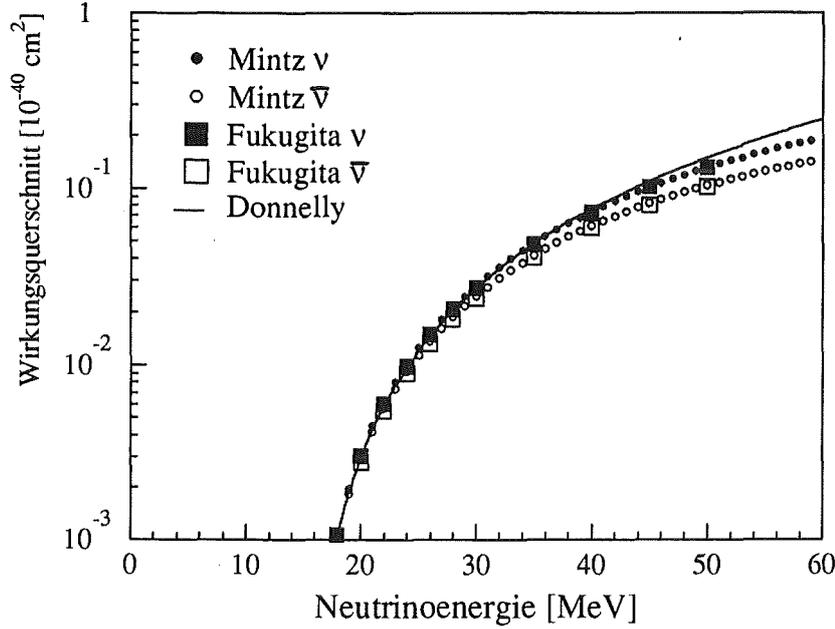


Abb. 5: Energieabhängiger Wirkungsquerschnitt für die $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion für Neutrinos und Anti-Neutrinos

Tabelle 1: Flußgemittelte theoretische Wirkungsquerschnitte für 'beam dump' Neutrinos für die $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktionen.

Autor und Methode	$^{12}\text{C}(\nu_e, \nu_e')^{12}\text{C}^*$ $\langle \sigma \rangle [10^{-42} \text{ cm}^2]$	$^{12}\text{C}(\bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\mu')^{12}\text{C}^*$ $\langle \sigma \rangle [10^{-42} \text{ cm}^2]$	$^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ $\langle \sigma \rangle [10^{-42} \text{ cm}^2]$	Ref.
Mintz (EPM)	4.5	5.5	2.7	[Min 89]
Fukugita (EPM)	4.47	5.40	2.66	[Fuk 88]
Bernabeu (EPM)	4.65	5.68	–	[Ber 79]
Donnelly	4.71	7.20	2.64	[Don 91]
Kolbe (CRPA)	5.08	6.42	2.89	[Kol 91a]

3.2.5 Neutrino-Kern-Anregung durch den geladenen Strom in KARMEN

Der Nachweis der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion im $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitfenster erfolgt durch dieselbe sequentielle Signatur wie beim Nachweis der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillation, mit dem Unterschied, daß hier die ν_e nicht monoenergetisch sind, sondern die in Abb. 1 gezeigte Energieverteilung bis 52 MeV besitzen. In [Wöl92] wird der nahezu untergrundfreie Nachweis dieser Reaktion im einzelnen beschrieben. Der im KARMEN-Experiment gefundene flußgemittelte Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion beträgt

$$\langle \sigma_{CC} \rangle = [8.1 \pm 0.9(\text{stat.}) \pm 0.75(\text{syst.})] \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

Tabelle 2: Flußgemittelte theoretische Wirkungsquerschnitte für 'beam dump' Neutrinos für die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion.

Autor und Methode	$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ $\langle \sigma \rangle [10^{-42} \text{ cm}^2]$	Ref.
Mintz (EPM)	8.0	[Min 90]
Fukugita (EPM)	9.19	[Fuk 88]
Donnelly (LWL)	9.38	[Don 91]
Kolbe (CRPA)	9.68	[Kol 91a]

und zeigt innerhalb der Fehlergrenzen eine gute Übereinstimmung mit den theoretisch berechneten Werten.

Zwischen der Neutrinoenergie E_{ν_e} und der Energie des in der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion emittierten Elektrons E_{e^-} besteht die feste kinematische Beziehung

$$E_{e^-} = E_{\nu_e} + Q$$

mit dem Q-Wert der Reaktion von $Q = -17.3 \text{ MeV}$. Durch die guten kalorimetrischen Eigenschaften und die hohe Energieauflösung des KARMEN-Detektors wird nahezu die gesamte Energie des Elektrons in sichtbare Energie umgewandelt. Dadurch ist es möglich, aus der Elektronenenergie des prompten Ereignis auf die Neutrinoenergie zurückzurechnen. Im KARMEN-Experiment ist es somit zum ersten Mal möglich, die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion zu bestimmen [Wöl 92, Dre 92]. Aus der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts lassen sich dann Rückschlüsse auf die q^2 -Abhängigkeit des axialen Formfaktors gewinnen, der bisher nur für feste Werte von q^2 aus dem μ -Einfang oder dem β -Zerfall bekannt ist.

3.2.6 Neutrino-Kernanregung durch den neutralen schwachen Strom in KARMEN

Der erstmalige Nachweis der Neutrino-Kernanregung durch den neutralen schwachen Strom wird in dieser Arbeit beschrieben. Alle drei am ISIS beam dump erzeugten Neutrino flavours (ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$) können die $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion in den ($J^\pi T = 1^+1$, 15 MeV)-Zustand von ^{12}C initiieren. Das Signal für das Auftreten dieser Reaktion im KARMEN-Detektor ist der Nachweis eines 15 MeV γ -Quants in den entsprechenden Neutrinozeitfenstern, das beim Rückfall des angeregten ^{12}C -Zustands in den Grundzustand mit einem Verzweungsverhältnis von 94% emittiert wird.

Die $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(1^+, 1; 15.1 \text{ MeV})$ -Reaktion ist die einzig mögliche Reaktion, um die NC-Kernanregung im KARMEN-Detektor nachzuweisen. Höher angeregte Zustände von ^{12}C sind teilcheninstabil und zerfallen im wesentlichen durch p, n oder α Emission. Die Lichtausbeute schwerer geladener Teilchen bei niederen Energien ist im

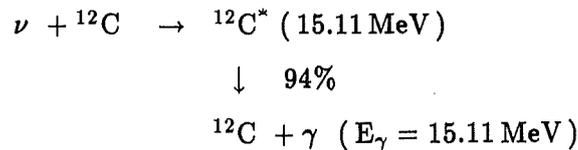
KARMEN-Detektor für einen direkten Nachweis zu klein. Dasselbe gilt für die Anregung in das 12.71 MeV (1^+0) Niveau von ^{12}C , mit der sich die im Standardmodell stark unterdrückten isoskalaren Anteile des neutralen schwachen Stroms untersuchen ließen. Dieses Niveau zerfällt jedoch in drei α -Teilchen und ist somit im KARMEN-Detektor kaum nachzuweisen.

Eine Anregung des ^{12}C -Kerns durch ein potentiell magnetisches Moment der Neutrinos kann die Untersuchung des neutralen schwachen Stroms ebenfalls nicht stören. Ein 20% Beitrag zum ν -Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion könnte durch ein magnetisches Moment der Neutrinos von $\sim 10^{-7} \mu_B$ (Bohr'sches Magneton $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$) erzeugt werden [Dod 91]. Die gegenwärtigen experimentellen Grenzen aus (Anti)Neutrino-Elektron Streuung mit beam dump Neutrinos [Kra 90] schließen jedoch ein magnetisches Moment von Neutrinos μ_ν größer als $10^{-9} \mu_B$ aus. Astrophysikalische Untersuchungen schränken das magnetische Moment von Neutrinos auf noch kleinere Werte von $\mu_\nu \leq 0.3 \times 10^{-11} \mu_B$ ein [Raf 90].

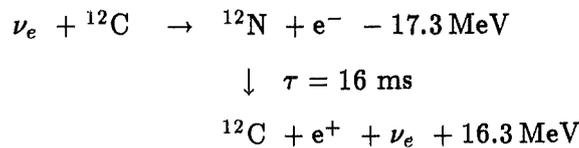
4 Das KARMEN Detektorsystem

Der KARMEN-Detektor [Mas 87, Dre 90a] ist auf den Nachweis folgender neutrinoinduzierter Reaktionen ausgelegt:

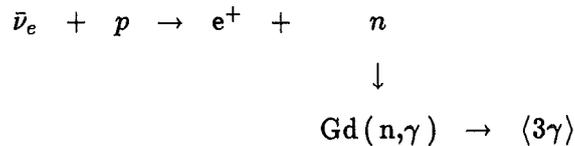
1. Inelastische Neutrino - ^{12}C Streuung:



2. Inverser β -Zerfall an ^{12}C :



3. Inverser β -Zerfall an Protonen:



Mit ν sind hierbei alle im ISIS Target erzeugten Neutrino flavours bezeichnet. Für den gleichzeitigen Nachweis aller dieser Reaktionen benötigt man ein massives, großvolumiges Target aus ^{12}C und ^1H , das zugleich als aktives Nachweismedium dient. Für die Detektion von Neutronen aus dem inversen β -Zerfall von Protonen ist eine zusätzliche Beimischung einer kleinen Menge Gadolinium notwendig. Der Nachweis sequentieller Reaktionen von inversen β -Zerfällen erfordert eine gute Orts-, Energie- und Zeitauflösung des Detektors. Die zu erwartenden kleinen Zählraten von Neutrinoereignissen verlangen außerdem eine effiziente Untergrundunterdrückung und Identifikation. Diesen Anforderungen entsprechend wurde der KARMEN-Detektor mit folgenden Einzelkomponenten realisiert.

- Zentraldetektor und innerer Antizähler
- Innere passive Abschirmung
- Äußerer Antizähler
- Eisenblockhaus als äußere passive Abschirmung

Ein schematische Darstellung (ohne Eisenblockhaus) des KARMEN-Detektors zeigt Abb. 6.

KARMEN – Detektor

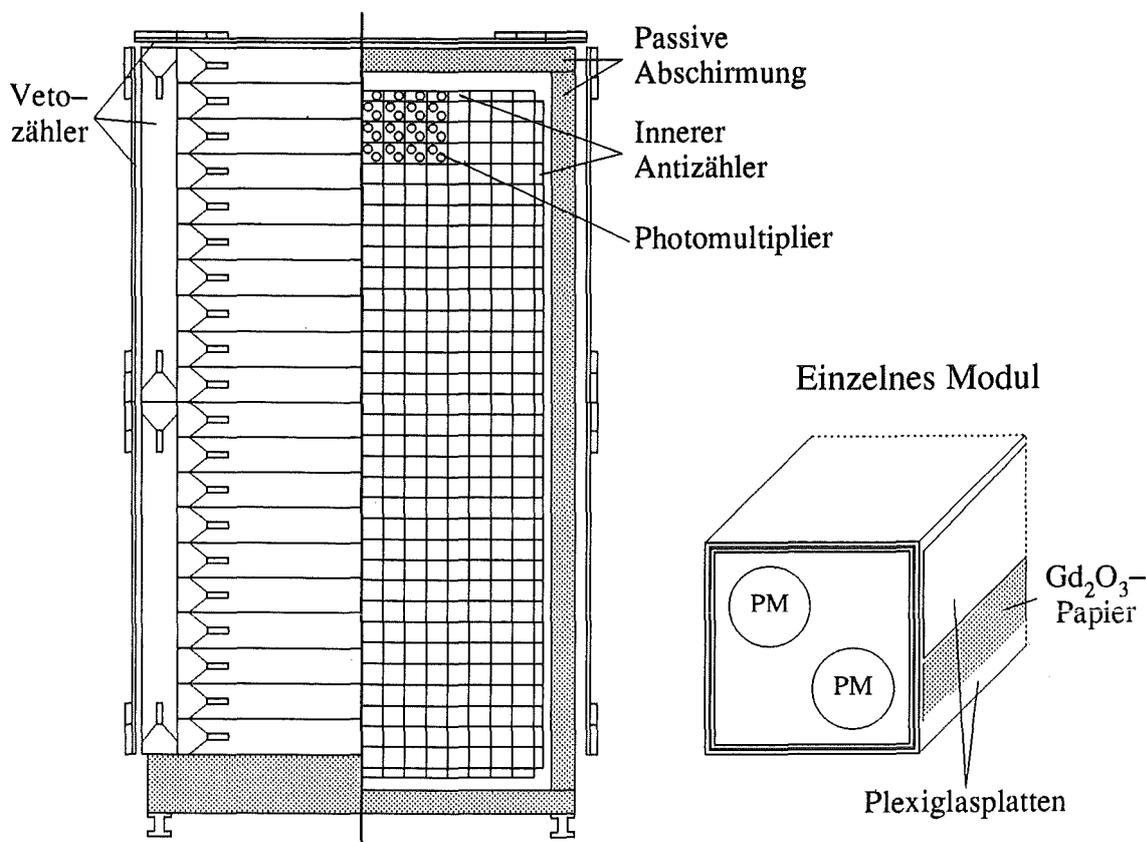


Abb. 6: Schematische Darstellung des KARMEN-Detektors (ohne Blockhaus) und eines Zentraldetektormoduls.

4.1 Der Zentraldetektor und der innere Antizähler

Ein rechteckiger, doppelwandiger Tank ($3.5 \times 3.2 \times 6.0 \text{ m}^3$) beinhaltet als aktives Neutrinotarget $65\,000 \text{ l}$ des Flüssigszintillators PPP, der sich durch hohe Lichtausbeute und eine große Abschwächungslänge auszeichnet [Wol 90] [Rap 91]. Der Szintillator 'Cocktail' PPP wurde im Kernforschungszentrum Karlsruhe entwickelt und besteht aus 75 % Paraffinöl, 25 % Pseudocumol und 2 g/l PMP (1-Phenyl-3-Mesityl-2-Pyrazolin).

Durch eine optische Segmentierung aus dünnen Plexiglasplatten wird das Flüssigszintillatorvolumen in die 512 Module ($350 \times 17.8 \times 18.1 \text{ cm}^3$) des Zentraldetektors unterteilt. Die Zentraldetektormodule bilden somit eine Matrix von 16 Spalten und 32 Reihen. Die optische Segmentierung definiert auch die 96 Module des inneren Antizählers, die den Zentraldetektor umgeben. Je 16 der Antizählermodule bilden oberhalb und unterhalb des Zentraldetektors die Flächen des 'top' und 'bottom' Antizählers, je 32 Module die Flächen des linken und rechten inneren Antizählers. Mit $8 \times 18 \text{ cm}^2$ Querschnittsfläche ist das Volumen der Antizählermodule nur halb so groß wie das der Zentraldetektormodule.

Die Wände der optischen Segmentierung bestehen aus je zwei 1.5 mm dünnen Plexiglasplatten, die an ihren Rändern verklebt sind. Zwischen diesen Doppelplatten entsteht dadurch ein dünner Luftspalt, der es ermöglicht, durch Totalreflexion an den Modulwänden das Szintillationslicht an den Modulenden zu sammeln. Zwischen den Plexiglasplatten der Modulwände befindet sich außerdem ein mit Gadoliniumoxid (Gd_2O_3) beschichteter Papierstreifen. Die Flächenbelegungsichte des Gadoliniums beträgt 7.38 mg/cm^2 , was etwa 0.1% der aktiven Szintillatormasse entspricht. Auf diese Weise konnte eine genügende Menge Gadolinium zum Nachweis thermalisierter Neutronen aus dem $\bar{\nu}_e$ -induzierten inversen β -Zerfall von Protonen in das Szintillatorvolumen eingebracht werden, ohne daß dadurch die Szintillatorqualität hinsichtlich der Lichtausbeute und Abschwächungslänge gemindert wird. Bei der Segmentierung des inneren Antizählers und den Randmodulen des Zentraldetektors wurde allerdings auf das Gadolinium verzichtet, um den Nachweis von Untergrundneutronen aus dem Einfang gestoppter Myonen im Eisen der inneren passiven Abschirmung zu unterdrücken.

Das durch die optische Segmentierung verursachte inaktive Volumen beträgt im Zentraldetektor 1.95 m^3 und nimmt somit lediglich 3.5% des gesamten Zentraldetektorvolumens ein. Das somit fast vollständig aktive Zentraldetektorvolumen ist die Grundlage für die guten kalorimetrischen Eigenschaften des KARMEN Detektors.

Das Szintillationslicht der Zentraldetektormodule wird an beiden Modulenden von je zwei 3-inch Photomultiplerröhren (PMT) des Typs VALVO XP 3462 ausgelesen. Die kleineren Antizählermodule werden an den Modulenden von je einer PMT des selben Typs ausgelesen. Die insgesamt 2240 PMT sind in Kartuschen in den Bohrungen der 18 cm dicken Stirnseiten des Szintillatortanks montiert. Durch 5 mm starke Glasscheiben an den Kartuschenenden blicken die PMT auf die Detektormodule. Die PMT werden durch dünnflüssiges Paraffinöl an diese Glasscheiben optisch angekoppelt. Durch Zirkulation und Kühlung des Koppelöls wird die durch die Querströme der PMT-Basen entstehende Wärme ($\approx 0.5 \text{ Ws pro PMT}$) abgeführt.

An beiden Enden der Module können über Lichtleitfasern kurze Lichtpulse aus einem Laserkalibrationssystem [Sel92] [Mal92] in die Szintillatormodule geleitet werden. Dieses Laserkalibrationssystem ermöglicht die Überprüfung der Gesamtverstärkung des Detektorsystems, die Bestimmung des Absolut- und Differenzzeitnullpunkts sowie der Energie- und Zeitauflösung durch Einschießen definierter Lichtpulse in die Module.

4.1.1 Energie- und Ortsauflösung des Zentraldetektors

Die eigens für den KARMEN-Detektor entwickelten achtstufigen PMT [Gem88] zeichnen sich durch eine kurze Anstiegszeit der Anodenpulse, gute Energieauflösung und einen großen dynamischen Bereich aus. Die Energieauflösung der Zentraldetektormodule wurde durch die Analyse des Energieverlustspektrums durchgehender kosmischer Myonen bestimmt [WOC89]. Mit der Annahme einer Landau-Verteilung für den Energieverlust und

einer Gauß-Verteilung für die Auflösungsfunktion ergibt sich eine Energieauflösung von:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{13.5\%}{\sqrt{E[\text{MeV}]}}$$

Dies entspricht einer Ausbeute von ca. 80 Photoelektronen pro MeV deponierter Energie.

Die optische Segmentierung erlaubt in der Horizontalen und der Vertikalen eine Ortsauflösung von etwa 18×18 cm. Aus der Messung der Differenz der Laufzeiten des Szintillationslichts zu den Modulenden kann der Ereignisort entlang der Längsachse eines Moduls ermittelt werden. Die Ortsauflösung der Zentraldetektormodule wurde mit Hilfe von Spuren kosmischer Myonen ermittelt und beträgt $\sigma_x = 6$ cm (FWHM) [Wöl 92]. Diese für einen großvolumigen Szintillationsdetektor sehr gute Ortsauflösung erlaubt es, den Ort eines niederenergetischen Neutrinoereignisses genau zu bestimmen. Durch die genaue Kenntnis der Position eines Ereignisses im Detektor können bei sequentiellen Ereignisstrukturen durch eine enge Ortskorrelation von promptem und verzögertem Ereignis Untergrundereignisse weitgehend eliminiert werden. Durch Ortskorrelation zu vorangegangenen gestoppten Myonen kann ein Ereignis auch als Zerfallsprodukt aus Myonzerfällen identifiziert werden.

4.2 Innere passive Abschirmung

Durch 18 cm dicke Stahlplatten, die den gesamten Szintillatortank umgeben und auch dessen mechanische Stabilität gewährleisten, wird die innere passive Abschirmung gebildet. Diese absorbiert hochenergetische γ -Quanten, die hauptsächlich aus μ -induzierten Reaktionen am Eisen des ν -Blockhauses (Bremsstrahlung von μ -Zerfalls- und δ -Elektronen) stammen.

4.3 Äußerer Antizähler

Als äußerste aktive Schicht des KARMEN-Detektors umgibt in möglichst lückenloser Anordnung der äußere Antizähler [Bod 90] den gesamten Detektor außer am Bodenbereich. Dieses Vetosystem besteht aus 136 NE 110-Plastikszintillatorplatten, je 3 cm stark, 30 cm breit und 2 bis 3 m lang. Wegen der beengten Verhältnisse im ν -Bunker und um eine möglichst lückenlose Belegung an den Detektorecken zu erreichen, wird das Szintillationslicht an den Plattenenden durch Reflexion an einem Spiegel um 180° in den auf den Szintillatorplatten montierten Lichtleiter geleitet. Photomultiplier des Typs EMI 9813 KB detektieren an beiden Enden das Szintillationslicht.

Die Aufgabe des äußeren Antizählers besteht darin, kosmische Myonen, die durch Folgereaktionen neutrale Ereignisse im Zentraldetektor erzeugen können, zuverlässig zu detektieren, insbesondere an den Stirnseiten des Detektors, die keinen inneren Antizähler besitzen. Die Nachweissensitivität für Gammaquanten, die ja von der inneren passiven Abschirmung eliminiert werden, ist durch die Plattendicke und die Wahl der angelegten

Schwelle minimiert, um die Zählratenbelastung und somit die Totzeit des äußeren Antizählers gering zu halten. Einbußen in der Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen des gesamten Vetozählers entstehen hauptsächlich durch die kleinen Lücken zwischen den Antizählerplatten und an den Ecken des Detektors. Die Leckrate des äußeren Antizählers, d.h. das Verhältnis zwischen den im Vetozähler nicht nachgewiesenen kosmischen Myonen zu allen im Zentraldetektor 'gesehenen' Myonenspuren liegt im Bereich von 1 % . In Verbindung mit dem inneren Antizähler ergibt sich eine Leckrate für das gesamte Vetozählersystem von 0.19 ± 0.01 % [Sch 92].

4.4 Der ν -Bunker

Die 'biologische' Abschirmung des ISIS Target- und Strahlrohrbereichs gewährleistet ein Neutronen- und γ -Strahlungsniveau, das einen Aufenthalt in der Experimentierhalle während des Strahlbetriebs ermöglicht. Das KARMEN Experiment erfordert allerdings einen um viele Größenordnungen niedrigeren Strahlungsuntergrund. Um insbesondere strahlkorrelierte Neutronen aus dem ISIS Target und den Strahlrohren zu eliminieren, wird der KARMEN-Detektor in einem 6000 t schweren Eisenblockhaus, dem sogenannten ν -Bunker, betrieben. Die Front- und Seitenwände dieser Abschirmung sind 2 m stark, das Dach hat eine Dicke von 3 m. An der targetabgewandten Seite befindet sich eine auf Schienen rollbare Eisentür (1.5 m stark, 600 t schwer), die in geöffnetem Zustand die gesamte Querschnittsfläche des ν -Bunkerinnenraums freigibt. Die Innenmaße des Blockhauses betragen $(10 \times 4.2 \times 7)$ m³. Der KARMEN-Detektor wurde außerhalb des Blockhauses aufgebaut und dann auf Luftkissen in seine Meßposition innerhalb des Blockhauses gefahren.

Durch den ν -Bunker wird auch in hohem Maße die hadronische Komponente der kosmischen Strahlung, die für Neutrinoexperimente einen gefährlichen Untergrund bildet, unterdrückt. Der Fluß kosmischer Myonen wird dagegen nur auf etwa $\frac{1}{3}$ reduziert. Myon-induzierte Ereignisse müssen daher vom Antizählersystem zuverlässig registriert werden.

Beim Betrieb des KARMEN-Experiments unter Strahlbedingungen zeigte sich, daß der ν -Bunker allein den strahlkorrelierten Untergrund noch nicht auf ein tolerables Maß reduziert. Im Anhang werden im Zusammenhang mit dem strahlkorrelierten Untergrund die Abschirmung des ISIS-Targetbereichs und weitergehende Abschirmungsmaßnahmen am ν -Bunker und ISIS-Strahlrohren beschrieben.

Abb. 7 zeigt schematisch in einer Aufsicht den südlichen Bereich um das ISIS Target mit dem KARMEN-Experimentbereich und den Festkörperphysikexperimenten (POLARIS, EVS, SXD, MARI, LAD, TEST, μ SR) die sich in unmittelbarer Nachbarschaft zu KARMEN befinden. In der Meßposition im ν -Bunker hat der KARMEN-Detektor einen mittleren Abstand vom ISIS-Target von 17.5 m. Der Winkel relativ zum Protonenstrahl beträgt etwa 100°. Die Zentraldetektormodule sind längs der Neutrinoflugrichtung orientiert. Die in dieser Arbeit benutzten Richtungsangaben im Detektorbereich beziehen sich i.a. auf die Neutrinoflugrichtung. Die targetzugewandte Seite wird mit 'upstream',

die dem Target abgewandte Seite wird mit 'downstream' bezeichnet. Die Richtungen rechts und links beziehen sich auf die Sicht eines Beobachters, der vom ISIS-Target zum KARMEN-Detektor blickt.

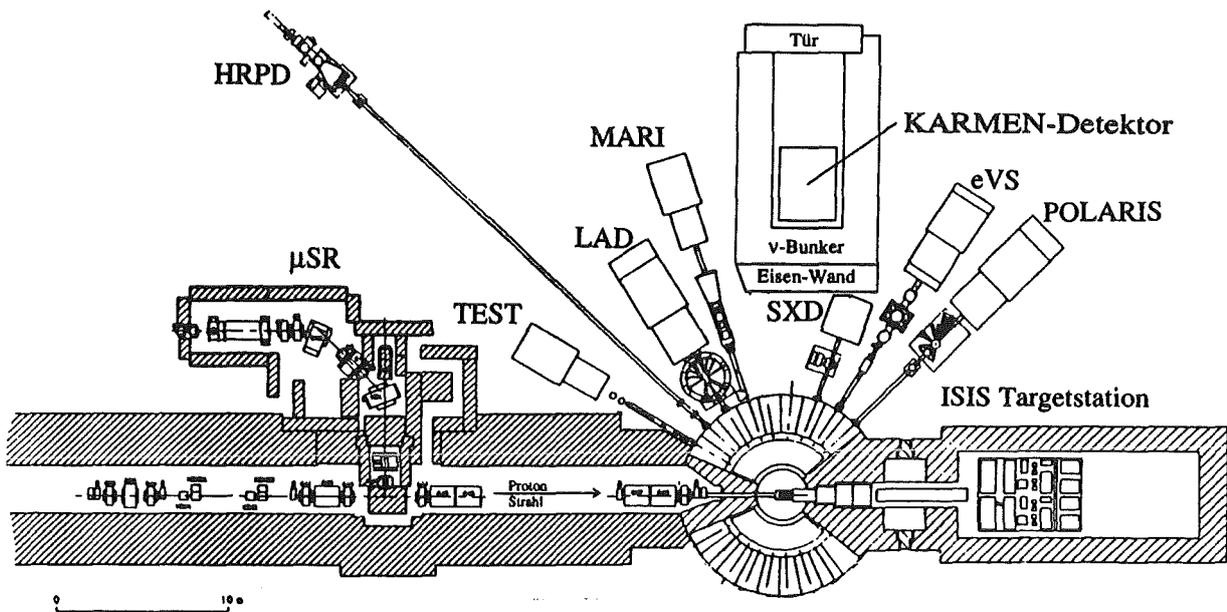


Abb. 7: Das ISIS-Spallationstarget und der südliche Experimentierbereich mit KARMEN und anderen Experimenten

5 Elektronik, Trigger und Datenaufnahme des KARMEN-Detektors

Die Verarbeitung sequentieller Reaktionssignaturen aus Neutrinoereignissen und die gleichzeitige Erkennung und Unterdrückung von Untergründereignissen im KARMEN-Detektor erfordert ein komplexes Elektronik- und Triggersystem [Gem 89]. Ein stark vereinfachtes Blockdiagramm der KARMEN-Elektronik ist in Abb. 8 dargestellt.

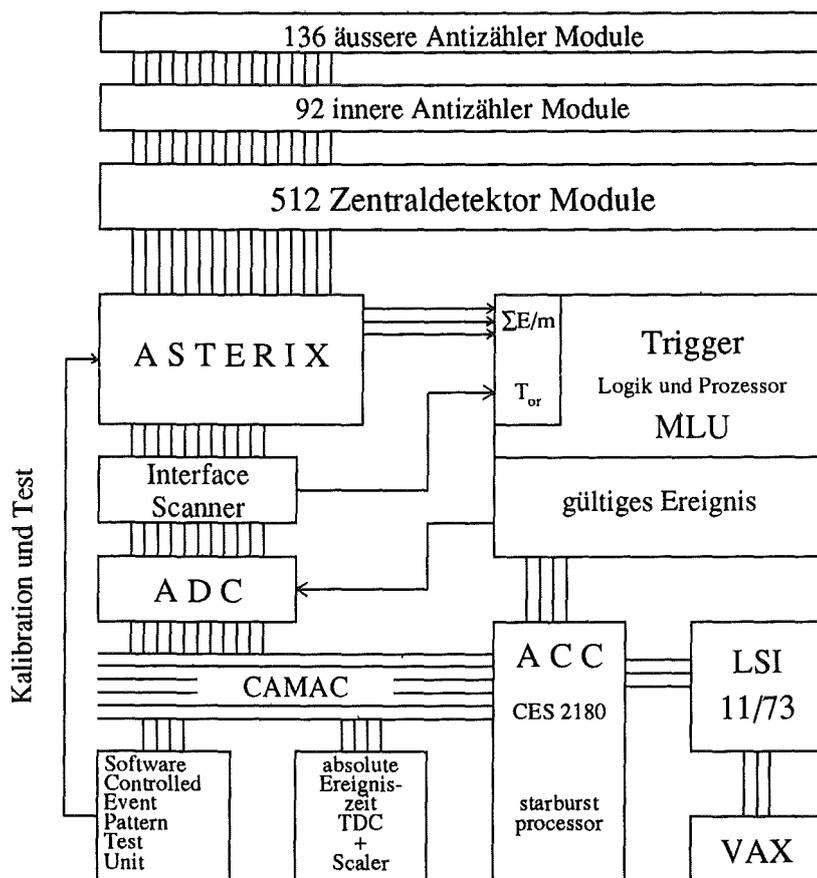


Abb. 8: Blockdiagramm der KARMEN-Elektronik

Das gesamte System besteht im wesentlichen aus drei Teilen:

Die 'Front-end'-Elektronik verarbeitet die Anodensignale der Detektormodule zusammen mit Zeitreferenzsignalen und erzeugt hieraus Energie- und Zeitsignale sowie Eingabesignale für das Triggersystem. Das Triggersystem entscheidet, ob ein Ereignis gelöscht wird, oder ob es zur Konversion durch die ADC's freigegeben wird. Zusätzlich werden vom Triggersystem eine große Zahl von Zusatzinformationen bereitgestellt, die unabhängig davon, ob ein Ereignis zur Konversion freigegeben ist, vom Datenaufnahmesystem registriert werden.

5.1 'Front end'-Elektronik

Die Anodensignale der beiden PMT an jeder Modulseite werden direkt am Detektor passiv addiert und über 75 Ω Kabel zur Elektronikplattform außerhalb des KARMEN-Bunkers geführt. Die Ereigniszeit eines Ereignisses soll immer von Signalen der downstream Seite des Detektors definiert werden. Um dies zu gewährleisten sind die Kabellängen so bemessen, daß die Anodensignale der upstream Seite um 50 ns verzögert sind. Die beiden Anodensignale A_u und A_d werden in die sogenannten ASTERIX³-Karten eingespeist. Auf den ASTERIX-Karten gelangen die Anodensignale jeweils auf einen schnellen Diskriminator, dessen Schwelle über CAMAC einstellbar ist. Überschreiten beide Anodensignale A_u und A_d innerhalb einer Koinzidenzzeit von 190 ns die jeweiligen Diskriminatorschwellen, so wird ein Zeitsignal t_{or} erzeugt. Die t_{or} -Signale aller Detektormodule sind über eine mehrstufige Oder-Funktion miteinander verknüpft. Das erste t_{or} -Signal definiert so die Ereigniszeit.

Dieses erste t_{or} wird mit etwa 90 ns Verzögerung wieder auf die ASTERIX-Karten zurückgeführt und bildet die Zeitreferenz für die Absolutzeitmessung T_{rel} aller am Ereignis beteiligten Module. Dadurch kann in der 'off-line'-Analyse die Reihenfolge, in der die einzelnen Module angesprochen haben, rekonstruiert werden.

Die Differenzzeit dT zwischen der Ankunftszeit der Anodensignale A_u und A_d wird wie die Absolutzeit T_{rel} durch Integration eines konstanten Stroms gemessen und bildet die Basis für die Ortsbestimmung eines Ereignisses entlang der Modulachse.

Die Energiesignale werden im 'sample and hold' Verfahren verarbeitet: die Anodenströme werden für 200 ns integriert und diese Ladungen werden dann, wie auch die Ladungen der dT und T_{rel} Messungen, auf Kondensatoren gespeichert. Das Triggersystem entscheidet, ob die Ladungen auf diesen Speicherkondensatoren von den ADC's konvertiert werden oder ob die Kondensatoren gelöscht werden.

Die Signale von je vier Modulen werden auf einer ASTERIX-Karte verarbeitet. Alle Einzelenergiesignale einer Karte werden passiv addiert und bilden ein Summenenergiesignal SE aller an der Karte anliegenden Energiesignale. Zusätzlich erzeugt jede ASTERIX-Karte ein Multiplizitäts-Signal m , das der Anzahl der auf dieser Karte angesprochenen Module proportional ist.

Jeweils 16 ASTERIX-Karten sind in einem Doppel-Europa-Rahmen (DECC) integriert. In jedem dieser Überrahmen befindet sich ein sog. 'Analog Driver', der die SE - und m -Signale der ASTERIX-Karten seines Rahmens aufsummiert.

Acht vollbestückte ASTERIX-Überrahmen verarbeiten die Zentraldetektorsignale, vier Überrahmen die Signale des inneren und äußeren Antizählers. Für die fünf Flächen des äußeren Antizählers (Shield left, right, upstream, downstream und top \rightarrow SL, SR, SU, SD und ST) und die vier Flächen des inneren Antizählers (Anti left, right, top und bottom \rightarrow AL, AR, AT und AB) werden die Energiesignale der einzelnen Module zu je einem

³Analog Signal and Time Range Integrator and Multiplexer

Energiesignal für jede Antizählerfläche summiert.

Die SE und m-Signale des Zentraldetektors werden schließlich im 'SE-m Comander' zu einem analogen Energie- und Multiplizitätssignal des gesamten Zentraldetektors aufsummiert. Die Kennlinie dieses 'SE-m Comanders' ist so gestaltet, daß für ν -induzierte Reaktionen ($SE < 100$ MeV, $m < 5$) eine hohe Energie- und Multiplizitätsauflösung gewährleistet ist, Untergrundereignisse mit auch höchsten Energien und Multiplizitäten (z.B. kosmische Schauer) aber nicht aus dem Meßbereich fallen, sondern mit geringerer Auflösung verarbeitet werden. Mit den SE- und m-Signalen ist im Triggerbereich dann eine Diskriminierung zwischen möglichen Neutrinoereignissen und kosmischem Untergrund möglich.

Jeder der 12 ASTERIX-Überrahmen besitzt ein 'ADC-Interface' das die Übertragung der Moduldaten E_u , E_d , dT und T_{rel} zum ADC ermöglicht. Jeder ASTERIX-Überrahmen, das heißt im allgemeinen $16 \times 8 = 64$ Detektormodule, werden von nur einem ADC ausgelesen. Dieser hohe Multiplexgrad kann wegen der Konversionszeit des ADC's von etwa $3 \mu s$ [WOC 89] im Prinzip große Totzeiten verursachen, insbesondere für Ereignisse mit hohen Modulmultiplizitäten wie kosmische Myonen und Schauer. Neutrinoinduzierte Ereignisse oder Untergrundreaktionen mit ähnlichen Signaturen bestehen normalerweise aus nur wenigen angesprochenen Modulen. Darüberhinaus ist die Zuordnung von Detektormodulen zu den ASTERIX-Kanälen so gewählt, daß die von einem ADC zu verarbeitenden Module über den gesamten Detektor verteilt sind. Dadurch wird die Häufung von Konversionen in einem ADC vermieden. In der Meßperiode 1990/91 lag die Totzeit des Experiments bei etwa 0.2 %.

In den CAMAC ADC's können parallel die vier Meßwerte eines Szintillatormoduls (E_u , E_d , dT , T_{rel}) konvertiert werden. Jedes dieser ADC Module enthält einen Speicher für 204 konvertierte Moduldaten und deren Adresse zur schnellen Auslese am Ende einer Meßperiode.

5.1.1 Datenauslese und Speicherung

Die Auslese der in den ADC's gespeicherten Moduldaten erfolgt im Zeitbereich von 15.7 - 19.4 ms nach dem Strahl durch einen intelligenten 'Auxiliary Crate Controller' (ACC) . Nach dem Einlesezyklus werden die Detektordaten vom ACC zusammen mit Informationen über den Strahlzustand, Triggerbedingungen und anderen für die Auswertung wichtigen Daten formatiert und in 8 kByte Blöcken an einen LSI 11/73 Computer transferiert. Dieser 'Hostrechner' schreibt die Daten auf Magnetplatte oder Magnetband und dient zugleich der Experimentbedienung und 'online'-Experiment Kontrolle.

5.2 Trigger des KARMEN-Detektors

Die Aufgabe des Triggersystems ist zu entscheiden, welche Ereignisse im KARMEN-Detektor zur Konversion durch die ADC's und zur Speicherung durch die Datenaufnahme

freigegeben werden und welche Ereignisse gelöscht werden. Der KARMEN Trigger kann in 4 Triggerebenen aufgeteilt werden, wie es in Abb. 9 schematisch dargestellt ist.

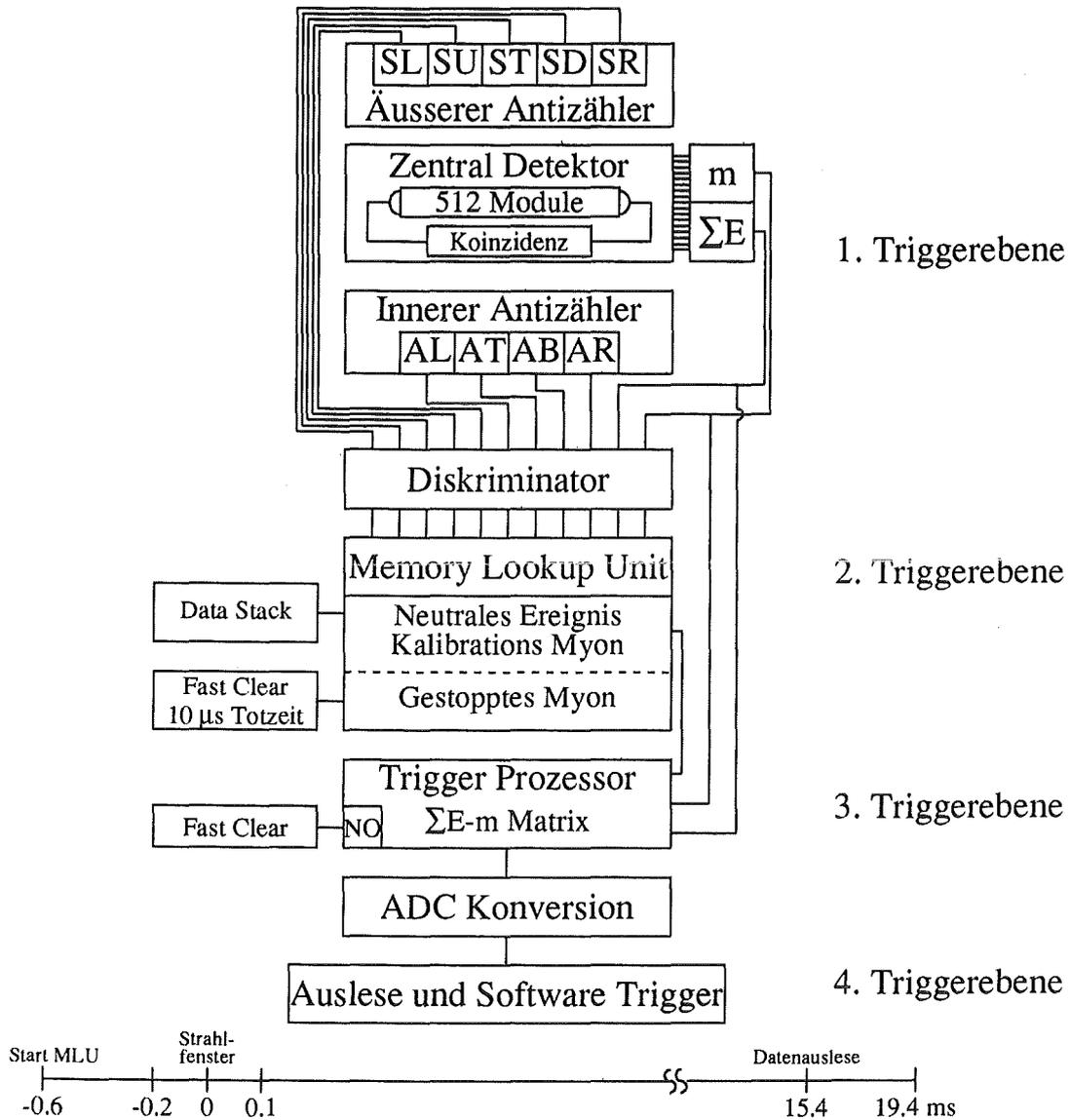


Abb. 9: Schematische Darstellung des KARMEN-Triggers

5.2.1 Koinzidenzbedingung auf der ASTERIX-Karte

Die erste Triggerstufe bildet die Koinzidenzbedingung von 190 ns für die Anodensignale A_u und A_d auf der ASTERIX Karte. Hierdurch werden Ereignisse eliminiert, die durch Photomultiplierauschlag vorgetäuscht werden oder die so niederenergetisch sind, daß das Szintillationslicht nur noch auf einer Modulseite zuverlässig nachgewiesen werden kann.

5.2.2 Memory Lookup Unit

In der zweiten Stufe des Triggers werden die Ereignisse im KARMEN-Detektor nach ihrer Topologie klassifiziert. Aus den SE Signalen des Zentraldetektors und der einzelnen Antizählerseiten werden logische Signale gebildet, die anzeigen, welche dieser Detektorelemente bei dem Ereignis angesprochen haben. Als 'neutral' wird ein Ereignis dann angesehen, bei dem der Zentraldetektor angesprochen hat, nicht aber der äußere und innere Antizähler. In den Detektor eindringende kosmische Myonen werden so in verschiedene Ereignisklassen eingeteilt: Haben z.B. Zentraldetektor und der innere und äußere Antizähler nur auf einer Seite angesprochen, sonst aber keine der übrigen Antizählerflächen, so wurde bei diesem Ereignis mit hoher Wahrscheinlichkeit ein kosmisches Myon im KARMEN-Detektor gestoppt. Das zusätzliche Ansprechen einer weiteren, z.B. gegenüberliegenden Antizählerfläche indiziert dagegen ein durchgehendes Myon.

Die logischen Signale der Detektorelemente E_c (für Energiedeposition im Zentraldetektor), AL, AR, AT, AB, SL, SR, ST, SU, SD (für die Antizählerseiten) bilden zusammen mit dem Zeitsignal t_{or} die Eingabe für die 'Memory Lookup Unit' (MLU). Dieses Gerät ordnet den zahlreichen möglichen Kombinationen der Eingangssignale ein oder mehrere Ausgangssignale zu, die die weitere Verarbeitung eines Ereignisses steuern. Die Art der Zuordnung kann mit einem Computerprogramm frei gewählt werden und in die MLU übertragen werden. Bei der normalen Datenaufnahme werden alle im KARMEN-Detektor auftretenden Ereignisse von der MLU markiert. Das 'Bit-Pattern' der Eingangssignale und der zugeordneten Ausgangssignale aller Ereignisse wird zusammen mit der Ereigniszeit auf einen schnell auslesbaren Zwischenspeicher ('Data Stack') geschrieben, dessen Daten am Ende einer Strahlperiode vom ACC ausgelesen und als sog. 'Stack Daten' zu den übrigen Daten der Strahlperiode hinzugebunden werden. In der 'offline'-Analyse erlauben diese MLU-Daten eine überaus effiziente Unterdrückung kosmischen Untergrunds (siehe Kapitel 6).

Neutrale Ereignisse, bei denen also nur der Zentraldetektor, nicht aber die Antizähler angesprochen haben, werden von der MLU als 'gültiges Ereignis' markiert. Kosmische Myonen, die den Zentraldetektor von oben nach unten durchdringen, d.h. nur ST, AT, EC und AB haben angesprochen, werden für Kalibrationszwecke als 'Kalibrationsmyonen' markiert. Für im Detektor gestoppte kosmische Myonen erzeugt die MLU ein Ausgangssignal, das eine $10 \mu s$ Totzeit generiert, um nachfolgende Myonzerfallselektronen zu unterdrücken.

Nur 'gültige Ereignisse' und 'Kalibrationsmyonen' werden von der MLU zur weiteren Verarbeitung freigegeben, alle anderen Ereignisse werden durch ein 'fast clear' Signal verworfen.

5.2.3 Triggerlogik und Triggerprozessor

Der KARMEN-Trigger ist zeitlich an ein Signal gekoppelt, das die Extraktion der Protonenstrahlpulse aus dem Synchrotron steuert (Extract Request Signal). Die Wiederhol-

frequenz des Synchrotrons von 50 Hz definiert ein Zeitfenster zur Datenaufnahme und Konversion zu 20 ms. 600 μ s bevor die Protonenpulse auf das UD₂O Target treffen startet das Triggersystem mit der Markierung aller Ereignisse durch die MLU und deren Speicherung im 'Data Stack'. Man erhält dadurch schon lange vor dem für Neutrinoereignisse relevanten Zeitbereich eine weitgehend lückenlose 'Historie' über gestoppte Myonen. Die auf den Myoneinfang nachfolgenden Reaktionen bilden den wichtigsten Untergrund für Neutrinoereignisse.

Die Konversion von Ereignissen durch die ADC's wird 200 μ s bevor der Strahl auf das Target trifft mit dem Beginn des sogenannten 'prompten' Meßzeitfensters ermöglicht. Dieses Zeitfenster überdeckt den gesamten für prompte neutrinoinduzierte Ereignisse relevanten Zeitbereich (0 - 7 μ s) und endet 100 μ s nach dem Strahl.

Mit Beginn des prompten Meßzeitfensters wird der Triggerprozessor als dritte Stufe des KARMEN-Triggers aktiv. Der Triggerprozessor verarbeitet die vom SE-m-Companion kommenden analogen Summenenergie- und Multiplizitätssignale des Zentraldetektors. Mittels zweier Flash-ADC's mit 6 bit Auflösung werden die SE- und m-Signale digitalisiert, die dann als Zahlenpaar (SE,m) auf einen bestimmten Speicherplatz einer SE-m-Matrix (64 \times 32) im Triggerprozessor zeigen. Beinhaltet dieser Speicherplatz eine '1', so wird das Ereignis akzeptiert, andernfalls wird es verworfen, indem ein 'fast clear' Signal erzeugt wird. Der Triggerprozessor bietet auch die Möglichkeit Ereignisse mit einem bestimmten Untersetzungsfaktor zu verwerfen. Zwei verschiedene SE-m-Matrizen können in den Triggerprozessor geladen werden und durch Schalten eines 'Triggerbits' abwechselnd aktiviert werden. Beim normalen KARMEN-Trigger sind folgende SE-m-Matrizen geladen:

- 'Neutrino-Matrix' (Triggerbit = 0):
Diese Matrix selektiert Ereignisse mit Multiplizitäten $m \leq 26$. Hierunter fallen alle Neutrinoereignisse und deren sequentiellen Ereignisse, aber auch Ereignisse aus Folgereaktionen gestopppter Myonen und Ereignisse strahlkorrelierter Neutronen.
- 'Kalibrationsmyon-Matrix' (Triggerbit = 1):
Diese Matrix selektiert aus den von der MLU zugelassenen Ereignissen mit der Markierung 'Kalibrationsmyon' diejenigen hochenergetischen Ereignisse, die mit großer Wahrscheinlichkeit durch eine Detektorspalte gelaufen sind ($m = 32 \pm 4$). Ereignisse mit niederen Energien und kurze Spuren werden durch diese Triggerbedingung eliminiert.

Bei Beginn des prompten Meßzeitfensters wird der Triggerprozessor mit der Neutrino-Matrix betrieben. Findet im prompten Zeitfenster (-200 μ s bis +100 μ s) ein Ereignis statt, das in der Neutrino-Matrix einem gültigen Ereignis entspricht, so wird die Neutrino-Matrix auch für das nachfolgende verzögerte Koinzidenz-Zeitfenster von 0.1

bis 15.7 ms nach dem Strahl beibehalten. Findet kein potentiell Neutrinoereignis im prompten Meßzeitfenster statt, so wird für das verzögerte Koinzidenz-Zeitfenster auf die Kalibrationsmyon-Matrix umgeschaltet. Strahlperioden, bei denen kein neutrales Ereignis im prompten Zeitfenster gefunden wurde, werden so zur Messung von Kalibrationsmyonen genutzt.

Innerhalb des prompten Neutrinozeitfensters ist ein zweites, etwas kürzeres Zeitfenster von 200 μs vor dem Strahl bis 30 μs nach dem Strahl definiert. Wird innerhalb dieses Zeitfensters ein neutrales Ereignis detektiert, so wird für die gesamte darauffolgende Strahlperiode die Neutrino-Matrix im Triggerprozessor beibehalten, auch wenn in dieser kein neutrales Ereignis im prompten Zeitfenster auftritt. Durch dieses zwingende Öffnen der darauffolgenden Meßperiode nach einem potentiellen Neutrinoereignis wird die Meßzeit für sequentielle Reaktionen, deren Halbwertszeiten zwischen 16 und 35 ms liegen, verdoppelt. Eine Meßzeitlücke entsteht allerdings in der Zeitspanne von 15.7 bis 19.4 ms nach dem Strahl, da dieses Zeitintervall für die Datenauslese und Formatierung durch den ACC reserviert ist.

5.2.4 Softwaretrigger im ACC

Im Datenauslese-Zeitintervall wirkt auch die vierte Stufe des KARMEN-Triggers. Im ACC können, bevor die Daten formatiert und weggeschrieben werden, zusätzliche Schnitte angewandt werden. Im normalen KARMEN-Trigger werden lediglich von den als Kalibrationsmyonen markierten Ereignissen diejenigen Ereignisse akzeptiert, bei denen der Top Antizähler und der Bottom Antizähler in der selben Spalte angesprochen haben, d.h. die weggeschriebenen Myonenspuren verlaufen nur in einer Detektorspalte.

5.3 Zeitkalibration

Die Unterscheidung der Neutrino flavours (ν_μ und $\nu_e, \bar{\nu}_\mu$) vom ISIS 'Beam-Dump' geschieht durch Zeitmessung bezüglich des Auftreffens des Protonenstrahls auf das UD_2O Target (siehe Kapitel 1). Für die Synchronisation der Datenaufnahme und für die exakte Bestimmung der Auftreffzeit der Strahlpulse auf das Target wird daher eine genaue Zeitreferenz benötigt. Das ISIS Protonensynchrotron liefert hierzu zwei Zeitmarken unterschiedlicher Genauigkeit:

- Das 'extract request' Signal wird von der 1MHz Steuerfrequenz des Synchrotrons abgeleitet. Dieses Signal initiiert die Extraktion der Strahlpulse aus dem Synchrotron, falls diese in einem zeitlichen Abstand von ± 30 ns um den idealen Extraktionszeitpunkt liegen.
- Das 'extract trigger' Signal wird aus dem 'extract request' Signal und einer genauen Positionsbestimmung der Strahlpulse im Synchrotron gewonnen. Dieses Signal steuert direkt die Extraktionsmagnete des Synchrotrons. Die zeitliche Unschärfe

des 'extract trigger' Signals relativ zum extrahierten Protonenstrahl ist kleiner als 20 ns.

Die Zeitgenauigkeit des 'extract request' Signals ist ausreichend für die Synchronisation der Experimentelektronik relativ zum Protonenstrahl und ist, im Gegensatz zum 'extract trigger'-Signal, unabhängig davon ob Strahlpulse extrahiert werden oder nicht, immer vorhanden. Die elektronische Zeitmessung der Ereigniszeit T_{event} wird ebenfalls durch das 'extract request' Signal gestartet. Als Stoppsignal dient jeweils das erste t_{or} der entsprechenden Ereignisse. Für die 'off-line' Analyse der Neutrinoereignisse ist jedoch eine hohe Zeitpräzision notwendig, im ν_{μ} -Zeitfenster z.B. etwa ± 5 ns. Die 'offline'-Korrektur der Ereigniszeiten wird durch eine weitere Messung ermöglicht: Der 'Beam Profile Monitor' (BPM) tastet induktiv den Protonenstrahl im Strahlrohr ab. Das BPM Signal, das den zeitlichen Verlauf der Strahlpulse widerspiegelt, wird auf einen 'leading edge' Diskriminator gegeben und erzeugt so ein exaktes Zeitsignal, das die Korrektur der relativen Schwankungen des 'extract trigger' Signals ermöglicht. Mit einem Transienten Recorder wird das BPM-Signal darüberhinaus in 10 ns Auflösung digitalisiert und mit den Strahl-daten für jede akzeptierte Strahlperiode gespeichert. In der 'off-line'-Analyse kann dann das digitalisierte BPM-Signal für eine sehr genaue Zeitkorrektur genutzt werden.

Mit T_0 wird der Zeitpunkt bezeichnet, bei dem die ersten 'beam dump' Neutrinos in den KARMEN-Detektor dringen. In einer mehrstufigen Zeiteichung, bei der die Zeit-'offsets' der verschiedenen Zeitmeßzweige (BPM und KARMEN-Module) in Relativmessungen zueinander bestimmt wurden [Dod 91], ergab sich mit Berücksichtigung der berechneten Flugzeiten der Neutrinos (Target - Detektor) und der Protonen (BPM - Target) eine Zeitdifferenz zwischen dem korrigierten 'extract request' Signal und T_0 von 115 ± 3 ns. Alle in dieser Arbeit angegebenen Absolutzeiten von Ereignissen beziehen sich auf den in dieser Zeitkalibration ermittelten Zeitnullpunkt T_0 .

5.4 Detektorkalibration

Obwohl der elektronische als auch der mechanische Aufbau aller Zentraldetektormodule gleichartig ist, ergeben sich für viele Module durch Unterschiede in der Reflexionsfähigkeit der Modulwände, der ASTERIX-Karten, der Verstärkung und optischen Ankopplung der Photomultiplerröhren mehr oder weniger große Abweichungen vom gewünschten Ansprechverhalten. Da in die Triggerbedingungen des KARMEN-Detektors neben den Zeitsignalen auch die Summenenergiesignale der einzelnen Module eingehen, ist ein möglichst homogenes Ansprechverhalten aller Detektormodule notwendig. In der 'off-line' Analyse der KARMEN-Daten müssen die aufgenommenen Meßwerte (t_{or} , E_{up} , E_{do} , dT und T_{rel}) in physikalisch relevante Größen, also MeV für Energien, ns für Zeiten und cm für den Ereignisort entlang der Modulachsen kalibriert werden. In [Wöl 92] sind die Verfahren zur Detektoreinstellung und zur Detektorkalibration detailliert beschrieben, hier sollen nur die wichtigsten Schritte skizziert werden.

5.4.1 Detektoreinstellung

Zur Bestimmung von Pedestals und zum Test der ASTERIX-Karten dient die Software **Controlled Event Pattern Unit (SCEPTU)**, die sich in jedem ASTERIX-Crate befindet. Mit diesen Einheiten können Rechteckpulse variabler Länge (10 – 100 ns) und variabler Amplitude (0 – 20 mA) auf die Eingänge der ASTERIX-Karten gegeben werden, die dann wie Detektorsignale weiterverarbeitet werden. Die so bestimmten 'Off-sets' der Energiesignale werden dann als Pedestalkorrekturwerte in die ADC's geladen. Nach der Konversion der Energiesignale werden diese Korrekturwerte von den konvertierten Energien abgezogen.

Für die Verstärkungseinstellung wird für jedes Modul die PMT-Spannung jeweils auf der upstream und downstream Seite so justiert, daß im Energiespektrum jedes Moduls der Peak der Landauverteilung kosmischer Myonen bei der gleichen Kanalzahl liegt.

5.4.2 Ortskalibration

Die Position eines Ereignisses entlang der Modulachse wird durch die Zeitdifferenzmessung zwischen upstream- und downstream-Signal bestimmt. Vor jedem Meßrun werden mit einem Spezialtrigger kosmische Myonen aufgenommen, die den Detektor in beliebiger Richtung durchlaufen. Die Flanken des durch diese Ereignisse erzeugten Differenzzeitspektrums in jedem Modul können den Modulenden zugeordnet werden. Den Differenzzeiten werden dann linear Positionen entlang der Modulachse zugeordnet, wobei der Nullpunkt in die Modulmitte gelegt wird. Für jeden Meßrun existiert so ein Datensatz, der für jedes Modul die gemessene Differenzzeit einer Position entlang der Modulachse zuordnet.

5.4.3 Energiekalibration

Die aus den Energiesignalen E_{up} und E_{down} addierte Energiesumme in einem Einzelmodul ist ein Maß für die im Modul deponierte Energie. Die pro MeV Energiedeposition nachgewiesene Lichtmenge hängt in jedem Modul individuell vom Ort entlang der Modulachse ab. Um aus der Energiesumme letztlich die deponierte Energie berechnen zu können, muß für jedes Modul die Lichtausbeute entlang der Achse bekannt sein. Hierzu werden die Energiespektren von 'Kalibrationsmyonen', die durch eine Detektorspalte laufen, in mehreren Ortsfenstern entlang der Modulachse aufakkumuliert. Die Lage der Maxima dieser Landauverteilungen entlang der Achse eines Moduls werden mit einem Polynom vierter Ordnung parametrisiert und bilden sodann die Lichtausbeutekurve. Der Energieverlust minimalisierender Teilchen in Materie kann in der Landautheorie theoretisch berechnet werden. Mit Berücksichtigung der Spurlängenverteilung kosmischer Myonen in den KAR-MEN-Modulen entspricht das Maximum der Landauverteilung einer deponierten Energie von 29.9 MeV [Wöl 92], wodurch die Absolutskala der Energiekalibration festgelegt wird.

Während jedes Neutrino-Meßruns werden Kalibrationsmyonen gleichzeitig mit den

neutralen Ereignissen aufgenommen. Dadurch ist es möglich, nicht nur für jeden einzelnen Meßrun eine präzise Energiekalibration durchzuführen, sondern auch etwaige Veränderungen des Detektorsystems während des Meßruns nachträglich zu korrigieren.

6 Strahlkorrelierter Untergrund

Ein Teil dieser Arbeit bestand darin, den strahlkorrelierten Untergrund im KARMEN-Detektor zu untersuchen, die Quellen ausfindig zu machen und durch geeignete Abschirmungsmaßnahmen zu eliminieren oder wenigstens zu vermindern. Die detaillierte Dokumentation über diese Untersuchungen, durch die eine genaue Kenntnis des Neutronenuntergrunds erlangt wurde und die zu deutlichen Verbesserungen der Untergrundsituation des KARMEN-Experiments führten, ist im Anhang zu finden. Hier soll nur kurz der strahlkorrelierte Neutronenuntergrund, wie er für den in dieser Arbeit ausgewerteten Datensatz typisch ist, dargestellt werden.

Der strahlkorrelierte Untergrund läßt sich in zwei Strukturen aufteilen, die in Abb. 10 dargestellt sind:

In der ersten μs nach dem Auftreffen des Protonenstrahls auf das UD_2O -Target erkennt man in der Zeitverteilung neutraler Ereignisse eine Doppelppeakstruktur, die auf hochenergetische Neutronen zurückgeführt werden kann (siehe Detail in Abb. 10a). Die beiden Neutronenpeaks haben eine Breite von etwa 75 ns und einen Abstand von 330 ns und spiegeln somit das zeitliche Profil des Protonenstrahls wider. Dieser Neutronen-Doppelpuls wird im weiteren als *prompte Neutronen* bezeichnet.

Anschließend an die prompten Neutronen erkennt man in Abb. 10a von 1 μs bis etwa 100 μs eine Verteilung strahlkorrelierter Ereignisse, deren Intensität in den ersten 5 μs auf den Maximalwert ansteigt und dann langsam ($\tau \approx 58\mu\text{s}$) in den folgenden 100 bis 200 μs verschwindet. Diese Zeitverteilung ist auf ein Feld niederenergetischer Neutronen zurückzuführen, die im KARMEN-Szintillator thermalisiert werden und dann durch $\text{Gd}(n,\gamma)$ -Einfang an den Modulwänden des Zentraldetektors oder durch $\text{Fe}(n,\gamma)$ -Einfang am Eisen der inneren passiven Abschirmung ein neutrales Ereignis erzeugen. Der langsame Abfall ist hauptsächlich durch die Thermalisierung und Diffusionszeit von Neutronen im Szintillator bestimmt. Diese Neutronenverteilung wird in der Folge als *langsame Neutronen* bezeichnet. Der zeitlich konstante kosmische Untergrund wird durch die horizontale Linie in Abb. 10a angedeutet.

Das Energiespektrum der prompten Neutronen ist in Abb. 10b bis zu einer Energie von 60 MeV dargestellt. Man erkennt das typische kontinuierliche Energiespektrum schneller Neutronen, die im KARMEN-Szintillator durch (n,p) -Stoßprozesse nachgewiesen werden. Das Energiespektrum der prompten Neutronen konzentriert sich bei niederen Energien, die nachgewiesenen Maximalenergien reichen jedoch bis etwa 120 MeV. Somit überdeckt das Energiespektrum der prompten Neutronen den gesamten für Neutrinosignaturen relevanten Energiebereich. In der Zeitverteilung überlagern die prompten Neutronenpeaks mehr als 60% des Zeitfensters der ν_μ .

Prompte Neutronen bilden daher eine ernste Gefahr für den Nachweis der Neutrino-Kernanregung durch den neutralen schwachen Strom im ν_μ -Zeitfenster. Auch der Nachweis der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillation kann durch die prompten Neutronen gestört werden, da (n,p) -

Reaktionen am Kohlenstoff sequentielle Ereignisse nach sich ziehen können.

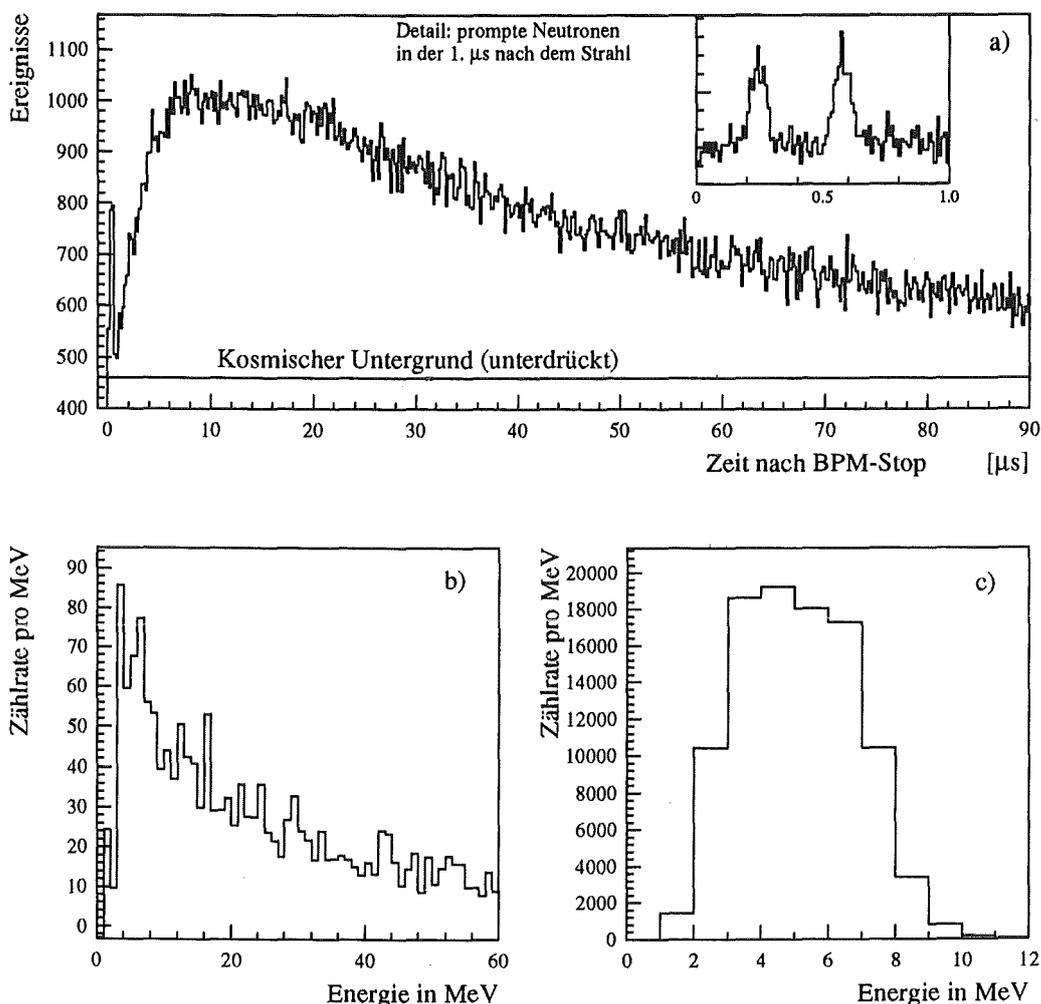


Abb. 10: Strahlkorrelierter Untergrund:

- a) Zeitverteilung des neutralen strahlkorrelierten Untergrunds in den ersten 90 μ s
- b) Energiespektrum der prompten Neutronen
- c) Energiespektrum der langsamen Neutronen

Bei der Suche nach Neutrinoereignissen im $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitfenster von etwa 0.5 μ s bis 10 μ s müssen die langsamen Neutronen als strahlkorrelierter Untergrund berücksichtigt werden, während die prompten Neutronen durch einen unteren Zeitschnitt leicht eliminiert werden können. Das von langsamen Neutronen verursachte Energiespektrum ist in Abb.10c abgebildet und kann als Überlagerung von Ereignissen aus der $Gd(n,\gamma)$ -Reaktion mit Energien bis zu 8 MeV und der $Fe(n,\gamma)$ -Reaktion mit Energien bis zu 10 MeV erklärt werden. Die hohe Intensität der langsamen Neutronen bewirkt, daß der minimale Ausläufer des Energiespektrums bis etwa 13 MeV einen ernsthaften Untergrund für den Nachweis der $^{12}C(\nu, \nu')^{12}C^*$ -Reaktion von ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ bildet.

Durch den sukzessiven Einbau einer etwa 5 cm starken Bor-Polyethylen (B-PE) Abschirmung in den KARMEN-Bunker konnte der Untergrund langsamer Neutronen im Laufe der Meßzeiten 1990/91 um etwa einen Faktor 20 unterdrückt werden und ist somit nahezu eliminiert.

Die Quellen prompter Neutronen wurden durch Messungen mit dem KARMEN-Detektor und einem kleinen beweglichen NaJ-Detektor im ISIS-Experimentierbereich ausfindig gemacht. Als Hauptquellen wurde das protonenstrahlaufwärts gelegene μ SR-Experiment und ein Tunnel unterhalb des KARMEN-Bunkers identifiziert. Zusätzliche schwere Eisenabschirmungen in diesen und einigen anderen Bereichen konnten die Zahl der prompten Neutronen pro Coulomb integrierten Strahlstroms um etwa einen Faktor 4 auf den Wert von 0.9 Neutronen pro Coulomb reduzieren. Dieser Wert liegt jedoch immer noch wenigstens ein Faktor 5 über der tolerablen Rate, so daß weitere Verbesserungen in der Abschirmung prompter Neutronen notwendig sind.

7 Kosmischer Untergrund

Der Hauptanteil des nicht strahlkorrelierten Untergrunds im KARMEN-Detektor wird durch die kosmische Strahlung verursacht, die durch Stöße hochenergetischer Teilchen aus dem Kosmos in der Atmosphäre entsteht. Im allgemeinen dringen die primären Teilchen (meist Protonen oder Kerne bis $A=56$) nicht bis zur Erdoberfläche, sondern nur die sekundären Reaktionsprodukte, die durch Aufschauierung entstehen. Man kann die kosmische Strahlung in drei Komponenten aufteilen [All 84] :

- Eine hadronische Komponente, die hauptsächlich aus Protonen, Neutronen und Pionen besteht und bei sehr hochenergetischen Ereignissen den 'Core' eines Schauers bildet. Auf Seehöhe beträgt die Intensität der hadronischen Komponente etwa $10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.
- Die photon-elektronische Komponente erwächst zum größten Teil aus Compton-Effekt, Paarbildung und Bremsstrahlung, aber auch aus Pion- und nachfolgendem Myonzerfall. Auf Seehöhe beträgt diese Intensität etwa $5 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.
- Die höchste Intensität auf Meereshöhe besitzt die myonische Komponente mit etwa $10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Diese kosmischen Myonen stammen zum überwiegenden Teil aus Zerfällen geladener Pionen aus der hadronischen Komponente.

Gegen die hadronische Komponente wird der KARMEN-Detektor sehr effektiv durch den Eisenbunker geschützt, dessen massive Eisendecke mit einer Massenbelegung von 2360 g/cm^2 etwa 17 nuklearen Wechselwirkungslängen entspricht.

Für γ -Quanten hat der Eisenbunker eine effektive Dicke von mehr als 100 Strahlungslängen, so daß die photon-elektronische Komponente der kosmischen Strahlung zuverlässig abgehalten wird.

Die myonische Komponente der kosmischen Strahlung bildet den Hauptanteil des kosmischen Untergrunds im KARMEN-Experiment. Durch den Eisenbunker wird der Myonfluß lediglich auf etwa ein Drittel reduziert, so daß der KARMEN-Detektor mit einer durchschnittlichen Myonrate von 1200 Hz belastet ist. Im folgenden wird der myoninduzierte Untergrund im KARMEN-Detektor im einzelnen beschrieben.

7.1 Myoninduzierter Untergrund im KARMEN-Detektor

In den Detektor dringende Myonen können sehr zuverlässig durch die inneren und äußeren Antizähler detektiert und durch das Triggersystem registriert werden. Durchgehende Myonen verursachen, bis auf eine minimale Detektortotzeit, keine Probleme für das Neutrinoexperiment.

Myonen jedoch, die im KARMEN-Detektor abgebremst und gestoppt werden, erzeugen gefährliche Untergründereignisse. Hierbei ist nicht die primäre Myonspur das Problem,

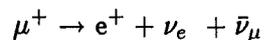
da diese durch die Ansprechere im äußeren und inneren Antizähler sowie durch ihre Multiplizität und Energie eindeutig als ein von außen kommendes Ereignis identifiziert werden kann. Die eigentlich gefährlichen Untergrundereignisse resultieren aus dem Zerfall der Myonen und aus Myoneinfangsreaktionen, die erst in einem gewissen zeitlichen Abstand zum primären Myonereignis als neutrale Ereignisse nachgewiesen werden.

Da die primäre kosmische Strahlung hauptsächlich aus positiv geladenen Teilchen besteht, ergibt sich für das Myon-Ladungsverhältnis $K_\mu = N(\mu^+)/N(\mu^-)$ einen Überhang an positiven Myonen von $K_\mu = 1.28 \pm 0.04$ [All 75]. Im KARMEN-Detektor innerhalb des Neutrino-Bunkers wurde dieses Verhältnis zu 1.32 ± 0.03 bestimmt [Gra 92].

Die Rate von gestoppten Myonen im KARMEN-Detektor beträgt 130 Hz, wobei entsprechend des Ladungsverhältnisses der kosmischen Myonen 45 % dieser Rate von negativen Myonen verursacht wird, 55 % der Rate auf positiv geladene Myonen zurückgeführt werden kann. Im KARMEN-Detektor können Myonen im Szintillatorvolumen (inklusive der optischen Segmentierung) oder in der inneren passiven Eisenabschirmung gestoppt werden. Abhängig von der Myonladung sind im Szintillator bzw. im Eisen verschiedene Reaktionen für das gestoppte Myon möglich.

7.1.1 Positive Myonen

Im Szintillator oder Eisen gestoppte positive Myonen zerfallen zu 100 % mit einer Zerfallszeit von $\tau = 2.197 \mu\text{s}$ [PDG 90]:



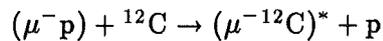
Findet der Zerfall im Szintillator statt, kann dem primären Myonereignis das Zerfallspositron am Endpunkt der Myonspur nachgewiesen werden. In einem Zeitintervall von $20 \mu\text{s}$ nach dem primären Ereignis, was etwa 9 Myonlebensdauern entspricht, können praktisch alle Zerfallspositronen nachgewiesen werden. Die Energieverteilung dieser Positronen hat die Form eines Michelspektrums mit einer Endpunktenergie von 52.8 MeV.

Beim Zerfall im Eisen der inneren passiven Abschirmung wird das Zerfallspositron im Eisen abgebremst und kann somit meistens nicht in den Szintillator gelangen. Durch Bremsstrahlung entstehen hierbei jedoch γ -Quanten mit bis zu 52 MeV Energie, die die Eisenabschirmung durchdringen können und im Szintillatorvolumen nachgewiesen werden. Diese Bremsstrahlung trägt insbesondere an den Stirnseiten des KARMEN-Detektors zu den neutralen Untergrundereignissen bei, da hier keine inneren Antizähler vorhanden sind.

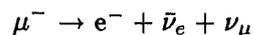
7.1.2 Negative Myonen

Negative Myonen, die im aktiven Detektorvolumen gestoppt werden, bilden mit den Atomen des Szintillators, also im wesentlichen ^{12}C und ^1H , durch Einfang im Coulombfeld

angeregte myonische Atome. Durch molekulare Stoßprozesse werden praktisch alle Myonen des gebildeten myonischen Wasserstoffs durch die Transferreaktion



auf den Kohlenstoff übertragen [Muk 77]. Unter Emission elektromagnetischer Strahlung fallen die Myonen schließlich in etwa 10^{-13} s in das 1S Orbital von ${}^{12}\text{C}$ zurück. 92.1 % der μ^- zerfallen aus diesem Zustand heraus mit einer effektiven Zerfallszeit von $\tau_{\mu^-} = (2.043 \pm 0.003) \mu\text{s}$ [Suz 87]:



Die Myonlebensdauer im myonischen Kohlenstoff wird durch den Konkurrenzprozeß zum Zerfall, den nuklearen Einfang der Myonen, reduziert. Beim Zerfall können wie bei den positiven Myonen am Ende der Myonspur innerhalb von etwa 20 μs praktisch alle Zerfallselektronen nachgewiesen werden. Das Energiespektrum dieser Zerfallselektronen hat wiederum die Michelform mit einer Maximalenergie von 52.8 MeV.

Der Myoneinfang am Kohlenstoff, den 7.8 % der μ^- erleiden, führt im wesentlichen in zwei Endzustände:

- $(\mu^- {}^{12}\text{C}) \rightarrow {}^{11}\text{B} + n + \nu_\mu$ (81.9 %)

Als neutrales Untergrundereignis ergibt sich hierbei der Nachweis des emittierten Neutrons am Gadolinium in den Modulwänden.
- $(\mu^- {}^{12}\text{C}) \rightarrow {}^{12}\text{B} + \nu_\mu$ (18.1 %)

Der nachfolgende β^- -Zerfall des ${}^{12}\text{B}$,
 ${}^{12}\text{B}_{g.s.} \rightarrow {}^{12}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$
 mit der langen Zerfallszeit $\tau = 29.1$ ms erzeugt als neutrales Untergrundereignis ein Elektron mit einer Maximalenergie von 13.4 MeV.

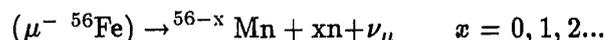
Der 1.1 % Anteil von ${}^{13}\text{C}$ im natürlichen Kohlenstoff ist auch im KARMEN-Szintillator enthalten und führt zu einer kleinen Beimischung folgender myoninduzierter Reaktionen:

- $(\mu^- {}^{13}\text{C}) \rightarrow {}^{13}\text{B} + \nu_\mu$

Der ${}^{13}\text{B}$ Kern zerfällt analog dem ${}^{12}\text{B}$ -Kern mit einer Zerfallszeit von $\tau = 25.05$ ms.
 ${}^{13}\text{B}_{g.s.} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^- + \bar{\nu}_e$
 Das Zerfallselektron hat hier ebenfalls eine Maximalenergie von $E_{max} = 13.4$ MeV.
- $(\mu^- {}^{13}\text{C}) \rightarrow {}^{12}\text{B} + n + \nu_\mu$

Hierbei entsteht sowohl ein Neutron, das durch den Einfang am Gadolinium nachgewiesen werden kann, als auch ein ${}^{12}\text{B}$ -Kern, der durch den nachfolgenden β^- -Zerfall ein Untergrundereignis erzeugt.

Wird ein negativ geladenes Myon im Eisen der inneren passiven Abschirmung gestoppt, kommt es zunächst auch zum atomaren Einfang durch ^{56}Fe . Da das myonische 1S Orbital bei Eisen viel stärker mit dem Kern überlappt als bei Kohlenstoff, werden mehr als 90 % der μ^- vom Eisenkern nuklear eingefangen, wobei mehrere Neutronen emittiert werden können.



Vom Myoneinfang am Eisen ist daher eine Erhöhung des Neutronenuntergrunds insbesondere im Randbereich des Zentraldetektors zu erwarten. Die hohe nukleare Einfangsrate für μ^- an Eisen wird auch aus der stark reduzierten Zerfallszeit der Myonen im 1S Orbital von $\tau = 0.206 \mu\text{s}$ deutlich [Suz 87]. Beim μ^- -Zerfall im Eisen kann wiederum die vom Zerfallselektron erzeugte Bremsstrahlung im aktiven Volumen nachgewiesen werden.

In der nachfolgenden Tabelle 3 sind die wesentlichen Untergrundereignisse durch gestoppte Myonen im KARMEN-Detektor kurz zusammengefaßt. Hierbei wurde wegen des geringen Beitrags auf die Einfangsereignisse an ^{13}C verzichtet. Die erste Spalte bezeichnet das primäre Myonereignis, also gestopptes μ^- oder μ^+ . Die zweite Spalte zeigt die nachfolgenden Reaktionen durch Myonzerfall oder Einfang im aktiven Volumen oder dem Eisen der inneren Abschirmung. In der dritten Spalte sind die typischen Zerfallszeiten τ angegeben und mit ΔT die Totzeiten, die notwendig wären, um den entsprechenden Untergrundereignistyp um etwa einen Faktor 10^{-4} zu unterdrücken. Schließlich zeigt die vierte Spalte den relativen Anteil der jeweiligen Untergrundreaktion an der Gesamtrate der gestoppten Myonen [Gra 92].

7.1.3 Inelastische Myon-Kern-Streuung

Unabhängig vom Ladungszustand der Myonen können durch tief inelastische Stöße mit Kernen des Detektormaterials (also insbesondere ^{12}C und ^{56}Fe) schauerartige Ereignisse im Detektor erzeugt werden. Durch Fragmentierung und Spallation können hierbei leichte angeregte Kerne und Neutronen entstehen, die dann durch Zerfall bzw. durch die $\text{Gd}(n,\gamma)$ -Reaktion mehrere Untergrundereignisse erzeugen.

Tabelle 3: Myoninduzierte Reaktionen im KARMEN-Detektor

Primäres Ereignis	Reaktion und Untergrundereignis	Zerfallszeit notw. Totzeit	Anteil in %
μ^+	<p>Zerfall <u>im aktiven Volumen:</u> $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ → Michelelektron $E_{max} = 52.8$ MeV</p>	$\tau = 2.197 \mu s$ $\Delta T = 20 \mu s$	22.1 %
	<p><u>in innerer passiver Abschirmung:</u> $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ → Bremsstrahlung $E_{max} = 52.8$ MeV</p>	$\tau = 2.197 \mu s$ $\Delta T = 20 \mu s$	33.9 %
μ^-	<p>Einfang <u>im aktiven Volumen:</u> $(\mu^-^{12}C) \rightarrow {}^{11}B + n + \bar{\nu}_\mu$ → Gd(n,γ) $E_{max} = 8$ MeV</p>	$\tau_{diff} \approx 100 \mu s$ $\Delta T \approx 1$ ms	1.1 %
	<p>$(\mu^-^{12}C) \rightarrow {}^{12}B + \bar{\nu}_\mu$ ${}^{12}B \rightarrow {}^{12}C + e^- + \bar{\nu}_e$ → Zerfallselektron $E_{max} = 13.4$ MeV</p>	$\tau = 29.1$ ms $\Delta T \approx 0.3$ s	0.2 %
	<p><u>in innerer passiver Abschirmung:</u> $(\mu^-^{56}Fe) \rightarrow {}^{56-x}Mn + xn + \bar{\nu}_\mu$ → Fe(n,γ) $E_{max} = 9$ MeV → Gd(n,γ) $E_{max} = 8$ MeV</p>	$\tau_{diff} \approx 100 \mu s$ $\Delta T \approx 1$ ms	24.3 %
	<p>Zerfall <u>im aktiven Volumen:</u> $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ → Michelelektron $E_{max} = 52.8$ MeV</p>	$\tau = 2.026 \mu s$ $\Delta T = 20 \mu s$	15.9 %
	<p><u>in innerer passiver Abschirmung:</u> $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ → Bremsstrahlung $E_{max} = 52.8$ MeV</p>	$\tau = 0.206 \mu s$ $\Delta T = 2 \mu s$	2.4 %

Alle oben beschriebenen myoninduzierten Untergrundereignisse führen im allgemeinen zu Untergrundreaktionen durch Michelelektronen, Bremsstrahlung, Neutronen und Kern- β -Zerfällen. Das Energiespektrum dieser Untergrundereignisse überlappt mit dem gesamten Energiebereich für Neutrinoereignisse von etwa 4 MeV bis 50 MeV. Für Neutrinoereignisse mit sequentieller Signatur können diese Untergrundereignisse zu zufälligen verzögerten Koinzidenzen führen.

Besonders gefährlich ist dieser myoninduzierte Untergrund für den Nachweis von Neutrinoereignissen ohne sequentielle Struktur, 'single prong'- Reaktionen, wie die ^{12}C -Kernanregung durch Neutrinos über den neutralen schwachen Strom. Myoninduzierte Untergrundereignisse überlagern in diesem Fall direkt die Signaturen der Neutrinoereignisse.

Die Rate gestoppter Myonen im KARMEN-Detektor von 130 Hz übersteigt die Rate von inelastischen Neutrino-Kernanregungen von etwa 0.5 pro Tag um mehr als sieben Größenordnungen. Durch Anwendung der Zeitstruktur von ISIS und mit Energieschnitten läßt sich zwar dieses Signal/Untergrund-Verhältnis um etwa drei bis vier Größenordnungen verbessern, aber dennoch ist es notwendig, myoninduzierte Ereignisse möglichst vollständig zu erkennen, um ein akzeptables Signal/Untergrund-Verhältnis zu erlangen.

Im folgenden wird die Identifikation kosmischen Untergrunds im KARMEN-Detektor insbesondere hinsichtlich der Untergrundunterdrückung für die Auswertung der inelastischen ^{12}C -Anregung dargestellt.

7.2 Identifikation kosmischen Untergrunds im KARMEN-Detektor

Das KARMEN-Detektorsystem bietet durch die effizienten Antizähler in Verbindung mit der Triggerlogik die Möglichkeit, wie im Kapitel 4 beschrieben, die myoninduzierten Untergrundereignisse zu erkennen. Im 'Data Stack' ist für jede Strahlperiode die vollständige Historie der im KARMEN-Detektor nachgewiesenen Ereignisse von 600 μs vor dem Strahl bis zum Ende der Strahlperiode gespeichert. Für jedes aufgetretene Ereignis, egal ob es als 'gültiges' Ereignis aufgenommen wurde, oder ob es als 'cosmic' verworfen wurde, existiert so die Information über die Art der angesprochenen Detektorelemente ($E_c, AL, AR, \dots, SL, SR, \dots$) und die Ereigniszeit.

Als primäre Myonereignisse werden generell alle Ereignisse im KARMEN-Detektor angesehen, bei denen wenigstens eine Antizählerseite angesprochen hat, also eine 'Spur' nach außen führt. Aus der Information, welche Detektorelemente angesprochen haben, lassen sich die primären Myonereignisse in vier Typen einteilen:

1. Gestoppte Myonen im Eisen der inneren passiven Abschirmung (Spur 1).
2. Gestoppte Myonen im Szintillatorvolumen (Spur 2)
3. Schauerereignisse im Detektor (Spur 3).
4. Durchgehende Myonen (Spur 4)

Beispiele für solche Myonspuren sind in Abb. 11 dargestellt.

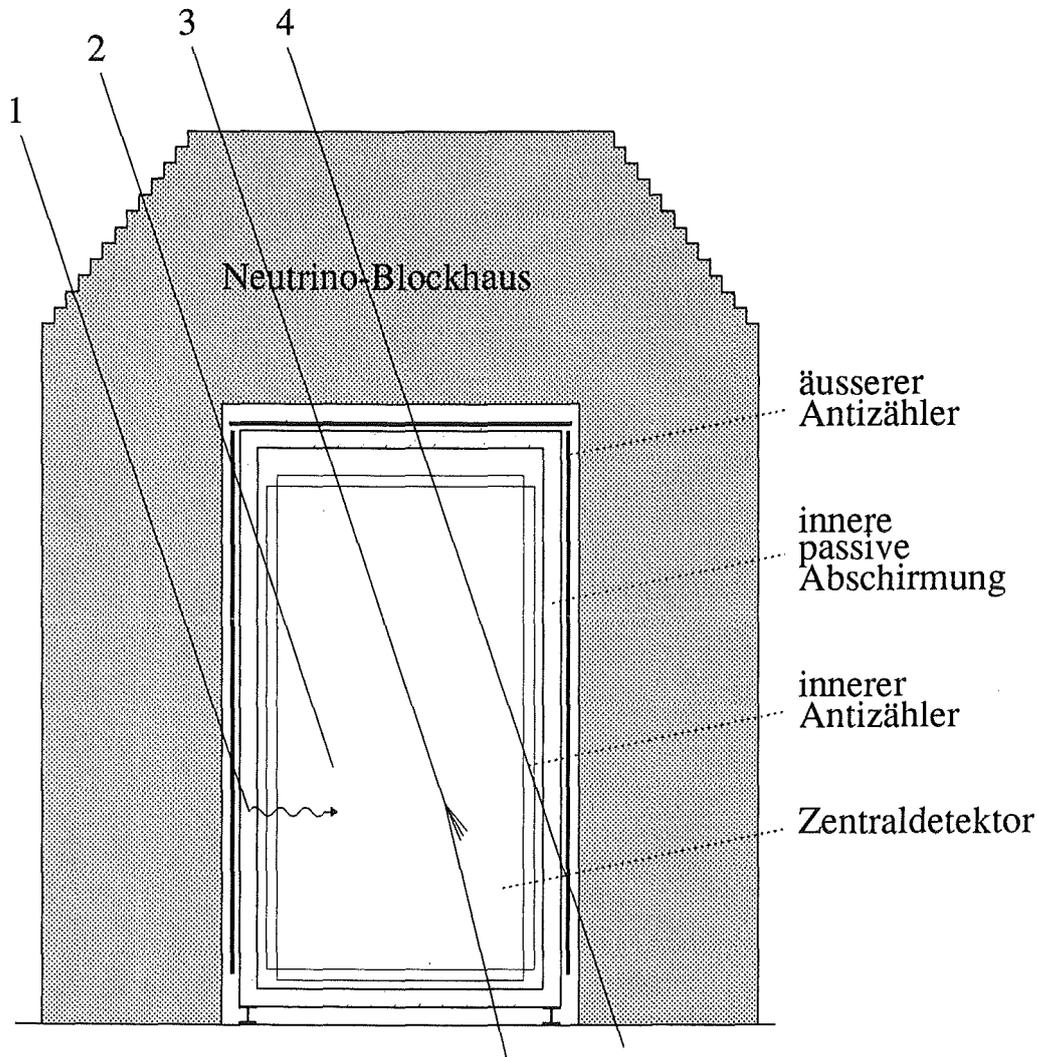


Abb. 11: Beispiele für mögliche Myonspuren im KARMEN-Detektor.

Diese Klassifizierung der Myonereignisse wird schon bei der Datenaufnahme benutzt, indem nach jedem gestoppten Myon im aktiven Volumen eine Totzeit von $10 \mu s$ angelegt wird, um die nachfolgenden Michelelektronen weitgehend zu unterdrücken. Hierdurch kann mit einer kleinen Totzeit (etwa 0.2 % der Meßzeit) eine deutliche Verringerung der Datenrate erreicht werden.

Man kann nun die neutralen Ereignisse, die auf Myonereignisse folgen, im einzelnen untersuchen und so die Parameter für eine effiziente 'off-line' Untergrundunterdrückung mit möglichst geringen Totzeitverlusten bestimmen. An zwei Beispielen, gestoppten Myonen im aktiven Volumen und im Eisen der passiven Abschirmung, die für den Nachweis der Neutrino-Kernanregung durch den neutralen schwachen Strom den gefährlichsten Un-

tergrund erzeugen, wird dies im folgenden demonstriert.

7.2.1 Ereignisse nach gestoppten Myonen im aktiven Volumen

Das Energiespektrum aller neutraler Ereignisse, die bis zu $20 \mu\text{s}$ nach einem gestoppten Myon im gesamten Zentraldetektor nachgewiesen werden, ist in Abb. 12 als durchgezogene Linie dargestellt. Die primären Myonereignisse werden hierbei durch das Ansprechen des Antizählersystems exklusiv auf einer Seite und das Ansprechen des Zentraldetektors charakterisiert.

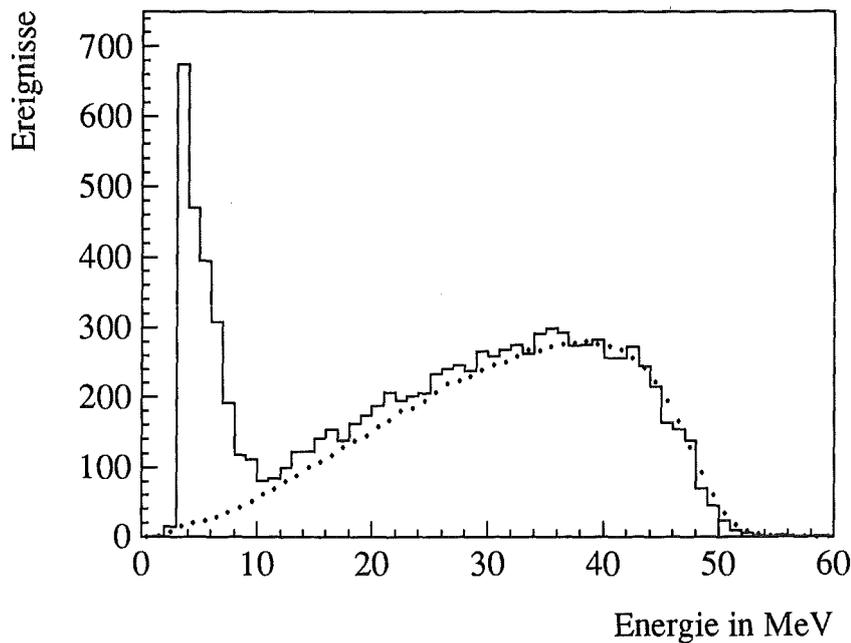


Abb. 12: Energiespektrum neutraler Ereignisse $20 \mu\text{s}$ nach einem gestoppten Myon im aktiven Volumen

Oberhalb von 10 MeV erkennt man das typische Energiespektrum von Michelelektronen aus dem Myonzerfall mit einer Maximalenergie von 52 MeV. Die gepunktete Linie zeigt zum Vergleich das Energiespektrum von Michelelektronen aus einer Messung, bei der speziell gestoppte Myonen aufgenommen wurden. Hierbei wurden nur Zerfallselektronen in einem engen Umkreis von $\approx 30 \text{ cm}$ um den Endpunkt der Myonspur und in einem Zeitintervall von maximal $20 \mu\text{s}$ nach dem Myonereignis zugelassen. Obwohl beim Vergleichsspektrum eine viel engere Ortskorrelation zwischen Endpunkt der Myonspur und nachfolgendem Ereignis verlangt wurde, ist die Übereinstimmung der beiden Spektren oberhalb einer Energie von 12 MeV sehr gut.

Unterhalb von 10 MeV erkennt man eine Verteilung, die man $\text{Gd}(n,\gamma)$ -Reaktionen von Neutronen zuordnen kann. Bei der hier verwendeten Koinzidenzzeit von nur $20 \mu\text{s}$ stammt nur ein kleiner Teil dieser Neutronen aus dem Myoneinfang am ^{12}C , beim größeren

Teil dieser Ereignisse handelt es sich um zufällige Koinzidenzen mit unkorrelierten Neutronen aus z.B. Myon-Einfangsreaktionen in der passiven Abschirmung und im Neutrino-bunker oder niederenergetischem γ -Untergrund. Verlängert man die Koinzidenzzeit nach einem gestoppten Myon im aktiven Volumen auf $500 \mu\text{s}$, so erhöht sich lediglich die Zählrate der Neutroneneignisse im Bereich unterhalb von 10 MeV , während die Ereigniszahl der Michelelektronen im Bereich oberhalb von 10 MeV praktisch konstant bleibt. Dieses unterschiedliche Zeitverhalten ist in Abb. 13a,b dargestellt. Abb. 13a zeigt das Diffe-

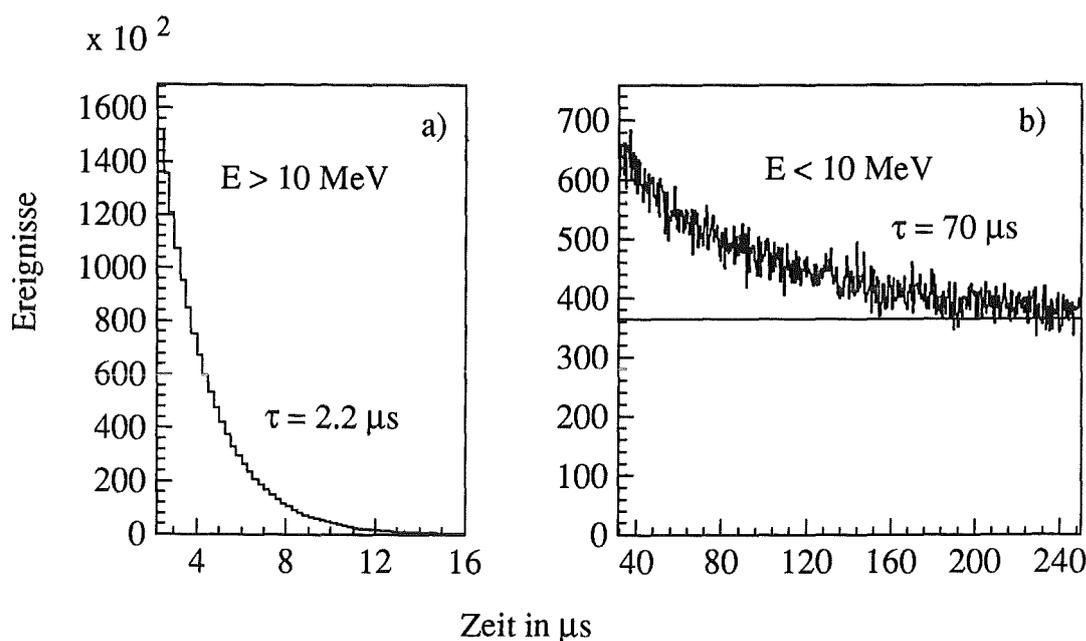


Abb. 13: Zeitdifferenzspektren neutraler Ereignisse nach gestoppten Myonen im aktiven Volumen,

- a) mit Energien über 10 MeV in den ersten 16μ nach dem gestoppten Myon
- b) mit Energien unter 10 MeV $30 \mu\text{s}$ bis $250 \mu\text{s}$ nach dem gestoppten Myon

renzspektrum zwischen primären Myonereignissen und den nachfolgenden neutralen Ereignissen mit Energien größer als 10 MeV in den ersten $16 \mu\text{s}$. Man erkennt einen exponentiellen zeitlichen Abfall, der mit der Myonlebensdauer von $\tau = 2.2 \mu\text{s}$ sehr gut übereinstimmt. Dies zeigt, daß diese Ereignisse eindeutig auf Myonzerfälle zurückgeführt werden können.

Abb. 13b zeigt das Differenzzeitspektrum für Ereignisse mit Energien kleiner als 10 MeV für $30 \mu\text{s}$ bis $250 \mu\text{s}$ nach dem gestoppten Myon. Man erkennt auf einem relativ hohen zeitlich konstanten Untergrund, der durch die horizontale Linie angedeutet wird, eine abfallende Zeitverteilung mit einer Zeitkonstanten von $\tau \approx 80 \mu\text{s}$. Diese Zeitkonstante entspricht der Neutronendiffusionszeit von etwa $100 \mu\text{s}$ wie sie für den KARMEN-Detektor typisch ist [Gra92]. Die korrelierten Ereignisse können daher Neutronen aus dem Myoneinfang an Kohlenstoff zugeordnet werden. Der konstante Untergrund entsteht

durch zufällige Koinzidenzen mit Neutronenereignissen und sonstigen niederenergetischen Ereignissen aus der Umgebungsstrahlung.

7.2.2 Ereignisse nach gestoppten Myonen in der inneren passiven Abschirmung

Das Energiespektrum von neutralen Ereignissen, die bis zu $20 \mu\text{s}$ nach einem gestoppten Myon im Eisen der inneren passiven Abschirmung auftreten, ist in Abb. 14 dargestellt. Das primäre Myonereignis wird hierbei nur durch das Ansprechen einer einzigen Seite des äußeren Antizählers ohne Ansprecher des Zentraldetektors oder inneren Antizählers charakterisiert. Der kontinuierlich abfallende Verlauf dieses Spektrums ist auf den Nachweis

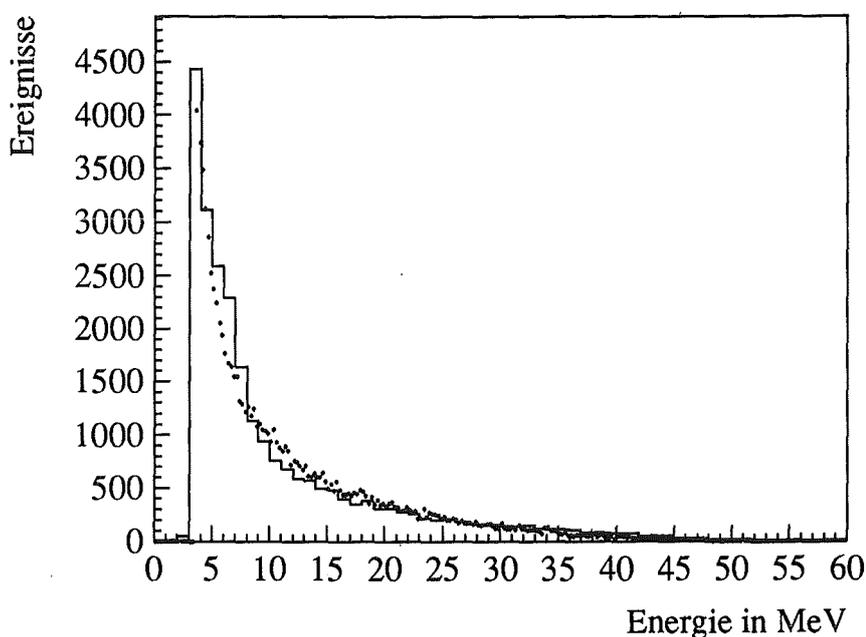


Abb. 14: Neutrale Ereignisse innerhalb von $20 \mu\text{s}$ nach einem in der passiven Abschirmung gestoppten Myon

der Bremsstrahlungsquanten zerfallender Myonen im Eisen zurückzuführen. Als gepunktete Linie ist hier das Bremsstrahlungsspektrum von Michelelektronen (und $-\text{positronen}$) aus einer GEANT-Simulation eingezeichnet [Gra 92]. Die beiden Spektren zeigen im Verlauf eine weitgehende Übereinstimmung. Die kleinen Abweichungen sind für die niederen Energien durch Neutronenereignisse bedingt. Durch Zerfallselektronen bzw. $-\text{positronen}$, die die innere passive Abschirmung verlassen, kommt es zu kleinen Abweichungen im Bereich höherer Energien.

7.2.3 'Data Stack'-Reduktion des kosmischen Untergrunds

Die im 'Data-Stack' gespeicherte Historie aller Ereignisse im KARMEN-Detektor und die genaue Kenntnis der durch kosmische Myonen verursachten Untergründereignisse bilden die Grundlage für die sogenannte 'Data Stack'-Reduktion, die bei der 'off-line'-Analyse angewandt werden kann. Bei dieser Untergrund-Reduktion werden alle Ereignisse verworfen, die innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls nach einem primären Myonereignis (durchgehende und gestoppte Myonen und Schauerereignisse) vorkommen. Myonzerfallsereignisse, also Michelelektronen und Bremsstrahlung, können, wie Abb. 13a zeigt, durch eine 20 μs Totzeit weitgehend unterdrückt werden. Durch eine Verlängerung der Totzeit auf 30 μs und 40 μs wird die Zahl der verworfenen Ereignisse lediglich um 0.5 % bzw. 1 % erhöht, während der Meßzeitverlust direkt proportional ansteigt.

Um Ereignisse durch myoninduzierte Neutronen zu eliminieren, wäre hingegen eine Totzeit von 500 - 1000 μs (d.h. 5 bis 10 mal die Neutronendiffusionszeit) notwendig, während die Eliminierung von Zerfallselektronen aus dem ^{12}B -Zerfall eine Totzeit von 150 ms bis 300 ms verlangen würde.

Bei einer Rate gestoppter und durchgehender Myonen im KARMEN-Detektor von etwa 1200 Hz ergibt sich für eine 20 μs Totzeit nach jedem Myonereignis ein Meßzeitverlust von 2.4 %. Bei 500 μs Totzeit ergibt sich schon ein völlig unakzeptabler Meßzeitverlust von etwa 60 %, bei mehreren ms Totzeit würden alle Ereignisse verworfen werden.

Die 'Data-Stack'-Reduktion ist daher nur in der Lage, Untergründereignisse, die durch den Zerfall gestoppter Myonen entstehen, zu verwerfen, nicht aber myoninduzierte Neutronenereignisse oder ^{12}B -Zerfälle nach Myoneinfangreaktionen.

Die konstruktionsbedingten Lücken im Antizählersystem erfordern eine Erweiterung der 'Data-Stack'-Reduktion. Das Antizählersystem kann mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 99.8 % die in den Detektor dringenden Myonen detektieren [Sch 92]. Für den Nachweis von Neutrinoereignissen ohne sequentielle Ereignisstruktur bildet aber selbst der kleine Anteil von 0.2 % der in den Antizählern nicht nachgewiesenen Myonen mit einer Rate von etwa 0.4 Hz einen ernsthaften Untergrund. Da im 'Data-Stack' alle Ereignisse registriert werden, finden sich die primären Myonereignisse, die vom Antizählersystem nicht gesehen wurden, unter der Klasse der neutralen Ereignisse.

Legt man folglich nicht nur nach Myonereignissen, die durch das Antizählersystem identifiziert worden waren, eine 20 μs Totzeit an, sondern auch nach jedem im 'Data-Stack' registrierten Ereignis, also auch nach allen neutralen Ereignissen, so werden nahezu alle möglichen Myonzerfallsereignisse erfaßt. Eine Ausnahme bilden gestoppte Myonen in der inneren passiven Abschirmung, die von den Antizählern nicht gesehen wurden.

Für die Neutrinoereignisse selbst hat dieses Verfahren bis auf eine kleine Erhöhung des Meßzeitverlusts keine Auswirkung. Bei einer Gesamttriggerrate des KARMEN-Detektors von etwa 2000 Hz ergibt sich mit einer 20 μs Totzeit nach jedem Ereignis ein Gesamtmeßzeitverlust von 4 %.

7.2.4 Effekt der 'Data-Stack'-Reduktion

Das Energiespektrum vor und nach der 'Data-Stack'-Reduktion mit einer Totzeit von $20 \mu\text{s}$ nach jedem Ereignis ist in Abb. 15a als durchgezogene Linie bzw. grau unterlegt dargestellt. Hierbei wurden nur Ereignisse in einem $100 \mu\text{s}$ langen Zeitintervall vor dem Strahl berücksichtigt, um von strahlkorrelierten Effekten unabhängig zu sein. Im Energiebereich oberhalb von 10 MeV werden durch die 'Data-Stack'-Reduktion im Schnitt 93% der Ereignisse verworfen, unterhalb von 10 MeV weniger als 40% der Ereignisse.

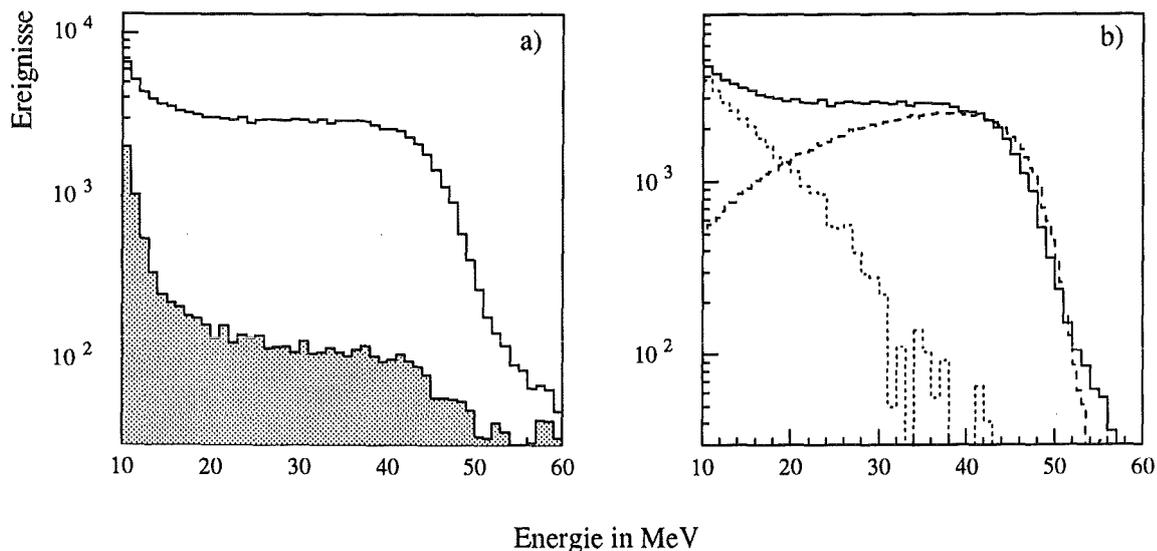


Abb. 15: Energiespektrum der Untergrundereignisse
a) vor und nach der 'Data-Stack'-Reduktion
b) verworfene Ereignisse: Michelelektronen (gestrichelt) und Bremsstrahlung (punktirt)

Abb. 15b zeigt das Energiespektrum der verworfenen Ereignisse oberhalb von 10 MeV . Die Form dieser Energieverteilung lässt sich als eine Überlagerung des Michelelektronenspektrums und des Bremsstrahlungsspektrums erklären. Die gestrichelte Linie zeigt ein an den hochenergetischen Teil des Spektrums zwischen 30 MeV und 55 MeV angepasstes Michelelektronenspektrum. Das Differenzspektrum ist als gepunktete Linie dargestellt und zeigt den typischen kontinuierlichen Abfall des Bremsstrahlungsspektrums.

Der Reduktionsfaktor der 'Data-Stack'-Reduktion, d.h. das Verhältnis der Anzahl verworfener Ereignisse zur Zahl der ursprünglich vorhandenen Ereignisse ist in Abb. 16 in Abhängigkeit von der Energie aufgetragen. Im Bereich zwischen 3 MeV und 13 MeV steigt der prozentuale Anteil der verworfenen Ereignisse steil von etwa 10% auf 93% an. Insbesondere im Energiebereich bis etwa 8 MeV , der durch die Vielzahl von Neutronenereignissen dominiert wird zeigt die 'Data-Stack'-Reduktion nur eine sehr begrenzte Wirkung. ^{12}B -Zerfälle nach dem Myoneinfang an ^{12}C verringern die Effizienz der Reduktion bis zu Energien von 13 MeV . Von 14 MeV bis 48 MeV bleibt der Reduktionsfaktor auf

einem hohen Niveau von durchschnittlich 95 % konstant, da hier Ereignisse aus Zerfällen gestoppter Myonen dominieren.

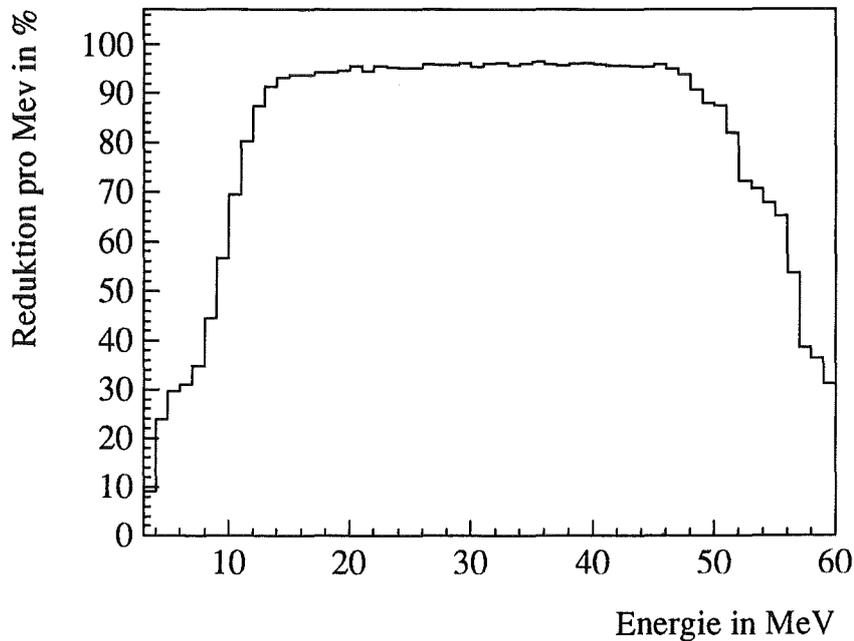


Abb. 16: Reduktionsfaktor der 'Data-Stack'-Reduktion in Abhängigkeit von der Energie

Abschließend läßt sich feststellen, daß in dem für prompte Neutrinoereaktionen relevanten Energiebereich von 10 MeV bis 40 MeV durch diese 'Data-Stack'-Reduktion eine Verringerung des myoninduzierten Untergrunds von über 93 % erreicht wird. Die 'Data-Stack'-Reduktion bildet somit neben der Untergrundunterdrückung durch den geringen 'Duty-Faktor' von ISIS das wichtigste Mittel, 'single-prong'-Neutrinoereignisse aus der Menge aller im KARMEN-Detektor nachgewiesenen Ereignisse herauszupräparieren.

7.2.5 Verbleibende Untergrundereignisse

Die nach der 'Data-Stack'-Reduktion verbleibenden myoninduzierten Ereignisse stellen den eigentlichen Untergrund für den Nachweis von Neutrinoereaktionen dar. In Abb. 17 ist das Energiespektrum aus einem 100 μ s Untergrundzeitfenster vor dem Strahl mit seinen verschiedenen Komponenten dargestellt. Man kann das gesamte Energiespektrum des verbleibenden Untergrunds im wesentlichen aus vier Anteilen zusammensetzen:

1. Ein Teil der hochenergetischen Untergrundereignisse bis 50 MeV geht auf Myonzerfälle zurück, die später als 20 μ s nach dem primären Myonereignis stattgefunden haben, oder deren primäres Myonereignis weder im Zentraldetektor noch in den Antizählern gesehen wurde. Ein an die Zählrate zwischen 40 MeV und 50 MeV angepaßtes Michelspektrum beschreibt die Energieverteilung dieser Ereignisse.

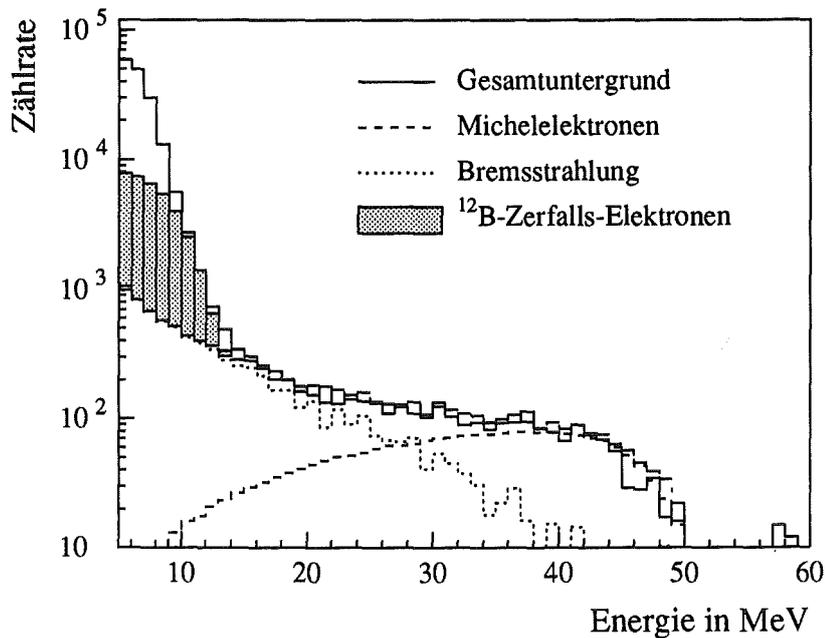
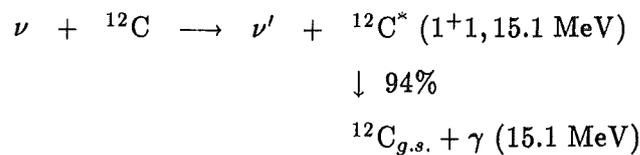


Abb. 17: Energiespektrum des kosmischen Untergrunds mit seinen Komponenten

2. Myonen, die im Eisen der passiven Abschirmung gestoppt wurden und im äußeren Antizähler nicht gesehen wurden, erzeugen das in Abb. 17 eingezeichnete Bremsstrahlungsspektrum, das im Energiebereich zwischen 15 MeV und 30 MeV an das Untergrundspektrum angepaßt wurde.
3. Zerfallelektronen von ^{12}B , das durch μ^- -Einfang am ^{12}C entsteht, sind wegen der langen Lebenszeit von ^{12}B ebenfalls nicht durch die 'Data-Stack'-Reduktion zu eliminieren. Die ^{12}B Produktionsrate im KARMEN-Detektor läßt sich aus der Rate gestoppter Myonen von 130 Hz und den Verzweungsverhältnissen (siehe Tabelle 3) zu 0.82 Hz berechnen. Unter Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeit läßt sich für die hier betrachtete Meßzeit die Gesamtzahl detektierter ^{12}B -Ereignisse berechnen. Das auf diese Zahl normierte ^{12}B -Zerfallsspektrum ist in Abb. 17 grau unterlegt eingezeichnet und beschreibt sehr gut die steil abfallende Flanke zwischen 10 MeV und 14 MeV.
4. Die restlichen Ereignisse unterhalb von 10 MeV können myoninduzierten Neutronen, die durch die $\text{Gd}(n,\gamma)$ -Reaktion nachgewiesen werden, zugeschrieben werden.

8 Neutrino – Kernanregung durch den neutralen schwachen Strom

Die genaue Kenntnis des kosmischen und strahlkorrelierten Untergrunds im KARMEN-Detektor, die beschriebenen Abschirmungsverbesserungen und die Erweiterung des Triggersystems durch Data Stack und MLU sind insbesondere für den Nachweis von 'single prong'-Ereignissen wie die Neutrino-Kernanregung durch den neutralen schwachen Strom von zentraler Bedeutung. Wie im Kapitel 2 schon dargestellt, können NC-Reaktionen am Kohlenstoff des KARMEN-Szintillators von allen drei im ISIS Beam Dump erzeugten Neutrino-Flavours (ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$) nach folgender Reaktionssignatur angeregt werden:



Das Signal für einen solchen inelastischen Neutrino-Streuprozess ist der Nachweis eines 15 MeV Photons aus dem Zerfall des angeregten $J^\pi T = 1^+ 1$ Analogzustands von ${}^{12}\text{C}$ mit einem Verzweungsverhältnis von 94 % [Ajz 90] in den Grundzustand.

8.1 Datenbasis

Die Messungen mit dem vollständigen KARMEN-Detektor am ISIS Beam Dump begannen im Dezember 1989 (Run 9). Das Pretriggersystem (MLU und 'Data Stack') war noch nicht vollständig entwickelt und konnte in diesem Run nur maximal 8 Myonereignisse pro Strahlperiode registrieren. Die aufgenommenen KARMEN-Daten beinhalteten somit nur zum Teil die Informationen über kosmische Myonen, die neutralen Ereignissen vorangegangen waren, so daß die 'Data-Stack'-Reduktion nur einen Effekt von 30 % erbrachte. Erste Auswerterversuche mit diesem Run zeigten, daß Reaktionen mit sequentieller Struktur, insbesondere die exklusive Reaktion ${}^{12}\text{C}(\nu_e, e^-){}^{12}\text{N}_{g.s.}$, trotzdem mit relativ geringem Untergrund nachgewiesen werden können. Bei der Suche nach der inelastischen Neutrino-Kernstreuung zeigte sich mit diesem Triggersystem, daß die Untergrundrate etwa 10-mal über der zu erwartenden ν -Ereignisrate lag. Mit dieser Untergrundrate konnte bei der Untersuchung der 'single prong'-Ereignisse kein Anzeichen von Neutrinoereignissen gefunden werden.

Der Ausbau des Pretriggersystems während der nachfolgenden Winterpause des Beschleunigers auf maximal 256 registrierte Ereignisse pro Strahlperiode ermöglichte dann eine effektivere Untergrundunterdrückung. Bei den ersten beiden Meßruns 1990 (Run 12 und 14) war allerdings die optimale Nutzung des Pretriggersystems noch nicht gefunden. Bei diesen Runs wurden lediglich die von der MLU erkannten Myonereignisse im 'Data-Stack' gespeichert, nicht aber neutrale Ereignisse. Durch die 'Data-Stack'-Reduktion konnten sodann zwar 67 % der Myonzerfallsereignisse identifiziert werden, der

verbleibende Untergrund war aber dennoch etwa 5 mal höher als die zu erwartende Rate von Neutrinoereignissen.

Nach der Sommerpause 1990, ab Run 16, wurde ein verbessertes Pretriggersystem benutzt, bei dem alle im Detektor auftretenden Ereignisse im 'Data Stack' registriert werden, wie es in Kapitel 7 beschrieben ist. Dieses Pretriggersystem ermöglicht eine effektive Untergrundunterdrückung von mehr als 93 %, so daß ab diesem Run die Untergrundrate im Energie- und Zeitbereich für Neutrinoereignisse in der gleichen Größenordnung liegt, wie die zu erwartende Neutrinoereignisrate.

Da der Nachweis von 'single prong'- ν -Ereignissen, wie später gezeigt wird, entscheidend auf eine möglichst geringe Untergrundrate angewiesen ist, wurden bei dieser Auswertung die Meßruns 9, 12 und 14, bei denen ein unvollständiges Pretriggersystem benutzt wurde, nicht mitberücksichtigt.

In der hier dargestellten Auswertung gehen alle Meßruns ab Juli 1990 bis einschließlich Juni 1991 ein. In diesem Zeitraum wurden in 6 drei- bis fünfwöchigen Meßzeiten das ISIS Target mit 911.3 Coulomb Protonen von 750 MeV und 800 MeV kinetischer Energie beschossen. Aus der Gesamtheit dieser Daten wurden die Meßdaten einiger kürzerer Abschnitte entfernt, bei denen es durch elektronische Fehler und defekte Antizählermodule zu einer starken Erhöhung der Untergrundrate kam. In Tabelle 4 sind die wichtigsten Parameter der in diese Auswertung eingehenden Meßruns aufgelistet. Q_p bezeichnet die auf dem ISIS Target akkumulierte Ladung des Protonenstrahls für die auswertbaren Daten, E_p die kinetische Energie des Protonenstrahls. Der mittlere Strahlstrom \hat{I} ergibt sich aus der Ladung Q_p und der Meßzeit.

Tabelle 4: Ausgewertete Meßruns

Run	Q_p (C)	Meßzeit (dd:hh:mm)	\hat{I} (μ A)	E_p (MeV)
16	161.2	25:03:34	74.2	750
19	177.0	26:09:05	77.6	750
21	101.9	16:14:02	71.1	750
23	129.7	20:00:12	75.0	750
26	110.3	20:15:09	61.9	800
27	222.6	33:09:15	77.1	800
Σ	902.7	142:03:17	73.5	—

In der Summe ergibt sich somit eine Meßzeit von 142 Tagen 3 Stunden und 17 Minuten mit einem durchschnittlichen Protonenstrahlstrom von 73.5 μ A.

8.2 Datenreduktion

In den Meßruns 16 bis 27 wurden insgesamt etwa 1.4×10^9 neutrale Ereignisse im KARMEN-Detektor aufgenommen. Um diese Rohdatenmenge, die 115 Computerbänder umfaßt, auf einen handhabbaren Datensatz zu reduzieren, wurden in einer Vorreduktion nur Strahlperioden akzeptiert, die folgende Bedingungen erfüllten:

- Protonenstrahl wurde extrahiert ('beam on')
- Wenigstens ein neutrales Ereignis in einem Zeitfenster von $100 \mu\text{s}$ vor dem Strahl bis $30 \mu\text{s}$ nach dem Strahl mit einer Energie zwischen 5 MeV und 100 MeV.

Mit diesen Schnitten bleibt die Möglichkeit bestehen, Neutrinoereignisse sowie strahlkorrelierten Untergrund in einem weiten Zeitbereich nach dem Strahl, kosmischen Untergrund in dem langen Zeitfenster vor dem Strahl, in dem für Neutrinoereignisse relevanten Energiebereich zu untersuchen. Diese Vorreduktion verringerte die gesamte Datenmenge um 95 %. Insbesondere der untere Energieschnitt bei 5 MeV reduzierte die Datenmenge beträchtlich, da in diesem Energiebereich die Zählrate im Detektor durch Neutronenereignisse besonders hoch ist.

8.3 Datenanalyse im $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitfenster

Prinzipiell können bei der Datenanalyse zwei Neutrinozeitfenster unterschieden werden: Im Zeitbereich bis 600 ns nach dem Strahl dominieren Myonneutrinos aus dem schnellen Pionzerfall mit einer kleinen Beimischung von etwa 5 % von ν_e und $\bar{\nu}_\mu$. Dieser Zeitbereich ist allerdings sehr stark, wie schon gezeigt, mit prompten strahlkorrelierten Neutronen belastet. Im Zeitbereich von 600 ns bis $10 \mu\text{s}$ nach dem Strahl finden sich 84.5 % der am ISIS-Beam Dump produzierten Elektronneutrinos und Myonantineutrinos. Zunächst wird die Datenanalyse in diesem $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitbereich beschrieben.

Für die Suche nach 'single prong'-Neutrinoereignissen wurde, basierend auf dem Datenreduktionsprogramm *REDUCE.KARMEN.DATA* [Pli 88], ein Auswertprogramm entwickelt, das nach Ereignissen sucht, die die folgenden Bedingungen erfüllen:

- neutrales Ereignis, also kein Ansprechere in den Antizählern
- innerhalb eines vorgegebenen Energiefensters
- innerhalb eines bestimmten Detektorvolumens
- innerhalb eines von vier vorgebbaren Zeitfenstern
- nicht mehr als 6 angesprochene Module im Zentraldetektor

Das Programm wendet die Energie- und Orts-Kalibrationen sowie die notwendigen Zeitkorrekturen an. Für die vier verschiedenen Zeitfenster werden die Zeit-, Energie-, und Orts-Verteilungen der Ereignisse im KARMEN-Detektor erzeugt. Ebenso beinhaltet das Programm auch die Möglichkeit, die 'Data-Stack'-Reduktion durchzuführen.

8.3.1 Zeitfenster

In Abb. 18 ist die theoretische Zeitverteilung der $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ bezüglich T_0 dargestellt. Man erkennt einen schnellen Anstieg der Neutrinointensität in den ersten 500 ns, wobei der kleine Zwischenpeak durch die Doppelpulsstruktur des Protonenstrahls verursacht wird. Danach erkennt man den durch den Myonenzerfall bestimmten exponentiellen Intensitätsabfall der $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ mit einer Zeitkonstanten von $\tau = 2.2 \mu\text{s}$. Der bei der Auswertung angewandte

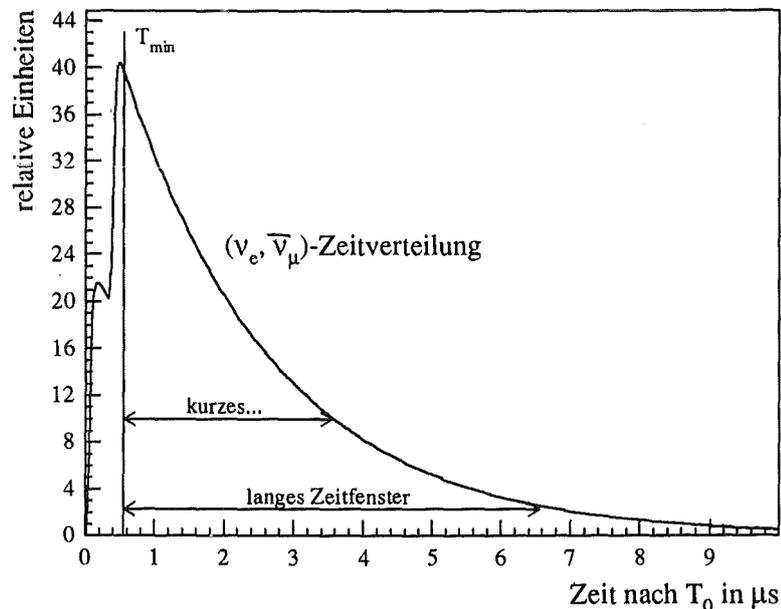


Abb. 18: Theoretische Zeitverteilung der $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$

untere Zeitschnitt T_{min} ist durch die Abtrennung der Myonneutrinos bestimmt, deren Zeitverteilung bis 535 ns nach T_0 reicht. Mit diesem unteren Zeitschnitt werden auch die prompten Neutronen vollständig eliminiert.

Bei dem relativ hohen, zeitlich konstanten Untergrund durch myoninduzierte Ereignisse ist es sinnvoll, das $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitfenster nicht bis zu seinem Ende bei etwa $10 \mu\text{s}$ bis $12 \mu\text{s}$ auszunutzen. Nach drei Myon-Lebenszeiten gibt es keinen wesentlichen Zuwachs mehr im Neutrinosignal. Daher wurde, um das Signal/Untergrund-Verhältnis zu verbessern, in kürzeren Zeitfenstern ausgewertet.

Es wurden folgende Zeitfenster definiert:

1. Ein *langes* Zeitfenster: 535 ns bis 6535 ns nach T_0

2. Ein *kurzes* Zeitfenster: 535 ns bis 3535 ns nach T_0
3. Ein *spätes* Zeitfenster: 10 μ s bis 30 μ s nach T_0
4. Ein Untergrund-Zeitfenster: 100 μ s bis 0 μ s vor T_0

Die Relation des langen und kurzen Zeitfensters zur $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitverteilung ist in Abb. 18 eingezeichnet. Das *lange* Zeitfenster überdeckt 82.7 % der gesamten $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Intensität. Das *kurze* Zeitfenster enthält 65.9 % des gesamten Neutrinoflusses, aber nur die Hälfte des Untergrunds des langen Zeitfensters. Im *kurzen* Zeitfenster sollte daher das Signal/Untergrund-Verhältnis weitaus günstiger sein.

Das *späte* Zeitfenster enthält keine Neutrinoereignisse und dient zur Untersuchung des Einflusses von strahlkorrelierten langsamen Neutronen.

Das 100 μ Zeitfenster vor dem Strahl enthält Ereignisse aus kosmischer Strahlung und Umgebungsstrahlung mit hoher statistischer Präzision. Durch Vergleich mit Testmessungen, bei denen der Beschleuniger abgeschaltet war, wurde sichergestellt, daß dieses Untergrund-Zeitfenster keine strahlkorrelierten Ereignisse enthält.

8.3.2 'Data-Stack'-Reduktion

Einer der entscheidenden Schnitte bei der Datenanalyse ist die im Kapitel 6 beschriebene 'Data-Stack'-Reduktion, also die Anwendung einer 20 μ s 'Software'-Totzeit nach jedem im KARMEN-Detektor aufgetretenen Ereignis.

Abbildung 19a und b zeigen die im *langen* Zeitfenster gewonnenen Energiespektren vor und nach der 'Data-Stack'-Reduktion in logarithmischer Auftragung. Das auf das *lange* Zeitfenster normierte Untergrund-Energiespektrum ist grau unterlegt dargestellt. Ohne 'Data-Stack'-Reduktion (a) ist zwischen dem Untergrundspektrum und dem Energiespektrum aus dem *langen* Zeitfenster bis auf Energien unterhalb von 10 MeV praktisch kein Unterschied zu sehen. Dieselbe Auftragung nach der 'Data-Stack'-Reduktion (b) zeigt offensichtlich einen Überschuß an Ereignissen im *langen* Zeitfenster, insbesondere in dem für Neutrinoereignisse relevanten Bereich zwischen 10 MeV und 35 MeV. Die Abbildungen 19c und d zeigen das Signal/Untergrund Verhältnis im *langen* Zeitfenster vor und nach der 'Data-Stack'-Reduktion in Abhängigkeit von der Energie. Ohne 'Data-Stack'-Reduktion ergibt sich ein deutliches Signal nur durch strahlkorrelierte langsame Neutronen für Energien unterhalb von 10 MeV, während das Signal/Untergrund Verhältnis oberhalb von 10 MeV mit Null verträglich ist. Nach der 'Data-Stack'-Reduktion erkennt man in Abb. 19d zwischen 9 MeV und 35 MeV ein durchschnittliches Signal/Untergrund Verhältnis von ungefähr 1/1. Dies zeigt, daß nur mit der 'Data-Stack'-Reduktion der Nachweis von Neutrinoereignissen ohne sequentielle Struktur möglich ist. In der weiteren Auswertung wurden daher nur noch die Daten nach der 'Data-Stack'-Reduktion verwendet.

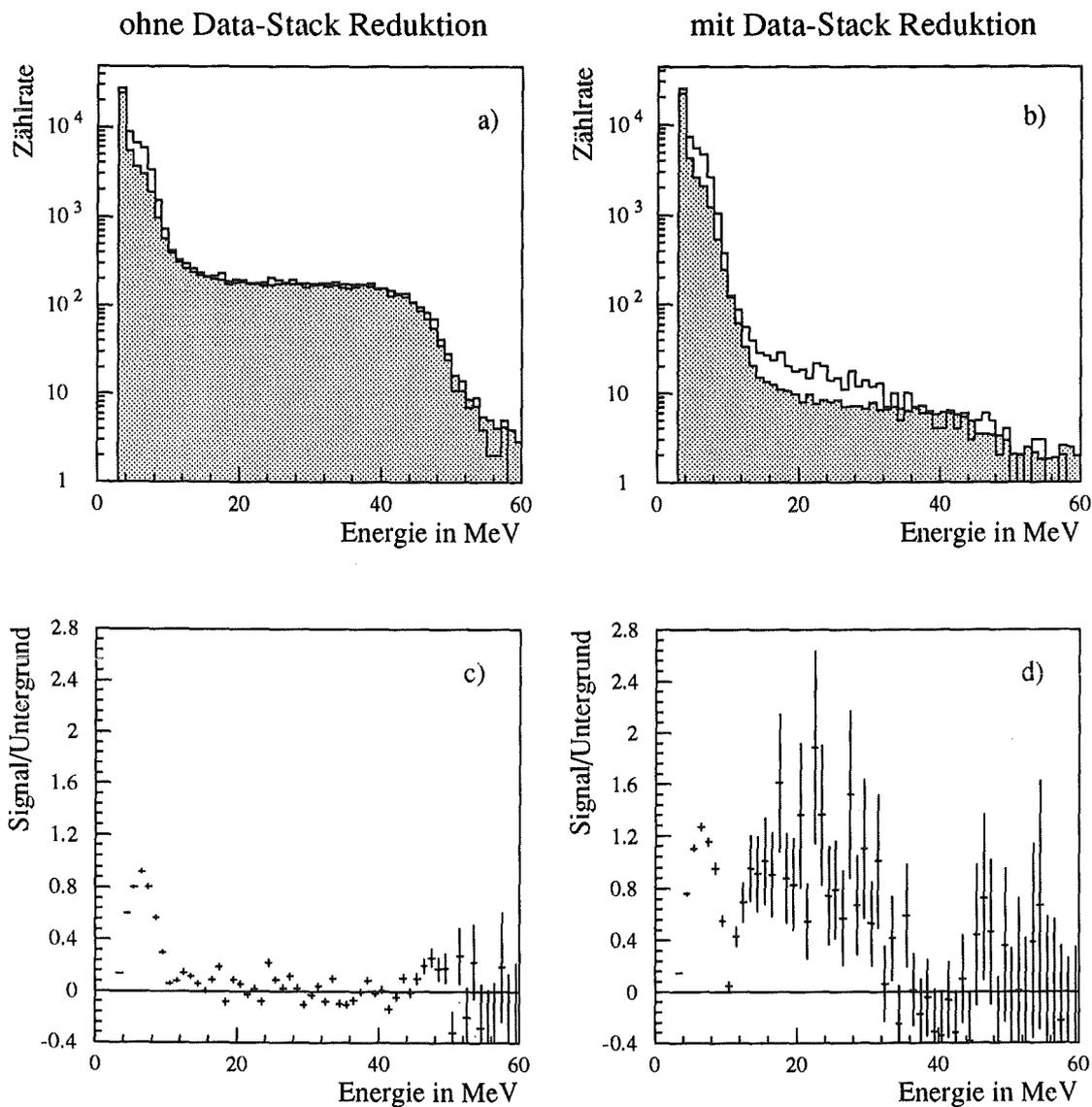


Abb. 19: Strahlkorrelierte Ereignisse und Untergrund vor und nach der 'Data-Stack' Reduktion (weitere Erklärung im Text)

8.3.3 Untergrundsubtraktion

1.) Subtraktion des kosmischen Untergrunds.

Der nach der 'Data-Stack'-Reduktion verbleibende kosmische Untergrund, wie in Kapitel 6 beschrieben, kann mit hoher Statistik in dem $100 \mu\text{s}$ Untergrundzeitfenster bevor der Strahl auf das Target trifft, gemessen werden. Nach Skalierung des Energiespektrums aus dem Untergrundzeitfenster auf die Energiespektren aus den 'beam-on' Zeitfenstern kann der kosmische Untergrund subtrahiert werden.

2.) Subtraktion von strahlkorreliertem Untergrund.

Bei der hier betrachteten Datenbasis war für die meiste Zeit die B-PE-Abschirmung des

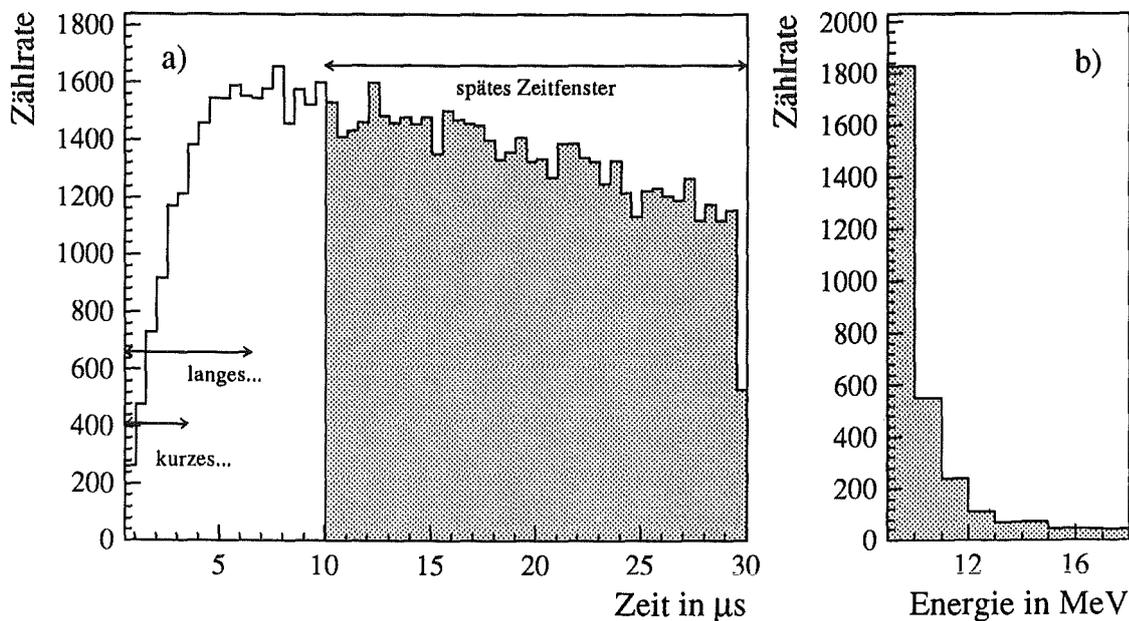


Abb. 20: a) Zeitverteilung der langsamen Neutronen mit den 'beam-on'-Zeitfenstern
 b) Energieverteilung im *späten* Zeitfenster nach Subtraktion des kosmischen Untergrunds

Detektors noch nicht vollständig, so daß die strahlkorrelierten langsamen Neutronen nur unzureichend unterdrückt waren.

Das *kurze* und das *lange* 'beam on' Zeitfenster liegt im Zeitbereich dieser langsamen strahlkorrelierten Neutronen. Das Energiespektrum dieser Neutronen, die durch die $Gd(n,\gamma)$ -Reaktion in den Modulwänden und durch den $Fe(n,\gamma)$ -Einfang an der inneren passiven Abschirmung nachgewiesen werden, reicht an seinem hochenergetischen Ende mit bis zu 13 MeV in den für Neutrinoreaktionen interessanten Energiebereich. Diese Energieverteilung kann in dem *späten* Zeitfenster mit guter Statistik gemessen werden. Abb. 20a zeigt die Zeitverteilung der langsamen Neutronen mit einer unteren Energieschwelle von 5 MeV. Die Bereiche des *kurzen*, *langen* und *späten* Zeitfensters sind durch Pfeile angedeutet. Im Zeitbereich des *kurzen* und *langen* Zeitfensters erkennt man den steilen Anstieg der Intensität der langsamen Neutronen, während im *späten* Zeitfenster die Neutronenintensität langsam abfällt. In Abb. 20b ist das Energiespektrum der langsamen Neutronen aus dem *späten* Zeitfenster nach Abzug des kosmischen Untergrunds für Energien oberhalb von 9 MeV dargestellt. Mit der Annahme, daß sich das Energiespektrum der nachgewiesenen langsamen Neutronen in seiner Form zeitlich nicht verändert, läßt sich dieser Neutronenuntergrund im *kurzen* und *langen* Zeitfenster subtrahieren. Hierzu wird das im *späten* Zeitfenster von 10 μs bis 30 μs nach dem Strahl gemessene Energiespektrum in einem Energiebereich zwischen 3 MeV und 10 MeV auf die Zählrate im selben Energie-

bereich des *kurzen* bzw. *langen* Zeitfensters normiert. Da zwischen 3 MeV und 10 MeV die Anzahl der Neutronenereignisse die Zahl der möglichen Neutrinoereignisse um mehrere Größenordnungen übersteigt, haben die Neutrinoereignisse keinen Einfluß auf diese Normierung. Dieses so normierte Neutronenspektrum wird dann bis zu einer Energie von 13 MeV vom Energiespektrum des *kurzen* und *langen* Zeitfensters subtrahiert.

In Abb. 21 ist das Energiespektrum aus dem *langen* Zeitfenster als Histogramm mit durchgezogener Linie mit logarithmischer Abzisse dargestellt.

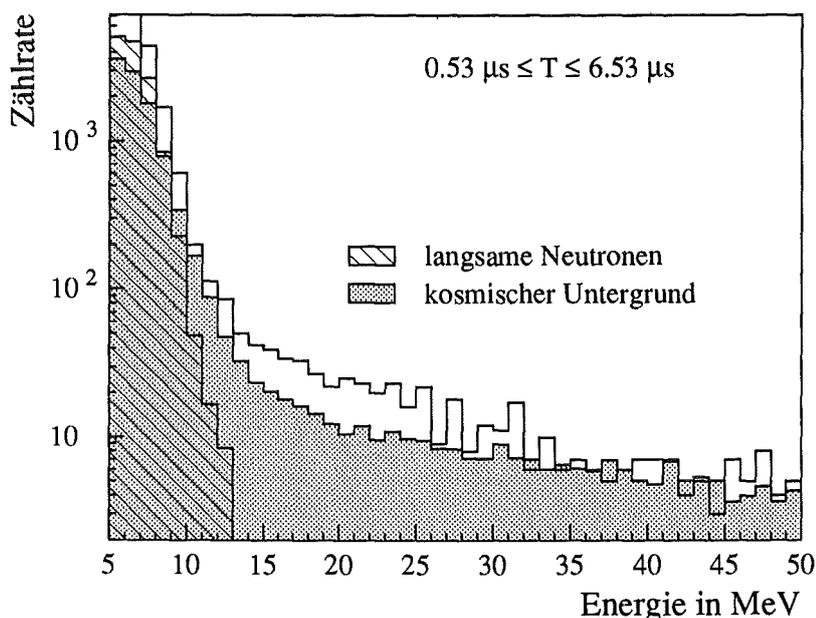


Abb. 21: Energiespektrum im *langen* Zeitfenster (Histogramm)

- hellgrau unterlegt: kosmischer Untergrund
- schraffiert : langsame Neutronen

Das Energiespektrum des kosmischen Untergrunds ist hellgrau unterlegt eingezeichnet, das Energiespektrum der strahlkorrelierten langsamen Neutronen als schraffierte Fläche. Das Energiespektrum im *langen* Zeitfenster zeigt gegenüber dem kosmischen Untergrund einen deutlichen Überschuß an strahlkorrelierten Ereignissen. Unterhalb von 9 MeV können diese strahlkorrelierten Ereignisse im wesentlichen auf langsame Neutronen zurückgeführt werden, die in diesem Energiebereich selbst die Rate der myoninduzierten Ereignisse übertreffen. Oberhalb von 10 MeV ist aus diesem Rohspektrum selbst nicht zu erschließen, ob es sich bei den strahlkorrelierten Ereignissen um Neutrinoereignisse handelt. Eine Peakstruktur im Bereich von 15 MeV, die durch den Nachweis der 15 MeV Gammaquanten aus der inelastischen Neutrino-Kernstreuung erwartet wird, ist ebenfalls nicht zu erkennen.

Nach der Subtraktion des strahlkorrelierten und kosmischen Untergrunds erhält man im

langen Zeitfenster das in Abb. 22 dargestellte Energiespektrum. Man erkennt zwischen

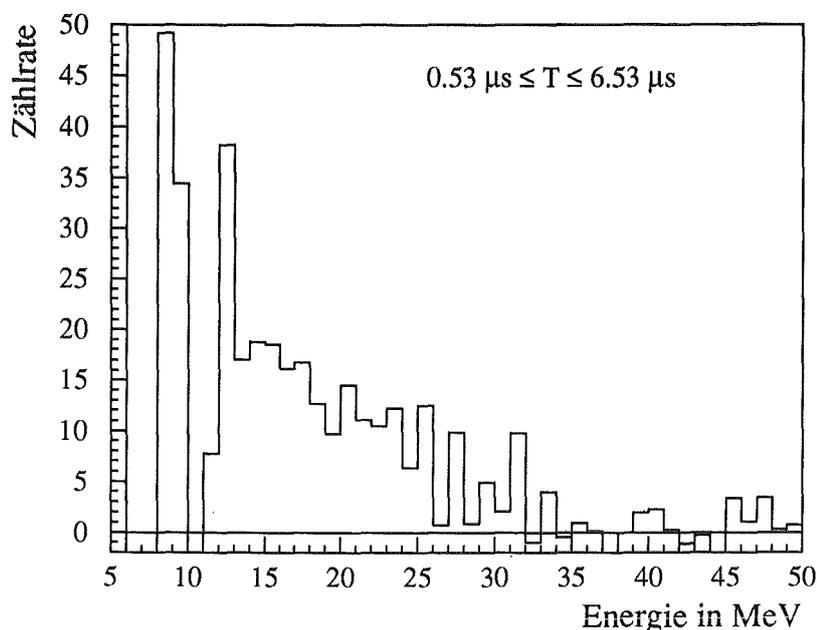


Abb. 22: Energiespektrum im *langen* Zeitfenster

12 MeV und 35 MeV eine Energieverteilung, die, wie später noch genauer gezeigt wird, Neutrinoereignissen im KARMEN-Detektor zugeordnet werden kann. Im Bereich von 15 MeV deutet sich auf einer breiten Verteilung bis 35 MeV eine Peakstruktur an. Für Energien unterhalb von 12 MeV ergeben sich durch die Subtraktion des hohen myoninduzierten und strahlkorrelierten Neutronenuntergrunds große statistische Fluktuationen. Damit insbesondere der niederenergetische Bereich des Neutrino-Energiespektrums bei 10 MeV bis 12 MeV weniger durch die Untergrundsubtraktion gestört wird, ist eine weitere Reduktion des strahlkorrelierten Neutronenuntergrunds wünschenswert.

8.3.4 Verkleinerung des Nachweisvolumens ('Fiducial Volume Cut')

Die Ortsverteilung der Ereignisse mit Energien zwischen 5 MeV und 60 MeV aus dem *langen* Zeitfenster ist nach Abzug des kosmischen Untergrunds in Abb. 23 dargestellt. Man erkennt die hohe Belastung der Randmodule, vor allem im oberen Bereich des Detektors. Im *langen* Zeitfenster findet man für den betrachteten Datensatz im Mittel 198 neutrale Ereignisse pro Randmodul (Reihe 1 und 32, Spalte 1 und 16), während für die übrigen 420 inneren Module nur 53 Ereignisse pro Modul nachgewiesen werden. Da die Randmodule des Detektors kein mit Gadolinium beschichtetes Papier in den Modulwänden enthalten, stammt ein Großteil der in diesem Detektorbereich nachgewiesenen Neutronenereignisse aus dem $Fe(n,\gamma)$ -Einfang am Eisen der inneren passiven Abschirmung mit γ -Energien von bis zu 10 MeV. Verwirft man die Ereignisse in den äußersten Modulen des Detektors, so

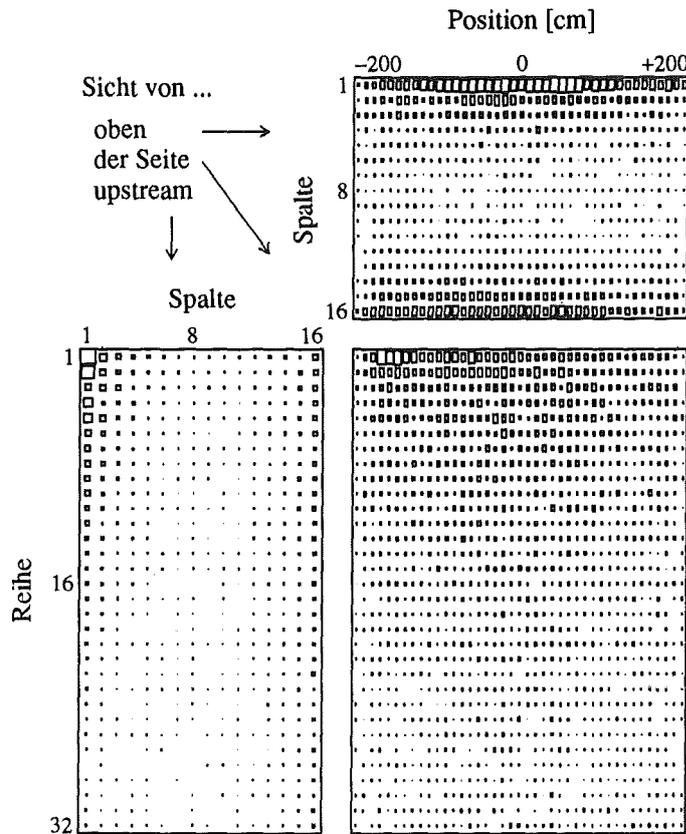


Abb. 23: Ortsverteilung der Ereignisse im *langen* Zeitfenster nach Subtraktion des kosmischen Untergrunds im Energiebereich zwischen 5 MeV und 60 MeV

reduziert sich zum einen die Neutronenbelastung um 44%, zum anderen werden bevorzugt γ -Quanten aus dem Neutroneneinfang am Eisen unterdrückt. Allerdings wird durch diesen 'Fiducial Volume Cut' das aktive Nachweisvolumen des Detektors um 92 Module oder 18 % des Gesamtvolumens vermindert. Auswertungen, bei denen drastischere Volumenschnitte angewandt wurden, erbrachten keine entscheidenden Verbesserungen.

Auf einen Ortsschnitt an den Modulenden wurde völlig verzichtet, da für niederenergetische Ereignisse die Positionsbestimmung entlang der Modulachse durch elektronische 'Walk'-Effekte sehr ungenau ist und Abweichungen von bis zu 50 cm vom 'wahren' Ereignisort auftreten können. Eine exakte Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit mit einem Ortsschnitt an den Modulenden ist daher nicht möglich. Außerdem zeigt Abb. 23 eine weitaus geringere Neutronenbelastung an der upstream und downstream Seite als an der rechten und linken Seite.

Zusammenfassend wurden bei der Auswertung der 'single prong'-Ereignisse folgende Schnitte durchgeführt:

- Zeit- und Energiefenster
- 'Data-Stack'-Reduktion
- Einschränkung des aktiven Volumens am Detektorrand
- Subtraktion myoninduzierten Untergrunds
- Subtraktion strahlkorrelierten Untergrunds

8.3.5 Neutrinoereignisse in $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitfenster

Wendet man alle genannten Schnitte an, erhält man im *langen* und im *kurzen* Zeitfenster die in Abb. 24 dargestellten Energiespektren. Im Energiebereich von 5 MeV bis 11 MeV zeigen sich, bedingt durch die Subtraktion des sehr hohen kosmischen und strahlkorrelierten Neutronenuntergrunds, in beiden 'beam-on' Zeitfenstern starke Fluktuationen. Diese statistischen Schwankungen überschreiten den hier dargestellten Bereich der Abzisse um ein Vielfaches. Wie schon anhand des Signal/Untergrund Verhältnisses beschrieben (siehe Abb. 19), ist eine Auswertung in diesem Energiebereich für die hier betrachteten Daten nicht möglich.

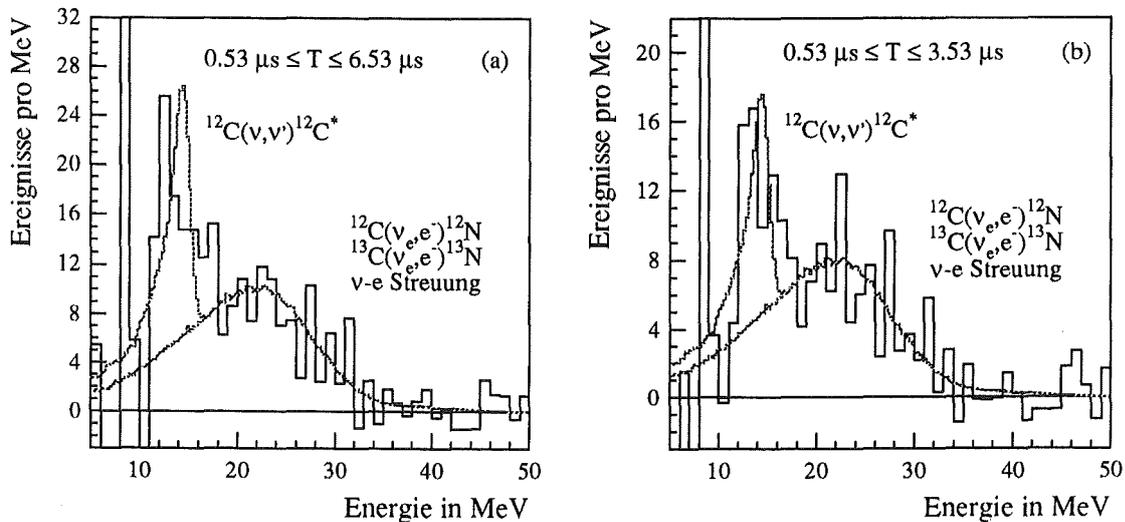


Abb. 24: Energieverteilung der strahlkorrelierten Ereignisse nach allen Schnitten.

- langes Zeitfenster
- kurzes Zeitfenster

Im Energiebereich oberhalb von 11 MeV können die nach allen Schnitten verbleibenden Ereignisse Neutrinoereignisse zugeordnet werden:

- Zwischen 11 MeV und etwa 35 MeV erwartet man eine breite Verteilung aus der inklusiven $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ -Reaktion durch den geladenen schwachen Strom, also

sowohl in den ^{12}N Grundzustand als auch in dessen angeregte Zustände. Mit Energien bis zu 50 MeV ist außerdem eine kleine Beimischung von Ereignissen aus der $\nu\text{-e}^-$ -Streuung und der $^{13}\text{C}(\nu_e, \text{e}^-)^{13}\text{N}$ -Reaktion zu erwarten.

- Dieser Verteilung von CC-Ereignissen überlagert, erwartet man im Energiebereich zwischen 11 MeV und 16 MeV einen Peak, der aus dem Nachweis von 15 MeV γ -Quanten der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion herrührt.

Trotz der begrenzten Statistik ist in Abb. 24 die erwartete Struktur sowohl im *langen* als auch im *kurzen* Zeitfenster zu erkennen:

Oberhalb von 17 MeV erkennt man eine breite Verteilung bis etwa 35 MeV, die der inklusiven CC-Reaktion zugeordnet werden kann. Die Tatsache, daß es keine Ereignisse oberhalb der kinematischen Grenze der CC-Reaktion am ^{12}C von 35 MeV gibt, unterstützt diese Interpretation. Zwischen 11 MeV und 16 MeV erkennt man deutlich, die CC-Ereignisse überlagernd, eine Peakstruktur, die dem Nachweis von 15 MeV γ -Quanten aus der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion zugeordnet werden kann. Zur Veranschaulichung sind in Abb. 24 die GEANT-Simulationen für die CC- und NC-Reaktionen mit eingezeichnet. Die simulierte Energieverteilung der CC-Reaktionen wurde hierbei an die Zahl der Ereignisse zwischen 17 MeV und 35 MeV angepaßt. Auf die Zusammensetzung der Energieverteilung der CC-Ereignisse wird später noch im einzelnen eingegangen. Die Größe des simulierten 15 MeV Gamma-Peaks entspricht der Differenz zwischen dem simulierten Energiespektrum der CC-Reaktionen und dem gemessenen Energiespektrum im Energiebereich zwischen 11 MeV und 16 MeV. Mit dieser Anpassung des simulierten Energiespektrums ergibt sich innerhalb dieser Statistik eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und gemessenem Spektrum.

Die statistische Signifikanz der so gesehenen Struktur wird in Abb. 25 demonstriert. Dargestellt ist das Energiespektrum der Neutrinoereignisse im *kurzen* Zeitfenster mit einer 2 MeV Energieauflösung anstatt einer 1 MeV Auflösung wie in Abb. 24, um eine bessere Statistik pro Energieintervall zu gewährleisten. Die Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler pro 2 MeV Energieintervall unter Berücksichtigung der Untergrundsubtraktionen. Dramatische statistische Fehler erkennt man nur für Energien unterhalb von 11 MeV, während oberhalb von dieser Energie das gemessene Spektrum mit genügender statistischer Deutlichkeit in der genannten Weise interpretiert werden kann.

Der überzeugendste Beweis, daß es sich bei der im Energiespektrum gesehenen Struktur um Neutrinoereignisse handelt, folgt aus der Analyse der Ereigniszeiten. In Abb. 26a ist die Zeitverteilung bezüglich T_0 aller 'single prong'-Ereignisse mit Energien zwischen 11 MeV und 35 MeV im Zeitbereich zwischen $0.5 \mu\text{s}$ und $25.5 \mu\text{s}$ aufgetragen. Die Fehlerbalken bezeichnen den statistischen Fehler. Bei der Erzeugung dieses Spektrums wurde keine Untergrundsubtraktion durchgeführt.

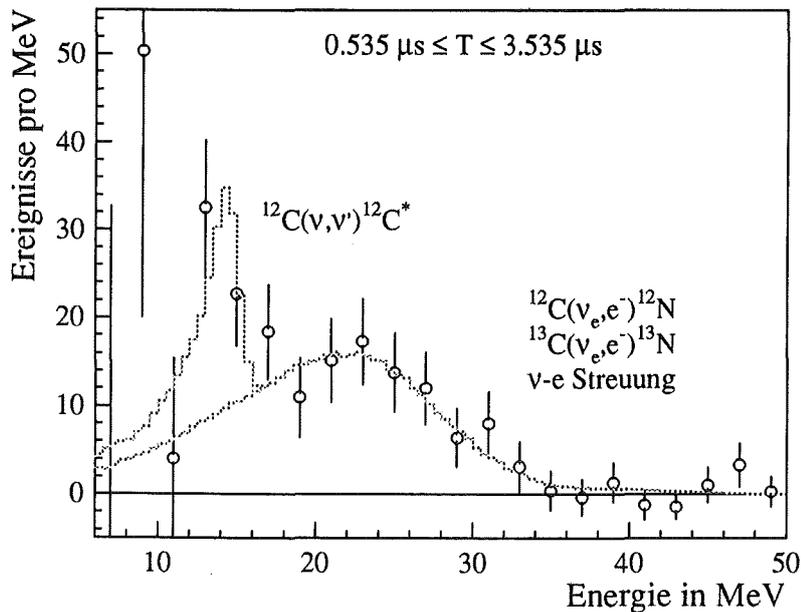


Abb. 25: Energiespektrum der Neutrinoereignisse im *kurzen* Zeitfenster in 2 MeV Energieauflösung mit statistischen Fehlerbalken. Die gestrichelte Linie bezeichnet die GEANT-Simulation.

Man erkennt auf einem relativ hohen, zeitlich konstanten Untergrund von etwa 45 Ereignissen/ μs eine abfallende Verteilung, die durch einen exponentiellen Fit [PAW 89] mit einer Zerfallskonstante von $\tau = (2.3 \pm 0.26)\mu\text{s}$ beschrieben werden kann. Diese Zeitverteilung über dem konstanten Untergrund ist völlig konsistent mit der Zeitverteilung von Neutrinos aus dem μ^+ -Zerfall in Ruhe im ISIS-Beam-Dump.

Schränkt man die Energie auf den 'Peak'-Bereich zwischen 11 MeV und 16 MeV ein, ergibt sich die in Abb. 26b gezeigte Zeitverteilung: Wiederum erkennt man auf einem zeitlich konstanten Untergrund von 24 Ereignissen/ μs einen exponentiellen Abfall mit einer Zerfallskonstante $\tau = (3.1 \pm 1.)\mu\text{s}$. Im Rahmen der geringen Statistik in diesem schmalen Energiebereich steht diese Zeitstruktur in guter Übereinstimmung mit der $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitstruktur. Mit einer Likelihood-Fit-Routine unter der Annahme eines exponentiellen Abfalls auf einem zeitlich konstanten Untergrund wurde in diesen beiden Energiefenstern die Zahl der Neutrinoereignisse in den Zeitspektren bestimmt. Die so gewonnenen Zählraten decken sich exakt mit den aus den Energiespektren gewonnenen Zählraten.

Die Zeitstruktur im Energiebereich zwischen 8 MeV und 11 MeV, dargestellt in Abb. 26c, zeigt hingegen einen völlig gegensätzlichen Verlauf. Man erkennt auf dem zeitlich konstanten Untergrund von 225 Ereignissen/ μs den typischen Zeitverlauf der strahlkorrelierten langsamen Neutronen, mit dem schnellen Anstieg in den ersten 5 μs und dem langsamen Abfall danach. Dies zeigt insgesamt, daß oberhalb einer Energie von 11 MeV Neutrinoereignisse durch ihre Energieverteilung und ihre Zeitstruktur klar von Unter-

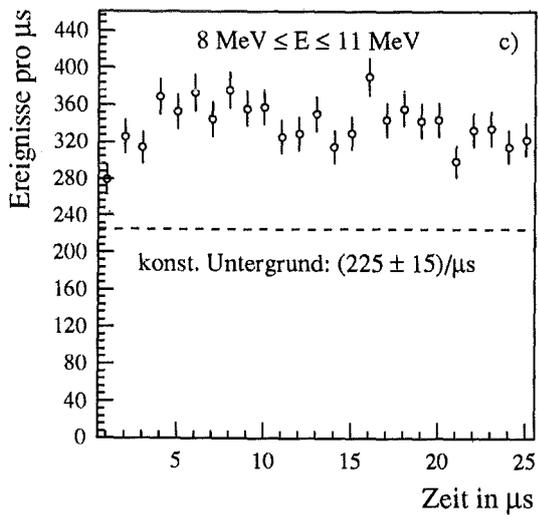
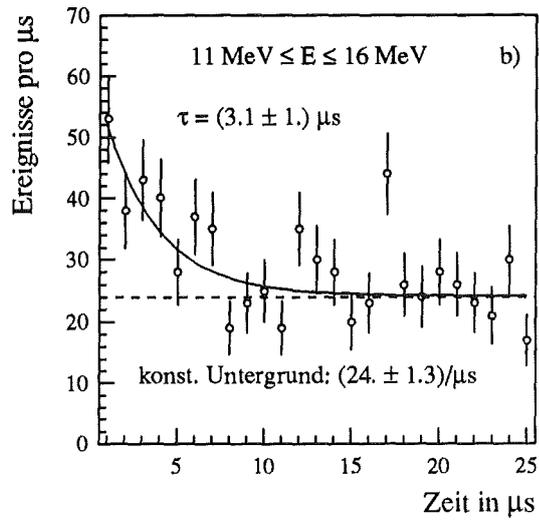
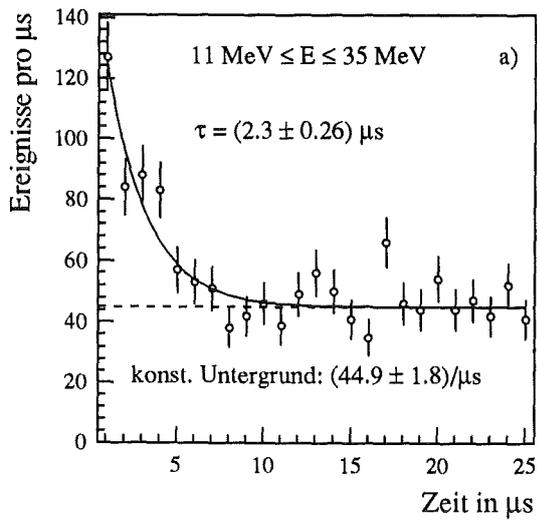


Abb. 26: Zeitverteilung im Zeitbereich von $0.535 \mu\text{s}$ bis $25.535 \mu\text{s}$.

- a) Im Energiebereich von 11 MeV bis 35 MeV.
- b) Im Energiebereich von 11 MeV bis 16 MeV.
- c) Im Energiebereich von 8 MeV bis 11 MeV.

grundereignissen unterschieden werden können.

8.4 Quantitative Auswertung im $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitfenster

Da sich das 'single-prong' Energiespektrum aus fünf unterschiedlichen NC- und CC-Reaktionen zusammensetzt, ist die Ermittlung der Einzelzählraten nicht völlig unabhängig von Annahmen und theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitten. In den nächsten Abschnitten werden zunächst die für die quantitative Analyse notwendigen Größen beschrieben.

8.4.1 Neutrinofluß

Für die Messung absoluter Wirkungsquerschnitte ist die möglichst präzise Kenntnis der Neutrinoquellstärke von ISIS notwendig. Alle ISIS-Neutrinos stammen aus der $\pi^+ - \mu^+ - e^+$ Zerfallskette, und somit ist die Neutrinoquellstärke direkt proportional zur Pionproduktionsrate pro Strahlproton $\frac{\pi^+}{p}$ im ISIS-Target. Da für das ISIS-Target keine direkten Messungen der Pionproduktionsrate existieren, wird diese Größe mit Hilfe eines Simulationsprogramms [Bur 90], das am Los Alamos National Laboratory entwickelt wurde, bestimmt. Die Parameter dieser Simulation wurden durch tatsächlich gemessene Pionproduktionsraten in verschiedenen Materialien in einem 'beam stop'-Experiment ('E866') kalibriert [All 89]. Mit diesem Programm kann für praktisch beliebige Targetgeometrien und für eine Vielzahl von Materialien das $\frac{\pi^+}{p}$ Verhältnis berechnet werden. Die Genauigkeit des Monte Carlo Codes ist wesentlich durch den Fehler des Kalibrationsexperiments bestimmt und wird mit 7 % angegeben. Bei der Anwendung dieses Programms auf das ISIS Uran-Schwerwassertarget und das Tantal-Schwerwassertarget wurden folgende Werte errechnet [Dod 92]:

Tabelle 5: Pionproduktion pro Proton im ISIS-Target

Strahlenergie	U-D ₂ O $\frac{\pi^+}{p}$	Ta-D ₂ O $\frac{\pi^+}{p}$
750 MeV	3.49 %	3.88 %
800 MeV	4.11 %	4.56 %

Bei den in diese Auswertung eingehenden Meßruns wurde ausschließlich das U-D₂O ISIS-Target verwendet. In den Runs 16, 19, 21 und 23 wurden bei einer Strahlenergie von 750 MeV eine Strahlladung $Q^{750} = 569.8$ C Protonen auf dem Target akkumuliert. Der integrale Neutrinofluß Φ in diesem Zeitraum berechnet sich dann zu:

$$\Phi_\nu^{750} = \frac{Q^{750}}{e} \times \frac{\pi^+}{p} = 1.241 \times 10^{20}$$

In den Runs 26 und 27 betrug die akkumulierte Protonenladung auf dem ISIS Target bei einer Strahlenergie von 800 MeV $Q^{800} = 332.9$ C. Daraus ergibt sich für diese Runs ein integraler Neutrinofluß von:

$$\Phi_\nu^{800} = 8.642 \times 10^{19}$$

Der integrale Neutrinofluß aus dem ISIS Target beträgt somit für die hier ausgewerteten Meßruns:

$$\Phi_\nu = \underline{(2.095 \pm 0.146) \times 10^{20}}$$

8.4.2 Raumwinkel

Der von dem Detektor überdeckte Raumwinkelbereich wurde ebenfalls in einer Monte Carlo Rechnung [Wöl92] ermittelt. Diese Simulation berücksichtigt sowohl die ausgehende Detektorgeometrie als auch die $\frac{1}{r^2}$ -Abhängigkeit der Neutrinointensität. Als Ergebnis erhält man einen *effektiven* Abstand

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

des Detektors vom Target. Mit einer angenommenen Meßungenauigkeit von ± 10 cm ergibt sich Fehler zu 0.7 %. Daraus berechnet sich der Raumwinkelfaktor zu:

$$\Omega = \frac{1}{4\pi r_{eff}^2} = \underline{(2.557 \pm 0.036) \times 10^{-8} \frac{1}{\text{cm}^2}}$$

8.4.3 Zahl der Targetkerne

Aus der gemittelten chemischen Summenformel des KARMEN-Szintillators



und der spezifischen Dichte $\rho = 0.872 \text{ g/cm}^3$ (bei 22° C) ergibt sich eine Kohlenstoffdichte im Szintillator von

$$\rho_{\text{C}} = (3.78 \pm 0.04) \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

mit einem etwa 1 % Fehler. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit einer Elementaranalyse des KARMEN-Szintillators durch die Fa. Merck Darmstadt, die eine Kohlenstoffdichte von

$$\rho_{\text{C}} = (3.82 \pm 0.04) \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

ergab. Mit diesem Wert ergibt sich für den 98.9 % Anteil des Kohlenstoffisotops ^{12}C eine Dichte von

$$\rho_{^{12}\text{C}} = (3.77 \pm 0.04) \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$$

und für den 1.1 % Anteil von ^{13}C eine Dichte von

$$\rho_{^{13}\text{C}} = (4.20 \pm 0.04) \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}.$$

Mit einem aktiven Szintillatortvolumen von $353. \times 289.6 \times 566.8 \text{ cm}^3 = 5.794 \times 10^7 \text{ cm}^3$ erhält man folgende Absolutzahlen der Targetkerne im KARMEN-Detektor:

$$N_{^{12}\text{C}} = \underline{(2.189 \pm 0.022) \times 10^{30}}$$

$$N_{^{13}\text{C}} = \underline{(2.435 \pm 0.025) \times 10^{28}}$$

8.4.4 Nachweiswahrscheinlichkeiten

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutrinoereignisse wird durch die Detektoreigenschaften wie Energieauflösung und Energieschwellen und durch die bei der Datenanalyse angewandten Schnitte limitiert.

1.) Zeitschnitte

Die durch die Zeitschnitte in der Datenanalyse verursachte Verminderung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde aus der theoretischen $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitverteilung, wie sie in Abb.18 dargestellt ist, abgeleitet. Mit der Annahme einer Zeitmessgenauigkeit von ± 7 ns ergeben sich für das *lange* und das *kurze* Neutrinozeitfenster folgende Werte:

$$\epsilon_{lang} = \underline{0.8248 \pm 0.003}$$

$$\epsilon_{kurz} = \underline{0.6575 \pm 0.003}$$

2.) Energieschnitte und 'Fiducial Volume Cut'

Die Auswirkung der Energieschnitte und des 'Fiducial Volume Cuts' auf die Nachweiswahrscheinlichkeit für die verschiedenen CC- und NC-Reaktionen wurden durch GEANT3-Simulationen des KARMEN-Detektors studiert [Gra92]. Hierzu wurde für alle Neutronachweisreaktionen je ein statistisch präzises Energiespektrum simuliert, das die Energieauflösung und die Energieschwelle der Einzelmodule, aber auch Randeffekte durch den 'Fiducial Volume Cut' berücksichtigt. Bei der Simulation der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion wurde mit einbezogen, daß der $^{12}\text{C}(1^+, 15.1 \text{ MeV})$ Zustand nur mit einem Verzweungsverhältnis von 92% direkt in den Grundzustand übergeht. Zu weiteren 2.3% verläuft die Abregung über das $(2^+, 4.44 \text{ MeV})$ Niveau, wobei 2 γ -Quanten mit einer Summenenergie von 15.1 MeV emittiert werden. Die übrigen Zerfallskanäle führen über α -instabile Zustände, wobei die hierbei auftretenden γ -Energien von maximal 7.46 MeV unterhalb des auswertbaren Energiebereichs liegen. In Tabelle 6 sind die möglichen Zerfallskanäle des $^{12}\text{C}(1^+, 15.1 \text{ MeV})$ Zustands aufgelistet.

Durch Anwendung der Auswerteschnitte auf die simulierten Energiespektren wurden die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die betrachteten Energieintervalle und Reaktionen bestimmt. Da nicht alle Eigenschaften des Detektors, z.B. beschädigte Module⁴, Überkoppeln von Szintillationslicht in Nachbarmodule und Luftblasen in der Photomultiplier-Ankopplung von der Simulation vollständig nachgezeichnet werden können, ergeben sich geringfügige Abweichungen zwischen simulierten und gemessenen Energiespektren. Ein Teil dieser Abweichungen entsteht auch durch positionsabhängige Energieschwellen der

⁴Dies sind Module, bei denen an einer oder mehreren Seiten der Luftspalt der Doppelplexiglasplatten durch Undichtigkeiten mit Szintillator vollgelaufen ist. Dadurch wird die Totalreflexionseigenschaft dieser Module teilweise zerstört und somit der Lichttransport zu den Modulenden stark behindert. Während der hier betrachteten Messzeit waren etwa 5 % der Module von einem solchen Schaden betroffen. Durch Nachregelung der Photomultiplerverstärkung und eine besondere 'off line' Kalibration [Wöl92] können diese Effekte teilweise wieder kompensiert werden.

Tabelle 6: Verzweungsverhältnisse des $^{12}\text{C}^*(15.11 \text{ MeV}, 1^+1)$ -Zerfalls [Ajz 90].

Zerfallskanal	Verzweigung	E_γ
$^{12}\text{C}^*(15.11) \rightarrow ^{12}\text{C}_{g.s.}(0.0)$	$(92 \pm 2)\%$	15.11 MeV
$^{12}\text{C}^*(15.11) \rightarrow ^{12}\text{C}(4.44)$ 100% \searrow γ -Zerfall	$(2.3 \pm 0.3)\%$	10.67 MeV 4.44 MeV
$^{12}\text{C}^*(15.11) \rightarrow ^{12}\text{C}(7.65)$ 100% \searrow α -Zerfall	$(2.6 \pm 0.7)\%$	7.46 MeV
$^{12}\text{C}^*(15.11) \rightarrow ^{12}\text{C}(12.71)$ 2.0% \searrow γ -Zerfall 98.0% \searrow α -Zerfall	$(1.4 \pm 0.4)\%$	2.4 MeV
$^{12}\text{C}^*(15.11) \rightarrow ^{12}\text{C}(10.3)$ 100.0% \searrow α -Zerfall	$(1.6 \pm 0.3)\%$	4.81 MeV

Einzelmodule. Faßt man alle diese Effekte zusammen, muß mit einer relativen Variation in der Energiemessung zwischen Experiment und Simulation von 0.5 MeV bis 1 MeV gerechnet werden.

Abb. 27 zeigt die Simulation für Ereignisse aus der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion im KAR-MEN-Detektor unter Berücksichtigung des 'Fiducial Volume Cuts'. Die Energieschwelle der Einzelmodule wurde hier mit 3 MeV angenommen. Man erkennt neben dem zu nie-

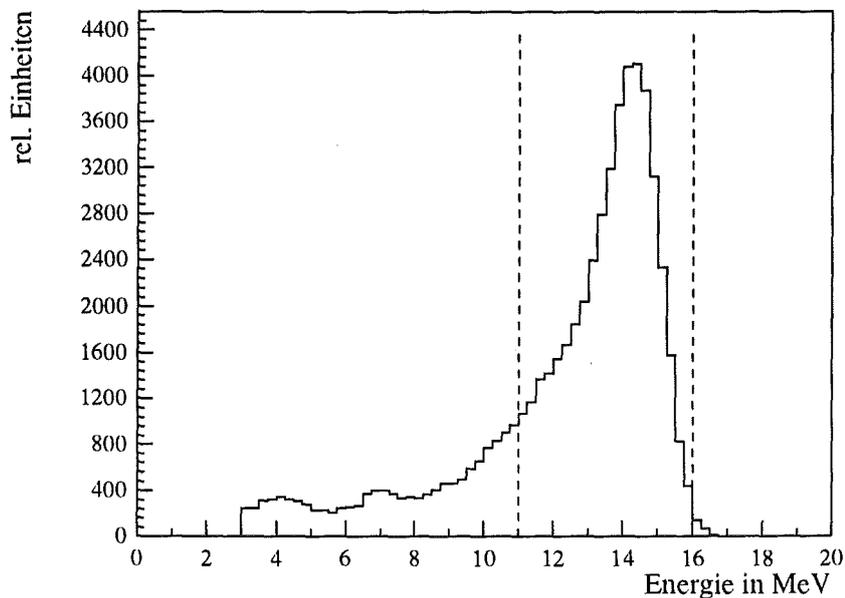


Abb. 27: GEANT3-Simulation des Energiespektrums der inelastischen ν - ^{12}C -Streuung.

deren Energien verbreiterten 15.1 MeV γ -Peak bei 4 MeV und 7 MeV kleine Peaks vom $^{12}\text{C}^*(15.1 \text{ MeV}) \rightarrow ^{12}\text{C}^*(10.3 \text{ MeV})$ und $^{12}\text{C}^*(15.1 \text{ MeV}) \rightarrow ^{12}\text{C}^*(7.65 \text{ MeV})$ Übergang.

Durch die beiden gestrichelten Linien wird der Auswertebereich für die NC-Ereignisse zwischen 11 MeV und 16 MeV angedeutet. Die Integration der Zählrate innerhalb dieses Energiebereichs ergibt eine Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit von:

$$\epsilon_{\gamma}(11 - 16\text{MeV}) = \underline{0.446 \pm 0.048}$$

Der Fehler wurde durch Verschieben dieses Auswertefensters um 1 MeV nach höheren und tieferen Energien bestimmt. Der systematische Fehler von 10 % für die Nachweiswahrscheinlichkeit der 15 MeV γ -Quanten ist wegen der steilen Flanken und des notwendigen engen Energiefensters besonders hoch. Da die Energiespektren der CC-Reaktionen flacher verlaufen, ergibt sich für deren Nachweiswahrscheinlichkeiten ein mittlerer systematischer Fehler von 5 %.

3.) Totzeiten

Die bei der 'Data-Stack'-Reduktion angewandte Software-Totzeit von $\Delta t_{MLU} = 20 \mu\text{s}$ nach jedem detektierten Ereignis vermindert die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutrinoreignisse nur in geringem Maße. Mit einer mittleren Triggerrate für die Runs 16 bis 27 von $f=2730 \text{ Hz}$ beträgt diese Nachweiswahrscheinlichkeit

$$\epsilon_{MLU} = (1 - f \times \Delta t_{MLU}) = \underline{0.945}$$

Der Fehler dieser Größe ist vernachlässigbar klein. Durch die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{MLU} wird ebenfalls die kleine 'Hardware' Totzeit von 0.2 %, die bei der Konversion der gültigen Ereignisse entsteht, und die angelegte $10 \mu\text{s}$ Hardware Totzeit nach jedem gestoppten Myon, abgedeckt.

4.) Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit für die $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion

Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit für den Nachweis von 15 MeV γ -Quanten aus der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(1^+, 1; 15.1 \text{ MeV})$ -Reaktion ergibt sich aus dem Produkt der Einzelnachweiswahrscheinlichkeiten.

Für das *kurze* Zeitfenster:

$$\epsilon_{NC} = \epsilon_{kurz} \cdot \epsilon_{\gamma} \cdot \epsilon_{MLU} = \underline{0.277}$$

Für das *lange* Zeitfenster:

$$\epsilon_{NC} = \epsilon_{lang} \cdot \epsilon_{\gamma} \cdot \epsilon_{MLU} = \underline{0.347}$$

8.4.5 Subtraktion des CC-Ereignisse

Die CC-Ereignisse, die im 'single prong' Energiespektrum die NC-Ereignisse überlagern, stammen aus folgenden Reaktionen:

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

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

- ν - e^- -Streuung

In einer GEANT3-Simulation [Gra 92] wurden die Energiespektren dieser Reaktionen für den KARMEN-Detektor mit hoher statistischer Genauigkeit erzeugt. Durch geeignete Normierung und Addition dieser simulierten Energiespektren ist es dann möglich, den Verlauf des Energiespektrums aller CC-Ereignisse im NC-Auswertebereich zwischen 11 MeV und 16 MeV zu rekonstruieren. Oberhalb von 17 MeV erlaubt das gemessene CC-Spektrum eine Überprüfung dieser Rekonstruktion. Im folgenden wird die Normierung der simulierten Spektren im einzelnen beschrieben.

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

Im KARMEN-Experiment kann, wie in Kapitel 2 kurz beschrieben, die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion mit Hilfe der sequentiellen Struktur nahezu untergrundfrei gemessen werden [Wöl 92]. Hierbei ergab sich mit den Daten bis Herbst 1991 für die exklusive $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ Reaktion ein flußgemittelter Wirkungsquerschnitt von:

$$\langle \sigma \rangle_{\text{excl}} = [8.1 \pm 0.9(\text{stat}) \pm 0.75(\text{syst})] \cdot 10^{-42} \text{cm}^2 \quad [\text{Dre 92}]$$

In dem hier betrachteten Datensatz von Run 16 bis 27 entsprachen im *langen* Zeitfenster 25 Ereignisse, im *kurzen* Zeitfenster 20 Ereignisse der geforderten sequentiellen Struktur. Diese Ereignisse können als erkannter CC-Untergrund aus dem 'single prong' Energiespektrum entfernt werden. Diese weitere CC Neutrino Untergrundreduktion verbessert noch einmal das Signal zu Untergrundverhältnis für den Nachweis der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion. Abb. 28 zeigt das Energiespektrum der prompten Ereignisse dieses Neutrino-Untergrunds im *langen* Zeitfenster. Die Ereignisse, die in das *kurze* Zeitfenster von 0.535 μs bis 3.535 μs fallen, sind grau unterlegt dargestellt. Für die prompten Ereignisse wurde hierbei ein Energiefenster zwischen 10 MeV und 35 MeV mit einer Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit im langen Zeitfenster von $\epsilon_{\text{prompt}} = 0.735$ gewählt.

Durch den verlangten Nachweis des sequentiellen ^{12}N -Zerfalls in einem Energiefenster von 4 MeV bis 16 MeV mit Differenzzeiten zum prompten Ereignis von 0.5 μs bis 36.0 μs und in einem Koinzidenzvolumen um den Ort des prompten Ereignis von 14.5 ℓ wird die gesamte Nachweiswahrscheinlichkeit für die sequentiellen Ereignisse um den Faktor $\epsilon_{\text{sequ}} = 0.470$ [Wöl 92] verringert. Daher können nicht alle Ereignisse aus der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion im 'single prong' Energiespektrum durch die sequentielle Struktur identifiziert werden. Die Zahl der nicht identifizierten Ereignisse kann mit dem im KARMEN-Experiment gemessenen Wirkungsquerschnitt und der entsprechend korrigierten Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit für das prompte Ereignis nach folgender Formel berechnet werden:

$$N_{\text{excl}} = \Phi_\nu \cdot \Omega \cdot N_{^{12}\text{C}} \cdot \epsilon_{\text{excl}}(1 - \epsilon_{\text{sequ}}) \cdot \langle \sigma \rangle_{\text{excl}}$$

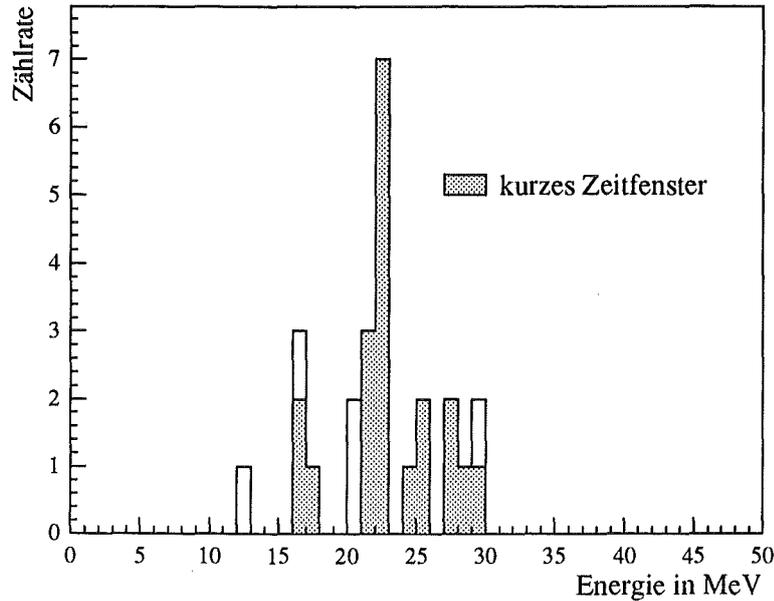


Abb. 28: Energiespektrum des durch die sequentielle Struktur erkannten CC-Untergrunds aus der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion

Das simulierte Energiespektrum der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Reaktion kann dann auf die so berechnete Ereigniszahl normiert werden und vom experimentellen Spektrum abgezogen werden.

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

Der Wirkungsquerschnitt der $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ -Reaktion wurde bisher noch nicht experimentell bestimmt. Man ist daher bei der Berechnung der zu erwartenden Zählrate aus dieser Reaktion auf den theoretischen Wirkungsquerschnitt angewiesen. In der Literatur finden sich nur Rechnungen für die $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ -Reaktion in den ^{13}N Grundzustand und zum angeregten $^{13}\text{N}(\frac{3}{2}^-, 3.51 \text{ MeV})$ Niveau [Fuk 90]. Für die Berechnung der Zählrate im 'single prong' Energiespektrum müssen jedoch alle energetisch möglichen Anregungsniveaus des ^{13}N berücksichtigt werden. Für diese Auswertung wurde der inklusive $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ -Wirkungsquerschnitt mit dem Computer Code *NUEE* von T.W. Donnelly [Don 91] berechnet, wobei insgesamt 83 angeregte ^{13}N -Niveaus berücksichtigt werden:

$$\langle \sigma \rangle_{^{13}\text{C}} = [1.32 \pm 0.14] \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2$$

Der Fehler im Wirkungsquerschnitt wird mit 10 % angenommen. Wegen dieses hohen ν -Wirkungsquerschnitts ist trotz des nur geringen ^{13}C -Anteils im KARMEN-Szintillator die zu erwartende Zählrate nicht vernachlässigbar klein.

$$N_{^{13}\text{C}} = \Phi_\nu \cdot \Omega \cdot N_{^{13}\text{C}} \cdot \epsilon_{^{13}\text{C}} \cdot \langle \sigma \rangle_{^{13}\text{C}}$$

c) ν - e^- -Streuung

Der Wirkungsquerschnitt der ν_e - e^- -Streuung wurde im schon erwähnten E225 Experiment am LAMPF gemessen [Pot 88, All 90]. Der gefundene Wirkungsquerschnitt, der sowohl von CC- und NC- Anteilen, als auch von einem CC-NC-Interferenzterm abhängt, stimmt sehr gut mit der Vorhersage aus dem WSG-Modell [Com 83] überein.

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

Der Wirkungsquerschnitt für die $\bar{\nu}_\mu$ - e^- -Streuung, die nur durch den neutralen Strom vermittelt wird, wurde in mehreren Hochenergieexperimenten (z.B. CHARM Experiment [Dor 89], BNL-734 [ABE 89]) in ebenfalls sehr guter Übereinstimmung mit dem WSG-Modell gemessen. Für die Berechnung der zu erwartenden Zählrate aus der ν - e^- -Streuung wurde die Vorhersage aus dem WSG-Modell verwendet. Der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt beträgt dann :

$$\langle \sigma(\nu e) \rangle = \langle \sigma(\nu_e e) \rangle + \langle \sigma(\bar{\nu}_\mu e) \rangle = 3.47 \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2$$

Mit der Absolutzahl der Targetelektronen im aktiven Volumen von

$$N_{e^-} = 1.7 \cdot 10^{31}$$

kann die zu erwartende Zählrate aus der ν - e^- -Streuung berechnet werden.

$$N_{\nu e} = \Phi \cdot \Omega \cdot N_{e^-} \cdot \epsilon_{\nu e} \cdot \langle \sigma(\nu e) \rangle$$

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

Subtrahiert man die normierten GEANT3 Energiespektren der in a), b) und c) genannten Reaktionen und die erkannten $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ -Ereignisse vom experimentellen 'single prong' Energiespektrum, so können die verbleibenden Ereignisse oberhalb von 17 MeV der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion zugeordnet werden. Im Energiebereich oberhalb von 17 MeV kann somit, vorbehaltlich die angenommenen Wirkungsquerschnitte der übrigen CC-Reaktionen entsprechen der Realität, der Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion bestimmt werden. Darauf wird später noch genauer eingegangen.

Man kann nun das simulierte Energiespektrum der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion auf die verbleibenden Ereignisse oberhalb von 17 MeV normieren und erhält somit durch Addition mit den übrigen normierten Energiespektren eine Rekonstruktion des gesamten CC-Energiespektrums.

In Tabelle 7 sind die für die Rekonstruktion des CC-Energiespektrums benutzten Nachweiswahrscheinlichkeiten und Wirkungsquerschnitte, sowie die daraus resultierenden Zählraten im Energiebereich zwischen 3 MeV und 60 MeV für das *kurze* und das *lange* Zeitfenster zusammengefaßt. Abb. 29 zeigt das Energiespektrum im *kurzen* Zeitfenster nach

Tabelle 7: Rekonstruktion des CC-Energiespektrums.

Reaktion	ϵ_{det}	$\langle \sigma \rangle [\text{cm}^2]$	N_{kurz}	N_{lang}
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	0.34	erkannt	20	25
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	0.812	$(8.1 \pm 0.9) \cdot 10^{-42}$	25.4	31.6
$^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$	0.711	$(1.32 \pm 0.14) \cdot 10^{-40}$	7.6	9.5
ν - e^- -Streuung	0.626	$(3.47 \pm 0.02) \cdot 10^{-43}$	11.2	14.1
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	0.707	angepaßt	71.7	90.8

Subtraktion der erkannten Ereignisse aus der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ -Reaktion. Mit eingezeichnet sind hier die normierten bzw. angepaßten Energiespektren aus der Simulation aller beteiligten Neutrinoereaktionen. Man erkennt, daß die Ereignisse aus der ν - e^- -Streuung und der $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ -Reaktion nur einen kleinen Anteil zum Gesamtspektrum liefern. Nach Subtraktion der erkannten $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ -Ereignisse ist der verbleibende Beitrag aus dieser Reaktion relativ klein, so daß der Hauptanteil am 'single prong' Energiespektrum oberhalb von 17 MeV aus Ereignissen der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion besteht. Auf dem Summenspektrum der CC-Reaktion erhebt sich im Energiebereich zwischen 11 MeV und 16 MeV der Peak der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion.

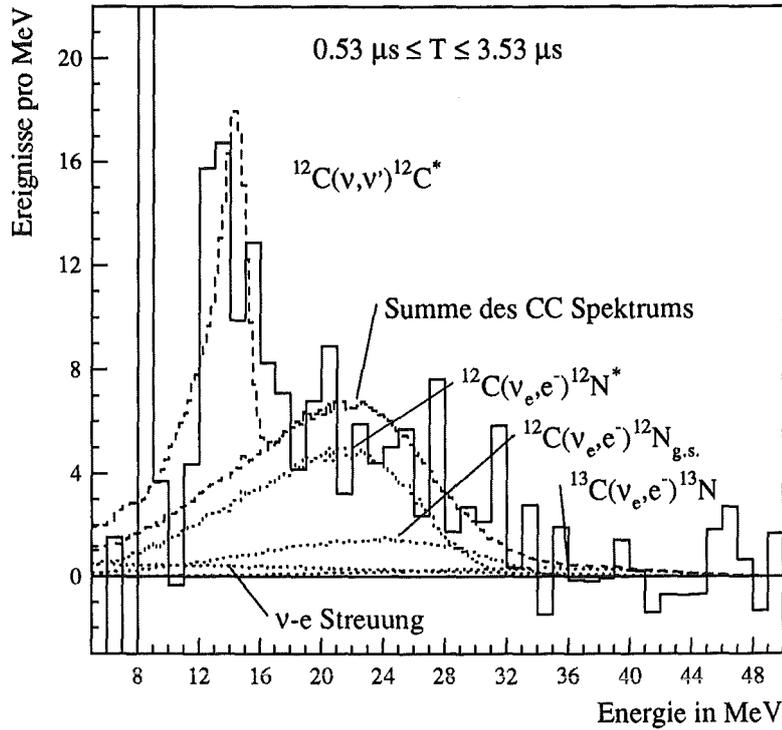


Abb. 29: 'Single Prong' Energiespektrum im *kurzen* Zeitfenster nach Subtraktion der erkannten CC-Ereignisse (Histogramm). Eingezeichnet sind ferner die normierten bzw. angepaßten Energiespektren aus der Simulation der beteiligten Neutrinoereaktionen

8.4.6 Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(1^+, 1; 15.1 \text{ MeV})$ Reaktion

Mit dieser Rekonstruktion des CC-Spektrums ist es nun möglich, die Zahl der Ereignisse aus der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(1^+, 1; 15.1 \text{ MeV})$ -Reaktion zu ermitteln. Der Auswertebereich reicht von 11 MeV bis 16 MeV. In Tabelle 8 sind die Zählraten im 'single prong' Rohspektrum und den verschiedenen Untergrundspektren in diesem Auswertebereich mit den statistischen Fehlern für das *kurze* und das *lange* Zeitfenster aufgeführt. Die Untergrundzählraten wurden hierbei schon mit der entsprechenden Normierung versehen. Die Zahl der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Ereignisse ergibt sich aus der Subtraktion der Untergrundzählraten und der CC-Ereignisse von der Zählrate im 'single prong'-Spektrum. Der Nachweis der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion über die 15.1 MeV γ -Quanten ermöglicht keine Rückschlüsse weder auf die Energie noch auf die *Flavour* der Neutrinos. Daher erschließt sich diesem Experiment nur die Messung des flußgemittelten Wirkungsquerschnitts für die Summe für ν_e und $\bar{\nu}_\mu$:

$$\langle \sigma(\nu_e + \bar{\nu}_\mu) \rangle = \sum_{\nu_e, \bar{\nu}_\mu} \frac{\int_0^{E_{max}} \sigma(E) \cdot \Phi(E) dE}{\int_0^{E_{max}} \Phi(E) dE}$$

Aus der experimentell bestimmten Zählrate der NC-Ereignisse N_{NC} errechnet sich dieser flußgemittelte Wirkungsquerschnitt für die $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(1^+, 1; 15.1 \text{ MeV})$ -

Tabelle 8: Berechnung der NC-Zählrate.

Reaktion	Kurzes Zeitfenster Zählrate 11-16 MeV	Langes Zeitfenster Zählrate 11-16 MeV
'single prong' Rohspektrum	134 ± 11.6	238 ± 15.4
Kosmischer Untergrund	70.5 ± 1.5	141. ± 2.9
Strahlkorrelierte Neutronen	3.9 ± 1.5	11.3 ± 4.4
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	3.5	4.4
$^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$	3.4	4.2
ν - e^- -Streuung	2.2	2.7
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	13.2 ± 5.8	17.2 ± 6.7
$^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	37.3 ± 13.2	57.1 ± 17.6

Reaktion nach folgender Formel:

$$\langle \sigma(\nu_e + \bar{\nu}_\mu) \rangle = \frac{N_{\text{NC}}}{\Omega \cdot \Phi_\nu \cdot N_{^{12}\text{C}} \cdot \epsilon_{\text{NC}}}$$

Im *langen* Zeitfenster ergibt diese Rechnung einen Wert von

$$\langle \sigma(\nu_e + \bar{\nu}_\mu) \rangle_{\text{lang}} = [13.9 \pm 4.3(\text{stat.}) \pm 1.9(\text{syst.})] \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$$

Im *kurzen* Zeitfenster, das sich durch weitaus günstigere strahlkorrelierte, als auch myon-induzierte Untergrundverhältnisse auszeichnet erhält man:

$$\langle \sigma(\nu_e + \bar{\nu}_\mu) \rangle_{\text{kurz}} = [11.4 \pm 4.0(\text{stat.}) \pm 1.6(\text{syst.})] \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$$

In den statistischen Fehler gehen alle für die Berechnung der NC-Zählrate benötigten experimentellen Zählraten ein. Der systematische Fehler wird im wesentlichen von zwei Größen bestimmt, dem Neutrinofluß und der Nachweiswahrscheinlichkeit für 15 MeV γ Ereignisse. Eine größere Präzision im Neutrinofluß wäre nur durch eine verbesserte Bestimmung der $\frac{\pi^+}{p}$ Produktionsrate in einem neuen Experiment und einer erneuten Kalibration des Monte-Carlo Programms [All 89] zu erreichen. Dies ist in absehbarer Zeit nicht zu erwarten. Durch den weiteren Ausbau des KARMEN-Monte-Carlo Programmes kann die Präzision der γ -Nachweiswahrscheinlichkeit weiter verbessert werden, so daß in Zukunft für diese Größe ein systematischer Fehler von weniger als 5% realisiert werden kann. In Tabelle 9 sind die systematischen Fehler zusammengefaßt und durch quadratische Addition zu einem Gesamtfehler vereinigt.

Der in dieser Arbeit gemessene Wirkungsquerschnitt der NC Reaktion ist auch in guter Übereinstimmung mit einer früheren Auswertung eines Teils der hier verwendeten Daten (Run 16 – 23) durch die Erlanger Gruppe der Kollaboration [Bur 91].

In Tabelle 10 sind die theoretischen Vorhersagen für die Wirkungsquerschnitte der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion durch ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ zusammengefaßt. Die theoretischen Werte

Tabelle 9: Systematische Fehler

Fehlerquelle	systematischer Fehler
Neutrinofluß Φ	8%
Zahl der Targetkerne $N_{^{12}\text{C}}$	1%
Raumwinkel Ω	1.4 %
Zeitfenster $\epsilon_{kurz/lang}$	0.4 %
15 MeV γ Nachweis ϵ_γ	10%
Subtraktion der CC-Ereignisse	5.8%
Gesamtfehler	14.2%

Tabelle 10: Theoretische Wirkungsquerschnitte der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion

Autor	Mintz	Fukugita	Bernabeu	Donnelly	Kolbe
Ref.	[Min 90]	[Fuk 88]	[Ber 79]	[Don 79]	[Kol 91]
Methode	EPM	EPM	EPM	Multipol Expansion	RPA
Reaktion	Wirkungsquerschnitt [$\times 10^{-42}\text{cm}^2$]				
$^{12}\text{C}(\nu_e, \nu_e')^{12}\text{C}^*$	4.5	4.5	4.6	2.4	5.1
$^{12}\text{C}(\bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\mu')^{12}\text{C}^*$	5.4	5.4	5.7	4.5	6.4
$^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	9.9	9.9	10.3	6.9	11.5

sind innerhalb der Statistik bis auf den Wert von Donnelly [Don 79] in guter Übereinstimmung mit dem hier gemessenen Wert. Die Genauigkeit der theoretischen Rechnungen wird im allgemeinen mit etwa 10% angegeben.

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

Wie schon erwähnt, läßt sich aus der Rekonstruktion des CC-Anteils im 'single prong' Energiespektrum (siehe Abb. 29) oberhalb von 17 MeV der Wirkungsquerschnitt für die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion mit angeregten Zuständen des ^{12}N im Ausgangskanal ermitteln. Da die angeregten ^{12}N -Zustände teilcheninstabil [Ajz 90] sind und prompt zerfallen, kann die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion nicht mit einer sequentiellen Signatur nachgewiesen werden. Nach Subtraktion der 'erkannten' $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Ereignisse ergeben sich im 'single prong' Energiespektrum im *kurzen* und *langen* Zeitfenster die in Tabelle 11 zusammengefaßten Zählraten mit den zugehörigen statistischen Fehlern. Die Werte ohne Angabe von statistischen Fehlern wurden mit Benutzung der genannten theoretischen und experimentellen Wirkungsquerschnitte berechnet. Die Zählraten der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion ergeben sich aus der Subtraktion des myoninduzierten Untergrunds und der berechneten Zählraten der übrigen Neutrinoereignisse.

Tabelle 11: Zählraten im 'single prong' Spektrum im Energiebereich von 17 MeV bis 35 MeV.

Reaktion	Kurzes Zeitfenster Zählrate 17-35 MeV	Langes Zeitfenster Zählrate 17-35 MeV
'single prong' Rohspektrum	131 ± 11.4	208 ± 14.4
Kosmischer Untergrund	57.7 ± 1.3	115.4 ± 2.6
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	18.9	23.7
$^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$	4.2	5.3
ν - e^- Streuung	5.0	6.2
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	45.2 ± 11.5	57.4 ± 14.6

Mit einer Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit für die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion von $\epsilon_{12\text{N}^*} = 0.368 \pm 0.018$ für das *lange* Zeitfenster und $\epsilon_{12\text{N}^*} = 0.293 \pm 0.014$ für das *kurze* Zeitfenster berechnet sich der flußmittelte Wirkungsquerschnitt mit :

$$\langle \sigma_{12\text{N}^*} \rangle = \frac{N_{12\text{N}^*}}{\Phi_\nu \cdot \Omega \cdot N_{12\text{C}} \cdot \epsilon_{12\text{N}^*}}$$

Als Resultat erhält man im *langen* Zeitfenster :

$$\langle \sigma_{12\text{N}^*} \rangle = [13.3 \pm 3.3(\text{stat}) \pm 1.35(\text{syst})] \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

und im *kurzen* Zeitfenster:

$$\langle \sigma_{12\text{N}^*} \rangle = [13.0 \pm 3.5(\text{stat}) \pm 1.23(\text{syst})] \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

Wegen der flacheren Energieverteilung konnte hier der systematische Fehler für die Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_{12\text{N}^*}$ mit 5% angenommen werden. Die systematischen Fehler der

übrigen Größen blieben unverändert, so daß der systematische Gesamtfehler von 9.5 % durch den Fehler des Neutrinofluß Φ_ν von 8% dominiert wird. Der inklusive Wirkungsquerschnitt von ^{12}C für Elektronneutrinos ist dann die Summe des exklusiven Wirkungsquerschnitts, der mit Hilfe der sequentiellen Signatur gemessen wurde [Wöl92, Dre92], und dem Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion:

$$\langle \sigma_{inkl} \rangle = [22.3 \pm 3.4 \pm 1.5] \times 10^{-42} \text{cm}^2$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem Resultat einer Auswertung, bei der die $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ -Ereignisse nicht abgezogen wurden und nur eine Korrektur hinsichtlich der $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ -Reaktion und der ν - e^- -Streuung angebracht wurde. Diese direkte Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitt ergab $\langle \sigma_{inkl} \rangle = (20.1 \pm 2.9) \times 10^{-42} \text{cm}^2$.

Das Verhältnis des exklusiven Wirkungsquerschnitts zum inklusiven Wirkungsquerschnitt

$$R(\nu_e^{12}\text{C}) = \frac{\sigma_{exkl}}{\sigma_{inkl}}$$

ist von vielen Strahl- und Detektorparametern unabhängig und wird im wesentlichen durch die gemessenen Zählraten und die Nachweiswahrscheinlichkeit für die exklusive bzw. inklusive $\nu_e^{12}\text{C}$ -Reaktion bestimmt. Insbesondere kürzt sich bei diesem Verhältnis die mit einem 8% Fehler behaftete Pionproduktionsrate $\frac{\pi^+}{p}$ heraus. Mit dem Wert für den exklusiven $\nu_e^{12}\text{C}$ -Wirkungsquerschnitt aus [Wöl92] erhält man

$$R(\nu_e^{12}\text{C}) = \frac{\sigma_{exkl}}{\sigma_{inkl}} = 0.36 \pm 0.058(\text{stat}) \pm 0.018(\text{syst})$$

wobei der systematische Fehler durch die 5% Unsicherheit der Nachweiswahrscheinlichkeit dominiert wird.

Eine erst kürzlich veröffentlichte Analyse der Daten des E225 Experiments am Los Alamos National Laboratory [Kra92] hinsichtlich der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ -Reaktion ergab einen für beam-dump Neutrinos flußgemittelten inklusiven Wirkungsquerschnitt der CC-Reaktion von

$$\langle \sigma_{inkl} \rangle^{E225} = [14.1 \pm 1.6(\text{stat}) \pm 1.9(\text{syst})] \times 10^{-42} \text{cm}^2$$

und impliziert einen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion in angeregte Zustände von ^{12}N von

$$\langle \sigma_{\text{N}^*} \rangle^{E225} = (5.4 \pm 1.9) \times 10^{-42} \text{cm}^2$$

Das Verhältnis des exklusiven zum inklusiven Wirkungsquerschnitt wird hier mit

$$R^{E225}(\nu_e^{12}\text{C}) = 0.66 \pm 0.11(\text{stat}) \pm 0.02(\text{syst})$$

angegeben.

Diese in [Kra 92] angegebenen Werte sind in guter Übereinstimmung mit von T.W. Donnelly [Don 73, Kra 92] theoretisch berechneten Werten für den inklusiven Wirkungsquerschnitt von

$$\langle \sigma_{inkl} \rangle^{theo} = 13.1 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

und dem $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Wirkungsquerschnitt von:

$$\langle \sigma_{^{12}\text{N}^*} \rangle^{theo} = 3.7 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

Die theoretische Vorhersage für das exklusive/inklusive Verhältnis wird von Donnelly [Don 73] mit $R(\nu_e^{12}\text{C}) = 0.72$ angegeben.

Der im KARMEN-Experiment gemessene Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ -Reaktion in angeregte Zustände übersteigt den Wert aus dem E225-Experiment und die theoretischen Vorhersagen von T.W. Donnelly um mehr als das Dreifache. Das Verhältnis $\frac{\sigma_{exkl}}{\sigma_{inkl}}$ ist folglich etwa ein Faktor 2 kleiner.

Eine solche Diskrepanz erfordert eine genauere Betrachtung: Das Energiespektrum im KARMEN-Experiment (siehe Abb. 29) oberhalb von 17 MeV wird durch die beschriebene Rekonstruktion der CC-Ereignisse sehr gut wiedergegeben und läßt auf keine signifikante Beimischung von Untergrundreaktionen schließen.

Die Ereignisse, die im KARMEN-Experiment im Energiebereich zwischen 17 MeV und 35 MeV in der Mehrzahl der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ -Reaktion zugeordnet werden, zeigen durch ihre Zeitverteilung, (Abb. 30) die eindeutig auf den Myon-Zerfall hinweist, daß sie nur auf Neutrinoereignisse zurückgeführt werden können. Ein Likelihood-Fit mit der Hypothese eines 2.2 μs Abfalls auf einem zeitlich konstanten Untergrund im Zeitspektrum der 'single prong' Ereignisse mit Energien zwischen 17 MeV und 35 MeV errechnet dieselbe Anzahl von Neutrinoereignissen, wie man sie auch im Energiespektrum nach Subtraktion des myoninduzierten Untergrunds findet.

Das E225-Experiment ist vornehmlich darauf ausgelegt, die ν - e^- -Streuung bei Beam-Dump-Energien zu untersuchen, wobei die gute Winkelauflösung des E225-Detektors genutzt wird um über die Direktionalität der ν - e^- -Streuung Neutrinoereignisse zu identifizieren. Die Auswertung der inklusiven ν_e - ^{12}C -Reaktion stützt sich fast ausschließlich auf das gemessene Energiespektrum, das allerdings mit einer großen Zahl von Ereignissen durch strahlkorrelierte Neutronen kontaminiert ist (etwa 30%), so daß die direkte Identifizierung eines Neutrinoenergiespektrums nicht möglich ist. Mit einer 'Likelihood-Fit' Methode wurden daher monte-carlierte Energie- und Winkelverteilungen der verschiedenen Neutrinoereignisse und des strahlkorrelierten Neutronenuntergrunds (hauptsächlich $n\gamma$ -Bremsstrahlung und Einfang an Protonen) an die experimentelle Energie- und Winkelverteilung angepaßt. Freie Parameter waren hierbei die relativen Anteile der einzelnen Neutrino- bzw. Untergrundreaktionen. Als besonders schwierig erscheint hierbei die richtige Gewichtung der Neutronenereignisse, deren Winkelverteilung sich zudem nicht von der der ν_e - ^{12}C -Ereignisse unterscheidet. Die aus dem Fit resultierende Zählrate von Neutronenereignissen liegt innerhalb eines Faktors 2 des Ergebnisses einer absolut normierten

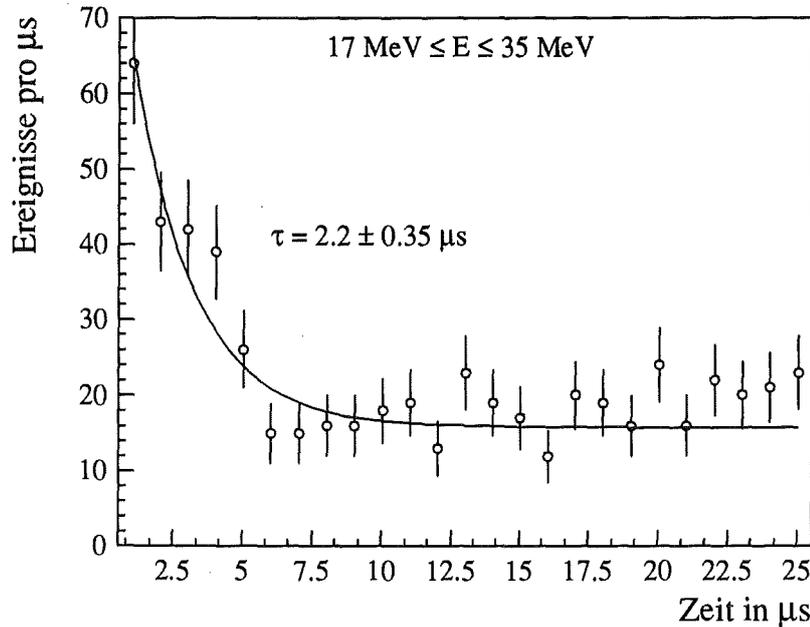


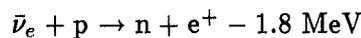
Abb. 30: Zeitverteilung der 'single prong' Ereignisse im Energiebereich zwischen 17 MeV und 35 MeV.

Rechnung. Der Beitrag der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion zum Energiespektrum des E225-Experiments wird in [Kra 92] nicht diskutiert.

Bei der theoretischen Berechnung des inklusiven $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ -Wirkungsquerschnitts vom T.W. Donnelly [Don 91, Kra 92] ($\langle \sigma_{^{12}\text{N}^*} \rangle^{theo} = 3.7 \times 10^{-42} \text{cm}^2$) werden 13 angeregte Zustände von ^{12}N berücksichtigt.

Die Übergangsraten in diese angeregten und zumeist ungebundenen Zustände sind schwierig zu bestimmen, da nur wenige Daten verfügbar sind, um auf die Formfaktoren dieser Zustände zu schließen. Zudem ist die Spin-Isospin-Struktur einer Reihe dieser Zustände nur unsicher bekannt. Rechnungen mit der *Continuum Random Phase Approximation* (CRPA) [Kol 91 92] ergeben einen höheren Wert von $\langle \sigma_{^{12}\text{N}^*} \rangle^{CRPA} = 6.4 \times 10^{-42} \text{cm}^2$. Von CRPA-Rechnungen wird erwartet, daß sie absolute Neutrino-Wirkungsquerschnitte auf etwa einen Faktor 2 genau vorhersagen [Kol 91a]. Durch Normierung auf die Elektron-Kernstreuung und den Myon-Einfang an Kernen kann eine weitere Erhöhung der Genauigkeit erreicht werden.

Als mögliche Untergrundreaktion für die inklusive $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ -Reaktion im KARMEN-Experiment wäre noch eine Beimischung von Ereignissen aus dem inversen β -Zerfall von Protonen



durch $\bar{\nu}_e$ aus μ^- -Zerfällen im ISIS-Target oder aus $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen in Betracht zu ziehen. Wegen des relativ hohen Wirkungsquerschnitts von $\langle \sigma \rangle = 1.084 \times 10^{-40} \text{cm}^2$ und der großen Wasserstoffdichte von $\rho_p = 7.06 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$ im KARMEN-Szintillator könnte

schon ein kleiner Anteil von $\bar{\nu}_e$ am Gesamtneutrinofluß zusätzliche Ereignisse im 'single prong' Energiespektrum erzeugen.

Eine hohe Beimischung von $\bar{\nu}_e$ aus μ^- -Zerfällen im ISIS-Target kann jedoch mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden:

1.) Das Energiespektrum solcher $\bar{\nu}_e$ -Reaktionen erstreckt sich mit hoher Intensität bis zu Energien von 50 MeV. Im 'single prong' Energiespektrum ist jedoch die Zahl der Ereignisse oberhalb von 35 MeV mit Null verträglich. Eine Verschiebung des CC-Energiespektrums nach höheren Energien ist nicht zu erkennen.

2.) Die obere Grenze für die $\bar{\nu}_e$ -Kontamination des Neutrinofluß durch μ^- -Zerfälle im ISIS-Target wurde mit einem Vertrauensbereich von 90% zu 1.8×10^{-3} bestimmt [Dod 92]. Daraus ergibt sich bei 100% Nachweiswahrscheinlichkeit eine maximale Ereigniszahl im gesamten Energiebereich (0 - 52 MeV) von 5 $\bar{\nu}_e$ -Ereignissen.

Als einzig mögliche Quelle für eine signifikante Beimischung von $\bar{\nu}_e$ bleibt die $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillation. In [Wöl 92] wurde die obere Grenze für diese Oszillationswahrscheinlichkeit $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ mit einem Vertrauensbereich von 90% zu

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \leq 0.021$$

für den hier betrachteten Datensatz bestimmt. Eine daraus resultierende obere Grenze für im KARMEN-Detektor nachgewiesene $\bar{\nu}_e$ -Ereignisse von etwa 20 könnte die Zählrate im 'single prong' Energiespektrum erhöhen. Da die Energieverteilung 'oszillierter' $\bar{\nu}_e$ empfindlich von dem Oszillationsparameter Δm^2 abhängt, ist es jedoch möglich, daß der Schwerpunkt solcher Ereignisse bei etwa 30 MeV liegt und nur ein kleiner Anteil oberhalb von 35 MeV zu finden ist. Für eine solche $\bar{\nu}_e$ -Beimischung konnte jedoch in dem vorliegenden Datensatz kein signifikantes Signal gefunden werden.

8.6 Auswertung im ν_μ -Zeitfenster

Mit dem schon für die Auswertung im $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitfenster verwendeten Datensatz (902 C aus den Runs 16 bis 27) wurde auch versucht, die $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*(1^+, 15.1 \text{ MeV})$ Kernanregung nachzuweisen. Das Signal für diese ν -Reaktion ist wiederum der Nachweis eines 15 MeV γ -Quants im ν_μ -Zeitfenster.

Die aus dem π^+ -Zweikörperzerfall emittierten ν_μ sind monoenergetisch mit einer Energie von 29.79 MeV und spiegeln wegen der kurzen Lebenszeit des π^+ in ihrer Zeitstruktur weitgehend die Strahlstruktur wider. Der Wirkungsquerschnitt für die $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion wird in verschiedenen theoretischen Rechnungen (siehe Tabelle 1) nahezu identisch mit $\sigma_{\nu_\mu^{12}\text{C}} = 2.6 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ vorhergesagt und ist somit um einen Faktor 4 kleiner als der Wirkungsquerschnitt der Summe von ν_e und $\bar{\nu}_\mu$.

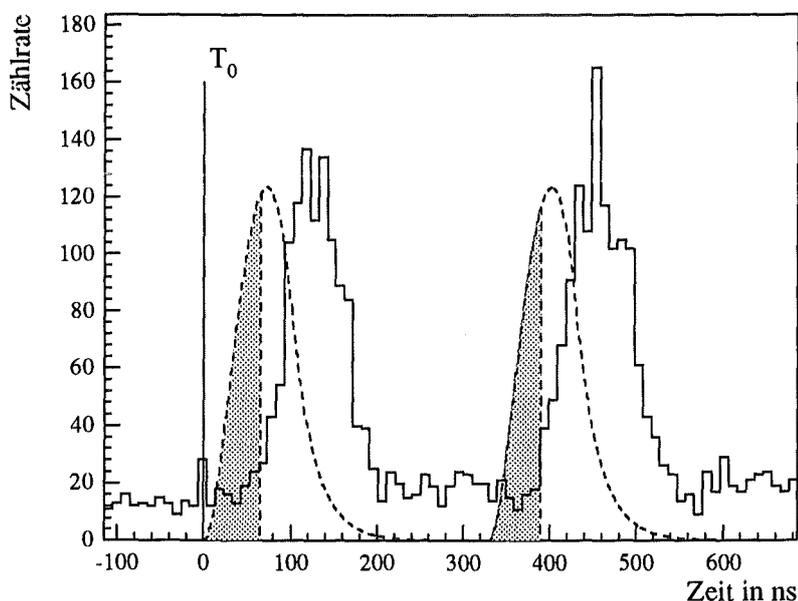


Abb. 31: Zeitverteilung der 'single prong' Ereignisse im ν_μ -Zeitbereich (Histogramm). Als gestrichelte Linie ist die theoretische Zeitverteilung der ν_μ dargestellt.

Durch die Kontamination der ersten Microsekunde nach dem Strahl durch prompte Neutronen kann nur ein kleiner Teil des ν_μ -Zeitfensters von 0 ns bis 480 ns nach T_0 ausgewertet werden. Abb. 31 zeigt die Zeitverteilung der 'single prong' Ereignisse mit Energien größer als 5 MeV im ν_μ -Zeitbereich als durchgezogenes Histogramm. Als gestrichelte Kurve ist die theoretische Zeitverteilung der ν_μ um etwa einen Faktor 250 vergrößert dargestellt. Man erkennt, daß der größte Teil der ν_μ -Zeitfenster durch die beiden Peaks der prompten Neutronen überlagert wird.

Man kann nun versuchen eine Datenanalyse in den Zeitbereichen bevor die Neutronenintensität stark ansteigt durchzuführen. Für die Auswertung stehen dann nur die zwei grau unterlegten Bereiche der ν_μ -Zeitverteilung von 0 ns bis 65 ns und von 330 ns bis 390 ns

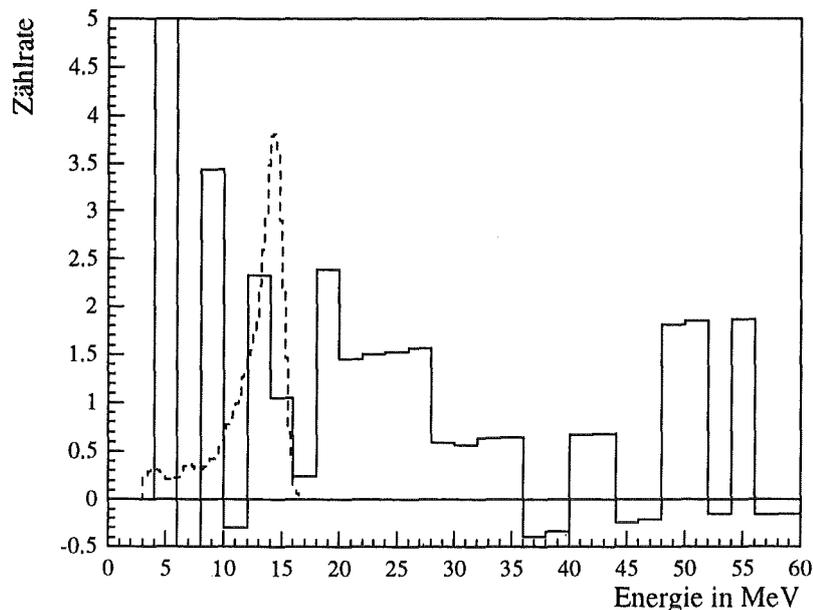


Abb. 32: Energiespektrum in den reduzierten ν_μ -Zeitfenstern.
 Histogramm: experimentelles Spektrum
 gestrichelt: Spektrum des zu erwartenden 15 MeV γ -Signals

zur Verfügung. Vor dem ersten Neutronenpeak sind dies 19.8% der ν_μ -Intensität, vor dem zweiten Neutronenpeak 16.5%, insgesamt also etwa 36% aller ν_μ . Abb. 32 zeigt das Energiespektrum der 'single prong' Ereignisse in diesen beiden Zeitfenstern nach Anwendung der 'Data Stack' Reduktion und nach Subtraktion des myoninduzierten Untergrunds. Mit eingezeichnet ist das simulierte Energiespektrum (GEANT3) des zu erwartenden 15 MeV γ -Signals. Man erkennt ein mehr oder weniger gleichverteiltes Energiespektrum mit sehr kleiner Statistik. Aus diesem Energiespektrum ist die Herkunft der Ereignisse nicht zu erschließen. Im Energiebereich der 15 MeV- γ Ereignisse ist keine Erhöhung der Zählrate zu erkennen.

Die Ortsverteilung dieser Ereignisse, dargestellt in Abb.34, zeigt eine Erhöhung der Ereignisrate im linken, oberen Bereich und weist, wie in diesem Zeitbereich zu erwarten ist, auf eine Kontamination mit prompten Neutronen hin (vergleiche mit Anhang: Ortsverteilung prompter Neutronen). Daher wurde noch versucht, durch einen 'Fiducial Cut', bei dem die am meisten belasteten Teile des Detektors vom Auswertevolumen ausgeschlossen wurden, die relative Neutronenkontamination zu verringern. Nach diesem 'Fiducial Cut' erhält man das in Abb. 33 dargestellte Energiespektrum, wieder mit dem simulierten Energiespektrum der zu erwartenden 15 MeV- γ -Ereignisse als gestrichelte Kurve. Man erkennt im Vergleich mit Abb. 32 eine deutliche Verringerung der Ereignisrate insbesondere im Bereich oberhalb von 20 MeV. Dennoch kann aus dieser Verteilung, wenn auch der Bereich von 11 MeV bis 16 MeV eine mit der zu erwartenden ν_μ ^{12}C -Rate kompatible Ereigniszahl

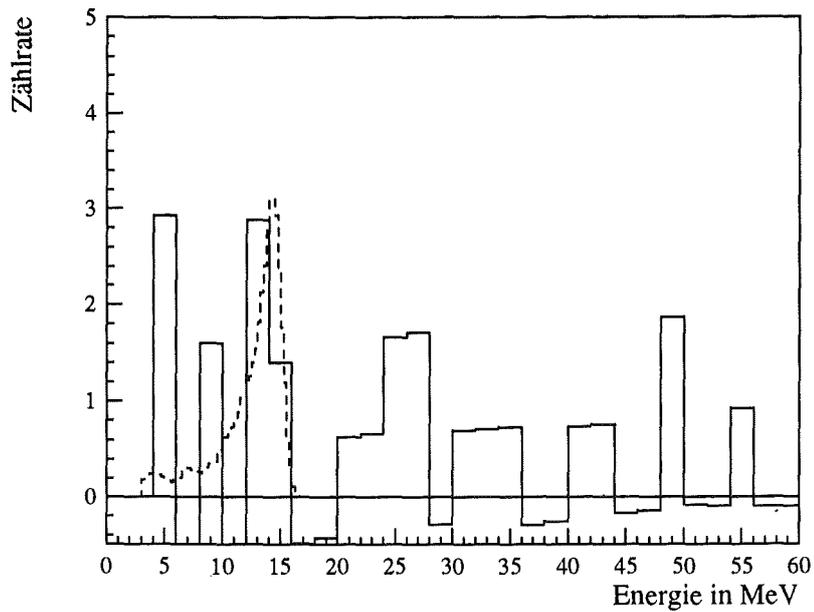


Abb. 33: Energiespektrum der 'single prong'-Ereignisse im ν_μ -Zeitbereich nach dem 'Fiducial Cut'

zeigt, nicht auf den Nachweis von 15 MeV- γ -Quanten aus der $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*(1^+, 15.1 \text{ MeV})$ Kernanregung geschlossen werden. Durch eine Verringerung des prompten Neutronenuntergrunds und mit einer verbesserten Statistik sollte es in Zukunft dennoch möglich sein, auch diese Neutrino-Kernanregung durch den neutralen schwachen Strom im KAR-MEN-Detektor nachzuweisen.

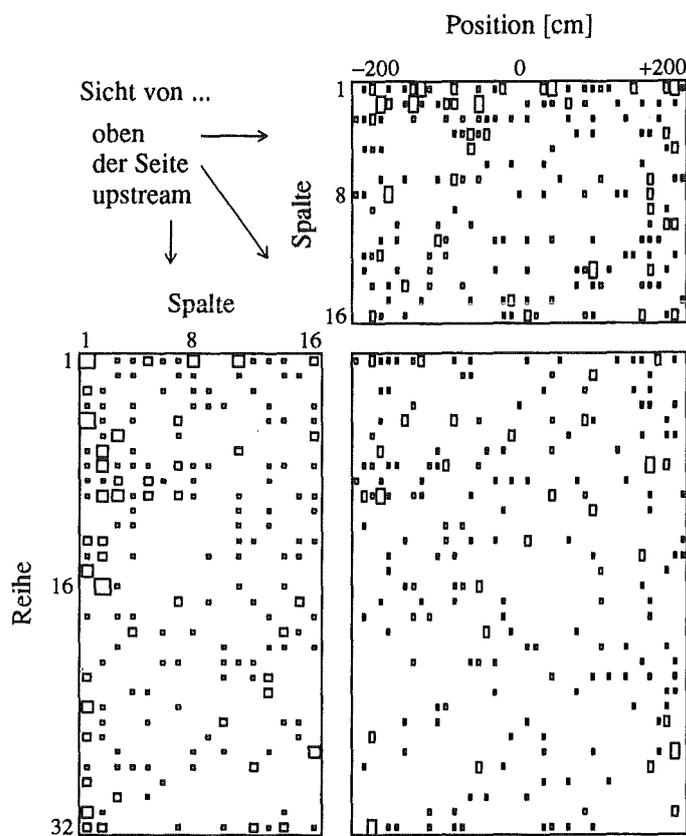


Abb. 34: Ortsverteilung der Ereignisse im ν_μ -Zeitbereich

9 Résumé und Ausblick

Die erste Zeit nach Beginn der Messungen mit dem vollständigen KARMEN-Detektor im Dezember 1989 war hauptsächlich durch den Test und die Optimierung des Detektorsystems als auch durch die Analyse von strahlkorreliertem und kosmischem Untergrund geprägt. Der Nachweis von neutrinoinduzierten Reaktionen in einem großvolumigen Szintillationsdetektor erfordert eine extrem niedrige Untergrundrate und eine genaue Kenntnis der Untergrundreaktionen. In einem Teil dieser Arbeit wurde der strahlkorrelierte Untergrund untersucht, der sich aus hochenergetischen prompten Neutronen, die die Strahlstruktur widerspiegeln, und aus einem nachfolgenden Feld niederenergetischer Neutronen zusammensetzt.

Die Quellen der prompten Neutronen wurden mit Hilfe der Ortsempfindlichkeit des KARMEN-Detektors und durch Messungen außerhalb des ν -Bunkers identifiziert. Als Hauptquelle prompter Neutronen konnte der μ SR-Experimentierbereich festgestellt werden, eine Schwachstelle in der KARMEN-Abschirmung bildete ferner der Tunnel unterhalb des ν -Bunkers. Mit Hilfe dieser Untersuchungen konnten weitreichende Verbesserungen der Abschirmung an der ISIS-Targetstation und insbesondere am μ SR-Experimentierbereich erreicht werden. Der Fluß prompter Neutronen im KARMEN-Detektor konnte durch diese Maßnahmen auf etwa ein Viertel reduziert werden. Eine völlige Eliminierung des prompten Neutronenuntergrunds konnte im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht erreicht werden. Dieser Teil der Arbeit ist im Anhang A dokumentiert.

Für die Abschirmung des niederenergetischen Neutronenfelds mit Bor-Polyethylen Platten innerhalb des ν -Bunkers wurden in dieser Arbeit Abschätzungen durchgeführt. Die auf der Basis dieser Abschätzungen realisierte Bor-Polyethylen-Abschirmung reduzierte den niederenergetischen Neutronenuntergrund in der gewünschten Weise um das zwanzigfache. Dieser strahlkorrelierte Untergrund konnte auf diese Weise nahezu beseitigt werden.

Die Auswirkungen des strahlkorrelierten Untergrunds auf den Neutrinonachweis mit 'single prong' Ereignissen bzw. durch sequentielle Ereignisstrukturen wurden untersucht. Für den Fall des niederenergetischen Neutronenfelds konnte bei der 'single prong' Auswertung ein Subtraktionsverfahren gefunden werden.

Die weitgehende Eliminierung myoninduzierten Untergrunds durch die vom Triggersystem bereitgestellten Informationen ('Data Stack') in der 'off-line' Analyse wurde ausführlich dargestellt. Die einzelnen Komponenten des noch verbleibenden kosmischen Untergrunds konnten identifiziert werden.

Durch die gute Untergrundunterdrückung und die genaue Kenntnis des verbleibenden Untergrunds im KARMEN-Experiment war es dann als Hauptteil dieser Arbeit zum erstenmal möglich, die inelastische Neutrino-Kern-Anregung durch den neutralen schwachen Strom $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ nachzuweisen. Die Auswertung im $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitfenster umfaßt die Datenreduktion, Untergrundidentifizierung und Untergrundsubtraktion sowie die Rekon-

struktions des CC-Neutrinospektrums. Das so gefundene 'single prong' Energiespektrum läßt sich im wesentlichen als Überlagerung der 15 MeV- γ -Linie aus der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion und den Neutrinoereignissen der inklusiven $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}$ -Reaktion erklären. Ihre Zeitverteilung weist diese Ereignisse eindeutig als neutrinoinduzierte Ereignisse aus.

Der gefundene Wirkungsquerschnitt der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion im $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ -Zeitfenster ist in guter Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen.

Die Auswertung des 'single prong'-Energiespektrums hinsichtlich des Wirkungsquerschnitts der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ -Reaktion erbrachte einen etwa dreifach höheren Wert als die theoretische Vorhersage und ein früheres Experiment.

Die NC-Kernanregung durch ν_μ im ν_μ -Zeitfenster konnte wegen der noch hohen Kontamination mit prompten Neutronen nicht nachgewiesen werden.

Es ist geplant, das KARMEN-Experiment noch für mindestens vier weitere Jahre am ISIS beam dump zu betreiben. Schon während der Anfertigung dieser Arbeit wurden zahlreiche Verbesserungen durchgeführt oder begonnen: Die Datenaufnahme wurde dahingehend erweitert, daß es nun möglich ist, die Endpunkte der Spuren gestoppter Myonen im KARMEN-Detektor und ihre Ereigniszeiten in einem sogenannten 'Myon Data Stack' zu registrieren. Dadurch wird es in Zukunft möglich sein, myoninduzierte Neutronen und vor allem myoninduzierte ^{12}B -Zerfälle weitgehend zu eliminieren.

Die wichtigsten Verbesserungen betreffen den ISIS Beschleuniger selbst: In dem in dieser Arbeit ausgewerteten Datensatz betrug der mittlere Strahlstrom nur etwa 75 μA . Ab Sommer 1991 wurde der Strahlstrom des Beschleunigers stetig erhöht und betrug Ende 1991 im Schnitt etwa 120 μA . Der weitere Ausbau der Strahlintensität auf die ursprünglich angestrebten 200 μA ist geplant. Mit dieser mehr als verdoppelten Strahlintensität ist ein wesentlich günstigeres Verhältnis von Neutrinosignal zu kosmischem Untergrund zu erwarten. Auch soll die Zuverlässigkeit des Beschleunigerbetriebs erhöht werden.

Da, wie neuere Auswertungen zeigten, ein großer Teil der prompten Neutronen immer noch auf das μSR -Target zurückgeführt werden können, ist es geplant, zusätzliche Abschirmungen in diesem Bereich anzubringen.

Mit all diesen Verbesserungen ist zu erwarten, daß das KARMEN-Experiment in den nächsten Jahren die von ihm bis jetzt erlangten Resultate auf dem Bereich der NC und CC Neutrino-Kern-Wechselwirkung mit deutlich erhöhter Statistik und kleineren systematischen Fehlern untermauert. Die deutlich verbesserte Strahl- und Untergrundsituation sollte dann auch den Nachweis der $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion im ν_μ -Zeitfenster ermöglichen. Für den Bereich der Neutrinooszillationen sind dann zumindest sehr zuverlässige Ausschließungsgrenzen zu erwarten.

A Untersuchung des strahlkorrelierten Untergrunds und Verbesserung der Abschirmung

Im ISIS Uran/Schwerwassertarget werden bei einer Protonenstrahlenergie von 800 MeV durch Spallation und (p,n)-Prozesse im Schnitt 25 Neutronen pro Proton erzeugt. Bei einem mittleren Strahlstrom von 100 μA entspricht dies einem Fluß von 1.5×10^{16} Neutronen pro Sekunde. Aus kinematischen Gründen werden die meisten Neutronen in Vorwärtsrichtung bezüglich des Protonenstrahls erzeugt und in einer massiven Beton- und Eisenabschirmung hinter dem Target absorbiert. Hochenergetische Neutronen, die unter großen Streuwinkeln relativ zum Strahl das Target verlassen, werden zu den Seiten hin durch eine ringförmige Abschirmung aus 4.2 m Eisen und 0.15 m Beton abgefangen. Nach oben hin ist das Target durch einen 5 m langen Beton- und Eisenpfropf, der in die ringförmige Seitenabschirmung eingepaßt ist, abgeschlossen. Das Fundament der Targetstation (~ 1.5 m Beton) vervollständigt zusammen mit der Abschirmung des Protonstrahlrohrs die sogenannte 'biologische' Abschirmung der ISIS Neutronenquelle.

Die 18 Neutronenstrahlrohre für Experimente, die die Targetstation umgeben, sind in die seitliche Abschirmung eingelassen und können mittels Schieber geschlossen werden. Diese Neutronenstrahlrohre führen nicht direkt auf das U/D₂O Target, sondern blicken auf zwei knapp ober- und unterhalb des Targets angebrachte flüssig-Methan- bzw. Wasserstoff-Moderatoren, die Neutronen für Festkörperphysik- Experimente auf epithermische Energien (10 - 100 meV) abkühlen [Tay 84]. Dennoch ist es bei dieser Geometrie möglich, daß hochenergetische Neutronen durch die Neutronenstrahlrohre die Targetstation verlassen. Aus diesem Grund sind diese Neutronenstrahlrohre - zumindest in der Nähe des KARMEN Neutrino Bunkers - zusätzlich mit etwa einem Meter Eisen abgeschirmt.

A.1 Situation im Testrun 1988

Im Sommer 1988 wurde der KARMEN-Detektor erstmalig für Testmessungen unter Strahlbedingungen im Neutrinobunker in Betrieb genommen. Allerdings waren zu diesem Zeitpunkt nur 4/9 der optischen Segmentierung in den Detektor eingebracht, so daß nur mit dem unteren Teil (circa 22 t) des Detektors gemessen werden konnte. Die Eisenabschirmung zwischen Detektor und Target war noch nicht ganz vollständig - einige Teile waren noch aus Beton - und betrug etwa 5.4 m. Ebenso fehlten die Strahlrohrabschirmungen von 1 m Eisen bei den Nachbarexperimenten.

Es zeigte sich sofort, daß die akzeptable Neutronenrate von etwa einem Ereignis pro Tag weit überschritten wurde. Die auf den integrierten Strahlstrom bezogene Intensität in einem prompten Zeitfenster von 1 - 500 ns nach dem Strahl betrug etwa 400 Neutronen pro Coulomb integriertem Strahlstrom, wobei etwa 0.1 bis 0.2 Neutronen pro Coulomb der akzeptablen Rate entspräche. Für den vollständigen KARMEN Detektor mit 56 t Szintillatorvolumen entspräche dies mehr als 1100 prompten Neutronen pro Coulomb.

Daraufhin wurde vor dem Neutrinobunker eine 1.22 m starke Eisenwand errichtet, die etwas mehr als das aktive Szintillationsvolumen des Detektors überdeckte. Diese zusätzliche Eisenwand reduzierte die Neutronenintensität auf 26.7 Neutronen pro Coulomb.

A.1.1 Zeitstruktur strahlkorrelierter Neutronen

Die Zeitverteilung der strahlkorrelierten Neutronen zeigt zwei deutlich unterscheidbare Strukturen (Abb. 35).

1. In der ersten μs nach dem Strahl erkennt man zwei etwa 75 ns (FWHM) breite und 330 ns voneinander getrennte Neutronenpulse, die das zeitliche Profil des Protonenstrahls widerspiegeln. Dieser Doppelpuls wird in der Folge als 'prompte Neutronen' bezeichnet. (Dargestellt als Detail in Abb.35)
2. Daran anschließend, von 1 μs bis etwa 100 μs nach dem Strahl, erkennt man eine breite Verteilung strahlkorrelierter Neutronen, deren Intensität in den ersten 5 μs zum Maximalwert ansteigt und dann langsam ($\tau = 58 \mu\text{s}$) in den folgenden 100 bis 200 μs auf Null abfällt. Diese Neutronenverteilung wird in der Folge als 'langsame Neutronen' bezeichnet.

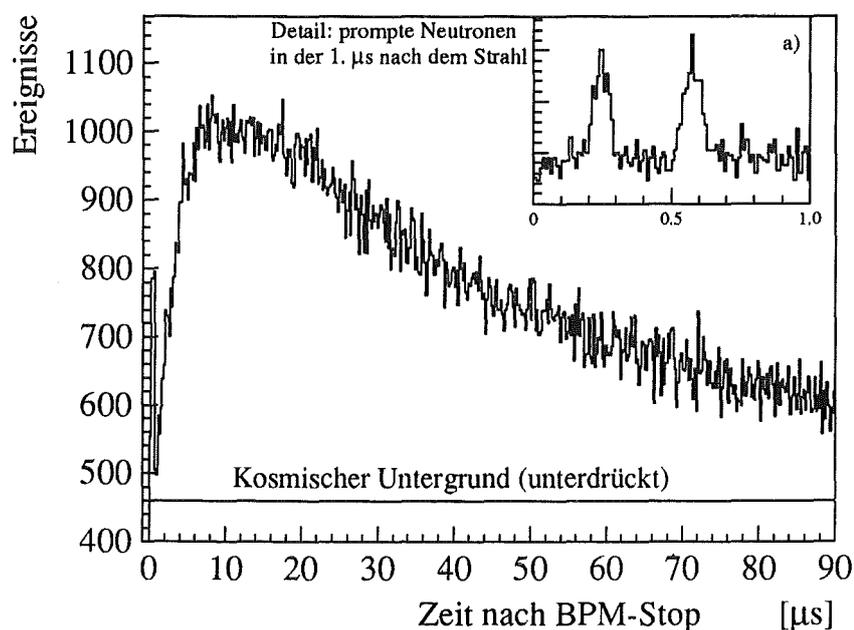


Abb. 35: Zeitstruktur strahlkorrelierter Neutronen

Die strahlkorrelierten Ereignisse sitzen auf einem zeitlich konstanten Untergrund, der durch kosmische Strahlung und Umgebungsradioaktivität verursacht wird.

Die prompten Ereignisse lassen sich auf die Wechselwirkung hochenergetischer Neutronen mit dem Szintillator zurückführen, wobei Rückstoßprotonen aus elastischen (n,p)-Stößen das Signal erzeugen.

Die Ereignisse im Zeitbereich der langsamen Neutronen sind auf (n, γ) Einfangreaktionen langsamer, thermalisierter Neutronen am Gadolinium in den Modulwänden und am Eisen der inneren passiven Abschirmung zurückzuführen.

A.1.2 Räumliche Verteilung der Neutronen im Testrun 1988

Die Segmentierung des KARMEN Detektors erlaubt in beschränktem Maße durch die räumliche Verteilung von prompten Neutronenereignissen mögliche Quellen von schnellen Neutronen zu lokalisieren. Für den Testrun 1988 läßt sich die Situation für prompte Neutronen folgendermaßen zusammenfassen [Dre 90]:

In Längsrichtung des Detektors, entlang der Modulachsen, ergab sich ein exponentieller Anstieg von der downstream zur upstream Seite hin.

Obwohl nur der untere Teil des Detektors fertiggestellt war, konnte auch eine starke Oben-Unten-Asymmetrie der prompten Neutronenzählrate festgestellt werden. Die oberen Modulreihen waren wesentlich stärker belastet als die unteren. Eine Erklärung hierfür lieferte die Tatsache, daß die zusätzliche 1.22 m Eisenwand an der vorderen ν -Bunkerwand nur knapp die untere Hälfte des Detektors überdeckte. Trotz der Schattenwirkung dieser Zusatzwand konnten hochenergetische Neutronen die obere Hälfte der Bunkerwand durchdringen und durch Streuung an der Bunkerdecke in das aktive Detektorvolumen gelangen. Eine Erhöhung dieser Wand um 60 cm verbesserte die Schattenwirkung und reduzierte die Rate prompter Neutronen um einen Faktor 2. Entlang der Querachse des Detektors wurde damals eine isotrope Verteilung festgestellt.

Auswertungen von Datensätzen, bei denen bestimmte Strahlrohre geschlossen waren ergaben bei den räumlichen Verteilungen der Neutronenereignisse keine Anhaltspunkte dafür, daß ein bestimmtes Strahlrohr für eine Erhöhung des prompten Neutronenflusses verantwortlich war. Es konnte allerdings eine Reduktion des gesamten Neutronenflusses von etwa 20% festgestellt werden, wenn das Strahlrohr des SXD-Experiments geschlossen war. Ein Untertunneln von schnellen Neutronen unter der Bunkerwand konnte statistisch signifikant nicht nachgewiesen werden. Das Errichten einer 61 cm starken Fe-Wand direkt an der biologischen Abschirmung des Targets führte zu keiner meßbaren Reduktion der Neutronenintensität.

Zusammenfassend zeigten die Ergebnisse aus dem Testrun 1988, daß die prompten Neutronen vornehmlich von vorne, ohne Rechts-Links-Asymmetrie in den Detektor dringen. Wegen der Strahlrohregeometrie und der noch fehlenden Strahlrohrabschirmungen mußten die Neutronenstrahlrohre der benachbarten Experimente (SXD, eVS, MARI...) als Hauptquellen für schnelle Neutronen angesehen werden.

Die Ortsverteilung der langsamen Neutronen mit Energien im keV Bereich und dar-

unter im KARMEN Detektor ist durch die Eindringtiefe in das Szintillatorvolumen von etwa 20 cm bestimmt. Einfangreaktionen am Gadolinium in den Segmentwänden finden daher vornehmlich im äußeren Detektorbereich statt. Auch der $\text{Fe}(n,\gamma)$ -Einfang an der inneren passiven Abschirmung und an den Stirnseiten trägt nur zu einer Konzentration in den Randbereichen bei. Die Höhenverteilung der langsamen Neutronenereignisse wies auf der upstream Seite einen deutlichen Abfall von oben nach unten auf, während die downstream Hälfte des Detektors eine homogene Höhenverteilung zeigt. Ebenso konnte man im Testrun 1988 einen deutlichen Unterschied in der Anstiegszeit der Zeitverteilung langsamer Neutronen zwischen der upstream- und downstream-Seite erkennen. Die Einfangrate erreicht auf der downstream-Seite etwa $5 \mu\text{s}$ später ihr Maximum als auf der upstream-Seite. Die Erklärung hierfür ist, daß sich im ν -Bunker ein Neutronenfeld aufbaut: Niederenergetische Neutronen werden nicht notwendigerweise an den Bunkerwänden absorbiert, sondern können durch elastische Stöße an den Wänden über mehrere $10 \mu\text{s}$ frei diffundieren. Insbesondere ist dies im leeren Teil des ν -Bunkers zwischen Detektor und Bunkertür möglich.

Die Intensität der langsamen Neutronen betrug im Testrun 1988 in einem Zeitfenster von $1 - 60 \mu\text{s}$ nach dem Strahl etwa 310 Neutronen pro Coulomb. Bei vollständigem Detektor entspricht dies etwa 900 langsamen Neutronen pro Coulomb.

A.2 Verbesserung der Detektorabschirmung

Der Testrun 1988 zeigte, daß entscheidende Verbesserungen an der Abschirmung des KARMEN Detektors nötig waren, um die geforderte Rate von etwa einem prompten Neutron pro Tag zu erreichen. Ebenso mußte der Fluß langsamer Neutronen in den Detektor deutlich verringert werden.

Um den KARMEN-Detektor vollständig fertigzustellen, wurde er Anfang 1989 wieder aus seiner Meßposition im ν -Bunker gezogen. In der Montageposition außerhalb des Bunkers wurden dann die optische Segmentierung des Detektors vervollständigt, der äußere Antizähler verbessert und das Laser-Kalibrationssystem eingebaut. Außerdem wurden am KARMEN-Detektor und innerhalb sowie außerhalb des KARMEN-Bunkers mehrere Verbesserungen der Abschirmung gegen schnelle und langsame Neutronen durchgeführt. In der Folge werden diese Verbesserungen beschrieben und deren Auswirkungen dargestellt.

A.2.1 Bor-Polyethylen Abschirmung innerhalb des ν -Bunkers

Der totale Wirkungsquerschnitt von ^{56}Fe liegt für Neutronen unterhalb einer Energie von 1 MeV im Schnitt deutlich über 3 barn [McL88]. Bei 24.7 keV entsteht jedoch durch die destruktive Interferenz der Potential- und Resonanzstreuung auf der niederenergetischen Seite der 29.9 keV Resonanz des ^{56}Fe ein mehrere keV breites Wirkungsquerschnittsminimum von weniger als 0.5 barn [Gar75]. Ein weiteres Minimum, allerdings

weniger breit, findet sich bei 81.9 keV. Schnelle Neutronen, die im Eisen des Bunkers in einen Energiebereich um 25 keV bzw. 82 keV abgebremst werden, haben somit eine erhöhte Wahrscheinlichkeit, die Eisenabschirmung zu durchdringen und im Innern des Bunkers ein Neutronenfeld aufzubauen. Der Neutroneneinfangsquerschnitt für Eisen liegt für Energien im keV Bereich weit unter 100 mbarn und steigt erst für thermische Neutronen auf 2 barn an. Im Bunkerinneren werden daher Neutronen im keV Bereich kaum weiter abgebremst und auch nur wenig an den Bunkerwänden absorbiert. Die Wahrscheinlichkeit ist groß, daß diese Neutronen die innere passive Abschirmung des Detektors (wiederum durch das 25 keV Wirkungsquerschnittsminimum) durchdringen und im Detektor ein $Gd(n,\gamma)$ – Ereignis an den Modulwänden oder auch in der inneren passiven Abschirmung ein $Fe(n,\gamma)$ – Ereignis erzeugen. Durch Auskleiden des Bunkers mit neutronenthaltem und -absorbierendem Material sollte es möglich sein, das Neutronenfeld im Bunkerinneren entscheidend zu verringern.

Das Mittel der Wahl hierfür ist Bor-Polyethylen. Durch den hohen Wasserstoffanteil im Polyethylen ($\approx 13\%$ der Masse) können Neutronen durch n-p Stöße gut thermalisiert werden, ^{10}B besitzt einen hohen Neutronenabsorptionsquerschnitt. Da die Energieverteilung der Neutronen im Bunkerinneren (wie auch außerhalb des Bunkers) nicht bekannt ist, ist es nicht möglich, genauere Abschirmrechnungen, z.B. mit einem Neutronentransportcode wie MORSE [Emm 75], durchzuführen. Eine ungefähre Abschätzung kann jedoch wie folgt gemacht werden:

Die mittlere Anzahl n von Kollisionen mit Kernen der Masse A , die nötig sind, um ein Neutron der Anfangsenergie E_0 auf die Energie E zu moderieren ist [Bec 64]:

$$n = \frac{\ln(E_0/E)}{\xi} \quad \xi = \frac{2}{A + 2/3}$$

Für Wasserstoff als Moderator gilt $\xi = 1$.

Demnach sind für Neutronen mit Energien zwischen 1 keV und 1 MeV etwa 11 bis 18 Kollisionen mit Protonen nötig, um sie auf thermische Energien ($E = 0.025$ eV) abzubremsen. Die Wasserstoffdichte in Bor-Polyethylen beträgt $N_H = 8.06 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Eine einfache Abschätzung der freien Weglänge von Neutronen in Polyethylen kann mit folgenden Annahmen gemacht werden.

1. Das Neutron verliert durchschnittlich bei jedem n-p-Stoß die Hälfte seiner Energie.
2. Eine Näherung für den energieabhängigen Wirkungsquerschnitt für n-p-Stöße ist [Mar 63]:

$$\sigma_{n-p}(E) = \frac{135 \text{ barn}}{\sqrt{E(\text{keV})}}$$

Die mittlere freie Weglänge eines Neutrons in Abhängigkeit von der Energie $\lambda_i = (N_H \cdot \sigma_{n-p}(E_i))^{-1}$ kann dann nach jedem Stoß berechnet werden und zu einer gesamten freien Weglänge $\lambda_{ges}(E_0) = \sum \lambda_i$ eines Neutrons der Anfangsenergie E_0 aufsummiert werden:

$$\lambda_{ges} = \frac{3.414 \cdot \sqrt{E_0 (keV)}}{N_H \cdot 135 \text{ barn}}$$

Nach dieser Abschätzung können mit 5 cm Polyethylen Neutronen mit Energien bis zu 200 keV zuverlässig thermalisiert werden. Damit ist gewährleistet, daß Neutronen, die aufgrund der Wirkungsquerschnittsminima des Eisens in den ν -Bunker gelangen, auf thermische Energien abgebremst werden.

Natürliches Bor enthält einen 20% Anteil von ^{10}B mit einem Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen von $\sigma_{therm} = 3840$ barn [Kno 79]. Der Absorptionsquerschnitt der anderen Bor-Isotope für thermische Neutronen ist dagegen vernachlässigbar. Die Neutronen werden durch die $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ Reaktion absorbiert. 94% der Reaktionen führen in den ersten angeregten Zustand von ^7Li mit einer Anregungsenergie von 0.48 MeV und einer Energie der Alphateilchen von 2.31 MeV, 6% der Reaktionen führen direkt auf den Grundzustand von ^7Li mit einer Alphaenergie von 2.79 MeV.

Handelsübliches Bor-Polyethylen für Abschirmungszwecke ist eine Mischung aus Polyethylen und Borcarbid und kann mit verschiedenen Boranteilen hergestellt werden. Für das KARMEN Experiment wurde ein Borkarbidanteil von 6.4 % gewählt, was einem reinen Boranteil von 5 % entspricht. Daraus ergibt sich eine Dichte von $6.02 \cdot 10^{20}$ ^{10}B Kernen pro cm^3 .

Die Flußschwächung R von thermischen Neutronen durch einen x cm starken ^{10}B -Absorber der Dichte N und dem totalen Absorptionsquerschnitt σ_{therm} berechnet sich mit:

$$R(x) = e^{-N \cdot \sigma_{therm} \cdot x}$$

Für 2.5 cm Bor-Polyethylen ergibt sich hiermit eine Flußschwächung thermischer Neutronen von $\sim 3 \cdot 10^{-3}$.

Aus zeitlichen Gründen konnte nicht sofort, bevor der fertiggestellte Detektor wieder in seine Meßposition im ν -Bunker gebracht wurde, eine vollständige B-PE Abschirmung aufgebaut werden. Da die upstreamseitige Bunkerinnenwand mit dem Detektor in Meßposition nicht mehr zugänglich ist, wurde hier als erstes die Plastikabschirmung angebracht. Hierfür wurde 7.5 cm massives Bor-Polyethylen (5 % Bor) in Platten in einem Eisenrahmen vor der gesamten Fläche der upstreamseitigen inneren Bunkerwand aufgeschichtet.

Danach wurde der KARMEN Detektor in seine Meßposition gebracht. Mit dieser Abschirmung begann die Meßphase 1989/90. Als nächste Abschirmwand wurde in der ersten Strahlzeitpause Anfang 1990 im sogenannten 'Winter shut down' eine B-PE Wand an der downstream-Seite des Detektors angebracht. Hier wurde dasselbe Material wie bei der upstreamseitigen Wand verwendet. Für die Seitenwände, die in den darauffolgenden Strahlpausen installiert wurden, mußte eine etwas aufwendigere Technik verwendet werden. Der Zwischenraum zwischen Detektor (d.h. der Verkleidung des äußeren Antizählers) und der Bunkerwand beträgt nur etwa 20 cm. Die Seitenwände sind nur über diesen Spalt zugänglich. Die seitlichen Abschirmungen aus 2.5 cm hochdichtem PE als äußere Schicht und 2.5 cm B-PE innen wurden in je 3 Stahlrahmen (3 x 6 m) eingebaut, die auf Schienen zwischen den Detektor und die Seitenwände gefahren werden können. Diese 'Schiebewände' fungieren zugleich als Unterstützung für das 4 cm starke B-PE Dach, das zusammen mit der rechten Seitenwand abschließend im 'Winter shut down' 1991 eingebaut wurde.

Da bei der Endmontage aller Photomultiplier und des Laserkalibrationssystems die passive Abschirmung an den Stirnseiten des Detektors abgenommen war, bot sich die Gelegenheit, die Innenseiten dieser Eisenbrammen mit 5 mm starken Borcarbid-Epoxy Matten (Flächenbelegung von ^{10}B : 0.048 g/cm²) zu verkleiden, um thermische Neutronen innerhalb der passiven Abschirmung wegzufangen.

Für die so realisierte B-PE Abschirmung ist allerdings nicht zu erwarten, daß Abschirmfaktoren wie in der oben dargestellten Abschätzung erreicht werden. Zum einen können Neutronen hoher Energie mit wenigen cm PE nicht mehr thermalisiert werden, zum anderen konnte keine hermetische B-PE Abschirmung um den KARMEN Detektor aufgebaut werden. An den Ecken, wo die B-PE Wände aufeinanderstoßen, sind konstruktionsbedingt mehrere Zentimeter weite Lücken ohne Abschirmmaterial. Durch die Schienen- und Rollenkonstruktion entstehen bei den Seitenwänden im oberen und unteren Bereich größere Lücken. Der gesamte Bodenbereich des Detektors ist ebenfalls ohne B-PE Abschirmung.

A.2.2 Zusätzliche Abschirmung außerhalb des ν -Bunkers

Vor dem Meßbeginn mit dem vollständigen KARMEN Detektor im Herbst 1989 wurden neben den oben beschriebenen Abschirmmaßnahmen mit Bor-Polyethylen im ν -Bunker auch zusätzliche Abschirmungen außerhalb des ν -Bunkers errichtet. Insbesondere wurde an der Frontseite des Bunkers über die ganze Breite hinweg eine etwa 6.5 m hohe und 1.2 m starke Eisenwand errichtet, um vor allem prompte Neutronen aus der Targetstation und den Neutronenstrahlrohren abzuschirmen. Abschirmungsrechnungen mit einem Neutronentransportcode [Gab 83] sagen für eine solche Eisenwand, abhängig vom anfänglichen Neutronenfeld, Abschirmfaktoren in der Größenordnung von 10^{-4} voraus. Die 'Beam Dumps' der Experimente direkt vor dem KARMEN Bunker (MARI,SXD,eVS...) wurden

zusätzlich verstärkt. Insgesamt befinden sich somit seit Beginn des Meßbetriebs 1990 etwa 7.2 m Eisenabschirmung zwischen dem ISIS Target und dem Zentraldetektor.

In der nachfolgenden Tabelle ist aufgelistet, wann die einzelnen Teile der B-PE Abschirmung im Bunkerinneren eingebaut wurden. Ebenso beinhaltet diese Liste alle entscheidenden Änderungen an der Strahlrohr- und Target-Abschirmung.

Änderungen an der KARMEN und ISIS Abschirmung

Run	Start Zeit	Ladung (C)	Eingebaute zusätzliche Abschirmung
9	01.12.89	126.3	7.5 cm Bor-Polyethylen an der upstream Bunkerwand. Borkarbid-Polyurethan-Matten innerhalb der passiven Abschirmung an den Stirnseiten Während der ersten 2 Tage von Run 9 wurde die 1.2 m Eisenwand vor dem ν -Bunker vervollständigt
12	06.04.90	202.0	wie Run 9
14	21.05.90	188.8	wie Run 9
16	24.07.90	161.2	7.5 cm Bor-Polyethylen auf der downstream Seite des Detektors
19	02.09.90	177.0	Wie Run 16
21	22.10.90	104.5	5 cm Bor-Polyethylen auf der linken Seite
23	21.11.90	133.0	Wie Run 21
26	11.04.91	112.2	5 cm Bor-Polyethylen auf der rechten Seite und 4 cm auf dem Detektordach μ SR Target massiv abgeschirmt und ISIS Target verstärkt
27	23.05.91	223.3	Wie Run 26
30	12.07.91	174.1	Wie Run 26
32	04.09.91	106.8	1.2 m starke 3 m hohe Eisenwand im Tunnel
33	19.09.91	109.5	Wie Run 32

A.3 Langsame Neutronen

Im Zeitraum von Herbst 1989 bis Juli 1991 müssen bei der Analyse der langsamen Neutronen vier verschiedene Konfigurationen der Bor-Polyethylen-Abschirmung berücksichtigt werden. Als Beispiele werden in der Folge Ergebnisse der Auswertungen von vier Runs dargestellt: Für die Situation am Anfang der Messungen mit dem vollständigen KAR-MEN Detektor steht Run 14. Bis inklusive Run 14 existierte lediglich die upstream Bor-Polyethylen-Wand. Run 16 zeigt dann die Verhältnisse mit je einer B-PE-Abschirmung auf der upstream und downstream Seite, Run 21 mit einer zusätzlichen Plastikwand auf der linken Detektorseite. Run 26 schließlich zeigt die Verhältnisse mit der durch die rechte Wand und das Dach vervollständigten B-PE-Abschirmung.

Für die Auswertung der langsamen Neutronen wurde ein Zeitfenster von $1 \mu\text{s}$ bis $90 \mu\text{s}$ nach dem Auftreffen der Strahlpulse auf das Target gewählt, für nicht strahlkorrelierten Untergrund ein Zeitfenster von $90 \mu\text{s}$ bis $1 \mu\text{s}$ vor dem Auftreffen des Strahls.

Die Hauptbedingung war, daß es sich um ein neutrales Ereignis handelt, das heißt, daß ein oder mehrere Module des Zentraldetektors angesprochen haben, aber nicht der äußere noch der innere Antizähler. Damit die Ergebnisse nicht durch Schwelleneffekte beeinflusst werden, wurden nur Ereignisse mit mehr als 3 MeV sichtbarer Energie berücksichtigt.

A.3.1 Zeitspektrum der langsamen Neutronen

Die zeitliche Verteilung der Ereignisse, die diese Bedingungen erfüllen, ist in Abb. 36 a-d für die vier verschiedenen Abschirmungskonfigurationen dargestellt. Um die Auswirkungen der B-PE-Abschirmungen zu verdeutlichen, sind die Zählraten für alle Runs auf 100 C Protonenstrahl normiert und die Skalierung festgehalten.

In Run 14 erkennt man auf einem zeitlich konstanten Untergrund (der durch die horizontale Linie angedeutet wird) die Zeitstruktur der langsamen Neutronen, wie sie schon ähnlich im Testrun 1988 zu sehen war. In den ersten $9 \mu\text{s}$ steigt die Zählrate steil auf den Maximalwert an und fällt dann langsam exponentiell mit einer Zeitkonstanten von $\tau = 54 \mu\text{s}$ ab. Run 16 zeigt schon eine deutliche Verminderung der Zählrate von langsamen Neutronen. Das Maximum der Neutronenzählrate wird hier deutlich früher, bei $5 \mu\text{s}$, erreicht. In Run 21 kann man eine weitere, deutliche Reduktion der Neutronenzählrate erkennen. Run 26 zeigt bis auf einen vergleichsweise minimalen Anteil langsamer Neutronen nur noch die zeitlich konstante Verteilung nicht strahlkorrelierter Ereignisse.

Der Unterschied in der Anstiegszeit der Zählrate der langsamen Neutronen zwischen der upstream- und der downstream-Hälfte des Detektors, wie er schon im Testrun 1988 gesehen wurde, ist bei Run 14 ebenfalls zu sehen (Abb.37). Während der ersten $4 \mu\text{s}$ ist der Zählratenanstieg auf der upstream- und downstream-Seite praktisch gleich. Auf der upstream-Seite wird das Zählratenmaximum bei $4 \mu\text{s}$ erreicht, während auf der downstream-Seite die Zählrate erst bei etwa $8 \mu\text{s}$ ihr Maximum erreicht. Die Abfallzeit beträgt

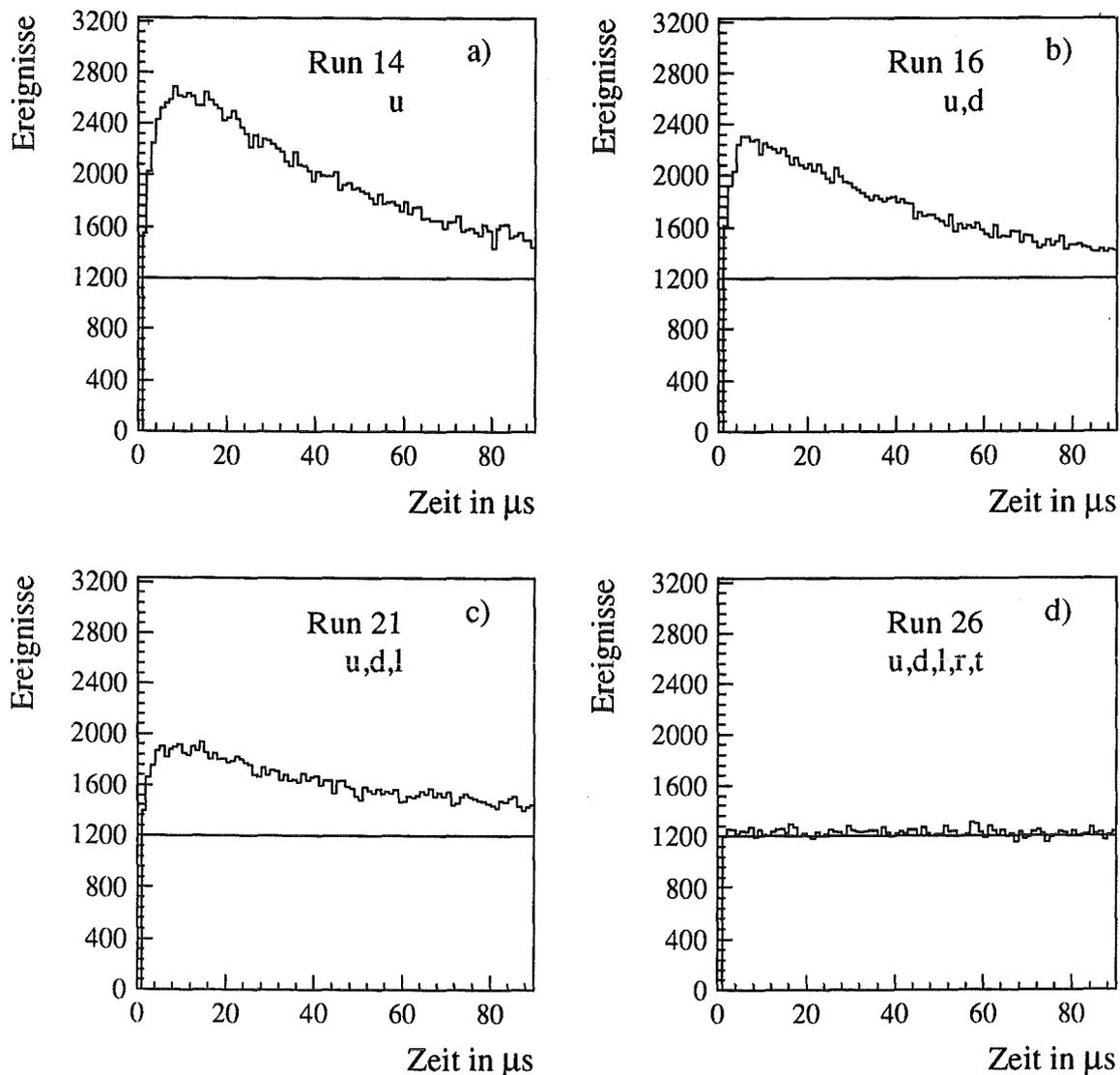


Abb. 36: Zeitverteilung langsamer Neutronen bei verschiedenen Abschirmungskonfigurationen. Die durchgezogene Linie markiert die kosmische Untergrundrate.

dann für beide Detektorhälften $\tau = 57 \mu\text{s}$. Eine Erklärung hierfür ist, daß Neutronen im freien Volumen des Bunkers auf der downstream-Seite durch elastische Streuung an den Bunkerwänden über mehrere $10 \mu\text{s}$ lang gespeichert werden. Da noch keine B-PE-Wand auf der downstream-Seite vorhanden war, wurden diese 'gespeicherten' Neutronen nicht absorbiert und verlängerten somit die Anstiegszeit der langsamen Neutronen. Nach dem Aufbau der Bor-Polyethylen-Wand auf der downstream-Seite des Detektors konnte ein Zeitunterschied zwischen der upstream- und downstream-Hälfte des Detektors nicht mehr festgestellt werden.

Da das Zeitfenster für die ν_e - $\bar{\nu}_\mu$ Auswertung von etwa 0.5 bis $7 \mu\text{s}$ nach dem Strahl

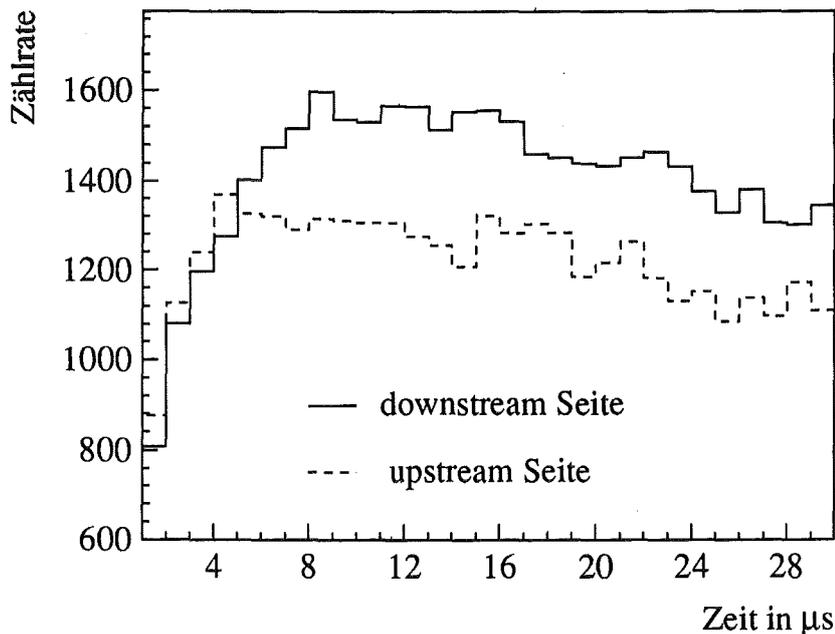


Abb. 37: Zeitverteilung langsamer Neutronen (Run 14) in der upstream und der downstream Hälfte des KARMEN Detektors.

reicht, bilden die strahlkorrelierten langsamen Neutronen eine Untergrundquelle, die soweit als möglich eliminiert werden muß.

A.3.2 Ortsverteilung der langsamen Neutronen

Der Nutzen der B-PE-Wände bei Abschirmung der langsamen Neutronen wird bei der Analyse der Ortsverteilung der Ereignisse im KARMEN Detektor besonders deutlich. Abb.38 a-d zeigt bei den vier verschiedenen Abschirmungskonfigurationen in einer Aufsicht auf den Detektor, die Häufigkeit von Ereignissen, die durch langsame Neutronen verursacht werden. Zur besseren Vergleichbarkeit sind auch hier alle Zählraten auf 100 C Protonenstrahl normiert und die Skalierung festgehalten. Nicht strahlkorrelierte Ereignisse, die durch die zeitlich konstante kosmische- und Umgebungsstrahlung entstehen, wurden im obengenannten Untergrundzeitfenster aufgenommen und von den Ereignissen im Auswertefenster subtrahiert.

In Run 14 (Abb. 38 a), als nur die Bor-Polyethylen-Wand auf der upstream- Seite existierte, erkennt man eine hohe Kontamination mit langsamen Neutronen auf der linken, rechten und downstream-Seite des Detektors. Die upstream-Seite zeigt dagegen keine Überhöhung der Ereignisrate gegenüber dem Detektorinneren. Die besonders hohe Kontamination der linken Detektorseite mit langsamen Neutronen deutet darauf hin, daß außer dem ISIS Haupttarget auch protonenstrahlaufrwärts starke Neutronenquellen zu vermuten sind. Der Effekt der Plastikabschirmung auf der downstream-Seite, die vor Beginn von Run

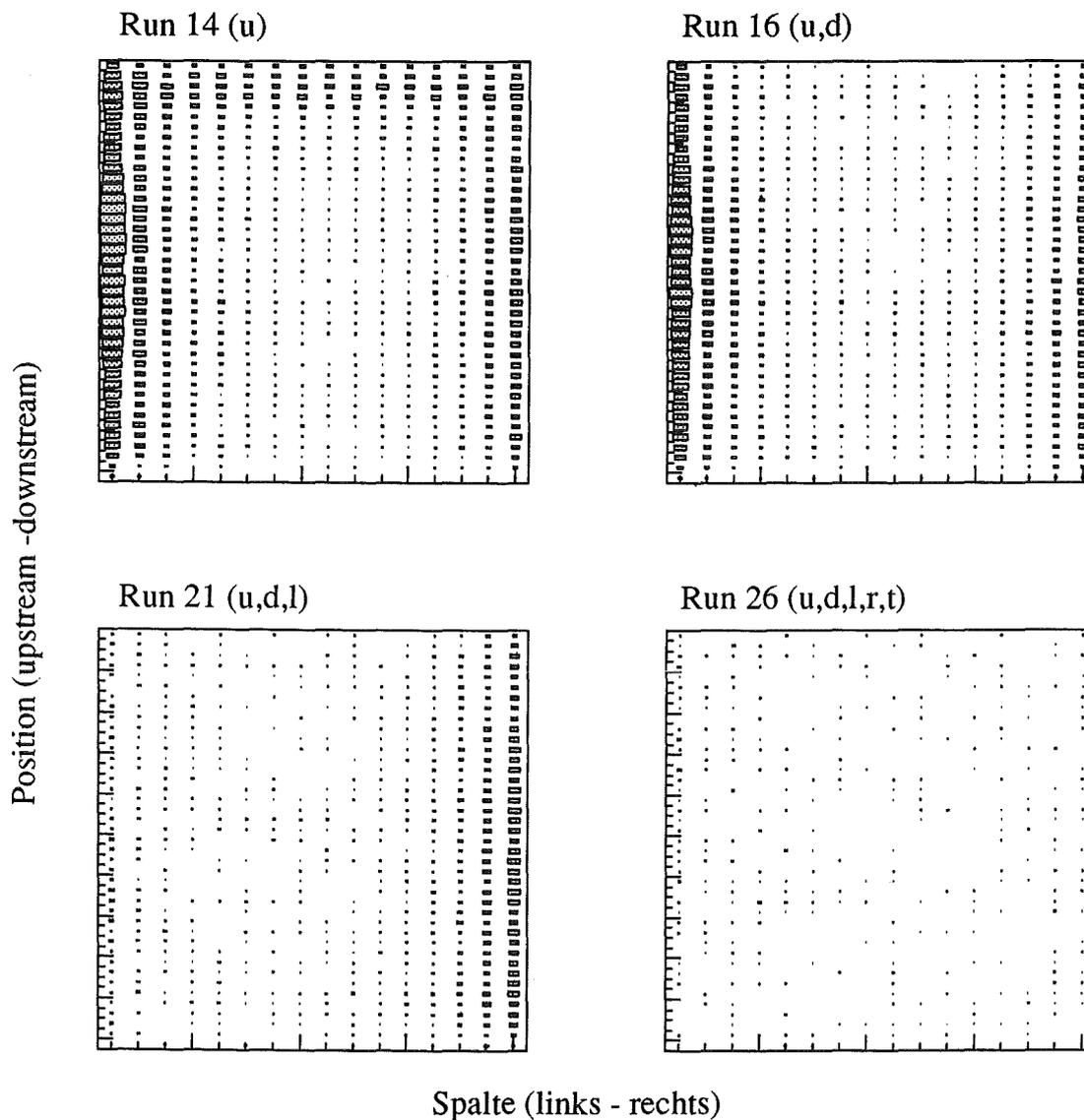


Abb. 38: Häufigkeit langsamer Neutronenereignisse im KARMEN Detektor bei verschiedenen Abschirmungskonfigurationen (Aufsicht auf den Detektor).

16 fertiggestellt wurde, ist in Abb. 38 b ersichtlich. Man erkennt nur noch die Überhöhungen auf der linken und rechten Seite. Vor Run 21 kam dann die Bor-Polyethylen-Wand auf der linken Detektorseite hinzu (Abb. 38 c), wodurch die Kontamination auf dieser Seite stark reduziert wurde. Im Winter 'shut down' 1990 wurde die B-PE-Abschirmung durch die rechte Wand und ein B-PE Dach vervollständigt. In Run 26 konnte mit dieser Abschirmung nur noch eine vergleichsweise geringe Überhöhung auf der linken Seite festgestellt werden. Die Höhenverteilung der langsamen Neutronen zeigt bei allen Abschirmungskonfigurationen etwa dieselbe Form. Die Kontamination mit langsamen Neutronen nimmt von oben nach unten in etwa exponentiell ab. Auch das B-PE Dach verringerte wie die

übrigen Wände die absolute Zahl der Ereignisse, nicht aber die Form dieser Verteilung. Zählt man die Strahlrohr- und benachbarte Experimentabschirmungen zur Abschirmung des KARMEN Detektors hinzu, so ergibt sich für den unteren Teil des Detektors eine weitaus massivere Abschirmung als für den oberen Teil. Außerdem sind die Targetstation und einige Neutronenstrahlrohre nach oben weniger gut abgeschirmt, so daß nach oben gestreute Neutronen nach einmaliger Streuung an der Luft oder der Hallendecke (sog. 'Skyshine') von oben auf den ν -Bunker treffen können. Entlang der Längsachse des Detektors ist der Effekt der B-PE Wände besonders eindrucksvoll zu erkennen. Abb. 39 zeigt die Verteilung der langsamen Neutronen entlang der Modulachsen im Run 14 als durchgezogene Linie. Auf der downstream-Seite, wo keine PE-Wand vorhanden war, erkennt man einen deutlichen Peak. Die gestrichelte Linie zeigt das nahezu homogene Ortsspektrum aus Run 16 mit der downstreamseitigen Wand. Die Reduktion der Zählrate von langsamen Neutronen im downstreamseitigen Viertel des Detektors durch die B-PE Wand beträgt 70 %.

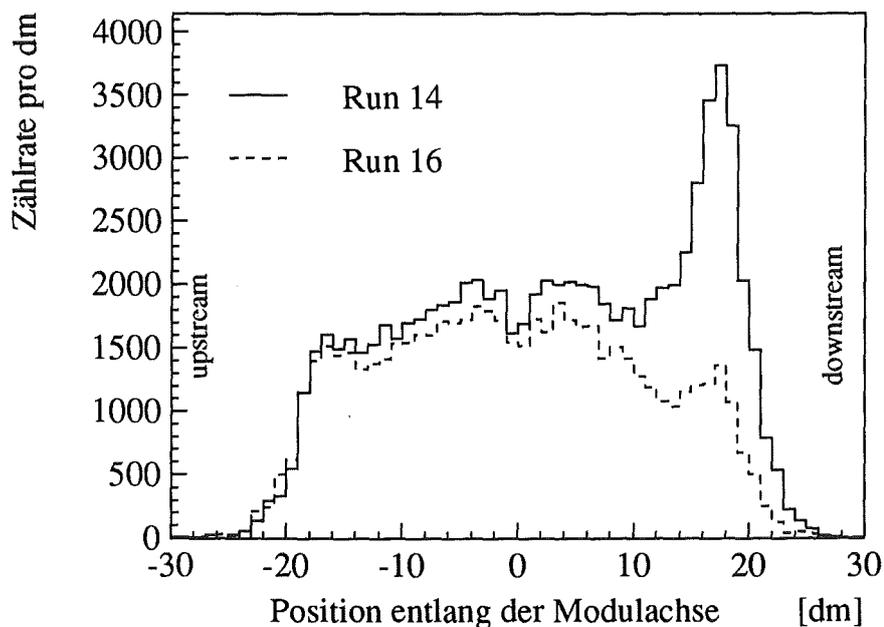


Abb. 39: Verteilung langsamer Neutronenereignisse entlang der Modulachse:
 ——— Run 14 ohne downstream B-PE Wand
 - - - - - Run 16 mit downstream B-PE Wand

A.3.3 Integrale Zählraten langsamer Neutronen

Die gute Wirkung der Bor-Polyethylen-Abschirmung wird auch in den integralen Zählraten langsamer Neutronen im KARMEN Detektor deutlich. In Abb. 40 ist die Zahl der langsamen Neutronen pro Coulomb Protonenstrahl über einer 3 MeV Energieschwelle für die vier verschiedenen B-PE Abschirmungskonfigurationen in den Runs 14, 16, 21 und

26 dargestellt. Die Abkürzungen bezeichnen die beim entsprechenden Run vorhandenen Plastikwände auf der upstream (u), downstream (d), linken (l) und rechten (r) Seite. Das B-PE-Dach ist mit 't' (wie top) bezeichnet, zusätzliche Abschirmungen außerhalb des Bunkers mit '+'. Nicht strahlkorrelierter Untergrund ist hierbei ebenfalls abgezogen. Man erkennt eine gleichmäßige Abnahme der Zahl der langsamen Neutronen mit jeder zusätzlichen PE-Wand. Im Vergleich mit der Zählrate in Run 14, als nur mit der downstream PE-Abschirmung gemessen wurde, zeigt Run 26 mit der vollständigen Abschirmung nur noch ein $\frac{1}{14}$ der langsamen Neutronen. Extrapoliert man aus dieser Darstellung die Zählrate langsamer Neutronen ganz ohne B-PE-Abschirmung, ergibt sich, daß die gesamte Plastikabschirmung die Zählrate um das Zwanzigfache reduziert hat.

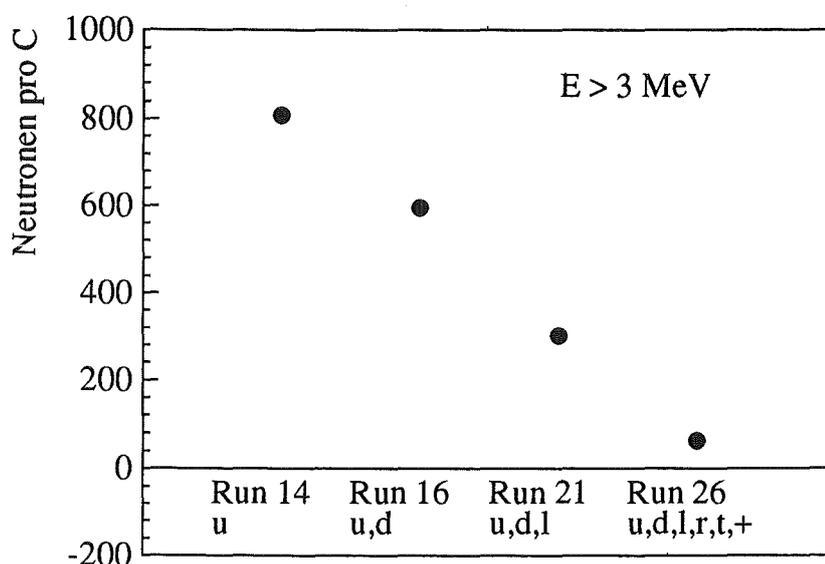


Abb. 40: Zählrate langsamer Neutronen mit verschiedenen Abschirmungskonfigurationen (normiert auf 1 C integrierten Strahlstrom)

A.3.4 Energiespektrum der langsamen Neutronen

Neutronen mit Energien unterhalb von 5 MeV können im KARMEN Detektor nicht 'direkt' über n-p Stöße nachgewiesen werden, da die sichtbare Energie der Rückstoßprotonen weit unterhalb der Nachweisschwelle liegt. Die langsamen Neutronen können daher nur über Sekundärreaktionen nachgewiesen werden. Zum einen geschieht dies an dem in den Modulwänden angebrachten Gadolinium durch die $Gd(n,\gamma)$ -Reaktion. Hierbei sendet der nach dem Neutroneneinfang angeregte Gadolinium-Kern im Mittel 3 γ -Quanten mit einer Gesamtenergie von 8 MeV aus. Der Wirkungsquerschnitt für die $Gd(n,\gamma)$ -Reaktion von thermischen Neutronen liegt bei $49\,000 \pm 2\,000$ barn [BNL 66], so daß ein großer Anteil von Neutronen, die im Szintillatortvolumen thermalisiert werden, auf diesem Weg ein Ereignis erzeugen.

Der Neutroneneinfang am Eisen des Szintillatortanks und der inneren passiven Abschirmung bildet eine zweite Quelle von Ereignissen, die durch langsame Neutronen erzeugt werden. Die $\text{Fe}(n,\gamma)$ -Reaktion emittiert γ Quanten mit bis zu 10 MeV Energie, wobei durch seine relative Häufigkeit von 91.7 % der Neutroneneinfang am ^{56}Fe mit 7.6 MeV γ -Energie der dominante Prozeß ist. Für einen Eisenabsorber mit natürlicher Zusammensetzung beträgt der thermische Einfangsquerschnitt $\sigma_{therm} = (2.53 \pm 0.06)$ barn [Ven 80]. Die Abschwächung von 7 MeV γ -Quanten durch 5 cm Eisen beträgt etwa 70 %, so daß ein beträchtlicher Teil der in der passiven Abschirmung erzeugten Gammas in das Szintillatorvolumen gelangen kann. Die Reichweite dieser γ -Quanten im Szintillator liegt in der Größenordnung von 30 cm. An den Seitenwänden und an der top und bottom Seite wird ein Teil dieser γ -Quanten vom inneren Antizähler nachgewiesen und scheidet somit als 'neutrale' Ereignisse aus. An den Stirnseiten (upstream und downstream) sind keine inneren Antizähler vorhanden. Alle Gammaquanten aus $\text{Fe}(n,\gamma)$ -Reaktionen, die an den Stirnseiten im Detektor nachgewiesen werden, erfüllen somit die Triggerbedingung für ein neutrales Ereignis.

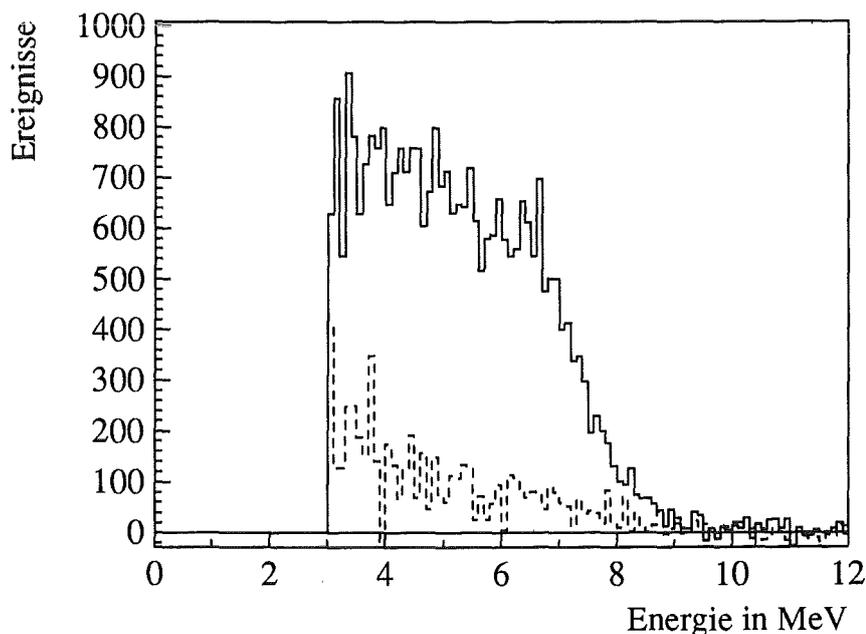


Abb. 41: Energiespektrum durch langsame Neutronen induzierter Ereignisse
 ——— Run 21, - - - - Run 26

Der Neutroneneinfang an den Protonen des Szintillators spielt durch seinen relativ kleinen Wirkungsquerschnitt ($\sigma_{therm} = 0.33$ barn) und durch die knapp an der Nachweis-schwelle liegende γ -Energie von 2.22 MeV eine untergeordnete Rolle. Der Nachweis der $^{12}\text{C}(n,\gamma)^{13}\text{C}$ Reaktion mit einer γ -Energie von 4.95 MeV ist durch den kleinen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{therm} = 3.4$ mbarn vergleichsweise selten.

Das Energiespektrum der durch langsame Neutronen induzierten Ereignisse in Abb.

41 erstreckt sich auf den Bereich bis 10 MeV und ist im wesentlichen eine Überlagerung der γ Energiespektren der $Gd(n,\gamma)$ und $Fe(n,\gamma)$ Reaktionen. Das Energiespektrum mit vollständiger B-Pe-Abschirmung (Run 26) zeigt lediglich eine Zählratenverminderung, eine Änderung der Spektrumsform ist gegenüber dem Energiespektrum aus Run 21 mit noch unvollständiger B-Pe-Abschirmung nicht signifikant feststellbar.

A.4 Prompte Neutronen

Bei Beginn der Messungen mit dem vollständigen KARMEN Detektor war entscheidend, wie stark der prompten Neutronenuntergrund durch die verbesserte Abschirmung außerhalb des ν -Bunkers reduziert wurde.

Bei der im folgenden dargestellten offline Analyse des prompten Neutronenuntergrundes wurden die folgenden Bedingungen gefordert: Als neutrale Ereignisse wurden alle Ereignisse angesehen, bei denen weder der innere noch der äußere Antizähler angesprochen hat. Nach den prompten Neutronen unter diesen neutralen Ereignissen wurde zunächst in der ersten μs nach dem Strahl gesucht, später wurden, um den nicht strahlkorrelierten Untergrund zu reduzieren, zwei 150 ns breite Zeitfenster um die Neutronenpeaks gelegt. Der kosmische Untergrund wurde in einem 90 μs Fenster, bevor der Strahl auf das Target trifft, mit sonst gleichen Bedingungen gemessen.

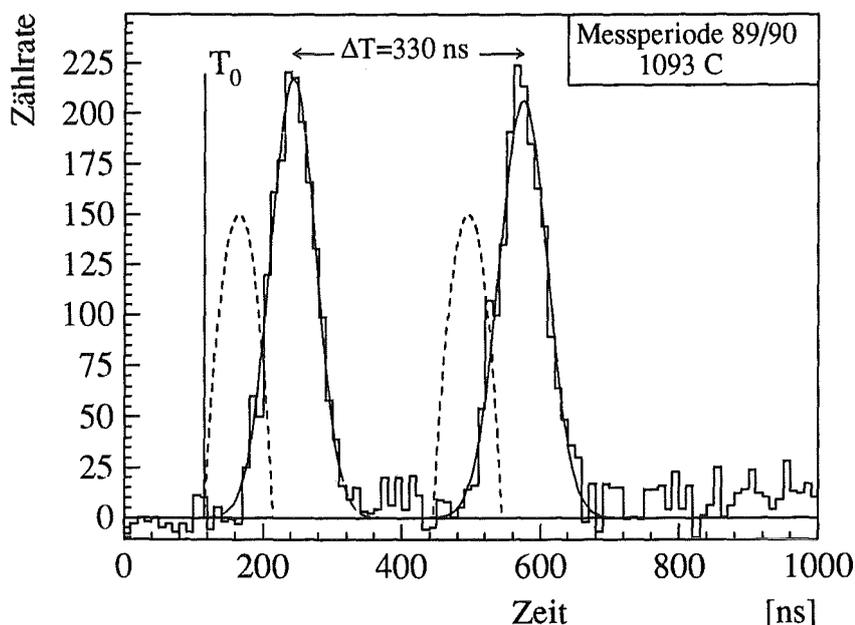


Abb. 42: Zeitverteilung der prompten Neutronen

A.4.1 Zeitstruktur der prompten Neutronen

In Abb. 42 ist die Zeitverteilung der neutralen Ereignisse in den ersten 1000 ns nach dem Auftreffen des Protonenstrahls auf das ISIS Target mit einer unteren Energieschwelle von 10 MeV dargestellt. Man erkennt auf einem flachen Untergrund zwei Peaks, die in einem Abstand von 330 ns aufeinanderfolgen. Die mittlere Breite der Neutronenpeaks beträgt, wenn man eine gaußförmige Verteilung annimmt, 75 ns (FWHM), die totale Breite eines Peaks von Flanke zu Flanke beträgt 150 ns. Hierbei wurde jedoch keine Korrektur der Laufzeit des Szintillationslichts in einem Detektormodul angewandt, so daß die tatsächliche

Breite der Peaks einige ns geringer ist. Die prompten Neutronen spiegeln die Doppelpulsstruktur des Protonenstrahls wider, die in Abb. 42 gestrichelt eingezeichnet ist. Mit T_0 (bei 115 ns) ist der früheste Zeitpunkt für das Eintreffen eines lichtschnellen Teilchens, das durch den Protonenstrahl im ISIS Target erzeugt wurde, im KARMEN Detektor bezeichnet. Die geringe Verbreiterung der Neutronenpeaks gegenüber den Protonenstrahlpulsen und der schnelle Abfall der Peaks zeigt, daß im wesentlichen nur hochenergetische Neutronen beitragen. Nimmt man das ISIS Target als Quelle der prompten Neutronen an (Abstand zum Szintillationsvolumen etwa 16 m), so kann aus der Flugzeit die Neutronenenergie berechnet werden. Die Zeitdifferenz zwischen T_0 und der Anstiegsflanke des ersten Peaks beträgt etwa 70 ns, die sich mit der Flugzeit für lichtschnelle Teilchen von 53 ns zu einer minimalen Gesamtflugzeit für die prompten Neutronen von 123 ns addiert. Daraus ergibt sich eine kinetische Energie der prompten Neutronen in der Größenordnung von 100 MeV.

Die prompten Neutronenpeaks selbst zeigen keine weitere Struktur, die darauf schließen ließe, daß mehrere örtlich getrennte Neutronenquellen vorhanden sind.

A.4.2 Energiespektrum der prompten Neutronen

Schnelle Neutronen werden in einem Flüssigszintillator durch die Rückstoßprotonen der elastischen n-p-Streuung und durch geladene Teilchen aus der inelastischen Neutron-Kohlenstoffstreuung nachgewiesen. Der Wirkungsquerschnitt für die elastische n-p-Streuung liegt für Neutronenenergien von 10 bis 120 MeV zwischen 780 mb und 60 mb [Gue 76]. Die Neutronenenergie kann nur bei einem zentralen Stoß maximal auf das Rückstoßproton übertragen werden, wahrscheinlicher jedoch ist, daß ein schnelles Neutron bei mehreren Streuungen Rückstoßprotonen mit geringerer Energie erzeugt. Das hat zur Folge, daß schnelle Neutronen Ereignisse von hohen Modulmultiplizitäten mit bis zu 8 Modulen verursachen können. Da durch die Mehrfachstreuung die Neutronenenergie auf mehrere Rückstoßprotonen verteilt wird und zudem die Lichtausbeute von Protonen im Szintillator verglichen mit der von Elektronen vergleichsweise gering ist, fallen ein Teil der durch Rückstoßprotonen erzeugten Signale unter die Nachweisschwelle des KARMEN Detektors. Durch Nachweis der Rückstoßprotonen ist somit im KARMEN Detektor keine kalorimetrische Messung der Neutronenenergie möglich. Die sichtbare Energie ist vielmehr in den allermeisten Fällen sehr viel kleiner als die kinetische Energie des Neutrons.

Auch von der inelastischen Streuung an den Kohlenstoffkernen läßt sich kein zur Neutronenenergie proportionales Signal erwarten. Die wichtigsten Reaktionen sind für Neutronenenergien von etwa 20 MeV (nach ihren Q-Werten geordnet):

$^{12}\text{C}(n, n'\gamma)^{12}\text{C}$	$Q = -4.4 \text{ MeV}$
$^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$	$Q = -5.7 \text{ MeV}$
$^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$	$Q = -7.3 \text{ MeV}$
$^{12}\text{C}(n, d)^{11}\text{B}$	$Q = -13.7 \text{ MeV}$
$^{12}\text{C}(n, t)^{10}\text{B}$	$Q = -18.9 \text{ MeV}$

Mit Ansteigen der Neutronenenergie öffnen sich zunehmend immer mehr Reaktionskanäle, so daß z.B. bei $E_n = 90 \text{ MeV}$ schon einige hundert inelastische $n\text{-}^{12}\text{C}$ Kanäle mit bis zu 5 ionisierenden Endprodukten offenstehen [Kel 53]. Für Energien zwischen 10 MeV und 120 MeV bewegt sich der totale Wirkungsquerschnitt der $n\text{-}^{12}\text{C}$ Streuung zwischen 1050 mb und 400 mb [Gue 76].

Die nachweisbare Energie der inelastischen $n\text{-}^{12}\text{C}$ Streuung wird einerseits durch die Q -Werte der Reaktionen vermindert, andererseits haben die geladenen Reaktionsprodukte mit ansteigender Masse eine immer geringere Lichtausbeute im Szintillator, so daß die sichtbare Energie der schnellen Neutronen noch mehr als bei der $n\text{-}p$ -Streuung zu niedrigeren Energien verschoben ist. In Abb. 43 ist das Energiespektrum der prompten Neutronen dargestellt.

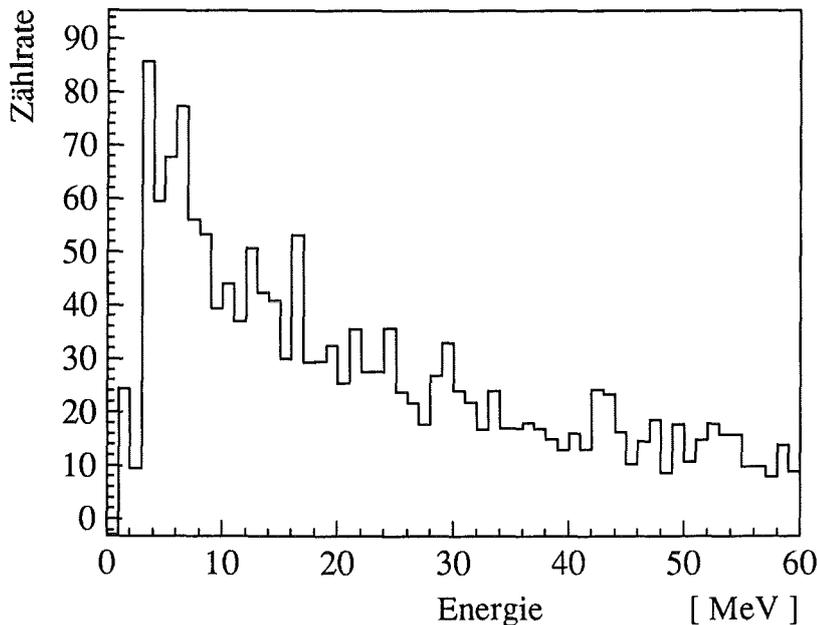


Abb. 43: Sichtbare Energie der prompten Neutronen

Hierbei wurden nur neutrale Ereignisse in zwei 150 ns breiten Zeitfenstern um die prompten Peaks berücksichtigt, um kosmischen Untergrund soweit als möglich zu eliminieren. Auf eine Untergrundsubtraktion konnte dadurch verzichtet werden. Man erkennt ein für schnelle Neutronen typisches kontinuierliches Energiespektrum. Die Maximalener-

gien reichen bis zu 120 MeV, was in etwa der bei einem Streuwinkel von 100° kinematisch möglichen Maximalenergie der Neutronen aus dem ISIS Target entspricht. Die sichtbare Energie der schnellen Neutronen ist wegen der obengenannten Nachweisprozesse bei niederen Energien konzentriert. Die Energieverteilung der prompten Neutronen überdeckt somit den gesamten für die Suche nach Neutrinosignaturen relevanten Energiebereich. Für einen Teil der Neutrinoereignisse können durch geeignete Zeitschnitte die prompten Neutronen eliminiert werden, im ν_μ -Zeitfenster beträgt der zeitliche Überlapp jedoch mehr als 60 %. Die prompten Neutronen bilden somit zumindest für einen Teil der physikalischen Ziele des KARMEN Experiments eine ernste Gefahr. Die Zählrate der prompten Neutronen übertrifft z.B. im ν_μ -Zeitfenster die erwartete Zahl von Neutrinoereignissen um mehr als das Tausendfache. Es ist daher notwendig, die Quellen schneller Neutronen, das heißt Abschirmungsschwächen im Target- und Strahlrohrbereich, ausfindig zu machen und durch entsprechende zusätzliche Abschirmungsmaßnahmen zu beseitigen.

A.4.3 Räumliche Verteilung der prompten Neutronen

Die räumliche Verteilung der prompten Neutronen im KARMEN Detektor weist eine sehr auffällige Anisotropie auf: Abb. 44 zeigt eine Projektion der Ereignishäufigkeit prompter Neutronen aus drei Meßruns 1990 (Run 16,21 und 23) auf drei Detektorseiten. Hierbei wurden wieder enge (150 ns) Zeitfenster um die Neutronenpeaks gelegt und eine untere Energieschwelle von 10 MeV gefordert, um auf eine Untergrundsubtraktion verzichten zu können. Jedes Ereignis, das bei schnellen Neutronen meist aus mehreren räumlich auch weiter auseinanderliegenden Modulansprechern besteht, wurde energiegewichtet einem Detektorsegment (Modul-Reihe und -Spalte, Position entlang der Modulachse) zugeordnet.

In der Vorderansicht erkennt man leicht eine hohe Kontamination mit Ereignissen prompter Neutronen im linken oberen Bereich des KARMEN Detektors. Eine kleinere Häufung von Ereignissen findet man im Bodenbereich des Detektors. Dazwischen erkennt man eine nur schwach mit prompten Neutronen belastete Zone. Die Seitenansicht zeigt, daß die Kontamination oben links mit einer leichten Bevorzugung der upstream-Seite über die gesamte Längsachse verteilt ist, während die Ereignisse im unteren Bereich deutlich an der upstream-Seite konzentriert sind. Die Aufsicht auf den Detektor unterstreicht noch einmal die starke Links - Rechts Asymmetrie. Diese räumliche Verteilung zeigt deutlich, daß die Hauptquelle der prompten Neutronen nicht bei der ISIS Targetstation zu suchen ist. Nur eine Quelle schneller Neutronen weit vor dem ISIS Target kann die festgestellte Kontamination im linken oberen Detektorbereich erzeugen.

A.4.4 Suche nach Quellen prompter Neutronen

Protonenstrahl aufwärts gibt es nur wenige Möglichkeiten für die Produktion schneller Neutronen (siehe Abb. 7) : Es ist denkbar, daß der Protonenstrahl durch Fokussierungsfehler

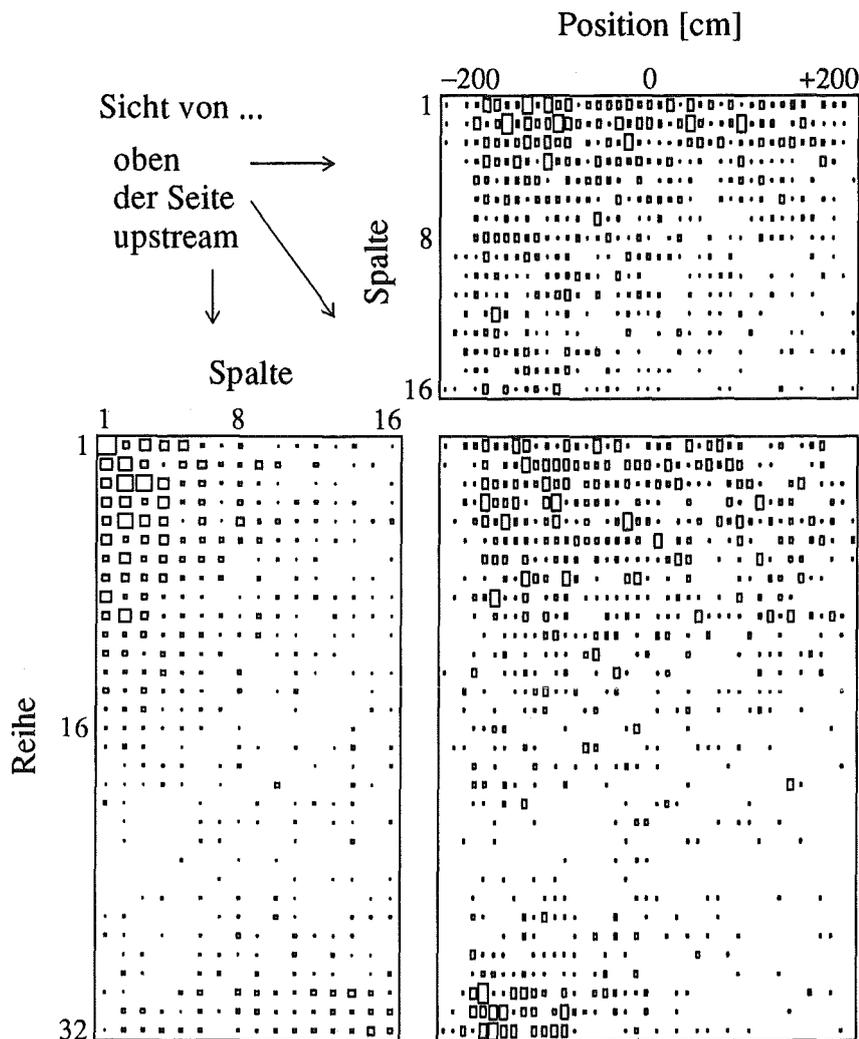


Abb. 44: Ortsverteilung prompter Neutronen in Run 16 – 23.

zum Teil auf die Strahlrohrwände oder Blenden trifft und dort schnelle Neutronen erzeugt. Da das Protonenstrahlrohr weniger massiv abgeschirmt ist als die Targetstation, könnten auf diese Weise erzeugte schnelle Neutronen leicht zum KARMEN Detektor gelangen. Transmissionsmessungen des Protonenstrahls konnten allerdings solche Fokussierungsfehler als Neutronenquelle ausschließen.

Etwa 20 m vor dem Uran-Spallationstarget befindet sich ein wassergekühltes ^{12}C -Zwischentarget zur Myonproduktion für Myon-Spin-Rotations (μSR) Experimente [Eat 88]. Mittels eines Targetwechslers können unterschiedlich dicke (2,5, 5 und 10 mm) Kohlenstofftargets in den Protonenstrahl gefahren werden. Alle diese Targets stehen in einen Winkel von 45° zum Protonenstrahl und haben somit eine $\sqrt{2}$ -mal größere effektive Dicke. Im 90° Winkel zum Protonenstrahl wird auf der Südseite des Strahlrohrs mittels Blenden, Quadrupol- und Ablenkmagneten ein μ^+ Strahl von etwa 28 MeV Energie geformt. Neben

Myonen werden in diesem Zwischentarget durch Spallationsprozesse auch eine große Zahl hochenergetischer Neutronen produziert. Der gesamte an das Protonenstrahlrohr angrenzende Bereich um das Zwischentarget ist daher mit Beton- und Eisenblöcken abgeschirmt. Diese Abschirmung zeigt allerdings deutliche Schwächen. Unmittelbar hinter dem Zwischentarget, in Vorwärtsstreurichtung der Neutronen, befindet sich ein labyrinthförmiger Zugang zum Protonenstrahlrohr. Durch diesen Zugang wird die etwa 3 m starke Abschirmung des Protonenstrahlrohrs aus Beton und Eisen entscheidend geschwächt. Auch die Dachabschirmung ist im Bereich des Zwischentargets im Vergleich mit dem übrigen Strahlrohrbereich wesentlich schwächer ausgelegt. Somit lag der Verdacht nahe, daß dieses Zwischentarget die Hauptquelle für den prompten Neutronenuntergrund in KARMEN darstellt.

A.4.5 Neutronenmessungen außerhalb des ν -Bunkers

Um nicht nur auf die Analyse der räumlichen Verteilung der prompten Neutronen im KARMEN Detektor angewiesen zu sein, wurden außerhalb des ν -Bunkers Neutronenmessungen mit einem $2''$ Natriumjodid Detektor durchgeführt [Sel90]. Um kosmischen und insbesondere strahlkorrelierten γ -Untergrund zu unterdrücken, wurde der NaJ Detektor mit einer $5 \mu\text{s}$ Koinzidenz zum Protonenstrahl betrieben. Als untere Schwelle für die nachgewiesene Energie wurden 60 MeV verlangt. Die gemessenen Zählraten wurden auf den integrierten Protonenstrahlstrom in Coulomb normiert.

Innerhalb eines Umkreises von 10 m um das Zwischentarget wurde mit diesem Detektor bei einem $2.5 \text{ mm }^{12}\text{C}$ -Target ein typischer Wert von 20 000 Ereignissen pro Coulomb gezählt, wobei der Maximalwert an einer Stelle oberhalb des Labyrinthzugangs mehr als 300 000 Ereignisse pro Coulomb betrug. Bei Verwendung des 5 mm Zwischentargets erhöhte sich der typische Wert auf etwa 38 000 Ereignisse pro Coulomb. Dieselben Messungen ohne Zwischentarget ergaben dagegen einen typischen Wert von 220 Ereignissen pro Coulomb. Messungen an der dem Zwischentarget zugewandten linken Wand des KARMEN-Bunkers ergaben folgendes Bild: Im oberen Bereich der Bunkerwand betrug die Zählrate im NaJ Detektor bei 2.5 mm Zwischentarget $700/\text{C}$, während ohne μSR Target die Zählrate um das zehnfache niedriger lag. Beim Absenken des NaJ Detektors entlang der Bunkerwand konnte eine Verminderung der Neutronenzählrate um etwa einen Faktor 2 pro m festgestellt werden.

An der upstreamseitigen Bunkerwand gegenüber dem ISIS Haupttarget wurde knapp unterhalb des Dachs eine typische Zählrate von etwa $8000/\text{C}$ festgestellt. Es ergab sich an dieser Stelle keine signifikante Abhängigkeit von der Zwischentargetdicke. Allerdings reduzierte sich die Zählrate bei Schließen des eVS-Strahlrohrs um 10%, bei Schließen des SXD-Strahlrohrs um 20%. Auch hier konnte eine Abnahme der Neutronenintensität mit fallender Höhe festgestellt werden, mit einem Reduktionsfaktor von etwa 0.8 pro Meter.

Mit diesen Messungen konnte gezeigt werden, daß der μSR -Bereich wegen unzureichen-

der Abschirmung eine starke Quelle schneller Neutronen darstellt. Die Intensität dieses hochenergetischen Neutronenuntergrunds skaliert mit der Dicke des Zwischentargets und verschwindet nahezu, wenn dieses Target entfernt wird.

Die obere linke Seite des KARMEN Detektors ist in vollem Umfang dieser Strahlung ausgesetzt, während der untere Teil des Detektors durch die Abschirmungen der Experimente HRPD, LAD, MARI und des Teststrahlrohrs geschützt wird.

Als weitere Quelle konnte der obere Bereich der ISIS-Targetstation identifiziert werden und in geringerem Maße das SXD und eVS Strahlrohr. Durch die zusätzliche 1.2 m Eisenwand an der Bunkerfrontseite wird diese Neutronenstrahlung im Gegensatz zur linken Bunkerseite jedoch sehr viel besser abgeschirmt.

A.4.6 Prompte Neutronen in KARMEN und die μ SR-Targetdicke

Ein endgültiger Beweis dafür, daß ein großer Teil der hochenergetischen Neutronen aus dem μ SR-Target stammt, ist die Abhängigkeit der Zahllrate prompter Neutronen im KARMEN Detektor von der Zwischentargetdicke. Bis inklusive Run 16 befand sich während der Strahlzeiten fast ausschließlich das 2.5 mm Zwischentarget im Strahl. Das 5 und 10 mm Target wurde nur für kurze Tests (einige Stunden) benutzt, ohne Zwischentarget gab es nahezu keine Messungen. Mit dem NaJ Detektor außerhalb des Bunkers genügten wegen der hohen Zählraten wenige Stunden Meßzeit, um statistisch signifikante Aussagen über die Abhängigkeit der Neutronenrate von der Targetdicke zu machen. Die Zählrate prompter Neutronen im KARMEN Detektor liegt jedoch deutlich unter 10 Ereignissen pro Coulomb integriertem Strahlstrom. Für einigermaßen gesicherte Aussagen sind daher wenigstens einige Tage Meßzeit für jede Targetdicke notwendig. Im Run 19 (September 1990) wurde im μ SR Experiment neben dem 2.5 mm Target auch für längere Zeiten das 5 mm und 10 mm Target benutzt. Auf Betreiben der KARMEN Kollaboration hin wurde auch für einige Tage das Zwischentarget ganz aus dem Protonenstrahl genommen, um eine Identifizierung möglicher anderer Neutronenquellen zu ermöglichen. Die Zahl der prompten Neutronen pro Coulomb im gesamten KARMEN Detektor in Abhängigkeit von der Zwischentargetdicke ist in Abb. 45 mit einer unteren Energieschwelle von 6 MeV dargestellt.

Ohne Zwischentarget liegt die Neutronenzählrate bei etwa 1.5 Neutronen pro Coulomb und steigt dann mit zunehmender Zwischentargetdicke etwas mehr als linear auf bis zu 8.5 Neutronen pro Coulomb an. Das bedeutet, daß bei Messungen mit dem 5 mm Zwischentarget etwa die Hälfte der prompten Neutronen aus dem μ SR-Bereich stammen. Die andere Hälfte der prompten Neutronen muß somit weiteren Quellen zugeordnet werden.

Die räumliche Verteilung der prompten Neutronen bei der Messung ohne Zwischentarget zeigt zwar das Verschwinden der Kontamination im linken oberen Bereich des Detektors, die statistische Qualität ist allerdings zu schlecht, um Rückschlüsse auf andere Quellen ziehen zu können.

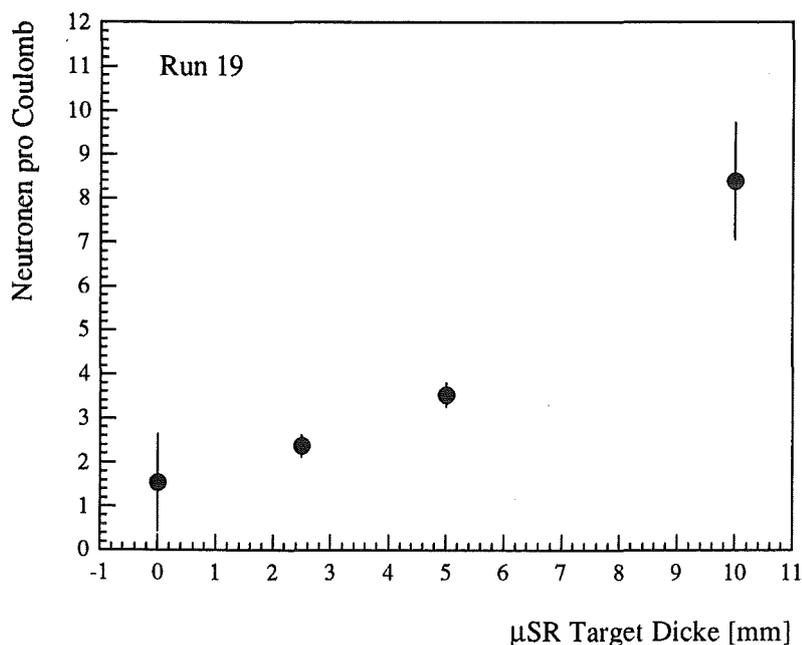


Abb. 45: Zählrate prompter Neutronen im KARMEN Detektor bei verschiedenen μ SR-Targetdicken.

Um wenigstens grobe geometrische Aussagen zu erhalten, wurde in einer Auswertung der KARMEN Detektor durch Halbierung aller Raumachsen in 8 Teile zerlegt. In diesen Achtsegmenten des Detektors wurden dann für verschiedene Zwischentargetdicken die Zählraten der prompten Neutronen integriert. In Abb. 46 ist die prompte Neutronenrate pro Coulomb für die 8 Detektorsegmente bei verschiedenen μ SR-Targetdicken dargestellt.

In den beiden Segmenten im linken oberen Bereich des Detektors zeigt sich eine starke Zählratenabhängigkeit von der Targetdicke. In diesem Detektorbereich sind fast alle prompten Neutronenereignisse dem μ SR-Target zuzuschreiben. Im rechten oberen Bereich, wie auch in den beiden unteren Segmenten auf der downstream Seite, ist die Kontamination mit prompten Neutronen deutlich geringer und eine Korrelation mit der μ SR-Targetdicke kaum zu erkennen. Der untere Bereich auf der upstream Seite des Detektors zeigt wiederum eine höhere Belastung mit schnellen Neutronen, aber nur eine schwache Korrelation mit der Zwischentargetdicke.

Die Ergebnisse aus dieser Auswertung decken sich vollständig mit dem Bild, das durch die Messungen mit dem NaJ-Detektor außerhalb des Bunkers gewonnen wurde. Für die hohe Belastung mit Neutronen auf der linken Seite ist die mangelhafte Abschirmung des μ SR-Bereichs verantwortlich, wobei der untere linke Bereich durch Nachbarexperimente besser geschützt ist. Die Erhöhung der Neutronenzählrate im unteren rechten Segment wurde Abschirmungsmängeln am Haupttarget und am SXD-Experiment zugeschrieben.

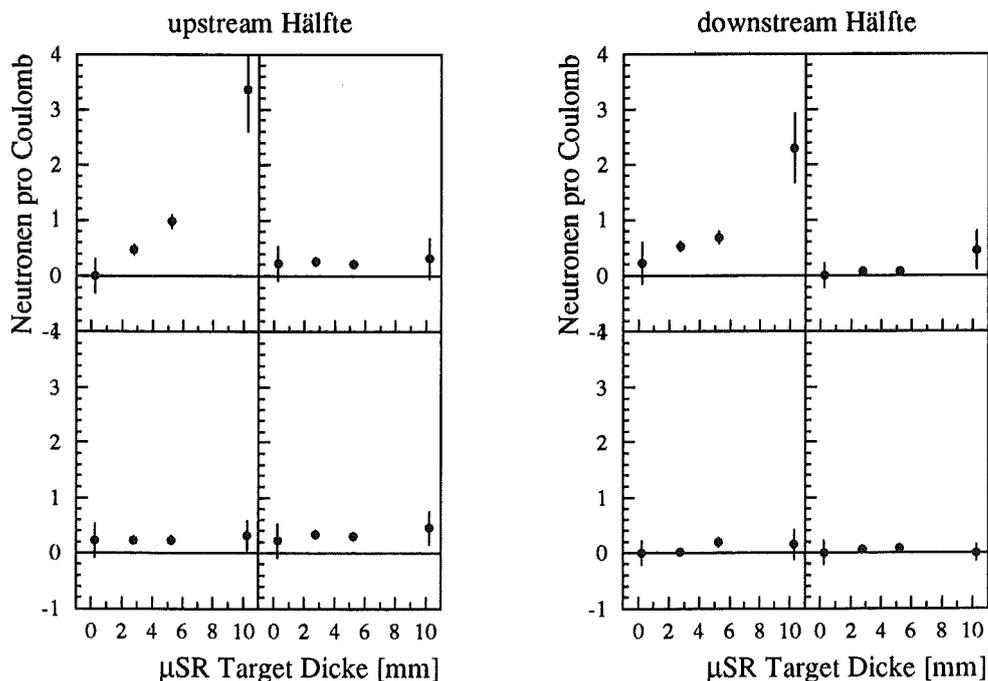


Abb. 46: Rate prompter Neutronen bei verschiedenen μ SR-Targetdicken in den Achtelsegmenten des KARMEN Detektors

A.4.7 Verbesserung der Abschirmung im Winter 'shut-down' 1990/91

Mit den oben gezeigten Ergebnissen der Untergrundauswertung konnten bei den ISIS und μ SR-Betreibern weitreichende Verbesserungen der Abschirmungen erreicht werden. Schon vor Run 21 wurden im μ SR-Bereich provisorische Zusatzabschirmungen (Schließen von Abschirmungslücken durch Bleiziegel, zusätzliche Betonwand vor dem labyrinthförmigen Zugang) angebracht, die die prompte Neutronenrate im Gesamtdetektor um etwa 20% erniedrigten.

Im Winter 'shut-down' 1990/91 wurde die Abschirmung im μ SR-Bereich völlig umgearbeitet. Als wichtigste Maßnahme wurde der Labyrinthzugang zum Zwischentarget vollständig mit 1 m Eisen blockiert. Der Dachbereich der μ SR Abschirmung aus Beton wurde durch mehrere Lagen aus Eisen und Beton ersetzt. Der μ SR 'beam dump' wurde zusätzlich mit Eisen verstärkt.

Die Abschirmung oberhalb der Strahlrohröffnungen und direkt über dem Uran-Target der ISIS-Targetstation bestanden bis dahin im inneren Teil aus je einem Eisen und zwei Betonblöcken. Die unteren Betonblöcke wurden bei diesem Umbau durch Eisenblöcke ersetzt, wie es in der ursprünglichen Planung vorgesehen war.

Zwei Strahlrohre auf der Südseite der Targetstation zeigen direkt auf den KARMEN Detektor, werden aber nicht benutzt. Normalerweise werden die ISIS-Strahlrohre durch das Absenken eines Schiebers aus Eisen geschlossen. Dadurch entsteht oberhalb dieses

Schiebers ein leeres Volumen, das sich bei offenem Strahlrohr am Boden der Targetstation befindet. Diese Abschirmungsschwächung im oberen Bereich der Targetstation durch die beiden unbenutzten und geschlossenen Strahlrohre wurde durch Hochziehen der 'shutter' in den durch zusätzliche Eisenblöcke besser abgeschirmten Bodenbereich der Targetstation verlegt. Die nunmehr offenen Strahlrohre wurden durch lange Eisenpfropfen geschlossen.

Am den SXD und eVS Experimenten wurden ebenfalls kleinere Abschirmungsverbesserungen angebracht.

A.4.8 Teilerfolg der Abschirmungsmaßnahmen

In den beiden ersten Strahlzeiten 1991 (Run 26 und 27) zeigte sich zumindest ein Teilerfolg der Abschirmungsmaßnahmen. Die Zählrate der prompten Neutronen lag, obwohl durchgehend das 5 mm Zwischentarget benutzt wurde, bei 1.6 Neutronen pro Coulomb und somit nahe dem Wert, der in Run 19 ohne Zwischentarget festgestellt wurde. Die räumliche Verteilung der schnellen Neutronen, dargestellt in Abb. 47, zeigt keine starke Überhöhung mehr im linken oberen Bereich. (Man vergleiche mit Abb. 44).

Da in Run 26 und 27 keine Zwischentargetwechsel durchgeführt wurden, konnte keine Auswertung in Abhängigkeit von der Targetdicke durchgeführt werden. Messungen mit dem NaJ-Detektor am μ SR-Bereich zeigten nach dem Umbau der Abschirmung sehr viel niedrigere Zählraten (typischer Wert im 10 m Umkreis bei 5 mm Zwischentarget etwa 1000 n/C). Daraus läßt sich schließen, daß der Fluß prompter Neutronen aus dem μ SR-Target deutlich vermindert wurde.

A.4.9 Weitere Quellen prompter Neutronen

In Abb. 47 zeigt sich in der Vorderansicht auf den Detektor eine starke Kontamination im Bodenbereich des Detektors. In der Seitenansicht wird deutlich, daß diese Ereignisse zudem auf der upstream Seite konzentriert sind. Eine Häufung von Ereignissen im Bodenbereich wurde schon bei früheren Runs festgestellt und Abschirmungsmängeln des SXD-Experiments zugeschrieben. Messungen mit dem NaJ-Detektor zeigten aber während des Runs 26 keine auffälligen Zählratenerhöhungen zwischen der Bunkerwand und dem ISIS Haupttarget, insbesondere nicht am SXD-Experiment.

Bei genauerem Betrachten der Seitenansicht auf den Detektor in Abb. 47 zeigt sich, daß die schnellen Neutronen im Bodenbereich mit ungefähr einem 45° Winkel von unten aus dem Boden in den Detektor eindringen.

Direkt vor der Front des KARMEN Bunkers verläuft etwa 1 m unter dem Bodenniveau ein Tunnel mit einem Querschnitt von $3 \times 3 \text{ m}^2$. Messungen mit dem NaJ-Detektor zeigten in diesem Tunnel dieselben Zählraten schneller Neutronen wie direkt vor der Bunkerfrontseite (etwa 8000 n/C). Zwischen Tunnel und dem KARMEN Detektor befinden sich etwa 3.5 m Beton und Gestein, zwischen Tunnel und dem Haupttarget etwa 1 m

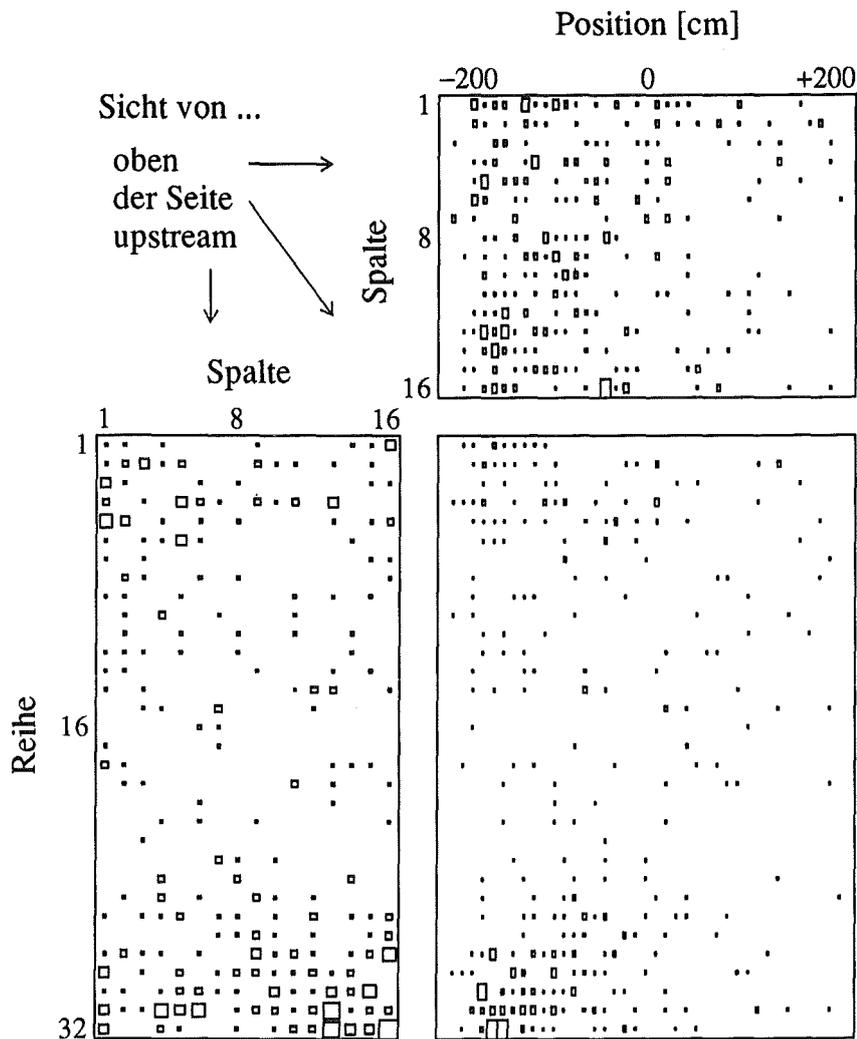


Abb. 47: Ortsverteilung prompter Neutronen in Run 27

Eisen und 3.5 m Beton und Gestein. Dieser Tunnel bildet eine immense Abschirmungsschwächung des Haupttargets, zumal Rohrleitungen und kleinere Nebengänge direkt unter das UD_2O -Target führen. Beim Design der KARMEN Abschirmung wurde dieser Tunnel mitberücksichtigt und gefordert, daß im Tunnel über die gesamte Breite des KARMEN Bunkers eine 1 m starke Eisenmauer errichtet wird. Diese Abschirmung im Tunnel wurde jedoch nur aus Beton realisiert.

Im Sommer 'shut down' (Aug 1991) wurde daher im Tunnel eine 6 m lange, 1.2 m breite und 3 m hohe Eisenwand errichtet. Diese Abschirmung reduzierte die Zahl der prompten Neutronen um weitere 30 %. In der Ortsverteilung der prompten Neutronen, dargestellt in Abb. 48, erkennt man nach dem Aufbau der Eisenwand im Tunnel keine erhöhte Kontamination mehr im Bodenbereich. Eine leichte Überhöhung, die einer 'Reststrahlung' aus dem μSR -Target zugeordnet werden muß, kann noch auf der linken Seite festgestellt

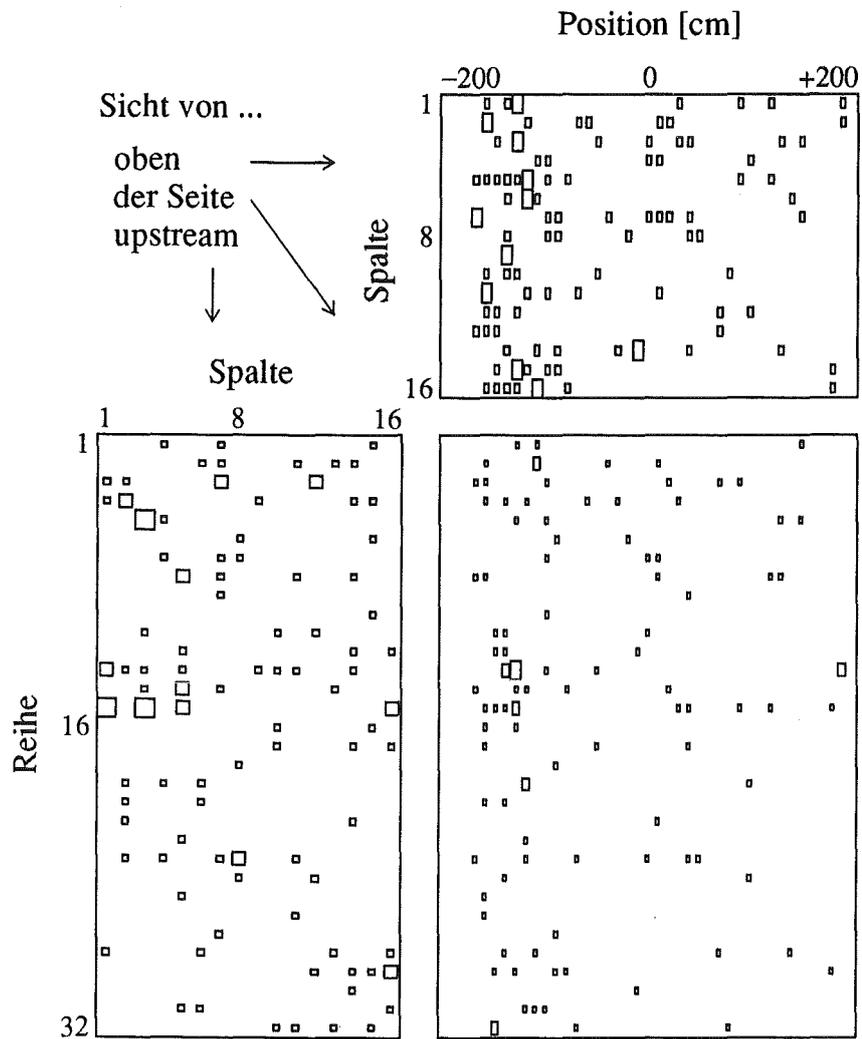


Abb. 48: Ortsverteilung der prompten Neutronen in Run 33 nach Errichtung der Eisenabschirmung im Tunnel

werden. Abb. 49 zeigt die Höhenverteilung der prompten Neutronen aus Run 27 (223.3 Coulomb) als durchgezogene Linie und aus Run 33 (109.5 Coulomb) als gestrichelte Linie. Die Zählraten sind hierbei auf 100 C Strahlstrom normiert. Man erkennt leicht bei Run 27 die Überhöhung der Ereignisrate im Bodenbereich. Bei Run 33 ist diese Überhöhung im Bodenbereich verschwunden. Die Errichtung der Eisenabschirmung in dem Tunnel erbrachte eine Reduktion der prompten Neutronenzählrate um 30 %.

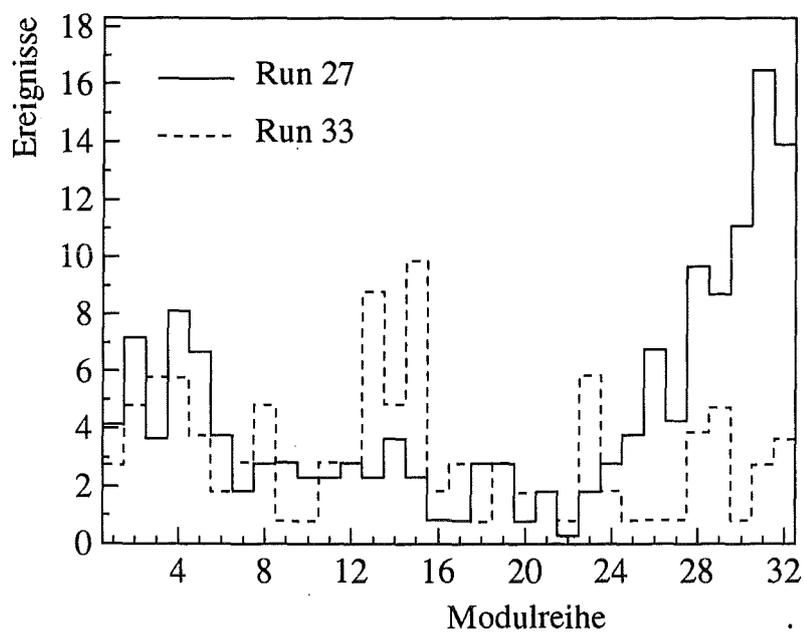


Abb. 49: Höhenverteilung der prompten Neutronen vor und nach der Errichtung der Eisenabschirmung im Tunnel

———— Run 27 (ohne Eisenwand im Tunnel)

- - - - - Run 33 (mit Eisenwand im Tunnel)

A.4.10 Zählraten schneller Neutronen

Um im ν_μ -Zeitfenster ν -Ereignisse ohne sequentielle Struktur auswerten zu können, ist es notwendig, daß der prompte Neutronenuntergrund höchstens in derselben Größenordnung liegt wie das zu erwartende Neutrinosignal. Für die $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$ -Reaktion sind bei $100 \mu\text{A}$ Strahlstrom etwa 1.4 nachgewiesene Ereignisse pro Tag im Energiebereich zwischen 11 und 16 MeV zu erwarten. Für den gesamten Energiebereich bis 120 MeV wäre somit eine prompte Neutronenzählrate von 1 Neutron pro Tag oder 0.2 Neutronen pro Coulomb der maximal tolerable Wert. Die tatsächlich gemessenen Zählraten zeigen sehr viel höhere Werte. Da die Zählrate der prompten Neutronen anfangs stark von der μSR -Targetdicke beeinflusst wurde, beziehen sich die in der Folge genannten Neutronenraten nur auf Messungen mit 5 mm μSR -Target. In Abb. 50 ist die Zählrate prompter Neutronen pro Coulomb mit einer unteren Schwelle der sichtbaren Energie von 6 MeV für 5 Runs dargestellt, die jeweils für den Ausbau der KARMEN Abschirmung charakteristisch sind. Hierbei wurden die Zählraten in zwei 150 ns breiten Fenstern um die

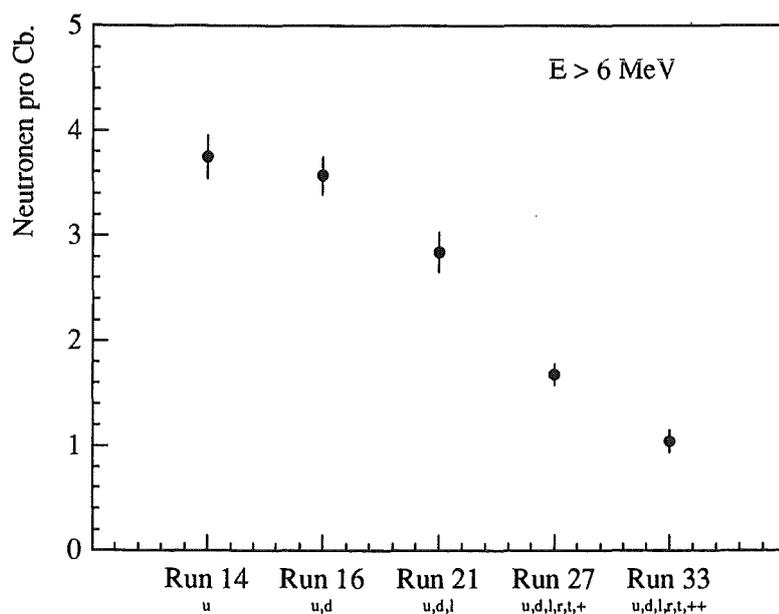


Abb. 50: Zählrate prompter Neutronen im KARMEN Detektor bei verschiedenen Ausbaustufen der Abschirmung

Peaks integriert und der zeitlich konstante kosmische Untergrund abgezogen. Mit u, d, r, l und t sind wieder die existierenden B-PE Abschirmungen im Inneren des ν -Bunkers bezeichnet. Bei Run 16 erkennt man im Vergleich mit Run 14 ein leichtes Absinken der prompten Neutronenzählrate. Nach Run 16 wurden provisorische Zusatzabschirmungen am μSR -Targetbereich angebracht (1 m Betonwand vor dem Labyrinthzugang, Bleiziegel und Betonsteine bei Abschirmungslücken im Dachbereich). Im Inneren des Bunkers wurde die PE-Abschirmung an der linken Seite angebracht. Diese Maßnahmen verrin-

gerten die prompte Neutronenzählrate um etwa 20%. Wieviel dieses Effekts der linken B-PE-Wand zuzuschreiben ist, läßt sich allerdings nicht bestimmen. Vor Run 26 wurden die oben beschriebenen umfassenden Abschirmungsänderungen am μ SR-Target und an der ISIS-Targetstation durchgeführt und die B-PE Abschirmung fertiggestellt, was eine Erniedrigung der Neutronen-Zählrate um weitere 20 % erbrachte. Durch die Errichtung der 1.2 m Eisenwand im Tunnel vor dem KARMEN Detektor wurde eine weitere Reduktion der Zählrate (Run 33) um 30% erreicht, so daß mit dieser Abschirmung noch etwa ein promptes Neutron pro Coulomb in den KARMEN Detektor dringt. Somit konnte die Zählrate der prompten Neutronen seit Beginn der Messungen mit dem vollständigen KARMEN-Detektor um etwa einen Faktor 4 verbessert werden.

Die Suche nach weiteren Quellen prompter Neutronen und das Auffinden von Schwachstellen in der Abschirmung wird nach dem Ausschalten der Hauptquellen zunehmend schwieriger. Die Ortsverteilung der prompten Neutronenereignisse im KARMEN-Detektor läßt bei schwächeren Neutronenquellen wegen der kleinen Zählraten nur schwer eine Lokalisierung zu. Durch Messungen mit Detektoren außerhalb des KARMEN-Bunkers können noch weitere kleinere Neutronenquellen gefunden werden. Trotz der bisher unternommenen Anstrengungen den KARMEN-Detektor noch besser gegen die prompten Neutronen abzuschirmen liegt die zuletzt gemessene prompte Neutronenrate von 0.9 Neutronen pro Coulomb noch fast einen Faktor 5 über der tolerablen Rate.

A.5 Prompte Neutronen mit sequentieller Struktur

A.5.1 $^{12}\text{C}(\text{n},\text{p})^{12}\text{B}$ Ladungsaustauschreaktion

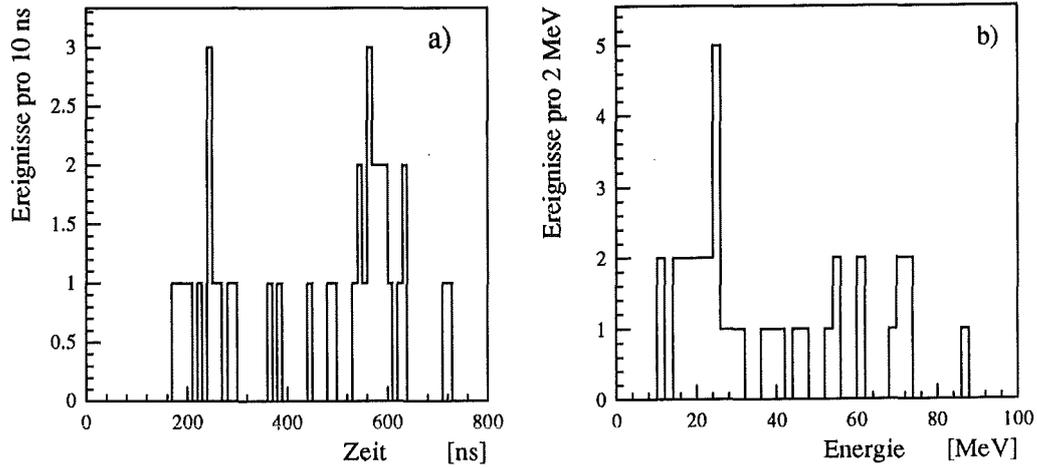
Die Ladungsaustauschreaktion $^{12}\text{C}(\text{n},\text{p})^{12}\text{B}$ von prompten Neutronen bildet wegen ihrer sequentiellen Struktur eine Untergrundquelle für den Nachweis der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillation. Als promptes Ereignis wird das Rückstoßproton der $^{12}\text{C}(\text{n},\text{p})^{12}\text{B}$ -Reaktion nachgewiesen, als verzögertes Koinzidenzereignis das Elektron des nachfolgenden ^{12}B -Zerfalls mit einer Zerfallszeit von $\tau=29.1$ ms und einer Maximalenergie von 13.37 MeV. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion liegt für Neutronenenergien zwischen 20 und 100 MeV bei etwa 13 mbarn [McL 88], was etwa 6% des totalen inelastischen Wirkungsquerschnitts von Neutronen am Kohlenstoff ($\sigma_{inel}^{tot} \approx 200$ mbarn) ausmacht. Mit folgenden Bedingungen wurden $^{12}\text{C}(\text{n},\text{p})^{12}\text{B}$ -Reaktionen aus den KARMEN Daten extrahiert:

- Die prompten Ereignisse wurden unter den neutralen Ereignissen in einem Zeitfenster um die Neutronenpeaks von 0 bis 800 ns nach BPM-Stop in einem Energiebereich von 10 - 200 MeV gesucht.
- Sequentielle neutrale Ereignisse wurden in einem Zeitfenster von 0.5 ms bis 36 ms nach dem prompten Ereignis gesucht. Hierbei wurde für das sequentielle Ereignis eine Energie zwischen 4 MeV und 14 MeV verlangt. Der räumliche Abstand zwischen promptem und sequentielltem Ereignis war auf maximal 50 cm beschränkt.

Mit der Mindestzeitdifferenz von $500 \mu\text{s}$ wurden $\text{Gd}(n, \gamma)$ Einfangreaktionen thermalisierter prompter Neutronen unterdrückt, die, wie später noch gezeigt wird, in diesem Zeitbereich dominieren. Durch kosmische Myonen verursachter Untergrund zur $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$ -Reaktion wurde in einem 'prompten' $100 \mu\text{s}$ Zeitfenster, bevor die Strahlpulse auf das Target treffen, mit sonst gleichen Bedingungen gesucht. Durch die Suche nach sequentiellen Ereignissen in einem Detektorvolumen, das mehr als 1.5 m vom jeweiligen Ort des prompten Ereignis entfernt ist, wurde die Zahl der zufälligen Koinzidenzen bestimmt. Aus 9 Runs mit insgesamt 1429 C wurden 4115 prompte Neutronen auf sequentielle Ereignisse untersucht, wovon 36 Ereignisse die geforderte sequentielle Struktur zeigten. Im Zeitfenster für den kosmischen Untergrund wurden 81 sequentielle Ereignisse gefunden, was einem Untergrund für das prompten Zeitfenster von 0.64 Ereignissen entspricht. Im Auswertevolumen für die sequentiellen Ereignisse der zufälligen Koinzidenzen, das viermal größer gewählt war als das der echten Koinzidenzen, wurde kein Ereignis mit der geforderten Signatur gefunden. Die Zeit- und Energieverteilungen der gefundenen Koinzidenzen ist in Abb. 51 dargestellt.

In der Zeitverteilung der prompten Ereignisse erkennt man, daß die Mehrzahl der Ereignisse im Zeitbereich der Neutronenpeaks ($170 - 320 \text{ ns}$ und $500 - 650 \text{ ns}$) liegt. Die Zeitdifferenzverteilung zwischen prompten und sequentiellen Ereignissen zeigt einen zeitlichen Abfall, der mit der erwarteten Verteilung (gestrichelte Kurve $\tau = 29.1 \text{ ms}$) verträglich ist. Das Energiespektrum der sequentiellen Ereignisse ist im Rahmen der niedrigen Statistik mit dem simulierten Spektrum [Gra 92] von ^{12}B Zerfallselektronen in guter Übereinstimmung.

Prompte Ereignisse



Sequentielle Ereignisse

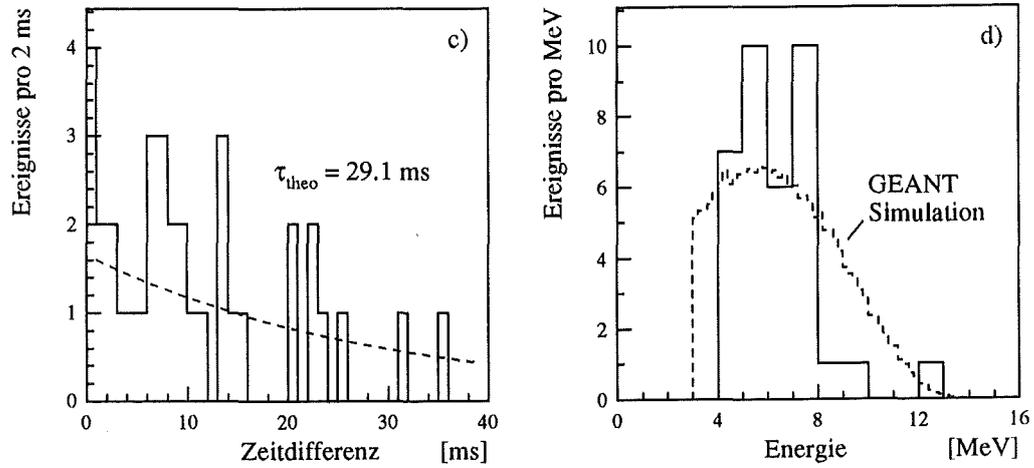


Abb. 51: Prompte Neutronen mit nachfolgendem ^{12}B - Zerfall

- a) Zeitverteilung der prompten Neutronen
- b) Energiespektrum der prompten Neutronen
- c) Zeitdifferenzspektrum zwischen prompten Neutronen und ^{12}B - Zerfall
- d) Energiespektrum der ^{12}B -Zerfallselektronen

A.5.2 Gd (n,γ) Reaktion nach prompten Neutronen

Hochenergetische prompte Neutronen werden im Szintillator schnell abgebremst und thermalisiert. Ein Teil dieser Neutronen wird durch die H (n,γ) Reaktion mit einem Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen von $\sigma_{therm} = 332$ mbarn [BNL 66] eingefangen. Die Energie der beim Einfang entstehenden γ -Quanten beträgt allerdings nur 2.2 MeV und liegt somit für die meisten KARMEN-Module unter der Nachweisschwelle. Vom n-Einfang am Wasserstoff sind daher im KARMEN-Detektor nur sehr wenige Ereignisse mit sequentieller Struktur zu erwarten.

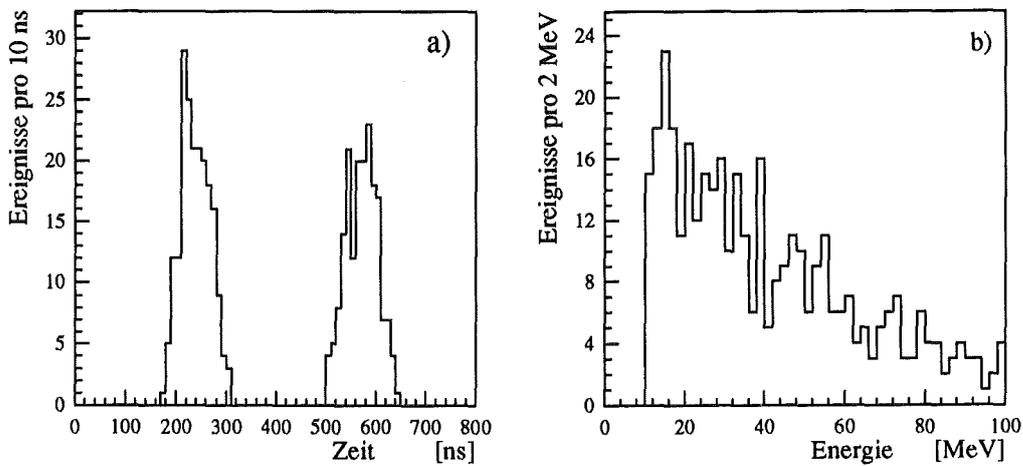
Der dominante Prozess ist der Neutroneneinfang am Gadolinium in den Modulwänden. Nach der Thermalisierung, die in einem schnellen Prozeß mit etwa 20 n-p Stößen erfolgt, können Neutronen im Szintillator durch Diffusion zum mit Gadolinium beschichteten Papier in den Modulwänden gelangen. Die Absorptionszeit der Neutronen zwischen Eintritt in den Szintillator und dem Einfang am Gadolinium wird im wesentlichen durch die Diffusionszeit zu den Modulwänden von etwa 100 μ s bestimmt [Gra 92]. Mit einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{therm} = 49\,000 \pm 2000$ barn [BNL 66] ist Gadolinium das Element mit dem höchsten Einfangsquerschnitt für thermische Neutronen. Dieser hohe Wirkungsquerschnitt ermöglicht trotz der geringen Gd Konzentration von etwa 0.1% im KARMEN-Detektor eine relativ hohe Neutronennachweiswahrscheinlichkeit von etwa 20% [Gra 88]. Beim n-Einfang am Gadolinium entstehen im Mittel 3 γ -Quanten mit einer Gesamtenergie von 8 MeV .

Für den Nachweis des Gd (n,γ)Einfangs thermalisierter prompter Neutronen wurde folgende Signatur verlangt.

- Promptes neutrales Ereignis in zwei engen Zeitfenstern (2×150 ns) um die Neutronenpeaks mit einer Energie zwischen 10 MeV und 200 MeV.
- Sequentielle neutrale Ereignisse in einem Energiebereich bis 14 MeV mit einem räumlichen Abstand zum prompten Ereignis bis maximal 80 cm und einem Zeitintervall bis zu 500 μ s nach dem prompten Ereignis.
- Untergrundreaktionen wurden mit sonst gleichen Bedingungen in einem 100 μ s Zeitfenster vor dem Strahl bestimmt.

Wiederum wurden 4115 prompte Neutronen von 1429 C Strahlstrom untersucht. 342 Ereignisse zeigten die geforderte Signatur im prompten Zeitfenster. Im 100 μ s Untergrundfenster erfüllten 2002 Ereignisse die verzögerte Koinzidenzbedingung, woraus sich für das prompte Zeitfenster ein nichtstrahlkorrelierter Untergrund von 6 Ereignissen ergibt. Somit zeigen mit diesen Bedingungen 8 % der prompten Neutronen nach der Thermalisierung im Zentraldetektor eine nachfolgende Gd (n,γ) Einfangsreaktion. Durch Vergrößerung des Koinzidenzvolumens läßt sich dieser Wert auf etwa 15 % steigern. Abb. 52 zeigt die Zeit- und Energieverteilungen dieser verzögerten Koinzidenzen. Die Zeitverteilung der

Prompte Ereignisse



Sequentielle Ereignisse

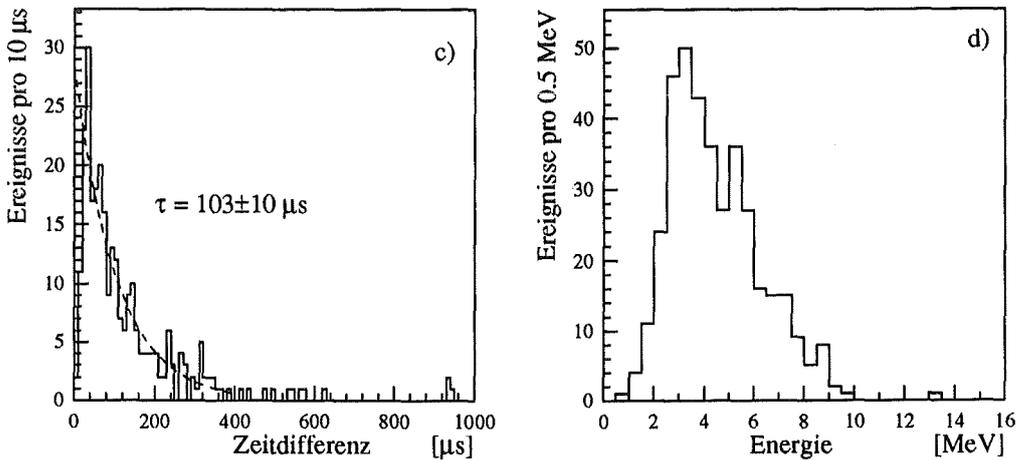


Abb. 52: Prompte Neutronen mit nachfolgendem $\text{Gd}(n,\gamma)$ -Einfang.

- a) Zeitverteilung der prompten Neutronen (Zeitfenster: 160 - 310 ns ,500 -650 ns)
- b) Energiespektrum der prompten Neutronen
- c) Zeitdifferenzspektrum zwischen promptem Neutronen und $\text{Gd}(n,\gamma)$ -Einfang
- d) Energiespektrum der Gadolinium Gammas

prompten Ereignisse zeigt deutlich die zwei Neutronenpeaks. Die sichtbare Energie dieser hochenergetischen Neutronen zeigt den typischen kontinuierlichen Abfall nach höheren Energien. Das Zeitdifferenzspektrum zwischen prompten und sekundären Ereignissen zeigt einen exponentiellen Abfall, der mit einer Zerfallszeit von $\tau = 103 \mu\text{s}$ für die Absorptionszeit für Neutronen im KARMEN Detektor charakteristisch ist. Das Energiespektrum der sequentiellen Ereignisse zeigt ein Maximum bei 4 MeV und erstreckt sich bis zu einer Maximalenergie von 9 MeV. Der Schwerpunkt des Energiespektrums liegt bei 4.65 MeV. Die Form dieses Energiespektrums ist stark von der Energieschwelle des KARMEN-Detektors

abhängig, da die Mehrzahl der vom angeregten Gadoliniumkern emittierten γ -Quanten mit einer Energie zwischen 2 und 4 MeV emittiert werden und somit an der Nachweisschwelle liegen.

Prompte Neutronen, die nach ihrer Thermalisierung am Gadolinium eingefangen werden, stellen einen Untergrund für die $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Appearance Reaktion dar. Durch die Wahl einer minimalen verzögerten Koinzidenzzeit von $T_{min} = 500 \mu s$ für den ^{12}N -Zerfall läßt sich dieser Untergrund jedoch effektiv unterdrücken.

B Literaturverzeichnis

- Aar 87 G.Aardsma et al., Phys. Lett. 194B (1987) 321
Abe 87 K.Abe et al., Phys. Rev. Lett. B117 (1987) 272
Ajz 90 F.Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A 566 (1990) 1
Alb 86 C.Alberini et al. Nuovo Cimento C 9, 237 (1986)
All 75 O.C.Allkofer, 'Introduction to Cosmic Radiation', Verlag K.Thiemig, München (1975)
All 84 O.C.Allkofer, P.K.F.Grieder, 'Cosmic Rays on Earth',
Reihe Physik Daten Nr.25-1 Karlsruhe (1984)
All 89 R.C.Allen et al., Nucl. Inst. and Meth. A 284 (1989) 347
All 90 R.C.Allen et al., Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 1871
Ant 91 P.Antonioli et al., Nuovo Cimento 14 C 9, 631 (1991)
Bah 89 J.N.Bahcall 'Neutrino Astrophysics', Cambridge University Press (1989)
Bec 64 K.H.Beckurtz, K.Wirtz 'Neutron Physics', Springer Verlag (1964)
Ber 79 J.Bernabeu, P.Pascual, Nucl. Phys A324 (1979) 365
Ber 82 F.Bergsma et al., Phys. Lett. 117 B 272 (1982)
BNL 66 Neutron Cross Sections, Brookhaven National Laboratory
M.D.Goldberg et al. (1966) Vol II B
Bod 90 B.Bodmann et al., Nucl. Inst. and Meth. A 324 (1990) 365
Bur 90 R.L.Burman et al., Nucl. Inst. and Meth. A 291 (1990) 621
Bur 91 F.Burtak, Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg 1991
Com 83 E.D.Commins, P.H.Bucksbaum 'Weak Interaction of Leptons
and Quarks' Cambridge University Press (1983)
Con 72 J.S.O'Connell, T.W.Donnely, J.D.Walecka, Phys. Rev. C 6 (1972) 719
Dav 68 R.Davis Jr et al., Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1205
Dod 90 A.C.Dodd, Interner Report 1990
Dod 91 A.C.Dodd, Phys. Lett. B 266 (1991) 434
Dod 92 A.C.Dodd, Interner Report 1992, in Vorbereitung
Don 73 T.W.Donnely, Phys. Lett. 43 B 93 (1973) 1
Don 79 T.W.Donnely, R.D.Peccei, Phys. Rep. 50 1 (1979) 1
Don 91 T.W.Donnely, Private Mitteilung (1991)
Dor 86 U.Dore in WEIN '86 Proc. Int. Symp. Weak and Electrom. Interactions
Heidelberg 1986, Springer Verlag (S.505)
Dor 89 J.Dorenbosch et al. Z. Phys C Part. & Fields 41 567 (1989)
Dre 90 G.Drexlin, Dissertation, Universität Karlsruhe (1990)
Dre 90a G.Drexlin et al., Nucl. Inst. Meth. A289 (1990) 490
Dre 91 G.Drexlin et al., Phys. Lett. B 280 (1992) 198
Eat 88 G.H.Eaton et al., Nucl. Inst. and Meth. A 269 (1988) 483
Eit 92 K.Eitel, Private Mitteilung 1992
Emm 75 M.B.Emmett, ORNL 4972 Oak Ridge National Laboratory (1975)

- Fuk 88 M.Fukugita, Y.Kohyama, K.Kubodera, Phys.Lett. B 212 No.2 (1988) 139
- Fuk 90 M.Fukugita et al., Phys. Rev. C 41 No.4 (1990) 1359
- Gab 83 'Neutron and γ -Ray Shielding Requirements for a below Ground
Neutrino Detektor System at RAL Spallation Neutron Source'
T.A.Gabriel, R.A.Lillie, R.C.Childs, J.Wylczynski, B.Zeitnitz ORNL/TM8355
Oak Ridge National Laboratory (1983)
- Gar 75 E.D.Garry, I.G.Schröder, Nuclear Cross Sections and Technology
Vol 1 N.B.S. US Spec. Publ. 425, Washington (1975) 116
- Gem 88 H.Gemmeke et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 35 (1988) 377
- Gem 89 H.Gemmeke et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 36 (1989) 718
- Gla 61 S.L.Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579
- Gra 88 W.Grandegger et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 35 (1988) 360
- Gra 92 W.Grandegger, Dissertation in Vorbereitung, Universität Karlsruhe 1992
- Gre 85 L.Grenacs, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 35 (1985) 455
- Gro 89 K.Grotz, H.V.Klapdor, 'Die schwache Wechselwirkung in Kern-, Teilchen
und Astrophysik', Teubner Studienbücher Stuttgart 1989
- Gue 76 A.Del Guerra, Nucl. Inst. and Meth. 135 (1976) 337
- Har 91 D.H.Hartmann, W.C.Haxton, R.D.Hoffmann, S.E.Woosley,
Nucl. Phys. A 527 (1991) 663
- Has 73 F.J.Hasert, et al. Phys. Lett. 4613 (1973)121
- Kay 89 B.Kayser, F.Gibat-Debu, F.Perrier 'The Physics of Massive Neutrinos'
World Scientific, Singapore (1989)
- Kel 53 D.A.Kellog, Phys. Rev. 90 (1953) 224
- Kim 65 C.W.Kim, H.Primakoff, Phys.Rev. 140 (1965) 566
- Kim 79 C.W.Kim, H.Primakoff in 'Mesons in Nuclei' Edt. M.Rho and
D.H.Wilkinson North Holland Publishing Company (1979) 67
- Kol 91 E.Kolbe, K.Langanke, S.Krewald, F.K.Thielemann, KFA Jülich
IKP(TH)-1991-48 (1991)
- Kol 91a E.Kolbe, K.Langanke, S.Krewald, KFA Jülich Private Mitteilung
- Kol 92 E.Kolbe, K.Langanke, S.Krewald, F.K.Thielemann, Nucl. Phys. A 540
(1992) 599; E.Kolbe, K. Langanke, S.Krewald, Phys. Rev. C 45 (1992) 2464.
- Kno 79 G.F.Knoll 'Radiation Detection and Measurement' John Wesley & Sons Inc. (1979)
- Kra 90 D.A.Krakauer et al., Phys. Lett. B 252 (1990)
- Kra 92 D.A.Krakauer et al., Phys. Rev. C 45 (1992) 2450
- Mal 92 A.Malik, Thesis, Queen Mary and Westfields College London UK (1992)
- Mar 63 J.B.Marion and J.L.Fowler, 'Fast Neutron Physics'
Interscience, New York (1963) Part II
- Mas 87 R.Maschuw et al., in 'Neutrino Physics', Proc. of an intern.
Workshop in Heidelberg, Springer Verlag Berlin (1987) 147

- McL 88 McLane Neutron Cross Sections Vol II Academic Press, San Diego (1988)
- Mik 88 S.P.Mikheyev, A.Y.Smirnow in WEIN '86 Proc. Int. Symp. Weak and Electrom. Interactions Heidelberg 1986, Springer Verlag (S.710)
- Min 82 S.L.Mintz, Phys. Rev. C 25 No.3 (1982) 1671
- Min 89 S.L.Mintz, Phys. Rev. C 40 No.6 (1989) 2458
- Min 91 S.L.Mintz, M.Pourkaviani, in Prog. in Nucl. Phys., W-Y.P. Hwang et al. (Hrsg.), Elsevier Science Publishing Co. New York (1991) 290
- Muk 77 N.C.Mukhopahyay, Phys. Rep. 30 (1977) 1
- Pas 79 E.Pasierb et al., Phys. Rev. Lett. 43 2 (1979) 96
- PAW 89 R.Brun et al., 'Physics Analysis Workstation' CERN Q121 (1989)
- PDG 90 Particle Data Group, Rev. of Part. Prop. Phys. Lett. B 239 (1990)
- Per 87 D.H.Perkins 'Introduction to High Energy Physics' Addison-Wesley, Reading (1987)
- Pli 88 P.Plischke Private Mitteilung (1988)
- Pot 88 M.E.Potter, Thesis: Study of Neutrino-Electron Scattering at LAMPF (1988)
- Pou 90 M.Pourkaviani, S.L.Mintz, Jou. Phys. G Nucl. Part. Phys 16 (1990) 569
- Rap 91 J.Rapp, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe 1991
- Raf 90 G.G.Raffelt, Phys. Rep. 198 (1990) 1
- Row 85 J.K.Rowley, B.T.Cleveland, R.Davis Jr., 'Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy' Conference Proceedings No.126 (1985) 1
- Sal 68 A.Salam, Proc. 8th Nobel Symposium, Stockholm 1968, S.367
- Sch 92 F.Schilling, Dissertation in Vorbereitung, Universität Erlangen-Nürnberg (1992)
- Sel 92 B.Seligmann, interner Report in Vorbereitung (1992)
- Sta 88 A.Staude, Charm II Collaboration in 'Neutrino 88' 13th Int. Conf. on Neutrino Phys. and Astrophys. Boston 1988 World Scientific 397
- Suz 87 T.Suzuki et al., Phys. Rev. C 35 (1987) 2212
- Tay 84 A.D.Taylor, 'SNS Moderator Performance' Rutherford Appleton Lab. RAL - 84 - 120 (1984)
- UA1 83 UA1 Collaboration, Phys. Lett. 129 B (1983) 141
- UA2 83 UA2 Collaboration, Phys. Lett. 122 B (1983) 476
- Wal 75 J.D.Walecka in 'Muon Physics' Vol 2 Edts. V.W.Hughes, C.S.Wu Academic Press, New York (1975) 113
- Wal 83 J.D.Walecka, Proc. II LAMPF Workshop 1983
- Wei 67 S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
- Woc 89 J.Wochele, Dissertation, Universität Karlsruhe (1989)
- Wol 90 J.Wolf, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe 1990
- Wöl 92 S.Wölfe, Dissertation, Universität Karlsruhe (1992)
- Ven 80 R.Vennick et al., Nucl. Phys. A 344 (1980) 421
- Ze1 85 B.Zeitnitz, Prog. Part. and Nucl. Phys. 13 (1985) 445