

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6102

**Der myoninduzierte Untergrund
für die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$
Oszillationen und seine
Eliminierung durch den
KARMEN–Upgrade**

Bernd Armbruster

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1998

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des von einer deutsch-britischen Kollaboration an der Spallationsneutronenquelle ISIS betriebenen KARMEN-Experiments. ISIS ist eine intensive, gepulste Quelle von ν_μ , ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ Neutrinos, die aus der $\pi^+-\mu^+$ -Zerfallskette in Ruhe mit wohldefinierten Energien bis zu 52.8 MeV entstehen. Der KARMEN-Detektor ist ein 56 t Flüssigszintillationskalorimeter, der sich in 17.6 m Abstand zur Quelle befindet und von einer massiven, 7000 t schweren Eisenabschirmung gegen strahlkorrelierten und durch kosmische Strahlung induzierten Untergrund geschützt wird.

KARMEN hat eine Vielzahl kernphysikalischer Fragestellungen untersucht und konnte Wirkungsquerschnitte u.a. der Neutrinoreaktionen $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$, $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$, $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ und $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$ vermessen und dabei die Gültigkeit des Standardmodells bestätigen. Mit Hilfe dieser Nachweisreaktionen konnte darüber hinaus die Suche nach Neutrino-Oszillationen in den Kanälen $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, $\nu_e \rightarrow \nu_x$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, die bisher ohne Hinweis auf Oszillationen blieb, durchgeführt werden. Die Sensitivität im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Kanal war dabei durch myoninduzierten Neutronenuntergrund durch tief-inelastische Reaktionen und Einfänge gestoppter Myonen in der massiven Eisenabschirmung limitiert. Im Rahmen dieser Arbeit konnte mit Hilfe umfangreicher Monte-Carlo Simulationen und durch Spezialmessungen die Natur der beiden Untergrundkanäle zweifelsfrei aufgeklärt werden und u.a. die Multiplizität der oberhalb von 10 MeV bei Einfängen gestoppter μ^- emittierten Neutronen zu $0.0671 \pm 0.0066(\text{stat}) \pm 0.0134(\text{syst})$ pro Einfang bestimmt werden.

Auf diesen Ergebnissen beruhend wurde im Jahr 1996 der KARMEN-Upgrade durchgeführt und ein 300 m² großes Vetozählersystem in die 2 m dicken Wände und die 3 m dicke Decke der Eisenabschirmung eingebracht. Dies ermöglicht den effizienten Nachweis von Myonen in der Nähe des Zentraldetektors, die potentiell Neutronen produzieren, die in den Zentraldetektor eindringen und dort eine $\bar{\nu}_e$ Nachweissignatur simulieren. Die Anordnung der Vetozähler wurde mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen optimiert und dadurch eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 99.4% für Myonen erreicht.

Durch eine umfassende Analyse der nach dem KARMEN-Upgrade 1997 aufgenommenen Daten konnte gezeigt werden, daß sich der Untergrund mit einer *single prong* Signatur für Energien zwischen 20 und 50 MeV um einen Faktor 29.7 ± 2.2 reduziert. Damit lassen sich Neutrino-Kernreaktionen mit einem Signal zu Untergrundverhältnis von 50:1 nachweisen. Der Untergrund mit einer sequentiellen Neutronensignatur konnte um einen Faktor 42.6 ± 8.4 in Übereinstimmung mit den Vorhersagen der Simulationen reduziert werden. Dadurch wurde die Sensitivität für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen wesentlich gesteigert. In den 1997 aufgenommenen Daten mit 1414 C akkumulierter Protonenladung wurde keine Sequenz mit der Signatur eines $\bar{\nu}_e$ Nachweises gefunden. Daraus läßt sich eine obere Grenze für den Oszillationsparameter $\sin^2(2\Theta)$ von $\sin^2(2\Theta) < 6.2 \times 10^{-3}$ (90% C.L.) für $\Delta m^2 \geq 100 \text{ eV}^2$ bestimmen. Diese obere Grenze ist bereits sensitiver als die aus der Analyse der KARMEN-Daten aus den Jahren 1990–1995 gewonnene Grenze.

Durch eine eingehende Analyse des nach dem Upgrade verbleibenden Untergrunds und umfangreiche Monte-Carlo Studien konnte gezeigt werden, daß die Sensitivität von KARMEN nach weiteren zwei Meßjahren ausreichen wird, um mit 90% C.L. Mischungswinkel $\sin^2(2\Theta) > 1.6 \times 10^{-3}$ auszuschließen, falls keine Oszillationen gefunden werden. Diese Sensitivität reicht aus, um praktisch den gesamten durch die Evidenz für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen des LSND-Experiments favorisierten Parameterbereich zu überdecken.

The muon induced background for the search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations and its elimination by the KARMEN upgrade

Abstract

The present work was performed in the framework of the KARMEN experiment run by a German–British collaboration at the neutron spallation source ISIS. ISIS is an intense, pulsed source of ν_μ , ν_e and $\bar{\nu}_\mu$ neutrinos produced by the $\pi^+-\mu^+$ decay chain at rest with well defined energies up to 52.8 MeV. The KARMEN detector is a 56 ton liquid scintillation calorimeter at a distance of 17.6 m from the source and is protected by a 7000 ton iron shielding against beam correlated and cosmic ray induced background.

KARMEN has investigated a variety of nuclear physics questions by measuring the cross sections of the reactions $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$, $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$, $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ and $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$, thus validating the standard model. Moreover these reactions have been used to search for neutrino oscillations in the channels $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ and $\nu_e \rightarrow \nu_x$ with no hint for oscillations. The sensitivity in the $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ channel using the detection reaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ was limited by background from deep inelastic muon–nucleus scattering and captures of stopped muons in the massive iron shielding. Extensive Monte Carlo studies and the analysis of special measurements as a main part of the present work revealed the nature of both background channels. Among other results the multiplicity of neutrons of $0.0671 \pm 0.0066(\text{stat}) \pm 0.0134(\text{syst})$ emitted above 10 MeV per capture of stopped μ^- was obtained.

Based on these results the KARMEN upgrade was carried out during 1996. A veto counter system of 300 m² total area was installed inside the 2 m thick walls and the 3 m thick roof of the iron shielding. This veto system allows the efficient detection of muons in the vicinity of the central detector, which potentially produce neutrons that can enter the main detector and thus simulate a $\bar{\nu}_e$ detection signature. The arrangement of the veto counters was optimized with the help of Monte Carlo simulations resulting in a total detection efficiency of 99.4% for muons.

A thorough analysis of the data taken in 1997 after the KARMEN upgrade shows, that the background with a single prong signature and energies between 20 and 50 MeV is reduced by a factor 29.7 ± 2.2 . Due to that reduction, neutrino–nucleus interactions can be detected with a signal to background ratio of 50:1. The background with a sequential neutron signature could be reduced by a factor 42.6 ± 8.4 in agreement with the predictions of the simulation. Thus the sensitivity for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations could be raised considerably. In the data taken in 1997 with an accumulated proton charge of 1414 C no sequence with the signature of a $\bar{\nu}_e$ detection could be found. Hence follows an upper limit for the oscillation parameter $\sin^2(2\Theta)$ of $\sin^2(2\Theta) < 6.2 \times 10^{-3}$ (90% C.L.) for $\Delta m^2 \geq 100 \text{ eV}^2$. This upper limit is more sensitive than the limit obtained from an analysis of the KARMEN data taken in the years 1990–1995 already.

A detailed analysis of the background remaining after the upgrade and comprehensive Monte Carlo studies have shown that the sensitivity of KARMEN after two more years of measuring time will be large enough to exclude mixing angles $\sin^2(2\Theta) > 1.6 \times 10^{-3}$ with 90% C.L., in case no oscillations occur. This sensitivity will then allow to cover nearly the entire range of oscillation parameters favoured by the evidence for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations of the LSND experiment.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Neutrino-Physik an der Spallationsneutronenquelle ISIS	6
2.1	Die Neutrinoquelle ISIS	6
2.2	Neutrino-Kernphysik	9
2.2.1	Neutrino-Kernwechselwirkungen an ^{12}C	9
2.2.2	Messung der geladenen Stromreaktion an ^{12}C	11
2.2.3	Messung der geladenen Stromreaktionen an ^{13}C und ^{56}Fe	14
2.2.4	Messung der neutralen Stromreaktion an ^{12}C	14
3	Neutrino-Oszillationen	16
3.1	Experimentelle Hinweise auf Neutrino-Oszillationen	16
3.2	Formalismus der Neutrino-Oszillationen	18
3.2.1	Drei-Flavour-Formalismus	18
3.2.2	<i>One mass scale dominance</i> Ansatz	21
3.2.3	Zwei-Flavour-Formalismus	22
3.3	Suche nach Neutrino-Oszillationen mit KARMEN	23
3.3.1	Grenzen für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen	23
3.3.2	Grenzen für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationen	25
3.3.3	Grenzen für $\nu_e \rightarrow \nu_x$ Oszillationen	26
3.4	Evidenz für Oszillationen durch LSND	28
3.4.1	Der LSND-Detektor am LAMPF	28
3.4.2	Evidenz für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen	29
3.4.3	Evidenz für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationen	31
3.5	Vergleich der Experimente LSND und KARMEN	32
4	Der KARMEN-Detektor	34
4.1	Zentraldetektor und innere Antizähler	34
4.2	Innere passive Abschirmung und Shieldzähler	36
4.3	Neutrino-Bunker	37
4.4	Aufbau der Veto-zähler	39
4.5	Elektronik, Triggerentscheidung und Datenaufnahme	42
4.5.1	Front-End Elektronik	43
4.5.2	Triggerlogik	44
4.5.3	Konversion und Datenauslese	46
4.6	Detektorkalibration	47

5	Simulation kosmischer Myonen und ihrer Reaktionen	49
5.1	Kosmische Myonen	49
5.2	Generierung der Myonen	52
5.2.1	Die Radiusverteilung	53
5.2.2	Generierung der Startvariablen der Myonen	53
5.3	Tief-inelastische Reaktionen kosmischer Myonen	55
5.3.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt	56
5.3.2	Totaler Wirkungsquerschnitt	57
5.3.3	Simulation der Spallationsreaktion	59
5.4	Einfänge gestoppter, negativer Myonen	60
5.5	Die Abschirmungs- und Detektorgeometrie	61
5.6	Spurverfolgung der Teilchen	62
5.7	Simulation der Detektorantwort	64
6	Nachweis kosmischer Myonen mit den Vetozahlern	67
6.1	Absolute Myonraten	67
6.2	Analysen mit identifizierten Myonen	72
6.2.1	Myonspur-Rekonstruktion	72
6.2.2	Zählraten und Winkelverteilungen	74
6.2.3	Durchstoßpunkte durch Veto-lecks	76
6.3	Optimierung der Vetoschwellen	77
6.4	Leckraten der Veto- und Shieldzähler	80
7	Reduktion des Untergrunds durch den KARMEN-Upgrade	83
7.1	Single Prong Untergrund	84
7.1.1	Stackreduktion	84
7.1.2	Zufällige Koinzidenzen innerhalb der Ereignis-Koinzidenzzeit	87
7.1.3	SMU-Reduktion	88
7.1.4	Zufällige Koinzidenzen während der Konversionstotzeit	90
7.1.5	Unterdrückung des Single Prong Untergrunds	91
7.1.6	Single Prong Analyse der Neutrino-Kernreaktionen	96
7.2	Sequentieller Untergrund	99
7.2.1	Bestimmung des zufälligen Untergrunds	101
7.2.2	Reduktion des sequentiellen Untergrunds	101
7.3	Die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen nach dem Upgrade	105
8	Strahlkorrelierter Neutronenuntergrund	107
8.1	Neutronen im Zentraldetektor	107
8.2	Simulation des strahlkorrelierten Untergrunds	109
8.3	Abschirmmaßnahmen gegen thermische Neutronen	111
8.4	Absolute Zählraten	112
8.5	Räumliche Verteilung der Neutronentreffer	114
9	Identifikation und Messung myoninduzierten Neutronenuntergrunds	117
9.1	Spezialmessung zum myoninduzierten Neutronenuntergrund	117
9.1.1	T_{rel} Verteilungen	118
9.1.2	Neutronen aus Myoneinfängen	120

9.1.3	Neutronen aus inelastischen Reaktionen	122
9.1.4	Neutraler Untergrund	124
9.2	Untergrundsituation nach dem Upgrade	126
9.2.1	Identifikation der inelastischen Myonreaktionen	126
9.2.2	Neutraler und verbleibender Untergrund	129
10	Sensitivität für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen nach dem Upgrade	134
10.1	Untergrundquellen	134
10.1.1	Exklusive geladene Stromreaktion (CC) an ^{12}C	134
10.1.2	Zufälliger Neutrino–Untergrund	135
10.1.3	Kontamination durch $\bar{\nu}_e$ von der Neutrinoquelle	140
10.1.4	Kosmischer Untergrund	141
10.2	Fenstermethode zur Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen	144
10.3	Die <i>maximum likelihood</i> Methode	147
10.3.1	Verwendete Meßgrößen	149
10.3.2	Ausschlußgrenzen	150
10.3.3	Suche nach Evidenzen für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen	154
11	Résumé	159
A	Bestimmung des zufälligen Untergrunds bei der Sequenzsuche	161
A.1	Begriffe der KARMEN–Datenaufnahme	161
A.2	Algorithmus zur Sequenzsuche	162
A.2.1	Suche nach <i>wahren</i> Sequenzen	162
A.2.2	Suche nach zufälligen Sequenzen	163
A.2.3	EC1/EC2 Triggerbedingung	163
A.2.4	Test des Sequenzen–Algorithmus	164

Kapitel 1

Einleitung

Von den 12 fundamentalen Fermionen des Standardmodells der Elementarteilchenphysik sind die drei Neutrinos ν_e , ν_μ und ν_τ die am schwersten zu fassenden Teilchen mit den exotischsten Eigenschaften. Pauli postulierte 1930 in seinem berühmten Brief [Pau30] die Existenz eines 'kleinen Neutrons' im Zusammenhang mit der Impuls- und Energieerhaltung beim radioaktiven Beta-Zerfall. Erst 1953 konnten Cowan und Reines [Rei53] (Nobelpreis für Physik 1995) die Existenz des ν_e zweifelsfrei nachweisen. Seither finden weltweit Anstrengungen statt, die Eigenschaften dieser Teilchen aufzuklären. Die grundlegende experimentelle Schwierigkeit besteht dabei in der extrem geringen Wechselwirkungsrate der Neutrinos mit Materie. So wechselwirkt z.B. nur eines von 10^9 der bei den Kernfusionsprozessen im Inneren der Sonne in großer Zahl entstehenden ν_e bei der Durchquerung der Erde. Andererseits ermöglicht es gerade diese einzigartige Eigenschaft, die Neutrinos als Sonde für die Untersuchung einer Vielzahl astrophysikalischer Phänomene zu benutzen. Sie erlauben es tiefer in das Innere z.B. der Sonne oder einer Supernova-Explosion zu blicken, als es mit dem Nachweis von Photonen des elektromagnetischen Spektrums möglich wäre.

Neutrinos sind elektrisch neutral und nehmen als Leptonen nicht an der starken Wechselwirkung teil. Sie unterliegen damit nur der schwachen Wechselwirkung, die durch den Austausch der 1983 am CERN entdeckten [Ban83] Z^0 und W^\pm Bosonen vermittelt wird. Neutrinos sind maximal paritätsverletzend, da es Neutrinos mit linkshändiger (Spin und Impuls in entgegengesetzter Richtung) und Antineutrinos mit rechtshändiger Helizität (Spin und Impuls in gleicher Richtung), aber nach heutigem Kenntnisstand keine Neutrinos mit rechtshändiger und keine Antineutrinos mit linkshändiger Helizität gibt. Für das magnetische Moment der Neutrinos existieren stringente obere Grenzen, so daß es keinen Hinweis auf eine innere Struktur der Neutrinos gibt, sie gelten als punktförmig und fundamental. Diese Eigenschaften prädestinieren die Neutrinos für Präzisionstests des Modells der elektroschwachen Wechselwirkung (Weinberg, Salam, Glashow, Nobelpreis für Physik 1979), das Bestandteil des Standardmodells ist und bisher alle experimentellen Prüfungen bestanden hat.

Die Liste der unbekanntenen Eigenschaften der Neutrinos ist lang, so ist u.a. unbekannt, ob Neutrinos Dirac- oder Majorana-Teilchen sind und ob sie stabil sind. Als Dirac-Teilchen wären Neutrinos und Antineutrinos unterschiedliche Teilchen, als Majorana-Teilchen wären sie identische Teilchen verschiedener Helizität. Angeführt wird die Liste der unbekanntenen Eigenschaften aber von der Frage nach der Ruhemasse der Neutrinos. Im sog.

minimalen Standardmodell wird diese ad hoc auf Null festgelegt, einen tieferen, theoretisch motivierten Grund dafür gibt es jedoch nicht. Im Gegenteil sagen über das Standardmodell hinausgehende Theorien (GUTs, *Grand Unified Theories*) eine zwar kleine, aber endliche Ruhemasse der Neutrinos voraus. Aufgrund der großen Zahl der Neutrinos im Universum (sie sind etwa eine Milliarde mal häufiger als Protonen und Elektronen) würde selbst eine kleine Ruhemasse einen substantiellen Beitrag zur Gesamtmasse des Universums leisten. Neutrinos sind damit ein vieldiskutierter Kandidat für die sogenannte dunkle Materie im Universum. Rotationseigenschaften von Galaxien und kosmologische Modelle über den Urknall weisen darauf hin, daß die sichtbare Materie nur einen kleinen Teil der im Universum vorhandenen Gesamtmasse ausmacht. Neutrinos sind ein Kandidat zumindest für den flüchtigen, sich mit hoher Geschwindigkeit ausbreitenden Teil der dunklen Materie, die sog. *hot dark matter*.

Für die direkte Massenbestimmung der Neutrinos dienen radioaktive Zerfälle, bei denen überprüft wird, ob sich die totale Energie der Zerfallsprodukte zu der des Ausgangsprodukts aufaddiert. Eine endliche Ruhemasse würde sich im allgemeinen als Abweichung an den Endpunkten der Energiespektren der Zerfallsprodukte äußern. Für alle drei Neutrinoarten ν_e , ν_μ und ν_τ gibt es daraus bisher keinen Hinweis auf eine endliche Ruhemasse, es lassen sich obere Grenzen auf die Massen ableiten. Im einzelnen gilt [Bon96, Pdg96]:

$$m_{\nu_e} < 5.6 \text{ eV}/c^2 \text{ (95\% CL)}, \quad m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV}/c^2 \text{ (90\% CL)}, \quad m_{\nu_\tau} < 24 \text{ MeV}/c^2 \text{ (95\% CL)}.$$

Die Grenze für die ν_e -Masse stammt dabei aus Analysen des Endpunkts des Betazerfall-Energiespektrums beim Tritium-Zerfall, für die ν_μ -Masse aus dem Pionzerfall und für die ν_τ -Masse aus der Analyse des Zerfalls des τ -Leptons.

Auf wesentlich kleinere Massen der Neutrinos sensitiv sind indirekte Methoden der Bestimmung der Neutrinomasse, die allerdings weitergehende Annahmen über die Eigenschaften der Neutrinos voraussetzen. Sind Neutrinos Majoranateilchen und haben sie eine endliche Ruhemasse, so rechnet man mit dem Auftreten des neutrinolosen, doppelten Betazerfalls bei einigen speziellen Kernen. Dabei wird das bei einem radioaktiven Zerfall emittierte Neutrino bei einem inversen Betazerfall im gleichen Atomkern wieder absorbiert. Bisher wurden keine solchen Zerfälle beobachtet, die stringenteste obere Grenze für die sog. Majoranamasse der Neutrinos stammt aus der Analyse von Zerfällen in ^{76}Ge und beträgt $\langle m_\nu \rangle < 0.6 \text{ eV}/c^2$ (90% CL) [Gün97].

Besitzen Neutrinos eine endliche Ruhemasse und sind ihre Masseneigenzustände, die die räumliche Ausbreitung beschreiben, unterschiedlich zu ihren Flavoureigenzuständen, die an der schwachen Wechselwirkung der Neutrinos teilnehmen, so kommt es durch einen quantenmechanischen Interferenzeffekt zu Neutrino-Oszillationen. Dabei können in einer Quelle produzierte Neutrinos nach einer Flugstrecke L in einem Detektor als Neutrinos einer anderen Neutrino-Flavour nachgewiesen werden.

Der erste Hinweis auf Neutrino-Oszillationen stammt aus der Beobachtung eines Defizits im solaren Neutrino-Fluß. Dabei liegt der mit einer Reihe von Experimenten vermessene Fluß (Homestake [Cle94], GALLEX [Ham96], Kamiokande [Hir91]) um einen Faktor 2–3 unter der aus der Energiebilanz der Sonne und unter Verwendung von Modellrechnungen hergeleiteten Erwartung. Die Ursache hierfür könnte die Oszillation von ν_e in die Flavours ν_μ und ν_τ sein, die mit den aufgeführten Experimenten gar nicht oder nur in geringem Maße nachgewiesen werden können. Ein weiterer Hinweis auf Neutrino-Oszillationen stammt aus dem Nachweis atmosphärischer Neutrinos, die beim Aufprall hochenergeti-

scher kosmischer Strahlung auf die Erdatmosphäre entstehen. Hierbei wurde in mehreren Experimenten (Kamiokande [Fuk94], SuperKamiokande [Mar97], IMB [Cap91], Soudan 2 [Pet96]) ein Defizit von ν_μ gegenüber der aus Monte-Carlo-Simulationen der Neutrinoproduktion in der Atmosphäre stammenden Erwartung gemessen, das sich als Oszillationen interpretieren ließe.

Den bisher einzigen Hinweis auf Neutrino-Oszillationen an einem Beschleuniger lieferte 1995 das LSND-Experiment (Liquid Scintillation Neutrino Detector) am LAMPF in Los Alamos. Dieses Resultat [Ath96a] hätte im Falle einer Verifikation weitreichende Folgen und wird entsprechend lebhaft diskutiert. Der Oszillationsparameter $\sin^2(2\Theta)$, der die Mischung zwischen den beteiligten Neutrino-Flavours $\bar{\nu}_\mu$ und $\bar{\nu}_e$ beschreibt, liegt im Bereich mindestens einiger 10^{-3} , die Differenz der quadrierten Massen der Masseneigenzustände oberhalb $\Delta m^2 \approx 0.03 \text{ eV}^2$.

Prädestiniert für die Überprüfung des LSND-Resultats ist das seit 1990 an der Spallationsneutronenquelle ISIS am Rutherford Appleton Laboratory (RAL) in Chilton, Didcot, England in Betrieb befindliche KARMEN-Experiment (Karlsruhe Rutherford Medium Energy Neutrino Experiment). Im Rahmen dieses, von der deutsch-britischen KARMEN-Kollaboration¹ unter Federführung des Forschungszentrums Karlsruhe betriebenen Neutrinoexperiments, entstand die vorliegende Arbeit. KARMEN befindet sich wie LSND an einer *beam stop* Quelle für ν_e , ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$ -Neutrinos aus dem π^+ und μ^+ -Zerfall in Ruhe, d.h. mit Neutrinoenergien bis 52.8 MeV. Bei etwas geringerem Neutrino-Fluß als LAMPF bietet die ISIS Quelle eine weltweit einzigartige gepulste Zeitstruktur und damit die Konzentration des Neutrino-Flusses auf sehr kurze Zeitintervalle. Dies erlaubt eine starke Unterdrückung des kosmischen Untergrunds und die Identifizierung von Neutrino-Reaktionen mit Hilfe ihrer charakteristischen, mit 2.2 μs abfallenden, exponentiellen Zeitverteilung. Aufgrund des zu LSND ähnlichen Abstands des Detektors zur Quelle ist KARMEN im gleichen Δm^2 -Bereich sensitiv wie LSND.

Der KARMEN-Detektor ist ein 56 t Flüssigszintillationskalorimeter, wobei das mit Flüssigszintillator versetzte Mineralöl gleichzeitig als Target für die Neutrinos und als Kalorimeter für die bei Neutrino-Kernreaktionen produzierten geladenen Teilchen dient. Mit Hilfe einer komplexen Triggerung und Datenaufnahme und eines zweilagigen Antizähler-systems gelingt die Registrierung der 1–2 pro Tag erwarteten Neutrinosignaturen unter etwa 10^8 Ereignissen der kosmischen Strahlung.

1990–1995 wurde mit KARMEN eine Vielzahl Neutrino-kernphysikalischer Fragestellungen wie die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$, $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$, $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ und $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$ [Mas97] bearbeitet. Weiter wurde nach Abweichungen vom Standardmodell im Myonzerfall gesucht [Arm97b]. In den letzten Jahren trat immer mehr die Suche nach seltenen, direkt leptonzahlverletzenden Prozessen [Eit95] beim π^+ und μ^+ Zerfall und die Suche nach Neutrino-Oszillationen in den Kanälen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ [Rap96, Jan97], $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ [Eit95] und $\nu_e \rightarrow \nu_x$ [Eit95, Arm97] in den Vordergrund. Die Suche nach Oszillationen war in allen Kanälen bisher negativ, die entsprechenden Resultate stehen damit im Widerspruch zum Resultat des LSND-Experiments. Allerdings reichte die Sensitivität auch im besonders sensitiven Kanal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ nicht aus, um den gesamten, von LSND favorisierten Parameterbereich in $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 mit 90% C.L. auszuschließen.

¹Forschungszentrum und Universität Karlsruhe, Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Queen Mary and Westfield College, London, University of Oxford, Universität Erlangen-Nürnberg und Universität Bonn

Limitiert ist die Sensitivität in diesem Kanal durch das verbleibende Niveau des durch kosmische Strahlung induzierten Untergrunds. Als Ursache dieses Untergrunds wurden Neutronen identifiziert [Rap96], die in der massiven Eisenabschirmung entstehen, die den KARMEN-Detektor umgibt. Negative kosmische Myonen stoppen in der Eisenabschirmung und produzieren bei ihrem nuklearen Einfang an den Eisenkernen Neutronen, die ungesehen durch das zweilagige Antizählersystem bis in den Zentraldetektor gelangen und dort über elastische (n, p) -Stöße sowie anschließende Thermalisierung und (n, γ) -Einfänge die Nachweissignatur von $\bar{\nu}_e$ simulieren. Höherenergetische Neutronen mit Energien von bis zu einigen hundert MeV werden bei tief-inelastischen Streuungen kosmischer Myonen an den Eisenkernen durch die nachfolgende Spallation produziert.

Wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit war die präzise Aufklärung der Natur des Oszillationsuntergrunds. Dazu wurden die Antizählersysteme des KARMEN-Detektors benutzt, um die Myonen nachzuweisen und korreliert dazu die emittierten Neutronen im Zentraldetektor durch eine selektive sequentielle Signatur zu identifizieren. Durch den Vergleich mit umfangreichen Monte-Carlo Simulationen konnte die Natur des kosmisch induzierten Untergrunds im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanal zweifelsfrei aufgeklärt werden und darüber hinaus gezeigt werden, daß es keinen Hinweis auf eine zusätzliche, nicht myoninduzierte Untergrundquelle gibt.

Auf Basis dieser Ergebnisse wurde im Laufe des Jahres 1996 innerhalb der 2–3 m dicken Eisenabschirmung eine zusätzliche, dritte Lage eines insgesamt 300 m² großen, aus 136 Einzelmodulen bestehenden Vetozählersystems installiert. Dieses Vetozählersystem erlaubt den effizienten Nachweis kosmischer Myonen, die in der Nähe des Zentraldetektors Neutronen produzieren und so eine potentielle Untergrundquelle im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanal bilden. Die Optimierung der Anordnung der Module wurde im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen wesentlich unterstützt. Nach Vorliegen der ersten Daten nach Inbetriebnahme des Vetozählersystems im Februar 1997 konnte in einer aufwendigen Analyse gezeigt werden, daß die von der Simulation vorhergesagte Reduktion des kosmisch induzierten Untergrunds um einen Faktor 40 tatsächlich erreicht wurde. Wie weiter gezeigt wurde, konnte dadurch eine Steigerung der Sensitivität für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen um mehr als einen Faktor fünf erzielt werden. KARMEN ist damit in der Lage, nach 2–3 Jahren Meßzeit nahezu den kompletten von LSND favorisierten Parameterbereich zu überdecken und dieses experimentelle Resultat zu widerlegen oder aber zu bestätigen. Im Falle einer Bestätigung kann das KARMEN-Experiment aufgrund seiner spektroskopischen Qualität einen wichtigen Beitrag zur Festlegung der Oszillationsparameter leisten und damit die Planung dezidierter Experimente zur Untersuchung der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen mit hoher Statistik erleichtern.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in Abschnitte über die Neutrinoproduktion an der Spallationsneutronenquelle ISIS, den Nachweis der Neutrinos mit Hilfe kernphysikalischer Reaktionen, eine Einführung in die Phänomenologie der Neutrino-Oszillationen mit einem besonderen Schwerpunkt auf den Experimenten KARMEN und LSND und eine detaillierte Beschreibung des KARMEN-Detektors inklusive der beim Upgrade hinzugekommenen Detektorteile. Im Anschluß daran werden die für die umfangreichen Monte-Carlo Simulationen des kosmisch induzierten Neutronenuntergrunds im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanal verwendeten Methoden und ihre Verifizierung durch einen Vergleich der simulierten und gemessenen Myonsignaturen in den verschiedenen Antizählern vorgestellt. Die Wirksamkeit des Upgrades wird durch die Analyse der zwischen Februar und September 1997 nach der In-

stallation der Vetoähler aufgenommenen Daten demonstriert und die gemessenen Untergrundreduktionsfaktoren mit der Erwartung aus der Simulationsrechnung verglichen. Die Arbeit schließt mit einem detaillierten Ausblick auf die zu erwartende Sensitivität im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanal, die auf einer umfassenden Analyse des verbleibenden Untergrunds basiert. Das Entdeckungspotential für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen wird aufgezeigt, und die Chancen, mit KARMEN den fundamentalen Oszillationsparameter Δm^2 zu bestimmen.

Kapitel 2

Neutrinoophysik an der Spallationsneutronenquelle ISIS

2.1 Die Neutrinoquelle ISIS

Die Spallationsneutronenquelle ISIS befindet sich am Rutherford Appleton Laboratory (RAL) in Chilton, Didcot, England. In einem *rapid cycling* Synchrotron werden zwei Protonenpulse innerhalb von 20 ms auf 800 MeV beschleunigt (siehe Abb. 2.1). Die um 180° versetzt umlaufenden Protonenpakete werden extrahiert, auf ein Tantal/Schwerwasser

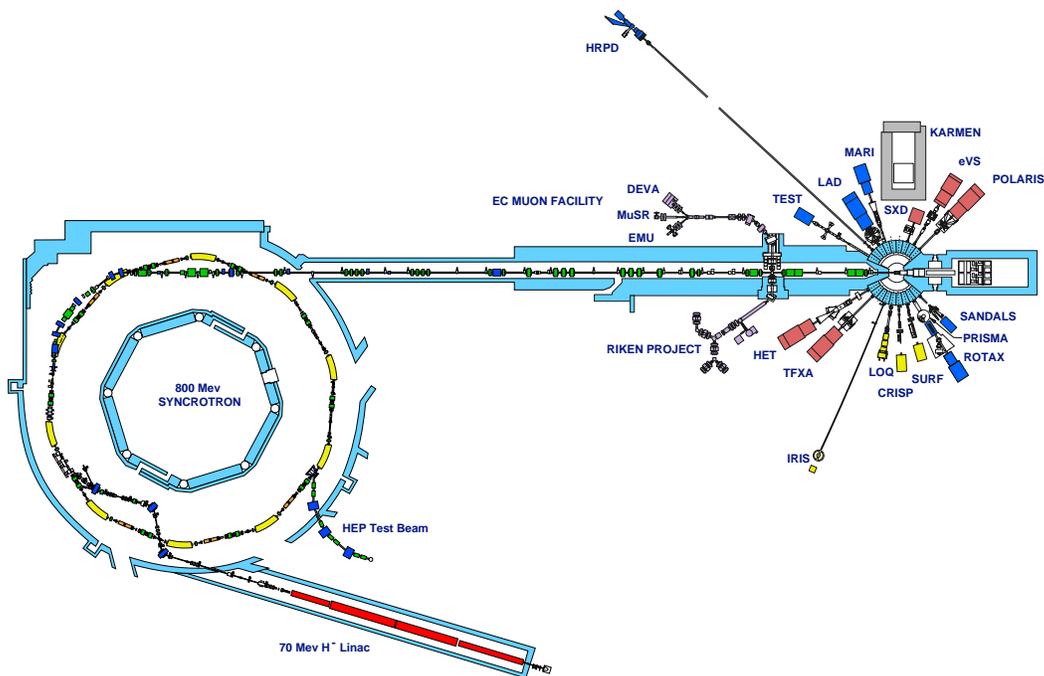


Abbildung 2.1: *rapid cycling* Synchrotron und ISIS Target mit den umgebenden Experimenten am Rutherford Appleton Laboratory.

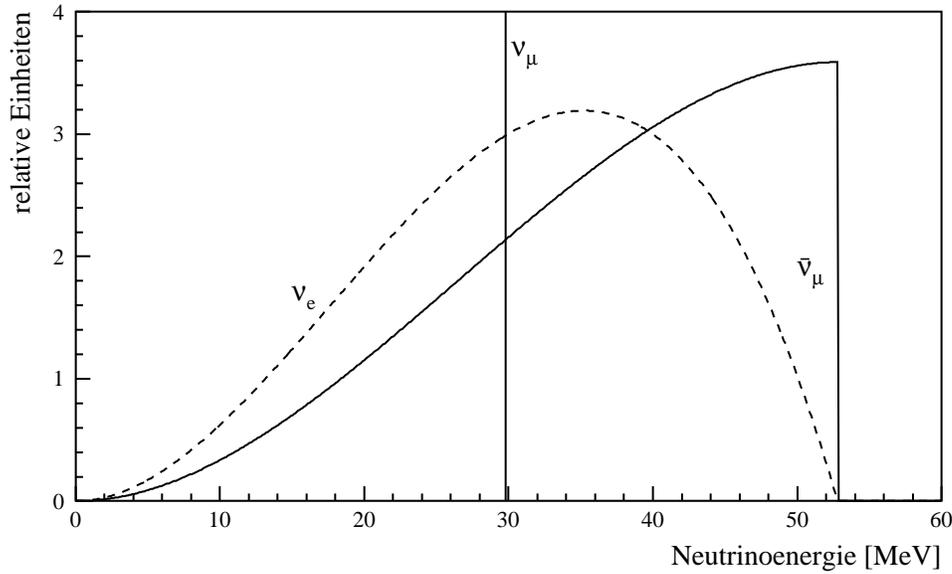
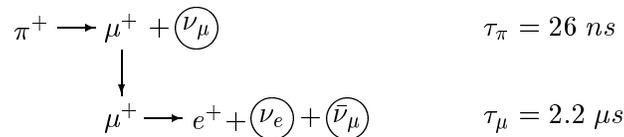


Abbildung 2.2: Energiespektren der monoenergetischen ν_μ aus dem π^+ und der ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ aus dem μ^+ -Zerfall in Ruhe.

Target geleitet und produzieren dort durch Spallation der Tantalkerne ca. 30 Neutronen pro Proton in einem weiten Energiebereich bis zu etwa 400 MeV. Durch gekühlte Methan-Moderatoren werden die Neutronen thermalisiert und über mehrere Strahlrohre Experimenten zu festkörperphysikalischen Strukturuntersuchungen zugeführt. Neben den Neutronen entstehen durch die Spallation auch neutrale und geladene Pionen (π^0, π^\pm). Während die π^0 mit einer Lebensdauer von $\tau_{\pi^0} = 8.4 \times 10^{-17}$ s sehr schnell in zwei Gammaquanten zerfallen, werden die entstehenden π^- nahezu vollständig von den Targetkernen über starke Wechselwirkungen absorbiert. Damit stehen nur noch die π^+ zur Neutrinoerzeugung über die Zerfallskette



zur Verfügung. Sowohl der π^+ als auch der μ^+ -Zerfall finden dabei in Ruhe statt. Bei der Spallation entstehen im Mittel 4.59×10^{-2} π^+ pro Proton, bei einem Strahlstrom von $200 \text{ } \mu\text{A}$ führt dies zu einem isotrop emittierten Neutrinofluß gleicher Intensität von 5.73×10^{13} Neutrinos pro Sekunde der Neutrinoarten ν_e, ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$. Für die Suche nach Neutrino-Oszillationen sehr wichtig ist die Tatsache, daß im ISIS Target praktisch keine $\bar{\nu}_e$ produziert werden. Darauf wird in Abschnitt 10.1.3 ausführlich eingegangen. Der KARMEN-Detektor steht in einer mittleren Entfernung von 17.64 m vom ISIS Target unter einem Winkel von 100° zur Protonenstrahlrichtung und deckt einen Raumwinkel von ca. 0.06 Steradian ab.

Der Zweikörperzerfall der π^+ in Ruhe ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$) produziert monoenergetische ν_μ mit einer Energie von $E_{\nu_\mu} = 29.8 \text{ MeV}$, während der Dreikörperzerfall des μ^+ ebenfalls

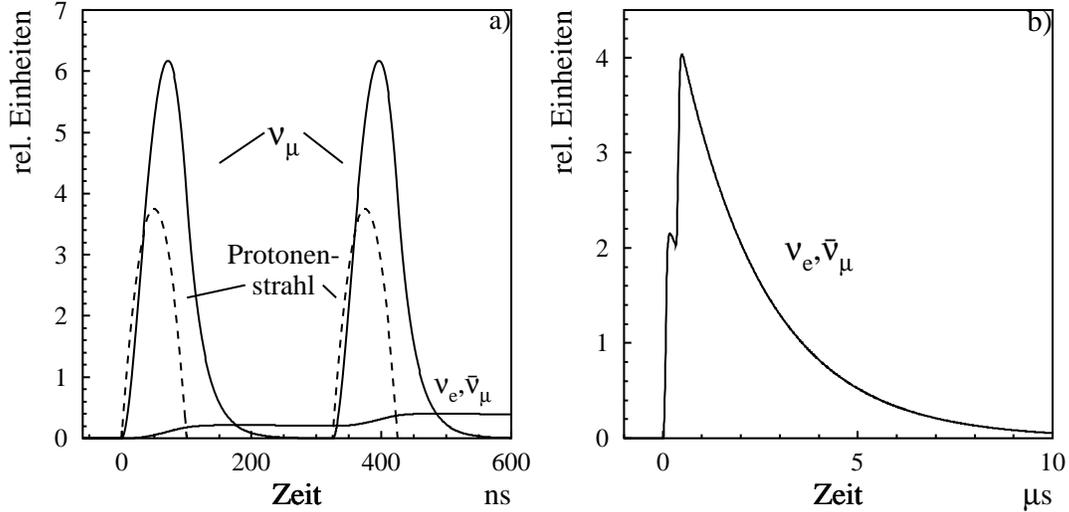


Abbildung 2.3: Zeitverteilung der Neutrinos aus dem π^+ (a) und μ^+ (b) Zerfall bei ISIS. Die Höhe der Protonenstrahlpulse ist nicht maßstäblich.

in Ruhe ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$) zu einem kontinuierlichen Energiespektrum der ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ Neutrinos mit einer Endpunktsenergie von jeweils $E_{\max} = 52.83$ MeV führt (Abb. 2.2). Die Form der Energiespektren der ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ kann im Rahmen der V-A Theorie der schwachen Wechselwirkung exakt berechnet werden [Bou57]. Für die Energiespektren gilt dabei

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

Dabei ist $\epsilon = E_\nu/E_{\max}$ die reduzierte Neutrinoenergie und ρ der sog. Michelparameter mit $\rho = 0$ für ν_e und $\rho = 3/4$ für $\bar{\nu}_\mu$. Das unterschiedliche Endpunktsverhalten der ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ -Spektren resultiert aus der Drehimpulserhaltung bei den Zerfällen mit maximaler Neutrinoenergie, bei denen das Neutrino mit Maximalenergie in die eine Richtung, das Positron und das andere Neutrino in der Gegenrichtung emittiert werden. Die Spins zweier Antiteilchen (e^+ und $\bar{\nu}_\mu$) gleicher Richtung und eines Teilchens (ν_e) entgegengesetzter Richtung addieren sich nicht zum Spin 1/2 des Myons, damit sind Zerfälle am Endpunkt für ν_e unterdrückt, während dies für $\bar{\nu}_\mu$ nicht gilt.

Die Protonenpakete sind beim Verlassen des Synchrotrons parabelförmig mit einer Basisbreite von 100 ns und einem zeitlichen Abstand von 325 ns (Abb. 2.3). Aufgrund der Lebensdauer der π^+ von nur $\tau_{\pi^+} = 26$ ns folgen die emittierten ν_μ zeitlich sehr eng dem Protonenstrahlprofil. Die aus dem μ^+ -Zerfall stammenden ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ dagegen werden mit der Lebensdauer $\tau_{\mu^+} = 2.2$ μ s auf einer um zwei Größenordnungen längeren Zeitskala emittiert und lassen sich damit durch Zeitschnitte einfach von den ν_μ trennen. Die weltweit einzigartige Zeitstruktur der gepulsten Spallationsneutronenquelle ISIS erlaubt somit die spezifische, nach Flavours getrennte Untersuchung der Neutrinoreaktionen. Des weiteren ermöglicht die Konzentration der Neutrinoemission auf im Vergleich zur Wiederholfrequenz des Synchrotrons von 50 Hz enorm kurze Zeitspannen (der *duty factor* beträgt 1.5×10^{-5} für ν_μ bzw. 5×10^{-4} für ν_e und $\bar{\nu}_\mu$) eine effektive Unterdrückung des nicht strahlkorrelierten, kosmischen Untergrunds, der darüber hinaus in der pro Strahlperiode

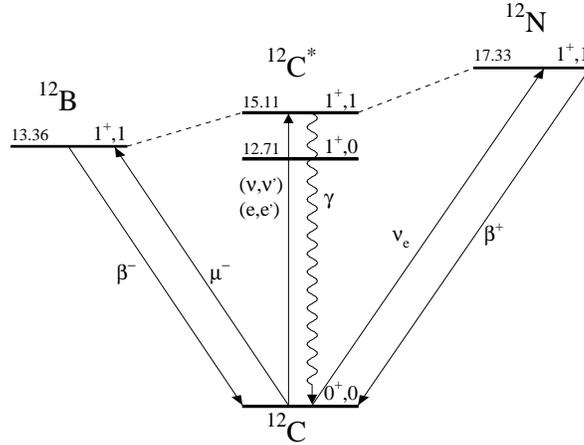


Abbildung 2.4: Isospintriplett ^{12}B , ^{12}C , ^{12}N und erlaubte Übergänge von und zu $^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$.

verbleibenden Meßzeit mit hoher Präzision *online* und kontinuierlich vermessen werden kann.

2.2 Neutrino–Kernphysik

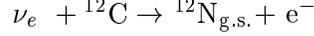
Die im Verlauf der Jahre 1990–1995 beim KARMEN–Experiment aufgenommenen Daten wurden einer Vielzahl von Analysen unterzogen, die mit großer Reichhaltigkeit Ergebnisse zu einer ganzen Reihe von Fragestellungen zur Wechselwirkung von Neutrinos mit Kernen lieferten. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse dieser Analysen und ihre Bedeutung für astrophysikalische Fragestellungen aber auch für kernphysikalische Modelle und Tests des Standardmodells der schwachen Wechselwirkung im Überblick vorgestellt. Der für die Wechselwirkungen aller drei Neutrino­flavours bedeutendste Targetkern im KARMEN–Detektor ist ^{12}C . Neben den mit diesem Kern stattfindenden Reaktionen wurden in den letzten Jahren aber auch die Reaktionen mit ^{13}C , das mit seinem natürlichen Isotopenanteil von 1.1% im Kohlenstoff des mit Flüssigszintillator versetzten Mineralöls vorhanden ist, und mit ^{56}Fe der den Detektor umgebenden Eisenabschirmung analysiert.

Neben der physikalischen Bedeutung der Ergebnisse dieser Analysen ist das Verständnis dieser relativ häufig im KARMEN–Detektor ablaufenden Prozesse die Grundvoraussetzung für die Suche nach über das Standardmodell der schwachen Wechselwirkung hinausgehenden Reaktionen, wie der Nachweis von Neutrino–Oszillation oder die Suche nach seltenen, im Standardmodell verbotenen π^+ oder μ^+ Zerfällen. Das bei den Neutrino–Kernreaktionen erworbene Wissen über die für die Suche nach seltenen Neutrino­reaktionen verwendeten Nachweisreaktionen wie auch über die genauen Detektoreigenschaften ermöglichen erst präzise Vorhersagen der im Detektor erwarteten Signaturen und damit die eindeutige Identifizierung seltener Prozesse bzw. den Ausschluß derselben.

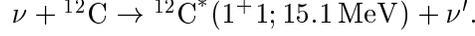
2.2.1 Neutrino–Kernwechselwirkungen an ^{12}C

Die von ISIS produzierten Neutrino­flavours ν_e , ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$ induzieren Übergänge des $^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$ in das von ^{12}B , ^{12}C und ^{12}N gebildete $A = 12$ Isospintriplett (Abbildung 2.4). Die nur von

ν_e induzierte Reaktion



läuft dabei über den Austausch von W^\pm -Bosonen (geladener Strom, CC) ab. Die neutrale Stromanregung (NC) über den Austausch von Z^0 -Bosonen wird dagegen von allen Neutrino-Flavours ν_e , ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$ verursacht und führt zu einem angeregten Niveau des ${}^{12}\text{C}$ Kerns:



Der inverse β -Zerfall von ${}^{12}\text{C}(0^+, 0)$ zu ${}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}(1^+, 1)$ initiiert beim Austausch des W^\pm -Bosons sowohl eine Änderung des Isospins T wie auch des Kernspins J . Deshalb trägt nur der isovektorielle ($\Delta T = 1$), axialvektorielle ($\Delta J = 1$) Anteil zum schwachen hadronischen Strom bei. Damit bildet diese Reaktion einen Spin-Isospin-Filter.

Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte der CC- und NC-Reaktionen kann aufgrund der im Vergleich zur Z^0 und W^\pm -Masse niedrigen Neutrinoenergien über den Strom-Strom-Ansatz einer punktförmigen vier Fermionen Wechselwirkung erfolgen. Für das Matrixelement gilt dabei

$$M = \frac{G_F \cos \Theta_C}{\sqrt{2}} \cdot j_\mu^l \cdot J^{h\mu}$$

mit der Fermikonstanten G_F , dem die Quarkmischung beschreibenden Cabbibo-Winkel $\cos \Theta_C$, dem leptonischen Strom j_μ^l und dem hadronischen Strom $J^{h\mu}$. Im hadronischen Strom ist die Struktur des Kerns enthalten, die durch theoretische Modelle, wie z.B. das Elementarteilchenmodell (*elementary particle model*, EPM) [Fuk88] beschrieben wird. Dieses Modell reduziert die Beschreibung der komplexen Kernstruktur auf schwache, axiale, magnetische, pseudoskalare und tensorielle Formfaktoren $F_{A,M,P,T}(q^2)$, die vom Viererimpulsübertrag q^2 bei der Wechselwirkung abhängen. Im Energiebereich bis 52.8 MeV der ISIS Neutrinos sind alle Formfaktoren bis auf $F_A(q^2)$ vernachlässigbar [Min89]. Unter der Annahme, daß der axiale Formfaktor im geladenen Strom die gleiche q^2 -Abhängigkeit besitzt wie der schwache magnetische Formfaktor $F_M(q^2)$ und unter der Hypothese der Erhaltung des vektoriellen Stroms in der schwachen Wechselwirkung (*Conserved Vector Current*, CVC), läßt sich der schwache, axiale Formfaktor durch den magnetischen Formfaktor $\mu(q^2)$ ausdrücken:

$$\frac{F_A^{CC}(q^2)}{F_A^{CC}(0)} \approx \frac{F_M^{CC}(q^2)}{F_M^{CC}(0)} \quad \text{mit} \quad F_M^{CC}(q^2) = \sqrt{2} \mu(q^2).$$

$\mu(q^2)$ läßt sich aus der elektromagnetischen M1 Abregung ${}^{12}\text{C}^*(1^+1, 1) \rightarrow {}^{12}\text{C}_{\text{g.s.}} + \gamma$ ($E_\gamma = 15.1$ MeV) ableiten. Damit läßt sich der Wirkungsquerschnitt der geladenen Stromreaktion an ${}^{12}\text{C}$ berechnen. In der Nähe der Reaktionsschwelle (der Q-Wert der Reaktion beträgt 17.3 MeV) gilt in guter Näherung die durch die Vergrößerung des Phasenraums des emittierten Elektrons mit zunehmender Neutrinoenergie gegebene Abhängigkeit

$$\sigma_{CC} \sim (E_{\nu_e} - Q)^2 \cdot |M|^2 \sim (E_{\nu_e} - Q)^2 \sim E_e^2.$$

Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts der neutralen Stromreaktion gilt eine durch den schwachen Mischungswinkel Θ_W modifizierte Kopplung der magnetischen Formfaktoren:

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

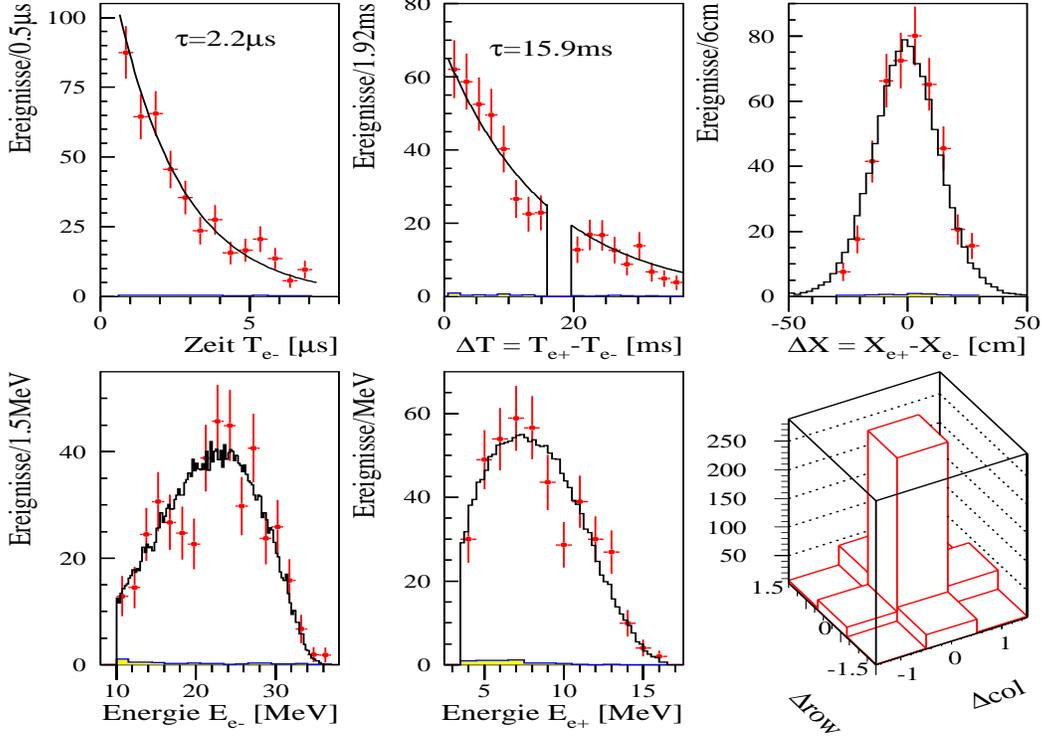
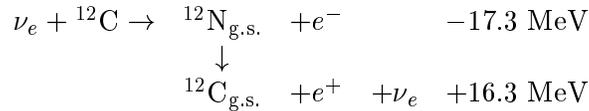


Abbildung 2.5: Energie-, Orts- und Zeitverteilungen der e^- aus identifizierten $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktionen und den nachfolgenden e^+ aus den ^{12}N -Zerfällen (Punkte mit Fehlerbalken). Die aus Monte-Carlo Simulationen erwarteten Verteilungen sind mit eingezeichnet (durchgezogen) und das sehr geringe Niveau des bereits subtrahierten Untergrunds ist schattiert unterlegt.

2.2.2 Messung der geladenen Stromreaktion an ^{12}C

Die Signatur der exklusiven geladene Stromreaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ besteht aus dem prompten Elektron aus dem inversen Betazerfall und dem am gleichen Ort stattfindenden Betazerfall des produzierten ^{12}N mit einer Lebensdauer von $\tau = 15.9$ ms unter Emission eines Positrons:



Durch die stringente räumliche und zeitliche Korrelation des e^- und e^+ lassen sich die so induzierten Sequenzen mit einem Signal zu Untergrundverhältnis von 35:1 praktisch untergrundfrei nachweisen (Abb. 2.5). Die Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ stellt damit einen eindeutigen Nachweis von ν_e im KARMEN-Detektor zur Verfügung, der sowohl bei der Analyse der Struktur des Myonzerfalls als auch der Suche nach Neutrino-Oszillationen eingesetzt wird.

Aus den in den Jahren 1990–1995 aufgenommenen Daten lassen sich 513 Sequenzen extrahieren und damit ein über das Energiespektrum der ν_e gemittelter Wirkungsquerschnitt

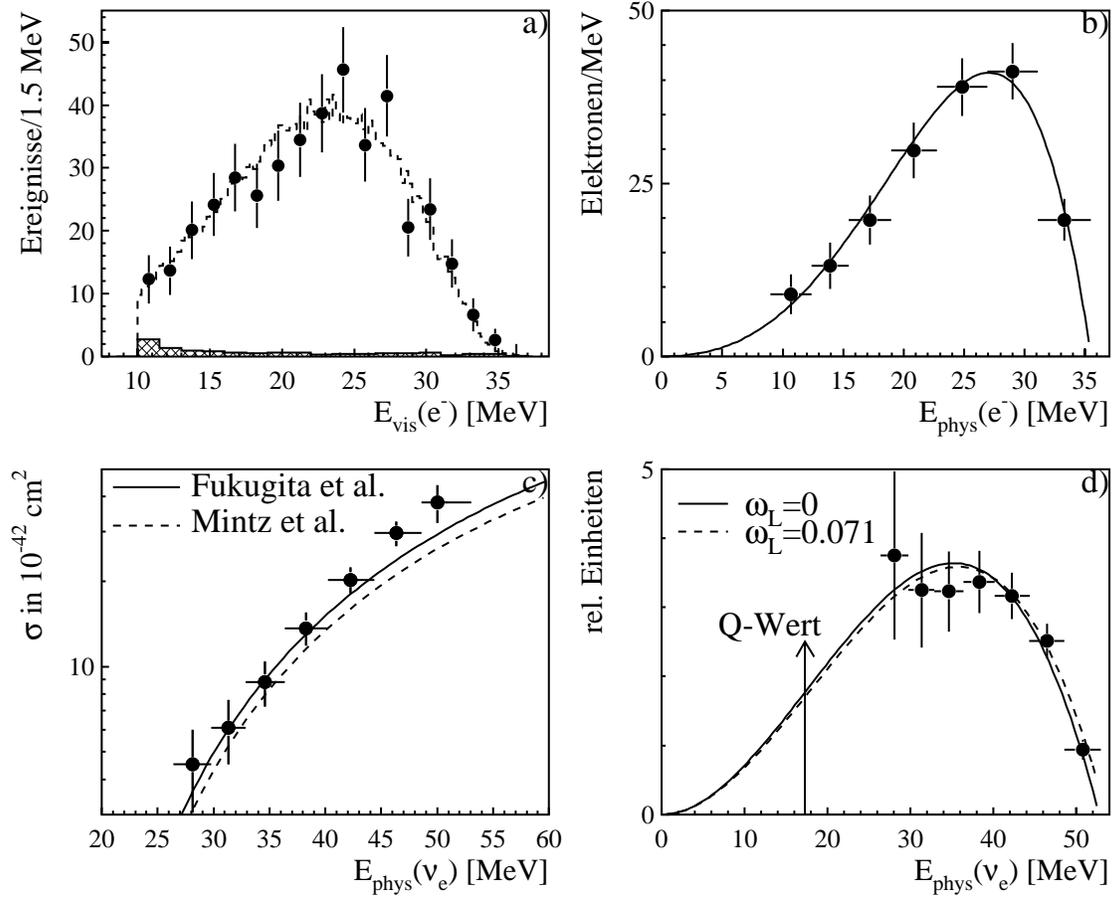


Abbildung 2.6: Spektrum der sichtbaren (a) und der physikalischen (b) Elektronenergie aus der CC-Reaktion, gemessener Verlauf des Wirkungsquerschnitts (c) und das ν_e Quellspektrum (d) nach dem Standardmodell und modifiziert für einen endlichen Wert von ω_L .

von [Kle94, Fai95, Arm97b]

$$\langle \sigma \rangle_{CC} = (9.4 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.8(\text{syst.})) \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

bestimmen, der sehr gut mit der theoretischen Erwartung aus Rechnungen nach dem EPM von $\langle \sigma \rangle_{CC} = 9.2 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ [Fuk88] übereinstimmt.

Neben der Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts lässt sich aufgrund der sehr guten spektroskopischen Qualität der Energiemessung im KARMEN-Detektor aus der gemessenen, sichtbaren Elektronenergie nach einer Entfaltungsprozedur, die die endlichen Detektoraufösungen berücksichtigt, auf das Spektrum der physikalischen Elektronenergien schließen (Abbildung 2.6b). Daraus lässt sich unter Voraussetzung der Form des ν_e Quellspektrums entweder die energieabhängige Form des Wirkungsquerschnitts (2.6c), oder unter Voraussetzung des Wirkungsquerschnitts die Form des ν_e Quellspektrums (2.6d) der ν_e aus dem Myonzerfall bestimmen.

Im ersten Fall lässt sich aus der Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts die Abhängigkeit des Formfaktors F_A^{CC} vom Impulsübertrag q^2 bestimmen. Unter der An-

nahmen eines Dipolverhaltens

$$F_A^{CC}(q^2) = F_A^{CC}(0) \cdot \frac{1}{(1 - q^2/M_A^2)^2}$$

ergibt sich die Dipolmasse zu $M_A = (180_{-45}^{+200}) \text{ MeV}/c^2$ [Bod94] in guter Übereinstimmung mit den in theoretischen Rechnungen [Min89] benutzten Werten.

Die Form des Energiespektrums der beim Myonzerfall emittierten ν_e ist empfindlich auf über das Standardmodell der V-A Theorie hinausgehende Kopplungen. Ein allgemeiner Ansatz für das Matrixelement des Myonzerfalls besteht aus einer Summe über die Ströme verschiedener Lorentzstruktur [Fet86]:

$$M = \frac{4}{\sqrt{2}} G_F \sum_{\substack{\gamma=S,V,T \\ \epsilon,\mu=R,L}} g_{\epsilon,\mu}^\gamma \langle \bar{\epsilon}_\epsilon |, \gamma | (\nu_e)_n \rangle \langle (\bar{\nu}_\mu)_m |, \gamma | \mu_\mu \rangle$$

Die Summe erstreckt sich dabei über 6 linear unabhängige Terme mit den komplexen Kopplungskonstanten $g_{\epsilon,\mu}^\gamma$ für die Kombinationen aus den lorentzinvarianten Wechselwirkungsarten $\gamma = S$ (skalar), $\gamma = V$ (vektoriell) und $\gamma = T$ (tensoriell) und den Chiralitätszuständen linkshändig (L) und rechtshändig (R) der beteiligten massiven Leptonen μ und e . Die Chiralitätszustände der Neutrinos m und n ergeben sich direkt aus der Art der Wechselwirkung, da die Chiralitäten im vektoriellen Fall gleich der der schweren Leptonen, im Fall der tensoriellen und skalaren entgegengesetzt sind. Im Rahmen des Standardmodells gilt

$$g_{LL}^V = 1 \quad \text{und} \quad g_{\epsilon,\mu}^\gamma = 0 \quad \text{sonst.}$$

Eine Abweichung vom Standardmodell, bei der auch skalare und tensorielle Ströme beitragen, würde sich in einer Erhöhung des ν_e Flusses am Endpunkt des Energiespektrums linkshändiger ν_e äußern. Parametrisieren läßt sich diese Abweichung über den Parameter ω_L , der den Anteil skalarer und tensorieller Kopplungen am Energiespektrum beschreibt:

$$\frac{dN_L(E_\nu)}{dE_\nu} \sim F_{V-A}(E_\nu) + \omega_L F_{S,T}(E_\nu).$$

Aus einer Analyse des Energiespektrums der zwischen 1990 und 1995 aufgenommenen CC-Sequenzen läßt sich der Parameter ω_L aus einer Variation des erwarteten Spektrums an das gemessene zu $\omega_L = (-0.3_{-3.0}^{+3.5} \pm 3.0) \times 10^{-2}$ [Arm97b] in Übereinstimmung mit dem Standardmodell ($\omega_L = 0$) bestimmen. Daraus läßt sich mit 90% Vertrauensniveau (*confidence level*, C.L.) eine obere Grenze von $\omega_L < 0.083$ (90% C.L.) ableiten. ω_L läßt sich durch eine Kombination der Kopplungskonstanten $g_{\epsilon,\mu}^\gamma$ ausdrücken. Dominant sind in diesem Term aufgrund der von anderen Experimenten gelieferten Einschränkungen [Pic97] allerdings nur zwei Kopplungen, für die sich die folgende obere Abschätzung ergibt:

$$|g_{R,L}^S + 2g_{R,L}^T| \leq \sqrt{\frac{16}{3}} \omega_L = 0.67 \text{ (90\% C.L.)}$$

Hier liefert die Analyse der Form des ν_e Spektrums aus dem μ^+ Zerfall eine wertvolle Ergänzung zu den auf andere Art gewonnenen Einschränkungen der Kopplungskonstanten.

Insgesamt zeigt sich also sowohl bei der Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts als auch bei der Form des Energiespektrums keine Abweichung von der aus dem

Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung abgeleiteten Erwartung. Damit eignet sich die Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ besonders als Nachweisreaktion für die Suche nach $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationen im *appearance* Kanal und nach $\nu_e \rightarrow \nu_x$ Oszillationen im *disappearance* Kanal. Darauf wird im Kapitel 3 genauer eingegangen.

2.2.3 Messung der geladenen Stromreaktionen an ^{13}C und ^{56}Fe

Der natürliche Isotopenanteil von ^{13}C beträgt 1.1%. Trotz dieses geringen Anteils konnte aus einer Analyse der KARMEN-Daten 1990–1995 ein vorläufiger Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ extrahiert werden, da durch den niedrigen Q-Wert von 2.2 MeV der Wirkungsquerschnitt etwa eine Größenordnung über dem der geladenen Stromreaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ liegt. Gleichzeitig liegt damit der Endpunkt des Elektronspektrums mit 50.6 MeV deutlich höher als bei ^{12}C . Allerdings läßt sich der Endzustand der ^{13}C Reaktion nicht durch eine stringente, zeitlich und räumlich korrelierte Koinzidenz mit dem Zerfall von ^{13}N identifizieren, da die Lebensdauer von ^{13}N 14.36 min beträgt und der Endpunkt des β^+ -Zerfallsspektrums bei 1.2 MeV liegt. Für die Analyse dieser Reaktion steht also nur eine *single prong* Signatur der prompten Elektronemission beim inversen β -Zerfall $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ zur Verfügung.

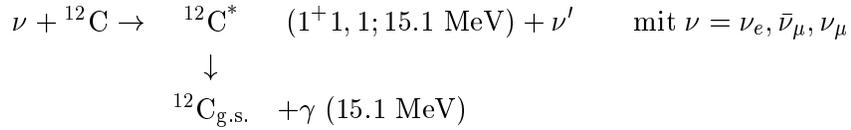
Der KARMEN-Detektor ist von einer massiven Eisenabschirmung umgeben. Dort stattfindende geladene Stromreaktionen mit Eisen $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$ lassen sich indirekt durch in den Detektor eindringende Bremsstrahlung nachweisen, die noch in der Abschirmung durch die e^- produziert wird. Auch hier verbietet sich durch die lange Lebensdauer von 113.6 Tagen die Suche nach den Zerfällen des gebildeten ^{56}Co . Der niedrige Q-Wert (1.5 MeV) erlaubt Elektron- und damit Bremsstrahlungsenergien bis 51.3 MeV, allerdings mit einem typischen, zu niedrigen Energien hin stark ansteigenden Bremsstrahlungs-Energiespektrum. Die im Detektor nachgewiesenen Ereignisse überdecken damit den gleichen Energiebereich wie die aus der $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ Reaktion. Daher wurde für beide Reaktionen eine kombinierte Analyse nach dem *maximum likelihood* Verfahren durchgeführt, in das neben der Energieinformation auch die Information aus den signifikant unterschiedlichen Ortsverteilungen beider Reaktionen eingeht [Ruf96]. Die resultierenden, gemessenen Wirkungsquerschnitte [Mas97]

$$\begin{aligned} \langle \sigma(^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}) \rangle &= (2.51 \pm 0.83(\text{stat.}) \pm 0.42(\text{syst.})) \times 10^{-40} \text{ cm}^2 \\ \langle \sigma(^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}) \rangle &= (0.5 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.1(\text{syst.})) \times 10^{-40} \text{ cm}^2 \end{aligned}$$

sind in guter Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen. Die Analyse der beiden Reaktionen ist durch das Niveau des kosmisch induzierten Untergrunds limitiert, hier wird nach Durchführung des KARMEN-Upgrades und der Reduktion des Untergrunds mit einer deutlichen Verminderung der statistischen Fehler gerechnet.

2.2.4 Messung der neutralen Stromreaktion an ^{12}C

Die Anregung des ^{12}C über den neutralen Strom läßt sich nur durch die *single prong* Signatur des bei der Abregung des 15.1 MeV Niveaus des ^{12}C in 92% aller Fälle emittierten Gammaquants nachweisen:



Diese Reaktion wird gleichermaßen von allen drei Neutrino-Flavours verursacht, allerdings war eine Auswertung für die ν_μ wegen des hohen Niveaus strahlkorrelierter Untergrunds in der zeitlichen Nähe der Protonenpulse erst in jüngster Zeit möglich. Für die flußgemittelten Wirkungsquerschnitte wurden die Werte [Wol95, Mas97]

$$\langle \sigma \rangle_{\nu_e + \bar{\nu}_\mu}^{NC} = (10.9 \pm 0.7(\text{stat.}) \pm 0.8(\text{syst.})) \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

und [Ste96, Arm97c]

$$\langle \sigma \rangle_{\nu_\mu}^{NC} = (3.2 \pm 0.5(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.})) \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

gefunden. Auch diese Werte befinden sich in Übereinstimmung mit den aus dem EPM-Modell gewonnenen Erwartungen [Fuk88].

Die Messung der hier zitierten Wirkungsquerschnitte und der nicht näher dargestellten *inklusive* geladenen Stromreaktion ${}^{12}\text{C} (\nu_e, e^-) {}^{12}\text{N}^*$ sind von großer astrophysikalischer Bedeutung, da sie z.B. Eingang in Modellrechnungen von Supernovaexplosionen und der während der Explosion stattfindenden Neutrino-induzierten Nukleosynthese der schweren Elemente finden, zum anderen aber auch als Nachweisreaktionen in einer ganzen Reihe von Neutrinoexperimenten zur Analyse des solaren Neutrino-Flusses aber auch der Suche nach Neutrinos aus anderen galaktischen Quellen dienen. Ein weiterer Vorteil sind hier die mittleren Energien der Neutrinos aus dem π^+ - und μ^+ -Zerfall in Ruhe. Damit können die Wirkungsquerschnitte etwa im Energiebereich der Supernovaneutrinos und der ${}^8\text{B}$ -Neutrinos aus der Sonne vermessen werden.

Kapitel 3

Neutrino–Oszillationen

Unter der Voraussetzung einer endlichen Ruhemasse der Neutrinos und einer nicht verschwindenden Mischung zwischen den an der schwachen Wechselwirkung teilnehmenden Flavoureigenzuständen und den Masseneigenzuständen kommt es zum quantenmechanischen Phänomen der Neutrino–Oszillationen. Die Suche nach ursprünglich nicht vorhandenen Neutrino–Flavours bzw. nach dem Verschwinden einer bestimmten Flavour liefert die zur Zeit stringentesten Grenzen für die Massenunterschiede zwischen den Neutrinos.

Dieses Kapitel bietet eine kurze Übersicht über experimentelle Hinweise auf Neutrino–Oszillationen, den physikalischen Mechanismus und die zur formalen Beschreibung der Oszillationen benutzten Modelle, zunächst im allgemeinen drei–Flavour–Rahmen, dann zur Einschränkung der freien Parameter im *one mass scale dominance* Ansatz. Die bisher bei KARMEN mit den 1990–1995 aufgenommenen Daten durchgeführten Analysen zur Neutrino–Oszillation in den Kanälen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\nu_e \rightarrow \nu_x$ werden kurz präsentiert. Abschließend wird das bisher einzige Beschleunigerexperiment LSND mit einer Evidenz für Neutrino–Oszillationen detaillierter vorgestellt und mit dem KARMEN–Experiment verglichen. Die spezifischen Unterschiede der beiden Experimente werden aufgezeigt und ein Ausblick auf die Überprüfung des LSND–Resultats gegeben.

3.1 Experimentelle Hinweise auf Neutrino–Oszillationen

Zur Zeit gibt es mehrere Hinweise auf die Existenz von Neutrino–Oszillationen. Am längsten etabliert ist die Erklärung des solaren Neutrino–Defizits durch Neutrino–Oszillationen. Der durch verschiedene Experimente (Homestake [Cle94], GALLEX [Ham96], IMB, Kamiokande [Hir91], SuperKamiokande [Mar97]) vermessene Fluß solarer ν_e liegt um einen Faktor 2–3 unter dem aus der Energiebilanz der Sonne und unter Verwendung von Modellrechnungen erwarteten Neutrino–Fluß. Eine mögliche Erklärung hierfür ist die Oszillation von ν_e in die Flavours ν_μ und ν_τ , die mit den bisherigen Experimenten gar nicht oder nur in geringerem Maße nachgewiesen werden können. Die zugehörigen Δm^2 –Parameter bewegen sich im Bereich von 10^{-11} eV² (Vakuumszillationen) bzw. 10^{-5} eV² (materieverstärkte Oszillation, MSW–Effekt [Mik85, Wol78]). Ein weiterer Hinweis auf Neutrino–Oszillationen stammt aus dem Nachweis atmosphärischer Neutrinos, die beim Aufprall hochenergetischer kosmischer Strahlung auf die Erdatmosphäre entstehen. Hierbei wurde in diversen Experimenten (Kamiokande [Fuk94], SuperKamiokande [Mar97], IMB [Cap91], Soudan 2 [Pet96]) ein Defizit von ν_μ gegenüber der aus Monte–Carlo–Simulationen der

Neutrino-Produktion in der Atmosphäre stammenden Erwartung gemessen, das sich als Oszillationen interpretieren ließe. Bei Kamiokande gibt es Hinweise auf eine Winkelabhängigkeit des Defizits des ν_μ -Flusses, d.h. eine Variation mit dem Abstand L des Produktionsortes vom Detektor, der zwischen einigen km und dem Erddurchmesser betragen kann. Dies würde auf Δm^2 im Bereich von 10^{-3} eV² hindeuten.

Den bisher einzigen Hinweis auf Neutrino-Oszillationen im Labormaßstab lieferte 1995 das LSND-Experiment (Liquid Scintillation Neutrino Detector) am LAMPF in New-Mexico, USA. Inzwischen wurde die Evidenz für Neutrino-Oszillationen im Kanal $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ publiziert [Ath96a, Ath96b] und durch fortlaufende Messungen mit höherer Statistik bestätigt [Lou97]. Im komplementären Kanal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ wurde vor kurzem ebenfalls eine Evidenz gefunden [Ath97b]. Der Oszillationsparameter $\sin^2(2\Theta)$ liegt im Bereich mindestens einiger 10^{-3} oder größer, Δm^2 bewegt sich aufgrund der verwendeten Neutrinoenergien bis etwa 50 MeV und dem Abstand zur Quelle von 30 m im Bereich oberhalb von 0.03 eV². Auf das LSND-Experiment und die Evidenz für Neutrino-Oszillationen wird im Abschnitt 3.4 ausführlicher eingegangen.

Eine umfassende Beschreibung der drei derzeitigen Hinweise auf Neutrino-Oszillationen erweist sich bei der Beschränkung auf drei Neutrinomasseneigenzustände aufgrund von nur zwei unabhängigen Δm^2 -Werten als schwierig. Eine Vielzahl von theoretischen Analysen [Ack97, Rin97, Har97, Tor96, Kyu96] versucht zum Teil durch Einführung zusätzlicher Neutrinozustände, wie einem sterilen Neutrino, die Parameter der verwendeten Modelle aus den bisher vorliegenden experimentellen Resultaten einzuschränken. Bei einer Beschränkung auf drei Neutrino-Flavours gilt eine Beschreibung nur dann als möglich, wenn mindestens ein experimentelles Resultat als falsch angenommen wird, und sich z.B. der Hinweis auf eine Winkelabhängigkeit bei den atmosphärischen Neutrino-Oszillationen nicht erhärten [Fog97] würde.

Die Überprüfung und Präzisierung der experimentellen Resultate für alle drei Fälle eines positiven Hinweises auf Neutrino-Oszillationen wird in einer globalen Anstrengung vorangetrieben. Mit den in Bau befindlichen Experimenten SNO [Aar87], Borexino [Arp92] und dem am 1. April 1996 in Betrieb gegangenen SuperKamiokande Detektor steht eine neue Generation von Solarneutrino-Experimenten zur Verfügung, die über den Nachweis von Neutrinos über flavour-’blinde’ neutrale Stromreaktionen (SNO), über den spezifischen Nachweis der ⁷Be-Neutrinos mit einer Energie von 0.86 MeV (Borexino) und der Vermessung der Form des ⁸B Neutrinospektrums mit hoher Statistik (SuperKamiokande), eine Klärung des solaren Neutrinoproblems und eine zweifelsfreie Bestätigung solarer Neutrino-Oszillationen erhoffen lassen. Das ν_μ -Defizit atmosphärischer Neutrinos wurde von SuperKamiokande bereits mit hoher Statistik bestätigt, für die Winkelabhängigkeit wird in den nächsten Jahren Aufklärung erwartet. Ergänzend dazu gibt es Bemühungen, den Δm^2 -Bereich der atmosphärischen Neutrino-Oszillationen durch Beschleuniger- und Reaktorexperimente zu überdecken. Für Experimente, bei denen in Kernreaktoren produzierte $\bar{\nu}_e$ benutzt werden, reichen aufgrund der niedrigen Neutrinoenergien Abstände zum Detektor im km-Bereich aus (Palo Verde, CHOOZ), bei der Verwendung hochenergetischer Neutrinos im GeV-Bereich sind Experimente mit Neutrinoflugstrecken über hunderte von km in Planung (K2K, MINOS, ICARUS). Für einen aktuellen Überblick siehe [Goo97]. Für das CHOOZ-Experiment liegen bereits erste Ergebnisse vor [Apo97], die Neutrino-Oszillationen $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$ mit $\Delta m^2 > 0.9 \times 10^{-3}$ und $\sin^2(2\Theta) > 0.18$ (90% CL) ausschließen.

3.2 Formalismus der Neutrino–Oszillationen

3.2.1 Drei–Flavour–Formalismus

Neutrino–Oszillationen haben ihren Ursprung in der Unterscheidung der an der schwachen Wechselwirkung teilnehmenden Flavour–Eigenzustände ν_e, ν_μ, ν_τ und der die räumliche Ausbreitung der Neutrinos beschreibenden Masseneigenzustände ν_1, ν_2, ν_3 . Bei einer schwachen Wechselwirkung wie z.B. den π^+ und μ^+ –Zerfällen im ISIS Target werden Flavoureigenzustände als kohärente Summe der Masseneigenzustände produziert. Die Mischung der Masseneigenzustände zu den Flavoureigenzuständen läßt sich mit einer unitären, im Falle dreier Flavour– und Masseneigenzuständen 3×3 Matrix beschreiben:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle.$$

Hier steht der Index $\alpha = e, \mu, \tau$ für die Neutrino­flavour und $i = 1, 2, 3$ für den Masseneigenzustand. Eine zum Neutrino­sektor analoge Mischung der an der schwachen bzw. starken Wechselwirkung teilnehmenden Eigenzustände wurde im Quark­sektor experimentell etabliert und wird durch die Cabibbo–Kobayashi–Maskawa Matrix (CKM) beschrieben. Es ist somit natürlich anzunehmen, daß eine derartige Mischung auch im Lepton­sektor zwischen den Neutrinos auftreten kann, da es keinen fundierten theoretischen Grund für die Annahme verschwindender Neutrino­massen und –Mischungen im Standardmodell gibt.

Eine unitäre 3×3 Matrix läßt sich mit 3 Mischungswinkeln $\Theta_{12}, \Theta_{13}, \Theta_{23}$ und einer komplexen Phase δ parametrisieren. Die folgende Darstellung folgt der in [Pdg96] gegebenen Darstellung der CKM:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

Dabei ist $c_{ij} = \cos \Theta_{ij}$ und $s_{ij} = \sin \Theta_{ij}$. Eine von 0 verschiedene komplexe Phase δ ist dabei gleichbedeutend mit einer Verletzung der CP–Eichsymmetrie. Bleibt eine solche unberücksichtigt ($\delta = 0$), so wird U reell. In der Näherung ebener Wellen mit konstantem Impuls p_ν gilt für die zeitliche und räumliche Ausbreitung der sich aus dem Flavoureigenzustand $|\nu_\alpha\rangle$ entwickelnden Summe über die Masseneigenzustände $|\nu_i\rangle$ [Kay89]

$$|\nu_\alpha(x, t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} \nu_i e^{ip_\nu x} e^{-iE_i t}.$$

Die Energie E_i des Masseneigenzustands ergibt sich aus der Ruhemasse m_i und dem Impuls p_ν zu $E_i = \sqrt{p_\nu^2 + m_i^2} \approx p_\nu + \frac{m_i^2}{2p_\nu}$ für $m_i \ll p_\nu$, d.h. für den Fall, daß die Neutrino­ruhemasse klein ist gegenüber der verwendeten Neutrino­energie (Impuls).

Die Neutrinos werden im Detektor über schwache Wechselwirkungen, wie z.B. geladene Stromreaktionen nachgewiesen. Um die Wahrscheinlichkeit für eine solche Wechselwirkung zu berechnen, führt man den Masseneigenzustand $|\nu_i\rangle$ auf die Flavoureigenzustände $|\nu_\alpha\rangle$ zurück:

$$|\nu_i\rangle = \sum_\beta U_{\beta i}^* |\nu_\beta\rangle.$$

Da die Neutrinos in guter Näherung trotz endlicher (kleiner) Ruhemasse relativistisch sind ($L \approx t$, in natürlichen Einheiten), gilt damit nach einer Flugstrecke L für den aus dem Flavoureigenzustand $|\nu_\alpha\rangle$ am Ort $L = 0$ entstandenen Zustand:

$$|\nu_\alpha(L, L)\rangle = \sum_\beta \left[\sum_i U_{\alpha i} e^{-i \frac{m_i^2}{2E_\nu} L} U_{\beta i}^* \right] |\nu_\beta\rangle.$$

Der Zustand ist damit eine Überlagerung aller Flavoureigenzustände $|\nu_\beta\rangle$. Die Wahrscheinlichkeit P , im Abstand L von der Quelle einen dort als $|\nu_\alpha\rangle$ produzierten Flavoureigenzustand als Flavoureigenzustand $|\nu_\beta\rangle$ nachzuweisen ergibt sich damit zu

$$\begin{aligned} P(\alpha \rightarrow \beta, L) &= |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L, L) \rangle|^2 = P_{\alpha\beta} \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j} \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{E_\nu} \right). \end{aligned} \quad (3.1)$$

Dabei wurde vorausgesetzt, daß alle $U_{\alpha i}$ reell sind. Neben den Parametern der Mischungsmatrix U geht dabei die Differenz der Massenquadrate $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$ in eV^2 , die Distanz L von der Quelle in m und die Neutrinoenergie E_ν in MeV ein. Durch die quantenmechanische Interferenz der sich mit unterschiedlicher Geschwindigkeit ausbreitenden Masseneigenzustände kommt es also zu einer Oszillation der Wahrscheinlichkeit, nach endlicher Flugstrecke wieder den gleichen ($\alpha = \beta$) oder einen anderen Flavoureigenzustand ($\alpha \neq \beta$) nachzuweisen. Experimente, die nach dem Auftauchen einer in der Neutrinoquelle nicht vorhandenen Neutrinoart suchen, bezeichnet man als *appearance* Experimente. Sie sind im allgemeinen auf kleinere Mischungen der Neutrinoarten sensitiv als die im *disappearance mode* arbeitenden Experimente, die nach dem (teilweisen) Verschwinden einer ursprünglich vorhandenen Neutrinoart suchen. Die statistische Signifikanz für eine Abweichung von einem Nullresultat läßt sich leichter erreichen als für kleine Abweichungen von einem erwarteten, durch die ursprüngliche Neutrinoart verursachten Signal.

Die Oszillation wird neben den durch das jeweilige Experiment gegebenen Größen E_ν und L durch die drei Mischungswinkel Θ_{ij} und die Massendifferenzen Δm_{ij}^2 bestimmt, von denen nur zwei unabhängig voneinander sind. Die Längenskala des Oszillationsphänomens wird durch die sog. Oszillationslänge L_{ij} festgelegt, die gleich der Schwingungsperiode im Raum ist:

$$L_{ij} = \pi \frac{E_\nu}{1.27 \cdot \Delta m_{ij}^2}$$

Für Distanzen $L \ll L_{ij}$ ist das Oszillationsphänomen noch nicht ausgeprägt, die Neutrinos liegen noch in ihrer ursprünglichen Flavour vor. Für große Distanzen $L \gg L_{ij}$ dagegen ist die Oszillationslänge so kurz, daß aufgrund der endlichen Energie- und Ortsauflösung des Detektors das Oszillationsphänomen verschmiert, da sich der $\sin^2(1.27 \Delta m_{ij}^2 / E_\nu)$ -Term zu $1/2$ mittelt und sich so eine konstante Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\alpha\beta}$ unabhängig von L einstellt. Im mittleren Bereich $L_{ij}/L \approx 1$ hingegen sind die Neutrinoexperimente im allgemeinen besonders sensitiv auf unterschiedliche Δm_{ij}^2 . Daher lassen sich die verschiedenen Klassen von Experimenten nach ihren charakteristischen Größen L/E_ν in verschiedene Sensitivitätsbereiche für Δm_{ij}^2 einteilen. Neutrinoexperimente, die nach Oszillationen solarer Neutrinos suchen, sind auf extrem kleine Δm_{ij}^2 sensitiv, Experimente mit atmosphärischen Neutrinos decken einen mittleren Bereich ab, während Reaktor- und

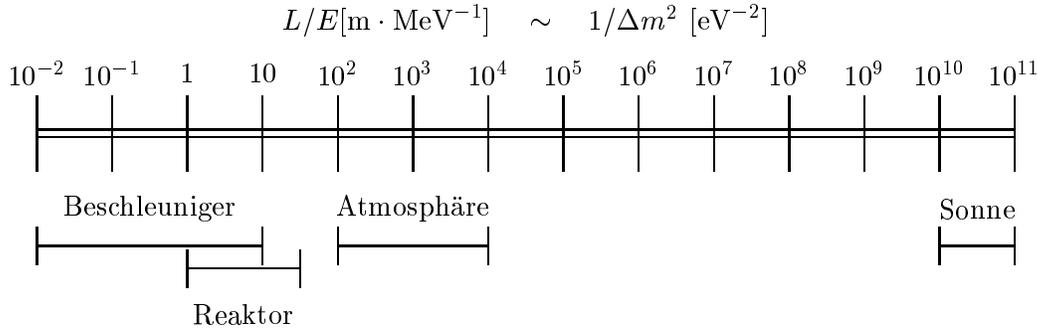


Abbildung 3.1: Sensitivitätsbereiche verschiedener Typen von Experimenten (gegliedert nach der Neutrinoquelle) zur Suche nach Vakuum-Neutrinooszillationen [Boe92]

Beschleunigerexperimente eher auf relativ große Massendifferenzen sensitiv sind (Abbildung 3.1).

Für den vorgestellten Ansatz wurde die Näherung ebener Wellen statt ausgedehnter Wellenpakete gemacht und die relativistische Energie-Impulsbeziehung angenähert. Dies ist in letzter Zeit Gegenstand von Diskussionen. Durch eine striktere Behandlung [Gro97, Kie96, Kie97] mit Wellenpaketen, in die als einzige Voraussetzung eine lokalisierte Neutrinoquelle mit einer Ausdehnung deutlich kleiner als der Oszillationslänge eingeht (dies ist bei KARMEN für alle $\Delta m_{ij}^2 < 250 \text{ eV}^2$ gewährleistet), ergeben sich jedoch keine relevanten Abweichungen vom Resultat (3.1). Das Phänomen der Neutrino-Oszillationen kann nur solange auftreten, wie der Überlapp der sich mit unterschiedlicher Gruppengeschwindigkeit ausbreitenden Wellenpakete der Masseneigenzustände gewährleistet ist. Eine genaue, gleichzeitige Orts- und Zeitmessung verringert potentiell die Breite der Wellenpakete. Für typische Experimentparameter liegt die hierfür erforderliche Präzision allerdings bei unerreichbarem $dx \sim 10^{-10} \text{ m}$ und $dt \sim 10^{-18} \text{ s}$. Für alle praktischen Erwägungen ist also die Kohärenzbedingung erfüllt.

Die große Zahl an Parametern im allgemeinen drei-Flavour-Oszillationsmodell macht eine Analyse von Experimentresultaten extrem schwierig. Daher wird in einer Vielzahl von Modellen mit unterschiedlicher Motivation und *a priori* Argumenten durch zusätzliche Bedingungen versucht, die Zahl der Parameter einzuschränken. Zu nennen ist hier der Ansatz maximaler Mischung [Nus76] in diversen Erweiterungen und Modifikationen [Har95, Har97, Kyu96, Tor96] und der aus dem *see-saw* Mechanismus abgeleitete Ansatz hierarchischer Neutrinomassen $m_1 \ll m_2 \ll m_3$ [Con90, Bil95]. Der Ansatz maximaler Mischung wird durch die zur Erklärung des solaren Neutrinoproblems notwendigen großen Mischungswinkel motiviert. Nimmt man zusätzlich eine zyklische Permutationssymmetrie der Mischungsmatrix an, so sind die Beträge der (komplexen) Matrixelemente gleich groß und die Mischungen in diesem Sinne dreifach maximal. Mit Hilfe dieses Ansatzes lassen sich z.B. die Oszillationen solarer und atmosphärischer Neutrinos durch zwei unterschiedliche Δm^2 -Parameter erklären. Allerdings ist dann eine Einbeziehung des LSND-Resultats nicht möglich, des weiteren ist dieses Modell durch ein neueres Resultat [Apo97] des CHOOZ-Experiments inzwischen weitgehend ausgeschlossen.

Der *see-saw* Mechanismus beruht auf der Annahme, daß auf einer sehr großen Energieskala M die totale Leptonzahl verletzt ist und sich das Spektrum der im allgemeinsten Fall insgesamt sechs Massenterme (drei Majorana- und drei Dirac-Massenterme) auf drei schwere Massen der Größenordnung M und drei leichte Massen $m_k \approx m_{Fk}^2/M$ aufteilt. Dabei ist m_{Fk} die Masse des geladenen Leptons der k -ten Generation. Damit erklärt der *see-saw* Mechanismus auf natürliche Art die gegenüber der geladenen Leptonen kleinen Neutrinomassen und sagt gleichzeitig eine Massenhierarchie $m_1 \ll m_2 \ll m_3$ der Masseneigenzustände voraus. Auch hierbei gilt, daß durch die zwei unterschiedlichen Δm^2 -Parameter nur zwei der drei Hinweise auf Neutrino-Oszillationen zufriedenstellend erklärt werden können.

Der folgende Abschnitt beschränkt sich auf den phänomenologischen Ansatz der *one mass scale dominance* [Fog95]. Im Gegensatz zu den vorgestellten Modellen werden hier nicht durch theoretische Vorgaben Voraussagen über die Mischungsmatrix gemacht, sondern versucht, in einem rein beschreibenden Ansatz durch eine Entkopplung der zu verschiedenen Δm^2 gehörenden Oszillationsphänomene die volle Drei-Flavour-Beschreibung einzuschränken.

3.2.2 One mass scale dominance Ansatz

Motiviert durch die für die Erklärung des solaren Neutrinoproblems durch Oszillationen $\nu_e \rightarrow \nu_x$ notwendigen extrem kleinen Massendifferenzen im Bereich von 10^{-11} eV² (Vakuumoszillationen) bis zu einigen 10^{-5} eV² (materieverstärkte Oszillationen) [Hat97], gehen die Autoren [Fog95] davon aus, daß zwei Masseneigenzustände m_1 und m_2 nahezu degeneriert sind, daß also gilt: $\Delta m_{12}^2 \ll \Delta m_{13}^2 \approx \Delta m_{23}^2$. Für die bisher an Beschleunigern und mit Hilfe von atmosphärischen Neutrinos beobachteten Oszillationsphänomene ist somit die Differenz zum dritten Masseneigenzustand m_3 verantwortlich. Durch die Entartung der Zustände ν_1 und ν_2 kann der Mischungswinkel Θ_{12} durch eine Rotation eliminiert werden und die Oszillation wird nur noch durch die drei Parameter Θ_{13} , Θ_{23} und $\Delta m^2 = \Delta m_{13}^2 = \Delta m_{23}^2$ festgelegt:

$$U = \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ -s_{23}s_{13} & c_{23} & s_{23}c_{13} \\ -c_{23}s_{13} & s_{23} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

Für sogenannte *short baseline* Experimente, d.h. für Experimente, die aufgrund ihrer L/E_ν -Parameter nicht sensitiv auf die Massendifferenz zwischen den nahezu degenerierten Masseneigenzuständen m_1 und m_2 sind, gilt für die Oszillationswahrscheinlichkeit im *appearance* ($\alpha \neq \beta$) bzw. *disappearance mode*

$$\begin{aligned} P_{\alpha\beta} &= 4U_{\alpha 3}^2 U_{\beta 3}^2 \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu} \right) \quad \text{bzw.} \\ P_{\alpha\alpha} &= 1 - 4U_{\alpha 3}^2 (1 - U_{\alpha 3}^2) \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu} \right) \end{aligned} \quad (3.2)$$

Konsequenterweise treten hierbei nur noch Mischungen zum dritten Masseneigenzustand ν_3 auf. Um die graphische Darstellung auch kleiner Mischungswinkel zu erleichtern, führen die Autoren in [Fog95] den Tangens der Mischungswinkel $\Theta_{13} = \Phi$ und $\Theta_{23} = \Psi$ ein.

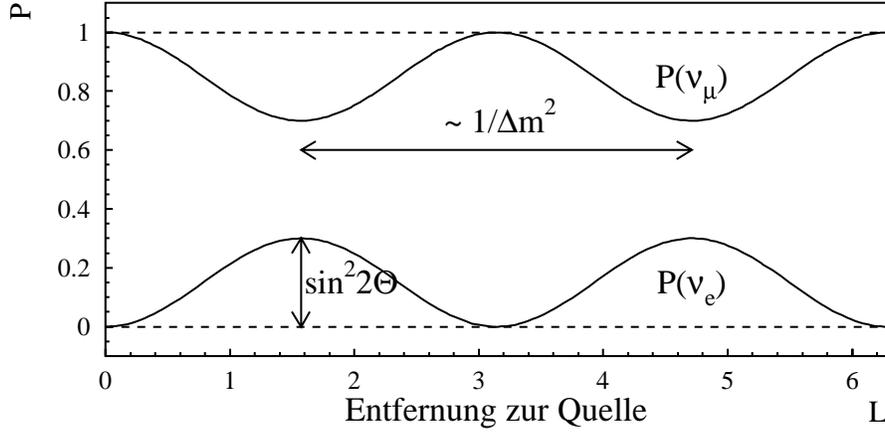


Abbildung 3.2: Veranschaulichung der Neutrinoszillationen im Zwei-Flavour-Bild am Beispiel einer $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation. Die Wahrscheinlichkeit $P(\nu_e)$ in einem zunächst reinen ν_μ -Strahl ein ν_e nachzuweisen variiert sinusförmig mit dem Abstand L zur Quelle.

Experimentsspezifische Ausschluß- bzw. Evidenzkurven lassen sich dann für ein festes Δm^2 doppeltlogarithmisch in der Ebene $\tan^2 \Phi$ über $\tan^2 \Psi$ auftragen (siehe Abb. 3.5). Dabei gelten die Relationen

$$U_{e3}^2 = \sin^2 \Phi, \quad U_{\mu 3}^2 = \cos^2 \Phi \sin^2 \Psi, \quad U_{\tau 3}^2 = \cos^2 \Phi \cos^2 \Psi.$$

Die Analyse des $\nu_e \rightarrow \nu_x$ Kanals aus den KARMEN-Daten 1990–1995 mit Hilfe dieses *one mass scale dominance* Ansatzes zeigt beispielhaft, wie mit einem solchen Ansatz Experimente mit Oszillationssuchen in unterschiedlichen Kanälen kombiniert und so Aussagen über die freien Parameter der Oszillation gewonnen werden können. Dies wird in Abschnitt 3.3.3 dargestellt.

3.2.3 Zwei-Flavour-Formalismus

Die Interpretation der Ergebnisse von Suchen nach Neutrino-Oszillationen sowohl in *appearance* wie auch *disappearance* Kanälen wird häufig vereinfacht unter der Beteiligung von nur zwei Neutrino-Flavourzuständen durchgeführt. Die Oszillationsparameter reduzieren sich dann auf nur noch einen Mischungswinkel Θ und eine Massendifferenz Δm^2 . Für die Oszillationswahrscheinlichkeit gilt dann die im folgenden auch für die Analyse der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanäle bei KARMEN verwendete Formel

$$P_{\alpha\beta} = \sin^2(2\Theta) \cdot \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu} \right). \quad (3.3)$$

Trotz der starken Vereinfachung durch die Verwendung nur eines Mischungswinkels Θ bleibt dennoch der die räumliche Ausbreitung des Oszillationsphänomens beschreibende Term $\sin^2(1.27 \Delta m^2 L/E_\nu)$ unverändert erhalten. Durch die einfachen Gleichsetzungen $\sin^2(2\Theta) = 4U_{\alpha 3}^2 U_{\beta 3}^2$ im *appearance mode* bzw. $\sin^2(2\Theta) = 4U_{\alpha 3}^2 (1 - U_{\alpha 3}^2)$ im *disappearance mode* lassen sich die im zwei-Flavour-Bild gewonnenen Resultate verwenden, um die Mischungswinkel des *one mass scale dominance* Ansatzes einzuschränken. Eine solche

Analyse wird notwendig, wenn die Resultate unterschiedlicher Oszillationskanäle kombiniert werden sollen. Abb. 3.2 zeigt eine Veranschaulichung des sich aus Gleichung (3.3) ergebenden Oszillationsmusters am Beispiel einer $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation. Die Wahrscheinlichkeit, in einem zunächst reinen ν_μ -Strahl ν_e nachzuweisen, variiert sinusförmig mit der Entfernung zur Quelle. Die Amplitude der Schwingung ist dabei proportional zu $\sin^2(2\Theta)$, die Periode zu $1/\Delta m^2$.

3.3 Suche nach Neutrino-Oszillationen mit KARMEN

In den folgenden drei Abschnitten wird kurz auf die mit Hilfe der KARMEN-Daten 1990–1995 durchgeführten Analysen der Oszillationskanäle $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\nu_e \rightarrow \nu_x$ eingegangen.

3.3.1 Grenzen für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen

Da die Kontamination der ISIS Neutrinoquelle mit $\bar{\nu}_e$ Neutrinos extrem gering ist ($\bar{\nu}_e/\nu_e < 6 \times 10^{-4}$ [Bur97]), wäre der Nachweis von $\bar{\nu}_e$ ein starker Hinweis auf $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen. Zum Nachweis der $\bar{\nu}_e$ dient der inverse Beta-Zerfall an den Protonen des Szintillators $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Für große Δm^2 entspricht das Energiespektrum der $\bar{\nu}_e$ dem Quellspektrum der $\bar{\nu}_\mu$, da die Oszillationswahrscheinlichkeit durch die resultierende kurze Oszillationslänge und die räumliche Ausdehnung des KARMEN-Detektors unabhängig von der Neutrinoenergie wird. In diesem Fall beträgt der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt $\langle \sigma \rangle = 93.4 \times 10^{-42} \text{ cm}^2$ [Fay85]. Dieser im Vergleich mit den Neutrino-Kernreaktionen am ^{12}C hohe Wert ist wesentlich durch den sehr kleinen Q-Wert von nur 1.8 MeV begründet. Die Nachweissignatur besteht aus dem prompten e^+ des inversen β -Zerfalls und dem nachfolgenden Einfang des im Detektor thermalisierten Neutrons über die Reaktionen $\text{Gd}(n, \gamma)$ und $p(n, \gamma)$. Die dabei emittierten Gammaquanten erzeugen ein Signal im Detektor, das in enger räumlicher und zeitlicher Korrelation zum prompten e^+ steht. Eine detailliertere Darstellung dieser Reaktionssignatur wird in Abschnitt 7.3 gegeben, hier werden nur die Ergebnisse einer Analyse der KARMEN-Daten 1990–1995 zitiert [Jan97].

Im Zeitfenster $0.6 < t < 10.6 \mu\text{s}$ wird nach dem Auftreten von Sequenzen gesucht. Aus einer Analyse der aufgenommenen Daten vor dem Neutrinostrahl (*pre beam*) wurde ein Untergrundniveau von (8.6 ± 0.2) Ereignissen pro μs im Neutrinozeitfenster bestimmt. Die gemessene Rate liegt mit (12.4 ± 1.3) Ereignissen pro μs etwa 2.4σ oberhalb des *pre beam* Niveaus. Hierbei berücksichtigt sind 1.2 Ereignisse durch die $\bar{\nu}_e$ -Kontamination der Quelle und 9 ν_e -induzierte Ereignisse, die die sequentielle Signatur erfüllen. Allerdings folgt die Energie- und Zeitverteilung der prompten Ereignisse nicht der Erwartung für ein Oszillationssignal, siehe Abb. 3.3. Um einen kleinen Anteil an $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationsereignissen im aufgenommenen Datensatz zu finden, wird mit Hilfe einer zweidimensionalen *maximum likelihood* Analyse [Jan97] der gemessenen Zeit-, Orts- und Energieverteilungen der e^+ und der sequentiellen Neutroneneinfänge nach Oszillationssignaturen gesucht. Diese haben eine von Δm^2 abhängige, spezifische Energie- und Ortsverteilung der e^+ , so daß die Analyse unter Variation des Parameters Δm^2 im Bereich $0.01 < \Delta m^2 < 100 \text{ eV}^2$ durchgeführt wird. Praktisch im gesamten Δm^2 -Bereich ist das Fitresultat mit 0 Oszillationsereignissen kompatibel. Im Bereich $\Delta m^2 = 6.2 \text{ eV}^2$ gibt es ein positives Signal 2.3σ über der Null, das jedoch als statistisch nicht signifikant angesehen wird.

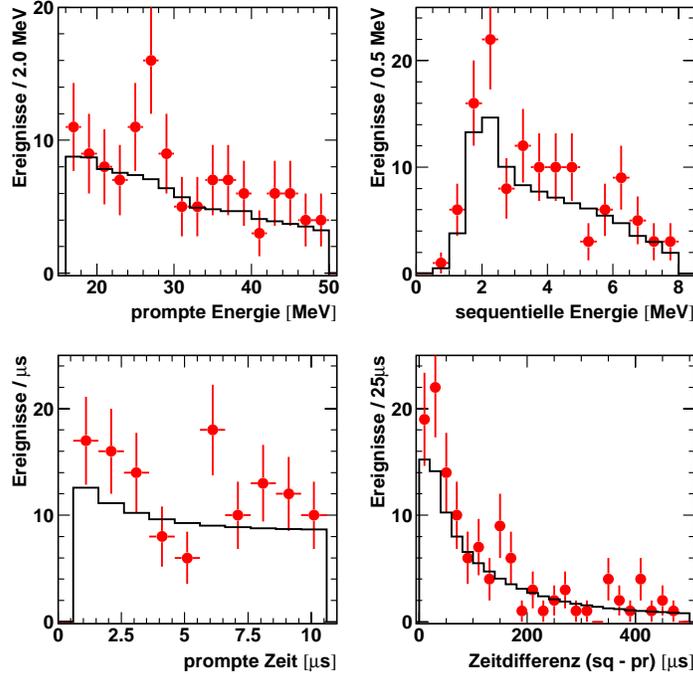


Abbildung 3.3: Im Zeitintervall $0.6 < t < 10.6 \mu\text{s}$ gemessene Ereignisse mit einer sequentiellen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Signatur (Punkte mit Fehlerbalken). Der erwartete Untergrund, bestehend aus kosmisch induzierten Ereignissen und strahlkorreliertem Neutrino-Untergrund, ist als durchgezogene Linie mit eingezeichnet. Der Strahlüberschuß konzentriert sich auf Energien zwischen 25 und 30 MeV, die Zeitverteilung folgt nicht einem für Oszillationen erwarteten exponentiellen Abfall mit $2.2 \mu\text{s}$.

Aus diesem Nullresultat läßt sich für jedes untersuchte Δm^2 eine obere Grenze für den Oszillationsparameter $\sin^2(2\Theta)$ mit 90% C.L. angeben, der Verlauf dieser Grenze ist in Abb. 3.4 dargestellt. Alle Parameter rechts der *Ausschlußkurve* können mit 90% C.L. ausgeschlossen werden. Die Auftragung der Ausschlußkurven erfolgt üblicherweise doppeltlogarithmisch Δm^2 über $\sin^2(2\Theta)$, um den Vergleich mit anderen Experimenten in einem weiten Bereich der Oszillationsparameter zu erleichtern.

Klar ersichtlich ist, daß die Sensitivität im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanal nicht ausreicht, um den kompletten, von LSND favorisierten Parameterbereich auszuschließen. Die Sensitivität ist eindeutig durch das Niveau des kosmisch induzierten Untergrunds limitiert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der kosmische Untergrund in diesem Oszillationskanal analysiert und mit Hilfe von umfangreichen Monte-Carlo Simulationen identifiziert. Dies war die Grundlage für die erfolgreiche Durchführung des KARMEN-Upgrades. Ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, daß die erwartete Untergrundreduktion um einen Faktor 40 erreicht wurde und sich damit die Sensitivität im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationskanal entscheidend steigern ließ. Darauf wird in den folgenden Kapiteln ausführlich eingegangen.

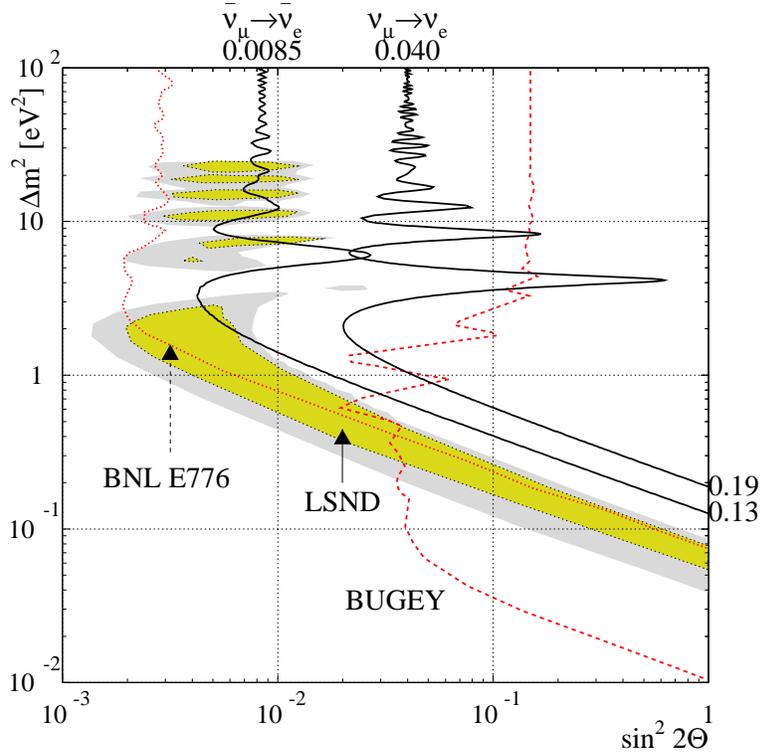


Abbildung 3.4: Ausgeschlossene Oszillationsparameter $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 für die KARMEN–Resultate in den $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanälen, BNL E776 [Bor92] und das Reaktorexperiment BUGEY [Ach95]. Parameter rechts oberhalb der Kurven sind mit 90% C.L. ausgeschlossen. Das positive Resultat des LSND–Experiments [Ath96b] für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen favorisiert die schattierten Parameterbereiche. Diese würden im Falle einer gaußförmigen Likelihood–Funktion 90% bzw. 99% C.L. Bereiche darstellen.

3.3.2 Grenzen für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationen

Die Suche nach $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationen ist eine Suche nach unerwartet auftauchenden ν_e in Zeitintervallen, bei denen hauptsächlich ν_μ aus dem Zerfall der π^+ erwartet werden. Die eindeutige Identifikation der ν_e erfolgt dabei über die geladene Stromreaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$. Die ν_e aus der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillation werden mit der Energie von 29.8 MeV der monoenergetischen ν_μ erwartet. Die Nachweissignatur im Detektor besteht damit aus einem prompten e^- aus dem inversen β –Zerfall an ^{12}C mit einer Energie von $E_{e^-} = E_\nu - Q = 29.8 - 17.3 \text{ MeV} = 12.5 \text{ MeV}$ und aus einem sequentiellen, räumlich und zeitlich korrelierten e^+ aus dem Zerfall des ^{12}N . Die Anzahl der bei voller Oszillation ($P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = 1$) erwarteten Ereignisse ergibt sich aus dem mit ν_e aus dem μ^+ –Zerfall gemessenen Wirkungsquerschnitt der Nachweisreaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Energiespektren der im Target produzierten ν_μ bzw. ν_e zu 187.8 erwarteten Oszillationssignaturen [Eit95, Eit97]. Dieses Resultat ist unabhängig von der absoluten Neutrinoflußbestimmung. Gefunden wurden in den Daten 1990–1995 insgesamt nur 2 Sequenzen, die alle Forderungen an das prompte und das sequentielle Ereignis erfüllten. Aufgrund der sehr stringenten räumlichen und zeitlichen Korrelation der Sequenz

werden nur 0.50 ± 0.20 Ereignisse durch die kosmische Strahlung induzierten Untergrunds erwartet. Durch den Anteil der ν_e aus frühen μ^+ -Zerfällen in den verwendeten Zeitfenstern $0 \leq t \leq 100$ ns und $325 \leq t \leq 425$ ns kommen 1.76 ± 0.2 Sequenzen aus $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktionen hinzu. Damit gibt es keinen Hinweis auf Neutrino-Oszillationen und es kann eine obere Grenze für die Oszillationswahrscheinlichkeit

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} < 3.8/187.8 = 2.0 \times 10^{-2} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

angegeben werden [Eit97].

Die Anzahl der erwarteten Oszillationssignaturen variiert mit den Oszillationsparametern Δm^2 und $\sin^2(2\Theta)$ und läßt sich aus einer Integration der Gleichung (3.1) über die endliche Ausdehnung des Detektors bestimmen. Aus der Anzahl der erwarteten Oszillationssignaturen lassen sich abhängig von Δm^2 obere Grenzen für $\sin^2(2\Theta)$ angeben. Das Ergebnis dieser Analyse ist zusammen mit anderen Ergebnissen in Abbildung 3.4 dargestellt. Die Minima und Maxima der Ausschlußkurve sind deutlich ausgeprägter als im Fall der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen, da die ν_μ monoenergetisch sind und dadurch die Anzahl erwarteter Oszillationsereignisse stärker mit Δm^2 korreliert ist als im Fall des kontinuierlichen Energiespektrums der $\bar{\nu}_\mu$.

Die Sensitivität dieses Kanals erreicht nicht die Sensitivität des $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanals. Dennoch liefert die Analyse dieses Kanals aufgrund seiner sehr guten Untergrundsituation und der Flußunabhängigkeit der Ausschlußgrenzen eine wertvolle Ergänzung. Unter Voraussetzung der CP-Eichinvarianz würde sich eine $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillation auch im $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Kanal zeigen.

3.3.3 Grenzen für $\nu_e \rightarrow \nu_x$ Oszillationen

Beschränkt man sich auf die drei Neutrino Flavours ν_e , ν_μ und ν_τ , so ist die Suche nach $\nu_e \rightarrow \nu_x$ Oszillationen gleichbedeutend mit der Suche nach $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ bzw. $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ Oszillationen. Da beide Kanäle unterschiedliche Signaturen im KARMEN-Detektor aufweisen, ist hier eine Drei-Flavour-Behandlung unumgänglich. Dabei ist zu berücksichtigen, daß bei eventuell vorhandenen Oszillationen $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ unter Voraussetzung des CPT-Theorems auch $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen in gleicher Stärke auftreten. Da beim μ^+ -Zerfall neben ν_e mit gleichem Fluß auch $\bar{\nu}_\mu$ produziert werden, sind $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ Oszillationen gekoppelt mit dem gleichzeitigen Auftreten von $\bar{\nu}_e$, die über die Reaktion $^{12}\text{C}(\bar{\nu}_e, e^+)^{12}\text{B}$ nachgewiesen werden können. In ihrer sequentiellen Signatur unterscheidet sich diese Reaktion nur unwesentlich von der Nachweisreaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$. ^{12}N und ^{12}B gehören zum $A = 12$ Isospin-Triplett und haben damit beim inversen β -Zerfall an ^{12}C ähnliche Q-Werte, sowie beim nachfolgenden β^+ -Zerfall ähnliche Lebensdauern und Endpunktsenergien. Die Anzahl der Sequenzen, die durch fehlende ν_e verlorengehen, wird also durch auftauchende $\bar{\nu}_e$ wieder kompensiert, der Grad der Kompensation hängt dabei wegen der unterschiedlichen Primärenergiespektren der ν_e bzw. $\bar{\nu}_\mu$ und der unterschiedlichen Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Δm^2 ab. Die Kompensation durch auftretende $\bar{\nu}_e$ tritt nur im Falle der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationen auf, da keine den $\bar{\nu}_\mu$ entsprechenden $\bar{\nu}_\tau$ in der Neutrinoquelle ISIS produziert werden.

Mit Hilfe einer komplexen *maximum likelihood* Analyse [Arm97] der Form der prompten Energiespektren, aber auch der β -Spektren der Zerfälle von ^{12}N bzw. ^{12}B und unter Einbeziehung der unterschiedlichen Lebensdauern von ^{12}N und ^{12}B lassen sich potentielle

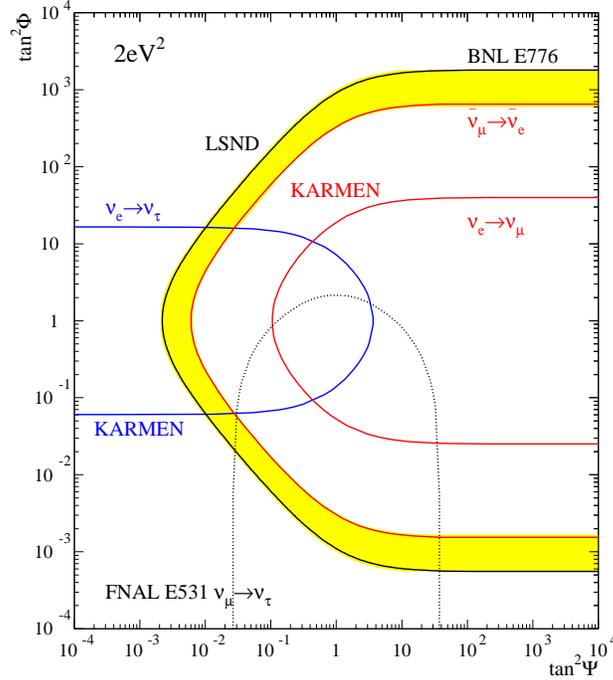


Abbildung 3.5: Ausgeschlossene bzw. favorisierte Oszillationsparameter $\tan^2 \Phi$ und $\tan^2 \Psi$ im *one mass scale dominance* Ansatz für $\Delta m^2 = 2 \text{ eV}^2$. Resultate des KARMEN-Experiments für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ und $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ Oszillationen, FNAL E531 [Ach95] und BNL E776 [Bor92]. Werte von $\tan^2 \Phi$ bzw. $\tan^2 \Psi$ in der Nähe von 1 werden mit 90% C.L. ausgeschlossen. Das mit LSND markierte Resultat entspricht der mit 90% favorisierten Region in Abb. 3.4

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ von $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillationen unterscheiden. Daraus, und mit Hilfe eines Vergleichs der absoluten Zahl der aufgrund der stringenten sequentiellen Signatur praktisch untergrundfrei nachgewiesenen Sequenzen, mit der aus dem theoretischen Wirkungsquerschnitt gewonnenen Erwartung, ergibt sich kein Hinweis auf $\nu_e \rightarrow \nu_x$ Oszillationen. Es lassen sich damit Obergrenzen für die Oszillationsamplituden $A_{e\tau}$ und $A_{e\mu}$ ableiten, die über die Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\alpha\beta} = A_{\alpha\beta} \cdot \sin^2(1.27\Delta m^2 L/E)$ im *one mass scale dominance* Ansatz definiert sind. Speziell gilt

$$A_{e\tau} = 4 \sin^2 \Phi \cos^2 \Phi \cos^2 \Psi \quad \text{und} \quad A_{e\mu} = 4 \sin^2 \Phi \cos^2 \Phi \sin^2 \Psi.$$

Die so gewonnenen Ausschlußgrenzen für die Parameter $\tan^2 \Phi$ und $\tan^2 \Psi$ sind grafisch in Abb. 3.5 beispielhaft für den Oszillationsparameter $\Delta m^2 = 2 \text{ eV}^2$ dargestellt.

Hier zeigen sich die Vorteile der Drei-Flavour-Beschreibung im *one mass scale dominance* Ansatz. Ausschlußgrenzen in unterschiedlichen Kanälen lassen sich zu resultierenden Ausschlußgrenzen auf die Parameter $\tan^2 \Phi$ und $\tan^2 \Psi$ kombinieren. Die Analyse des Kanals $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ kann trotz seiner beschränkten Sensitivität auf kleine Mischungen dazu dienen, den durch das positive LSND-Resultat favorisierten Parameterbereich zumindest für den gezeigten Fall $\Delta m^2 = 2 \text{ eV}^2$ einzuschränken.

3.4 Evidenz für Oszillationen durch LSND

Anfang 1995 veröffentlichte die LSND-Kollaboration (Liquid Scintillation Neutrino Detector) Hinweise auf die Entdeckung von $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen. Mit zunehmender Statistik verstärkten sich diese Hinweise zur Evidenz [Ath96b]. Dieses sensationelle Resultat war und ist Gegenstand heftiger Diskussionen und hätte mit dem Nachweis einer von Null verschiedenen Ruhemasse des Neutrinos weitreichende Konsequenzen bis hin zur Kosmologie und dem Verständnis der dunklen Materie im Universum. KARMEN ist das einzige zur Zeit an einer ähnlichen Neutrinoquelle in Betrieb befindliche Experiment, das in der Lage ist, dieses Resultat in näherer Zukunft zu überprüfen. Dies war eine wesentliche Motivation für die 1996 unternommenen Anstrengungen zur Steigerung der Sensitivität im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanal, die durch den KARMEN-Upgrade erreicht wurde. An dieser Stelle wird ein kurzer Überblick über das LSND-Experiment und die gefundenen Resultate gegeben, um die Beurteilung und den Vergleich beider Experimente zu erleichtern.

3.4.1 Der LSND-Detektor am LAMPF

Das LSND-Experiment [Ath97] befindet sich an einem Linearbeschleuniger am LAMPF (Los Alamos Meson Physics Facility, USA), der Protonen auf 800 MeV mit einer Wiederholfrequenz von 120 Hz beschleunigt. Die Pulse sind 600 μs lang und besitzen eine mit 201.25 MHz getaktete Substruktur 0.25 ns kurzer Pulse. Damit liegt der *duty factor* mit 6% deutlich über dem von ISIS, der Strahlstrom beträgt typischerweise 1 mA. Die Neutrinoproduktion über die $\pi^+ - \mu^+$ Zerfallskette findet zu einem kleinen Teil (0.5% bzw. 1% des in den Detektor gelangenden Neutrinoflusses aus π^+ bzw. μ^+ -Zerfällen in Ruhe) in Kohlenstofftargets 107 m (A1) bzw. 82 m (A2) *upstream* des eigentlichen *beam stop* Targets A6 statt. Dieses besteht aus einem vorgelagerten Wasser-Target, in dem Pionzerfälle im Fluge (*decay in flight*, DIF) stattfinden und dem eigentlichen *beam stop* aus Kupfer. Ähnlich wie bei KARMEN ist der Anteil produzierter $\bar{\nu}_e$ durch den nuklearen Einfang der π^- und μ^- stark unterdrückt und beträgt 7.5×10^{-4} .

Der LSND-Detektor befindet sich 30 m *downstream* des A6 Targets und ist durch 9 m Stahl-Äquivalent gegen strahlkorrelierten Untergrund abgeschirmt. 2 kg/cm² Abschirmung oberhalb des Detektors reduziert den Fluß der kosmischen Strahlung. Der Detektor besteht aus einem Tank mit 167 t Mineralöl, der mit einer geringen Konzentration (0.031 g/l) Szintillator versetzt ist. Der Tank ist an allen Seiten außer dem Boden von einem Antizähler aus Flüssigszintillator umgeben. Das im etwa 9 m langen und mit einem Durchmesser von 5.7 m zylindrischen Tank produzierte Szintillationslicht wird von 1220 8" Photomultipliern ausgelesen, die etwa 25% der Tankinnenfläche abdecken. Die geringe Konzentration des Szintillators bewirkt für lichtschnelle, geladene Teilchen ein Verhältnis von nachgewiesenem Szintillationslicht zu durch den Čerenkov-Effekt produziertem Licht von 5 zu 1. Damit ist der LSND-Detektor ein Hybrid-Detektor, bei dem sowohl das isotrop emittierte Szintillationslicht zur Positions- und Energierekonstruktion als auch das in Form eines Kegels mit einem halben Öffnungswinkel von 47° emittierte Čerenkov-Licht zur Richtungsrekonstruktion und Teilchenidentifikation eingesetzt wird.

Die leicht unterschiedliche Ankunftszeit des schnellen Čerenkov-Lichts und des etwa mit einer Zeitkonstante von 1.65 ns exponentiell abfallenden Szintillationslichts an den Photomultipliern ermöglicht die Trennung der beiden Signale. Neben der Richtungsinformation durch die Rekonstruktion des Čerenkov-Kegels erlaubt die Messung des rela-

tiven Anteils von Čerenkov-Licht die Unterscheidung zwischen relativistischen (e^+, e^-) und nicht relativistischen Teilchen (p), da letztere sich bis zu Energien von einigen hundert MeV langsamer bewegen als die Lichtgeschwindigkeit im Medium und somit keine Čerenkov-Photonen abstrahlen.

3.4.2 Evidenz für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen

Die im LSND-Target beim μ^+ -Zerfall in Ruhe (*decay at rest*, DAR) produzierten $\bar{\nu}_\mu$ oszillieren potentiell in $\bar{\nu}_e$. Der Nachweis der $\bar{\nu}_e$ erfolgt bei LSND über die gleiche Reaktion $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ wie bei KARMEN. Das Positron liefert das prompte Ereignis, der Einfang des thermalisierten Neutrons $p(n, \gamma)$ in räumlicher und zeitlicher Korrelation durch das emittierte 2.2 MeV Gammaquant das sequentielle Ereignis. Um wahre Sequenzen von zufällig gefundenen Korrelationen mit einem niederenergetischen Untergrundereignis zu diskriminieren, wird für das sequentielle Ereignis unter Verwendung der Differenzzeit und der Ortsdifferenz zum prompten Ereignis und der Anzahl der aktivierten Photomultiplier ein Wahrscheinlichkeitsverhältnis R (*likelihood ratio*) gebildet, daß die gefundene Sequenz eher einer wahren als einer zufälligen Sequenz entspricht.

Für die Unterscheidung potentieller $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen von kosmisch induzierten energetischen Neutronen, die wie bei KARMEN eine Hauptuntergrundquelle darstellen, wird die sogenannte *particle identification* (PID) benutzt. Die Neutronen können über eine elastische n-p Stoßreaktion ein promptes Ereignis und mit dem Einfang des dann thermalisierten Neutrons ein sequentielles Ereignis vortäuschen. Das Proton bewegt sich jedoch mit einer Geschwindigkeit kleiner als die Lichtgeschwindigkeit und erzeugt damit keine Čerenkov-Photonen.

In die PID gehen drei Größen ein [Ath97], die während der Rekonstruktion des Orts und der Richtung der Ereignisse bestimmt werden. Die Größe χ_r beschreibt, wie gut sich das Ansprechmuster, d.h. die Orte und Zeiten der aktivierten Photomultiplier, durch die Annahme eines punktförmigen Ereignisses am rekonstruierten Ort unter Berücksichtigung der Lichtlaufzeiten beschreiben läßt, und wird während der Ortsrekonstruktion minimiert. χ_a wird bei der Richtungsrekonstruktion minimiert und beschreibt, wie gut ein Teil der Photomultiplier auf einem vom Ereignisort ausgehenden Čerenkov-Kegel mit Öffnungswinkel 47.1° liegen. Des weiteren wird eine Größe χ_t benutzt, die proportional zum relativen Anteil später Photomultipliertreffer (mehr als 12 ns nach der rekonstruierten Ereigniszeit) ist. Diese Größen werden kombiniert zu $\chi_{tot} = 30 \times \chi_r \times \chi_a \times \chi_t$ und als PID verwendet. Da durch Rückstoßprotonen verursachte Ereignisse eine komplexere räumliche Ausdehnung haben und keinen Čerenkov-Kegel verursachen, erreicht man mit einem Schnitt auf χ_{tot} eine Reduktion solcher Neutronenereignisse um einen Faktor 10^{-3} bei einer gleichzeitigen Nachweiswahrscheinlichkeit für e^+ von 95%. Dieser hohe Werte für die Nachweiswahrscheinlichkeit wird allerdings erst bei einer Positronenergie von 50 MeV erreicht. Für eine Energie von 20 MeV beträgt sie lediglich 40%. Die PID ermöglicht LSND trotz des größeren *duty factors* eine mit KARMEN vergleichbare Sensitivität bei der Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen zu erreichen.

Nach dem Verwerfen von Ereignissen, in deren zeitlicher Umgebung der Antizähler angesprochen hatte, der Begrenzung der Positronenergien auf $36 < E_e < 60$ MeV, der Forderung eines Mindestabstands des Ereignisses von 35 cm zu den Photomultiplieroberflächen und dem PID-Schnitt, verbleiben in den 1993–1995 aufgenommenen Daten 300 Ereignisse. Die Energieverteilung der Ereignisse, die nach dem Abzug von 160.5 ± 3.4 er-

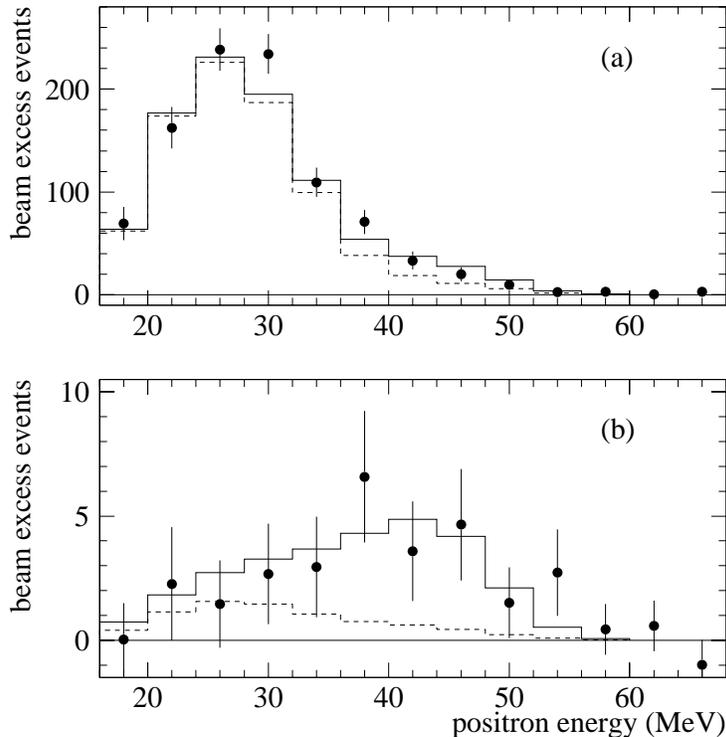


Abbildung 3.6: Energieverteilung des LSND-Strahlüberschusses vor ($R \geq 0$, a) und nach ($R > 30$, b) Eliminierung des zufälligen Untergrunds. Gestrichelt eingezeichnet ist der erwartete strahlkorrelierte Untergrund durch Neutrinoereignisse, durchgezogen zusätzlich die Erwartung für ein Oszillationssignal mit großem Δm^2 . Die Abbildung wurde [Ath96b] (FIG.1) entnommen.

warteten *beam off* Ereignissen verbleiben, ist in Abb. 3.6a dargestellt. Bereits hier zeigt sich ein Überschuß über den erwarteten strahlkorrelierten Neutrinoergrund von 76.2 ± 9.7 Ereignissen. Nach Anwendung eines Schnitts $R \geq 30$ zur Eliminierung zufälliger Sequenzen ergibt sich ein klares Signal von 22 Ereignissen (Abb. 3.6b), das deutlich oberhalb der erwarteten Anzahl von 4.6 ± 0.6 Ereignissen liegt [Ath96b]. Die Form des Energiespektrums ist kompatibel mit einem Oszillationssignal für große Δm^2 . Die Wahrscheinlichkeit einer statistischen Fluktuation des Untergrunds zu dem hohen gemessenen Wert von 22 Ereignissen ist mit 4.1×10^{-8} sehr gering.

Um die Oszillationswahrscheinlichkeit P für dieses Oszillationssignal zu bestimmen, wurde mit einer χ^2 -Methode der Anteil der wahren Sequenzen am gefundenen Strahlüberschuß durch eine Anpassung der R -Verteilungen zufälliger und identifizierter Sequenzen an die gemessene Verteilung bestimmt. Um eine größere statistische Basis zu gewährleisten, wurden dazu alle Ereignisse mit $20 < E_e < 60$ MeV verwendet. Der Überschuß nach Abzug der erwarteten Neutrinoereignisse wurde zu $51.0^{+20.2}_{-19.5}$ bestimmt, was zu einer Oszillationswahrscheinlichkeit $P = (0.31 \pm 0.12 \pm 0.05)\%$ korrespondiert. Mit Hilfe einer *maximum likelihood* Methode wurden im zwei-Flavour-Bild mit $P = \sin^2(2\Theta) \sin^2(1.27\Delta m^2 L/E_\nu)$ die favorisierten Parameterbereiche in Δm^2 und $\sin^2(2\Theta)$ bestimmt. Dazu gingen die Ereignisenergie, der Wert R , die Richtung des Ereignisses relativ zur Neutrinoerichtung und der

Abstand des Ereignisses von der Neutrinoquelle ein. Die Regionen, die innerhalb 2.3 bzw. 4.5 $\ln(\text{likelihood})$ Einheiten vom absoluten Maximum liegen, sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Im Falle einer zweidimensionalen, gaußförmigen Likelihood-Funktion würden diese Flächen 90% bzw. 99% C.L. Bereiche darstellen. Aufgrund der komplexen Likelihood-Funktion zeigen sie aber nur vom Experiment *favorisierte* Bereiche an (siehe hierzu auch Abschnitt 10.3.3).

Die Analyse der 1996–1997 aufgenommenen Daten wird zur Zeit durchgeführt, ein vorläufiges Resultat [Lou97] für den Ereignisüberschuß von 82.2 ± 23.7 entsprechend einer Oszillationswahrscheinlichkeit $P = (0.31 \pm 0.09 \pm 0.05)\%$ erhöht zum einen die statistische Signifikanz für eine Oszillations-Evidenz und verringert die statistischen Fehler von P . Es ist zu erwarten, daß sich die favorisierten Bereiche nach Vorliegen dieser Analyse deutlich verkleinern und diese die Oszillationsparameter stärker einschränken.

3.4.3 Evidenz für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oszillationen

Komplementär zur Oszillation im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanal müssen unter Voraussetzung der CP-Eichinvarianz auch im $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Kanal Oszillationen mit gleicher Stärke stattfinden. Die Überprüfung dieser für die Oszillationen notwendigen Bedingung ist also von großer Bedeutung. ν_μ werden im LSND *beam stop* Target durch den π^+ -Zerfall im Fluge erzeugt (*decay in flight*, DIF). Die im Wassertarget produzierten π^+ zerfallen zu 3.4%, bevor sie im Kupfertarget gestoppt werden und produzieren dabei ν_μ mit Energien bis 300 MeV. Diese ν_μ oszillieren potentiell in ν_e und können im LSND-Detektor durch die Reaktion $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow e^- + \text{X}$ nachgewiesen werden, wobei die Elektronen aufgrund der höheren Neutrinoenergien auch Energien deutlich oberhalb 60 MeV aufweisen. In diesem Energiebereich liegt eine deutlich andere Untergrundsituation mit anderen systematischen Fehlern vor. Ein kleiner Teil der ν_μ entsteht in den weiter entfernten Targets A1 und A2, bei kleinen Δm^2 und damit großen Oszillationslängen können diese Targets signifikant zum Oszillationssignal beitragen (ca. 25% bei $\Delta m^2 = 0.3 \text{ eV}^2$).

Aufgrund des komplexen Endzustands kann bei der Reaktion $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow e^- + \text{X}$, außer in den seltenen Fällen einer ${}^{12}\text{C}(\nu_e, e^-){}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion, keine sequentielle Struktur ausgenutzt werden, so daß als Nachweissignatur allein ein isoliertes e^- -Signal im Detektor dient. Die bei der Analyse der DAR-Daten angewendeten PID Schnitte kommen auch hier zur Anwendung, um in einem ersten Schritt elektronartige Ereignisse mit Energien $60 < E_e < 200 \text{ MeV}$ zu extrahieren. Da sich die Nachweiswahrscheinlichkeiten in diesem Energiebereich jedoch nicht gut kontrollieren lassen, werden nur relativ lose Schnitte angewendet. Für die DIF-Analyse wurde eine von der DAR-Analyse komplett unabhängige *maximum likelihood* Methode zur Ereignisrekonstruktion entwickelt [Ath97b], auf die hier nur kurz eingegangen werden kann. Das Modell geht aus von einer einzigen, geraden Spur eines geladenen, relativistischen Teilchens. Für dieses Ereignis werden die erwarteten Intensitäts- und Ankunftszeitverteilungen der Photonen an den Photomultipliern berechnet. Hierbei gehen detaillierte Informationen über die Lichtabschwächung im Szintillator, die Reflexionsverluste an den Photomultipliern, deren Zeitauflösung und Photoelektronenstatistik ein. Eine *likelihood*-Funktion, die die gemessenen Werte mit den berechneten in Beziehung setzt, wird unter Variation der Ereignisparameter Ort, Zeit, Richtung und Energie maximiert.

Durch diese aufwendige Technik wird eine deutlich bessere Qualität bei der Rekonstruktion der Meßgrößen als mit der in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen Methode und ei-

ne sehr gute PID erreicht. Es wurden unabhängig voneinander zwei Analysemethoden implementiert, die sich in Details unterscheiden und im folgenden mit A und B bezeichnet werden. Nach allen Schnitten verbleiben bei der Analyse A/B 23/25 Ereignisse, nach Abzug des *beam off* Untergrunds und des strahlkorrelierten Neutrino-Untergrunds (15.1 ± 4.9) / (18.5 ± 5.0) Ereignisse. Die Wahrscheinlichkeit für eine statistische Fluktuation zum gemessenen Signal ist mit 0.7%/1.6% aufgrund des hohen Untergrundniveaus relativ hoch. Daher wurden die Ereignisse beider Analysen kombiniert (Oder-Verknüpfung des Datensatzes). Damit werden 40 Ereignisse und ein Überschuß von 18.1 ± 6.3 Ereignissen gemessen. Dies korrespondiert zu einer Oszillationswahrscheinlichkeit $P = (2.6 \pm 1.3) \times 10^{-3}$ [Ath97b]. Das Vertrauensniveau für das Vorhandensein dieser Oszillation liegt bei 99%. Die Oszillationswahrscheinlichkeit ist kompatibel mit der aus der DAR-Analyse gewonnenen, so daß die These der Evidenz für Oszillationen insgesamt auch in einem komplementären Kanal mit unterschiedlicher Neutrino-Produktion und Nachweisreaktion bestätigt wurde. Aus dem gemessenen Energiespektrum der Überschußereignisse läßt sich ein 95% Vertrauensbereich für die Oszillationsparameter Δm^2 und $\sin^2(2\Theta)$ bestimmen, der jedoch deutlich weniger stringent ist als bei der DAR-Analyse und die Vertrauensintervalle dort vollständig einschließt.

3.5 Vergleich der Experimente LSND und KARMEN

Obwohl sowohl KARMEN als auch LSND mit Flüssigszintillationsdetektoren im mittleren Energiebereich bis 52.8 MeV (DAR) nach Neutrino-Oszillationen in den Kanälen $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ suchen, bestehen einige wesentliche Unterschiede, die hier zusammenfassend dargestellt werden.

Die verwendeten Neutrinoquellen unterscheiden sich wesentlich in ihrer Zeitstruktur. Durch die extreme Pulsung der ISIS-Quelle werden deutlich kleinere *duty factors* als am LAMPF erreicht, die die Ausnutzung der 2.2 μs Zeitstruktur der Neutrinos aus dem μ^+ -Zerfall zur Identifikation eventueller Neutrinoereignisse erlauben. Andererseits stellt die Quelle am LAMPF erheblich höhere Strahlintensitäten und damit einen höheren Neutrino-Fluß zur Verfügung. Der LSND-Detektor befindet sich unter einem Winkel von 7° zur Strahlrichtung praktisch in der Verlängerung des Protonenstrahls über das *beam stop* Target hinaus, während der KARMEN-Detektor unter einem Winkel von 100° relativ zur Strahlrichtung steht. Dies beeinflußt sowohl den Beitrag der π^+ und μ^+ -Zerfälle im Fluge zum Neutrino-Fluß, da die Neutrinos bevorzugt in Vorwärtsrichtung emittiert werden, als auch den Anteil strahlkorrelierten Untergrunds durch schnelle Neutronen vom Spallationstarget. LSND ist durch etwa 2 m Eisen-Äquivalent mehr gegen diesen Untergrund abgeschirmt als KARMEN, allerdings bietet die Zeitstruktur der ISIS Quelle die einmalige Möglichkeit, diese Untergrundquelle klar zu identifizieren und durch Zeitschnitte vollständig zu unterdrücken (siehe Kap. 8).

LSND ist im Gegensatz zu KARMEN ein nicht segmentierter Hybrid Čerenkov-Szintillationsdetektor. Die Vorteile des Hybrid-Konzepts sind zum einen die Ausnutzung der PID zur Untergrundreduktion, zum anderen die Möglichkeit der Richtungsbestimmung der Ereignisse als zusätzliche Meßgröße. Da der relative Anteil des Čerenkovlichts ein bestimmtes Minimum nicht unterschreiten darf, um vom Szintillationslicht an den Photomultipliern eindeutig getrennt zu werden, weist der LSND-Szintillator jedoch eine geringere Lichtausbeute als der KARMEN-Szintillator auf. Dies äußert sich in einer deutlich schlechteren

Energieauflösung des LSND-Detektors von 7.7% bei 52.8 MeV (KARMEN: 1.5%). Dies hat gerade bei der Bestimmung des Δm^2 Parameters bei einem positiven Oszillationssignal große Bedeutung. Die Ereignisrekonstruktion ist durch das Konzept eines nicht segmentierten Detektors auch weniger direkt und komplexer als bei KARMEN. Die erreichte Ortsauflösung von 20 cm [Ath97] liegt jedoch in der gleichen Größenordnung wie bei KARMEN (6 cm in Modullängsachse, 18 cm senkrecht dazu). Das bei KARMEN in die Segmentierung eingebrachte Gadolinium erlaubt den Nachweis thermalisierter Neutronen durch höhere Gammaenergien und damit einem niedrigeren Niveau an zufälligem Untergrund.

Die Untergrundreduktion im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanal gelingt bei LSND hauptsächlich durch die PID und die Unterdrückung kosmisch induzierter Neutronen. Bei KARMEN wirkt sich der bessere *duty factor* aus und seit der Durchführung des Upgrades das mehrlagige, in die Abschirmung integrierte System aus aktiven Antizählern. Damit wurde bei KARMEN ein extrem niedriges Untergrundniveau erreicht, das nicht von komplexen Ereigniserkennungsalgorithmen abhängt.

Insgesamt erlaubt der KARMEN-Detektor eine direktere, von weniger komplexen Algorithmen zur Ereignisrekonstruktion und Untergrundreduktion abhängigen Nachweis von Neutrino-Oszillationen. KARMEN ist aufgrund der gesteigerten Sensitivität nach dem Upgrade in der Lage, das LSND-Resultat in den nächsten 2 Jahren Meßzeit zu testen. Die exzellente Energieauflösung des KARMEN-Detektors erlaubt dabei auch eine hohe Sensitivität auf unterschiedliche Parameterwerte von Δm^2 . Beide Experimente sind aufgrund ihres unterschiedlichen Abstands zur Neutrinoquelle (LSND 30 m, KARMEN 17.6 m) auf unterschiedliche Oszillationslängen besonders sensitiv. Dadurch ist im Bereich $1 < \Delta m^2 < 20 \text{ eV}^2$ mit einer wesentlich unterschiedlichen Signalstärke in den Experimenten zu rechnen. Würde KARMEN ebenfalls eine Evidenz für Neutrino-Oszillationen finden, so würden sich aus der Kombination der Oszillationswahrscheinlichkeiten beider Resultate stringente Einschränkungen für den Oszillationsparameter Δm^2 ergeben, wenn dieser sich im Bereich $1 < \Delta m^2 < 20 \text{ eV}^2$ bewegt.

Eine Festlegung des Parameters Δm^2 ist besonders für die Planung dezidierter Experimente für den Nachweis von $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ bzw. $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen von großer Bedeutung. Solche Experimente sind bereits in Planung. So schlägt eine im wesentlichen aus Mitgliedern der LSND-Kollaboration bestehende Gruppe ein Experiment (BooNE) am Booster des Tevatron-Beschleunigers am Fermilab vor [Chu97]. Ein weiterer Vorschlag [Arme97] bezieht sich auf ein Experiment am CERN-PS Beschleuniger. Die Energien der Neutrinos würden in beiden Fällen im GeV-Bereich liegen. Um den LSND-Parameterbereich optimal abzudecken, müßten die Detektoren dann in einigen hundert Metern Entfernung von der Neutrinoquelle aufgebaut werden. Wenn einer oder beide Vorschläge realisiert werden, ist jedoch frühestens im Jahr 2001 mit ersten Resultaten zu rechnen. Bis dahin bleibt KARMEN das einzige in Betrieb befindliche Experiment, das das LSND-Resultat überprüfen kann.

Kapitel 4

Der KARMEN–Detektor

In diesem Kapitel werden der Aufbau und die wesentlichen Eigenschaften des KARMEN–Detektors, der Antizählersysteme innerer Anti, Shield und Veto und der sie umgebenden Abschirmungen beschrieben. Des weiteren wird auf die elektronische Triggerlogik und die Datenaufnahme eingegangen. Zum besseren Verständnis werden zunächst die Bezeichnungen und Lagen der verschiedenen Antizählerseiten und das bei der Beschreibung verwendete Koordinatensystem eingeführt. Dieses hat seinen Ursprung in der Mitte des Zentraldetektors. Die x -Achse zeigt etwa in Flugrichtung der Neutrinos vom Target aus entlang der Längsachse der Zentraldetektormodule. Die y -Achse weist vom Target aus gesehen nach links, die z -Achse nach oben. Die Seiten des Zentraldetektors und der Antizähler werden als upstream ($-x$), downstream ($+x$), left ($+y$), right ($-y$), bottom ($-z$) und top ($+z$) bezeichnet. Upstream bezieht sich dabei auf die dem Target zugewandte Seite und downstream auf die gegenüberliegende Seite. Ausgedrückt in Himmelsrichtungen steht Nord für upstream, Süd für downstream, West für right und Ost für left. Die Anordnung der Zentraldetektormodule und der inneren Antizähler besteht aus Reihen (rows) und Spalten (columns). Die Numerierung beginnt vom Target aus gesehen bei (0,0) in der oberen linken Ecke und endet bei (17,33) in der unteren rechten Ecke. Die Spalten 0,17 und die Reihen 0,33 bestehen aus inneren Antizählern.

4.1 Zentraldetektor und innere Antizähler

Aufgrund der guten Energie– und Zeitaufösung und der extrem kleinen Wirkungsquerschnitte der zu untersuchenden Neutrinoereaktionen fiel die Wahl beim Bau des KARMEN–Detektors auf ein großvolumiges Flüssig–Szintillationskalorimeter. Der zentrale Teil des Detektors besteht aus einem 6 m hohen, 3.53 m tiefen und 3.20 m breiten Edeltank, der mit 65 000 ℓ eines am Forschungszentrum Karlsruhe speziell entwickelten Flüssigszintillators gefüllt ist. Der Flüssigszintillator besteht aus 75% vol. Paraffinöl, 25% vol. Pseudocumol und einer Beimischung von 2 g/l des Szintillators PMP (1-Phenyl-3-Mesityl-2-Pyrazolin). Diese Mischung weist mit 7.2 ± 2.1 Photonen/keV eine sehr hohe Lichtausbeute und mit einem Wert von $\Lambda = 5$ m bei einer Wellenlänge von 425 nm eine den Detektordimensionen hervorragend angepaßte Abschwächlänge Λ auf [Eit94].

Der Zentraldetektor ist mit Hilfe von doppelten, 1.5 mm dicken Plexiglasplatten (Abb. 4.1), die miteinander verklebt einen dünnen Luftspalt einschließen, in insgesamt 512 Zentraldetektormodule mit dem Querschnitt 18.1×17.7 cm² segmentiert [Dre90]. Diese Seg-

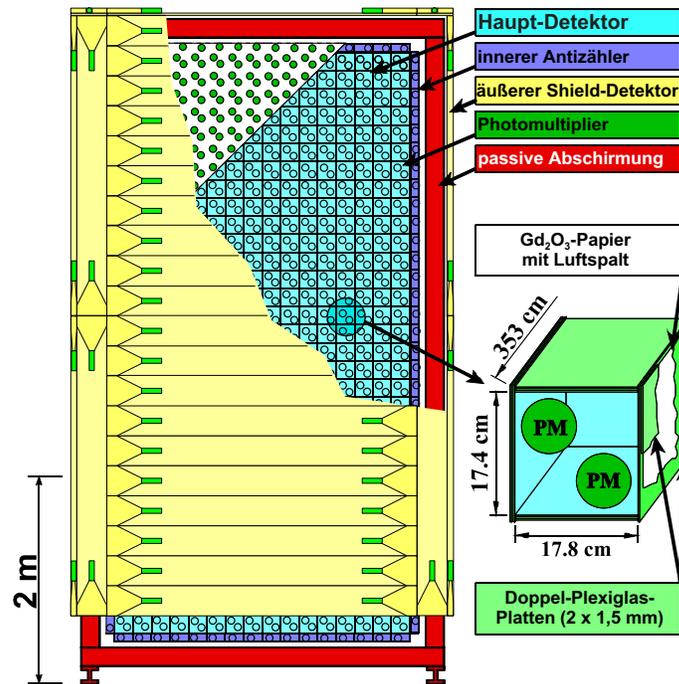


Abbildung 4.1: KARMEN-Zentraldetektor, innere Antizähler und Shieldzähler. Blick aus Richtung Target.

mentierung leitet über Totalreflexion am Luftspalt das im Szintillator produzierte und isotrop emittierte Licht sehr effizient an die Modulenden, wo es jeweils durch ein Paar 3" Valvo XP 3462 Photomultiplier [Gem88] nachgewiesen wird. Die Segmentierung erlaubt zum einen eine starke Konzentration des produzierten Lichts auf nur zwei Photomultiplierpaare und damit den Vorteil einer relativ großen Signalhöhe, zum anderen eine sichere und einfache Ortsrekonstruktion, die in den Raumrichtungen quer zur Modulängsachse durch die Modulnummer und längs dazu durch eine Differenzzeitmessung der an den beiden Photomultiplierpaaren registrierten Pulse gegeben ist. Die Auslese erfolgt mit insgesamt 2048 Photomultipliern, die in angepaßten Bohrungen in einer sich an den Detektor anschließenden, 15 cm dicken Eisenwand montiert sind. Die Photomultiplier sind über Glasfenster und zwischen dem Glas und der umgebenden Eisenwand zirkulierendem Paraffinöl optisch an den Szintillator angekoppelt. Das Paraffinöl dient gleichzeitig zur Kühlung und Abfuhr der etwa 43 kJ pro Tag und Photomultiplier betragenden Wärmeleistung und erlaubt damit das Konstanthalten der Zentraldetektortemperatur auf 18.2 ± 0.5 °C. An die 16 Spalten und 32 Reihen der Zentraldetektormodule schließt sich jeweils eine weitere Reihe und Spalte von insgesamt 96 inneren Antizählern an, die nur den halben Modulquerschnitt aufweisen und an jedem Ende von einem Photomultiplier ausgelesen werden. Diese Antizähler bilden die erste Stufe des Antizählersystems und erlauben an vier von sechs Seiten des Zentraldetektors, von außen eindringende Ereignisse, wie z.B. Spuren kosmischer Myonen, zu identifizieren und das betroffene Ereignis bzw. seine Folgeprodukte zu verwerfen.

Zu Kalibrations- und Testzwecken wurden an die Modulenden des Zentraldetektors Glasfasern geführt, in die laserinduziertes Szintillationslicht kontrolliert eingeschossen wer-

den kann und so in den Modulen Lichtblitze zu genau bekannten Zeiten und mit bekannter Stärke erzeugt werden können. Unter anderem dient dieses Lasersystem [Dod93] zur Kalibration der Absolutzeit der Ereignisse und zur Bestimmung der Zeit- und Energieauflösung. Die Energieauflösung der Zentraldetektormodule kann auf diese Weise und mit Hilfe einer Auswertung des Energieverlustes von senkrecht durch den Detektor fliegenden Myonen zu

$$\frac{\sigma_{\Delta E}}{E} = \frac{11.5\%}{\sqrt{E [\text{MeV}]}} [\text{Dod93}] \quad \text{bzw.} \quad \frac{\sigma_{\Delta E}}{E} = \frac{13.4\%}{\sqrt{E [\text{MeV}]}} [\text{Wöl92}]$$

bestimmt werden. Diese sehr gute Energieauflösung trägt zusammen mit dem hohen Anteil aktiven Szintillators am Gesamtvolumen von 96.5% zu einer Energiemessung mit spektroskopischer Qualität bei.

Innerhalb der Luftspalte der Segmentierung des Zentraldetektors befindet sich mit Ausnahme der jeweils äußeren Reihe und Spalte mit Gd_2O_3 beschichtetes Papier. Das Gadolinium macht mit einer Flächendichte von 73.8 g Gd/m^2 auf dem Papier nur 0.1% des Gewichts des Zentraldetektors aus, leistet jedoch aufgrund des extrem großen Wirkungsquerschnitts von $\sigma \approx 49\,000$ barn einen erheblichen Beitrag für den Nachweis thermischer Neutronen im Zentraldetektor. Beim Einfang eines Neutrons an Gadolinium werden im Mittel 3 Gammaquanten mit einer Summenenergie von 8 MeV emittiert, die wiederum für ein sichtbares Signal im Detektor sorgen. Neben dieser Reaktion dient auch der Neutroneneinfang an den Protonen des Wasserstoffs mit der Emission eines 2.2 MeV Gammaquants zum Nachweis von Neutronen.

4.2 Innere passive Abschirmung und Shieldzähler

Außerhalb des Szintillatortanks und der Photomultiplierwände schließt sich die sogenannte innere passive Abschirmung des KARMEN-Detektors an. Es handelt sich hierbei um eine die sechs Seiten des Detektors umgebende, jeweils 18 cm dicke und insgesamt 180 t schwere Eisenabschirmung, die dem Tank mechanische Stabilität verleiht und den Zentraldetektor vor dem Eindringen kosmisch induzierten Untergrunds aus dem umgebenden Bunker schützt. Montiert an der inneren passiven Abschirmung befindet sich die zweite Stufe des Antizählensystems, der aus insgesamt 136 aus NE110 Plastikszintillator bestehenden Modulen aufgebaute, sogenannte Shielddetektor [Bod88]. Die Shieldzähler haben eine Dicke von 3 cm, eine Breite von 30 cm und eine Länge zwischen 2.4 und 3.1 m. Um eine möglichst dichte Packung der Shieldzähler zu erreichen, werden die Zähler an den Enden jeweils über eine 180° Lichtumlenkung ausgelesen, die aus einer aufgeklebten, spiegelnden Aluminiumfolie an den Modulenden und einem konisch zu einem 2" EMI 9813 KB Photomultiplier zulaufenden Lichtleiter aus Plexiglas besteht. Die Shieldzähler umgaben bis zum KARMEN-Upgrade nur fünf Seiten der passiven Abschirmung, während des Upgrades wurden unter dem Boden der Abschirmung zusätzlich acht Vetomodule installiert. Durch die enge Packung der Zähler und eine gute Myon/Gammatrennung erlaubt der Shield einen effizienten Nachweis von Myonen, die in die innere passive Abschirmung eindringen, und damit eine effiziente Unterdrückung myoninduzierten Untergrunds. Außerhalb des Bereichs der Shieldzähler produzierter Untergrund, z.B. durch Bremsstrahlung von beim Zerfall von gestoppten Myonen entstandener Michelelektronen, wird durch die

innere passive Abschirmung stark unterdrückt und gelangt somit nicht in den Zentraldetektor.

Die Shieldzähler sind an allen Seiten, außer dem Boden, von 4–7.5 cm dicken, aus boriertem Polyethylen bestehenden Platten umgeben, die der Moderierung und dem Einfang strahlkorrelierter, langsamer Neutronen im Innenraum des Neutrino-Bunkers dienen. Das Polyethylen sorgt mit den darin enthaltenen Protonen für die Thermalisierung der Neutronen, während das im natürlichen Bor mit 20% Anteil enthaltene Isotop ^{10}B die Neutronen über die Reaktion $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ absorbiert. Durch diese Maßnahme konnte die Zeitabhängigkeit der Shieldzählrate nahezu vollständig beseitigt werden, die zuvor durch die Reaktion $\text{Fe}(n, \gamma)$ im Eisen der passiven Abschirmung und des Bunkers im Shield verursacht wurde [Ebe92] (siehe auch Kapitel 8).

4.3 Neutrino-Bunker

Alle bisher beschriebenen Detektorkomponenten sind von einem 7000 t schweren, 13.6 m langen, 8.4 m breiten und bis zu 10.6 m hohen Eisenbunker umgeben (Abb. 4.2), der zum einen die hadronische und elektromagnetische Komponente der kosmischen Höhenstrahlung vollständig beseitigt und die myonische Komponente um etwa 60% reduziert, zum anderen als Abschirmung gegen strahlkorrelierten Untergrund durch schnelle Neutronen (Kapitel 8) vom ISIS-Spallationstarget dient. Der lichte Innenraum des Bunkers hat eine Länge von 10 m, eine Breite von 4.20 m und eine Höhe von 7.15 m und wird an der vom Target abgewandten Seite durch eine 600 t schwere Tür, die sich auf Schienen zur Seite bewegen läßt, abgeschlossen. Der Zugang zum Innenraum des Bunkers zu Kontroll- und Wartungszwecken während des Meßbetriebs erfolgt durch ein Labyrinth an der Seite der Tür. Der Aufbau des Bunkers erfolgte um einen versteiften Käfig herum ähnlich wie bei einem Kartenhaus durch das sukzessive Anbringen von bis zu 7.50 m hohen, 1.70 m breiten, 18 cm dicken und damit bis zu 20 t schweren Eisenbrammen. Nach dem Aufbau von jeweils 2–3 Wandlagen erfolgte die Sicherung durch eine horizontale Dachlage, die mit den Wandlagen verstiftet wurde. Die Wände bestehen aus insgesamt 11 jeweils 18 cm dicken Lagen, während das Dach aus 17, sich oberhalb der 7. Lage verkürzenden Lagen besteht. Damit erreicht das trapezförmige Dach eine maximale Dicke von über 3 m. Die Zählung der Wand- oder Deckenlagen erfolgt jeweils vom Innenraum des Bunkers aus.

Nur durch diesen schichtförmigen Aufbau war es im Laufe des Jahres 1996 möglich, im Rahmen des KARMEN-Upgrades ein zusätzliches, drittes Antizählersystem innerhalb der Wände und des Dachs des Neutrino-Bunkers zu installieren. Dazu wurden etwa 2/3 der Eisenbrammen entfernt und vorgefertigte Rahmen mit 2–3 Vetoählern an der verbliebenen 5. Wandlage auf der dem Target zugewandten, der rechten und linken Seite des Rest-Bunkers montiert. Der durch das Auslassen der 6. Brammenlage zur Verfügung stehende Platz für die Seiten-Vetoähler beträgt dabei nur 14 cm. Zwischen der 6. und 7. Brammenlage wurde eine geschlossene Fläche aus 4 cm dicken Polyethylenplatten angebracht, die zur Thermalisierung von strahlkorrelierten Neutronen noch vor Erreichen der Vetoähler dienen. Eine Beimischung von Bor ist nicht notwendig, da das die Polyethylenplatten umgebende Eisen selbst die thermalisierten Neutronen einfängt. Die dabei entstehenden Gammaquanten werden durch die 18 cm Eisen der 7. Brammenlage vollständig beseitigt und gelangen nicht in die Vetoähler in der 6. Lage (für genauere Betrachtungen siehe Kapitel 8). Nach der teilweisen Wiederherstellung der Seitenwände des Bunkers

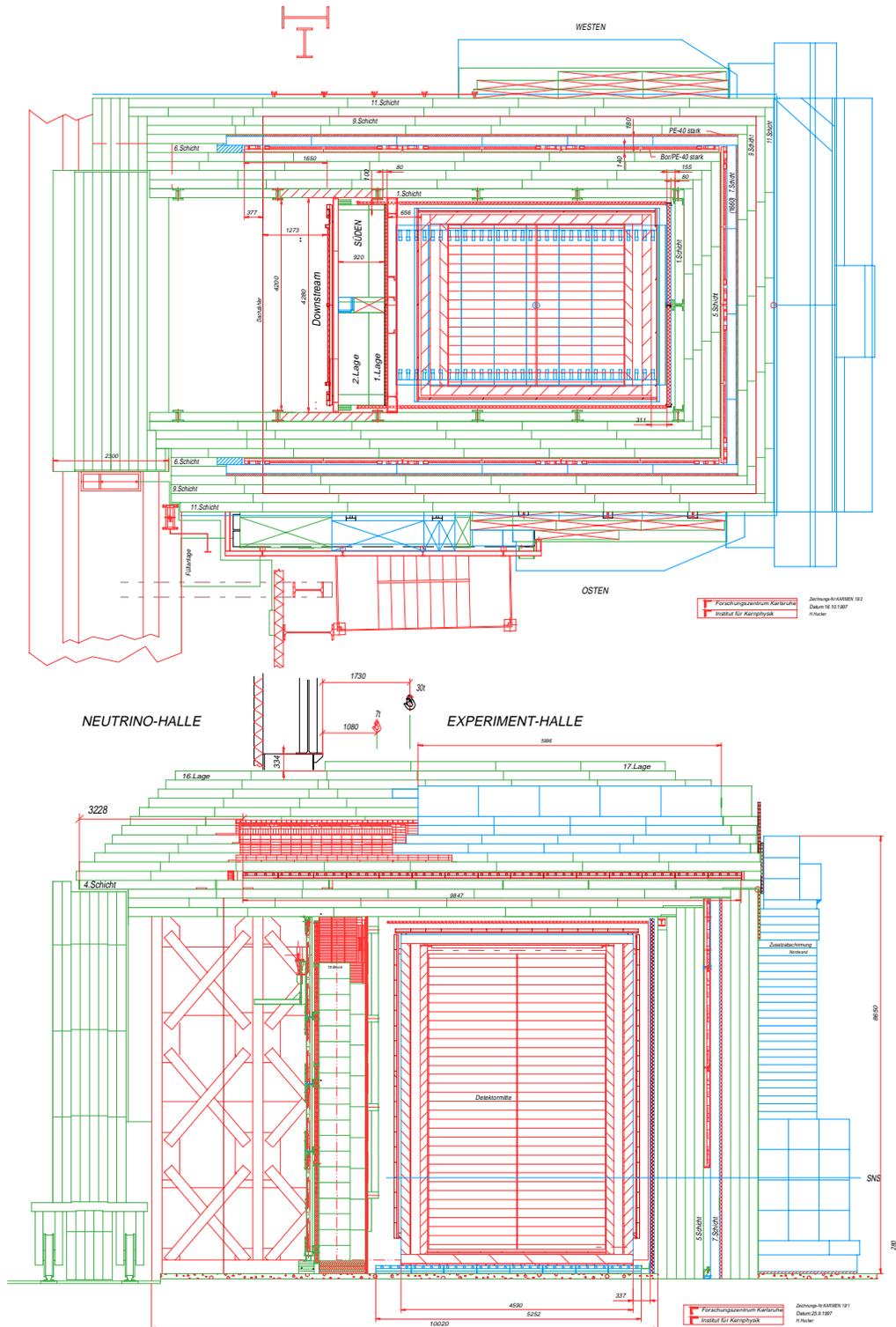


Abbildung 4.2: Horizontaler und vertikaler Schnitt durch den KARMEN–Detektor und den Neutrino–Bunker. Das Target befindet sich rechts. Erkennbar ist die aus Eisenbrammen bestehende Struktur des Bunkers und die in der 6. Wand– und 5. Deckenlage während des Upgrades angebrachten Vetozerähler.

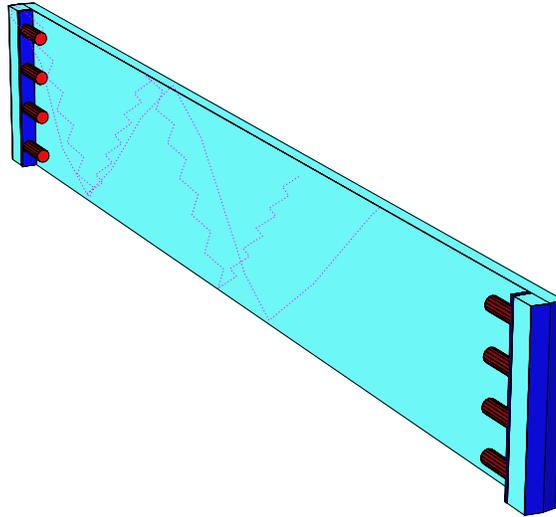


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung eines Vetoählermoduls. Die 180° Lichtumlenkung in die insgesamt 8 Photomultiplier erfolgt mit Hilfe von Spiegelblechen und einem Lichtleiter aus Szintillator (siehe Text).

konnten unter Auslassung der 6. Deckenlage insgesamt 30 Vetoähler mit einer Gesamtfläche von 73.12 m^2 im Dach installiert werden. Die ursprüngliche 6. Deckenlage wurde zur 7., insgesamt wurde damit wieder die gleiche Dach-Abschirmung wie vor dem Upgrade erreicht.

Um den eigentlichen Bunker herum befinden sich an der Ost- und Westseite und vor allem an der dem Target zugewandten Nordseite zusätzliche Abschirmungen, die an strategischen Stellen angebracht wurden, hauptsächlich um den Fluß schneller Neutronen in den Zentraldetektor vom Haupttarget, aber auch vom Protonenstrahl aufwärts gelegenen Zwischentarget für Myonen-Spinexperimente (μSR -Target) zu reduzieren. Diese Abschirmungen wurden während des KARMEN-Upgrade durch die Eisenbrammen der 6. Wandlage zum Teil erheblich verstärkt und erhöht. So bieten diese Abschirmungen jetzt auch den Veto-Dachzählern Schutz vor strahlkorreliertem Untergrund durch schnelle Neutronen und durch (n, γ) -Einfänge thermalisierter Neutronen im Bunker. Auf dem Bunker wurde die Abschirmung U-förmig um das trapezförmige Dach verstärkt, um den durch *Skyshine* verursachten, von oben einfallenden Neutronenfluß abzuschwächen. Gleichzeitig dient diese zusätzliche Abschirmung nach dem Upgrade zum Schutz der Veto-Dachzähler nach oben und bewirkt auch eine Verringerung der myoninduzierten Zählrate an den außen liegenden Enden der Vetomodule.

4.4 Aufbau der Vetoähler

Das Vetosystem inklusive dem neu hinzugekommenen Shield Bottom besteht aus insgesamt 136 einzelnen Vetomodulen aus 3.15 m, 3.75 m bzw. 4 m langem, 65 cm breitem und 5 cm dickem Bicron BC412 Plastikszintillator. Dieser Szintillator weist eine sehr gute absolute Lichtausbeute von etwa 8.5 Photonen/keV deponierter Energie auf. Die effektive, über das Emissionsspektrum und die spektrale Quanteneffizienz der verwendeten Photomulti-

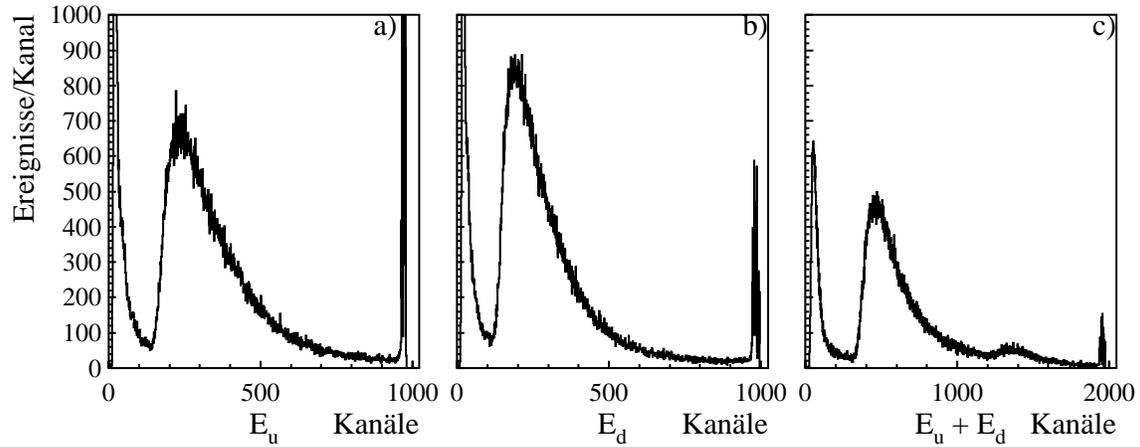


Abbildung 4.4: Energiesignale in ADC-Kanälen der Veto Top Module getrennt für die beiden Modulenden (a,b) und für die Summe beider Energiesignale (c).

plier gemittelte Abschwächlänge beträgt 6 m. Abbildung 4.3 verdeutlicht die Anordnung der zur Auslese an beiden Schmalseiten des Zählers verwendeten 180° Lichtumlenkung und der jeweils vier 2" Philips VALVO XP 2262 Photomultiplier. Zur Lichtumlenkung dient an jedem Ende ein 10 cm langes, 6 cm dickes und über die ganze Breite des Zählers reichendes Szintillatorstück, das auf den Zähler aufgeklebt ist. Sowohl die Schmalseiten des Zählers als auch die nach außen weisende Fläche der Lichtumlenkung weisen einen Winkel von 12 bzw. 7 Grad zur Senkrechten auf. Dies unterstützt zusammen mit den an den abgewinkelten Flächen angebrachten hochreflektierenden Aluminiumblechen (95%) die effiziente Lichtumlenkung in die Photomultiplier. Die Photomultiplier wurden mit Hilfe von optischem Zement an den Positionen ± 24.1 cm und ± 7.6 cm relativ zur Symmetrieachse des Zählers an die Lichtumlenkung geklebt. Die Positionen wurden mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation im Hinblick auf eine möglichst homogene Verteilung der Lichtmenge auf die vier Photomultiplier optimiert [Höß95]. Der optische Zement erreicht mit einem Brechungsindex von $n = 1.54$ nahezu den Brechungsindex des Szintillators von $n = 1.58$ und minimiert damit die Reflexionsverluste bei den optischen Übergängen zwischen dem Zähler, der Lichtumlenkung und den Photomultipliern. Im Raum zwischen den Photomultipliern wurden ebenfalls Aluminium-Spiegelbleche angebracht, um austretendes Licht in die Lichtumlenkung zurückzuwerfen und so teilweise den Photomultipliern zuzuleiten.

Der Lichttransport im Szintillator erfolgt ähnlich wie in den Zentraldetektormodulen durch Totalreflexion des Lichts am optischen Übergang vom dichten Szintillatormedium zum optisch dünneren Medium Luft. Der Grenzwinkel der Totalreflexion beträgt 39° relativ zur Oberflächennormalen. Zur Ergänzung des Lichttransports durch Totalreflexion wurden die Zähler vollständig in zerknitterte Aluminiumfolie eingepackt. Durch das Zerknittern bleibt gewährleistet, daß die Aluminiumfolie nicht auf dem Szintillator aufliegt und die Totalreflexion durch die weniger effiziente Spiegelreflexion an der Folie ersetzt wird. Über eine reine Schutzfunktion hinaus reflektiert diese Aluminiumfolie aus dem Szintillator austretendes Licht zurück in den Szintillator, wo es aufgrund von Oberflächenunebenheiten sogar wieder unter Totalreflexion weiter transportiert werden kann. Die Aluminiumfolie erhöht die gesamte Lichtausbeute aus den Zählern erheblich, dies wurde sowohl in Messun-

gen als auch durch Monte–Carlo Simulationen bestätigt [Rei97]. Die gesamte Konfiguration der Vetoähler wurde auf eine möglichst hohe Lichtausbeute und vor allem eine homogene Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen über der ganzen Fläche der Zähler optimiert. So ermöglicht die Lichtumlenkung an den Enden der Zähler nicht nur einen kompakten Aufbau des gesamten Vetosystems, sondern sie homogenisiert auch den Myonnachweis an den Modulenden und gewährleistet eine 100%ige Nachweiswahrscheinlichkeit auf der ganzen Länge der Module. Eine Auslese durch direkt an den Zähler geklebte Photomultiplier verursacht dagegen blinde Stellen zwischen den Photomultipliern, da durch den kleineren Brechungsindex des Photomultiplierglases von $n = 1.4$ nur Licht aus einem beschränkten Winkelbereich die Photokathode erreicht. Die Lichtumlenkung ist mit einer Lichtsammung von 50% relativ zur geraden Auslese sehr effizient. Durch die große Abschwächlänge des Szintillators und der exzellenten Lichttransporteigenschaften der Vetoähler ergeben sich sehr flache Lichtausbeutekurven (Abb. 5.7), die zusammen mit der Dicke von 5 cm der Zähler eine hervorragende Myon/Gammatrennung erlauben. Dies wird in Abb. 4.4 deutlich. Dort sind die Energiesignale in ADC–Kanälen der Veto Top Module getrennt für jedes Modulende und für die Summe beider Signale aufgetragen. Zwischen dem Beginn der Landauverteilung der kosmischen Myonen und den durch radioaktiven Raumuntergrund verursachten Einträgen bei niedrigen Energien besteht eine große Lücke, in der die elektronische Schwelle angelegt wird.

Die vier Photomultiplier einer Zählerseite werden mit einer gemeinsamen Hochspannung versorgt und die Signale bereits direkt an den Modulen passiv addiert. Deshalb war es notwendig, bei den verwendeten Gruppen von Photomultipliern auf eine möglichst gleiche Verstärkung innerhalb des Bereichs der während des Betriebs anliegenden Hochspannungen zu achten. Dazu wurde die Verstärkung aller 1100 von Philips gelieferten Photomultiplier vermessen und in einer *matching* Prozedur [Eit96] jeweils passende Photomultiplier zu einer Gruppe zusammengefaßt. Die Variation der Verstärkungen konnte damit unter 10% gehalten werden.

Die 3.75 m langen Dach– und Bodenzähler und die 4 m langen Downstream–Zähler wurden über die ganze Länge und Breite der Module zwischen den Lichtumlenkungen und auf der Unterseite jeweils mit 4 cm dicken, borierten Polyethylenplatten versehen. Ziel dieser Anordnung war es, ähnlich wie im Inneren des KARMEN–Bunkers Neutronen zu thermalisieren und durch das Bor zu absorbieren. Da für den Einbau der 3.75 m langen Zähler der Upstream–, Left– und Right–Vetoseite nur 14 cm Platz zur Verfügung standen, konnte hier nur zwischen den Lichtumlenkungen boriertes Polyethylen angebracht werden. Alle Zähler wurden in schwarze Polyethylenfolie lichtdicht verschweißt und die Veto Left, Right, Upstream und Downstream Zähler zu Einheiten von jeweils 2 bzw. 3 Modulen auf einem Rahmen montiert. Diese Rahmen wurden komplett an den Bunkerwänden installiert. An der Downstream–Seite des KARMEN–Detektors, im Innenraum des Bunkers, wurde anschließend an die borierte Polyethylenabschirmung der Shieldzähler eine 90 cm dicke Eisenwand errichtet, die die gesamte lichte Breite und Höhe des Innenraums ausfüllt. An dieser Wand schließlich wurden die insgesamt 10, in zwei Zweier- und zwei Dreier-rahmen zusammengefaßten Veto Downstream Zähler montiert. Die Wand ist notwendig, um Neutronen, die durch Myonen im downstream Bereich des Bunkers produziert werden, durch Eisen zwischen den Zählern und dem Zentraldetektor abzuschwächen. Mit einer Abschwächlänge von 21.6 cm für Neutronen ergibt sich nach 1 m Eisen (90 cm Downstream–Wand bzw. 5 Brammenlagen der Wände zuzüglich der inneren passiven Ab-

Seite	Up	Down	Left	Right	Top	Bottom
Module	2×11	10	3×11	3×11	2×15	8
Länge	3.15 m	4.00 m	3.15 m	3.15 m	3.75 m	3.15 m
Gesamtfläche	45.05 m ²	26.00 m ²	67.57 m ²	67.57 m ²	73.13 m ²	16.38 m ²
Rahmen	$6 \times 3\text{er}$	$2 \times 3\text{er}$	$9 \times 3\text{er}$	$9 \times 3\text{er}$		
	$2 \times 2\text{er}$	$2 \times 2\text{er}$	$6 \times 2\text{er}$	$6 \times 2\text{er}$		
Zähler/Zähler	1.4 mm	1.4 mm	1.4 mm	1.4 mm	7 mm	7 mm
Stirnseiten	1.6 cm	1.6 cm	1.6 cm	1.6 cm	0.6 cm	
Rahmen/Rahmen	1.6(2.7) cm	1.6 cm	1.6(2.7) cm	1.6(2.7) cm		

Tabelle 4.1: Anzahl der Module, Rahmen und Größe der Lücken zwischen den Zählern für die Veto Seiten und den Shield Bottom. Die Zahlen in Klammern bei den Rahmen/Rahmen Lücken beziehen sich auf die durch einen Doppel-T-Träger vergrößerte Lücke zwischen den beiden obersten Rahmen.

schirmung) eine Abschwächung auf etwa 1% der Primärintensität. Die genaue Wirkungsweise des Veto-Zählersystems bei der Untergrundreduktion wird im Kapitel 9 aufgezeigt.

Bei der Montage der Modulrahmen und bei der Installation am Bunker wurde auf möglichst kleine Lücken zwischen den einzelnen Zählern geachtet. Als limitierend erwiesen sich neben dem unabdingbaren Platz für Halterungen auch die Toleranzen, die aufgrund der zu erwartenden Wärmeausdehnung durch Temperaturschwankungen in der Zählerumgebung einzuhalten waren. Tabelle 4.1 stellt für die einzelnen Vetoseiten die Anzahl der verwendeten Module, die Gesamtfläche der Seite und die geometrischen Lücken zwischen den Zählern gegenüber, wie sie nach der Montage vermessen wurden. Die größte Lücke entstand dabei zwischen den jeweils obersten beiden Rahmen der Seiten Upstream, Left und Right, weil ein dort angebrachter Doppel-T-Träger die horizontalen Kräfte der außen angebrachten Brammenlagen auf den inneren Bunker und den steifen Käfig um den Innenraum überträgt. Diese Lücken sind in Klammern bei den Rahmen/Rahmen Lücken mit angegeben. Die geometrischen Lücken stellen eine wichtige Eingangsgröße für die Simulation des Myonnachweises mit den Veto-Zählern dar (Kap. 5) und bestimmen wesentlich die totale Leckrate des Vetosystems. Der Veto Top ragt über die Seitenwände des Vetos hinaus, um mit Hilfe einer Schattenwirkung die durch die 3. und 4. Deckenlage und die Wandlagen rechts und links des Veto Downstream verursachten Lücken zu überdecken. Obwohl die Flächenbelegung insgesamt nur 87.7% beträgt, wurde eine Myonnachweishrscheinlichkeit für in den Zentraldetektor eindringende Myonen von 99.4% erreicht.

4.5 Elektronik, Triggerentscheidung und Datenaufnahme

Für die volle Ausnutzung der hervorragenden Eigenschaften des Detektors und der Neutrinoquelle ISIS muß durch eine anspruchsvolle elektronische Datenaufnahme und Datenauslese gewährleistet sein, daß die aufgenommenen Ereignisinformationen mit hoher Qualität auf Datenträgern gesichert und für die Auswertung zur Verfügung gestellt werden. Die freie Ereignis-Triggerrate beträgt im KARMEN-Detektor nach dem Upgrade etwa 15 kHz, wozu die Detektorteile Zentraldetektor, Shield und Veto jeweils zu etwa einem Drittel beitragen. Die große Zahl von insgesamt 880 Modulen erfordert durch eine

Kabellängen	Upstream	Downstream
Zentraldetektor	40.0 m	27.0 m
Antizähler	42.5 m	29.5 m
Shieldzähler	47.0 m	34.0 m
Vetozähler	49.8 m	37.3 m

Tabelle 4.2: Kabellängen von den Modulenden zur Front-End Elektronik.

intelligente Triggerentscheidung bereits eine *online* Auswahl der zu speichernden Ereignisse, um die Datenmenge und durch die Datenauslese verursachte Totzeiten in einem erträglichen Rahmen zu halten. Die Triggerentscheidung erfolgt dabei auf mehreren Ebenen. Jede Ebene reduziert die Triggerrate deutlich, verlängert aber auch durch die komplexer werdenden Triggerentscheidungen die notwendige Totzeit. Insgesamt läßt sich von drei Triggerebenen sprechen: der *front end* Elektronik, die die Triggerung einzelner Module übernimmt, die eigentliche Triggerlogik mit einer *Memory Lookup Unit* (MLU), die komplexe Triggerentscheidungen aufgrund des globalen Ereignismusters im Detektor trifft und dem sogenannten *software trigger*, der mit Hilfe der konvertierten Moduldaten flexible Triggerentscheidungen über die abzuspeichernden Daten fällt.

4.5.1 Front-End Elektronik

Wie bereits erwähnt, werden die Analogsignale der Photomultiplierpaare bzw. Gruppen an den Enden der Zentraldetektor- und Vetomodule bereits direkt bei den Modulen passiv addiert und über Koaxialkabel aus dem Bunker herausgeführt. Die verschiedenen Kabellängen bis zur Elektronik sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. Dabei definiert das jeweils längere Kabel das *Upstream*-Ende und das kürzere Kabel das *Downstream*-Ende eines jeden Moduls. Durch die um etwa 13 m unterschiedlichen Kabellängen ergibt sich mit einer Signallaufzeit von 4 ns/m ein elektronisches *delay* von 52 ns zwischen den Signalen des Upstream- und Downstream Endes eines jeden Moduls. Beim Zentraldetektor fällt die Bezeichnung der Enden mit der räumlichen Anordnung zusammen, bei den quer oder senkrecht zur x-Achse liegenden Modulen gilt, daß das weiter von der Elektronik entfernte Ende auch das längere Kabel hat. Die Kabel der Vetoseiten werden nicht direkt zur Elektronik geführt, sondern zunächst auf die *High Speed Summing Unit* (HSSU). Dort werden die Upstream- und Downstream-Enden jeweils von zwei bis drei Vetomodulen getrennt addiert, um die zur Auslese notwendigen Kanäle zu minimieren. Dabei werden Module addiert, die mit ihrer Stirnseite (Lichtleiter) aneinanderstoßen. Die Mehrdeutigkeit eines Myontreffers in einer solchen Gruppe von Vetomodulen läßt sich mit Hilfe von Spurfits (Abschnitt 6.2), die die Informationen des Zentraldetektors über die Myonspur ausnutzen, auflösen, da die mehrdeutigen Durchstoßpunkte der Spur durch die Vetoseiten um jeweils eine Modullänge versetzt sind.

Die Front-End Elektronik besteht aus insgesamt 203 Asterix¹-Karten, die die Photomultiplier signale der jeweiligen Up- und Downstream Enden von vier Modulen integrieren und diskriminieren. Dabei werden die analogen Energiesignale E_u und E_d für die

¹Analogue Signal and TimE Range Integrator and multipleXer

Auslese zwischengespeichert. Gleichzeitig wird über eine Differenzzeitmessung ΔT zwischen dem Up- und Downstream-Signal (durch die unterschiedlichen Kabellängen ist gewährleistet, daß das Downstream Signal den Start liefert) eine Ortsmessung entlang der Modullängsachse ermöglicht. Wird das Upstream-Signal bis zu 190 ns nach dem Downstream-Signal registriert, so ist die Modulkoinzidenz als erste Triggerstufe erfüllt und das Upstream-Signal wird als T_{or} Signal des Moduls an die Triggerlogik weitergeleitet. Alle Module, die innerhalb von 90 ns ein T_{or} geliefert haben, werden als zu einem Ereignis gehörig angesehen. Das Ende dieser Ereignis-Koinzidenzzeit wird durch ein zurückgeleitetes T_{ro} an die Module signalisiert und stoppt dort die Relativzeitmessung T_{rel} der Module, die durch das jeweilige T_{or} gestartet wurde. Nach einer solchen Modul- und Ereigniskoinzidenz liegen also in den Asterix-Karten die Informationen E_u , E_d , ΔT und T_{rel} vor.

4.5.2 Triggerlogik

Für die Triggerentscheidung wird getrennt für den Zentraldetektor und die Seiten des Antis, Shields und Vetos die Summe über die Energien aller Module gebildet. Diese Energiesignale werden zusammen mit einem zur Anzahl der Module im Zentraldetektor proportionalen Signal diskriminiert und als Bitmuster aufbereitet. Dieses Bitmuster dient als Eingang in die *Memory Lookup Unit* (MLU), wo es als Zugriffsadresse auf einen internen 64 kByte Speicher dient (Abb. 4.5). Das an der jeweiligen Adresse abgespeicherte Byte wird an den Ausgang weitergeleitet und stellt die Triggerentscheidung dar. Durch eine geschickte Programmierung der MLU lassen sich die folgenden Ereignisklassen unterscheiden:

StopCentral In der inneren passiven Abschirmung gestoppte Myonen. Diese Klasse löst eine elektronische Hardware-Totzeit von 10 μs aus, die nachfolgende Ereignisse durch Zerfallsprodukte dieser Myonen unterdrückt und damit die Ereignisrate reduziert.

SMU Im Zentraldetektor gestoppte Myonen. Zur detaillierten Untersuchung dieser Ereignisklasse und dem Anlegen selektiver Totvolumina um den Stopport des Myons werden die Myonspuren konvertiert, ausgelesen und der Stopport in den Daten gespeichert.

Calcos Calibration Cosmics. Myonen, die nahezu senkrecht bzw. waagrecht durch den Zentraldetektor fliegen und damit sehr gut zu Kalibrationszwecken, wie die Bestimmung der Lichtausbeutekurven der Module und die tägliche Aktualisierung der Energieeichung, geeignet sind.

Neutral Isolierte Ereignisse im Zentraldetektor, ohne daß eine der Anti- oder Shieldseiten angesprochen hat. Mögliche Kandidaten für Neutrinoreaktionen. Neutrale Ereignisse werden getriggert, konvertiert, ausgelesen und mit ihrer vollen Modulinformation in den Daten gespeichert.

Die gesamte Information des Vetozahlers wird *nicht* für die Klassifizierung der Ereignisse verwendet. Die durch den Veto unterdrückbare Ereignisklasse macht nur einen sehr kleinen Bruchteil der aufgenommenen Datenrate aus, so daß sich eine online Diskriminierung der Ereignisse nicht lohnt. Durch ein Belassen der neutralen Ereignisse mit

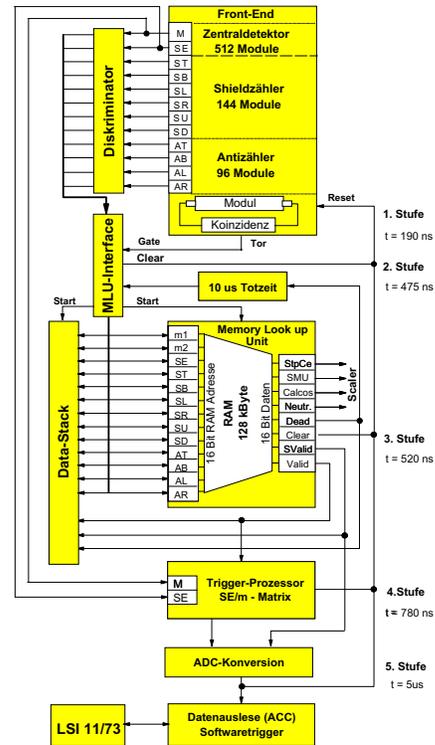
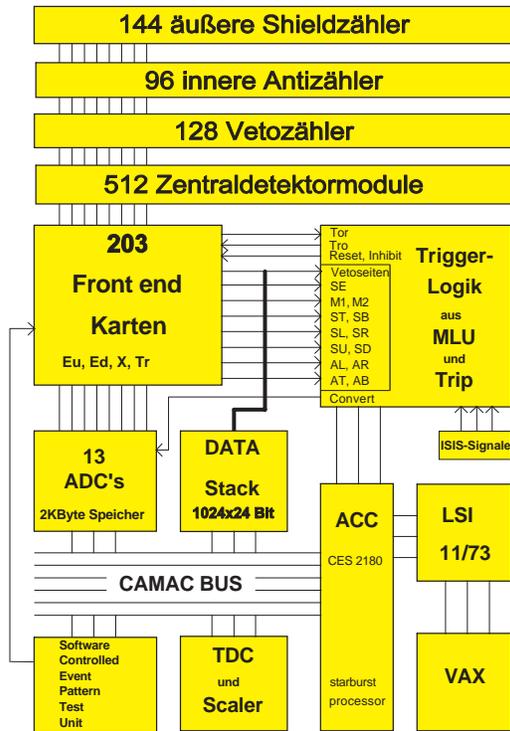


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der Datenaufnahme und Triggerlogik (siehe Text).

Vetoeinträgen in den Daten ist eine genaue *offline* Analyse des durch den Veto verworfbareren Untergrunds und eine Optimierung der dafür notwendigen Schnitte möglich (Abschnitt 9.2).

Das von der MLU als Eingabe verwendete Bitmuster wird, zusammen mit dem Bitmuster der aktivierten Vetoseiten, zu einem sogenannten *stack pattern* zusammengefaßt und im *Data Stack* gespeichert. Damit ist gewährleistet, daß von jedem Ereignis unabhängig von seiner Klassifizierung wenigstens die Zeit und das *stack pattern* als Information in den Daten vorhanden ist. Die Analyse der Stackdaten hat sich bei der Auswertung als unerläßliches und extrem effizientes Hilfsmittel erwiesen, um *offline* Software-Totzeiten nach myoninduzierten Ereignissen anzulegen und um so den Untergrund durch Folgeprodukte wirksam zu unterdrücken.

Während des KARMEN-Upgrades wurde die Triggerentscheidung der MLU um eine zeitabhängige, von der Ereignisklasse eines vorausgegangenen Ereignisses abhängige Zentraldetektorschwelle erweitert. Um eine möglichst hohe Effizienz für den Nachweis der Einfänge thermalisierter Neutronen am Gadolinium und am Wasserstoff des KARMEN-Detektors zu erreichen, wurden die Asterix-Schwellen des Zentraldetektors von 15 mV auf 12 mV gesenkt und gleichzeitig die Verstärkung der Photomultiplier um 20% erhöht, indem die Hochspannungsversorgung entsprechend angepaßt wurde. Dadurch stieg jedoch die Rate der durch den radioaktiven Raumuntergrund verursachten, getriggerten und konvertierten Ereignisse deutlich über ein 1 kHz, wodurch die Grenze von maximal 16 Ereignissen pro Strahlperiode, die von der Ausleseelektronik vorgegeben ist, bereits deutlich vor

dem Ende der Periode erreicht wurde. Daher wurde eine selektive Erniedrigung der Zentraldetektorschwelle nach bestimmten Klassen von Ereignissen realisiert. Normalerweise muß die Summenenergie eines Ereignisses im Zentraldetektor ausreichen, um die Diskriminatorschwelle zu überschreiten, damit die MLU das Ereignis zur Konversion freigibt. Bei bestimmten Ereignisklassen aktiviert jedoch die MLU ein Ausgabe-Bit, das anzeigt, daß innerhalb der nächsten $600 \mu\text{s}$ das T_{or} Signal des Zentraldetektors unabhängig von der Summenenergie ausreicht, um das Ereignis zu akzeptieren. Durch diese Maßnahme wird die Schwelle nach hochenergetischen Ereignissen, die die Summenenergieschwelle überschreiten, für eine Zeitspanne, die einem Vielfachen der Thermalisierungszeit der Neutronen entspricht, auf die sehr viel niedrigere Asterix-Schwelle der Zentraldetektormodule gesenkt. Durch diese Triggerung war es möglich, die Ereignisrate soweit zu verringern, daß wieder die ganze Strahlperiode für die Messung zur Verfügung steht. Die niedrige Schwelle wird von allen neutralen Ereignissen und von SMUs aktiviert. Letzteres dient dazu, die beim Einfang der negativen, im Zentraldetektor gestoppten Myonen durch die Reaktion $\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B} + \text{n} + \nu_\mu$ produzierten Neutronen zu benutzen, um die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit kontinuierlich während der Datenaufnahme zu messen.

Die nächste Stufe der Triggerentscheidung wird durch den *Trigger Processor* (TRIP) getroffen. In einer zweidimensionalen Matrix ist dort abgespeichert, ob und wenn ja mit welcher Untersetzung ein Ereignis zur Konversion und Auslese freigegeben werden soll. Als Koordinatenindizes der Matrix dienen die digitalisierten Summenenergie- ΣE und Multiplizitätssignale M des Zentraldetektors. Die Hauptaufgabe des TRIP ist seine Funktion als ein weiterer Filter für die Calibration Cosmics, die für die Kalibration des Detektors verwendet werden. Sie zeigen aufgrund der Forderung möglichst senkrechter bzw. horizontaler Spuren ein charakteristisches Muster in der ΣE über M Matrix. Der Untersetzungsfaktor läßt sich gezielt bei Spezialmessungen ausnutzen, bei denen unter Umgehung der Triggerstufe MLU *alle* Ereignisse konvertiert und ausgelesen werden (sogenannte *free running* Messungen, Kap. 6.1), um die Ereignisrate auf ein erträgliches Maß zu reduzieren. Der TRIP arbeitet intern mit zwei Matrizen. Zunächst ist bei Beginn einer Strahlperiode eine Matrix aktiv, die alle Energien und Multiplizitäten $M < 14$ passieren läßt. Diese dient zur Aufnahme von Neutrinoereignissen. Auf die Calibration-Cosmic-Matrix wird umgeschaltet, wenn in der zeitlichen Umgebung ($-200 \mu\text{s}$ bis $100 \mu\text{s}$) des Zeitpunkts T_0 , der die Ankunftszeit der durch den aktuellen Strahlpuls erzeugten Neutrinos im Detektor kennzeichnet, *kein* neutrales Ereignis getriggert wurde. Eine solche Strahlperiode ist für die Neutrinoauswertung nicht interessant und wird für die Aufnahme von Calibration Cosmics genutzt. Befindet sich dagegen ein neutrales Ereignis in diesem Fenster, so wird während der ganzen Strahlperiode mit der neutralen TRIP-Matrix gemessen.

4.5.3 Konversion und Datenauslese

Bei Ereignissen, für die die Triggerentscheidungen der MLU und des TRIP positiv ausfallen, werden die in den Asterix-Karten anliegenden, analogen Informationen E_u , E_d , ΔT und T_{rel} an insgesamt 13 parallel arbeitende CAMAC 10 bit ADCs geführt und dort digitalisiert. Dabei ist jeder ADC für 16 Asterixkarten mit jeweils 4 Modulen zuständig. Während der Konversionszeit der ADCs ($5.4 \mu\text{s}$ für das erste und $3.6 \mu\text{s}$ für jedes weitere Modul) bleibt die gesamte Datenaufnahme des Detektors gestoppt. Durch eine geschickte räumliche Zuordnung der jeweils 64 zu einem der 8 Zentraldetektor-ADCs gehörenden Module auf die Reihen und Spalten des Zentraldetektors, kommt es bei neutralen, lokal be-

grenzten Ereignissen praktisch nicht vor, daß ein ADC mehrere Konversionen durchführen muß. Die Konversion von SMUs kann jedoch aufgrund der hohen Multiplizitäten bis zu 30–40 μs dauern, was wegen der niedrigen Rate von 160 Hz allerdings zu keiner merklichen Totzeit führt. Die konvertierten Daten der Ereignisse bleiben in internen Speichern der ADCs bis zum Ende der Strahlperiode gespeichert. Dann, ab 13.4 ms nach T_0 , liest der *Auxiliary Crate Controller* (ACC), ein mit einem vollständigen Mikrocomputer ausgestattetes CAMAC-Modul, die Daten der ADCs aus und formatiert sie zusammen mit den Datenstack-Informationen, diversen Zeitsignalen und dem mit Hilfe eines *beam profile monitors* (BPM) induktiv aufgenommenen Profil des Protonenstrahls zu 8 kByte großen Datenblöcken. Diese werden an die als Experimentrechner dienende LSI 11/73 übertragen und dort nach Zwischenspeicherung auf Festplatten regelmäßig auf magnetische Datenträger (DLTs mit 15 GByte Kapazität) gesichert.

Insgesamt reduziert die mehrstufige Triggerung die Roh-Datenrate von 15 kHz auf eine Rate konvertierter und ausgelesener Ereignisse von etwa 1 kHz. Durch die kompakte Speicherung der Daten beträgt die Datenrate bei normaler Neutrinomessung etwa 500 MByte pro Tag. Die Triggerung ist in weiten Grenzen durch Software kontrollierbar, so daß auch leicht Spezialmessungen, z.B. zu Zwecken der Detektorkalibration, durchgeführt werden können.

4.6 Detektorkalibration

Die Kalibration des KARMEN-Detektors dient zur Rekonstruktion der physikalischen Parameter eines Ereignisses Ort, Energie und Zeit aus den digitalisierten Analogsignalen der Asterix-Karten E_u , E_d , ΔT und T_{rel} . Für eine ausführliche Schilderung der dabei verwendeten Techniken wird auf [Wol95] verwiesen, hier soll nur ein kurzer Überblick gegeben werden.

Für die Rekonstruktion des Orts eines Ereignisses entlang der Modullängsachse aus der Differenzzeit ΔT des Ansprechens der Photomultiplier am Upstream- und Downstream-Ende des Moduls werden in einer Spezialmessung mit Hilfe von Myonspuren für jedes Modul individuell die Flanken der in ADC-Kanälen aufgetragenen ΔT -Spektren bestimmt und mit den räumlichen Enden der Module (± 175 cm beim Zentraldetektor) gleichgesetzt. Für die genaue Rekonstruktion des Orts besonders bei kleinen Energien ist zusätzlich eine energieabhängige Walk-Korrektur der Ansprechzeit der Photomultiplier-Pulse nötig. Da auf den Asterix-Karten Diskriminatoren vom *leading edge* Typ verwendet werden, hängt der Zeitpunkt des Überschreitens der konstanten Schwelle von der genauen Form und Höhe der Photomultiplierpulse ab. Für die Walk-Korrektur wird ein Modell verwendet, das mit einem Digital-Oszilloskop gemessene Pulsformen und die gemessenen E_u und E_d Signale verwendet.

Für die Rekonstruktion der physikalisch deponierten Energie ist es notwendig, die Lichtausbeutekurven der Module, d.h. die Abhängigkeit des am Photomultiplier sichtbaren Lichts vom Ort der Energiedeposition im Modul zu kennen. Hierzu werden aus den während der normalen Neutrinomessung aufgenommenen Calibration Cosmics individuell für jedes Modul und für 28 Ortsabschnitte entlang der Modullängsachse Energiespektren für die Signale E_u und E_d gefüllt. Diese Spektren zeigen eine charakteristische Landauverteilung, wobei die Variation der Position des Maximums dieser Verteilungen die Lichtausbeutekurven abhängig vom Modulort widerspiegelt. Somit läßt sich aus den an den

Modulenden gemessenen Signalen und dem rekonstruierten Ort die physikalisch deponierte Energie in den Modulen rekonstruieren. Weiter ist für die genaue Energierekonstruktion eine Korrektur der sogenannten *Leakage*, d.h. dem Überkoppeln von Licht in räumlich benachbarte Zentraldetektormodule durch Lücken in der Plexiglassegmentierung, notwendig. Auch die dafür nötigen Daten werden aus der Auswertung von Calibration Cosmics gewonnen. Die Absoluteichung der Energie ergibt sich aus einer Anpassung der rekonstruierten Energieverteilungen der beim Zerfall im Zentraldetektor gestoppter Myonen entstehenden Michelelektronen an die Ergebnisse einer entsprechenden Monte-Carlo Simulation.

Die Rekonstruktion der Relativzeit T_{rel} zwischen den an einem Ereignis beteiligten Modulen erfolgt ebenfalls mit Hilfe von Calibration Cosmics. Dazu wird vorausgesetzt, daß die Myonen mit Lichtgeschwindigkeit durch den Detektor fliegen. Mit Hilfe von vertikalen und horizontalen Myonspuren lassen sich die verschiedenen Kabellängen und Verzögerungszeiten in den elektronischen Auslesekanälen korrigieren. Für die Shield- und Vetomodule werden dagegen Myonen beliebiger Orientierung verwendet, deren Spuren mit Hilfe des Zentraldetektors gefittet werden. Die Korrekturwerte für die Relativzeiten der Shield- und Vetomodule werden dann unter Berücksichtigung der bereits kalibrierten Zeiten der Zentraldetektormodule und der Flugzeit der Myonen bestimmt.

Der Zeitpunkt eines T_{ro} Signals eines konvertierten und ausgelesenen Ereignisses wird mit Hilfe eines *long range, multi hit* TDCs mit einer Präzision von 1 ns gemessen. Bei der Kalibration wird diese Zeit mit für T_{rel} bestimmten Kabel- und Elektroniklaufzeiten des ersten Moduls eines Ereignisses korrigiert. In jeder Strahlperiode wird ebenfalls mit Hilfe eines TDCs die Zeit festgehalten, bei dem das BPM-Signal des Protonenstrahls die Schwelle eines leading-edge Diskriminators überschreitet. Die Zeitdifferenz zwischen dem Eintrag des Ereignisses und des BPM-Signals ist proportional zur Ereigniszeit relativ zu T_0 . Zusätzlich kann eine Walkkorrektur für das BPM-Signal mit Hilfe des mit einer 10 ns Auflösung digitalisierten Strahlprofils vorgenommen werden.

Die Bestimmung des Offsets der Zeitmessung, die sogenannte T_0 -Kalibration, wurde auf zwei unabhängige Arten durchgeführt: mit Hilfe des Laser-Systems des KARMEN-Detektors und mit Hilfe der direkten Bestimmung der Laufzeiten in den für die Zeitmessung verwendeten Kabeln und elektronischen Einheiten [Wol95, Rap96]. Beide Methoden liefern innerhalb von 2 ns konsistente Resultate und bestätigen die ns-Präzision bei der Bestimmung der Absolutzeit der Ereignisse. Damit kann die Zeitstruktur der ISIS-Neutrinoquelle in der Auswertung voll ausgenutzt werden.

Kapitel 5

Simulation kosmischer Myonen und ihrer Reaktionen

Große Teile der vorliegenden Arbeit basieren auf der Simulation kosmischer Myonen und ihrer Reaktionen innerhalb des KARMEN-Detektors und vor allem auch innerhalb der massiven Eisenabschirmung, die den Detektor umgibt. In diesem Kapitel werden die grundlegenden Techniken und Verfahrensweisen dargestellt, die es erlauben, sowohl die dominierenden Untergrundquellen im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationskanal zu identifizieren, als auch die Maßnahmen gegen diesen Untergrund, die im Rahmen des KARMEN-Upgrades 1996 durchgeführt wurden, zu optimieren. Dabei wird auf die Generierung der kosmischen Myonen eingegangen, auf die Beschreibung der tief-inelastischen Reaktionen und der Myoneinfänge, auf die Beschreibung der komplexen Detektorgeometrie und der Abschirmung und schließlich auf die Simulation der Detektorantwort.

In den darauffolgenden Kapiteln werden dann die Ergebnisse der Simulationen mit Messungen vor und nach dem KARMEN-Upgrade verglichen. Damit kann die Qualität der Simulationen beurteilt werden und wichtige Größen, wie z.B. der Wirkungsquerschnitt der inelastischen Reaktionen oder die Neutronenmultiplizität bei Myoneinfängen, können extrahiert werden.

5.1 Kosmische Myonen

Auf die oberen Schichten der Erdatmosphäre treffen hochenergetische, vollständig ionisierte Kerne und Gammaquanten aus kosmischen Quellen, wie z.B. Supernova-Explosionen. Das Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung fällt dabei etwa gemäß einem Potenzgesetz $E^{-\gamma}$ mit $2.7 < \gamma < 3.7$ ab und reicht bis zu höchsten, in ausgedehnten Luftschauerexperimenten nachgewiesenen Energien von 10^{20} eV. Durch Spallationsreaktionen mit den in der Atmosphäre vorhandenen Kernen (hauptsächlich Stickstoff und Sauerstoff) entstehen u.a. Kaonen und Pionen, die wiederum in Myonen zerfallen. Die Myonen bilden neben den entstehenden Neutrinos die durchdringendste Komponente der sekundären kosmischen Strahlung. Aufgrund der hohen Energien und der durch den hohen Gamma-Faktor stark verlängerten Lebensdauer, gelangt ein stetiger Fluß von Myonen bis auf die Erdoberfläche. Kosmische Myonen lassen sich aber auch noch mehrere Kilometer tief unter der Erdoberfläche nachweisen.

Für die vorliegende Arbeit war es von großer Bedeutung, über ein detailliertes Modell für den zenitwinkel- und energieabhängigen Fluß kosmischer Myonen im Energiebereich von 1 bis etwa 100 GeV zu verfügen. Dazu wurde ein in [Mae73] publiziertes Modell numerisch umgesetzt. Im folgenden wird kurz das verwendete Modell vorgestellt.

Ausgangspunkt ist das Energiespektrum $F_{\pi,K}(E_i)$ der Mesonen (Pionen und Kaonen) am Produktionsort in der Atmosphäre:

$$F_{\pi}(E_i) = a_{\pi} (3.2 + E_i)^{-2.7} \quad F_K(E_i) = a_K (3.2 + E_i)^{-2.9}.$$

Dabei steht E_i für die Energie in GeV, a_{π} und a_K für die Absolutnormierungen des Mesonenflusses. Für den differentiellen Fluß $n_i(E_i, x, \theta^*)$ der Kaonen in einer atmosphärischen Tiefe x (in g/cm²) mit Energien zwischen E_i und $E_i + dE_i$ und unter *lokalen* Zenitwinkeln zwischen θ^* und $\theta^* + d\theta^*$ gilt

$$n_i(E_i, x, \theta^*) = \int_0^x \frac{F(E_i)}{L_c} \exp(-D(E_i, x', \theta^*)) \sec \theta^*(x') dx'.$$

Dabei steht der Index i für Pionen bzw. Kaonen. Durch die Integralbildung werden alle in höheren Atmosphärenschichten produzierten Mesonen aufaddiert. Die Abschwächung durch den Verlust primärer (Absorption) und sekundärer Teilchen (Absorption und Zerfall) wird durch die Funktion D beschrieben:

$$D(E_i, x', \theta^*) = \int_0^{x'} \frac{\sec \theta^*(x'')}{L_n} dx'' + \int_{x'}^x \left[\frac{1}{L_i} + \frac{b_i}{E_i \rho(x'')} \right] \sec \theta^*(x'') dx''.$$

Dabei bezeichnet L_c die mittlere freie Weglänge für Kollisionen und damit Mesonproduktion der primären kosmischen Teilchen, L_n die Abschwächungslänge für primäre Teilchen und L_i die nukleare Absorptionslänge für Pionen bzw. Kaonen. Alle Größen wurden als unabhängig von der Energie zu 120 g/cm² angenommen. $b_i = m_i c^2 / \tau_i c$ steht für die Zerfallskonstanten von Pionen und Kaonen und beträgt $b_{\pi} = 0.139/780.4$ GeV/cm und $b_K = 0.493/370.9$ GeV/cm. $\rho(x)$ ist die Dichte in g/cm³ in einer atmosphärischen Tiefe x .

Nimmt man die Emission von Myonen im Ruhesystem der Mesonen als isotrop und die Energien als hochrelativistisch ($E_i \approx p_i c$) an, dann gilt für den differentiellen Fluß n_{μ} der Myonen am Produktionsort

$$n_{\mu}(E, x, \theta^*) = \int_{E_{\mu}}^{E_{\mu} r^2} \frac{b_i \sec \theta^*}{E_i \rho(x)} \cdot P(E_i) \cdot n_i(E_i, x, \theta^*) dE_i$$

mit

$$P(E_i) = \frac{r_i^2}{r_i^2 - 1} \cdot \frac{1}{E_i}.$$

$r_i = m_i / m_{\mu}$ ist das Verhältnis der jeweiligen Mesonenmasse zur Myonmasse. Die Integration erfolgt hierbei über den kinematisch erlaubten Energiebereich der Myonen.

Für den differentiellen Fluß i_{μ} der Myonen in einer atmosphärischen Tiefe x_0 und unter einem Zenitwinkel θ gilt schließlich mit der Überlebenswahrscheinlichkeit $W(E, x_0, x, \theta)$ für Myonen

$$i_{\mu}(E, x_0, \theta) = \int_0^{x_0} n_{\mu}(E_{\mu}, x, \theta^*) W(E, x_0, x, \theta) dx. \quad (5.1)$$

Dabei gilt folgende einfache Beziehung zwischen dem lokalen Zenitwinkel θ^* am Produktionsort der Myonen und dem Zenitwinkel unter dem die Myonen am Ort x_0 in der Atmosphäre eintreffen:

$$\sin \theta^*(x) = \frac{R_E + z}{R_E + h(x)} \cdot \sin \theta.$$

$h(x)$ ist dabei die Höhe, in der die darüberliegende Atmosphäre die Dicke x (in g/cm^2) hat. $R_E = 6370$ km ist der Erdradius und z die Höhe des Beobachtungsorts über dem Meeresspiegel. Für die Wahrscheinlichkeit, daß Myonen, die in der Tiefe x produziert wurden, die Tiefe x_0 erreichen gilt

$$W(E, x_0, x, \theta) = \exp \left[-b_\mu \int_x^{x_0} \frac{\sec \theta^*(x')}{E_\mu(E, x, \theta) \rho(x')} dx' \right],$$

mit der Zerfallskonstanten für Myonen $b_\mu = m_\mu c^2 / \tau_\mu c = 0.1056 / 65.87$ GeV/km. Für den Energieverlust der Myonen in der Atmosphäre wird dabei der einfache Zusammenhang

$$-\frac{dE}{d\xi} = a_e + b_e E$$

angenommen, mit $d\xi = dx \sec \theta^*(x)$, $a_e = 2.5 \times 10^{-3}$ GeV cm^2/g und $b_e = 2.78 \times 10^{-6}$ cm^2/g .

Als Modell für die Erdatmosphäre wurde folgende Näherung benutzt, die sehr gut mit der sogenannten US Standardatmosphäre übereinstimmt:

$$h(x) = \begin{cases} H_a - lx^m & \text{für } x \geq x_t \text{ oder } h(x) \leq h_t \\ H_b - n \ln x & \text{für } x \leq x_t \text{ oder } h(x) \geq h_t \end{cases}$$

mit $H_a = 44.442$ km, $H_b = 45.450$ km, $l = 11.865$ km, $n = 6.344$ km und $m = 0.190$. Dabei ist x in den Einheiten g/cm^2 zu nehmen. Für die atmosphärische Dichte gilt $dx = -\rho(x) dh$.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die obigen Gleichungen numerisch integriert und der daraus resultierende Myonfluß $i_\mu(E, \theta)$ (Gleichung 5.1) auf Meereshöhe berechnet. Dabei fanden nur durch Pionen produzierte Myonen Beachtung, da der relative Anteil von Kaonen klein und die Unterschiede im differentiellen Myonfluß im betrachteten Energiebereich nicht signifikant waren. Abbildung 5.1a zeigt den differentiellen Myonfluß $i_\mu(E, \theta)$ für verschiedene Myonenergien in Abhängigkeit vom Zenitwinkel θ . Die Zenitwinkelverteilung hängt stark von der Energie ab. Zu höheren Energien nimmt der Fluß unter flachen Winkeln relativ zum senkrechten Einfall zu. Ab einer Energie von etwa 30 GeV fällt die maximale Myonintensität nicht mehr unter 0° sondern unter deutlich größeren Zenitwinkeln ein. Verantwortlich dafür ist die für flache Zenitwinkel stark zunehmende, effektive Atmosphärendicke. Dadurch stellt die Atmosphäre ein zunehmend dickeres Target für die Produktion hochenergetischer Myonen dar. Andererseits werden hochenergetische im Gegensatz zu niederenergetischen Myonen durch die zunehmende Entfernung vom Produktionsort nicht wesentlich abgeschwächt.

In Abbildung 5.1b ist die senkrechte Intensität $i_\mu(E, \theta = 0^\circ)$ über der Myonenergie im Vergleich mit einer Messung des vertikalen Myonflusses aufgetragen [All84]. Die Übereinstimmung oberhalb 30 GeV zwischen dem vorgestellten Modell und der Messung ist sehr gut, unterhalb von 30 GeV unterschätzt das Modell den wahren Myonfluß jedoch deutlich.

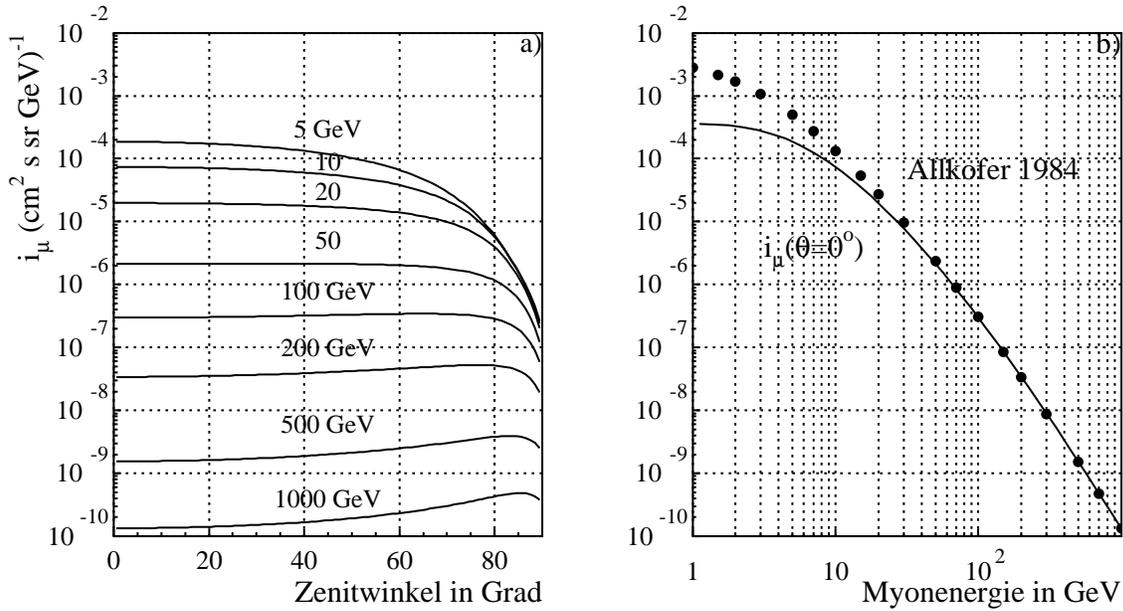


Abbildung 5.1: a) Differentieller Myonfluß $i_\mu(E, \theta)$ auf Meereshöhe. Nur Myonen aus Pionzerfällen wurden berücksichtigt. b) Vergleich von Meßdaten [All84] des vertikalen Myonflusses mit der berechneten Intensität.

Für die vorliegende Analyse wurde deshalb die vertikale Myonintensität auf die Meßdaten normiert und nur die jeweilige Zenitwinkelabhängigkeit aus dem berechneten Modell entnommen. Im folgenden Abschnitt wird erläutert, wie unter Berücksichtigung der so bestimmten differentiellen Myonintensität $i'_\mu(E, \theta)$ auf effiziente Weise Myonen generiert wurden.

5.2 Generierung der Myonen

Für die umfangreichen Simulationen der Reaktionen von kosmischen Myonen mit dem KARMEN-Detektor und der ihn umgebenden massiven Eisenabschirmung war es notwendig, ein effizientes Verfahren zur Generierung von Myonen zu entwickeln. Das Simulationspaket GEANT 3.21 [Bru94] benötigt als Eingabeparameter die Teilchenart (in diesem Fall μ^+ bzw. μ^-) den Startort, an dem die Spurverfolgung des Teilchens beginnen soll, und den Startimpuls. Das Generierungsverfahren muß gewährleisten, daß in einer Umgebung, die die Eisenabschirmung einschließt, der korrekte Myonfluß $i'_\mu(E, \theta)$ herrscht. Aufgrund der teilweise extrem flachen Winkel ist es nicht möglich, die Myonen einfach auf einer großen Ebene oberhalb der Abschirmung nach der gewünschten Energie- und Winkelverteilung zu starten, da nur ein sehr kleiner Bruchteil der Myonen überhaupt in die Nähe der Abschirmung gelangt. Dieses Verfahren ist also sehr ineffizient. Anstatt dessen kam in der vorliegenden Arbeit ein Verfahren zur Anwendung, daß nur solche Myonrichtungen generiert, die einen Zylinder treffen, der die komplette Abschirmung umschreibt [Han91]. Dabei wird der Tatsache, daß weit vom Zentrum des Zylinders entfernt gestartete Myonen nur sehr selten den Zylinder treffen, dadurch Rechnung getragen, daß die Myonen nicht gleichverteilt auf einer Ebene gestartet werden sondern mit einer Radiusverteilung, die für

große Radien stark abnimmt. Für die relativ einfache Zylindergeometrie läßt sich diese Radiusverteilung analytisch berechnen.

5.2.1 Die Radiusverteilung

Ein Myon mit Startradius r_0 relativ zur Zylinderachse trifft den Zylinder nur, wenn sein Azimut-Startwinkel ϕ_0 die Bedingung $-\phi_s/2 < \phi_0 - \phi_r < \phi_s/2$ erfüllt mit

$$\phi_s(r_0) = \begin{cases} 2 \arcsin \frac{r_z}{r_0} & \text{für } r_0 > r_z \\ 2\pi & \text{für } r_0 \leq r_z \end{cases} .$$

Dabei ist ϕ_r der Winkel in Richtung der Zylinderachse und r_z der Zylinderradius. Liegt der Myonstartort direkt über dem Zylinder ($r_0 \leq r_z$), so müssen die Myonen in alle Richtungen gestartet werden. Ähnlich ergibt sich für den Zenitwinkel θ_0 die Einschränkung $\theta_m < \theta_0 < \pi/2$ mit

$$\theta_m(r_0) = \begin{cases} 2 \arctan \frac{r_0 - r_z}{h_z} & \text{für } r_0 > r_z \\ 0 & \text{für } r_0 \leq r_z \end{cases} .$$

Dabei ist h_z die Höhe des Zylinders. Senkrechte Myonen haben den Winkel 0, horizontale Myonen den Winkel $+\pi/2$. Die Häufigkeit, mit der Myonen in der Entfernung r_0 von der Zylinderachse den Zylinder treffen, läßt sich durch eine Integration über den durch ϕ_s und θ_m eingeschränkten Raumwinkelbereich finden. Die für die Generierung wichtige Größe $R(r_0) dr$ der Anzahl von Myonen, die im Bereich dr um r_0 auf einer Kreisscheibe gestartet werden müssen, ergibt sich daraus unter Berücksichtigung der Projektion des Myonflusses $i'_\mu(E, \theta)$ auf eine horizontale Ebene und der Fläche des Kreisscheibenausschnitts $2\pi r dr$:

$$\begin{aligned} R(r_0, E) &= 2\pi \int_{-\phi_s/2}^{\phi_s/2} \int_{\theta_m}^{\pi/2} i'_\mu(E, \theta) \cos \theta r d\Omega \\ &= 2\pi r \phi_s \int_{\theta_m}^{\pi/2} i'_\mu(E, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta. \end{aligned}$$

Abbildung 5.2 zeigt die Funktion $R(r_0, E)$ für verschiedene Myonenergien. Da die Zenitwinkelverteilungen für höhere Energien flachere Winkel bevorzugen, werden die weit von der Zylinderachse entfernt liegenden Startorte zunehmend wichtiger. Für die Generierung von Myonen ist es notwendig, einen maximalen Startradius r_m zu bestimmen. Dieser wird aus der Forderung gewonnen, daß der erfaßte Bruchteil von Myonen mit $r > r_z$ für die maximale Myonenergie 99.5% beträgt. Für eine maximale Myonenergie von 100 GeV und einer Zylindergeometrie mit $r_z = 9$ m und $h_z = 14$ m, die die komplette Abschirmung des KARMEN-Detektors umgibt, ergibt sich ein maximaler Radius von $r_m = 278.2$ m.

5.2.2 Generierung der Startvariablen der Myonen

Für die Generierung der Startvariablen Energie E_0 , Startradius r_0 und Startrichtung ϕ_0, θ_0 wurde die folgende Verfahrensweise angewendet:

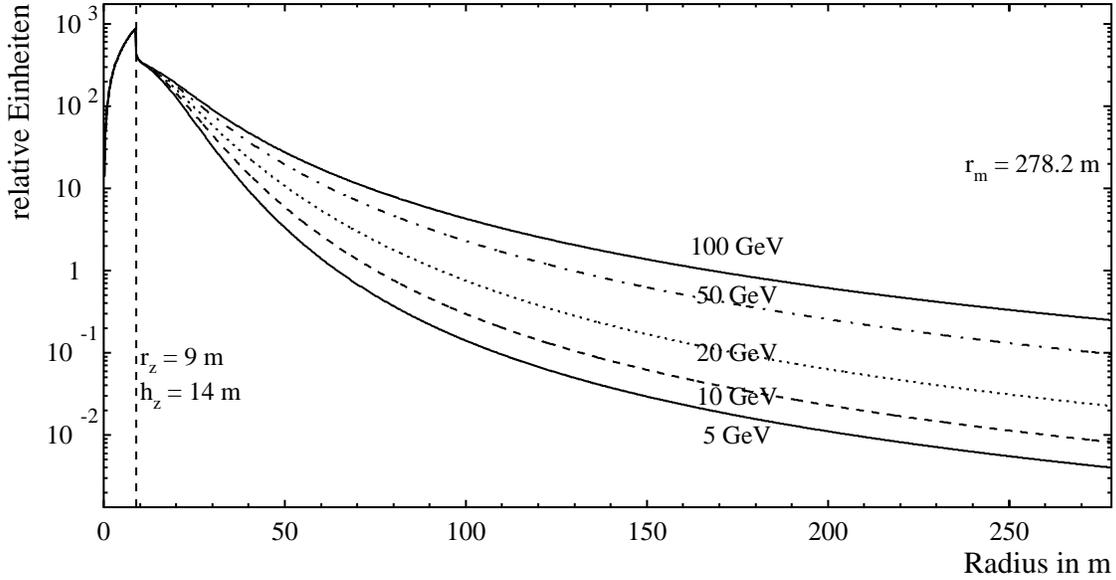


Abbildung 5.2: Radiusverteilungen $R(r_0, E)$ für verschiedene Myonenenergien E . Die Verteilungen sind im Bereich $r < r_z$ aufeinander normiert, um die starke Energieabhängigkeit des Myonflusses zu unterdrücken. Berechnet wurden die Funktionen für $r_z = 9$ m und $h_z = 14$ m.

1. Zunächst wird die Startenergie E_0 des Myons festgelegt. Das Energiespektrum ergibt sich aus der Integration des Myonflusses $i'_\mu(E, \theta)$ über den Zenitwinkel θ :

$$I(E) = 2\pi \int_0^{\pi/2} i'_\mu(E, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (5.2)$$

E_0 wird dabei nach der Verteilung $I(E)$ in festgelegten Grenzen $E_< < E_0 < E_>$ gewürfelt.

2. Der Startradius r_0 ergibt sich aus der zu E_0 gehörenden Radiusverteilung $R(r, E_0)$ in den Grenzen $0 < r_0 < r_m$. Die zugehörigen kartesischen Koordinaten $x_0 = r_0 \cos \phi_r$ und $y_0 = r_0 \sin \phi_r$ werden mit einem gleichverteilten Winkel $0 < \phi_r < 2\pi$ berechnet.
3. Der Azimutwinkel der Startrichtung ϕ_0 wird gleichverteilt unter Beachtung der Grenzen $-\phi_s(r_0)/2 < \phi_0 - \phi_r < \phi_s(r_0)/2$ festgelegt.
4. Der Zenitwinkel θ_0 unterliegt der Beschränkung $\theta_m(r_0) < \theta_0 < \pi/2$ und wird gemäß der Verteilung $\Theta(E_0) = i'_\mu(E_0, \theta) \cos \theta \sin \theta$ gewürfelt.

Zur Bestimmung einer Zufallszahl y , die mit $y_< \leq y < y_>$ nach einer vorgegebenen Verteilung $f(y)$ verteilt ist, aus einer Zufallszahl x , die durch einen Pseudozufallszahlengenerator im Bereich $0 \leq x < 1$ gleichverteilt gegeben ist, ist die folgende Beziehung nach y aufzulösen:

$$\int_{y_<}^y f(y') dy' = x \int_{y_<}^{y_>} f(y') dy'.$$

Falls dies analytisch nicht möglich war, wurde die Verteilung $f(y)$ durch eine kubische Spline-Interpolation angenähert, die sich abschnittsweise integrieren und zwischen den Stützpunkten durch ein Newton-Verfahren leicht invertieren läßt. Dadurch ist es auf effiziente Weise möglich, auch Zufallszahlen nach Verteilungen mit variablen Grenzen (wie zur Bestimmung von θ_0) zu würfeln. Die Spline-Interpolation muß dabei nur zu Beginn einmal für alle benötigten Verteilungen durchgeführt werden. Da die vorliegenden Verteilungen keine ausgeprägten Strukturen zeigen, lassen sie sich mit einer moderaten Anzahl von Stützpunkten exzellent annähern. Die Radiusverteilung wurde nur oberhalb $r_0 > r_z$ Spline-interpoliert, für Startradien innerhalb des Zylinders gilt $R(r < r_z, E) = I(E) 2\pi r$ und sie läßt sich damit analytisch über r integrieren und invertieren. Das Verhältnis gestarteter μ^+/μ^- wurde zu 1.28 festgelegt, ein Wert, der bei KARMEN bestimmt wurde [Jan95]. Das Verhältnis ändert sich beim Durchqueren der Abschirmung nicht wesentlich und ist auch nur schwach energieabhängig [All84], so daß das im Zentraldetektor gemessene Verhältnis auf die Situation außerhalb der Abschirmung übertragen werden kann.

Die Effizienz des vorgestellten Myonstartverfahrens ergibt sich aus dem Vergleich der effektiven Myonstartfläche A_{eff} zur geometrischen Startfläche $\pi r_m^2 = 243.1 \times 10^3 \text{ m}^2$. Die effektive Startfläche ergibt sich aus einer Integration der Radiusverteilung nach einer Division durch den totalen Myonfluß:

$$A_{\text{eff}} = \int_{E<}^{E>} \int_0^{r_m} R(r, E) dr dE \Big/ \int_{E<}^{E>} I(E) dE . \quad (5.3)$$

Für Myonimpulse zwischen 6 und 100 GeV/c, die zur Simulation der tief-inelastischen Reaktionen verwendet wurden, beträgt die effektive Startfläche $A_{\text{eff}} = 523.7 \text{ m}^2$. Der Bruchteil Myonen, der im Vergleich zu einer Gleichverteilung über der Abschirmung gestartet werden muß, beläuft sich damit nur auf 2.15×10^{-3} . Erst durch diese Effizienz ist es möglich, auch sehr flache Myonspuren zu generieren. Diese haben im Hinblick auf die Optimierung der Veto-Nachweiseffizienz und die Simulation des Untergrunds im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationskanal große Bedeutung. Zum einen sind es gerade die Myonen, die sehr flach einfallen, bei denen die Schattenwirkung der Veto-Top-Zähler nicht beiträgt, zum anderen bietet der KARMEN-Detektor durch seine aufrechte Geometrie von den Seiten den leichtesten 'Zugang'. Das Myonstartverfahren ist damit eine notwendige Voraussetzung zur Simulation und zum Verständnis der durch die Myonen induzierten Reaktionen im KARMEN-Experiment und zum optimalen Design des KARMEN-Upgrades.

5.3 Tief-inelastische Reaktionen kosmischer Myonen

Tief-inelastische Reaktionen kosmischer Myonen sind eine Quelle hochenergetischer Neutronen und damit eine wichtige Untergrundquelle im KARMEN-Detektor. Die von Myonen abgestrahlten virtuellen Photonen wechselwirken mit den Eisenkernen der massiven, den KARMEN-Detektor umgebenden Abschirmung und verursachen eine Spallation der Kerne. Dabei werden u.a. hochenergetische Neutronen produziert, die, da sie elektrisch neutral sind, die Antizählersysteme durchdringen und isolierte Reaktionen im KARMEN-Zentraldetektor verursachen können. Die genaue Aufklärung dieser Untergrundquelle und ihre Bekämpfung war ein zentraler Teil der vorliegenden Arbeit. Daher wurde auf eine möglichst realitätsnahe Implementation der Reaktion in der Simulation Wert gelegt. Bei ersten Versuchen mit dem GEANT 3.21 Simulationspaket stellte sich heraus, daß die Rate

für die inelastischen Reaktionen etwa zwei Größenordnungen unter der für die Erklärung der Untergrundrate im KARMEN-Detektor notwendigen Rate lag. Die Implementierung in GEANT 3.21 wurde daraufhin einer genauen Analyse unterzogen und mit verfügbarer weiterer Literatur verglichen. Dabei wurden große Diskrepanzen festgestellt. Aus [Bez81] wurde eine detaillierte Beschreibung der inelastischen Reaktionen entnommen und an Stelle der ursprünglichen Beschreibung in GEANT 3.21 implementiert. Der verwendete Wirkungsquerschnitt wird im folgenden kurz vorgestellt. Dann wird ein Vergleich mit einer weiteren Referenz und der ursprünglichen GEANT-Implementierung durchgeführt.

5.3.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt tief-inelastischer Reaktionen gilt [Bez78]:

$$\frac{d^2\sigma}{dK dQ^2} = \sigma_T(E, K, Q^2) \sigma_T(K, Q^2) + \sigma_L(E, K, Q^2) \sigma_L(K, Q^2). \quad (5.4)$$

Dabei gilt $K = \nu - Q^2/2M$ mit der Energie E des Myons, dem Energieübertrag $\nu = E - E'$, dem Viererimpulsübertrag $Q^2 = (P - P')^2 - \nu^2 + 4PP' \sin^2(\theta/2)$, dem Myonimpuls P vor und P' nach der Streuung, dem Streuwinkel θ zwischen einlaufendem und auslaufendem Myon und der Protonmasse M . Die Größen σ_T und σ_L bezeichnen den Fluß senkrecht bzw. longitudinal polarisierter Photonen. σ_T und σ_L sind die nuklearen Absorptionsquerschnitte für die entsprechenden Photonen. Alle Impulse, Energien und Streuwinkel beziehen sich auf das Laborsystem, d.h. auf das Ruhesystem der Masse M . Für die Photonflüsse gilt

$$\begin{aligned} \sigma_L &= \frac{\alpha}{2\pi Q^2} \frac{K}{P^2} \left(1 - \frac{2\mu^2}{Q^2} + \frac{2E(E - \nu) - Q^2/2}{\nu^2 + Q^2} \right) \\ \sigma_T &= \frac{\alpha}{2\pi Q^2} \frac{K}{P^2} \left(\frac{2E(E - \nu) - Q^2/2}{\nu^2 + Q^2} \right) \end{aligned}$$

Für die Absorptionsquerschnitte wurden die in [Bez81] aufgeführten Gleichungen verwendet:

$$\begin{aligned} \sigma_L(\nu, Q^2) &= \xi \sigma_{\gamma N} \left\{ 0.75 \frac{m_1^2 Q^2}{(m_1^2 + Q^2)^2} + 0.25 \left[\frac{m_2^2}{Q^2} \ln \left(1 + \frac{Q^2}{m_2^2} \right) - \frac{m_2^2}{m_2^2 + Q^2} \right] \right\} \\ \sigma_T(\nu, Q^2) &= \sigma_{\gamma N} \left\{ 0.75 \frac{m_1^4}{(m_1^2 + Q^2)^2} + 0.25 \frac{m_2^2}{m_2^2 + Q^2} \right\}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

$\xi = 0.25$ ist das Verhältnis der Absorptions-Wirkungsquerschnitte longitudinal polarisierter Vektormesonen zu dem der transversal polarisierten. Die Gleichungen (5.5) stellen semiempirische Gleichungen mit den Massen-Parametern $m_1^2 = 0.54 \text{ GeV}^2$ und $m_2^2 = 1.8 \text{ GeV}^2$ dar, die an numerische Berechnungen des verwendeten *generalized vector dominance* (GVD) Modells angepaßt wurden. Dabei liegt m_1 im Bereich der ρ -Mesonenmasse, während m_2 die untere Massengrenze für das hadronische Kontinuum darstellt. Ebenfalls als Näherung an eine GVD-Rechnung ergibt sich für den nuklearen Photon-Absorptionsquerschnitt

$$\sigma_{\gamma N}(\nu) = \begin{cases} 114.3 + 1.647 \ln^2(0.0213 \nu) \mu\text{b} & \text{für } \nu > 17 \text{ GeV} \\ 96.1 + 82/\sqrt{\nu} & \text{für } \nu \leq 17 \text{ GeV} \end{cases}.$$

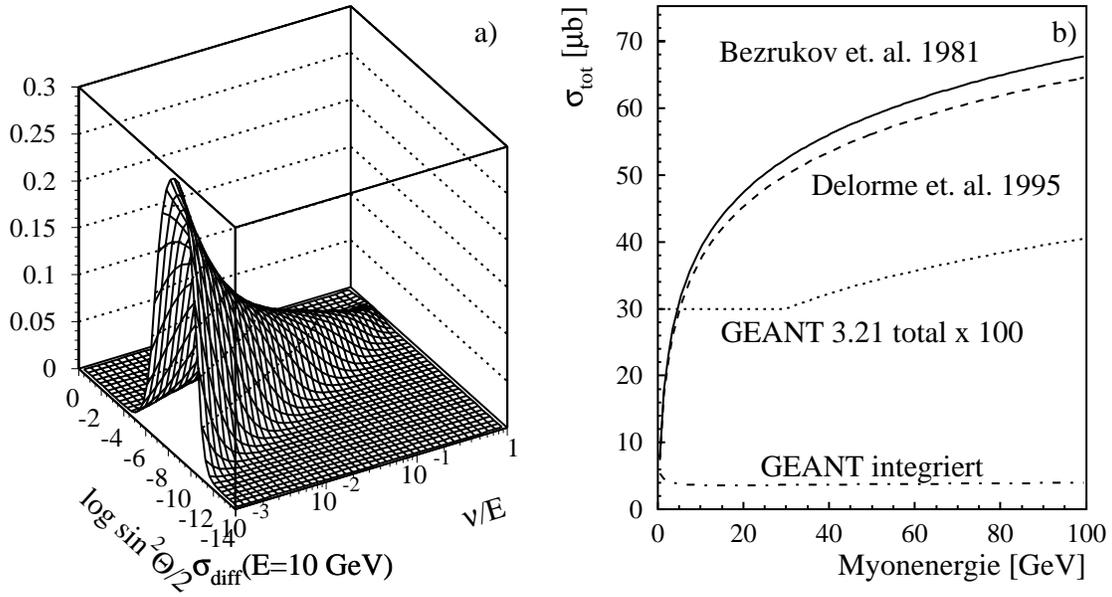


Abbildung 5.3: Differentieller (a) und totaler Wirkungsquerschnitt (b) pro Nukleon für tief-inelastische Myonreaktionen. Gezeigt ist der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt [Bez81] und der daraus resultierende totale Wirkungsquerschnitt mit einem *cutoff* von $\nu > 10$ MeV [Bez81, Del95, Bru94]. Der in GEANT 3.21 implementierte totale Wirkungsquerschnitt und der aus der Integration des in GEANT implementierten differentiellen Wirkungsquerschnitts berechnete differieren stark von den übrigen Referenzen.

Parametrisiert man den differentiellen Wirkungsquerschnitt (Gleichung 5.4) nach dem Streuwinkel $\sin^2(\theta/2)$ und dem relativen Energieverlust des Myons ν/E , so ergibt sich exemplarisch für eine Myonenergie von $E = 10$ GeV die in Abbildung 5.3a dargestellte Abhängigkeit. Man erkennt deutlich den Anstieg des Wirkungsquerschnitts für kleine Energieüberträge ν bzw. kleine virtuelle Photonenergien. Aufgrund der Infrarot-Singularität muß hier ein *cutoff* eingeführt werden, um den totalen Wirkungsquerschnitt durch Integration berechnen zu können. Da die interessierenden Energien bei KARMEN oberhalb 10 MeV sichtbarer Neutronenenergie im Zentraldetektor liegen, erschien ein *cutoff* von $E_c = 10$ MeV als völlig ausreichend. Weiter ist zu erkennen, daß der Wirkungsquerschnitt nur in extremer Vorwärtsrichtung nennenswerte Beiträge liefert. Für den dargestellten Fall einer Myonenergie von $E = 10$ GeV bewegt sich $\sin^2 \theta/2$ im Bereich von 10^{-10} bis 10^{-2} .

5.3.2 Totaler Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich für jede einlaufende Myonenergie E aus der Integration über den kinematisch erlaubten Bereich $E_c < \nu < E$ und $-1 < \cos \theta < 1$. Weitere kinematische Forderungen sind: $E' > m_\mu$, die Energie des auslaufenden Myons muß größer als seine Ruhemasse sein, $Q^2 > 0$, der Viererimpulsübertrag muß positiv sein und $W^2 > M^2$, die invariante Masse $W^2 = M \cdot (M + 2\nu) - Q^2$ des nuklearen Rests muß größer als die Protonenmasse M sein. Aus einer numerischen Integration ergibt sich der in Abbildung 5.3b dargestellte Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts σ_{tot} . Zum Vergleich

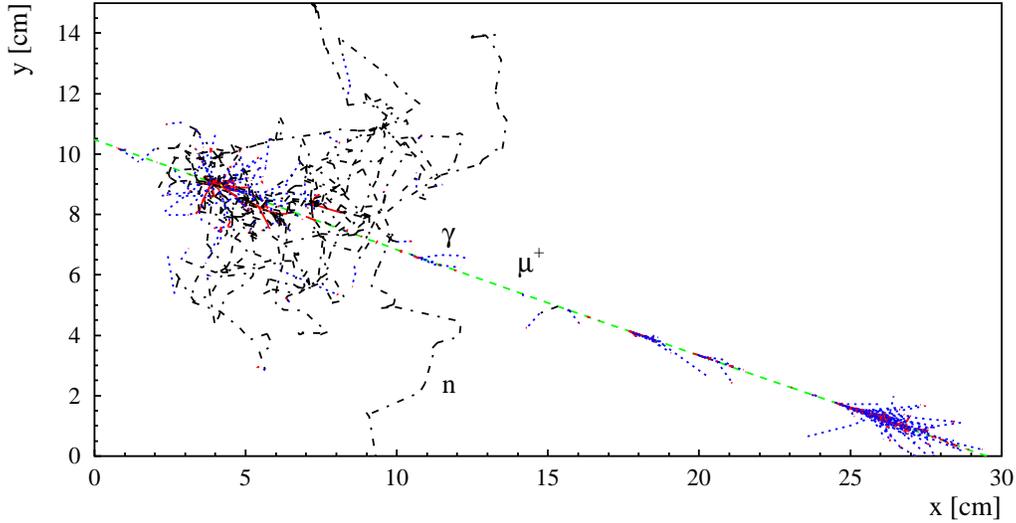


Abbildung 5.4: Simulierte, von einem mit 41.2 GeV Energie gestartetem μ^+ induzierte Spallationsreaktion an einem Eisenkern. Insgesamt wurden 15 Neutronen mit Energien zwischen 10 und 400 MeV emittiert.

mit eingezeichnet ist der in GEANT 3.21 original verwendete, totale Wirkungsquerschnitt, der die Häufigkeit der inelastischen Myonreaktionen bestimmt. Für ihn wird der einfache Zusammenhang

$$\sigma_{\text{tot,GEANT}}(E) = \begin{cases} 0.3 \mu\text{b} & \text{für } E < 30 \text{ GeV} \\ 0.3 \cdot (E/30)^{0.25} \mu\text{b} & \text{für } E \geq 30 \text{ GeV}. \end{cases}$$

verwendet. Dieser Wirkungsquerschnitt liegt um mehr als einen Faktor 100 unter dem totalen Wirkungsquerschnitt, der sich aus der Integration von Gleichung (5.4) ergibt. Daß dies nicht allein an einem anderen, höheren *cutoff* liegt, der für die Berechnung verwendet wurde, zeigt der ebenfalls in Abbildung 5.3b eingezeichnete Verlauf des aus einer Integration des in GEANT verwendeten *differentiellen* Wirkungsquerschnitts gewonnen totalen Wirkungsquerschnitts. Dabei wurde der gleiche *cutoff* von 10 MeV verwendet. Auch dieser Wirkungsquerschnitt ist viel zu klein und zeigt einen völlig untypischen Verlauf, der zu niedrigen Energien sogar leicht ansteigt. Um einen Vergleich mit neuerer Literatur [Del95] durchzuführen, wurde in den dort angegebenen Gleichungen der nukleare Absorptionswirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma N}$ aus Gleichung (5.5) eingesetzt. Für die Berechnung wurden nur transversal polarisierte Photonen berücksichtigt. Dennoch zeigt Abbildung 5.4b eine gute Übereinstimmung mit [Bez81], so daß zumindest von einer Konsistenz der Beschreibung der Kinematik ausgegangen werden kann. Der hier vorgestellte und im weiteren Verlauf für alle Simulationen verwendete Wirkungsquerschnitt (Gleichung 5.4) scheint sich als Standard auch bei der Simulation von kosmischen Myonen für Experimente tief unter der Erde, wie zum Beispiel im Gran-Sasso-Untergrundlabor, durchzusetzen [Bat97, Ant97]. Dabei können die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen einen wertvollen Beitrag zur Bestätigung des verwendeten Wirkungsquerschnitts bei niedrigeren Myonenenergien leisten.

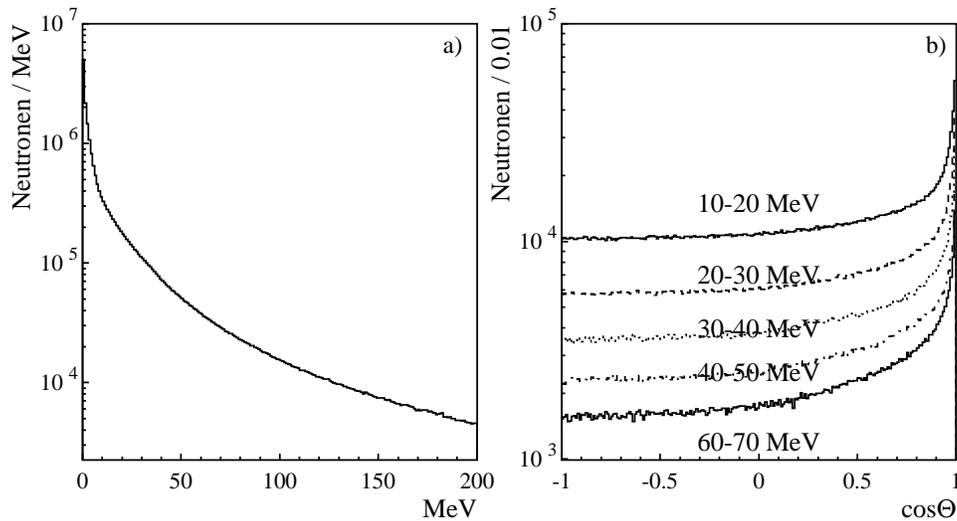


Abbildung 5.5: GEANT/GHEISHA Resultate myoninduzierter Spallationsreaktionen. a) Energiespektrum direkt oder indirekt über Sekundärteilchen produzierter Neutronen. b) Winkelverteilungen für verschiedene Neutron-Energiebereiche aufgetragen über dem Emissionswinkel relativ zur ursprünglichen Myonrichtung.

5.3.3 Simulation der Spallationsreaktion

Die Häufigkeit von tief-inelastischen Myonreaktionen ergibt sich während der Simulation für eine bestimmte Myonenergie aus dem totalen Wirkungsquerschnitt pro Nukleon, der Dichte des gerade durchquerten Materials und der Avogadrozahl. Aus dem für die Energie E des Myons geltenden differentiellen Wirkungsquerschnitt wird die Energie des auslaufenden Myons E' und der Streuwinkel θ im Laborsystem bestimmt. Daraus ergibt sich auch der Energieübertrag ν und damit die Energie und die Flugrichtung des abgestrahlten Photons. Die Simulation der vom virtuellen Photon getriggerten Spallationsreaktion des beteiligten Kerns erfolgt dabei wie in der GEANT Original-Implementation der tief-inelastischen Myonreaktion mit Hilfe des Hadronen-Simulationspakets GHEISHA. Dazu wird das Photon durch ein geladenes Pion gleichen Impulses mit einer zufällig bestimmten Ladung (entsprechend π^+ oder π^-) ersetzt und damit die Spallationsreaktion durch eine Pion-Kernwechselwirkung angenähert. Diese Methode sollte eine gute Näherung für kalorimetrische Zwecke darstellen, jedoch nicht notwendigerweise für die Beschreibung der Kinematik des Endzustands [Bru94]. Dennoch wurde diese Methode in Ermangelung an geeigneten Alternativen beibehalten.

Im folgenden sollen einige allgemeine Ergebnisse der durchgeführten Simulationen von Spallationsreaktionen dargestellt werden. Dabei wurden Myonen mit Impulsen von 6–100 GeV/c außerhalb der KARMEN-Abschirmung gestartet, mit Hilfe von GEANT 3.21 durch die Geometrie verfolgt und die verursachten Spallationsreaktionen analysiert. Abbildung 5.4 zeigt die Simulation einer solchen Spallationsreaktion im Detail. Hier wird die hohe Teilchenmultiplizität und die räumliche Ausdehnung einer solchen Reaktion deutlich. Für diese Abbildung wurden alle Sekundärteilchen mit Energien oberhalb 2 MeV produziert und weiterverfolgt. Die Teilchenspuren entlang der Myonspur außerhalb des Spallationsbereichs werden durch Bremsstrahlung und durch δ -Elektronen produziert. Tabelle

Teilchenart	π^0	π^+	π^-	n	p	Deuteron	Tritium	α
rel. Anteil in %	3.34	12.69	12.61	31.47	27.56	7.39	3.68	1.23

Tabelle 5.1: Relative Anteile verschiedener Sekundärteilchen, die bei den durch Myonen induzierten Spallationsreaktionen von Eisenkernen produziert werden. Ergebnisse einer Simulation mit GEANT/GHEISHA.

5.1 listet die relativen Häufigkeiten der emittierten Teilchenarten. Im Mittel werden etwa 3-4 Teilchen mit Energien oberhalb 10 MeV produziert, dabei dominieren Neutronen und Protonen. Sekundärteilchen wie Pionen oder Protonen können über nukleare Einfänge bzw. Stoßreaktionen weitere Neutronen produzieren. Dies wird in der Simulation durch das Weiterverfolgen der produzierten Sekundärteilchen und der Simulation der Folgereaktionen berücksichtigt. Abbildung 5.5a zeigt das Spektrum der Startenergien der so direkt und indirekt produzierten Neutronen. Es fällt stark mit der Energie ab, dennoch beträgt der Anteil von Neutronen, die mit mehr als 10 MeV emittiert werden, etwa 30%. Die Energien reichen in seltenen Fällen bis zu einigen GeV. Die enge Korrelation der Myonflugrichtung mit dem emittierten virtuellen Photon zeigt sich auch in der Winkelverteilung der emittierten Neutronen relativ zur Myonrichtung (Abbildung 5.5b). Besonders für hohe Neutronenenergien ist die Vorwärtsrichtung sehr deutlich bevorzugt.

Aus dieser starken Korrelation wird deutlich, daß es für eine umfassende Beschreibung des Neutronenuntergrunds im KARMEN-Detektor unerlässlich ist, die Myonspuren von außerhalb der Abschirmung zu simulieren und die Neutronenereignisse zusammen mit der Myonspur zu analysieren. Nur so ist es möglich, korrekte Aussagen über die Wirksamkeit der Antizählersysteme des KARMEN-Detektors zu machen, die zwar das Neutron nicht nachweisen können, aber über den Nachweis des Myons ein Veto für ein Neutronen-Ereignis im Zentraldetektor liefern können. Dabei wird der resultierende Untergrund subtil durch die Detektorgeometrie, die Geometrie der Abschirmung, die räumliche Verteilung der Myonspuren und damit der Spallationsreaktionen und die Korrelation zwischen Myon- und Neutronenrichtung beeinflusst. Nur durch eine vollständige Simulation, beginnend mit den Myonen, kann es gelingen, eine korrekte Beschreibung des Untergrunds zu liefern.

5.4 Einfänge gestoppter, negativer Myonen

Stoppt ein negatives Myon in Materie, so wird es in sehr kurzer Zeit (10^{-11} s) durch Coulombstöße mit Elektronen und durch die Wechselwirkungen mit den Atomen abgebremst, durch das Coulombfeld an einen Kern gebunden und bildet ein myonisches Atom. Es kaskadiert innerhalb von 10^{-14} s in den $1s$ -Zustand und kann dort entweder vom Kern über den Elementarprozeß $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$ eingefangen werden oder zerfallen. Dabei ist die Einfangrate grob proportional zu Z^4 mit der Kernladung Z , da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Kern proportional Z^3 und die Anzahl der zur Verfügung stehenden Protonen Z ist. Die totale Reaktionsrate λ_t ist eine Summe aus der Einfangrate λ_c und der Zerfallsrate λ_d :

$$\lambda_t = Q_H \cdot \lambda_d + \lambda_c = \frac{1}{\tau_{\mu^-}}.$$

Dabei gilt für die Zerfallsrate $\lambda_d = 1/\tau_\mu$ mit der freien Zerfallskonstante $\tau_\mu = \tau_{\mu^+}$ des Myons. Q_H ist der sogenannte Huff-Faktor, der die Vergrößerung der Lebensdauer von Myonen in atomarer Bindung durch Phasenraumeffekte beschreibt. Eine weitere wichtige Größe ist die Einfangwahrscheinlichkeit $\alpha_c = \lambda_c/\lambda_t$, die beschreibt, wie groß die Wahrscheinlichkeit eines Einfangs für ein gestopptes, negatives Myon ist.

Für Eisen wurde eine totale Einfangrate $\lambda_t = (4.411 \pm 0.024) \times 10^6/\text{s}$ gemessen [Suz87]. Daraus ergibt sich mit einem Huff-Faktor von $Q_H = 0.975$ für Eisen eine Einfangwahrscheinlichkeit $\alpha_c(\text{Fe}) = 90.9\%$ und eine Lebensdauer von negativen Myonen in Eisen von $\tau_{\mu^-}(\text{Fe}) = 206 \pm 1.0$ ns. Der Myoneinfang ist also der dominante Prozeß für negative, gestoppte Myonen in Eisen. Beim Einfang des Myons wird das Energieäquivalent der Ruhemasse $m_\mu c^2 = 105.7$ MeV frei. Nach Abzug der Energie des Myonneutrinos verbleibt eine Anregungsenergie von etwa 15–20 MeV, die auf den Kern übertragen wird. Dies liegt deutlich oberhalb der Teilchenemissionsschwelle, so daß im allgemeinen eines oder mehrere Nukleonen vom Kern abgespalten werden. Dabei dominiert die Neutronenemission. Für das Energiespektrum und die Häufigkeit der emittierten Neutronen konnten für Eisen keine Messungen gefunden werden. Für die Simulation wurden daher Daten von Ca verwendet [Sun68]. Die Messung des Energiespektrums der Neutronen oberhalb 10 MeV ist mit einem exponentiellen Abfall verträglich:

$$N_n(E_n) = N_0 \exp(-E_n/7.2 \text{ MeV}). \quad (5.6)$$

Die Anzahl von Neutronen pro Einfang oberhalb 10 MeV beträgt etwa $(13 \pm 2)\%$. Für die Simulation der Myoneinfänge in Eisen wurden am Stoppport eines Myons isotrop Neutronen mit dem Energiespektrum (5.6) gestartet und die Spuren verfolgt. Hier gilt ähnlich wie bei den inelastischen Reaktionen, daß die Simulation mit den Myonen außerhalb der Abschirmung begonnen werden muß, um die korrekte Verteilung der Stopporte zu erlangen und die Geometrieeffekte durch den Nachweis der Myonspuren durch die Antizählersysteme und den Zentraldetektor beschreiben zu können.

5.5 Die Abschirmungs- und Detektorgeometrie

Um für die Simulation des Untergrunds im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationskanal, die Bestimmung der Vetoeffizienz für kosmische Myonen und die Optimierung der Anordnung der Vetoähler zuverlässige Resultate zu erhalten, war es notwendig, die Geometrie des KARMEN-Detektors und besonders auch der massiven Eisenabschirmung, die ihn umgibt, möglichst korrekt und detailliert zu beschreiben. Zu diesem Zweck stellt das Simulationspaket GEANT 3.21 ein komfortables dreidimensionales, hierarchisches Volumenmodell zur Verfügung. Einfache Grundkörper (Quader, Trapez, Zylinder, Kugel etc.) lassen sich frei skalieren und rotieren und innerhalb eines übergeordneten Volumens (das sogenannte Muttervolumen) positionieren. Innerhalb eines Muttervolumens lassen sich ein oder mehrere Tochtervolumen platzieren, die sich auch überschneiden dürfen. Dabei kann angegeben werden, ob das resultierende Volumen aus der Vereinigungs-, Schnitt- oder Differenzmenge gebildet werden soll. Die Koordinatenangaben zu Rotation und Translation erfolgen relativ zum Muttervolumen. Eine effiziente Beschreibung modularisierter Geometrien, wie z.B. des KARMEN-Detektors, läßt sich einfach durch eine regelmäßige Teilung eines Volumens entlang einer beliebigen Koordinatenachse realisieren. Für jedes definierte Volumen kann

ein Material angegeben werden, das dann die Eigenschaften des Volumens während der Spurverfolgung der Teilchen festlegt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ausgehend von einer bereits vorhandenen Beschreibung des KARMEN-Detektors vor dem Upgrade [Eit95], die den Szintillatortank, die Plexiglassegmentierung, das darin eingebrachte Gadoliniumpapier und die innere passive Abschirmung inklusive der Photomultiplierwände umfaßt, diese um die Shieldzähler, das innerhalb des Bunkers angebrachte boriierte Polyethylen zur Unterdrückung von strahlkorreliertem Untergrund [Ebe92] und vor allem auch um die massive Eisenabschirmung des KARMEN-Bunkers erweitert. Abbildung 5.6a,b zeigt Schnitte durch die Beschreibung der Abschirmung vor dem Upgrade, wie sie der Situation der Abschirmung seit 1994 entsprach. Diese Beschreibung wurde für die Simulationen zum Vergleich mit einer im August 1995 durchgeführten Spezialmessung zur Aufklärung des Untergrunds im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationskanal verwendet (Abschnitt 9.1). Für die Optimierung der Anordnung der Veto-zähler wurden diverse Geometrien erprobt und die jeweilige Effizienz des Vetosystems für kosmische Myonen durch eine Simulation bestimmt. Abbildung 5.6c,d zeigt die endgültige Situation nach dem Upgrade im Jahr 1997. Die Beschreibung wurde um die neuen Veto-zähler in den Bunkerwänden und unter dem Detektor ergänzt. Hinzu kam auch eine 90 cm starke Eisenwand strahlabwärts (downstream) des Detektors innerhalb des Bunkers, sowie eine Erhöhung der Abschirmungen auf der Nord-, Ost- und Westwand um besonders den Veto-Dachzähler vor strahlkorreliertem Untergrund durch Neutronen zu schützen. Als weitere Abschirmmaßnahmen gegen diesen Untergrund wurden alle Veto-zähler mit boriiertem Polyethylen umgeben. Außerdem wurde versetzt um eine Brammenlage (18 cm) nach außen eine 4 cm dicke Lage Polyethylen eingebracht. Die Optimierung dieser Maßnahmen wurde mit Hilfe von Neutronensimulationen durchgeführt (Kap. 8).

Für die Beschreibung der Geometrie wurden die in Tabelle 5.2 aufgeführten Materialien definiert und verwendet. Die Möglichkeit von GEANT 3.21 für jedes Material individuell die zu simulierende Prozesse und die Energieschwellen, bis zu denen Teilchen verfolgt werden, auswählen zu können, wurde ausgenutzt, um die Simulation in der Nähe von aktiven Detektorteilen möglichst detailliert durchzuführen. Dort wurden Schwellen von 2 MeV für Elektronen und Positronen und 10 MeV für Myonen angegeben. Die komplexe Geometrie der KARMEN-Abschirmung inklusive aller aktiven Detektorteile ließ sich mit Hilfe von 134 definierten Volumen in 13 Hierarchieebenen vollständig beschreiben.

5.6 Spurverfolgung der Teilchen

Liegt die zu simulierende Geometrie fest, so ist es mit Hilfe von GEANT 3.21 möglich, die Reaktionen von Teilchen in dieser Geometrie zu simulieren. Dabei dient die Teilchenart, die Startposition und der Startimpuls als Eingabe. Aus den aktuellen Materialeigenschaften wird dann für jeden der zu simulierenden Prozesse die mittlere Wechselwirkungslänge berechnet. Der nächste zu simulierende Prozeß und die Wegstrecke zum Wechselwirkungspunkt werden zufällig bestimmt und das Teilchen geradlinig (unter Abwesenheit eines Magnetfelds) dorthin transportiert. Die Teilchenenergie wird unter Berücksichtigung des kontinuierlichen Energieverlusts aktualisiert. Am Wechselwirkungspunkt werden aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten Energie und Richtung des primären Teilchens (falls es den Prozeß überlebt) und eventuell produzierter, sekundärer Teilchen bestimmt. Das primäre Teilchen wird solange durch die definierte Geometrie verfolgt, bis es diese verläßt,

Material	Zusammensetzung	Dichte in g/cm ³
Eisen	Fe	7.870
Beton	C _{0.040} O _{0.509} Al _{0.034} Ca _{0.070} Si _{0.345} Fe _{0.038}	2.35
Polyethylen	C ₂ H ₄	0.92
boriertes Polyethylen	C _{0.718} H _{0.121} B _{0.050} O _{0.111}	1.03
Plastikszintillator	C _{0.916} H _{0.084}	1.032
Flüssigszintillator	C _{0.871} H _{0.129}	0.878
Plexiglas	C ₅ H ₈ O ₂	1.20
Gadolinium-Papier	C _{0.166} O _{0.111} Gd _{0.723}	1.02

Tabelle 5.2: Für die Simulation verwendete Materialien. Gebrochene Indizes stehen für die relativen Gewichtsanteile der Elemente. Bei Polyethylen und Plexiglas ist die chemische Summenformel angegeben.

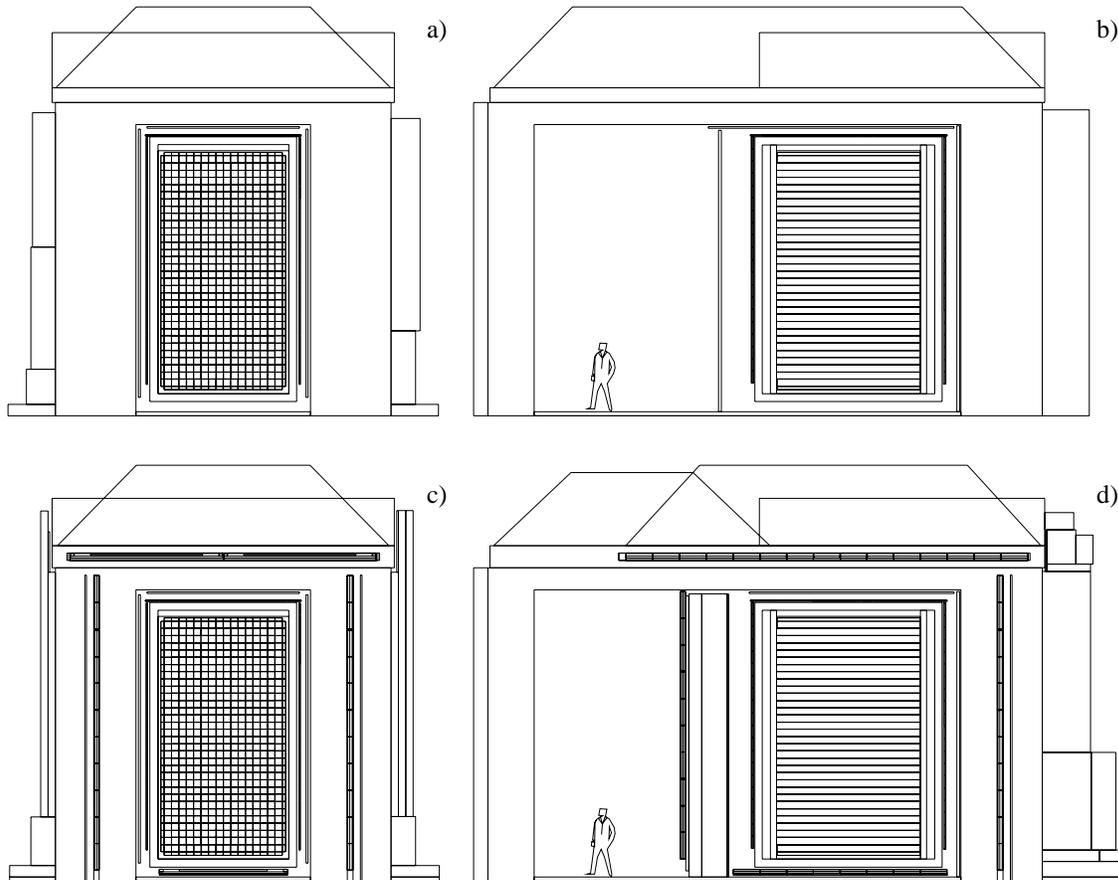


Abbildung 5.6: Schnitt quer zur Neutrinoflugrichtung (Blick aus Richtung Target, a und c) und entlang der Flugrichtung (Target liegt rechts, b und d) durch die in GEANT 3.21 definierte Detektor- und Abschirmungsgeometrie. Situation vor (a und b) und nach dem Upgrade (c und d).

unter die definierte Energieschwelle fällt, bei einem der diskreten Prozesse absorbiert wird oder zerfällt. Alle produzierten Sekundärteilchen werden zwischengespeichert und nach und nach ebenfalls weiterverfolgt. Die simulierten Prozesse umfassen u.a. Paarbildung, Compton- und Photoelektrischen Effekt für Gammaquanten, Mehrfachstreuung, Ionisation inklusive Produktion von δ -Elektronen, Bremsstrahlung und Annihilation für Elektronen bzw. Positronen und zusätzlich direkte Paarproduktion und nukleare Wechselwirkungen wie z.B. die tief-inelastische Streuung, für Myonen. Als Ergebnis einer solchen Simulation liegen für jedes gestartete Teilchen die Raumzeitpunkte der Spur sowie der physikalische Energieverlust zwischen zwei Spurpunkten vor. Wie daraus die im Detektor zu erwartende Antwort bestimmt werden kann, wird im folgenden Abschnitt 5.7 beschrieben.

Für die Spurverfolgung der Neutronen wurde der Code CALOR verwendet, für den ein Interface für GEANT 3.21 vorlag [Zei94]. Intern verwendet CALOR die Neutronen-Simulationspakete NMTC, MICAP und FLUKA für verschiedene Energiebereiche. Dabei wird teilweise für die Übergänge zwischen den einzelnen Paketen ein Skalierungsmodell angesetzt. Besonders MICAP ermöglicht eine sehr detaillierte Simulation von Neutronen im Energiebereich von 10^{-5} eV bis zu 20 MeV. Dabei werden Streureaktionen (n, n), ($n, 2n$), ($n, n\alpha$), Ladungsaustauschreaktionen, Einfänge und weitere Reaktionen berücksichtigt. Auch Gammaquanten aus angeregten Kernendzuständen werden emittiert. G-CALOR bietet damit eine bequeme Möglichkeit, über extrem weite Energiebereiche Neutronenreaktionen und ihren Transport durch die Detektorgeometrie zu simulieren. Da es nicht möglich ist, mehrere hadronische Codes gleichzeitig innerhalb von GEANT zu betreiben war es allerdings nötig, die Simulationen der inelastischen Myonreaktionen in zwei Schritten durchzuführen: zunächst wurden die Myonen gestartet und die inelastischen Reaktionen mit der Kombination GEANT/GHEISHA simuliert. Alle Neutronen, die dabei direkt bei der Spallation oder durch die Reaktionen sekundärer Teilchen produziert wurden, wurden zwischengespeichert und nicht weiterverfolgt. Die eigentliche Spurverfolgung der Neutronen wurde dann in einem zweiten Simulationslauf mit GEANT/GCALOR durchgeführt. Dabei wurden die Daten des Myons durch die Daten der simulierten Neutronen ergänzt, so daß die volle Ereignisinformation korreliert für Myon und Neutronen vorlag.

Für die Simulationen der myoninduzierten Neutronen war es von großer Wichtigkeit, daß die Abschwächung des Neutronenflusses in Eisen von der Simulation korrekt beschrieben wird. Dazu wurde eine Simulation mit dem Neutronenspektrum einer Spallationsquelle durchgeführt, da dafür die Abschwächkonstante $\lambda = 21.6$ cm [Bur94] aus Messungen gut bekannt ist. Die Ergebnisse dieser Simulation werden im Zusammenhang mit der Analyse des strahlkorrelierten Untergrunds in Abschnitt 8.2 vorgestellt. Es ergab sich eine Abschwächlänge von $\lambda = 20.6$ cm in guter Übereinstimmung mit [Bur94]. Damit wurde gezeigt, daß die Neutronensimulation Neutronenflüsse durch eine Eisenabschirmung korrekt vorhersagen kann.

5.7 Simulation der Detektorantwort

Im vorigen Abschnitt wurde beschrieben, wie für Teilchen, die die Geometrie durchqueren, die physikalische Energiedeposition simuliert wird. In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie sich daraus die erwartete Detektorantwort, die direkt mit der Messung verglichen werden kann, bestimmen läßt. Zunächst wird die physikalische Energiedeposition in jedem ak-

tiven Detektorteil getrennt für die geladenen Teilchentypen Proton, Alpha und restliche Teilchen (im wesentlichen e^+, e^-, μ^+, μ^-) aufaddiert. Die Summation erfolgt dabei über die diskreten Simulationsschritte und über alle produzierten Sekundärteilchen, getrennt in jedem einzelnen Szintillatormodul (512 Zentraldetektormodule, 96 innere Antizähler, 136 Shieldzähler, 136 Veto­zähler). Dabei wird gleichzeitig die energiegewichtete, mittlere Zeit der Energiedeposition und der mittlere Ort entlang der Modullängsachse bestimmt. Protonen und Alphateilchen im MeV-Bereich sind nicht mehr minimalionisierend und können aufgrund ihres hohen Energieverlustes dE/dx den Szintillator sättigen. Dabei kommt es zu einem nichtlinearen Verhältnis zwischen deponierter Energie und produzierter Lichtmenge. Dieser als *Quenching* bezeichnete Prozeß wurde in der Simulation berücksichtigt. Dazu werden nachträglich die in einem Modul für die Teilchenarten Alpha bzw. Proton deponierten Energien nach der folgenden Formel modifiziert [Cec79]:

$$E_e = a_1 E_p - a_2 (1 - \exp(-a_3 E_p^{a_4})).$$

Hierbei steht E_p für die physikalische Energiedeposition des Protons bzw. Alphateilchens in MeV und E_e für die durch das Quenching reduzierte, zu einem Elektron bezüglich der Lichtmenge äquivalente Energie. Für die Koeffizienten a_i gilt $a_1 = 0.95, a_2 = 8.4, a_3 = 0.1, a_4 = 0.90$ für Protonen und $a_1 = 0.41, a_2 = 5.9, a_3 = 0.065, a_4 = 1.01$ für Alphateilchen.

Nach Vorliegen der physikalischen Energiedeposition in jedem einzelnen Modul wird für den Zentraldetektor und die inneren Antizähler ein Verfahren angewendet, das bereits in [Eit95] ausführlich dargestellt ist, um die Größen Energie und Ort zu erhalten, die mit der gemessenen Detektorantwort *nach* der Kalibration der Daten direkt vergleichbar sind. Dazu werden individuelle Moduleigenschaften aus der Eichung des KARMEN-Detektors verwendet. Zunächst wird aus den Lichtausbeutekurven die deponierte Energie in ADC-Kanäle umgerechnet, über die *leakage*-Daten der Anteil des Lichts bestimmt, der auf andere, benachbarte Zentraldetektormodule überspricht, dann die Energie- und Ortsauflösung berücksichtigt und schließlich über den Vergleich mit den individuell gemessenen Modulschwellen entschieden, ob das jeweilige Modul über der Schwelle liegt. Alle verbleibenden Module werden aufaddiert und dann entschieden, ob das Ereignis insgesamt über der MLU-Summenenergieschwelle des Zentraldetektors liegt. Mit Hilfe dieses Verfahrens, das die Verwendung der jeweils aktuellen Kalibrationsdaten des Detektors erlaubt, und somit auch Veränderungen im Detektor während der sich über Jahre erstreckenden Meßzeit korrekt berücksichtigt, wurde eine hervorragende Übereinstimmung zwischen der Simulation von Neutrino-induzierten Reaktionen, aber auch z.B. der Simulation der aus dem Zerfall gestoppter Myonen stammenden Michelelektronen und den jeweiligen Messungen erreicht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Verfahren zur Bestimmung der Detektorantwort auf die in der Erweiterung der Geometriebeschreibung neu hinzugekommenen Detektorteile Shield- und Veto­zähler ausgedehnt. Für die Shieldzähler standen dafür ebenfalls Kalibrationsdaten wie Lichtausbeutekurven und Höhe der individuellen Modulschwellen in Kanälen zur Verfügung, während für die Optimierung der Veto­zähler naturgemäß auf simulierte Daten zurückgegriffen werden mußte. Die Simulation der Veto­zähler zur Bestimmung des Verlaufs der Lichtausbeutekurven berücksichtigt dabei die Ausbreitung einzelner Photonen durch die Geometrie der Veto­zähler [Höß95], das Zeitverhalten der Emission von Szintillationslicht, die spektrale Abschwächlänge der Veto-Module und die Quantennachweiswahrscheinlichkeit der Photomultiplier. Abbildung 5.7 zeigt die simulier-

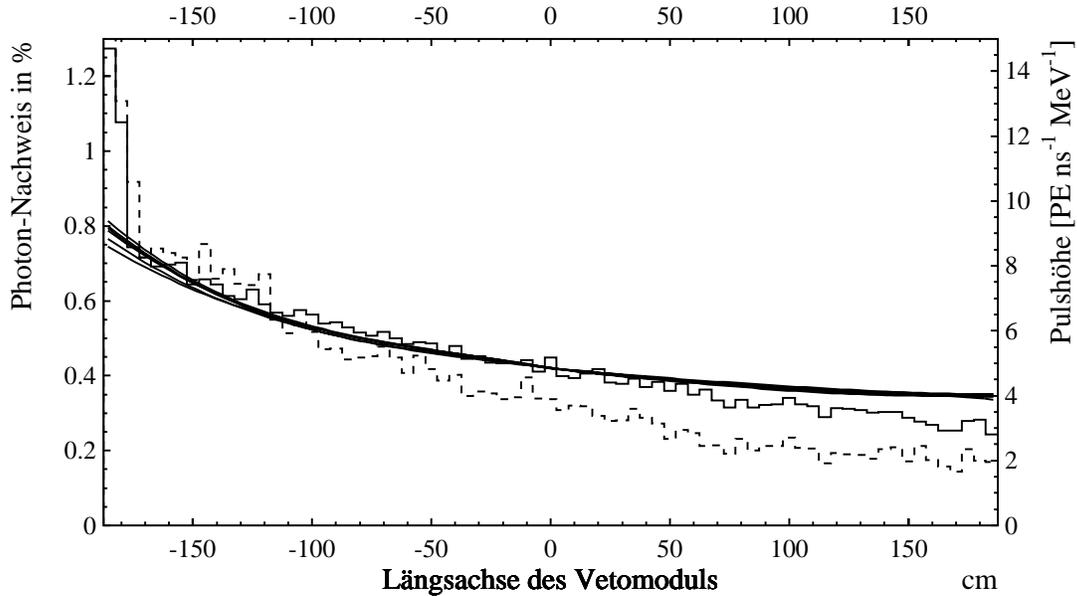


Abbildung 5.7: Simulierte Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen in einem Veto Dachzähler (durchgezogenes Histogramm) und gemessene Lichtausbeuten mehrerer Dachzähler (durchgezogene Kurven). Die Kurven wurden für $x = 0$ aufeinander normiert. Deutlich steiler verläuft die simulierte maximale Pulshöhe (gestrichelt), auf die die Asterix-Schwelle wirkt.

te Photonen-Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Veto Dachzähler-Modul (3.75 m Länge) über der Modullängsachse für die vier Photomultiplier am linken Modulende. Die durchgezogenen Kurven zeigen die aus der aktuellen Kalibration (Run 109) entnommenen, durch einen Fit an die Landauspektren in 28 Ortsabschnitten gewonnenen Lichtausbeutekurven. Die Kurven und die Simulation wurden in der Modulmitte $x = 0$ aufeinander normiert. Die Übereinstimmung ist bis auf Abweichungen am Modulende in der Nähe der Photomultiplier recht gut. Im Bereich des Lichtleiters zeigt die Simulation eine starke Überhöhung, die durch die mehr als doppelt so große Dicke des Szintillators in diesem Bereich gegeben ist. Die gemessenen Lichtausbeutekurven sind hier weniger präzise, da die Ortsauflösung entlang der Modullängsachse in der Größenordnung der Breite des Lichtleiters liegt und somit die starke Überhöhung verschmiert wird.

Die Simulation erlaubt auch Aussagen über die Variation der Pulsformen der an den Photomultipliern gemessenen Signale über der Modullängsachse. Neben dem Zeitverhalten des Szintillators geht hier auch die zeitliche Variation in der Ausbreitung der Photonen durch unterschiedliche Lichtlaufwege ein. Die Pulsform ist für die Ansprechwahrscheinlichkeit der Vetomodule wichtig, da die Asterix-Schwellen auf die *Höhe der Pulse* und nicht auf die Gesamtladung wirken. Abbildung 5.7 zeigt auch den Verlauf der maximalen Pulshöhe in Photoelektronen (PE) pro ns und MeV deponierter Energie über der Modulachse (gestricheltes Histogramm). Sie zeigt einen deutlich steileren Verlauf als die Lichtausbeutekurve, da die Pulse bei weiteren Entfernungen von den Photomultipliern tendenziell breiter werden. Nur unter Berücksichtigung dieser Pulsform ist es möglich, die korrekte Ansprechwahrscheinlichkeit der Vetomodule aufgrund der Modulschwellen zu erhalten.

Kapitel 6

Nachweis kosmischer Myonen mit den Vetozählern

Der eigentliche Zweck des KARMEN-Upgrades, die Reduktion des durch myoninduzierte Neutronen verursachten Untergrunds im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationskanal, läßt sich nur durch einen effizienten Nachweis der Myonen durch die beim Upgrade neu hinzugekommenen 136 Vetozähler erreichen. In diesem Abschnitt werden Details dieses Myonnachweises vorgestellt und die nach dem Upgrade durchgeführten Messungen mit den Ergebnissen von Simulationen verglichen, die zur Optimierung der Vetozähler und deren räumlicher Anordnung dienen. Unter anderem wird auf die absoluten Raten in den einzelnen Vetozählern, die eine entscheidende Rolle für die zu erwartende Totzeit spielen, und das Schwellenverhalten der Vetozähler und die daraus resultierenden Leckraten eingegangen, die entscheidend den Reduktionsfaktor für den Untergrund bestimmen. Die Übereinstimmung dieser Myonsimulationen mit den entsprechenden Messungen bildet gleichzeitig die Grundlage für die komplexere Simulation des myoninduzierten Neutronenuntergrunds, die in Kap. 9 vorgestellt wird. Die Messungen dienen dabei im wesentlichen als Test für den im Abschnitt 5.2 vorgestellten Myongenerator, die korrekte Beschreibung der Geometrie der Abschirmung und der Vetozähler, der von GEANT 3.21 simulierten Reaktionen der Myonen in den passiven und aktiven Detektorteilen und der korrekten Nachbildung des Detektorantwortverhaltens.

6.1 Absolute Myonraten

Für den Vergleich der Myonraten der einzelnen Vetomodule mit der Simulation werden Spezialmessungen herangezogen, die im Gegensatz zum normalen Betrieb des Detektors ohne weitere Triggerbedingung die Daten eines jeden Ereignisses enthalten, bei dem ein beliebiger Detektorteil aktiv war. Diese sogenannten *free running* Messungen werden standardmäßig während der *beam off* Phasen zwischen den ISIS Strahlzyklen gemeinsam mit weiteren Spezialmessungen zu Zwecken der Detektorkalibration aufgenommen. Im Gegensatz dazu enthalten die normalen Daten, die während der *beam on* Phasen aufgenommen werden, für Antizählertreffer nur die stark reduzierte Stack-Information und damit keine Informationen über Energie und Ort der aktivierten Antizählermodule. Da die enorme Triggerrate der *free running* Messungen von mehr als 10 kHz nicht verarbeitet werden kann, wird die Ereignisrate mit Hilfe des *Trigger Processors* (TRIP) um einen Faktor 10

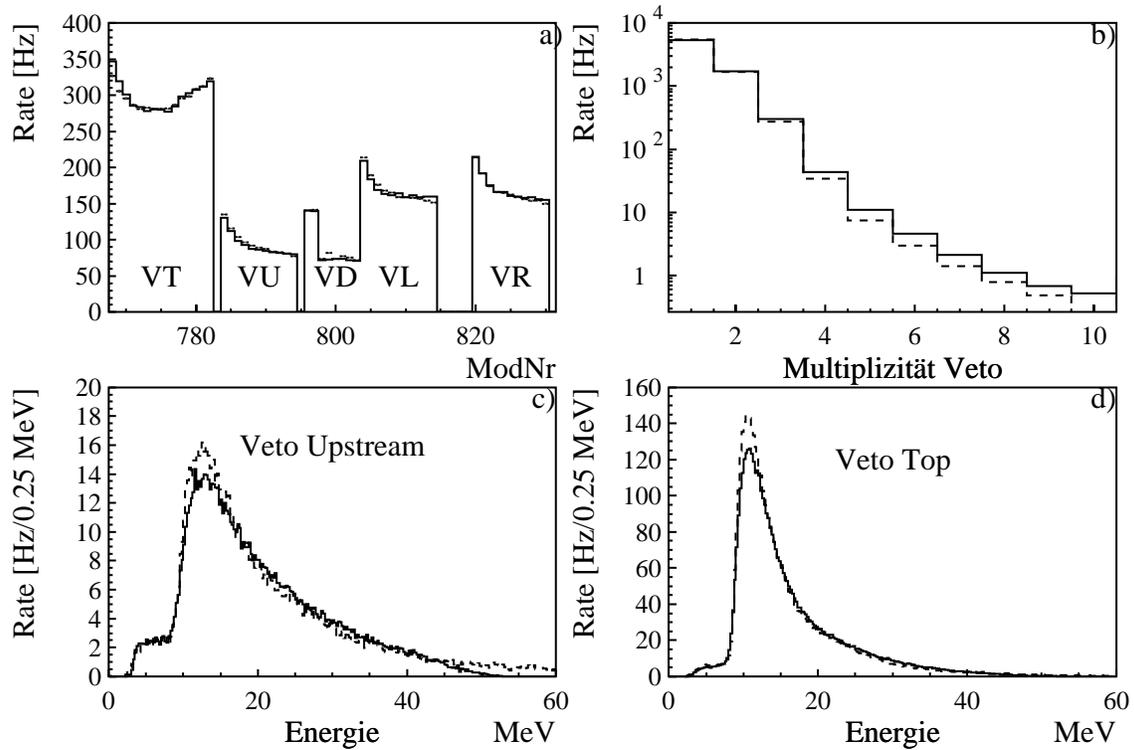


Abbildung 6.1: Gemessene (Meßpunkte) und simulierte (durchgezogen) *free running* Zählrate der Vetomodule (a), Anzahl der pro Ereignis ansprechenden Module (gemessen: durchgezogen, simuliert: gestrichelt) (b) und Summenenergiespektren des Veto Upstream (c) und Veto Top (d).

untersetzt, d.h. es wird nur jedes zehnte Ereignis tatsächlich ausgelesen. Dies muß bei der Bestimmung der absoluten Ereignisraten natürlich berücksichtigt werden.

Abbildung 6.1 zeigt das Ergebnis der Auswertung einer *free running* Messung vom 21.4.1997 und den Vergleich mit einer entsprechenden Simulation. Für die Messung ergibt sich aus der Anzahl der ausgewerteten Strahlperioden und unter Berücksichtigung des TRIP Untersetzungsfaktors eine Meßzeit von 99.01 s. Auf diese Meßzeit beziehen sich die in der Abbildung angegebenen Raten in Hz. Für die Simulation wurden Myonen mit Impulsen zwischen 1 GeV/c und 100 GeV/c gestartet. Die untere Grenze ist durch die minimale passive Abschirmung der Vetoähler gegeben, die Myonen mit geringeren Impulsen vollständig aufhält. Myonen oberhalb 100 GeV/c leisten aufgrund des stark abfallenden Impulsspektrums nur noch einen vernachlässigbar kleinen Beitrag zur totalen Myonrate. Die simulierte Meßzeit ergibt sich aus dem integrierten Myonfluß (Gleichung 5.2) $I = 1.294 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, der effektiven Myonstartfläche $A_{\text{eff}} = 4.870 \times 10^3 \text{ cm}^2$ (Gleichung 5.3), der sich daraus ergebenden Myonstartrate $R_{\mu} = I \cdot A_{\text{eff}} = 63.02 \text{ kHz}$ und der Anzahl der gestarteten Myonen $N_{\mu} = 3 \times 10^6$ zu $T_{\text{MC}} = N_{\mu}/R_{\mu} = 47.621 \text{ s}$ (siehe Abschnitt 5.2.2). Abbildung 6.1a zeigt die freie Zählrate der einzelnen Vetomodule über der Moduladresse für die Messung (Meßpunkte) und die Simulation (durchgezogenes Histogramm). Die integrale, simulierte Zählrate aller Module wurde dabei auf die Messung normiert, dazu mußte zusätzlich zur Normierung auf gleiche Meßzeiten mit einem

Vetoseite	gemessen	Simulation	VetoOnly gem.	VetoOnly sim.
Left	1688.0 Hz	1689.7 Hz	1178.5 Hz	1186.5 Hz
Right	1690.9 Hz	1705.2 Hz	1179.9 Hz	1202.7 Hz
Upstream	941.9 Hz	921.5 Hz	633.3 Hz	618.5 Hz
Downstream	654.5 Hz	630.4 Hz	432.3 Hz	417.9 Hz
Top	4345.7 Hz	4379.9 Hz	3279.5 Hz	3344.5 Hz
Total	7387.7 Hz	7464.0 Hz	5422.8 Hz	5521.8 Hz

Tabelle 6.1: Zählraten der Veto Seiten *free running* und *Veto Only*. Bei den totalen Raten werden Mehrfachtreffer nur einmal gezählt.

Faktor 0.8012 multipliziert werden. Diese Diskrepanz zwischen der von der Simulation vorausgesagten, etwa 25% zu hohen Rate und der Messung liegt allerdings im Bereich des in [All84] angegebenen 7% Fehlers der integralen Flußmessung und der jahreszeitlichen Schwankungen durch die unterschiedliche Schichtung der Atmosphäre (etwa 10%). Der gleiche Normalisierungsfaktor wurde auch für die Abbildungen 6.1b-c verwendet. Durch die Reduktion der elektronischen Kanäle der insgesamt 128 Vetomodule in der *high speed summing unit* (HSSU) auf 64 Asterix-Kanäle durch aktive Signaladdition ist die eindeutige Zuordnung der Modulnummern (d.h. der Asterix-Kanalnummern) ohne Zusatzinformationen durch z.B. Myonspurfits (siehe Abschnitt 6.2) nicht möglich. In der HSSU werden die Signale von jeweils zwei (Veto Top und Upstream) bzw. drei (Veto Left, Right) an ihren Stirnseiten benachbarten Module getrennt für die beiden Modulenden addiert. Nur die Module 799–803 des Veto Downstream werden einzeln ausgelesen, während die Module 796 und 797 (die beiden obersten des Veto Downstream) mit den beiden untersten addiert werden. Die Einzelraten ergeben sich damit aus der Division der aufgetragenen Raten durch die Anzahl der jeweils gemeinsam ausgelesenen Module. Die hervorragende Übereinstimmung der relativen Raten der Vetomodule zwischen Simulation und Messung bestätigt die korrekte Beschreibung der Geometrie der Abschirmung und der Vetomodule wie auch die korrekte Winkelabhängigkeit des simulierten Myonflusses. Selbst Details wie der Anstieg der Myonraten in den Veto Top Modulen bei kleinen und großen Modulnummern (das entspricht dem Upstream- bzw. Downstream-Ende des Veto Top), die durch eine Verringerung der Eisenabschirmung oberhalb der Vetomodule und die dadurch bedingte Erhöhung des Myonflusses verursacht wird, werden korrekt nachgebildet.

Entscheidend für die zu erwartende zusätzliche Totzeit für die Neutrinomessungen durch die neu hinzugekommenen Vetomodule sind jedoch nicht die Einzelmodulraten, sondern die totale Ereignisrate im Veto. Ein Myon, das durch zwei oder mehr Vetomodule fliegt, erzeugt dennoch nur einmal Totzeit. Die mit der Simulation mögliche Voraussage der zu erwartenden *Stackraten*, d.h. der Rate der Stackeinträge, die später in der Auswertung verwendet werden, um Totzeit für nachfolgende, durch Myonen induzierte Ereignisse anzulegen, war unerlässlich für das Design des Vetos und der Ausleseelektronik. Nur mit einer moderaten Zunahme der Totzeit lassen sich die Vorteile einer Untergrundreduktion durch den KARMEN-Upgrade für die physikalischen Ziele des Experiments voll ausnutzen. Tabelle 6.1 zeigt eine Aufstellung der Raten der einzelnen Vetoseiten im Vergleich zwischen Experiment und Simulation. Neben den bereits vorgestellten *free running* Raten sind die

Vetoseite	Left	Right	Up	Down	Top
Asterix-Schwelle mV	100	100	100	80	100
MLU-Schwelle mV	340	340	340	-	352
Simulation PE/ns	10.0	10.0	10.0	5.0	9.0

Tabelle 6.2: Schwellen der Vetoseiten, die für die Messung und für die Simulation verwendet wurden.

Raten aufgeführt, die durch den Veto *hinzu* kamen. Die zusätzliche Rate ergibt sich aus Myonereignissen, bei denen der Veto ansprach, aber kein anderer Detektorteil. Solche *Veto Only* Ereignisse wurden mit der Detektorkonfiguration vor dem Upgrade überhaupt nicht erfaßt, während alle anderen Ereignisse mit Beteiligung bestehender Detektorkomponenten bereits vor dem Upgrade für einen Stackeintrag und damit für Totzeit sorgten. Auf die genauen Totzeiten wird im Abschnitt 7.1.1 eingegangen.

Die Abbildungen 6.1b,c zeigen exemplarisch die Energiespektren für Veto Upstream und Veto Top, die durch die Aufsummation aller Module der jeweiligen Vetoseite, die durch das getriggerte Myonereignis aktiviert wurden, entstehen. Damit wird die Energie, die durch Myonstreifschüsse auf mehrere, benachbarte Module einer Vetoseite verteilt wird, aufaddiert. Das Energiespektrum zeigt in beiden Fällen eine typische Landauverteilung mit einer Flanke bei etwa 10 MeV und einem Peak bei 11 MeV für den Veto Top und etwa 13 MeV beim Veto Upstream. Die Energie der Flanke ergibt sich aus der minimalen Wegstrecke von 5 cm eines Myonvolltreffers bei senkrechtem Einfall auf ein Vetomodul und der im Szintillator durch ein minimalionisierendes Teilchen deponierten Energie von 2 MeV/cm. Der unterschiedliche Wert für den Peak der Landauverteilung ergibt sich aus der unterschiedlichen Spurlängenverteilung der Myonen in den Modulen. Die Spurlängen im Veto Top sind aufgrund der horizontalen Lage der Module tendenziell kürzer als in den mit der Schmalseite senkrecht stehenden Modulen des Veto Upstream. Der *Fuß* des Spektrums, der sich zu niedrigen Energien an die Landauverteilung anschließt, wird durch Streifschüsse verursacht, bei denen das Modul nicht voll vom Myon getroffen wird und dieses damit weniger als 5 cm im Szintillator zurücklegt. Durch die endlichen Spalten zwischen den Vetomodulen und die elektronischen Schwellen gelingt es nicht immer, die im eventuell benachbarten Modul deponierte, komplementäre Energiedeposition zu erfassen. Bei einem isolierten, einzelnen Modul mit sehr niedriger Schwelle erwartet man einen konstanten Verlauf der Zählrate unterhalb der Landauflanke. Das Schwellenverhalten der Vetomodule wird in der Simulation durch einen Parameter, der die maximale Pulshöhe der simulierten Photomultiplierpulse angibt, beschrieben. Dieser Parameter wurde individuell für jede einzelne Vetoseite so angepaßt, das sich in den Energiespektren eine gute Übereinstimmung zu der hier vorgestellten Messung ergab. Tabelle 6.2 führt die für die einzelnen Vetoseiten eingestellten Asterixschwellen und die in der Simulation verwendeten Parameter auf. Die Summenenergie- (MLU-)Schwelle für die einzelnen Vetoseiten wurde in der Simulation nicht nachgebildet, da sie für die Triggerentscheidung keine Rolle spielt und bisher auch in der Datenauswertung nicht verwendet wird.

Die gemessenen Energiespektren zeigen eine tendenziell größere Breite als die simulierten. Dies liegt an den nicht berücksichtigten Schwankungen der individuellen Lichtaus-

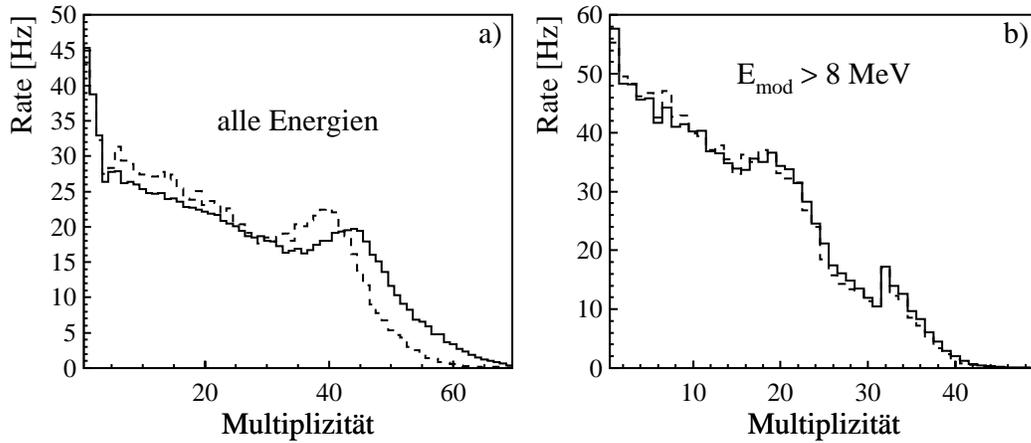


Abbildung 6.2: Zentraldetektormultiplizitäten gemessener (durchgezogen) und simulierter (gestrichelt) *free running* Myonereignisse ohne Energieschwelle auf die Modulenergien (a) und mit einer Schwelle von 8 MeV (b).

beutekurven der einzelnen Module. In der Simulation wurde für jedes Vetomodul nur eine einzige, simulierte Lichtausbeutekurve berücksichtigt, somit wird die Variation über einzelne Vetomodule unterschätzt. Die Abweichungen oberhalb etwa 45 MeV, dort liegt die Messung deutlich unter der Zählrate der Simulation, werden durch den beschränkten dynamischen Bereich der verwendeten ADCs verursacht. Die Hochspannung der Vetomodule wird so eingestellt, daß der Peak der an den *fernen* Modulenden gemessenen Landauverteilung jeweils bei 90 Kanälen liegt. Der dynamische Bereich der ADCs reicht bis 1024 Kanäle. Bei einer hohen, jedoch asymmetrischen Energiedeposition geht zunächst der ADC des nahen Modulendes in Sättigung, in diesem Fall kann noch der ADC des fernen Endes zur Energierekonstruktion verwendet werden. Bei zu hohen Energien produzieren die ADCs der beiden Modulenden einen Überlauf und damit läßt sich die Energie nicht mehr rekonstruieren. Solche Myonereignisse fehlen in den Spektren 6.1c,d, jedoch nicht beim Vergleich der Modulzählraten 6.1a. Insgesamt ergibt sich in den Energiespektren aller Vetoseiten eine hervorragende Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung.

Ein weiteres Indiz für die gute Beschreibung der Myonreaktionen im Veto ist die Multiplizitätsverteilung der Vetomodule, d.h. die Anzahl der an einem Ereignis beteiligten Module (Abbildung 6.1b). Auch hier muß zum Vergleich mit der Messung in der Simulation die Funktion der HSSU nachgebildet werden, da eventuelle Streifschüsse durch an der Stirnseite benachbarte Module durch die Aufaddition in den Daten nur als ein einzelnes Modul auftauchen. Die gute Übereinstimmung bis zu hohen Multiplizitäten ist ein Indiz für die korrekte Beschreibung der geometrischen Lücken zwischen den einzelnen Vetomodulen, da die Streifschüsse benachbarter Module die Multiplizitätsverteilung wesentlich beeinflussen.

Der stringenteste Test für die korrekte Beschreibung der Geometrielücken und des Schwellenverhaltens der Vetomodule ist jedoch der Vergleich der gemessenen mit den simulierten Leckraten des Vetos. Ein Maß dafür ist der Bruchteil von im Zentraldetektor eindeutig identifizierten Myonereignissen, die *keinen* registrierten Treffer in einem der Vetoähler hatten. Dafür muß zunächst gewährleistet sein, daß die Simulation auch die

Myonen im Zentraldetektor korrekt beschreibt. Dazu wurde die Multiplizitätsverteilung im Zentraldetektor von simulierten *free running* Myonereignissen mit gemessenen verglichen. Eine sehr gute Übereinstimmung erreicht man, wenn nur solche Zentraldetektormodule gezählt werden, die mehr als 8 MeV Energie aufweisen und mindestens 10 solcher Module am Ereignis beteiligt waren. Diese Bedingungen schließen alle anderen möglichen Ereignisse mit derartig hohen Energien praktisch aus. Der Energieschnitt von 8 MeV ist notwendig, um die komplizierte Beschreibung der *Leakage*, d.h. dem Aktivieren von benachbarten Zentraldetektormodulen durch Lichtlecks in der Segmentierung, in der Simulation zu umgehen. Hier ist prinzipiell keine sehr hohe Präzision möglich. Durch den einfachen Energieschnitt werden jedoch solche durch Leakage hervorgerufenen Module verworfen und die Verteilungen wie auch die absoluten Raten (702.0 Hz gemessen, 683.0 Hz simuliert, mit dem oben gegebenen Normalisierungsfaktor 0.8012) stimmen hervorragend überein (Abbildung 6.2). Damit ist davon auszugehen, daß es sich bei diesen Ereignissen tatsächlich um Myonspuren im Zentraldetektor handelt. Die Leckrate des Vetozählers ohne Berücksichtigung der anderen Antizählersysteme beträgt $(5.71 \pm 0.30) \times 10^{-3}$ (gemessen) bzw. $(3.40 \pm 0.30) \times 10^{-3}$ (simuliert), die Fehler sind statistische Fehler. Die recht große Diskrepanz der Leckraten tritt auch bei der Bestimmung der Leckraten mit Hilfe von Myonspurfits auf und wird im Abschnitt 6.2 diskutiert.

6.2 Analysen mit identifizierten Myonen

Mit Hilfe der Orts-, Energie- und Relativzeitinformationen der durch ein Myon aktivierten Zentraldetektormodule ist es möglich, die Spur eines Myons und seine Flugrichtung zu rekonstruieren. Damit war es zum einen möglich, die Leckraten des Vetozählersystems detailliert zu untersuchen, indem die Myonspur zur Vetoseite bzw. Lücke zurückverfolgt wurde. Zum anderen konnten die Vetoschwellen hinsichtlich eines optimalen Myonnachweises getrennt für jede Vetoseite optimiert werden. Des weiteren wurde mit Hilfe des Zentraldetektors die Zenit- und Azimutwinkelverteilung der nachgewiesenen Myonen gemessen und als weiterer Test mit der Simulation verglichen. Im folgenden Abschnitt werden zunächst die Technik der Myonspurrekonstruktion und dann die daraus gewonnenen Resultate vorgestellt.

6.2.1 Myonspur-Rekonstruktion

Für die Rekonstruktion der räumlichen Spur wird zunächst in einer χ^2 -Anpassung die Summe der Quadrate der räumlichen Distanzen der einzelnen Modultreffer zu einer Geraden minimiert:

$$\chi^2(\mathbf{x}_0, \theta, \phi) = \sum_{i=1}^N \sqrt{E_i/\text{MeV}} \cdot |\mathbf{r}_i - \mathbf{g}_i(\mathbf{x}_0, \theta, \phi)|^2.$$

Die Summation erfolgt dabei nur über Module i mit einer Energie E_i oberhalb 8 MeV. \mathbf{r}_i ist der Ort des Modultreffers und \mathbf{g}_i der Lotpunkt auf der Geraden mit Fixpunkt \mathbf{x}_0 und den Polarwinkeln θ und ϕ . Das reduzierte χ^2/N wird später für die Beurteilung der Güte der Rekonstruktion verwendet. Die Flugrichtung und die Geschwindigkeit des Myons wird aus der Steigung einer linearen Regression der Geradenparameter $a_i = |\mathbf{g}_i - \mathbf{x}_0|$ über der gemessenen Relativzeit t_i der Module mit mehr als 8 MeV bestimmt. Die so bestimmte

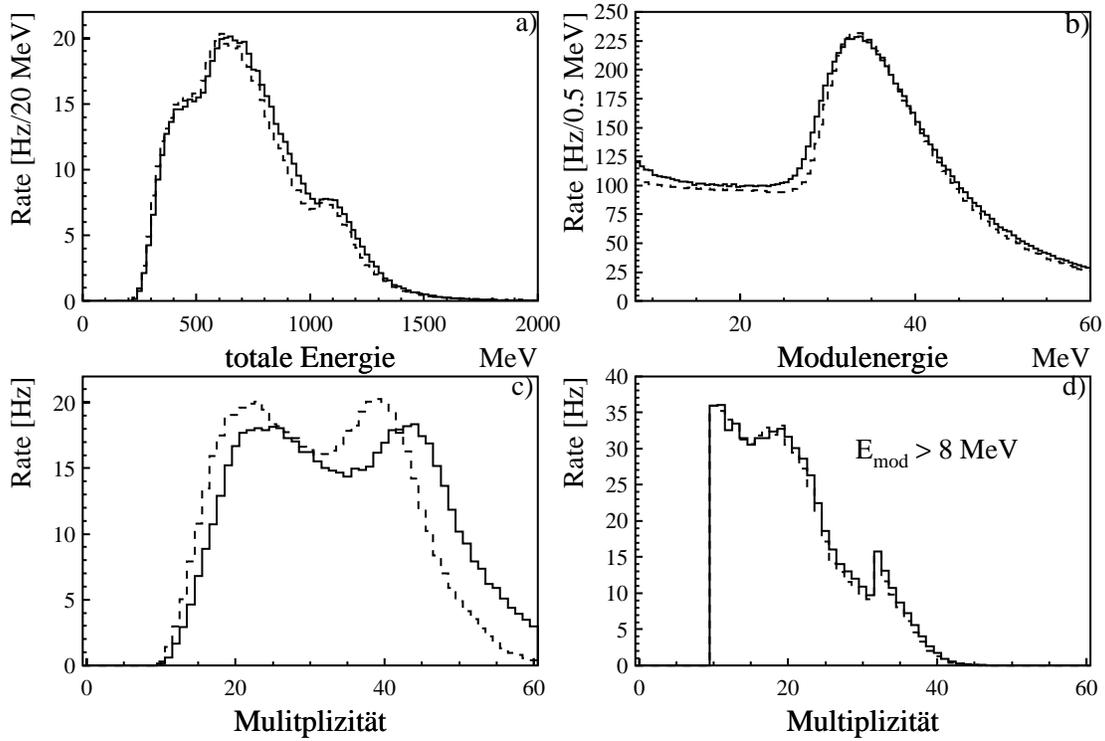


Abbildung 6.3: Totale deponierte Energie im Zentraldetektor (a), die pro Zentraldetektor-Modul deponierte Energie (b), Anzahl der pro Myon aktivierten Module (c) und Anzahl der Module mit mehr als 8 MeV (d) jeweils für gemessene (durchgezogen) und simulierte (gestrichelt), durch Spurfits identifizierte Myonen.

Steigung entspricht der Fluggeschwindigkeit des Myons und damit der Lichtgeschwindigkeit, während das Vorzeichen die Flugrichtung bestimmt.

Abbildung 6.3 zeigt den Vergleich der aus einer Spezialmessung gewonnenen Daten mit einer Simulation von Myonen, die den Zentraldetektor treffen, dort mindestens 10 Module mit mehr als 8 MeV aktivieren und erfolgreich mit Hilfe eines Spurfits als Myonen identifiziert wurden. Um eine gewisse Qualität der Fits zu gewährleisten, wurde sowohl in der Simulation als auch im Experiment ein Schnitt auf das reduzierte $\chi^2/N < 100$ und auf die rekonstruierte Myon-Fluggeschwindigkeit von $12.5 < v_\mu < 100$ cm/ns angewendet. Sowohl die gemessenen Verteilungen der totalen deponierten Energie (6.3a), die aufgrund der meterlangen Spuren im GeV-Bereich liegt, als auch die pro Modul deponierte Energie (6.3b), die durch einen Landau-Peak bei ca. 33 MeV und einen konstanten Ausläufer durch Streifschüsse zu niedrigen Energien gekennzeichnet ist, stimmen sehr gut mit der Simulation überein. Während die Multiplizitätsverteilung der Zentraldetektormodule mit mehr als 8 MeV (6.3d) eine gute Übereinstimmung mit der Simulation zeigt, offenbart die Multiplizitätsverteilung *aller* beteiligten Zentraldetektormodule (6.3c) ein deutliches Unterschätzen der durch *Leakage* zusätzlich aktivierten Module. Die angegebenen Raten wurden aus der Messung bestimmt, die innerhalb von 2% konsistent mit der in Abschnitt 6.1 vorgestellten Messung sind. Zusätzlich zu dem dort diskutierten Faktor mußte die Simulation um weitere 10% reduziert werden, damit die Raten mit der Messung über-

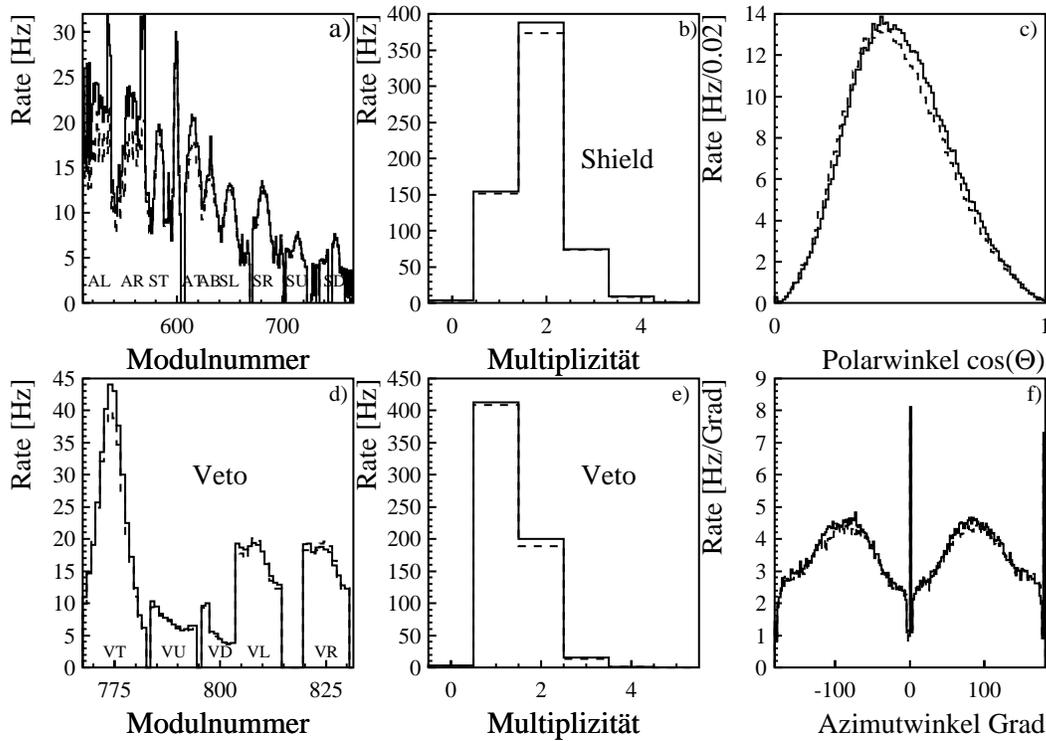


Abbildung 6.4: Zählraten der Anti-, Shield- (a), Vetozähler (c) und Multiplizitätsverteilungen der Shield- (b) und Vetozähler (e), die durch identifizierte Myonen verursacht werden. Polar- (c) und Azimutwinkelverteilung (f) der rekonstruierten Myonspuren.

einstimmen. Insgesamt wurden alle simulierten Spektren mit dem gleichen Faktor 0.7275 skaliert. Die Bedeutung dieser Anpassung wird durch die komplexen Schnitte auf die Qualität der Spurfits relativiert. Die Breite der Geschwindigkeitsverteilung der Myonen hängt von der Auflösung der relativen Ansprechzeiten der Module ab, die Effizienz des Schnittes auf das reduzierte χ^2 von Details der Ortseichung der Zentraldetektormodule. Auf den letzten Punkt wird bei der Diskussion der Polarwinkelverteilung der Myonen nochmals eingegangen. Insgesamt läßt sich jedoch eine sehr gute Übereinstimmung der Simulation mit der Messung konstatieren, so daß die wesentlichen Aspekte der Myonspurfits als verstanden angesehen werden können.

6.2.2 Zählraten und Winkelverteilungen

Ausgehend von nur mit Hilfe des Zentraldetektors rekonstruierten und akzeptierten Myonen, läßt sich das Ansprechverhalten der Antizähler wie auch die Winkelverteilungen der Myonen untersuchen. Die Abbildungen 6.4a,d zeigen die Zählraten der durch die identifizierten und gefitteten Myonen getroffenen Antizählersysteme. Bis auf die Antizählerseiten Left und Right zeigt sich eine präzise Übereinstimmung. Die simulierten Spektren wurden mit dem gleichen Faktor 0.7275 skaliert, wie die Spektren in Abbildung 6.3. Die zu niedrige Zählrate der Simulation bei den Antizählern läßt sich wiederum mit der Beschreibung der Leakage im Zentraldetektor in Verbindung bringen. Die Antizähler sind direkt Zentralde-

tektormodulen benachbart und ein Unterschätzen der Leakage von Zentraldetektormodulen in die Antizähler führt zu einer zu geringen Zählrate in der Simulation. Die sehr gute Übereinstimmung der Zählraten in den Shieldzählern zeigt zum einen die korrekte Beschreibung der Geometrie der Zähler und der Abschirmung, die bei den Shieldzählern den gesamten Bunker umfaßt, als auch eine korrekte Beschreibung des Schwellenverhaltens, für die bei den Shieldzählern direkt gemessene Lichtausbeutekurven und Schwellen verwendet werden. Die Zählraten des Shields lassen sich nur mit Hilfe der identifizierten Myonen mit der Simulation vergleichen, da der Anteil der durch Umgebungsradioaktivität verursachten Zählrate erheblich ist. Bei einer *free running* Messung aktivieren Gammaquanten aus der Stahlabschirmung die Shieldzähler, ohne daß ein Myon beteiligt war und verfälschen so die Verteilungen. Die Myon/Gammatrennung der Shieldzähler ist deutlich schlechter als die der Vetoähler. Dies ist einmal durch die geringere Dicke von nur 3 cm und damit der geringeren Energiedeposition durchfliegender Myonen als auch durch die deutlich schlechteren d.h. steileren Lichtausbeutekurven gegeben. Die hohe Qualität der Vetoähler, deren nicht strahlkorrelierte Zählrate allein durch Myonen gegeben ist, war vor allem wegen des zu erwartenden strahlkorrelierten Untergrunds nötig (Kap. 8). Dieser spielt wiederum bei den Shieldzählern kaum eine Rolle, weil sie durch den KARMEN-Bunker weitaus besser abgeschirmt sind.

Ein stringenter Test des Myongenerators stellt der Vergleich der Polar- und Azimutwinkelverteilungen der in der Simulation und im Experiment rekonstruierten Myonspuren dar (Abbildung 6.4c,f). Auch hier wurde eine ausgezeichnete Übereinstimmung erzielt. Die starke Überhöhung der 0 und 180° Richtung (d.h. entlang der Modulängsachsen des Zentraldetektors in Richtung bzw. entgegen der Richtung zum ISIS-Target) ist durch die begrenzte Winkelaufösung des Zentraldetektors bedingt, wenn das Myon nur durch eine einzige Detektorspalte fliegt. Über einen bestimmten Bereich ist es damit nicht möglich, den Azimutwinkel genau zu rekonstruieren. Die leichte Verschiebung der simulierten Myonspuren gegenüber der Messung zu kleinen, d.h. flacheren Polarwinkeln hin, ist eher auf systematische Effekte bei der Spurrekonstruktion bzw. bei der Simulation der Detektorantwort zurückzuführen als auf einen fehlerhaften Myongenerator. Die Ortsinformation der simulierten Detektorantwort wird aus dem energiegewichteten Schwerpunkt der Energiedeposition im jeweiligen Zentraldetektormodul bestimmt. Bei flachen Myonspuren, d.h. räumlich ausgedehnter Lichterzeugung innerhalb eines Moduls, führt dies jedoch zu systematisch anderen Orten als im Experiment, da dort der Ort aus einer Differenzzeitmessung zwischen den beiden Modulenden gewonnen wird. Da für die Diskriminierung der Photomultipliersignale *leading edge* Diskriminatoren eingesetzt werden, hängt die Ortsmessung von dem Licht ab, das jeweils zuerst den Photomultiplier erreicht. Dies ist aufgrund der unterschiedlichen Geschwindigkeiten des Myons und der effektiven Lichtgeschwindigkeit in den KARMEN-Modulen (16 cm/ns [Wol95]) nicht notwendigerweise äquivalent zu dem Licht, das am Schwerpunkt der Myonspur emittiert wird. Für eine genaue Simulation wäre hier ähnlich wie bei den Vetoählern eine Simulation des Lichttransports in den KARMEN-Modulen und der daraus resultierenden Pulsformen der Photomultiplier notwendig. Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt. Die Abweichungen bei den Winkelverteilungen sind jedoch so gering, daß die Myonsimulation als voll geeignet erscheint, auch komplexere Reaktionen kosmischer Myonen, wie die inelastischen Streuungen und die Einfänge von gestoppten, negativen Myonen, zu beschreiben. Darauf wird im Kapitel 9 eingegangen.

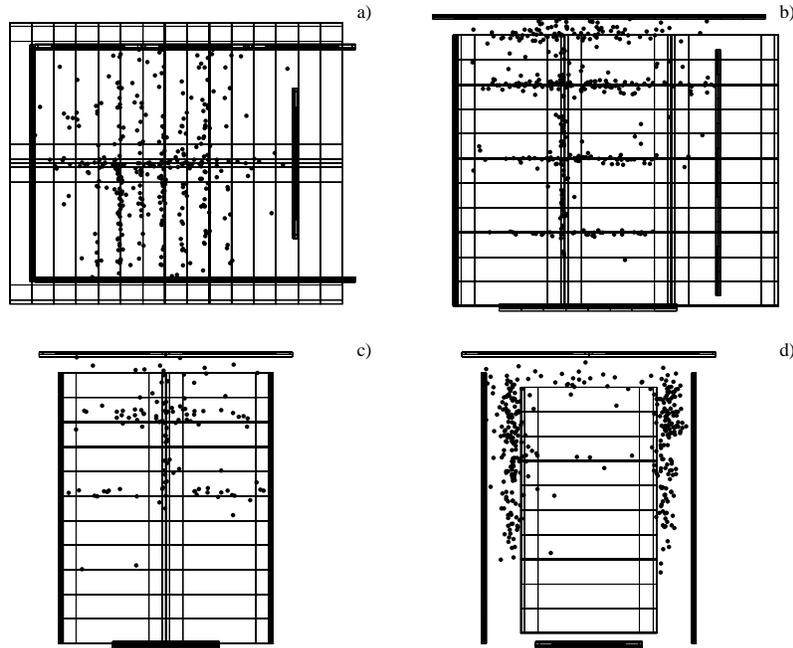


Abbildung 6.5: Durchstoßpunkte vom Veto nicht identifizierter Myonen durch die den Vetoseiten einbeschriebene *Vetobox*. Ansicht von oben (a), rechts (b), aus Richtung Target (c) und in Richtung Target (d).

6.2.3 Durchstoßpunkte durch Vetolecks

Zunächst soll jedoch kurz auf eine weitere Möglichkeit der Myonspurfits eingegangen werden: die Optimierung und Kontrolle der Leckraten der einzelnen Antizählersysteme. Die an die gemessenen Ereignisse angepaßten Myonspuren lassen sich, da auch die Flugrichtung bekannt ist, in der Approximation einer geraden Linie zu dem Punkt zurückverfolgen, an dem das Myon das jeweilige Antizählersystem passiert hat. Damit ist es sehr leicht möglich, eventuelle Lecks in den Systemen, z.B. durch eine Veränderung an der Hochspannungsversorgung eines Photomultipliers, schnell zu erkennen und zu lokalisieren. Abbildung 6.5 zeigt exemplarisch eine solche für den Veto durchgeführte Analyse der bereits vorgestellten Spezialmessung. Dabei wurden nur Myonen verwendet, bei denen die Myonspur zwar eindeutig identifiziert werden konnte, aber kein Vetomodul aktiviert wurde. Jeder der insgesamt 1205 Punkte steht für den Durchstoßpunkt einer verlängerten Myonspur durch die sogenannte *Vetobox*, einem Quader, der den 5 Vetoseiten und den Shield-Bodenzählern einbeschrieben ist, und dessen Seiten mit den Vetoseiten zusammenfallen. Eingezeichnet sind nur die Vetomodule ohne die Geometrie der Abschirmung oder des Zentraldetektors. Deutlich sichtbar sind räumliche Häufungen der Punkte, besonders rechts und links des Veto Downstream (6.5d). Dort war es aus technischen Gründen nicht möglich, quer zu den Brammenlagen des Bunkers Vetozähler zu installieren. Für die Instrumentierung stand nur der Innenraum des Bunkers zur Verfügung. Dies wird jedoch teilweise durch die Schattenwirkung des 1.30 m bzw. 1.65 m über den Veto Downstream bzw. Veto Left/Right hinausragenden Veto Top kompensiert. Dennoch trägt diese große Lücke im Vetosystem

einen großen Anteil an der verbleibenden Leckrate. Auffällig ist weiterhin die Konzentration der Durchstoßpunkte entlang der Grenzen zwischen den Modulrahmen an den Seitenwänden des Vetosystems Up-, Downstream, Left und Right. Jeweils 3 bzw. 2 Vetomodule wurden auf einem Rahmen installiert und später komplett an den Bunkerwänden angebracht. Dabei betragen die Lücken zwischen den Modulen eines Rahmens von Szintillator zu Szintillator nur 1.4 mm, während die Lücke zwischen zwei Rahmen aufgrund der für die Montage notwendigen Halteklammern 1.6 cm beträgt. Besonders groß ist mit insgesamt 2.7 cm die Lücke zwischen dem obersten 2er und dem darunter montierten 3er Rahmen, da dort ein Doppel-T-Träger den seitlichen Druck der außen angebrachten Brammen auf den steifen, inneren Käfig des Bunkers überträgt. Des Weiteren ist eine Konzentration der Leckrate an den Lücken zwischen den Stirnseiten der Module sowohl an den Seitenwänden als auch am Veto Top sichtbar. Hier wurde aus Gründen der Wärmeausdehnung der Module eine Lücke von 1.6 cm bzw. 0.6 cm (Veto Top) gelassen. Im Vergleich dazu spielt die 36 cm hohe, durch zwei Dachbrammenlagen gebildete Lücke zwischen den Veto-Seitenwänden und dem Veto Top nur eine untergeordnete Rolle, da durch den 60 cm überstehenden Veto Top eine sehr gute Schattenwirkung für diese Lücke erreicht wird.

Bei der Diskussion dieser Ergebnisse ist jedoch zu beachten, daß eine solche Analyse nur für Myonspuren möglich ist, die den Zentraldetektor erreichen und dort eine ausreichend große Zahl von Modulen aktivieren. Dies schränkt die verwendbare Klasse von Myonenspuren stark ein. Für die Unterdrückung des myoninduzierten Neutronenuntergrunds sind dagegen auch Spuren von Myonen wichtig, die den Zentraldetektor und auch die Shieldzähler überhaupt nicht erreichen. Dies sind z.B. in der Umgebung des Zentraldetektors stoppende Myonen oder innerhalb des Bunkers verlaufende, lange Myonspuren, bei denen die Myonen durch inelastische Reaktionen hochenergetische Neutronen produzieren, die dann aus dem Bunker den Weg in den Zentraldetektor finden. Während der Designphase des Vetosystems war es daher unerlässlich, über eine gute Simulation auch solcher Myonspuren zu verfügen, da die Optimierung der Leckrate für diese Klasse von Spuren durchgeführt werden mußte. Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnissen einer solchen Simulation bezüglich der Vetoleckraten vorgestellt.

Neben diesen bereits aufgeführten Möglichkeiten durch die Myonspurfits hat sich die Zuordnung der Durchstoßpunkte zu einzelnen Vetomodulen als sehr effiziente Möglichkeit erwiesen, während der Kalibration des Vetosystems die durch die HSSU verursachte Mehrdeutigkeit der Meßdaten aufzulösen. Dadurch ist es möglich, ohne das selektive Abschalten von Teilen des Vetosystems, für die Orts-, Energie- und Hochspannungskalibration notwendige Daten aus Spezialmessungen zu gewinnen. Hierbei wird, wie oben geschildert, der Zentraldetektor benutzt, um Myonspuren zurückzuverfolgen und die gemessenen Daten den Vetomodulen zuzuordnen. Dies wird in den Strahlpausen zwischen den ISIS Strahlzyklen standardmäßig durchgeführt.

6.3 Optimierung der Vetoschwellen

Die Zählrate des Vetos mit den in Tabelle 6.2 aufgeführten, als Optimum gefundenen Standardschwellen ist vollständig durch Myonen erklärbar (Abschnitt 6.1). Vom Gesichtspunkt der optimalen Leckrate aus wäre es aufgrund der hervorragenden Myon/Gammatrennung der Vetomodule durchaus möglich, eine noch niedrigere Schwellen zu fahren, da der radioaktive Raumuntergrund auch dann noch gut abgetrennt werden könnte. Dem steht

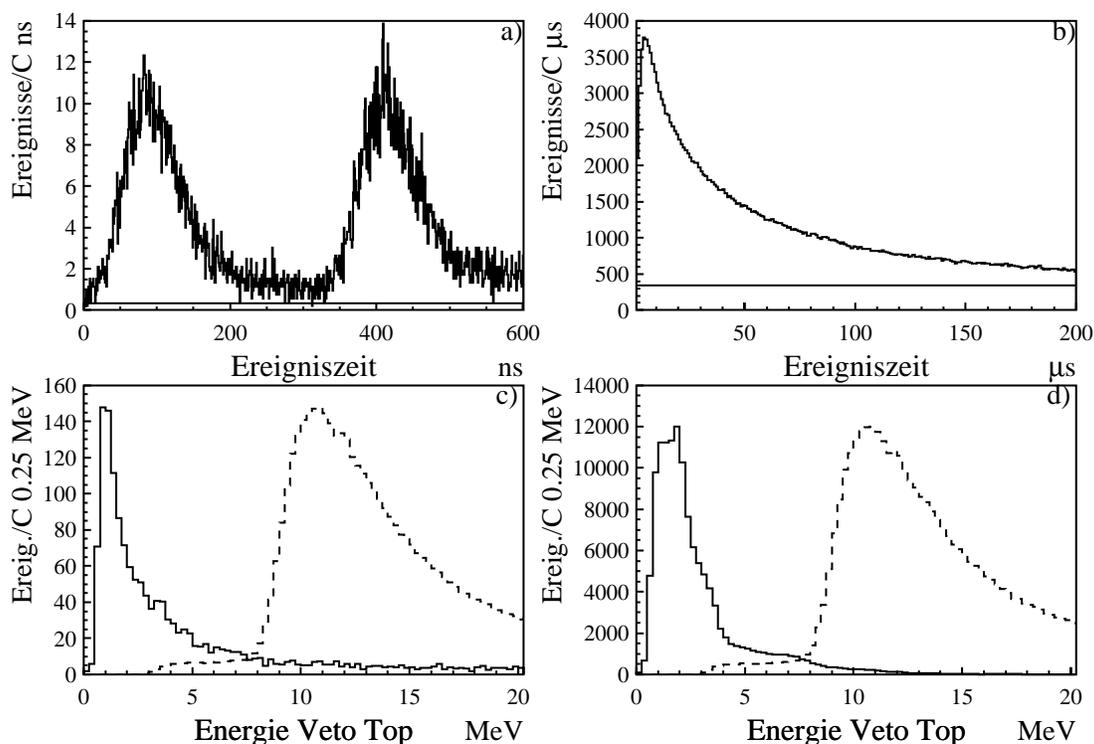


Abbildung 6.6: Zeit- (a, b) und Energieverteilungen (c, d) strahlkorrelierter Untergründe im Veto verursacht durch direkte Treffer hochenergetischer Neutronen (a, c) und durch Gammaquanten, die bei Einfängen thermalisierter Neutronen am Eisen produziert werden (b, d). Bei den Zeitverteilungen ist das Niveau der kosmisch induzierten Zählrate als horizontale Linie eingezeichnet, bei den Energiespektren sind die kosmisch induzierten Ereignisse abgezogen. Situation vor Schwellenoptimierung und mit unvollständiger Stahlabschirmung.

jedoch der strahlkorrelierte Untergrund durch hochenergetische, direkte Neutronentreffer von im Spallationstarget produzierten Neutronen und besonders die beim Einfang thermalisierter Neutronen in der Nähe der Veto-Zähler produzierten Gammaquanten entgegen, die für deutlich höherenergetischen Untergrund sorgen als die Gammaquanten aus der Umgebungsradioaktivität. Auf die umfangreichen Abschirmmaßnahmen gegen diese Untergrundquellen, die ebenfalls mit Hilfe von Simulationen optimiert wurden, wird in Kapitel 8 detailliert eingegangen. Hier sollen nur die Auswirkungen dieses Untergrunds auf die Optimierung der Vetoschwellen dargestellt werden.

Abbildung 6.6 zeigt die Situation während einer am 19.2.1997 durchgeführten *free running* Spezialmessung. Diese erfolgte mit einer noch sehr niedrigen, nicht optimierten Schwelleneinstellung von 20 mV Asterixschwelle und 124 mV MLU-Schwelle für alle Vetoseiten und mit einer noch nicht vollständigen Abschirmung an der targetzugewandten Seite des Bunkers. In der Zeit bis 200 μs nach T_0 wird die gesamte Zählrate des Detektors von strahlkorreliertem Untergrund dominiert. Abbildung 6.6a zeigt die Zeitverteilung innerhalb der ersten 600 ns nach T_0 . Deutlich sichtbar ist die Zeitstruktur des ISIS Protonenstrahls mit zwei 100 ns breiten, durch 325 ns getrennten Protonenpulsen.

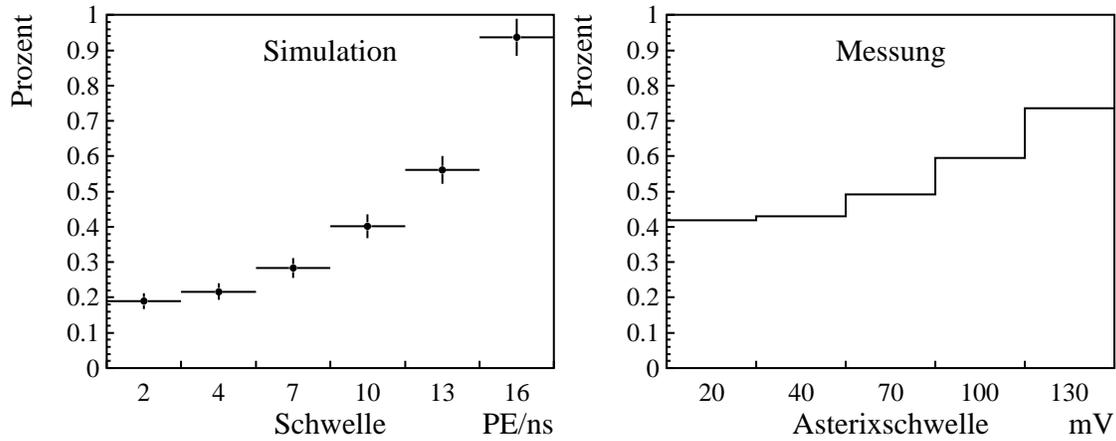


Abbildung 6.7: Abhängigkeit der totalen Vetoleckrate im Zentraldetektor für durch Spurfits identifizierte Myonen von der Schwelle in der Simulation (links) und der Messung (rechts).

Das Niveau der zeitlich konstanten, kosmisch induzierten Zählrate ist als horizontale Linie mit eingezeichnet. Die Zählrate wurde auf die während der Messung auf das Target gebrachten Protonenladung in Coulomb normiert. Diese frühe Zählrate wird durch direkte Treffer schneller Neutronen vom ISIS Target in den Vetoählern verursacht. Besonders betroffen ist der zu diesem Zeitpunkt noch nicht vollständig abgeschirmte Veto Top. Das Energiespektrum dieser Treffer, hauptsächlich durch (n,p)-Rückstoßreaktionen direkt im Szintillator der Vetomodule verursacht, ist in Abbildung 6.6c gezeigt. Die myoninduzierten Ereignisse wurden abgezogen. Es ergibt sich ein stark abfallendes Spektrum das jedoch bis zu 20 MeV und darüber hinaus reicht und damit den Energiebereich der Myonen vollständig überdeckt. Ein Landauspektrum, wie es mit den optimierten Standardschwellen im Veto Top gemessen wird, ist gestrichelt mit eingezeichnet. Insgesamt von sehr viel größerer Bedeutung, da bei der integralen Zählrate dominant, ist der durch thermalisierte Neutronen verursachte Untergrund. Abbildung 6.6b spiegelt die Thermalisierungszeit der Neutronen in der Eisenabschirmung wieder, die im Bereich von ca. $70 \mu\text{s}$ liegt. Das entsprechende Energiespektrum (6.6d) konzentriert sich auf Energien unterhalb 5 MeV, erreicht in seltenen Fällen aber auch 10 MeV. Ursache hierfür ist das diskrete Energiespektrum, das beim Einfang von Neutronen in Eisen ($\text{Fe}(n,\gamma)$) produziert wird und für einige Eisenisotope bis 10 MeV reicht. Werden diese Gammaquanten in der Nähe der Vetoähler produziert, so werden sie dort über den Comptoneffekt nachgewiesen. Für die Optimierung der Schwellen entscheidend ist, daß ein Großteil der Energiespektren beider Reaktionen durch eine Schwelle bei 3–4 MeV unterdrückt werden kann. Priorität hatte bei der Schweleneinstellung allerdings eine hohe Vetoeffizienz und damit eine hohe Qualität der Daten im Gegensatz zu einer möglichst geringen Totzeit. In diesem Zusammenhang mußte die Frage beantwortet werden, wie sich die Leckrate bei Veränderung der Vetoschwellen verhält und welche Schwelle gefahren werden kann, um den Designwert der Vetoleckrate von etwa $5\text{--}6 \times 10^{-3}$ für im Zentraldetektor identifizierte Myonen noch einzuhalten.

Dazu wurden nach Inbetriebnahme des Vetos im Februar 1997 eine Reihe von Spezialmessungen durchgeführt, bei denen die Asterix- und MLU-Schwellen in weiten Bereichen

variiert wurden. Abbildung 6.7 zeigt die Auswertung einer solchen Meßreihe im Vergleich mit einer für verschiedene Schwelleneinstellungen durchgeführten Simulation. Dazu wurde jeweils der Anteil von im Zentraldetektor mittels Spurfits eindeutig identifizierter Myonen bestimmt, bei denen kein Vetomodul angesprochen hat. Die Schwelle in PE/ns für die Simulation bzw. in mV für die Messung ist dabei in guter Näherung proportional zu einer Schwelle in MeV auf die gemessenen Energiespektren. Dennoch zeigt sich sowohl bei der Simulation als auch bei der Messung ein deutlich nichtlineares Verhalten. Oberhalb eines konstanten Sockels, der durch die irreduziblen geometrischen Lecks des Vetosystems gegeben ist, dominiert die durch das Anheben der Schwellen verursachte Vergrößerung der effektiven Lücken zwischen den Vetomodulen die Leckrate. Das nichtlineare Verhalten läßt sich mit Hilfe eines Modells, das die Winkelverteilung der Myonen und die geometrischen Verhältnisse an einer Lücke zwischen zwei Vetomodulen berücksichtigt, gut verstehen [Rei97]. Die Festlegung der Standardschwellen im Veto von 100 mV erfolgte im Übergangsbereich zwischen dem konstanten, durch die geometrischen Lücken verursachten Sockel in den nichtlinearen Bereich. Während die Unterdrückung des strahlkorrelierten Untergrunds oberhalb einer Schwelle von 3–4 MeV nur noch linear zunimmt, würde eine weitere Erhöhung der Schwelle eine überproportionale Erhöhung der Leckrate bedeuten, die nicht akzeptabel ist. Für die Einstellung der Schwellen wurde jede Vetoseite getrennt untersucht, was durch die Identifizierung der betroffenen Vetoseiten durch die Spurfits problemlos möglich war. So wurde für den Veto Top als Optimum eine Schwelle von 80 mV gefunden, da die Lücken mit 7 mm zwischen zwei benachbarten Modulen deutlich größer sind als zwischen zwei Modulen des Veto Upstream/Left/Right oder Downstream, bei denen die Module durch ihr Eigengewicht aufeinander gepreßt werden und so eine Lücke von nur 1.4 mm erreicht wurde. Obwohl die Simulation den Verlauf der Leckrate in Abhängigkeit von der Schwelle gut nachbildet, wird die totale Leckrate bei den an die Energiespektren angepaßten Schwellen von 10 PE/ns um etwa 40% unterschätzt. Die möglichen Ursachen hierfür werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

6.4 Leckraten der Veto– und Shieldzähler

Tabelle 6.3 zeigt eine Zusammenfassung der aus Messungen und Simulationen gewonnenen Leckraten für im Zentraldetektor durch Spurfits identifizierte Myonen. Die angegebenen Fehler sind statistische Fehler. Die Leckraten betragen sowohl für den Veto als auch für den Shield (inklusive dem während des Upgrades neu installierten Shield Bottom) etwa ein halbes Prozent. Während die Leckrate des Shields in der Messung mit $(13.3 \pm 7.1)\%$ nur unwesentlich oberhalb der von der Simulation vorausgesagten Leckrate liegt, weicht die Simulation mit den Standard-Vetoschwellen, die aus einer Anpassung der simulierten Energiespektren an die gemessenen Spektren gewonnen wurden, deutlich von der Messung ab. Hier ergibt die Messung eine um $(37.6 \pm 9.7)\%$ höhere Leckrate. Durch eine moderate Erhöhung der Schwellen in der Simulation läßt sich jedoch eine perfekte Übereinstimmung erreichen.

Die Leckrate ist enorm empfindlich auf kleine Details in der Beschreibung der Geometrie der Veto­zähler und der Lichtausbeutekurven. In der Simulation bleiben im allgemeinen sowohl Streuungen bei den geometrischen Lücken um den vermessenen Mittelwert als auch der Schwelleneinstellungen individueller Module sowie Variationen in der Flachheit der Lichtausbeutekurven unberücksichtigt. Durch das nichtlineare Verhalten der Leckra-

	Messung	Simulation	
		standard	erhöht
Veto	$(5.55 \pm 0.17) \times 10^{-3}$	$(4.03 \pm 0.16) \times 10^{-3}$	$(5.39 \pm 0.19) \times 10^{-3}$
Shield	$(6.44 \pm 0.19) \times 10^{-3}$	$(5.69 \pm 0.19) \times 10^{-3}$	
kombiniert	$(5.06 \pm 1.15) \times 10^{-5}$	$(2.22 \pm 1.11) \times 10^{-5}$	$(2.22 \pm 1.11) \times 10^{-5}$

Tabelle 6.3: Leckraten der Veto- und Shieldsysteme für im Zentraldetektor durch Spurfits identifizierte Myonen. Vergleich Messung und Simulation für Standardschwellen (VT 9, VL+VR+VU 10, VD 5 PE/ns) und erhöhte Schwellen (VT 12, VL+VR+VU 13, VD 7 PE/ns).

te kann dies zu einer systematischen Unterschätzung der Leckrate führen. Im Gegensatz dazu werden bei den Shieldzählern gemessene Modulschwellen, Lichtausbeutekurven und Energieauflösungen individuell für jedes Modul verwendet. Des weiteren wurde für die Simulation der Lichtausbeutekurven der Vetomodule nur die Ansprechwahrscheinlichkeit der Photomultiplier in Abhängigkeit vom Startort eines Photons im Szintillator bestimmt und damit die durch die Myonspurverteilung entstehenden Effekte nicht mit berücksichtigt. Dies kann gerade an den aus Szintillator bestehenden Lichtumlenkungen an den Enden der Module zu deutlichen Abweichungen bei der Leckrate durch die Lücken zwischen den Stirnseiten zweier Module führen. Trägt man diesen Vereinfachungen Rechnung, so ist die Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment als gut zu bezeichnen. Um die Effizienz des Vetosystems bei allen nachfolgenden Auswertungen zum myoninduzierten Neutronenuntergrund nicht zu überschätzen, wurden für alle folgenden Simulationen die erhöhten Schwellen (VT 12, VL+VR+VU 13, VD 7 PE/ns) verwendet, die die gemessene Leckrate sehr gut reproduzieren.

Die kombinierte Leckrate ist die Rate von identifizierten Myonen im Zentraldetektor, bei denen weder ein Shield-, Anti- oder Vetozyähler angesprochen hat. Sie liegt im Bereich einiger 10^{-5} und Messung und Simulation sind innerhalb der hohen statistischen Fehler miteinander verträglich. Insgesamt wurden in der untersuchten Datenmenge nur 11 Ereignisse mit dieser Signatur gefunden, in den simulierten Daten befanden sich 4 Ereignisse.

Insbesondere während der Designphase der Geometrie des Vetos war es von entscheidender Bedeutung, die Auswirkungen verschiedener Entwürfe der Anordnung der Module beurteilen zu können. Dazu dienten bereits im Vorfeld des Upgrades detaillierte Simulationen des Nachweises kosmischer Myonen mit den Vetozyählern. Da in der Simulation die wahren Myonspuren und damit auch die Eindringpunkte in die Vetobox unabhängig vom Zentraldetektor zur Verfügung stehen, konnte auch die Vetoeffizienz für die erweiterte Klasse von Myonen angegeben werden, die in die Vetobox eindringen. Im folgenden werden die Ergebnisse einer Simulation vorgestellt, die mit den erhöhten Schwellen durchgeführt wurde. Damit soll verdeutlicht werden, welche Beiträge die einzelnen Vetoseiten bzw. Lücken zwischen den Modulen oder auch die großen Lücken zwischen einzelnen Seiten liefern.

Zunächst wurde die Leckrate der einzelnen Seiten getrennt bestimmt, d.h. es wurde für jede Vetoseite der Bruchteil der Myonen bestimmt, die die Seite voll treffen, aber dennoch nicht detektiert werden. Dabei wurde jede Seite unabhängig von allen anderen betrachtet.

Vetoseite	einzel	kombiniert	
		kleine Lücken	große Lücken
Left	$(0.34 \pm 0.03)\%$	$(9.2 \pm 0.8)\%$	$(3.9 \pm 0.5)\%$
Right	$(0.36 \pm 0.03)\%$	$(9.6 \pm 0.8)\%$	$(4.9 \pm 0.6)\%$
Upstream	$(0.37 \pm 0.03)\%$	$(5.7 \pm 0.6)\%$	$(4.1 \pm 0.5)\%$
Downstream	$(0.22 \pm 0.03)\%$	$(2.3 \pm 0.4)\%$	$(31.6 \pm 1.4)\%$
Top	$(0.39 \pm 0.02)\%$	$(28.8 \pm 1.3)\%$	
Gesamt		$(55.5 \pm 1.9)\%$	$(44.5 \pm 1.7)\%$

Tabelle 6.4: Aufteilung der simulierten Leckrate des Vetos auf die isoliert betrachteten einzelnen Vetoseiten (linke Spalte) und die relativen Anteile an der Gesamtleckrate der Lücken zwischen den Seiten (Mitte) und innerhalb der Seiten (rechts).

Die Leckraten (Tabelle 6.4) bewegen sich alle zwischen 0.2% und 0.4% und zeigen damit die exzellente Fähigkeit der Vetomodule, auf großen Flächen homogen Myonen nachweisen zu können. Für die Unterdrückung des myoninduzierten Neutronenuntergrunds ist es jedoch entscheidender, die Gesamtleistung des Vetosystems zu betrachten. Dafür bietet sich der Bruchteil von Myonen an, der in die Vetobox eindringt, bei dem aber kein Vetoteil angesprochen hat. Diese kombinierte Leckrate des gesamten Systems trägt damit der Tatsache Rechnung, daß ein Myon, das eine Vetoseite passiert hat, durchaus noch in einer weiteren Seite des Vetos nachgewiesen werden kann. Wie sich die kombinierte Leckrate von $(0.46 \pm 0.01)\%$ auf die einzelnen Vetoseiten aufteilt, läßt sich ebenfalls Tabelle 6.4 entnehmen. Es wurde festgestellt, durch welche Seite der Vetobox das jeweilige Myon eindrang, und ob der entsprechende Teil der Seite überhaupt mit Szintillator versehen ist. Somit kann zwischen der Ineffizienz der Vetoseite und der Ineffizienz durch die Lücken zwischen den Vetoseiten unterschieden werden. Aus der Tabelle wird deutlich, daß die weitaus größten relativen Beiträge mit 28.8% vom Veto Top und mit 31.6% von der großen Lücke rechts und links des Veto Downstream kommen. Der Veto Top hat zwar auf den Myonfluß bezogen nur eine sehr kleine Leckrate von 0.13%, er ist jedoch aufgrund des Flusses absolut stark übergewichtet.

Insgesamt tragen die *großen* Lücken zwischen den Vetoseiten mit 44.5% etwa soviel zur Leckrate bei wie die kleinen Lücken und Ineffizienzen der Vetomodule. Damit zeigt diese Analyse, daß durch die letztlich realisierte Anordnung der Vetomodule ein ausgeglichener Kompromiß zwischen den einzelnen Beiträgen zu den Leckraten gefunden wurde. Es hätte großer Anstrengungen und eines erheblichen Aufwandes bedurft, um durch weitergehende Maßnahmen die Leckrate deutlich zu verbessern, da dafür die Verbesserung einer einzelnen Komponente nicht ausgereicht hätte. Des weiteren entspricht die kombinierte Leckrate von 0.46% dem etwa gleichgroßen Bruchteil von Neutronen, die außerhalb des Vetos produziert werden, und durch die etwa 1 m dicke Abschirmung den Zentraldetektor erreichen. Da die zugehörigen Myonen nicht notwendigerweise durch den Veto nachgewiesen werden können, hätte eine weitere Verbesserung der Leckrate auf diesen Anteil keinen Einfluß. Auch hier wurde mit der Leckrate die richtige, optimale Größenordnung erreicht.

Kapitel 7

Reduktion des Untergrunds durch den KARMEN–Upgrade

In diesem Kapitel wird aufgezeigt, wie es unter Einsatz der nach dem KARMEN–Upgrade zusätzlich zur Verfügung stehenden Informationen des Vetozählersystems möglich ist, den Untergrund für die Suche nach Neutrinosignaturen im KARMEN–Detektor zu reduzieren. Dabei wird sowohl auf die sogenannte *single prong* Analyse, d.h. für die im Detektor auftretenden Ereignisse ohne nachfolgende Zerfallsprodukte, als auch auf eine Sequenzanalyse eingegangen, bei der neben einem prompten Ereignis ein nachfolgendes sequentielles Ereignis in enger räumlicher und zeitlicher Korrelation gesucht wird.

Die Unterdrückung des kosmisch induzierten Untergrunds beruht im wesentlichen auf den folgenden Methoden:

Stackreduktion Jedes im KARMEN–Detektorsystem getriggerte Ereignis hinterläßt in den aufgenommenen Daten zumindest ein Stackpattern. Hierbei handelt es sich um eine komprimierte Information darüber, welche Detektorteile und insbesondere welche Seiten des Anti, Shield und Veto angesprochen haben. Verlangt man einen minimalen zeitlichen Abstand zwischen dem Auftreten eines solchen Stackpattern und eines nachfolgenden potentiellen Neutrino-kandidaten, so werden durch kosmische Myonen im Detektor induzierte Folgeprodukte aus dem Zerfall gestoppter Myonen wirkungsvoll unterdrückt. Die Zeitskala ist hierbei durch die Lebensdauer der Myonen von $2.2 \mu\text{s}$ gegeben. Für die nachfolgenden Analysen und die Bestimmung des durch den Upgrade erreichten Reduktionsfaktors wird zwischen Stackeinträgen, bei denen ein bestehender Detektorteil (Zentraldetektor, innerer Antizähler oder Shield) beteiligt war (sog. *alte* Stackeinträge) und solchen Stackeinträgen bei denen *nur* der Veto angesprochen hat (VetoOnly Stackeinträge) unterschieden. Diese Einträge werden bei der Stackreduktion auch unterschiedlich behandelt.

SMU–Reduktion Längerlebige Folgeprodukte aus dem Einfang im Zentraldetektor gestoppter μ^- wie z.B. ^{12}B aus der Einfangreaktion $\mu^- + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B} + \nu_\mu$ mit seiner Zerfallszeit von 29.1 ms und seiner Endpunktsenergie von 13.4 MeV, lassen sich nur durch das Anlegen von Totzeiten von bis zu 100 ms unterdrücken. Hier ist es nicht mehr möglich, Ereignisse im gesamten Detektorvolumen zu verwerfen, sondern das Totvolumen wird auf einen engen Bereich um den Stoppport eines im Zentraldetektor

gestoppten Myons (SMU) beschränkt. Nur so erreicht man erträgliche Totzeiten im ein Prozent-Bereich.

Neben diesen Standardmethoden, die bereits vor dem Upgrade benutzt wurden, bietet natürlich der neu hinzugekommene Vetoähler die Möglichkeit, im Sinne der MLU-Klassifizierung *neutrale* Ereignisse, d.h. Ereignisse ohne Anti- oder Shield-Treffer zu verwerfen, wenn einer der Vetoähler angesprochen hat. Damit ist es zum einen möglich, direkt in den Zentraldetektor eindringende Myonen, die von den Systemen Anti und Shield unentdeckt blieben, zu reduzieren. Zum anderen werden dadurch von myoninduzierten Neutronen verursachte Ereignisse verworfen, da der zeitliche Abstand zwischen dem Myontreffer im Veto und dem Neutronennachweis im Detektor bei inelastischen Myonreaktionen immer und bei den Einfängen gestopppter μ^- im Eisen häufig innerhalb der Ereigniskoinzidenzzeit von etwa 90 ns liegt (siehe Kap. 9).

Bei der Analyse der nach dem Upgrade Anfang 1997 aufgenommenen Daten zeigte sich jedoch, daß diese Maßnahmen allein nicht ausreichen, um optimale Reduktionsfaktoren zu erreichen. Bei den angestrebten extrem niedrigen Untergrundraten erlangen Effekte wie zufällige Koinzidenzen von Myonereignissen während der Totzeiten des Detektorsystems an Bedeutung, die vor dem Upgrade vernachlässigbar waren. Auf diese Effekte wird in den folgenden Abschnitten detailliert eingegangen.

7.1 Single Prong Untergrund

Dieser Abschnitt präsentiert die Suche nach Single Prong Ereignissen, deren Signatur das isolierte Auftreten im Detektor ist. Dies gilt für alle im KARMEN-Detektor nachweisbaren Neutrinoereignisse. Bei einigen Ereignissen kann allerdings auch noch nach sequentiellen Signaturen gesucht werden, die durch den Zerfall von Folgeprodukten auftreten. Diese Sequenzen aus der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion werden bei der hier vorgestellten Analyse *nicht* von den Single Prong Reaktionen abgetrennt (siehe hierzu [Ste97b]).

7.1.1 Stackreduktion

Abbildung 7.1a zeigt die zeitliche Korrelation von neutralen Ereignissen im Zentraldetektor mit dem jeweils letzten vorausgegangenen VetoOnly bzw. alten Stackeintrag. Die Verteilung für die alten Stackeinträge setzt erst bei 15 μs ein, da für die Auswertung *vorreduzierte* Daten verwendet wurden, bei denen bereits eine offline Stackreduktion mit einer Totzeit von 15 μs auf neutrale Ereignisse durchgeführt wurde. Zusammen mit einem Energieschnitt von 8 MeV auf die Ereignisse erlaubt dies eine Reduktion der Rohdatenmenge um einen Faktor 30 und damit die bequeme Speicherung der Daten auf Festplatte. Etwa bei 28 μs Differenzzeit erreicht die Verteilung der alten Stackeinträge das flache Plateau der zufälligen Koinzidenzen, so daß diese Totzeit für die Reduktion gewählt wurde. Die Verteilung fällt etwa mit der Myonlebensdauer ab, was auf den Ursprung der neutralen Ereignisse als Folgeprodukte aus dem Myonzerfall hinweist.

Überraschenderweise zeigen allerdings auch die Differenzzeiten zu den VetoOnly Stackeinträgen eine mit 2.2 μs abfallende Verteilung. Dies kann nicht durch myoninduzierte Neutronenereignisse verursacht werden, da die Differenzzeiten hier kaum länger als 1 μs sind. Analysiert man das Energiespektrum der auf einen VetoOnly Eintrag folgenden neutralen Ereignisse (für die Mindstdifferenzzeit zu einem alten Stackeintrag wurden 28 μs

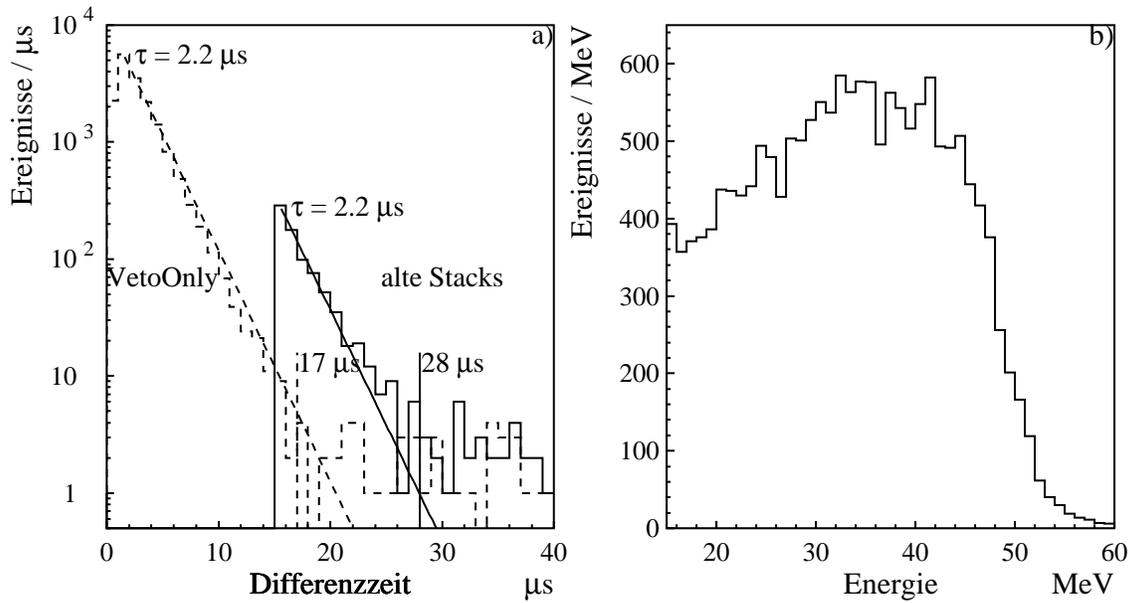


Abbildung 7.1: Zeitliche Korrelation von VetoOnly und alten Stackeinträgen mit neutralen Ereignissen (a). Energiespektrum der auf die VetoOnly Stackeinträge innerhalb von $10 \mu\text{s}$ nachfolgenden Michelekttronen (b).

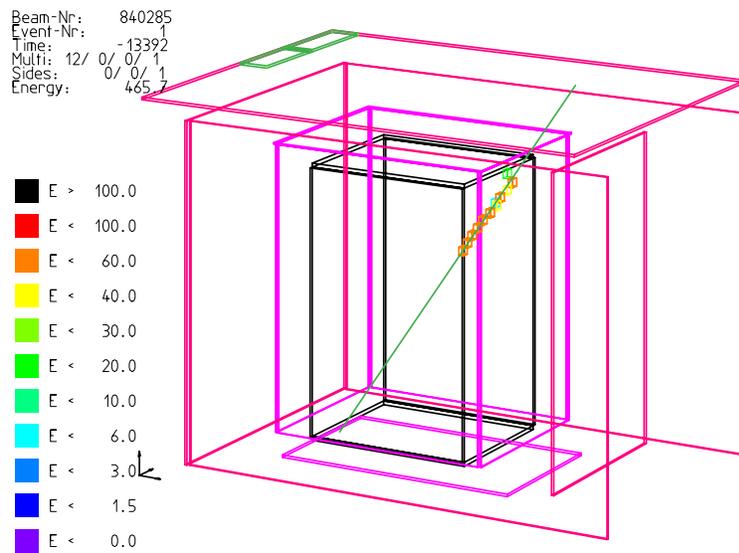


Abbildung 7.2: Single Event Display einer zufälligen Koinzidenz eines VetoOnly Treffers und eines in den Zentraldetektor eindringenden Myons. Schematische Darstellung des Detektors und der ihn umgebenden Antizählersysteme. Durch die vom Myon aktivierten Zentraldetektormodule (kleine Quader) wurde eine Gerade angepaßt. Das im Veto Top aktivierte Modul hat offensichtlich nichts mit der Myonspur zu tun.

gefordert) (Abbildung 7.1b), so erkennt man klar die Form eines Spektrums von Michelelektronen, die aus Myonzerfällen im Zentraldetektor stammen. Normalerweise sollten die den Michelelektronen vorausgehenden Stackeinträge keine VetoOnly Einträge sondern alte Stackeinträge sein, da beim Eindringen der Myonen in den Zentraldetektor zumindest in den allermeisten Fällen die Shieldzähler, der innere Antizähler oder natürlich der Zentraldetektor selbst aktiviert werden (vgl. Leckraten für den Shield, Tabelle 6.3). Die Ursache dafür, daß diese Detektorteile nicht ansprechen, liegt in einer zufälligen Koinzidenz von zwei Myontreffern begründet. Abbildung 7.2 zeigt das *Single Event Display* einer solchen zufälligen Koinzidenz. Im VetoTop wurde ganz am Upstream-Ende ein einzelnes Vetomodul durch einen Myontreffer aktiviert (das Modul ist durch einen kleinen Quader in der VetoTop Seite markiert). Etwa 100 ns später (dies ist über die T_{rel} -Information der Module feststellbar) dringt ein Myon in den Zentraldetektor ein, allerdings ohne daß Veto-, Shield- oder innere Antizähler aktiviert wurden. Durch die unterschiedlichen Längen der Photomultiplierkabel (siehe Tabelle 4.2) ist gewährleistet, daß der Zentraldetektor das elektronisch erste T_{or} Signal liefert und damit die Ereigniskoinzidenzzeit von 90 ns startet. Die anderen Detektorteile haben etwas größere Kabellängen und liegen damit zeitlich hinter dem Zentraldetektor. Bei der T_{rel} -Kalibration wird dies natürlich korrigiert. In dem dargestellten Fall triggert jedoch das VetoOnly Ereignis die Datenaufnahme, so daß der Veto die Ereigniskoinzidenzzeit startet. Im konkreten Beispiel fällt das nachfolgende Myon gerade noch in die Koinzidenzzeit, allerdings nur die Signale des Zentraldetektors. Aufgrund der größeren Kabellängen erreichen die T_{or} Signale des Shields und des inneren Anti erst *nach* der Koinzidenzzeit die Triggerlogik, die dort aktivierten Module sind also nicht mehr am Ereignis beteiligt. Hieraus ist ersichtlich, daß ein noch etwas später eintreffendes Myon aufgrund der vom VetoOnly Stackeintrag des ersten Myontreffers verursachten Totzeit (400 ns) von der Triggerelektronik völlig unerkannt in den Zentraldetektor eindringt, dort stoppt und zerfällt und das zugehörige Michelelektron mit einer $2.2 \mu\text{s}$ Zeitkonstante nach dem VetoOnly Stackeintrag auftaucht. Darüber hinaus stimmt die gemessene Rate von Michelelektronen nach einem VetoOnly Stackeintrag von 0.3 Hz sehr gut mit der Rate zufälliger Koinzidenzen überein, die sich aus der VetoOnly Stackrate von 5.5 kHz, der Rate im Zentraldetektor gestoppter Myonen von 160 Hz und der 400 ns Totzeit nach einem Stackeintrag zu 0.35 Hz ergibt. Die einzig mögliche Maßnahme zur Reduktion dieser Ereignisse liegt im Anlegen einer Software-Totzeit nach den VetoOnly Stackeinträgen über mehrere Lebensdauern des Myons. Für die folgenden Single Prong Auswertungen wurde eine Totzeit von $17 \mu\text{s}$ gewählt, was bei einer VetoOnly Rate von 5.5 kHz allerdings zu einer Totzeit von 9.4% führt.

Diese Totzeit gilt jedoch nur für die allein durch kosmische Myonen induzierte und damit zeitlich konstante Stackrate. Der strahlkorrelierte Untergrund in den Vetozahlern verursacht eine starke Zeitabhängigkeit der Stackrate und damit der Effizienz nach Ausführung der Stackreduktion. Abbildung 7.3a zeigt den zeitlichen Verlauf der Raten der alten und der VetoOnly Stackeinträge relativ zu T_0 . Während die alten Stackeinträge keine Zeitabhängigkeit zeigen, steigt die Rate der VetoOnly Stackeinträge von ihrem *pre beam* Niveau von etwa 5.5 kHz, das sehr gut mit der aus der Myonen-Simulation bestimmten Rate übereinstimmt, bei T_0 stark an. Der stark überhöhte Eintrag bei T_0 stammt von direkten Treffern schneller Neutronen aus dem ISIS Spallations- und dem μSR -Target im Veto. Die nachfolgende Zeitstruktur mit einem Maximum bei etwa $5 \mu\text{s}$ und einem Abfall mit einer Abklingkonstanten von ca. $70 \mu\text{s}$ stammt von Gammaquanten, die beim

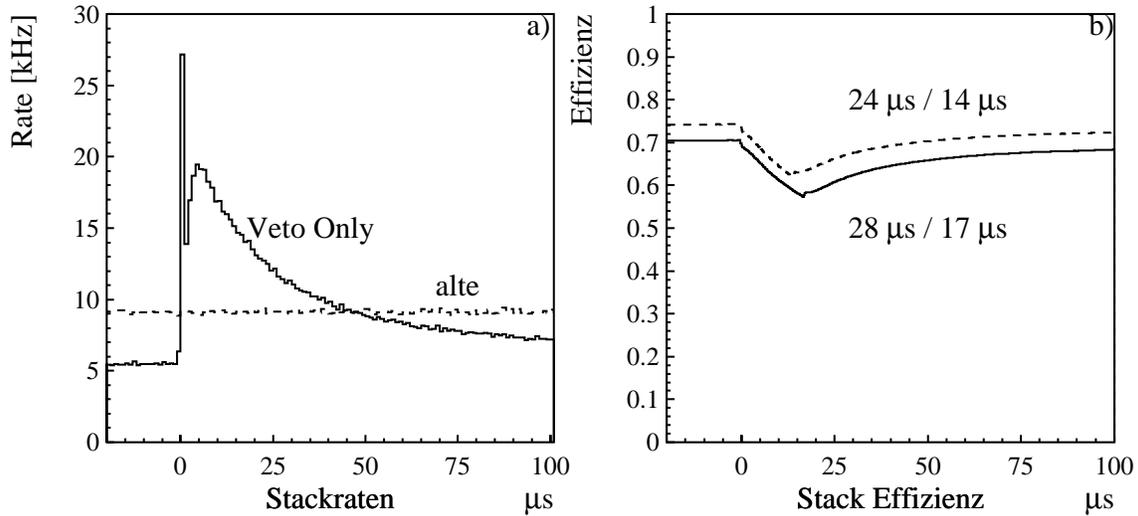


Abbildung 7.3: Stackrate für VetoOnly (a, durchgezogen) und alte Stackeinträge (a, gestrichelt) abhängig von der Zeit relativ zu T_0 . Stackerffizienz nach Anlegen der angegebenen Totzeiten nach alten/VetoOnly Stackeinträgen (b).

Einfang thermalisierter Neutronen im Eisen produziert werden und die in die VetoZähler gelangen. Die Anzahl dieser strahlkorrelierten Stackeinträge ist integral deutlich höher als die der schnellen Neutronen, sie stellen also den gefährlicheren Untergrund dar. Abbildung 7.3b zeigt die zeitabhängige Effizienz nach der Stackreduktion mit einer Totzeit von 28 μs (24 μs) nach alten Stackeinträgen und 17 μs (14 μs) nach VetoOnly Stackeinträgen. Die kürzeren Totzeiten werden bei der sequentiellen Analyse verwendet (siehe Abschnitt 7.2.2). Nach einem stufenförmigen Einbruch der Effizienz bei $t = 0$ durch die schnellen Neutronen fällt die Effizienz bis zu $t = 17 \mu\text{s}$ annähernd linear ab. Dort endet die Totzeit der durch schnelle Neutronen verursachten Stackeinträge, was sich wiederum in einem Sprung der Effizienz äußert. Danach erreicht die Effizienz, der Zeitverteilung der durch langsame Neutronen verursachten VetoOnly Treffer folgend, nach ca. 150 μs wieder die *pre beam* Effizienz von 70.9% (74.6%). Gewichtet man die Stackerffizienz im für Neutrinoauswertungen üblicherweise benutzten Zeitintervall von 0.6 μs bis 10.6 μs mit der Zeitverteilung der Neutrinos, d.h. einem exponentiellen Abfall von 2.2 μs , so ergibt sich eine gewichtete Effizienz von 67.3% für die Single Prong Analyse, bzw. 70.8% für die kürzeren Stacktotzeiten der sequentiellen Analyse.

7.1.2 Zufällige Koinzidenzen innerhalb der Ereignis–Koinzidenzzeit

Die Rate neutraler Ereignisse im KARMEN–Detektor beträgt etwa 1 kHz und wird von sehr niederenergetischen Ereignissen an der Detektorschwelle von etwa 1–2 MeV dominiert. Normalerweise fallen diese Ereignisse unter die für die Neutrinoauswertung mindestens angelegte Schwelle von 10 MeV. Diese softwaretechnische Schwelle verwirft strahlkorrelierten (n, γ)–Untergrund durch langsame, vom Spallationstarget stammende Neutronen. Gelangt gegen Ende der Ereigniskoinzidenzzeit von 90 ns eines niederenergetischen, neutralen Ereignisses ein Myon in den Zentraldetektor, so können aufgrund der größeren Signalkabellängen des Antis, Shields und Vetos die Signale aller Antizählersysteme bereits nicht

mehr in die Koinzidenzzeit fallen, während die vom Myon im Zentraldetektor aktivierten Module zum niederenergetischen, zufällig vorausgegangenen Ereignis gezählt werden. Das niederenergetische Ereignis wird dabei durch die zusätzliche Myonenergie über die Energieschwelle für Neutrinoereignisse gehoben und fälschlich als neutrales Ereignis identifiziert. Die zufälligen Koinzidenzen lassen sich jedoch nachträglich verwerfen, da die T_{rel} -Werte des Gesamt ereignisses eine sehr eindeutige Signatur liefern. Das niederenergetische Ereignis (in der Regel spricht nur ein Modul an) ist das zeitlich erste Modul des Ereignisses, die Module, die durch das Myon aktiviert wurden (in der Regel eine ganze Reihe von Modulen) treten dagegen mit einer deutlichen Verzögerung auf. Bei Myonen, die zeitlich kurz auf niederenergetische Ereignisse folgen, spricht noch das Antizählersystem an und das Ereignis wird als ganzes nicht als neutrales Ereignis klassifiziert.

Dieser Effekt läßt sich besonders deutlich bei hochenergetischen Ereignissen oberhalb 100 MeV beobachten, da diese Ereignisklasse von Myonen im Zentraldetektor dominiert wird. Abbildung 7.4 zeigt die Verteilung der T_{rel} Zeitdifferenz zwischen dem jeweils ersten Modul eines Ereignisses (kleiner Wert von T_{rel}) und dem mittleren T_{rel} der restlichen beteiligten Module:

$$\Delta T_{\text{rel}} = \left(\frac{1}{N-1} \sum_{i=1, i \neq j}^N T_{\text{rel},i} \right) - T_{\text{rel},j}.$$

Dabei ist N die Multiplizität des Ereignisses und i die Nummer des Moduls mit dem kleinsten Wert von T_{rel} . Gestrichelt ist die Verteilung der vom Veto identifizierten Myonereignisse eingezeichnet. Die charakteristische Verteilung der ΔT_{rel} -Werte erlaubt einen Schnitt bei 50 ns, der alle zufälligen Koinzidenzen verwirft und praktisch keinen Effizienzverlust für die wirklichen Myonspuren verursacht. Abbildung 7.4b zeigt im Vergleich die Energiespektren der Ereignisse ohne Vetotreffer vor und nach diesem T_{rel} -Schnitt. Die zusätzliche Reduktion erreicht für diese Ereignisse mehr als einen Faktor zwei.

Der gleiche Schnitt läßt sich auch auf Ereignisse im für die Neutrinoauswertungen interessanten Bereich von 15–50 MeV anwenden, natürlich nur auf Ereignisse, bei denen mindestens zwei Zentraldetektormodule aktiviert wurden. Nach Anwendung aller anderen Reduktionsschritte bewirkt der ΔT_{rel} -Schnitt eine Reduktion des verbleibenden Untergrunds um 40%. Verantwortlich dafür ist die Eliminierung von zufälligen Koinzidenzen eines niederenergetischen Ereignisses mit kurzen, in den Detektor eindringenden Myonspuren, die nur relativ wenig Energie deponieren. Der ΔT_{rel} Schnitt wird daher für alle folgenden Analysen standardmäßig angewendet. Er verursacht keine Effizienzverluste, da Neutrinoereignisse eine zeitliche Streuung der Module im Zentraldetektor von deutlich weniger als 50 ns haben.

7.1.3 SMU-Reduktion

Negative, im Zentraldetektor gestoppte Myonen werden im wesentlichen vom ^{12}C des Szintillators eingefangen. Der Bruchteil eingefangener Myonen beträgt 7.9%. Dabei laufen hauptsächlich die beiden folgenden Prozesse ab [Jan95]:

- Einfangreaktion zu teilchenungebundenen ^{12}B Niveaus: $\mu^- + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + n + \nu_\mu$. Mit einem relativen Anteil von 82.7% ist dies neben dem Zerfall der Myonen die häufigste Reaktion. Das emittierte Neutron wird im Szintillator thermalisiert und entweder von einem Wasserstoffkern unter Emission eines 2.2 MeV Gammas oder von

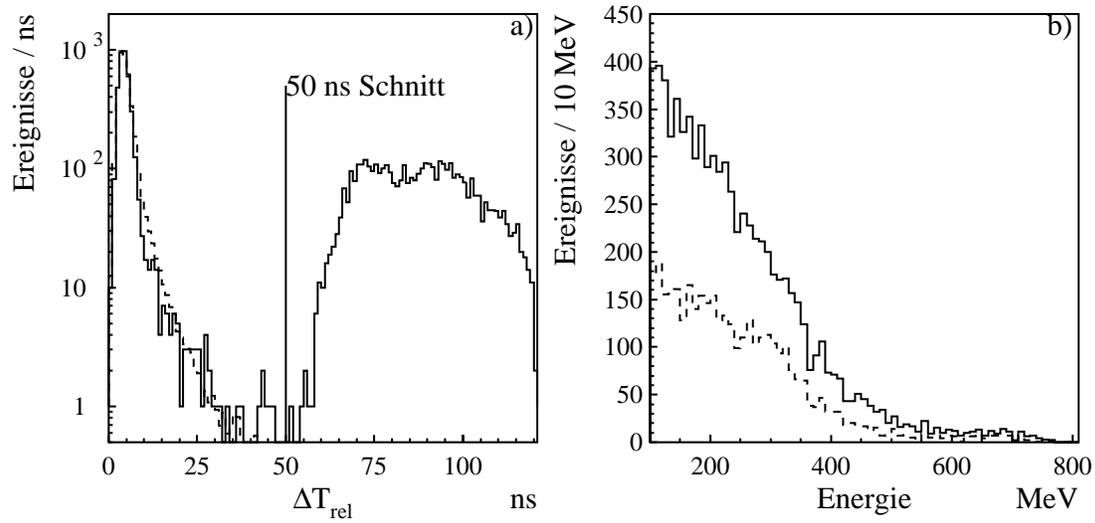


Abbildung 7.4: Verteilung der ΔT_{rel} Werte für neutrale Ereignisse ohne Vetotreffer oberhalb 100 MeV (a, durchgezogen), normierte Verteilung für Ereignisse mit Vetotreffer (a, gestrichelt) und Energiespektren der Ereignisse ohne Vetotreffer (b) vor und nach einem Schnitt von 50 ns auf ΔT_{rel} (durchgezogen und gestrichelt).

einem Gadolinium-Kern in der optischen Segmentierung unter Emission von im Mittel drei Gammas mit einer Summenenergie $\Sigma E \leq 8$ MeV eingefangen. Die mittlere Diffusionszeit im Detektor beträgt etwa $100 \mu s$. ^{11}B ist stabil und zerfällt nicht. Diese Reaktion dient auch zur präzisen Bestimmung der Neutronen-Nachweiswahrscheinlichkeit des KARMEN-Detektors [Jan97] für Neutronen aus der $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ Reaktion zum Nachweis von Neutrino-Oszillationen.

- Einfangreaktion zu teilchenstabilen ^{12}B Niveaus: $\mu^- + ^{12}C \rightarrow ^{12}B + \nu_\mu$. Diese Reaktion hat einen Anteil von 17.3%. Das produzierte ^{12}B zerfällt mit einer Lebensdauer von 29.1 ms und einer Endpunktsenergie des β -Zerfallsspektrums von 13.4 MeV $^{12}B_{g.s.} \rightarrow ^{12}C + e^- + \bar{\nu}_e$.

Zur Unterdrückung dieser beiden Untergrundquellen werden während der Datenaufnahme gestoppte Myonen von der MLU identifiziert, zur Konvertierung freigegeben und die Moduldaten ausgelesen. Der ACC führt eine Rekonstruktion des Stopports durch und speichert diesen zusammen mit der Ereigniszeit in den Daten der aktuellen Strahlperiode. Diese Daten werden als SMU bezeichnet. Aufgrund der langen Lebensdauer des ^{12}B müssen die SMUs von bis zu fünf vorausgegangenen Strahlperioden gespeichert werden. Dadurch ist es im Prinzip möglich ist, Totzeiten von bis zu 100 ms nach einem gestoppten Myon anzulegen. In der vorliegenden Auswertung wurden nach jedem SMU alle Ereignisse verworfen, die in der räumlichen Nähe des Stopportes lagen. Dabei wurde die Größe des Totvolumens nach dem zeitlichen Abstand gestaffelt, um der geringeren Ortskorrelation der Neutroneneinfänge zum SMU Rechnung zu tragen:

- bis zu $500 \mu s$: $|\Delta x| < 80$ cm, $|\Delta col| < 2.5$, $|\Delta row| < 2.5$; entsprechendes Volumen = 0.64 m^3 .

- bis zu 100 ms: $|\Delta x| < 60$ cm, $|\Delta \text{col}| < 0.5$, $|\Delta \text{row}| < 0.5$; entsprechendes Volumen = 0.19 m³.

Zur Unterdrückung des ¹²B-Zerfalls reicht es aus, nur einen Teil des Moduls in dem das Myon stoppt mit Totzeit zu belegen, um 90% der Zerfälle zu erfassen. Allerdings wird die Effizienz für die Unterdrückung der ¹²B-Zerfälle durch die Meßzeit-Lücken am Ende der Strahlperioden limitiert, während der die in den ADCs gespeicherten Daten vom ACC ausgelesen werden. Dies reduziert die Effizienz für den Nachweis der ¹²B-Zerfälle auf etwa 60%. Mit einer SMU-Rate von 160 Hz und den oben vorgestellten Totvolumina ergibt sich eine Gesamttotzeit für die Single Prong Auswertung von 0.75%.

7.1.4 Zufällige Koinzidenzen während der Konversionstotzeit

Wird ein Ereignis von der Triggerlogik zur Konversion in den ADCs freigegeben, so wird während dieser Zeit die Datenaufnahme komplett gestoppt. Dies hat zur Folge, daß während dieser Zeit Myonen völlig unerkant in den KARMEN-Detektor eindringen können und die Zerfallsprodukte nach dem Ende der Konversionszeit als neutrale Ereignisse auftauchen. Dies läßt sich besonders nach SMUs demonstrieren, da diese aufgrund ihrer hohen Zentraldetektormultiplizitäten auch sehr lange Konversionstotzeiten aufweisen, die in sehr seltenen Fällen bis zu $40 \mu\text{s}$ ausmachen. Untersucht wurde dies mit Hilfe von Ereignissen, die einem SMU nachfolgen, jedoch räumlich *nicht* mit diesem SMU korreliert sind. Das Energiespektrum dieser Ereignisse ist dabei ein klares Michelelektronen-Spektrum, die Ereignisse stammen also aus dem Zerfall von im Zentraldetektor gestoppten Myonen. Da verlangt wurde, daß die Ereignisse nicht mit dem SMU-Stoppport korreliert sind, stammen sie aus gestoppten Myonen, die während der Konversionszeit unerkant in den Detektor eindringen und erst nach dem Ende der Konversionszeit zerfallen.

Die Wahrscheinlichkeit P , daß während einer Totzeit d ein zweites Myon im Zentraldetektor stoppt und der Myonzerfall nach der Totzeit erfolgt, läßt sich zu

$$P = N \cdot \tau \cdot (1 - e^{-d/\tau})$$

berechnen. Dabei ist $N = 156$ Hz die Rate der SMUs und $\tau = 2.2 \mu\text{s}$ die Zerfallskonstante des Myons. Die Totzeit d berechnet sich aus der Anzahl der Konversionszyklen N_c zu $d = 1.8 \mu\text{s} + N_c \times 3.16 \mu\text{s}$. Abbildung 7.5 zeigt die Verteilung der Konversionszyklen *aller* SMUs, unabhängig von der Forderung eines unkorrelierten sequentiellen Ereignisses, multipliziert mit $P(N_c)$ (durchgezogene Linie). Die Verteilung der *gemessenen* Konversionszyklen von SMUs *mit* einem räumlich unkorrelierten Michelelektron folgt dieser Verteilung sehr gut. Sie liegt aufgrund der endlichen Nachweiswahrscheinlichkeit für das Michelelektron um einen konstanten Faktor unterhalb der berechneten Kurve.

Da dieser Effekt bei allen Ereignissen auftritt und bei den SMUs aufgrund der langen Totzeiten nur besonders deutlich zu Tage tritt, wurden konsequenterweise die Totzeiten der Stackreduktion jeweils um die Konversionstotzeit des Ereignisses verlängert, das den betrachteten Stackeintrag verursachte. Dies bedeutet, daß die Stacktotzeit erst nach dem Ende der Konversionstotzeit der Ereignisse angelegt wird. Die zusätzliche Totzeit beträgt dabei aufgrund der geringen Rate konvertierter Ereignisse 0.9%.

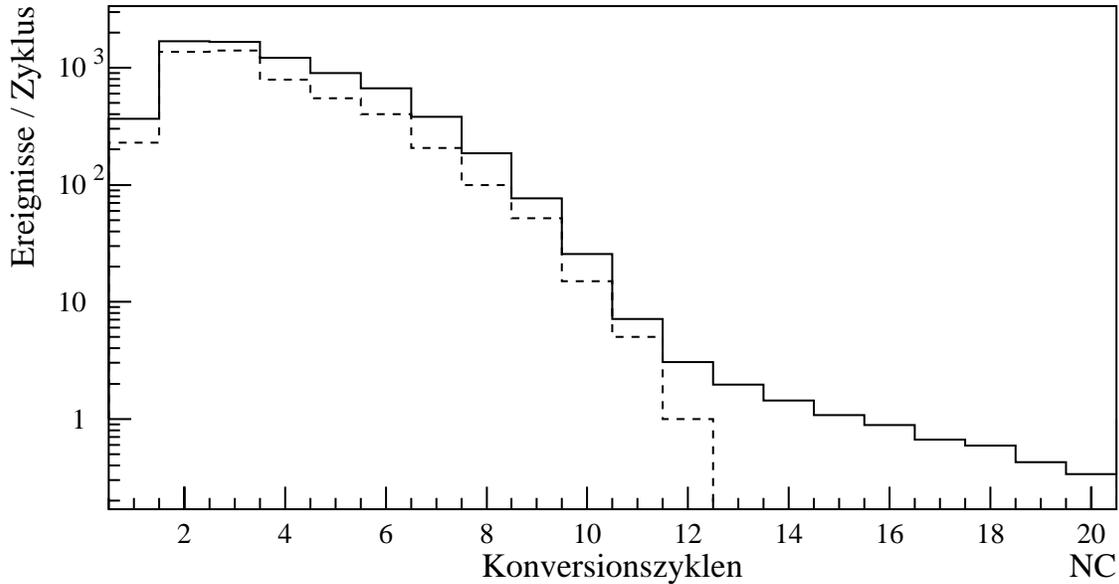


Abbildung 7.5: Rate an zufälligen Koinzidenzen zwischen einem SMU und einem Michel-elektron aus einem während der SMU-Konversionstotzeit gestoppten zweiten Myon als Funktion der SMU-Konversionszyklen. Die gemessene Verteilung (gestrichelt) folgt der erwarteten Verteilung (durchgezogen).

7.1.5 Unterdrückung des Single Prong Untergrunds

In diesem Abschnitt wird die erreichbare Unterdrückung des kosmisch induzierten Untergrunds bei der Single Prong Auswertung nach allen oben angeführten Schnitten (Abschnitte 7.1.1–7.1.3) im Vergleich zu den vor dem Upgrade aufgenommenen Daten präsentiert. Dazu wurden die Daten der Runs 101–109 (Februar bis September 1997) in den Zeitintervallen $-191 < t < -1 \mu\text{s}$ (*pre beam*) und $0.2 < t < 13.2 \text{ ms}$ (*post beam*) relativ zum Zeitpunkt T_0 untersucht. In diesen Zeitintervallen ist kein Einfluß durch strahlkorrelierten Untergrund zu erwarten und die Nachweiswahrscheinlichkeiten sind konstant. Die gesamte, effektive Meßzeit nach Berücksichtigung der Nachweiseffizienzen durch die Stack- und SMU-Reduktion und den Meßzeitverlusten gegen Ende der Strahlperioden durch das Erreichen der Maximalzahl von 16 konvertierten Ereignissen pro Strahlperiode beträgt 401216 s. Obwohl das *post beam* Fenster 68.5 mal länger als das *pre beam* Fenster ist, trägt es nur 82.5% zur Meßzeit bei. Dies liegt an den Triggerbedingungen der Datenaufnahme. Die Abspeicherung einer Strahlperiode ist garantiert, wenn innerhalb eines Zeitfensters von $-200 < t < 100 \mu\text{s}$ ein hochenergetisches, neutrales Ereignis auftrat. Tritt kein solches Ereignis auf, so wird die Strahlperiode genutzt, um kosmische Myonen zu Kalibrationszwecken aufzunehmen (siehe Abschnitt 4.5.2). Dies reduziert signifikant den Beitrag des *post beam* Fensters zur Meßzeit.

Abbildung 7.6a zeigt die Energiespektren der Untergrundereignisse im Energieintervall von 10–60 MeV nach verschiedenen Reduktionsschritten und im Vergleich mit vor dem Upgrade 1995 aufgenommenen Daten in logarithmischer Darstellung. Die 1995er Daten wurden auf die gleiche Meßzeit skaliert, so daß sich die Untergrundraten direkt verglei-

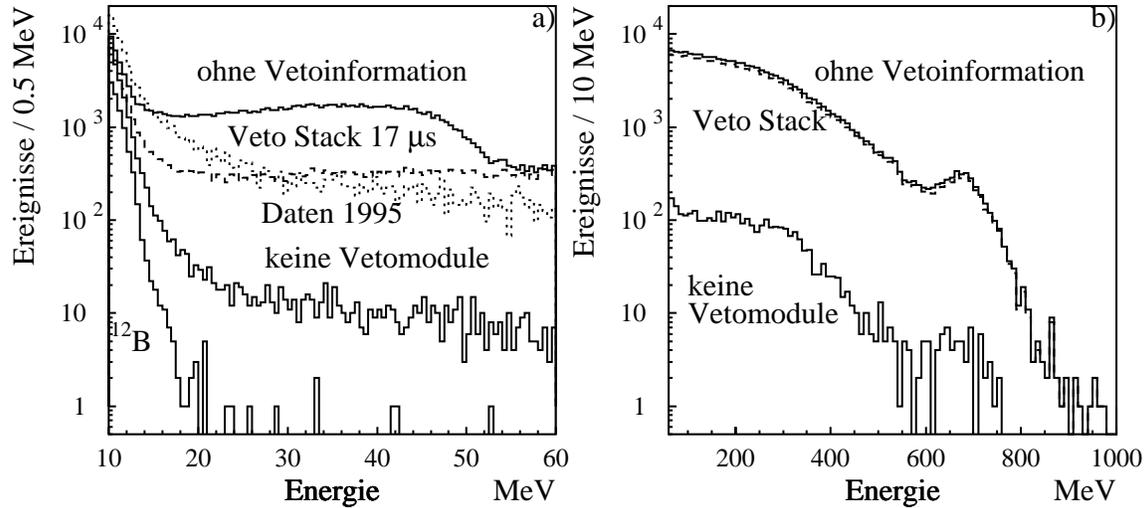


Abbildung 7.6: Energiespektren des Single Prong Untergrunds vor dem Upgrade und nach verschiedenen Reduktionsschritten nach dem Upgrade im Energieintervall 10–60 MeV (a) und 60–1000 MeV (b) (siehe Text).

chen lassen. Ignoriert man zunächst die durch die zusätzlichen VetoOnly-Stackeinträge und eventuelle Vetotreffer in den Moduldaten der Ereignisse gegebene Information des Vetosystems, so fällt auf, daß das Untergrundniveau gegenüber den 1995er Daten stark *erhöht* ist. Dies liegt an der bereits in Abschnitt 7.1.1 diskutierten zusätzlichen Totzeit des Detektorsystems durch die VetoOnly-Stackeinträge. Erst nach einer Stackreduktion mit einer Totzeit von $17 \mu\text{s}$ nach jedem VetoOnly-Stackeintrag reduziert sich der Untergrund etwa auf das Niveau der 1995er Daten. Dabei liegen die 1997er Daten im Energiebereich zwischen 10 und 25 MeV unterhalb der 1995er Daten und zwischen 35 und 60 MeV oberhalb. Die Reduktion bei niedrigeren Energien liegt zum einen an der effizienteren Auslese der SMU-Daten durch die neu eingeführte zwei-Schwellen Triggerung, zum anderen an der Reduktion der aus Myoneinfängen stammenden Neutronen durch die Veto-Stackreduktion. Neutronen, die aus Myoneinfängen mit einer Lebensdauer von mehr als der Ereigniskoinzidenzzeit von 90 ns stammen (bei einer Lebensdauer von $\tau_{\mu^-} = 207 \text{ ns}$ etwa 65% aller Einfänge), werden bereits durch die Totzeit der VetoOnly Stackeinträge von ca. 400 ns bzw. durch die Veto-Stackreduktion verworfen. Gleichzeitig wird auch die Erkennung von Untergrundereignissen aus Zerfallsprodukten der in der inneren passiven Abschirmung gestoppten Myonen, die durch die Lecks des Shieldsystems unerkannt blieben, reduziert. Dominiert wird dieser Untergrund durch Bremsstrahlung der im Eisen produzierten Michelekttronen. Die dabei entstehenden Gammaquanten können am ehesten das zum Zentraldetektor verbleibende Eisen und die inneren Antizähler durchdringen und verursachen im Zentraldetektor ein typisches, mit der Energie stark abfallendes Bremsstrahlungsspektrum.

Die höhere Untergrundrate bei Energien oberhalb 35 MeV resultiert dagegen aus einer schlechteren Myonnachweiseffizienz des Shield Downstream. Durch die erhöhte Radioaktivität der während des Upgrades aufgebauten Downstream Eisenwand war es notwendig, die effektiven Schwellen des Shield Downstream nahezu zu verdoppeln. Dies führte zu ei-

ner etwa fünffach größeren Leckrate und damit zu einem Ansteigen der Rate direkt in den Zentraldetektor eindringender Myonen an der Downstreamseite, da diese Seite auch nicht durch einen inneren Antizähler abgedeckt ist. Dieser Effekt wird durch den neu hinzugekommenen Veto Downstream, der aufgrund seiner besseren Myon/Gammatreunung keine Effizienzverluste durch den radioaktiven Raumuntergrund erfährt, deutlich abgeschwächt. Dies wird in Abbildung 7.6b eindrucksvoll demonstriert. Im dort aufgetragenen Energieintervall von 60 MeV bis 1000 MeV wird der Single Prong Untergrund allein durch direkt eindringende Myonen und durch hochenergetische Neutronen aus den inelastischen Myonreaktionen verursacht. Beide Untergrundquellen werden durch die Veto-Stackreduktion nicht beeinflusst (durchgezogenes im Vergleich mit dem gestrichelten Histogramm), da die zeitliche Korrelation zwischen den Veto- und den Zentraldetektortreffern so eng ist, daß alle aktivierten Module zu *einem Ereignis* gezählt werden. Verlangt man, daß *kein* Vetomodul am Ereignis beteiligt war, so reduziert sich der Untergrund sehr deutlich um einen Faktor 45. Diese enorme Unterdrückung erleichtert wesentlich die Suche nach hochenergetischen Neutrinoereignissen aus Pion- und Myonzerfällen im Fluge [Ben97]. Auch im für die Standard-Neutrinoauswertungen wichtigen Energieintervall bis 60 MeV ergibt sich durch diese Bedingung eine deutliche Reduktion des Untergrunds. Neben der Unterdrückung direkt eindringender Myonen kommt der Hauptbeitrag hier durch die Reduktion der myoninduzierten Neutronen aus der Eisenabschirmung.

Unterhalb 15 MeV wird die Reduktion jedoch durch den verbleibenden Untergrund durch die ^{12}B -Zerfälle begrenzt. Um dies zu illustrieren, wurden Ereignisse, die mit einer Zeitdifferenz $500 \mu\text{s} < \Delta t < 100 \text{ms}$ einem SMU im Modul des Stopports mit einer maximalen Ortsdifferenz von 60 cm nachfolgen, mit eingezeichnet (durchgezogenes Histogramm mit der Bezeichnung ^{12}B). Deutlich sichtbar ist die steil abfallende Flanke des β -Spektrums mit einem Endpunkt von 13.4 MeV. Die Wahrscheinlichkeit, nach einem SMU zufällig ein Ereignis im gleichen Modul zu finden, ist aufgrund der hervorragenden Untergrundsituation nach dem Upgrade vernachlässigbar gering, was sich auch in der geringen Zahl von Ereignissen im ^{12}B -Spektrum oberhalb 20 MeV äußert. Die ^{12}B -Ereignisse zwischen 15 und 20 MeV konzentrieren sich auf die Upstream- und Downstream-Enden der Zentraldetektormodule. Dort ist die Energieauflösung wegen der steileren Lichtausbeutekurven und Randeffekten bei der Ortsrekonstruktion deutlich schlechter als im Zentrum des Detektors. Von den 72 detektierten ^{12}B -Zerfällen oberhalb 15 MeV sind 60 maximal 25 cm und 68 maximal 35 cm von den Enden der insgesamt 3.5 m langen Module entfernt. Der direkte Vergleich des ^{12}B -Spektrums mit dem verbleibenden Untergrundspektrum nach allen Reduktionsschritten bestätigt, daß nur etwa 60% der im Zentraldetektor stattfindenden ^{12}B -Zerfälle durch die SMU-Reduktion verworfen werden können (siehe Abschnitt 7.1.3).

Abbildung 7.7a zeigt ergänzend die Ortsverteilung des Single Prong Untergrunds im Energieintervall $15 < E < 50 \text{MeV}$ ohne Berücksichtigung der Vetoinformation (durchgezogenes Spektrum), nach einer Veto-Stackreduktion (gestrichelt) und nach der Bedingung, daß kein Vetotreffer im Ereignis enthalten sein darf (wieder durchgezogen). Die Daten sind verglichen mit der Untergrundsituation 1995 vor dem Upgrade (gepunktet). Nach der Veto-Stackreduktion liegt das Untergrundniveau nach dem Upgrade unterhalb des Niveaus von 1995, mit Ausnahme des Downstream-Endes des Detektors ($x > 150 \text{cm}$). Dies bestätigt den Grund für die Zunahme des Untergrunds im Energiebereich oberhalb 35 MeV durch die geringere Myonnachweiswahrscheinlichkeit des Shield Downstream. Auch hier

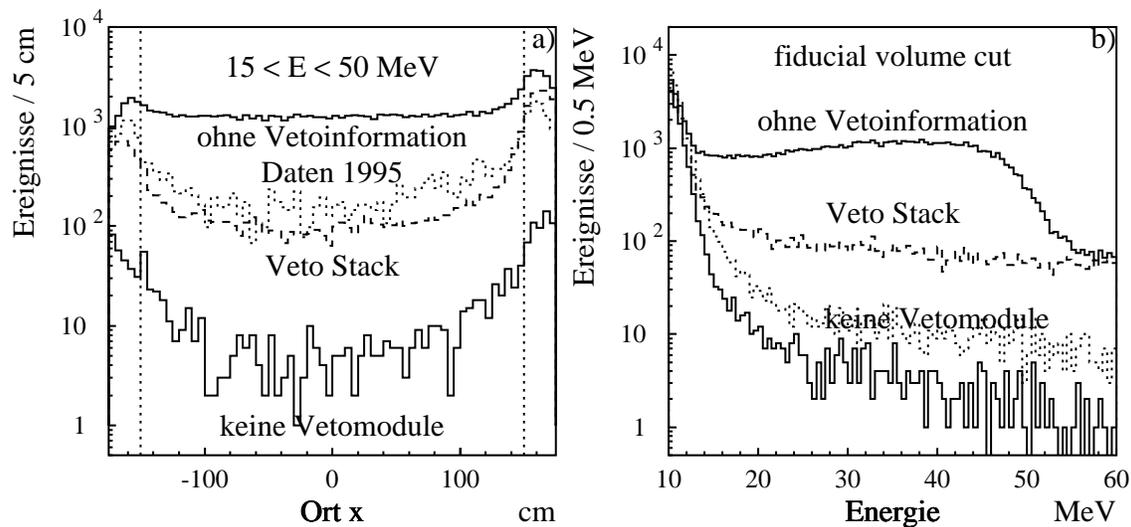


Abbildung 7.7: Ortsverteilung des Single Prong Untergrunds im Vergleich der Situation vor und nach dem Upgrade nach verschiedenen Reduktionsschritten im Energiebereich von 15–50 MeV (a). Die erhöhte Untergrundrate an den Modulenden motiviert einen *fiducial volume cut*, die resultierenden Energiespektren sind in (b) dargestellt.

zeigt sich die deutliche Reduktion des Untergrunds durch die zusätzlich verfügbare Vetoinformation. Allen Ortsspektren gemeinsam ist jedoch eine stark erhöhte Untergrundrate an den Upstream- und Downstream-Enden der Module. Diese Überhöhung läßt sich nur zu einem kleinen Teil durch die erhöhte Untergrundrate durch ^{12}B -Zerfälle erklären, die durch die schlechtere Energierekonstruktion an den Enden der Module fälschlicherweise Energien oberhalb 15 MeV zeigen. Da der Reduktionsfaktor durch den Veto über die gesamte Länge des Moduls nahezu konstant ist, kommen als Untergrundquellen eher direkt eindringende Myonen oder Bremsstrahlung von beim μ^- -Zerfall in der inneren passiven Abschirmung produzierten Michelelektronen in Frage.

Ein anderer Sachverhalt ergibt sich zwischen 10 und 15 MeV. Auch dort zeigt sich eine starke Überhöhung des Untergrunds an den Enden der Module, die sich jedoch nur wenig durch die Verwendung der Vetoinformation beeinflussen läßt. Der Ursprung dieses Untergrunds liegt mit hoher Wahrscheinlichkeit in der Produktion von Gammaquanten beim (n, γ) -Einfang myoninduzierter Neutronen im Eisen der inneren passiven Abschirmung. Die maximale Energie der Gammas beträgt zwar nur 10 MeV, durch die schlechtere Energierekonstruktion an den Modulenden kann dennoch ein Teil dieser Ereignisse oberhalb 10 MeV liegen. Die Vetoinformation unterdrückt nur einen kleinen Teil dieses Untergrunds, da die zeitliche Korrelation der Neutroneneinfänge zum verursachenden Myon durch die mittlere Diffusions- und Thermalisierungszeit von etwa $70 \mu\text{s}$ deutlich außerhalb der Reichweite der Veto-Stackreduktion liegt. Detaillierte Untersuchungen zur genauen Aufklärung der Quelle dieses Untergrunds werden zur Zeit durchgeführt [Oeh97].

Diese Betrachtungen motivieren einen sogenannten *fiducial volume cut*, d.h. eine Reduktion des für den Nachweis der Neutrinoreaktionen verwendeten Detektorvolumens. Dieser Schnitt wurde bereits bei der Auswertung der KARMEN-Daten 1990–1995 standardmäßig zur Reduktion des kosmisch induzierten Untergrunds durchgeführt [Ebe92,

Fiducial Volume Cut: $|x| < 175$ cm, $0.5 < \text{col} < 16.5$, $0.5 < \text{row} < 32.5$

Energieschnitt	10–50 MeV	15–50 MeV	20–50 MeV
Ereignisse $-191 < t < -1 \mu\text{s}$	3686	227	129
Ereignisse $0.2 < t < 13.2$ ms	18001	1157	655
kombinierte Rate in mHz	54 ± 0.4	3.4 ± 0.1	2.0 ± 0.07
Reduktion gegen 1995er Daten	2.94 ± 0.04	20.12 ± 0.66	23.84 ± 1.02

Fiducial Volume Cut: $|x| < 150$ cm, $1.5 < \text{col} < 15.5$, $1.5 < \text{row} < 31.5$

Energieschnitt	10–50 MeV	15–50 MeV	20–50 MeV
Ereignisse $-191 < t < -1 \mu\text{s}$	1902	72	41
Ereignisse $0.2 < t < 13.2$ ms	9623	378	212
kombinierte Rate in mHz	29 ± 0.3	1.1 ± 0.05	0.63 ± 0.04
Reduktion gegen 1995er Daten	2.61 ± 0.05	26.08 ± 1.45	29.67 ± 2.16

Tabelle 7.1: Anzahl der Single Prong Untergrundereignisse, Raten und Reduktionsfaktoren im Vergleich mit den 1995er Daten vor dem Upgrade für verschiedene Energieintervalle und *fiducial volume cuts*.

Wol95]. Bei diesem Schnitt werden alle Ereignisse verworfen, deren energiegewichteter Schwerpunkt in einer äußeren Zeile oder Spalte des Zentraldetektors oder weiter als 150 cm von der Modulmitte entfernt liegt. Dabei wird das Signal- zu Untergrundverhältnis bei der Neutrinoauswertung durch die Unterdrückung von Untergrundquellen, die ihren Ursprung in der inneren passiven Abschirmung haben, deutlich gesteigert. Abbildung 7.7b zeigt die Energiespektren des Untergrunds nach Anwendung des *fiducial volume cuts*

$$|x| < 150 \text{ cm} \quad 1.5 < \text{col} < 15.5 \quad 1.5 < \text{row} < 31.5$$

und vor und nach der schrittweisen Verwendung der Vetoinformation. Das Energiespektrum des verbleibenden Untergrunds nach Anwendung aller Schnitte *ohne* fiducial cut (entsprechend Abb. 7.6a) ist zum Vergleich nochmals eingezeichnet (gepunktet). Insgesamt ergibt sich eine Reduktion des im Energieintervall von 15–50 MeV verbleibenden Untergrunds auf ein Drittel, während sich das Nachweisvolumen nur auf 70.3% verringert. Gleichzeitig wird die Energieauflösung für den Nachweis der Neutrinoereaktionen durch die Beschränkung auf das Zentrum des Zentraldetektors deutlich verbessert.

Tabelle 7.1 faßt die durch die in diesem Abschnitt vorgestellten Techniken erreichte Untergrundreduktion für verschiedene Energieintervalle sowohl mit als auch ohne Anwendung des fiducial cuts im Vergleich mit der Situation vor dem Upgrade zusammen. In allen Fällen ergibt sich eine sehr deutliche Reduktion des kosmisch induzierten Untergrunds auf ein Niveau, das eine neue Qualität bei der Single Prong Analyse von Neutrinoereaktionen im KARMEN-Detektor erlaubt. Dies wird im nächsten Abschnitt mit Hilfe der bis September 1997 vorliegenden ersten Daten nach dem KARMEN-Upgrade demonstriert. Die minimale Untergrundrate von 0.63 ± 0.04 mHz bedeutet bei einem üblicherweise für die Neutrinoauswertung benutzten Zeitfenster von $0.6 < t < 10.6 \mu\text{s}$ und damit einem *duty factor* von $10 \mu\text{s}/20 \text{ ms} = 5 \times 10^{-4}$ eine Rate von einem Untergrundereignis mit

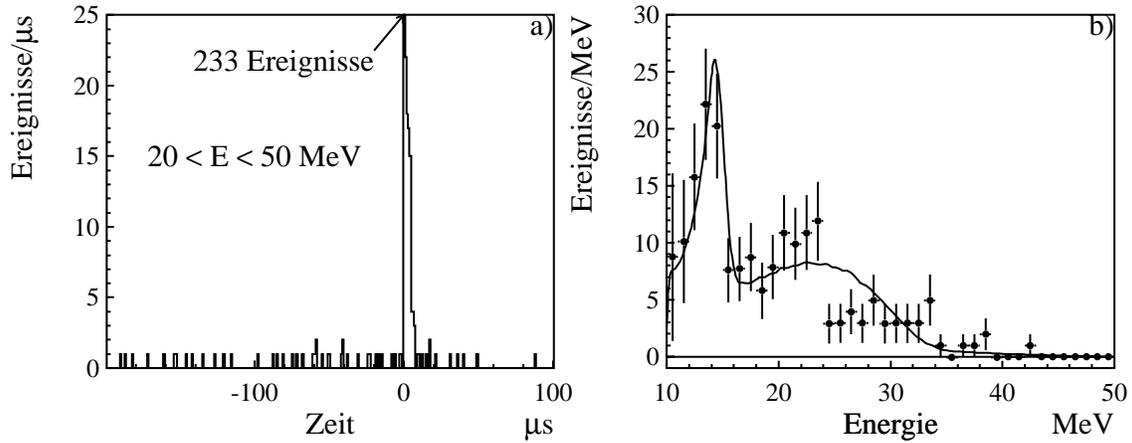


Abbildung 7.8: Zeitspektrum der Single Prong Ereignisse mit Energien von 20–50 MeV (a) und Energiespektrum der Single Prong Ereignisse im Zeitintervall 0.6–10.6 μs (b, Punkte mit Fehlerbalken) und der aus den KARMEN–Daten 1990–1995 abgeleiteten Erwartung (b, durchgezogene Linie).

einer Energie zwischen 20 und 50 MeV pro Monat Strahlzeit. Dies ist ein Wert, der sonst nur von Experimenten tief unter der Erde in vor der kosmischen Strahlung geschützten Untergrundlaboratorien erreicht wird.

7.1.6 Single Prong Analyse der Neutrino–Kernreaktionen

Für die Analyse der Neutrino–Kernreaktionen standen die von Februar bis September 1997 nach dem KARMEN–Upgrade aufgenommenen Daten mit einer Gesamtladung des Protonenstrahls auf ein Tantal/Schwerwassertarget von 1414.0 C zur Verfügung. Aufgrund des begrenzten Neutrinoflusses (vergleiche dazu die KARMEN–Daten 1990–1995 mit insgesamt 9122 C) soll diese Analyse im wesentlichen die Kontinuität der KARMEN Messungen vor und nach dem Upgrade und das stark verbesserte Signal zu Untergrundverhältnis aufzeigen. Die enorme Reduktion des zeitlich konstanten, kosmisch induzierten Untergrunds wird in Abbildung 7.8a besonders augenfällig. Hier ist die Zeit der Single–Prong Ereignisse innerhalb des Fiducial Volumes $|x| < 150$ cm, $1.5 < \text{col} < 15.5$, $1.5 < \text{row} < 31.5$ im Energieintervall 20–50 MeV relativ zur Zeit T_0 aufgetragen. Die strahlinduzierten Ereignisse im Zeitintervall 0–10 μs überragen die zeitlich konstant verteilten Untergrundergebnisse deutlich. Die Spitze von 233 Ereignissen im Zeitintervall zwischen 0.0–0.6 μs wird durch direkt vom Target in den Zentraldetektor gelangende schnelle Neutronen verursacht. Die Rate dieser schnellen Neutronen hat sich gegenüber den KARMEN–Daten 1990–1995 erhöht, da sich die Eisenabschirmung des Zentraldetektors durch das Auslassen der 6. Wandlage und den Einbau der Veto Upstream Zähler um 18 cm verringert hat (siehe auch Kap. 8). Die Auswertung der durch ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ verursachten Neutrino–Kernreaktionen wird davon jedoch nicht tangiert, da die Zeitverteilung der über (n,p) bzw. inelastische Reaktionen an ^{12}C nachgewiesenen Neutronen sehr eng der Zeitstruktur der ISIS–Protonenpulse folgt und die Neutronen damit durch den Zeitschnitt von 0.6–10.6 μs vollständig unterdrückt werden.

Abbildung 7.8b zeigt das untergrundkorrigierte Energiespektrum der Ereignisse im Zei-

Reaktion	$\sigma/10^{-42} \text{ cm}^2$	$\rho \cdot \int_V \frac{dV}{4\pi r^2}/10^{22} \text{ cm}^{-2}$	ϵ_{MC}	Ereignisse
$^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	11.3 ± 1.2	6.408	39.20%	64.3
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	9.4 ± 0.4	6.408	53.38%	72.6
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	6.0 ± 1.0	6.408	54.19%	47.1
$^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$	51.4 ± 15.4	0.071	55.60%	4.6
$\nu_e - e$	0.347 ± 0.02	50.98	35.86%	14.3
$^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$	251 ± 86	5.747	0.42%	13.6
Summe				216.5

Tabelle 7.2: Aus der Analyse der KARMEN-Daten 1990–1995 [Wol95] abgeleitete Erwartung für die Neutrinoereignisse in den KARMEN-Daten 1997.

tintervall 0.6–10.6 μs (Punkte mit Fehlerbalken) zusammen mit der erwarteten Energieverteilung (durchgezogene Linie). Das Energiespektrum des kosmischen Untergrunds wurde in den *pre beam* und *post beam* Zeitfenstern mit einer um einen Faktor 151.81 höheren Statistik gewonnen und vom Energiespektrum im Neutrino-Zeitfenster abgezogen. Dabei wurden die unterschiedlichen Stack-Effizienzen in den Untergrund-Zeitfenstern und im Neutrino-Zeitfenster berücksichtigt. Das Signal zu Untergrundverhältnis beträgt im Energieintervall 10–50 MeV (15–50 MeV, 20–50 MeV) 2.6 ± 0.2 (40.8 ± 3.8 , 50.0 ± 5.5) und erreicht dabei oberhalb 15 MeV Werte, die bisher Auswertungen von Neutrinoereignissen wie $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ mit einer *sequentiellen* Struktur vorbehalten waren [Kle94, Fai95]. Die in Abbildung 7.8b mit eingezeichneten Monte-Carlo Spektren basieren auf den aus den KARMEN-Daten 1990–1995 extrahierten Wirkungsquerschnitten für Single-Prong Neutrinoereignisse und wurden auf die zwischen 10–50 MeV gemessene Anzahl von 198.1 Neutrinoereignissen normiert. Die Form des gemessenen und erwarteten Energiespektrums stimmt dabei im Rahmen der statistischen Fehler gut überein und bestätigt die Kontinuität der Messungen mit dem KARMEN-Detektor über den Upgrade hinweg.

Für die Bestimmung der absoluten Zahl an erwarteten Neutrinoereignissen wurden die in Tabelle 7.2 aufgeführten Reaktionen mit den dort angeführten Wirkungsquerschnitten verwendet. Die Nachweiseffizienzen ϵ_{MC} für den verwendeten Fiducial Volume und Energieschnitt wurde aus einer Monte-Carlo Simulation der betreffenden Reaktionen und der Detektorantwort bestimmt [Eit95] und ebenfalls in Tabelle 7.2 aufgeführt. Für die absolute Normierung wurde aus der Gesamtladung des Protonenstrahls von $Q = 1414.0 \text{ C}$ und dem π^+/p Verhältnis für das verwendete Ta/D₂O-Target von 0.0456 ein totaler Neutrinofluß von $\Phi_\nu = Q/e \cdot \pi^+/p = 4.025 \times 10^{20} \nu$ bestimmt (e ist die Elementarladung). Die Anzahl N der erwarteten Neutrinoereignisse ergibt sich aus

$$N = \epsilon_{\text{tot}} \cdot \Phi_\nu \cdot \sigma \cdot \rho \cdot \int_V \frac{dV}{4\pi r^2}.$$

Hierbei ist $\epsilon_{\text{tot}} = \epsilon_{\text{MC}} \cdot \epsilon_t \cdot \epsilon_s$ die Nachweiswahrscheinlichkeit für die jeweilige Neutrinoereaktion. Der Effizienzfaktor ϵ_t ergibt sich aus der Zeitverteilung der ν_e bzw. $\bar{\nu}_\mu$ im Intervall 0.6–10.6 μs zu $\epsilon_t = 0.8417$. Die Effizienz der Stack- und SMU-Reduktion beträgt $\epsilon_s = 0.6673$. ρ ist die Dichte der Targetkerne und $\int_V \frac{dV}{4\pi r^2}$ berücksichtigt die $1/r^2$ -Abhängigkeit des isotrop emittierten Neutrinoflusses über das Nachweisvolumen V des Detektors. Der Wert

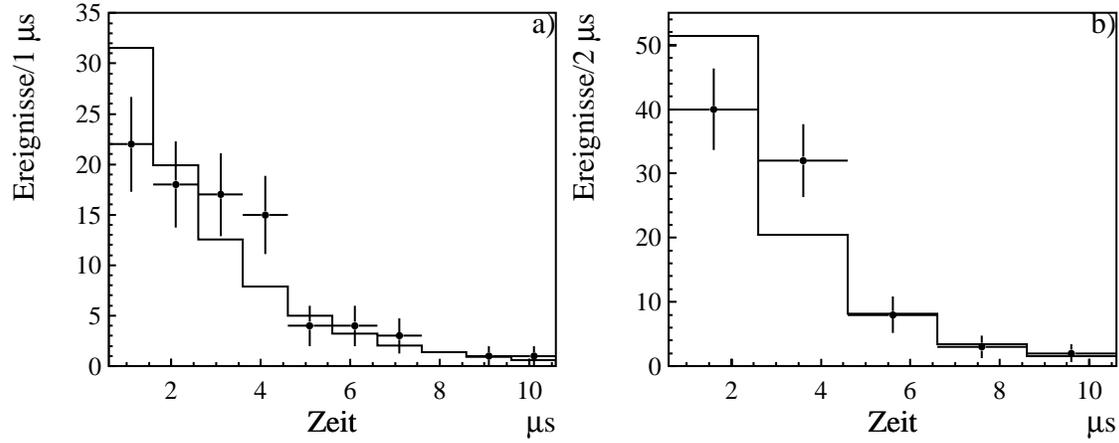


Abbildung 7.9: Zeitspektrum der Single Prong Ereignisse im Energieintervall 20–50 MeV (Punkte mit Fehlerbalken) in zwei unterschiedlich gebinteten Auftragungen. Die erwartete Anzahl von Ereignissen in jedem Bin (Histogramm) wurde aus der Zeitverteilung der ν_e bzw. $\bar{\nu}_\mu$ Neutrinos unter Berücksichtigung der zeitabhängigen Stack-Nachweiswahrscheinlichkeit und des Untergrundniveaus bestimmt.

der kombinierten Größe $\rho \cdot \int_V \frac{dV}{4\pi r^2}$ ist ebenfalls in Tabelle 7.2 aufgeführt. Für eine genauere Diskussion der einzelnen Neutrinoereignisse im Zusammenhang mit ihrer Bedeutung als zufälliger Neutrinoertrag bei der Suche nach Neutrino-Oszillationen im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanal siehe auch Abschnitt 10.1. Die gemessene Anzahl von Neutrinoereignissen im Energieintervall 10–50 MeV (15–50 MeV, 20–50 MeV) von 198.1 ± 16.6 , $(121.0 \pm 11.1, 83.3 \pm 9.2)$ stimmt dabei unter Berücksichtigung der statistischen Fehler sehr gut mit der erwarteten Anzahl 216.5 (136.0, 92.2) überein.

Von herausragender Bedeutung ist die enorme Verbesserung des Signal zu Untergrund Verhältnisses insbesondere für die vor dem KARMEN-Upgrade durch das Niveau des kosmischen Untergrunds limitierte Analyse [Ruf96] der astrophysikalisch wichtigen Reaktionen $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$ und $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$. Neben der theoretisch sehr gut beschreibbaren rein leptonen Neutrino-Elektron Streuung sind dies die einzigen innerhalb des Standardmodells auftretenden Reaktionen, die zum Single Prong Energiespektrum oberhalb der Endpunktsenergie der geladenen Stromreaktionen $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$ und $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$ mit einer Endpunktsenergie von 36 MeV beitragen. Hier läßt das stark verminderte Untergrundniveau eine deutlich präzisere Bestimmung der Wirkungsquerschnitte erwarten. Durch eine Verkürzung des Auswertintervalls z.B. auf 0.6–5.6 μs läßt sich dafür das Signal zu Untergrund Verhältnis weiter steigern, da die Nachweisefizienz für die Neutrinos nur von 84.17% auf 76.33% abnimmt, der kosmisch induzierte Untergrund jedoch nochmals halbiert wird.

Neben dem Energiespektrum gilt dem Zeitspektrum aufgrund der in den KARMEN Daten 1990–1995 beobachteten Anomalie [Arm95] in der Zeitverteilung der Single-Prong Neutrinoereignisse großes Interesse. Abbildung 7.9 zeigt die Zeitverteilung der zwischen 20 und 50 MeV gemessenen Ereignisse relativ zur Zeit T_0 (Punkte mit Fehlerbalken) in zwei verschiedenen Bin-Aufteilungen $1/\mu\text{s}$ (a) und $1/2\mu\text{s}$ (b). Die pro Bin erwartete Anzahl von Neutrinoereignissen ergibt sich aus der Zeitverteilung der ν_e und $\bar{\nu}_\mu$ Neutrinos aus dem

Myonzerfall unter Berücksichtigung der zeitabhängigen Stack-Nachweiswahrscheinlichkeit und den im Zeitfenster 0.6–10.6 μs insgesamt erwarteten 1.67 Untergrundergebnissen. Die Summe der erwarteten Ereignisse wurde dabei mit fixierter Untergrunderwartung unter Variation des Neutrinosignals an die gemessene Zahl von 85 Ereignissen angepaßt. In Abbildung 7.9b wird deutlich, daß im Zeitintervall 0.6–2.6 μs deutlich weniger und im Intervall 2.6–4.6 μs deutlich mehr Ereignisse als erwartet gemessen werden. Für die Beurteilung der statistischen Signifikanz der Abweichung wurde die Wahrscheinlichkeit aufgrund der Poissonstatistik bestimmt, daß ein erwartetes Signal μ zu einer Messung kleiner gleich bzw. größer gleich der tatsächlichen Messung N führt:

$$P_{\leq} = \sum_{n=0}^N \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \quad P_{\geq} = \sum_{n=N}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!}.$$

Während sich für das Intervall 0.6–2.6 μs mit einem Signal $N = 40$ und einer Erwartung $\mu = 51.4$ eine Wahrscheinlichkeit $P_{\leq} = 5.9\%$ ergibt, ist die Wahrscheinlichkeit einer statistischen Fluktuation im Intervall 2.6–4.6 μs mit einem Signal $N = 32$, einer Erwartung $\mu = 20.4$ und $P_{\geq} = 1.1\%$ deutlich geringer. Multipliziert man die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer solchen Messung mit der Anzahl der Bins, um die Wahrscheinlichkeit zu erhalten, daß eine solche Abweichung *irgendwo* im Zeitspektrum auftaucht, so verliert die Abweichung nahezu ihre statistische Signifikanz. Dennoch zeigt diese Auswertung eine mit den KARMEN Messungen 1990–1995 kompatible Abweichung im Zeitspektrum, die zumindest auf eine Bestätigung der Anomalie hindeutet. Gleichzeitig wird deutlich, daß die Sensitivität des KARMEN-Experiments für eine solche Anomalie durch die Verringerung des Untergrundniveaus und damit durch die mit dem Abzug des kosmischen Untergrunds verbundenen Fehler deutlich gesteigert werden konnte.

7.2 Sequentieller Untergrund

Der Nachweis der bei $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen entstehenden $\bar{\nu}_e$ erfolgt über das bei der Reaktion $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ entstehende e^+ und dem nachfolgenden, räumlich und zeitlich korrelierten Nachweis des produzierten Neutrons. Der Einfang des Neutrons erfolgt an den Wasserstoffkernen des Szintillators $p(n, \gamma)$ oder über die Reaktion am Gadolinium in der Segmentierung $\text{Gd}(n, \gamma)$. Eine Hauptmotivation für die Durchführung des KARMEN-Upgrade war die deutliche Reduktion des Untergrunds für den Nachweis dieser Reaktion, der (wie in Kap. 9 dargelegt wird) wesentlich durch hochenergetische, myoninduzierte Neutronen aber auch durch zufällige Koinzidenzen zwischen einem Single Prong Ereignis und einem niederenergetischen, sequentiellen Ereignis verursacht wird. Die myoninduzierten Neutronen führen über eine (n, p) Rückstoßreaktion und den nachfolgenden Einfang des thermalisierten Neutrons zu einer echten Sequenz, die sich von der für Neutrino-Oszillationen erwarteten Signatur nur durch die Form des prompten Energie- und Ortspektrums unterscheidet. Der zufällige Untergrund wird durch die Reduktion des Single Prong Untergrunds wirksam reduziert, hier gilt bei vergleichbarer Rate der niederenergetischen Ereignisse der in Tabelle 7.1 aufgeführte Reduktionsfaktor. In diesem Abschnitt werden ausführlich die Ergebnisse einer Analyse bezüglich der Reduktion des sequentiellen Untergrunds durch den KARMEN-Upgrade vorgestellt.

Im Gegensatz zur Single Prong Analyse wird bei der Suche nach $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen in räumlicher und zeitlicher Nähe zum prompten Ereignis nach einem sequentiellen Ereignis

nis gesucht. Für die Suche nach derartigen Sequenzen wurde zunächst eine relativ offene räumliche Koinzidenz verlangt, um mit einer möglichst hohen Nachweiswahrscheinlichkeit für das sequentielle Ereignis nach sogenannten Mehrfachkoinzidenzen zu suchen. Hat ein promptes Ereignis räumlich und zeitlich korreliert mehrere sequentielle Ereignisse, so ist dies ein Indiz für eine neutroninduzierte Sequenz, da hochenergetische Neutronen über (n,2n)–Prozesse relativ häufig derartige Mehrfachsequenzen verursachen. Demgegenüber verursachen die bei der Oszillations–Nachweisreaktion produzierten niederenergetischen Neutronen mit kinetischen Energien im MeV–Bereich nur eine Sequenz. Nach erfolgter Markierung der Mehrfachsequenzen wird eine engere räumliche Korrelation verlangt, um den zufälligen Untergrund, der zum Korrelationsvolumen proportional ist, zu begrenzen. Im folgenden werden die bei der Oszillationsauswertung verwendeten Schnitte diskutiert:

Energieschnitt Für das prompte Ereignis wurde eine Mindestenergie von 10 MeV verlangt, für das sequentielle Ereignis wurden nur Energien zwischen 0 und 10 MeV akzeptiert. Dies bedeutet keine Einschränkung für den Nachweis von Gammaquanten aus Neutroneneinfängen am Gadolinium, da die maximale Summenenergie der Gammas 8 MeV beträgt.

Fiducial Volume Cut Genau wie bei der Single Prong Auswertung wird das effektive Nachweisvolumen für das prompte Ereignis auf $|x| < 150$ cm, $1.5 < \text{col} < 15.5$, $1.5 < \text{row} < 31.5$ begrenzt, um dem starken Anstieg des Untergrunds in den äußeren Detektorbereichen entgegenzuwirken. Alternativ wurde der Ort der Ereignisse auf die geometrische Ausdehnung des Zentraldetektors beschränkt: $|x| < 175$ cm, $0.5 < \text{col} < 16.5$, $0.5 < \text{row} < 32.5$. Für den Ort des sequentiellen Ereignisses wurde keine weitere Bedingung verlangt, da zum einen die räumliche Koinzidenzbedingung das Nachweisvolumen bereits einschränkt und zum anderen die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit möglichst groß sein soll.

Stackreduktion Da die Ereignisraten aufgrund der Koinzidenzbedingung mit einem sequentiellen Ereignis deutlich geringer als bei der Single Prong Auswertung sind, kann die Totzeit nach Stackeinträgen auf 14 μs nach VetoOnly und 24 μs nach alten Stackeinträgen gelockert werden. Dadurch erhöht sich die Nachweeffizienz relativ um 5.1%. Für das sequentielle Ereignis wird keine Stackreduktion durchgeführt. Für die niederenergetischen Untergründereignisse, die hauptsächlich durch den radioaktiven Raumuntergrund verursacht werden, läßt sich keine Korrelation zu Myonen feststellen.

SMU–Reduktion Die gleichen Schnitte wie bei der Single Prong Analyse vermindern den zufälligen Untergrund aus ^{12}B –Zerfällen, aber auch sequentiellen Untergrund durch Neutronen aus Myoneinfängen, z.B. aus $\mu^- + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + \text{n} + \nu_\mu$.

Koinzidenzbedingung Für die Suche nach Mehrfachsequenzen wurden die Schnitte $|\Delta x| < 100$ cm, $|\Delta \text{col}| < 3.5$ und $|\Delta \text{row}| < 3.5$ für die Differenz der energiegewichteten Orte des sequentiellen und des prompten Ereignisses verwendet. Die Zeitdifferenz zwischen sequentiellem und promptem Ereignis wurde auf $5 < \Delta t < 500$ μs begrenzt, wobei sich die untere Grenze aus der minimalen Konversionstotzeit durch das prompte Ereignis und die obere Grenze aus der Diffusions– und Thermalisierungszeit der

Neutronen von $\tau \approx 110 \mu\text{s}$ ergibt. Für die eigentliche Auswertung wurde das räumliche Koinzidenzvolumen auf $|\Delta x| < 60 \text{ cm}$, $|\Delta \text{col}| < 2.5$ und $|\Delta \text{row}| < 2.5$ verkleinert, was den Standardschnitten für die Oszillationsauswertung der KARMEN-Daten 1990–95 entspricht [Jan97].

7.2.1 Bestimmung des zufälligen Untergrunds

Für die Beurteilung der Wirksamkeit des Upgrades ist es notwendig zu wissen, welcher Anteil des sequentiellen Untergrunds durch zufällige räumliche und zeitliche Koinzidenzen zwischen einem prompten hochenergetischen und einem sequentiellen niederenergetischen Ereignis verursacht wird. Für die präzise Bestimmung dieses Anteils wurde die Periodizität der KARMEN-Datenaufnahme mit der Wiederholfrequenz von 50 Hz des *rapid cycling* Synchrotrons ausgenutzt. Ereignisse, die alle Bedingungen für ein mögliches promptes Ereignis einer Sequenz erfüllen, werden während der Datenauswertung über mehrere hundert Strahlperioden hinweg zwischengespeichert. Neben der normalen Suche nach einer Sequenz in der aktuellen Strahlperiode wird zu einem potentiellen sequentiellen Ereignis in mehreren *vergangenen* Strahlperioden nach einem passenden, räumlich korrelierten, prompten Ereignis gesucht. Für die zeitliche Korrelation wird dabei so verfahren, als ob sich das prompte Ereignis in der aktuellen Strahlperiode befinden würde, d.h. nur die Relativzeit innerhalb der Strahlperiode wird benutzt. Da die tatsächlichen Relativzeiten zu den vergangenen Strahlperioden so lang gewählt werden können, daß die auf diesem Wege gefundenen Ereignispaare physikalisch nicht miteinander korreliert sein können, läßt sich auf diese Weise die Rate zufälliger Koinzidenzen zusammen mit der korrekten Verteilung aller Meßgrößen der prompten und sequentiellen Ereignisse bestimmen. Dies gilt auch für die Differenzgrößen des Orts und der Zeit. Damit läßt sich von gemessenen Verteilungen der Anteil des zufälligen Untergrunds korrekt normiert abziehen und man erhält die Verteilungen der *wahren*, physikalischen Sequenzen. Um die statistischen Unsicherheiten klein zu halten, wird der zufällige Untergrund in mehreren zurückliegenden Strahlperioden gesucht. Dadurch läßt sich der Untergrund z.B. mit zehnfacher Überhöhung präzise bestimmen. Aufgrund der komplexen Triggerung und Datenaufnahme während des Meßbetriebs müssen die dabei herrschenden Bedingungen jedoch sorgfältig beachtet und in den Algorithmus zur Suche nach zufälligem Untergrund eingebaut werden. Dadurch wird das im Prinzip einfache Verfahren erheblich komplizierter. Die Details des im Rahmen dieser Arbeit entworfenen Algorithmus werden in Anhang A beschrieben.

7.2.2 Reduktion des sequentiellen Untergrunds

Für die Bestimmung des Reduktionsfaktors des sequentiellen Untergrunds durch den KARMEN-Upgrade wurden die gleichen Daten wie bei der Analyse des Single Prong Untergrunds ausgewertet (Run 101–109) und mit Daten der Runs 91–97 (1995) verglichen. Die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit ist aufgrund der gleichen effektiven Modulschwellen in beiden Datensätzen sehr ähnlich und beträgt über die Runs 91–97 gemittelt 45.7% und für die Daten nach dem Upgrade 50.0% [Jan97]. Die Ereignisraten lassen sich nach einer Korrektur auf die unterschiedlichen Meßzeiten und Nachweiswahrscheinlichkeiten direkt vergleichen. Die Modifikation der mit Hilfe der Myoneinfangreaktion $\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B} + \text{n} + \nu_\mu$ bestimmten Neutronennachweiswahrscheinlichkeit durch

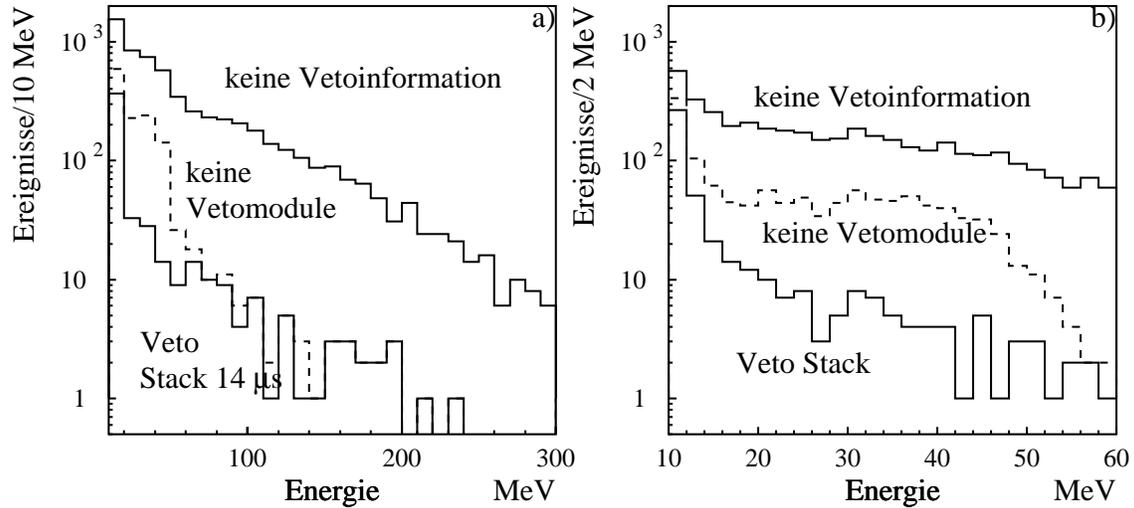


Abbildung 7.10: Energieverteilung der prompten Ereignisse des sequentiellen Untergrunds ohne Anwendung der Vetoinformation (durchgezogen), nach dem Verwerfen aller Ereignisse mit Vetomodulen (gestrichelt) und nach einer Stackreduktion auf VetoOnly Stack-einträge (wieder durchgezogen) für das Energieintervall 10–300 MeV (a) und 10–60 MeV (b).

die höheren Energien der myoninduzierten Neutronen (siehe Abs. 8.1) wurde hier vernachlässigt, da nur relative Nachweiswahrscheinlichkeiten eingehen.

Im Gegensatz zur Single Prong Auswertung ergibt sich bei der Analyse der Daten ohne Berücksichtigung der Vetoinformation (d.h. Stackreduktion nur auf alte Stack-einträge, Ereignisses mit Vetomodulen werden akzeptiert) innerhalb der statistischen Fehler zunächst die gleiche Untergrundrate von (5.24 ± 0.11) mHz wie vor dem Upgrade von (5.56 ± 0.37) mHz. Dabei wurde ein *fiducial volume cut* angewendet und die prompten Energien auf 10–50 MeV begrenzt. Allerdings hat sich der relative Anteil des zufälligen Untergrunds erhöht. Zieht man in beiden Fällen jeweils den zufälligen Untergrund ab, so ergibt sich vor dem Upgrade eine Rate von (5.18 ± 0.34) mHz und nach dem Upgrade eine deutlich reduzierte Rate von (3.84 ± 0.08) mHz. Offensichtlich wird also eine niedrigere Rate wahrer Sequenzen durch eine höhere Rate zufälligen Untergrunds kompensiert. Eine niedrigere Rate von Neutronensequenzen ergibt sich durch die Totzeit der VetoOnly Stack-einträge, die einen Teil der aus Myoneinfängen entstehenden Neutronen unterdrückt. Außerdem verringert sich die Zahl der in den Zentraldetektor eindringenden Neutronen durch die Downstream Eisenwand, die im Rahmen des KARMEN-Upgrade im Inneren des Bunkers installiert wurde. Mit ihrer Dicke von 92 cm schirmt sie Neutronen effektiv ab, die in der Nähe des Innenraums im Eisen des Bunkers produziert werden. Die Neutronenproduktion in der Downstreamwand selbst kompensiert dies nicht vollständig, da sich die für den Zentraldetektor 'sichtbare' Wandfläche deutlich reduziert hat.

Die Erhöhung des Anteils des zufälligen Untergrunds läßt sich durch die Erhöhung der Single Prong Rate durch die zufälligen Koinzidenzen von im Zentraldetektor gestoppten Myonen mit VetoOnly Stack-einträgen erklären. Diese Myonen produzieren nur in seltenen Fällen selbst Neutronen. Dagegen liefert der Zerfall dieser Myonen mit einer Rate

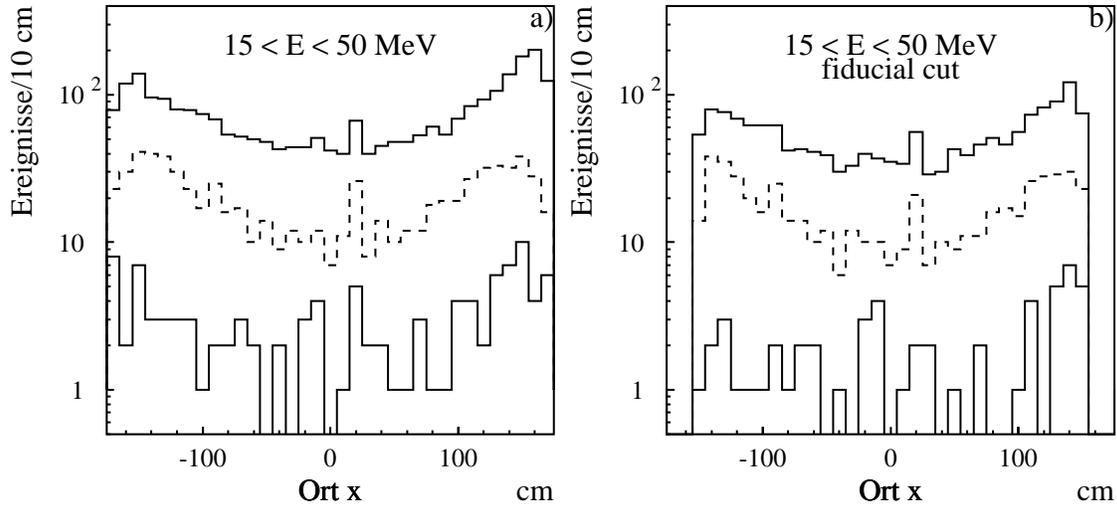


Abbildung 7.11: Ortsverteilung der prompten Ereignisse des sequentiellen Untergrunds im Energiebereich 15–50 MeV ohne Anwendung der Vetoinformation (durchgezogen), nach dem Verwerfen aller Ereignisse mit Vetomodulen (gestrichelt) und nach einer Stackreduktion auf VetoOnly Stackeinträge (wieder durchgezogen), mit Einschränkung des Nachweisvolumens auf das Zentraldetektorvolumen (a) und mit *fiducial volume cut* (b).

von 0.3 Hz hochenergetische prompte Ereignisse, zu denen zufällig ein niederenergetisches gefunden werden kann. Aus diesem Grund bewirkt eine Stackreduktion auf VetoOnly Stackeinträge eine Reduktion des sequentiellen Untergrunds, obwohl die in den Zentraldetektor eindringenden Neutronen nur unwesentlich reduziert werden. Abbildung 7.10 zeigt den Effekt der verschiedenen Reduktionsschritte auf die gefundenen Ereignis-Sequenzen für Daten, die nach dem Upgrade aufgenommen werden. Abbildung 7.10a zeigt die Energieverteilung der prompten Ereignisse im Bereich zwischen 10 und 300 MeV ohne Benutzung der Vetoinformation, nach Verwerfen aller Ereignisse, bei denen ein Vetomodul beteiligt war und nach einer zusätzlichen Stackreduktion mit $14 \mu\text{s}$ Totzeit auf die VetoOnly Stackeinträge. Die Bedingung 'keine Vetomodule' verwirft bereits einen Großteil der hochenergetischen Ereignisse, die eindeutig durch hochenergetische Neutronen verursacht werden. Eine Stackreduktion auf die VetoOnly-Einträge bewirkt oberhalb 60 MeV keine Reduktion des Untergrunds, da Myonen, die durch inelastische Reaktionen die Quelle für hochenergetische Neutronen darstellen, zeitlich eng korreliert mit dem Nachweis des Neutrons im Zentraldetektor sind und damit zum selben Ereignis gezählt werden. Unterhalb 60 MeV (7.10b) zeigt die Veto Stackreduktion dagegen eine deutliche Wirkung. Nur durch die Reduktion der Single Prong Untergrundrate läßt sich der zufällige Untergrund wirksam bekämpfen und die minimale Untergrundrate erreichen. Begrenzt wird diese Reduktion wie bei der Single Prong Analyse unterhalb von 15 MeV durch die Zerfälle von kosmogenem ^{12}B , die durch die Vetoinformation unbeeinflusst bleiben.

Abbildung 7.11a zeigt die entsprechende Ortsverteilung der prompten Ereignisse entlang der Modullängsachse im Zentraldetektor für Ereignisse mit Energien zwischen 15 und 50 MeV. Das Untergrundniveau wächst zu den Modulenden hin an, was vor allem durch Neutronen aus Einfängen gestoppter Myonen verursacht wird. Aufgrund ihrer relativ nied-

Fiducial Volume Cut: $|x| < 175$ cm, $0.5 < \text{col} < 16.5$, $0.5 < \text{row} < 32.5$

Energieschnitt	10–50 MeV	15–50 MeV	20–50 MeV
Ereignisse $-191 < t < -1 \mu\text{s}$	77(29.6)	13(2.5)	11(1.2)
Ereignisse $0.2 < t < 13.2$ ms	362(143.0)	91(10.5)	61(5.3)
kombinierte Rate in mHz	1.00 ± 0.05 (0.63 ± 0.05)	0.25 ± 0.02 (0.22 ± 0.02)	0.17 ± 0.02 (0.16 ± 0.02)
Reduktion gegen 1995er Daten	10.37 ± 0.72 (15.52 ± 1.52)	31.11 ± 3.58 (33.64 ± 4.36)	33.66 ± 4.61 (35.08 ± 5.25)

Fiducial Volume Cut: $|x| < 150$ cm, $1.5 < \text{col} < 15.5$, $1.5 < \text{row} < 31.5$

Energieschnitt	10–50 MeV	15–50 MeV	20–50 MeV
Ereignisse $-191 < t < -1 \mu\text{s}$	32(14.5)	5(0.8)	5(0.3)
Ereignisse $0.2 < t < 13.2$ ms	160(68.5)	48(3.7)	32(1.7)
kombinierte Rate in mHz	0.45 ± 0.03 (0.26 ± 0.03)	0.13 ± 0.02 (0.11 ± 0.02)	0.088 ± 0.014 (0.083 ± 0.014)
Reduktion gegen 1995er Daten	13.73 ± 1.35 (22.50 ± 3.34)	35.96 ± 5.69 (38.04 ± 6.51)	41.34 ± 7.70 (42.55 ± 8.35)

Tabelle 7.3: Anzahl der sequentiellen Untergrundereignisse, Raten und Reduktionsfaktoren im Vergleich mit den 1995er Daten vor dem Upgrade für verschiedene Energieintervalle und *fiducial volume cuts*. Die Zahlen in Klammern stehen für die enthaltenen zufälligen Sequenzen bzw. für die Raten und Reduktionsfaktoren nach Abzug des zufälligen Untergrunds. Die Raten sind auf die effektiven Meßzeiten nach Korrektur der Stack- und SMU-Effizienzen bezogen, auf die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit wurde nicht korrigiert.

rigen Energien dringen sie nicht sehr weit in den Zentraldetektor ein und lassen sich mittels einer Begrenzung des Nachweisvolumens durch einen *fiducial volume cut* ähnlich wie bei der Single Prong Analyse überproportional reduzieren (7.11b).

Insgesamt zeigt sich, daß der KARMEN-Upgrade eine deutliche Reduktion dieses für die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen entscheidenden Untergrunds ermöglicht. Tabelle 7.3 faßt die Untergrundraten vor und nach Abzug des zufälligen Untergrunds für verschiedene Energieschnitte und Beschränkungen des Nachweisvolumens zusammen und listet die relativ zu den KARMEN-Daten 1995 erreichten Reduktionsfaktoren. Die statistische Genauigkeit wird dabei eindeutig durch die geringe Zahl der bisher nachgewiesenen Ereignisse begrenzt, die nach voller Ausnutzung der Vetoinformation verbleiben, obwohl alle bis zum September 1997 aufgenommenen Neutrinodaten nach dem Upgrade ausgewertet wurden. So wurden im Energieintervall zwischen 20–50 MeV und im eingeschränkten Nachweisvolumen nur 37 Sequenzen gefunden. Im Energieintervall 10–50 MeV wird die Untergrundreduktion wie bereits oben erläutert durch die irreduzible Single Prong Ereignisrate der ^{12}B -Zerfälle und den dadurch verursachten zufälligen Untergrund limitiert. Der relative Anteil des zufälligen Untergrunds mit Energien von 10–50 MeV nach den Reduktionsschritten ist in den 1997er Daten mit 40% deutlich höher als in den 1995er

Daten mit 9.3%. Dennoch bewirkt der Upgrade eine Reduktion der wahren physikalischen Sequenzen um einen Faktor 16 bzw. 23 im Fiducial Volume. Dies zeigt, daß auch der niederenergetische Untergrund aus Neutronen, die bei Myoneinfängen entstehen, reduziert wird.

Im für die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen entscheidenden Energiebereich zwischen 20 und 50 MeV wurde durch den Upgrade im Fiducial Volume eine Reduktion des Untergrunds um einen Faktor 40 erreicht. Die Untergrundrate von 0.088 ± 0.014 mHz bedeutet, daß nur etwa alle 3 Stunden ein solches Ereignis im KARMEN-Detektor registriert wird. Da aufgrund des *duty factors* von 5×10^{-4} für die Oszillationsauswertung für einen akkumulierten Protonenstrahl von 7500 C lediglich eine 'Meßzeit' von 4 Stunden benötigt wird, ist mit nur 1.3 kosmischen Untergrundereignissen für die Suche nach Neutrino-Oszillationen zu rechnen. Eine genaue Analyse der Untergrundsituation inklusive des erwarteten strahlkorrelierten Untergrunds wird in Kapitel 10 gegeben.

7.3 Die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen nach dem Upgrade

Zur Demonstration der außerordentlich hohen Sensitivität des KARMEN-Experiments nach dem Upgrade wird in diesem Abschnitt eine erste Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen in den bis September 1997 nach dem KARMEN-Upgrade aufgenommenen Daten präsentiert. Im Zeitfenster 0.6–10.6 μ s wurde im Fiducial Volume im Energiebereich zwischen 15 und 50 MeV *keine* Sequenz gefunden, die allen oben angeführten Bedingungen genügt. Damit lassen sich mit 90% Vertrauensniveau (*confidence level*, C.L.) 2.31 Oszillationsergebnisse ausschließen (siehe Gl. 10.1 für $\lambda = 0$ und $\delta = 0.9$). Bei einer Oszillationswahrscheinlichkeit $P = 1$, d.h. wenn alle in der Neutrinoquelle produzierten $\bar{\nu}_\mu$ Neutrinos sich in $\bar{\nu}_e$ gleicher Energie umgewandelt hätten, würden im KARMEN-Detektor bei einem totalen Neutrinofluß von $\Phi = 4.025 \times 10^{20}$, einem über das Energiespektrum der $\bar{\nu}_\mu$ flußgemittelten Wirkungsquerschnitt für die Nachweisreaktion $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ von $\langle \sigma \rangle = 93.6 \times 10^{-42}$ cm² [Rap96, Fay85], einer effektiven Targetkerndichte der Wasserstoffkerne von $\rho \cdot \int_V \frac{dV}{4\pi r^2} = 11.417 \times 10^{22}$ cm⁻², und einer totalen Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon = 17.45\%$ eine Anzahl nachgewiesener Oszillationssequenzen von

$$N_{\text{OSZ}} = \Phi \cdot \langle \sigma \rangle \cdot \epsilon \cdot \rho \cdot \int_V \frac{dV}{4\pi r^2} = 750.6$$

erwartet. Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ setzt sich dabei aus der Effizienz für den Energie- und Fiducial Volume Schnitt $\epsilon_{\text{MC}} = 59.28\%$ für das prompte Ereignis, der Stack- und SMU-Effizienz $\epsilon_s = 70.24\%$, der Neutronennachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_n = 50.0\%$ [Jan97] und der Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund des Zeitschnitts von $\epsilon_t = 84.17\%$ zusammen. Damit läßt sich eine obere Grenze für die Oszillationswahrscheinlichkeit mit 90% C.L. von

$$P_{90} < 3.08 \times 10^{-3} \quad 90\% \text{ C.L.}$$

berechnen. Für große Werte des Oszillationsparameters $\Delta m^2 \approx 100$ eV² ergibt sich durch die Mittelung über viele Oszillationslängen innerhalb des räumlich ausgedehnten KARMEN-Detektors gerade eine um einen Faktor zwei höhere Obergrenze für den Oszillationsparameter $\sin^2(2\Theta)$:

$$\sin^2(2\Theta) < 6.16 \times 10^{-3} \quad 90\% \text{ C.L.}$$

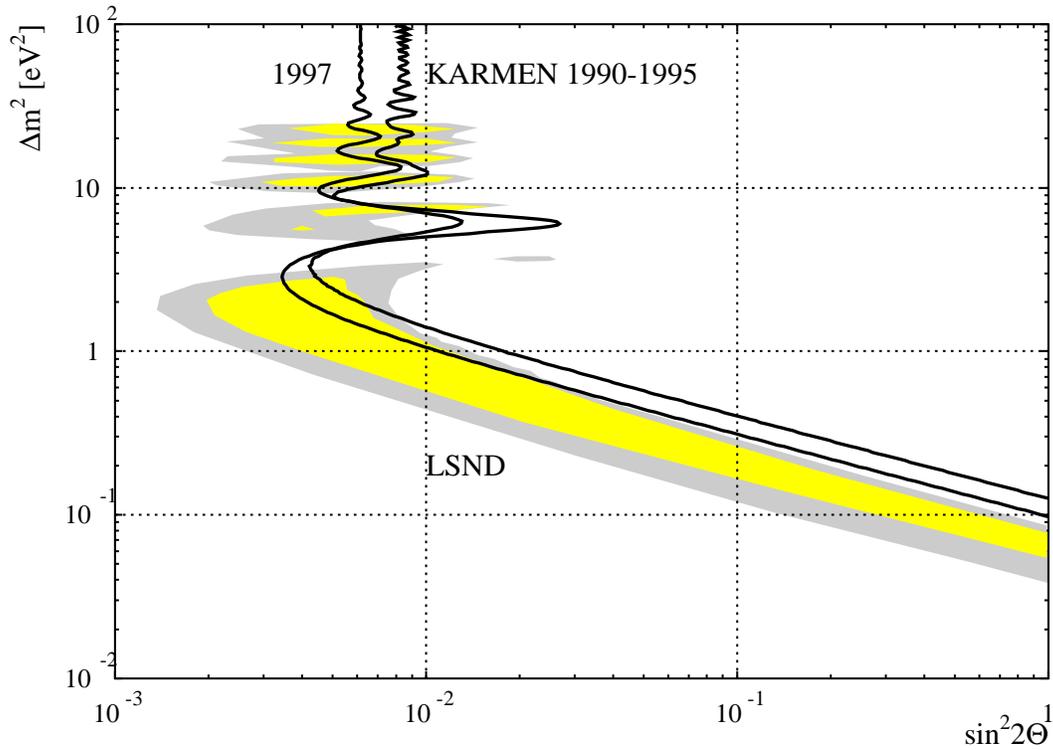


Abbildung 7.12: Ausschlußgrenzen für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen aus einer Analyse der KARMEN-Daten 1997 im Vergleich mit einer Analyse der Daten 1990–1995 [Jan97] und den vom LSND-Resultat [Ath96b] favorisierten Parameterbereich.

Dies ist bereits deutlich besser als die aus einer komplexen *maximum likelihood* Analyse der KARMEN-Daten 1990–1995 gewonnene Obergrenze von [Jan97]

$$\sin^2(2\Theta) < 8.5 \times 10^{-3} \quad 90\% \text{ C.L.},$$

obwohl nur ein Bruchteil des hierfür verwendeten Neutrino­flusses zur Verfügung stand. Dies demonstriert die eindrucksvolle Steigerung der Sensitivität des KARMEN-Experiments für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen durch die Reduktion des kosmisch induzierten Untergrunds um einen Faktor 40. Berücksichtigt man die Variation des erwarteten Oszillationssignals N_{osz} mit Δm^2 , so läßt sich individuell für jedes Δm^2 eine obere Grenze für $\sin^2(2\Theta)$ angeben. Der Verlauf dieser Grenze ist in Abb. 7.12 zusammen mit dem Resultat einer *maximum likelihood* Analyse der KARMEN-Daten 1990–1995 [Jan97] und den von LSND favorisierten Parameterbereichen dargestellt. Hier wird nochmals deutlich, daß die bisher erreichte Sensitivität des KARMEN-Experiments noch nicht ausreicht, um den Parameterbereich von LSND vollständig zu überdecken. Eine genaue Analyse der mit einer akkumulierten Protonenladung von 7500 C zu erwartenden Sensitivität und dem Potential zur Entdeckung von Oszillationen wird in Kapitel 10 gegeben.

Kapitel 8

Strahlkorrelierter Neutronenuntergrund

Bereits in Abschnitt 7.1.1 wurde auf die strahlkorrelierte Zählrate insbesondere in den Vetozählern eingegangen, die durch im Spallationstarget produzierte Neutronen verursacht wird. In diesem Kapitel werden die zur Minimierung dieser Zählrate durchgeführten Maßnahmen erläutert und ihre Optimierung mit Hilfe von Simulationsrechnungen vorgestellt. Im folgenden werden die Neutronen nach ihren Energien in sog. *schnelle* und *langsame* Neutronen unterschieden. 'Schnelle' Neutronen haben kinetische Energien oberhalb 10 MeV und erreichen daher die Vetoähler und den Zentraldetektor in Zeitspannen, die mit der Breite der Protonenpulse von 100 ns vergleichbar sind. 'Langsame' Neutronen im Bereich unterhalb einiger keV dagegen verursachen indirekt nach ihrer Thermalisierung und ihrem Einfang z.B. in Eisen Gammaquanten, die mit bis zu 10 MeV emittiert werden und vor allem in den Vetoählern strahlkorrelierte Zählrate verursachen. Die Zeitskala ist dabei durch die Thermalisierungs- und Diffusionszeit der Neutronen in der Abschirmung gegeben und liegt im Bereich von 70 μ s.

8.1 Neutronen im Zentraldetektor

Trotz der insgesamt 7 m dicken Eisen- und Betonabschirmung zwischen dem ISIS Spallationstarget und dem KARMEN-Zentraldetektor gelangen hochenergetische Neutronen auf direktem Wege in den Detektor. Abbildung 8.1 zeigt die Zeit-, Energie- und Ortsverteilungen der im Zeitintervall $0 < t < 600$ ns nach T_0 und im Energieintervall $20 < E < 100$ MeV registrierten Ereignisse. Dazu wurden die nach dem Upgrade im Februar bis September 1997 aufgenommenen Daten analysiert. Neben einer Single Prong Auswertung (durchgezogene Histogramme) wurde auch nach Ereignissen mit einer sequentiellen Neutronensignatur gesucht (gestrichelt). Das prompte Ereignis entsteht wie bei den kosmisch induzierten Neutronen im wesentlichen durch eine elastische (n, p) Rückstoßreaktion, das thermalisierte Neutron kann über $p(n, \gamma)$ bzw. $Gd(n, \gamma)$ durch den Nachweis der räumlich und zeitlich korreliert zum prompten Ereignis auftretenden Gammaquanten nachgewiesen werden. Von den insgesamt 498 nachgewiesenen Ereignissen weisen 177, d.h. $(35.5 \pm 3.1)\%$, eine sequentielle Struktur auf, wenn auf das Verwerfen von Mehrfachsequenzen verzichtet wird.

Dieser Wert ist geringer als die für den gleichen Meßzeitraum mit Hilfe von SMUs

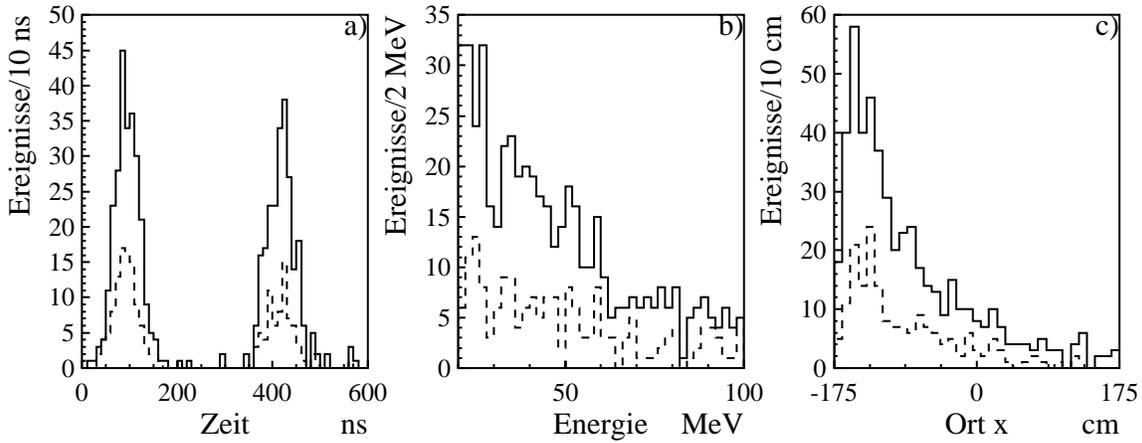


Abbildung 8.1: Zeit- (a), Energie- (b) und Ortsverteilungen (c) schneller Neutronen im KARMEN-Zentraldetektor. Analyse der 1997er Daten nach dem Upgrade. Durchgezogen: Single Prong Ereignisse, gestrichelt: Ereignisse mit einer sequentiellen Neutronensignatur.

aus der Reaktion $\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n + \nu_\mu$ bestimmte Neutronennachweiswahrscheinlichkeit von 50.0% [Jan97]. Ursache hierfür ist der unterschiedliche Energiebereich der Neutronen. Während beim Myoneinfang genau wie beim Nachweis von $\bar{\nu}_e$ über den inversen Betazerfall $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ die Neutronenenergie lediglich einige MeV beträgt, ist diese bei schnellen Neutronen nach der ersten Reaktion (z.B. (n, p) -Rückstoß) deutlich höher. Das Neutron legt damit zwischen der prompten Reaktion und dem Nachweis des thermalisierten Neutrons durch die Einfangreaktionen im Mittel eine größere Strecke zurück und verläßt dabei häufiger das Koinzidenzvolumen der Ereignissequenz. Für die Bestimmung der absoluten Raten der myoninduzierten Neutronensequenzen mit ähnlichen Energien wie die der strahlkorrelierten Neutronen im Zentraldetektor werden daher Nachweiswahrscheinlichkeiten benutzt, die direkt aus dem Vergleich von sequentiellen mit *single prong* Analysen gewonnen wurden (siehe Kap. 9).

Die Rate von (0.352 ± 0.016) schnellen Neutronen/Coulomb liegt um einen Faktor 2.1 höher als die vor dem KARMEN Upgrade gemessene Neutronenrate. Verursacht wird dies durch eine Verringerung der Abschirmung durch das Auslassen der 6. Wand-Brammenlage, in der die Veto-Zähler installiert wurden. Bei einer Abschwächlänge von 21.6 cm für Neutronen in Eisen mit Energien zwischen 20 und 400 MeV ergibt eine Verringerung der Abschirmung um 18 cm eine Erhöhung des Neutronenflusses um einen Faktor 2.3. Dies bestätigt die Annahme, daß die *schnellen* Neutronen auf direktem Wege vom Spallationstarget durch die Upstream vor dem Detektor gelegene Nordwand-Abschirmung in den Zentraldetektor gelangen.

Ein weiteres Indiz hierfür ist das Ergebnis einer Ratenabschätzung in [Bur94], die unter Berücksichtigung des differentiellen Neutronenspektrums einer Spallationsquelle, des im Rahmen des E225-Experiments am LAMPF gemessenen Neutronenflusses, der relativen Richtung des KARMEN-Detektors zur Protonenflugrichtung sowie der Dicke der Abschirmung zwischen dem Target und dem KARMEN-Detektor die im Detektor gemessene Rate bis auf einen Faktor zwei reproduzieren konnte. Für die im folgenden vorgestellten Simulationen des strahlkorrelierten Untergrunds im Veto wurden daher die in [Bur94] über

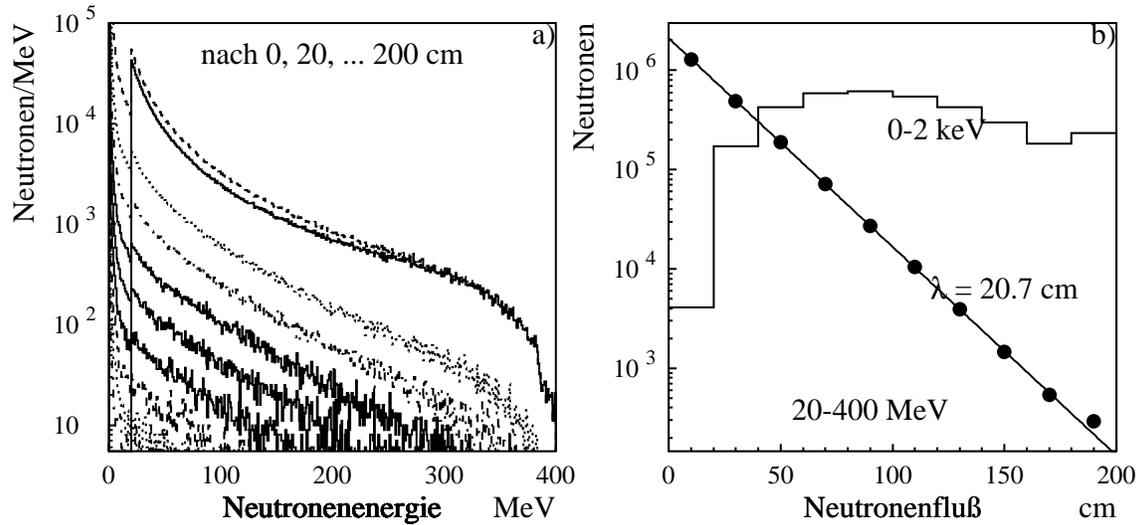


Abbildung 8.2: Energiespektrum (a) und Neutronenfluß (b) beim Durchgang durch eine zunehmend dickere Eisenabschirmung. Das Energiespektrum folgt Gl. (8.1). Der Fluß beinhaltet auch die produzierten Sekundärteilchen.

die Form des Energiespektrums und die absolute Quellstärke gegebenen Informationen verwendet.

8.2 Simulation des strahlkorrelierten Untergrunds

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen dienen im wesentlichen zur Bestimmung der zu erwartenden strahlkorrelierten Totzeit durch Neutronentreffer, darüber hinaus aber auch zum Test des für die Simulation der Neutronen verwendeten Pakets GCALOR [Zei94]. Dazu wurde zunächst mit einer stark vereinfachten Geometriebeschreibung gearbeitet. Die Neutronen wurden im Zentrum einer Kugel aus Eisen gestartet. Das Energiespektrum wurde gemäß

$$\begin{aligned}
 dN/dE &= \phi_0 E^{-\gamma}, & E_{min} < E < E_c \\
 dN/dE &= \phi_0 E^{-\gamma} (C_0 + C_1 E + C_2 E^2), & E_c < E < E_{max}
 \end{aligned} \tag{8.1}$$

parametrisiert. E ist dabei die Neutronenenergie in MeV und $\gamma = 1.8$ der in [Bur94] angegebene spektrale Index. Die verwendeten Konstanten C_i lassen sich aus den Bedingungen der Stetigkeit des Spektrums und seiner ersten Ableitung und der Forderung eines verschwindenden Flusses bei E_{max} zu $C_0 = -3$, $C_1 = 12/E_{max}$, $C_2 = -9/E_{max}^2$ bestimmen. Für die Simulation wurden Neutronen mit Energien zwischen $E_{min} = 20$ MeV und $E_{max} = 400$ MeV gestartet und mit Hilfe von GCALOR bis hinunter zu thermischen Energien von 10^{-5} eV weiterverfolgt. Damit konnte der Thermalisierungs- und Diffusionsprozess im Eisen simuliert werden. Nach jeweils 20 cm Eisen wurde der Fluß inklusive der produzierten sekundären Neutronen durch die entsprechende Kugeloberfläche bestimmt. Aus der Abnahme des Flusses läßt sich direkt die Abschwächlänge für Neutronen unterschiedlicher Energiebereiche bestimmen.

Gammalinien in MeV			Anteil
7.631			29%
7.646			25%
6.018	und	1.612	10%
5.920	und	1.725	10%
4.218	und	3.412	4%
7.278			6%
4.809	und	2.826	2%

Tabelle 8.1: Für die Simulation der Gammaquanten aus $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)^{57}\text{Fe}$ verwendete Gammalinien [Ven80].

Abbildung 8.2a zeigt die Energiespektren des Neutronenflusses jeweils nach 0, 20, 40...200 cm Eisen. Die Form des Energiespektrums ändert sich dabei bereits ab 20 cm nicht mehr, der Fluß oberhalb 20 MeV nimmt wie erwartet exponentiell ab (8.2b). Die aus einer linearen Regression an die Abnahme des Flusses bestimmte Abschwächlänge von $\lambda = 20.7$ cm stimmt sehr gut mit dem in [Bur94] zitierten Wert von 21.6 cm überein. Gleichzeitig baut sich bei thermischen Energien durch die Neutronenmultiplikation durch $(n, 2n)$ -Prozesse ein großer Neutronenfluß auf, der bereits nach ca. 50 cm Eisen zahlenmäßig den Fluß oberhalb 20 MeV übertrifft. Die Abschwächung des thermischen Neutronenflusses ist deutlich geringer, da hier der Wirkungsquerschnitt der Neutronen mit Eisen ausgeprägte Minima (z.B. bei $E_n = 24.5$ keV) aufweist. Erst unterhalb von 1 keV beginnt der Einfangquerschnitt nennenswert anzuwachsen. Gerade diese Minima im Eisenwirkungsquerschnitt sind für die Abschirmung thermischer Neutronen von großer Bedeutung, weil hier die Neutronen selbst sehr massive Abschirmungen durchdringen können.

Für die im weiteren vorgestellten Analysen wurden folgende, grundsätzliche Annahmen gemacht:

- Das Energiespektrum der Neutronen ändert sich beim Durchgang durch Eisen oberhalb 20 MeV nicht. Daher konnte die Simulation außerhalb der ISIS Targetabschirmung direkt mit dem Bunker beginnen. Nur so war es möglich, den erforderlichen Rechenaufwand in Grenzen zu halten.
- Die thermischen Neutronen, die für eine strahlkorrelierte Zählrate in den Vetozahlern sorgen, werden erst im Bunker durch schnelle Neutronen produziert. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da thermische Neutronen von außerhalb des Bunkers zu lange unterwegs sind, um im Neutrinozeitfenster bis etwa $10 \mu\text{s}$ nach T_0 strahlkorrelierte Totzeit zu verursachen.

Beim Test des GCALOR-Programms wurde festgestellt, daß das Energiespektrum der beim Einfang $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)^{57}\text{Fe}$ produzierten Gammaquanten nur sehr grob und zum Teil falsch implementiert ist. Für die Simulation wurden daher beim Einfang von Neutronen in Eisen Sekundärteilchen nach einem stark vereinfachten, sich an die sehr präzisen Daten in [Ven80] anlehnenen Verfahren produziert. Tabelle 8.1 faßt die dabei berücksichtigten diskreten Gammalinien und die Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle zusammen. Die

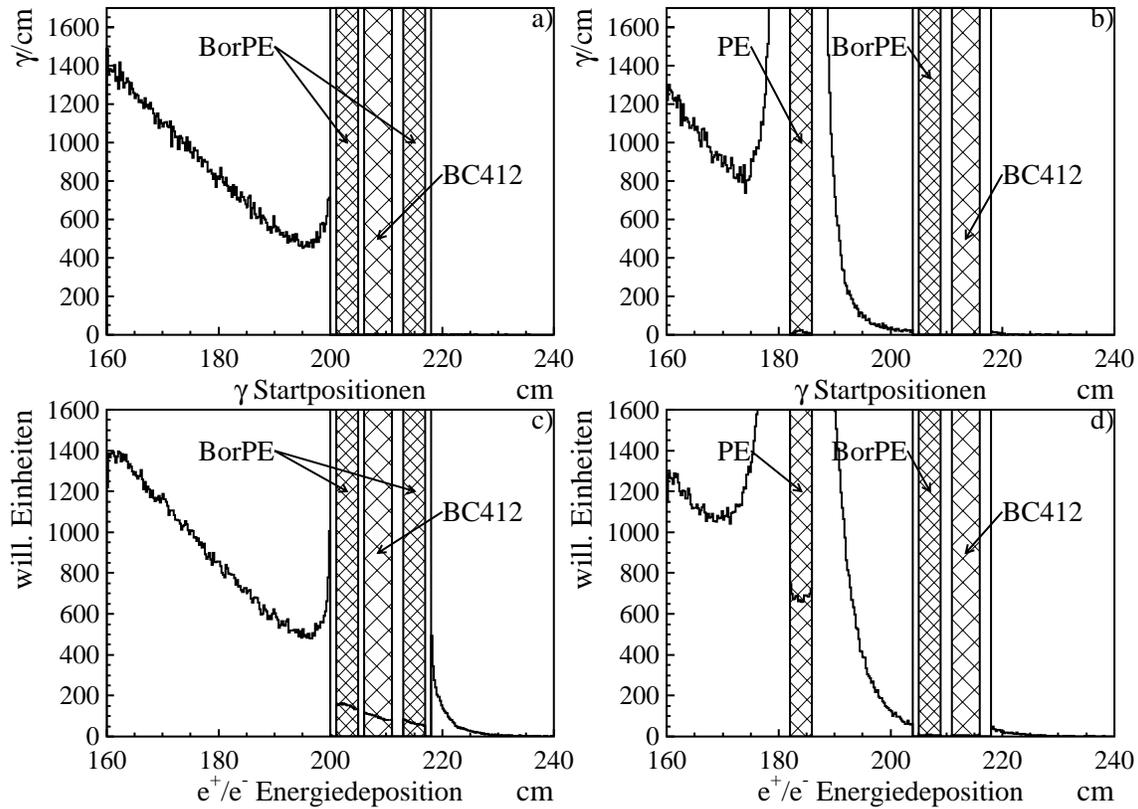


Abbildung 8.3: Simulierte Verteilungen der Gamma-Startpositionen (a,b) und der durch geladene Teilchen deponierten Energien (c,d) über dem Radius für zwei unterschiedliche Anordnungen von Polyethylen (PE), boriertem Polyethylen (BorPE) und Szintillator (BC412).

diskreten Linien decken 86% der Gammaintensität ab, der verbleibende Rest wird als Kontinuum aus Paaren niederenergetischer Gammaquanten simuliert.

8.3 Abschirmmaßnahmen gegen thermische Neutronen

Selbst innerhalb des KARMEN-Bunkers bleibt eine geringe Zeitabhängigkeit der Shield-zählrate von weniger als einem Prozent nachweisbar. Dieses geringe Niveau wurde allerdings erst nach umfangreichen Abschirmmaßnahmen im Bunker mit boriertem Polyethylen erreicht [Ebe92]. Da insbesondere die Upstream Vetoseite durch 90 cm weniger Eisen gegen das Spallationstarget abgeschirmt ist als der Bunkerinnenraum, bestand die Befürchtung, daß es ohne umfangreiche Abschirmmaßnahmen zu erheblichen Totzeiteffekten durch eine signifikant erhöhte strahlkorrelierte Zählrate in den Vetozahlern kommen könnte. Um diese Abschirmmaßnahmen zu optimieren, wurde eine vereinfachte Beschreibung der Geometrie der Vetoähler einer Kombination eines Flusses aus langsamen und schnellen Neutronen ausgesetzt. Hierzu fand die gleiche, im vorigen Abschnitt beschriebene, sphärische Geometrie Anwendung. Etwa 2.0 m vom Kugelzentrum entfernt wurden diverse Kugelschalen aus

Plastikszintillator, Polyethylen und boriertem Polyethylen in die Geometrie einbeschrieben und ihre Auswirkungen auf den Neutronenfluß untersucht. Der Radius der Kugelschalen entsprach dabei der Dicke der Bunkerabschirmung zwischen dem Spallationstarget und dem Veto Upstream. Abbildung 8.3 zeigt die Resultate dieser Untersuchungen.

Zunächst wurde die ursprünglich geplante Installation untersucht (8.3a,c): in dem durch das Auslassen der 6. Wand-Brammenlage entstehenden Raum von 18 cm sollten die 5 cm dicken Szintillatormodule (BC412) flankiert von jeweils 4 cm dickem, boriertem Polyethylen (BorPE) untergebracht werden (eine Lage Polyethylen läßt sich dabei nur unter Aussparung der Lichtleiter an den Modulenden anbringen, dies wurde in der Simulation *nicht* berücksichtigt). 8.3a zeigt die Verteilung der Orte von Neutroneneinfängen über dem der Abschirmungsdicke entsprechenden Kugelradius, bei denen mindestens ein Gammaquant oberhalb 3 MeV produziert wurde. Deutlich sichtbar ist, das *hinter* der Kombination aus BorPE/Szintillator/BorPE praktisch keine thermischen Neutronen und damit auch keine Einfänge mehr nachweisbar sind. Für die Beurteilung der Abschirmung ist jedoch wichtig, inwieweit die indirekt durch die Gammaquanten produzierten, geladenen Teilchen in den Szintillator eindringen. Dazu ist in Abb. 8.3b die aufakkumulierte, durch e^+ bzw. e^- am jeweiligen Radius deponierte Energiemenge aufgetragen. Hier zeigt sich, daß die *upstream* des Szintillators im Eisen produzierten Gammaquanten in den Szintillator gelangen und dort nachgewiesen werden.

Um diesen Effekt zu unterdrücken, muß der thermische Neutronenfluß bereits deutlich vor den Vetomodulen reduziert werden, damit im umgebenden Eisen keine Gammaquanten produziert werden. Glücklicherweise bietet hierfür die Brammenstruktur des KARMEN-Bunkers ideale Voraussetzungen. Durch das Versetzen der 7. Brammenlage um 4 cm nach Downstream entsteht zwischen der 7. und 8. Brammenlage Platz, um dort flächendeckend 4 cm dicke Polyethylenplatten einzubringen. Die Ergebnisse einer entsprechenden Simulation sind in Abb. 8.3b,d dargestellt. Wie in Abb. 8.3b deutlich wird, erhöht sich die Zahl der Neutroneneinfänge in der Umgebung des PE enorm, da die Neutronen durch (n, p) Stöße sehr schnell thermalisiert und aufgrund des für niedrige Energien stark ansteigenden Wirkungsquerschnitts dann im umgebenden Eisen eingefangen werden. Die Neutronen werden dabei zwischen den Eisenbrammen hin- und herreflektiert und verlieren bei mehreren Durchgängen durch das PE ihre kinetische Energie sehr effizient durch Stöße mit den nahezu gleichschweren Protonen des Wasserstoffs. Daher ist auch die Verteilung der Einfänge um das PE herum nahezu symmetrisch. Der Fluß thermischer Neutronen wird bereits vor Erreichen des 14 cm dicken Spalts mit den Vetomodulen stark reduziert. Das dort zusammen mit den Szintillatoren installierte BorPE reduziert den Fluß weiter, ohne daß bei der Absorption am ^{10}B über die Reaktion $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ schädliche Gammaquanten freigesetzt werden. Abb. 8.3d bestätigt, daß die im Szintillator deponierte Energie deutlich reduziert wird.

8.4 Absolute Zählraten

Für die Normierung der simulierten Neutronenraten wurden die in [Bur94] angegebenen Werte für die Quellstärke einer Spallationsneutronenquelle und die Abschirmung des ISIS Targets verwendet. Die am LAMPF gemessene Quellstärke beträgt

$$dN/dE(\text{LAMPF}) = 5.7 \times 10^{11} (E[\text{MeV}])^{-1.8} \text{ n cm}^{-2} \text{ C}^{-1}.$$

Zeitintervall	VT	VL	VR	VU	VD	T_{or} Veto
0–1 μ s	0.0062	0.0011	0.0019	0.0022	0.0000	0.0141
1–11 μ s	0.0312	0.0038	0.0065	0.0040	0.0005	0.0816
1–200 μ s	0.1318	0.0290	0.0512	0.0261	0.0075	0.3842

Tabelle 8.2: Zählrate aus VetoOnly Stackeinträgen der einzelnen Vetoseiten jeweils pro Strahlperiode (siehe Text).

Die ISIS Abschirmung reduziert diesen Fluß um einen Faktor 2.63×10^{-9} auf einen Wert, der den gefahrlosen Aufenthalt in der Experimentierhalle der ISIS Quelle ermöglicht. Nach der Korrektur der unterschiedlichen Winkel Θ relativ zum Protonenstrahl (für den Neutronenfluß gilt etwa $dN/dE \sim \cos^2 \Theta$) und der Distanzen zum Spallationstarget, ergibt sich ein Fluß in die Upstream-Abschirmung des Bunkers von

$$dN/dE(\text{Bunker}) = 954 (E[\text{MeV}])^{-1.8} \text{ n cm}^{-2} \text{ C}^{-1}.$$

Durch eine Fläche von der Größe des Upstream-Vetos dringen damit nach der Integration über das Energiespektrum etwa $\Phi = 5.2 \times 10^7$ Neutronen oberhalb 20 MeV pro Coulomb Protonenstrahl. Bei einem mittleren Protonenstrom von 175 μ A ergibt das einen Fluß von 180 Neutronen/Strahlperiode.

Für die Abschätzung der Neutronenzählrate im Veto Upstream wurden jeweils 10^6 Neutronen im Zentrum der Kugelgeometrie für die beiden im vorigen Abschnitt beschriebenen Konfigurationen gestartet. Insgesamt wurden im Fall der BorPE/BC412/BorPE Lösung 259 Ereignisse mit einer Energiedeposition von mehr als 4 MeV im Szintillator registriert, während es für den Fall der PE/Eisen/BorPE/BC412 Lösung nur 38 Ereignisse oberhalb der angenommenen Energieschwelle der VetoZähler waren. Dies zeigt, daß die zweite Lösung, die schließlich auch technisch umgesetzt wurde, eine Reduktion der strahlkorrelierten Rate im Veto Upstream um nahezu eine Größenordnung erlaubt. Aus der Anzahl der gestarteten Neutronen und dem abgeschätzten Neutronenfluß in die Bunkerabschirmung ergibt sich die erwartete Anzahl von Ereignissen pro Strahlperiode zu 0.006. Hierbei ist jedoch zu beachten, daß sich die zeitliche Verteilung dieser Ereignisse relativ zu T_0 über bis zu 200 μ s erstreckt und nur ein kleiner Teil (etwa 13%) der strahlkorrelierten Rate im Neutrinozeitfenster bis 10.6 μ s liegt.

Mit einer Analyse der zeitlichen Verteilung der VetoOnly Stackeinträge läßt sich diese Vorhersage der Simulation mit der aktuellen Situation (Run 109, September 1997) vergleichen. Die Bitinformation der Stackeinträge wurde ausgenutzt, um zu unterscheiden, welche der Vetoseiten für den Stackeintrag verantwortlich war. Tabelle 8.2 zeigt das Resultat dieser Analyse für die fünf Vetoseiten. Zu beachten ist dabei, daß das entsprechende Seitenbit im Stackeintrag nur gesetzt wird, wenn die Energie des Ereignisses ausreicht, um die MLU Summenenergieschwelle zu überschreiten. Gerade bei den relativ niedrigen Energien der nachgewiesenen Gammaquanten aus Neutroneneinfängen ist dies jedoch häufig nicht der Fall. Daher liegt die Summe der Zählraten aller fünf Seiten deutlich unter der T_{or} -Rate des Vetos, die in der letzten Spalte der Tabelle aufgeführt ist. Die Differenz bilden sogenannte *below threshold* Stackeinträge, bei denen ein Vetomodul zwar ein T_{or} produziert hat, die Energie jedoch nicht ausreichte, um durch das Überschreiten der MLU-Schwelle das entsprechende Stackbit zu setzen.

Zunächst ist zu bemerken, daß die Simulation nur etwa ein Viertel (0.006 gegenüber 0.0261 Ereignisse pro Strahlperiode) der im Veto Upstream gemessenen Rate vorausgesagt hat. Des weiteren ist der Beitrag des Veto Upstream zur Gesamtzählrate relativ klein. Dominiert wird die Zählrate vor allem vom Veto Top und Veto Right. Die Zählrate in der ersten μs nach T_0 wird im wesentlichen durch die direkten Treffer schneller Neutronen in den Vetozählern verursacht, siehe auch Abbildung 7.3. Der Anteil der schnellen Neutronen an der Gesamtzählrate macht jedoch nur etwa 15% der Zählrate in den ersten $11\mu\text{s}$ nach T_0 aus. Gefährlicher sind aufgrund der Neutronenmultiplikation in der Abschirmung die große Zahl der Neutroneneinfänge und der dabei produzierten Gammaquanten.

8.5 Räumliche Verteilung der Neutronentreffer

Die Ursache für die gegenüber der Simulation stark überhöhte Zählrate wurde durch Spezialmessungen aufgeklärt, bei denen durch das selektive Abschalten der Hochspannung einzelner Vetozähler die Mehrdeutigkeit der Modulzuordnung durch die Summation der Signale von bis zu drei Vetomodulen in der HSSU aufgehoben wurde. Dadurch war es möglich, die räumliche Verteilung der strahlkorrelierten Vetotreffer zu rekonstruieren. Für die hier wiedergegebene Auswertung [Oeh97] wurden die Daten einer Spezialmessung verwendet, bei der nur VetoOnly Treffer mit ihrer vollen Modulinformation ausgelesen wurden. Durch die Relativzeit zu T_0 wurde nach schnellen und langsamen Neutronen unterschieden. Abbildung 8.4 zeigt eine schematische, dreidimensionale Ansicht der Vetozähler mit Blick von rechts/oben/upstream, d.h. die Spallationsquelle befindet sich links/hinter/unter dem Betrachter. Für jedes Vetomodul sind Ortsverteilungen der Treffer schneller (8.4a) und langsamer (8.4b) Neutronen über der Modullängsachse aufgetragen. Die Skalierung der Module des Veto Top und der Seitenwände wurde dabei aufgrund der stark überhöhten Zählrate des Veto Top unterschiedlich zu der der Seitenwände gewählt.

Sowohl bei den langsamen wie auch bei den schnellen Neutronen zeigen sich extrem inhomogene Verteilungen. Die höchste Zählrate schneller Neutronen wird in den vordersten (upstream) Modulen des Veto Top registriert, dies ist auf direkte Treffer durch die relativ schwache Abschirmung des Veto Top gegen das Spallationstarget zurückzuführen. Auffällig ist weiterhin eine Erhöhung der Zählrate an der linken Seite des Veto Top, sowohl bei schnellen als auch bei langsamen Neutronen. Dies ist auf Neutronen zurückzuführen, die beim Durchgang des Protonenstrahls durch das μSR Target produziert werden. Das intermediäre Myonproduktionstarget befindet sich 21.6 m vor dem Spallationstarget im Strahlrohr des Protonenstrahls und besteht aus einer 2.5–10 mm dicken Graphitplatte. Der mittlere Bereich des Veto Top ist durch eine über die Zähler hinausreichende Zusatzabschirmung aus Eisenbrammen ausreichend abgeschirmt, während der downstream gelegene Bereich erst im August 1997 zusätzlich abgeschirmt wurde. In der Veto Upstream/Right Ecke fällt eine gegenüber dem normalen Niveau in den Vetoseiten stark überhöhte Zählrate auf. Diese wird vermutlich durch die relative schwache Abschirmung des Neutronenstrahlrohrs für das SXD-Experiment an dieser Ecke des KARMEN-Bunkers verursacht (Abb. 2.1).

Insgesamt läßt sich feststellen, daß die Rate sowohl schneller wie auch langsamer Neutronen bei weitem nicht homogen über die Vetoflächen verteilt ist. Durch eine lokale Erhöhung des Neutronenflusses bzw. durch lokal zu geringe Abschirmungen geht die Neutronenrate deutlich über das von der Simulation vorhergesagte Niveau hinaus. Durch eine

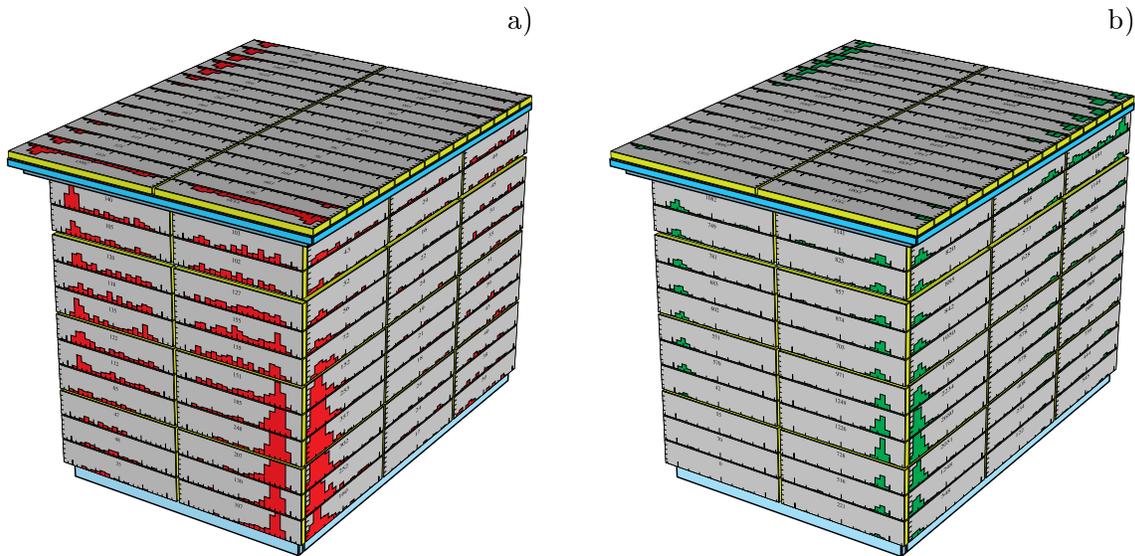


Abbildung 8.4: Schematische Darstellung der räumlichen Verteilung der Vetotreffer schneller (a) und langsamer (b) Neutronen. Blick von rechts/oben/upstream auf den Veto. Die Skalierung des Veto Top wurde verschieden von der der Seitenwänden gewählt.

strategische Abschirmung dieser Bereiche, besonders des Veto Top, läßt sich die strahlkorrelierte Zählrate im Veto deutlich reduzieren. Maßnahmen hierzu wurden seit Februar 1997 sukzessive durchgeführt. So wurde bzw. werden die Abschirmungen an der West- und Ostwand in der Höhe des Veto verstärkt, des weiteren werden die downstream gelegenen Bereiche des Veto Top nach oben durch mehrere Lagen Bleiziegel und Polyethylenplatten geschützt. Bei der Optimierung dieser Abschirmmaßnahmen waren wiederum im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Simulationen hilfreich, bei denen eine volle dreidimensionale Simulation der vom Spallations- bzw. μ SR-Target kommenden schnellen Neutronen und ihrer Wechselwirkungen in der KARMEN-Abschirmung durchgeführt wurde. Ein Beispiel einer solchen Simulation wird in Abbildung 8.5 dargestellt. Schnelle Neutronen wurden vom μ SR-Target aus gestartet und durch zwei Varianten der Abschirmung verfolgt. Die Abbildung zeigt die Orte, an denen thermalisierte Neutronen eingefangen werden und potentiell Untergrund durch die dabei entstehenden Gammaquanten produzieren. Der gewählte Ausschnitt zeigt einen Schnitt durch das Ende eines Veto Top Moduls, durch zwei Veto Left Module und durch PE-Platten (innerhalb der Eisenabschirmung) und BorPE-Platten in der Nähe der Veto Zähler. Eisenbereiche gänzlich ohne Einfangorte sind programmtechnischer Natur, da die Einfangorte von Neutronen, die weit von den Veto Zählern entfernt waren, bei der Simulation nicht abgespeichert wurden.

Deutlich sichtbar ist die starke Konzentration der Einfangorte um die in das Eisen eingebrachten PE-Platten und die deutliche Reduktion des thermischen Neutronenflusses in Richtung Veto Zähler. Weiterhin zeigt sich, daß durch die relativ geringe Abschirmung des Veto Top gegen das μ SR-Target eine im Vergleich zu den Veto Left Zählern deutlich erhöhte strahlkorrelierte Zählrate zu erwarten ist. Durch eine zusätzliche, 60 cm dicke Abschirmung der Veto Top Zähler gegen das μ SR-Target und das Einbringen von PE zwischen dieser Abschirmung und dem Bunkerdach, reduziert sich die Rate der Neutroneneinfänge in der Umgebung des Veto Top deutlich. Durch die massive Eisenabschirmung werden auch

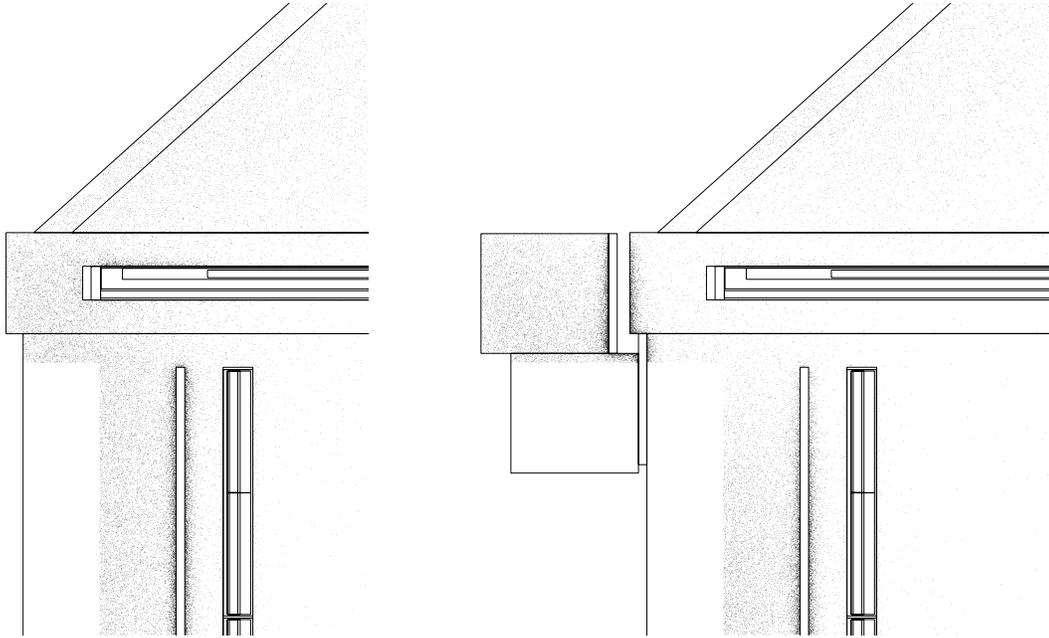


Abbildung 8.5: Simulierte räumliche Verteilung der Einfangorte thermalisierter Neutronen aus dem μ SR-Target vor und nach Installation der zusätzlichen Ostwandabschirmung. Schnitt durch die Geometriebeschreibung der linken oberen Bunkerecke, im downstream Bereich des Veto Top. Das Spallationstarget liegt im Rücken des Betrachters, das μ SR-Target links.

schnelle Neutronen effektiv unterdrückt. Die nach der Ausführung der zusätzlichen Abschirmmaßnahme an der Ostwand durchgeführten Messungen bestätigten eine Abnahme der schnellen Neutronenrate im betroffenen Bereich des Veto Top um eine Größenordnung. Die nachgewiesenen Einfänge langsamer Neutronen konnten jedoch erst entscheidend reduziert werden, als auf dem Bunkerdach eine zusätzliche Lage PE und darauf mehrere Lagen Bleiziegel angebracht wurden, um von oben eindringende Neutronen abzuschirmen. Nach dieser Maßnahme wurde auch die Rate langsamer Neutronen etwa um einen Faktor 10 reduziert.

Insgesamt besteht durch Voraussagen weiterer Simulationen die begründete Aussicht, das Niveau der strahlkorrelierten Zählrate im Veto durch Ausführung der noch geplanten Abschirmmaßnahmen an strategischen Stellen deutlich zu reduzieren und damit die Nachweiseffizienz für die Neutrinoauswertungen zu steigern. Ein weiteres Ziel dieser Maßnahmen ist es aber auch, mögliche systematische Effekte durch die vorhandene Zeitabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit zu minimieren.

Kapitel 9

Identifikation und Messung myoninduzierten Neutronenuntergrunds

Dieses Kapitel legt dar, wie mit Hilfe einer im August 1995, also noch vor dem Upgrade, durchgeführten Spezialmessung die Natur des myoninduzierten Neutronenuntergrunds aufgeklärt werden konnte. Gleichzeitig konnten die Meßergebnisse mit den Simulationen der Myoneinfänge und tief-inelastischen Streuungen verglichen und damit deren Voraussagekraft überprüft werden. Die vollständige Erklärbarkeit des Untergrunds im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationskanal durch myoninduzierte Neutronen war eine wichtige Voraussetzung für die Durchführung des KARMEN-Upgrade, da nur so seine Wirksamkeit sichergestellt war.

Aus der Auswertung der durchgeführten Spezialmessung und dem Vergleich mit der Simulation läßt sich insbesondere die Anzahl der pro Myoneinfang produzierten Neutronen oberhalb 10 MeV Primärenergie bestimmen. Diese Größe findet Eingang in die Voraussage des nach dem Upgrade verbleibenden Untergrunds.

Des weiteren wird in diesem Kapitel der durch Vetozühlertreffer markierte Untergrund, der im wesentlichen durch inelastische Myonreaktionen verursacht wird, mit der Simulation verglichen. Daraus lassen sich Aussagen über die Gültigkeit des verwendeten Modells für die Reaktion herleiten. Dies hat nicht nur für das Verständnis des bei KARMEN verbleibenden Untergrunds sondern auch für Untergrundabschätzungen bestehender und projektierte Neutrinoexperimente große Bedeutung.

9.1 Spezialmessung zum myoninduzierten Neutronenuntergrund

Im August 1995 wurde eine Messung mit einer speziellen, von der normalen Neutrinomesung abweichenden MLU-Programmierung mit dem KARMEN-Detektor durchgeführt, um die Natur des Untergrunds im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationskanal aufzuklären. Das Ziel dieser Messung war es, die Myonen, die für die Produktion von Neutronen verantwortlich sind, mit Hilfe der vorhandenen Shieldzähler nachzuweisen und mit dem Zentraldetektor die produzierten Neutronen zu identifizieren. Der Nachweis sollte dabei mit der gleichen

Signatur wie bei der Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen erfolgen, d.h. der zeitlichen und räumlichen Koinzidenz zwischen einer prompten (n, p) -Rückstoßreaktion und dem Nachweis der Gammaquanten aus einem nachfolgenden Einfang des thermalisierten Neutrons.

Ereignisse mit Treffern in den äußeren Shieldzählern werden normalerweise nicht ausgelesen und konvertiert, sondern hinterlassen als einzige Information in den Daten ein Stackpattern. Für die Spezialmessung wurde die Programmierung der MLU so geändert, daß ein Ereignis mit einem Treffer in den Shieldzählern, aber ohne Treffer in den inneren Antizählern, als *valid event* klassifiziert und genau wie die neutralen Ereignisse zusätzlich ausgelesen wurde. Mit der Antikoinzidenz der inneren Antizähler wurde erreicht, daß ein wesentlicher Teil der sonst ausgelesenen direkten Myontreffer des Zentraldetektors unterdrückt wurde, da diese Myonen als geladene Teilchen im Gegensatz zu den gewünschten Neutronenereignissen auch die inneren Antizähler aktivieren. Diese Diskriminierung gelingt jedoch nur unvollständig, da an den Upstream- und Downstream-Enden des Zentraldetektors keine Antizähler angebracht sind.

Die aufgenommenen Daten (in 7 Tagen Meßzeit etwa 22 GByte) wurden zunächst mit der in Abschnitt 7.2.2 vorgestellten Technik nach einer Stackreduktion mit 20 μ s Totzeit nach Sequenzen aus einem prompten Ereignis mit mindestens 10 MeV und einem sequentiellen Ereignis zwischen 0 und 60 MeV durchsucht. Dabei zeigte sich, daß die gefundenen Sequenzen von in den Detektor eindringenden, stoppenden Myonen dominiert waren. Diese zerfielen nach der Konversionstotzeit des prompten Ereignisses und erzeugten dabei als sequentielles Ereignis ein Michelelektron. Dieser unerwünschte Untergrund, der über den Myoneinfang $\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n + \nu_\mu$ auch zur Produktion von Neutronen führt, konnte mit einer Reihe von Maßnahmen praktisch vollständig eliminiert werden. So wurden Ereignisse, die einen Treffer im Shield Upstream oder Downstream hatten, komplett verworfen, weil dort kein innerer Antizähler das Eindringen eines Myons in den Zentraldetektor registrieren kann. Des weiteren wurden alle Ereignisse verworfen, deren energiegewichteter Schwerpunkt *oder* der Ort eines einzelnen, mit einer Energie von mehr als 3 MeV beteiligten Moduls außerhalb des *fiducial volume cuts*

$$|x| < 130 \text{ cm} \quad 0.5 < \text{col} < 16.5 \quad 1.5 < \text{row} < 32.5$$

lag. Die deutliche Einschränkung der Ereignisorte an den Modulenden dient dabei der Reduktion der durch Lecks der Shieldzähler eindringenden Myonen, während die oberste Reihe (row = 1) des Zentraldetektors softwaretechnisch als zusätzliche Verstärkung des Anti Top geschaltet wurde. Mit diesen Maßnahmen gelang es, die Anzahl der nachgewiesenen Sequenzen mit einem sequentiellen Ereignis zwischen 20 und 60 MeV, d.h. einem Michelelektron, auf 33 zu reduzieren. Aufgrund der Konversionstotzeit für das prompte Ereignis werden etwa gleichviele Sequenzen mit Neutronen aus dem Myoneinfang an ${}^{12}\text{C}$ erwartet, so daß dieser Untergrund für die Analyse vernachlässigt werden kann. Der zufällige Untergrund wurde wie in Anhang A beschrieben 10-fach überhöht bestimmt und von allen nachfolgend diskutierten Verteilungen bereits abgezogen. Ereignisse mit Mehrfachsequenzen wurden akzeptiert, da dies ja gerade eine Signatur für den Nachweis höherenergetischer Neutronen darstellt.

9.1.1 T_{rel} Verteilungen

Als entscheidend für die Identifikation der beiden Quellen des Neutronenuntergrunds erwies sich die Fähigkeit des KARMEN-Detektors, die Relativzeit zwischen dem durch

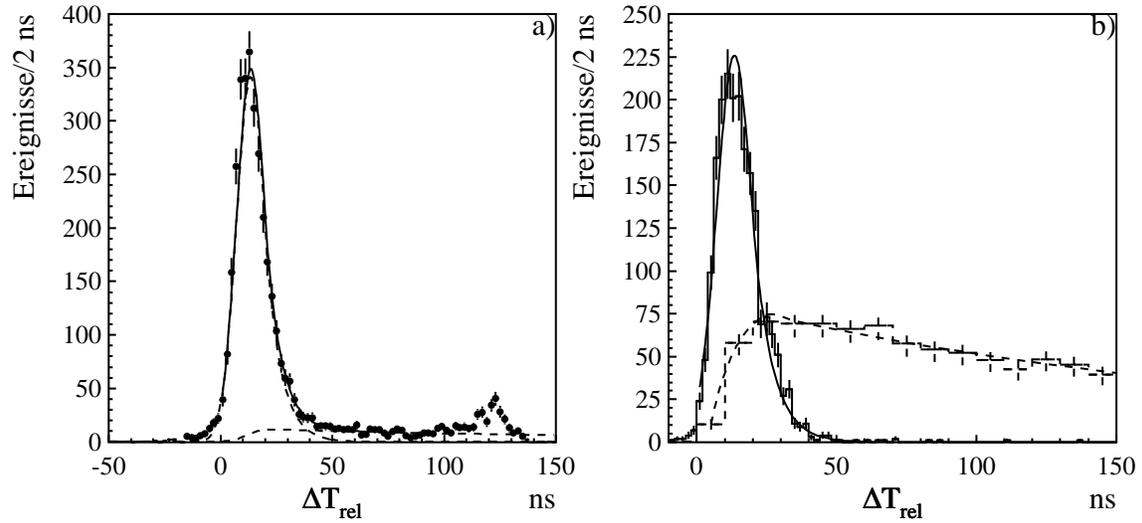


Abbildung 9.1: Gemessene (a) und simulierte (b) Verteilungen der Differenzzeit ΔT_{rel} zwischen Neutronenereignissen im Zentraldetektor und Shieldtreffern. Die simulierte Verteilungen für inelastische Myonreaktionen (durchgezogen) und Myoneinfänge (gestrichelt) wurden parametrisiert und nur ihre relativen Anteile an die gemessene Verteilung (a, Linien) angepaßt.

das Myon verursachten Shieldtreffer und dem nachfolgenden Nachweis des produzierten Neutrons im Zentraldetektor zu messen. Erfolgen beide Ereignisse innerhalb der Ereigniskoinzidenzzeit von 90 ns, so werden die Treffer des Shields und des Zentraldetektors zum gleichen Ereignis gezählt und befinden sich gemeinsam in den Moduldaten des prompten Ereignisses. Die Relativzeit der Treffer ergibt sich dann mit Hilfe der für jedes Modul aufgenommen T_{rel} -Information. Abbildung 9.1a zeigt die Verteilung der Differenzzeiten zwischen dem *ersten* (kleinstes geeichtes T_{rel}) Modul im Zentraldetektor und dem *ersten* Shieldtreffer:

$$\Delta T_{\text{rel}} = \min_{i=1,N} T_{\text{rel},i} - \min_{j=1,M} T_{\text{rel},j}.$$

Dabei läuft der Index i über die am Ereignis beteiligten Zentraldetektormodule und j über die Shieldzähler.

Die resultierende Verteilung zeigt eine deutliche Peakstruktur mit einem Maximum bei etwa 15 ns und einer flach abfallenden Verteilung zwischen 50 und 120 ns. Die Überhöhung bei 120 ns ist durch die elektronische Datenaufnahme bedingt und wird durch ein Überlaufen der beteiligten ADCs zur Messung von T_{rel} verursacht. Trägt man nur Ereignisse ohne Überlauf auf, so bricht die Verteilung bei 120 ns allmählich ab. Die Verschmierung der oberen Grenze der durch die maximale Koinzidenzzeit begrenzten Verteilung wird durch die unterschiedlichen Signallaufwege einzelner Module verursacht, die bei der T_{rel} -Eichung ausgeglichen werden. Sowohl die Peakstruktur als auch die flache Verteilung im Anschluß daran lassen sich eindeutig myoninduzierten Prozessen zuordnen. Die Ereignisse in der Peakstruktur werden durch bei inelastischen Myonreaktionen produzierte Neutronen verursacht, hier gehen nur die Flugzeiten der Myonen und der Neutronen in den Zentraldetektor ein und bleiben somit auf Differenzzeiten unterhalb etwa 60 ns beschränkt. Die Lebensdauer gestopppter μ^- in Eisen beträgt dagegen 207 ns, wonach die Emission des

beim Einfang produzierten Neutrons entsprechend verzögert wird. Die in Abb. 9.1 dargestellten und der Messung zugänglichen Ereignisse sind die während der ersten halben μ^- -Lebensdauer emittierten Neutronen dieser Reaktion. Neutronen, die später emittiert werden und in den Zentraldetektor gelangen, fallen in die Konversionstotzeit des Myon-nachweises und sind damit in den Daten nicht sichtbar.

Abbildung 9.1b stellt die entsprechenden ΔT_{rel} Verteilungen der *simulierten* inelastischen (durchgezogen) und der μ^- Einfang-Ereignisse (gestrichelt) dar. Dazu wurde für die simulierten Myonen verlangt, daß sie nicht in den Zentraldetektor eindringen oder vom inneren Antizähler nachgewiesen werden, aber einen Treffer im Shield (bis auf Shield Upstream und Downstream) hatten. Das produzierte Neutron mußte im Zentraldetektor nach Anwendung der Detektorantwort eine sichtbare Energie oberhalb 10 MeV aufweisen und die gleiche *fiducial volume cut* Bedingung erfüllen wie die gemessenen Ereignisse. Der Einfang des thermalisierten Neutrons wurde nicht simuliert, so daß für das sequentielle Ereignis keine Bedingungen verlangt wurden. Die Zeitverteilungen wurden mit Hilfe einer Funktion parametrisiert, die aus einer Gaußfunktion und einer Exponentialfunktion durch stetiges und stetig differenzierbares Aneinandersetzen gewonnen wurde. Unter Variation der Position und Breite der Gaußfunktion und der Abfallkonstanten der Exponentialfunktion wurde sie an die simulierten Zeitverteilungen angepaßt. Beide Parametrisierungen (gestrichelte Linien) und ihre Summe (durchgezogen) sind in Abbildung 9.1a mit eingezeichnet. Dazu wurden nur die relativen Anteile der beiden Verteilungen so lange variiert, bis in einer χ^2 -Minimierung die beste Übereinstimmung im Bereich 0 bis 100 ns gefunden war. Die gemessene Zeitverteilung läßt sich durch die Summe der simulierten Verteilungen exakt beschreiben und legt damit die Quellen des myoninduzierten Neutronenuntergrunds eindeutig fest.

9.1.2 Neutronen aus Myoneinfängen

Die in Abbildung 9.1a gezeigten ΔT_{rel} -Werte der Ereignisse mit einem Shieldtreffer lassen sich dazu nutzen, beide Ereignisklassen, d.h. inelastische Reaktionen und Einfänge, getrennt zu betrachten und mit der Simulation zu vergleichen. Zunächst wurden mit der Bedingung $\Delta T_{\text{rel}} > 60$ ns alle inelastischen Reaktionen eliminiert und die von Myoneinfängen verursachten Ereignisse näher untersucht. Abbildung 9.2 zeigt die Ortsverteilung, die Verteilung der an den Ereignissen beteiligten Shieldzähler und die Verteilung der im Zentraldetektor sichtbaren Energie jeweils im Vergleich mit den simulierten Ereignissen. Dabei wurden die Flächen der simulierten Verteilungen auf die gemessenen normiert. In allen Verteilungen zeigt sich eine hervorragende Übereinstimmung zwischen der Monte-Carlo Simulation und dem Experiment, so daß von einer klaren Identifikation der Myoneinfänge gesprochen werden kann. Die Ortsverteilungen spiegeln dabei den Ursprung der Neutronen wider, die im wesentlichen von Myonen herrühren, die in der inneren passiven Abschirmung gestoppt werden. Besonders die Spaltenverteilung zeigt ein starkes Anwachsen hin zu den Detektorrändern, bei der x-Verteilung ist dies durch den *fiducial volume cut* unterdrückt. Aus der Reihenverteilung wird deutlich, daß die Neutronen bevorzugt von oben in den Detektor eindringen, was durch die erhöhte Myonrate in Shield Top verständlich ist. Die Übereinstimmung der räumlichen Verteilung der Shieldzähler-Treffer zwischen Messung und Simulation deutet auf eine korrekte Simulation der Myonspuren und der räumlichen Verteilung der Stoppporte innerhalb der inneren passiven Abschirmung hin. Das Spektrum der sichtbaren Energien zeigt sowohl in der Simulation wie in der Messung einen expo-

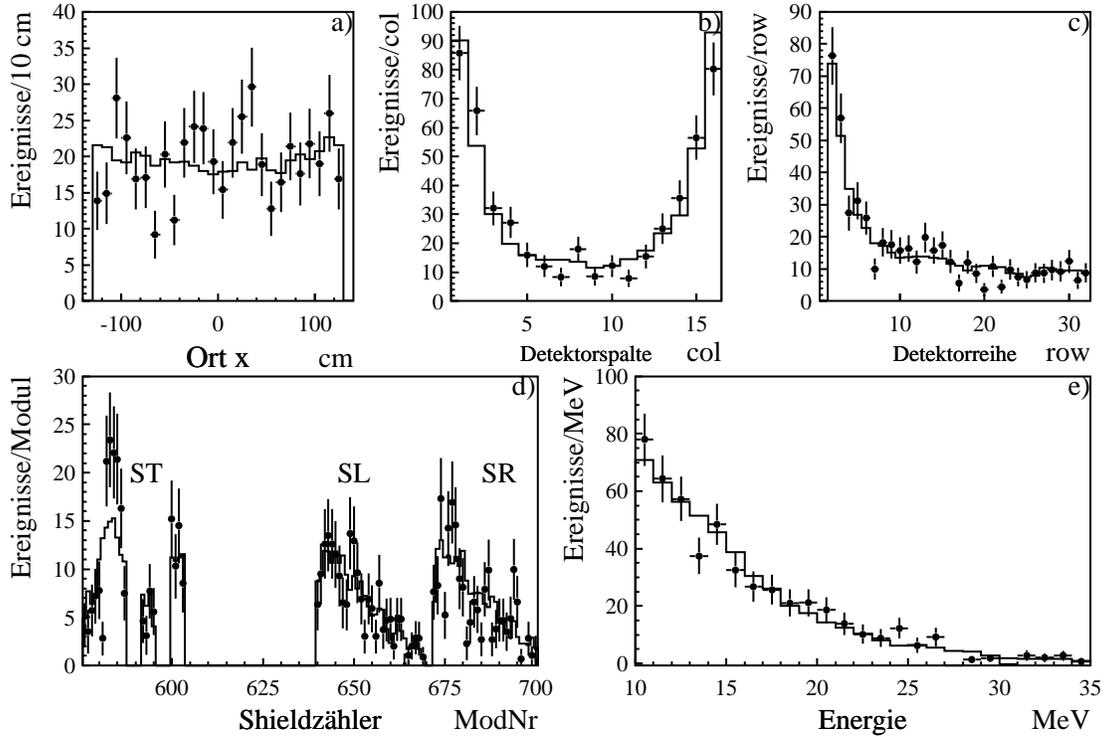


Abbildung 9.2: Gemessene (Punkte mit Fehlerbalken) und simulierte (Histogramme) Orts- (a,b,c), Energieverteilungen (e) und Verteilung der Shieldtreffer (d) identifizierter Myoneinfänge mit $\Delta T_{\text{rel}} > 60$ ns.

nentiellen Abfall, der das für die Simulation verwendete primäre Energiespektrum mit der Abfallkonstanten $E_0 = 7.2$ MeV bestätigt (Gleichung 5.6).

Insgesamt liefert die gute Übereinstimmung aus Simulation und Messung das Vertrauen, aus dem Vergleich der absoluten Raten der Ereignisse die Anzahl der pro Einfang produzierten Neutronen mit Energien oberhalb 10 MeV zu gewinnen. Nach Abzug des zufälligen Untergrunds ergeben sich aus der Messung im von den inelastischen Reaktionen und elektronischen Effekten unbeeinflussten Intervall $60 < \Delta T_{\text{rel}} < 100$ ns $N_{\text{exp}} = 184.9 \pm 14.0$ Ereignisse. Die effektive Meßzeit ergibt sich nach Berücksichtigung der Stackeffizienz von 90.06% und einer Neutronennachweiswahrscheinlichkeit von $(29.0 \pm 1.3)\%$ zu $T_{\text{exp}} = 111.0 \times 10^3$ s. Die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit wurde dabei mit Hilfe von Neutronen aus tief-inelastischen Reaktionen mit Energien oberhalb 60 MeV aus den gleichen Daten gewonnen. Bei diesen hohen Energien trägt der Untergrund durch Bremsstrahlung myoninduzierter Michelelektronen in der inneren passiven Abschirmung nicht mehr bei. Dadurch war eine *single prong* Analyse *ohne* den Nachweis des thermalisierten Neutrons möglich. Bezieht man die Anzahl der Ereignisse mit einer sequentiellen Struktur auf die Gesamtzahl der *single prong* Ereignisse, so erhält man direkt die Nachweiswahrscheinlichkeit für das sequentielle Ereignis. Die so bestimmte Neutronennachweiswahrscheinlichkeit ist geringer als die aus der Reaktion $\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B} + n + \nu_\mu$ bestimmte von 38.6% [Jan95], siehe hierzu Abs. 8.1.

Für die Simulation der Myoneinfänge wurden insgesamt 79.737×10^6 Myonen mit Im-

pulsen zwischen 1 und 100 GeV/c gestartet. Die Myonrate auf der effektiven Startfläche beträgt 42.80 kHz. In der Simulation produzierte *jedes* gestoppte Myonen (egal ob μ^+ oder μ^-) aus Rechenzeitgründen *zehn* isotrop gestartete Neutronen oberhalb 10 MeV. Berücksichtigt man das μ^+/μ^- Verhältnis von 1.28, die Tatsache, daß nur 90.9% der gestoppten μ^- eingefangen werden und eine typische Produktionsrate von 0.1 n pro Einfang oberhalb 10 MeV, so ergibt sich eine effektive simulierte Meßzeit von $T_{MC} = 467.24 \times 10^3$ s. In das Zeitintervall $60 < \Delta T_{rel} < 100$ ns fielen $N_{MC} = 1159$ simulierte Ereignisse, die alle oben aufgeführten Schnitte erfüllten. Daraus ergibt sich eine Produktionsrate von

$$N_n(> 10 \text{ MeV}) = 0.1 \frac{N_{exp}}{N_{MC}} \frac{T_{MC}}{T_{exp}} = 0.0671 \pm 0.0066(\text{stat}) \pm 0.0134(\text{syst})$$

pro Myoneinfang in Eisen. Für die Beurteilung des systematischen Fehlers dieser Größe müssen die Unsicherheiten der absoluten Bestimmung des Myonflusses und der Neutronennachweiswahrscheinlichkeit berücksichtigt werden. Hierzu trägt die unterschiedliche Ortsverteilung der Neutronen aus Myoneinfängen und der aus inelastischen Reaktionen, die zur Bestimmung der Neutronennachweiswahrscheinlichkeit verwendet werden, im Zentraldetektor bei. Die äußeren Reihen und Spalten des Zentraldetektors enthalten kein Gadoliniumpapier in der Segmentierung, so daß die Neutronennachweiswahrscheinlichkeit leicht ortsabhängig ist. Insgesamt wird der systematische Fehler mit 20% abgeschätzt. Dieser Fehler trägt jedoch für die Simulation der Situation nach dem Upgrade nicht bei, da hierfür nur relative Raten verwendet werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit für Eisen gemessene Neutronenmultiplizität oberhalb 10 MeV Primärenergie ist verträglich mit den in [Sun68] gemessenen Werten für Neutronenenergien oberhalb 11.5 MeV: $N_n(\text{Si}) = 0.138 \pm 0.025$, $N_n(\text{S}) = 0.122 \pm 0.022$ und $N_n(\text{Ca}) = 0.104 \pm 0.019$. Die hier vorgestellte Messung bestätigt damit den Trend einer mit der Nukleonenzahl der Kerne abnehmenden Multiplizität der Neutronen mit hohen Energien, ein Effekt, der durch die Zunahme der Neutronenevaporation bei schwereren Kernen verursacht wird.

9.1.3 Neutronen aus inelastischen Reaktionen

Ähnlich wie die Neutronen aus Myoneinfängen lassen sich auch die durch ihre Shieldtreffer und ΔT_{rel} Zeiten eindeutig identifizierten inelastischen Reaktionen analysieren und mit den entsprechenden Simulationen vergleichen. Dazu wurde zunächst über die parametrisierte Zeitverteilung der ΔT_{rel} -Werte der Myoneinfänge der Anteil von Neutronen aus Myoneinfängen im Zeitfenster $-10 < \Delta T_{rel} < 40$ ns zu 165.8 Ereignissen bestimmt. Durch diese Normierung lassen sich die Verteilungen der Myoneinfänge von den Verteilungen der inelastischen Reaktionen im oben genannten Zeitfenster abziehen. Das Ergebnis dieser Analyse ist in Abbildung 9.3 dargestellt, die gezeigten simulierten Verteilungen wurden dabei wiederum auf die gemessenen Ereigniszahlen normiert. Auch hier zeigt sich in den Ortsverteilungen eine hervorragende Übereinstimmung mit der entsprechenden Simulation der inelastischen Reaktionen. Bemerkenswert ist hier vor allem die detaillierte Beschreibung der Verteilung des energiegewichteten Schwerpunkts der prompten Ereignisse über der Zentraldetektorreihe (9.3c). Während der Abfall von oben nach unten aufgrund des Myonflusses zu erwarten ist, ergibt sich der Anstieg am Boden des Detektors aus der Produktion von Neutronen im Betonfundament bzw. dem Kalkboden unterhalb des Detektors. Die Myonen treffen dabei die unteren Shieldzähler, produzieren die Neutronen aber erst

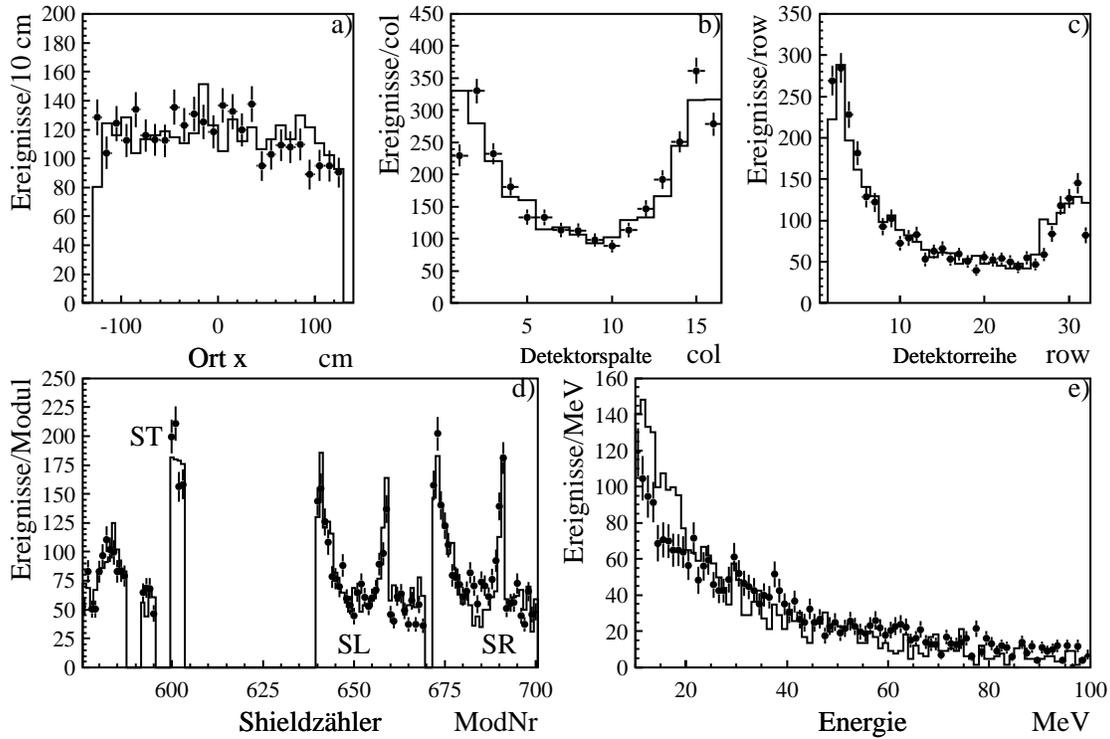


Abbildung 9.3: Gemessene (Punkte mit Fehlerbalken) und simulierte (Histogramme) Orts- (a,b,c), Energieverteilungen (e) und Verteilung der Shieldtreffer (d) identifizierter inelastischer Myonreaktionen mit $-10 < \Delta T_{\text{rel}} < 40 \text{ ns}$. Die aus dem Anteil der Myoneinfänge in diesem Zeitfenster erwarteten Ereignisse wurden mit ihren für $\Delta T_{\text{rel}} > 60 \text{ ns}$ gemessenen Verteilungen abgezogen.

in der vergleichsweise großen Materialmenge unterhalb der passiven Abschirmung. Diese Neutronen dringen dann von unten in den Detektor ein. Daß sehr viele Produktionsorte von Neutronen aus inelastischen Reaktionen außerhalb der inneren passiven Abschirmung von durchgehenden Myonen produziert werden, zeigt sich auch in Abbildung 9.3d. Die überhöhte Zählrate der Module 600–603 des Shield Top, 640–643 und 657–658 des Shield Left bzw. 672–675 und 689–691 des Shield Right wird durch die Randlage dieser Module verursacht. Myonen fliegen durch die Ecken der inneren passiven Abschirmung, aktivieren die an den Rändern der Shieldseiten gelegenen Module und produzieren die Neutronen entweder im Eisen des Bunkers vor dem Eintritt in den Innenraum oder nach dem Austritt in der im Vergleich zum inneren passiven Shield sehr viel größeren Materialmenge. Außerdem macht sich der mit der Myonenenergie ansteigende Wirkungsquerschnitt der inelastischen Reaktionen bemerkbar, der die Neutronproduktion durch hochenergetische und damit durchgehende Myonen bevorzugt. Das Energiespektrum zeigt oberhalb 20 MeV eine sehr gute Übereinstimmung mit der Simulation, unterhalb 20 MeV überschätzt die Simulation die Ereignisrate. Dies ist am ehesten auf eine Überschätzung von niedrigen Neutronenenergien bei der Simulation der Spallationsreaktionen der Eisenkerne zurückzuführen.

Die absolute Rate der über Shieldtreffer identifizierten inelastischen Reaktionen ergibt

sich aus der für $-10 < \Delta T_{\text{rel}} < 40$ ns nach Abzug des zufälligen Untergrunds und der Myoneinfangreaktionen gemessenen Anzahl $N_{\text{exp}} = 2736.3 \pm 55.4$ von Ereignissen und der bereits im vorigen Abschnitt diskutierten effektiven Meßzeit $T_{\text{exp}} = 111.0 \times 10^3$ s zu $R_{\text{exp}} = (24.6 \pm 0.5)$ mHz. Die effektive simulierte Meßzeit ergibt sich aus der Zahl der gestarteten Myonen 100×10^6 , der Startrate der Myonen im Impulsbereich $6 < p_{\mu} < 100$ GeV/c von 21.23 kHz unter Berücksichtigung einer 40-fachen Überhöhung des Wirkungsquerschnitts der inelastischen Reaktionen zu $T_{\text{MC}} = 188.4 \times 10^3$ s. Der Impulsbereich der gestarteten Myonen wurde auf Impulse oberhalb 6 GeV/c eingeschränkt, da Myonen mit kleineren Impulsen aufgrund des niedrigen Wirkungsquerschnitts praktisch keine inelastischen Reaktionen auslösen. Die 40-fache Überhöhung des Wirkungsquerschnitts war aus Rechenzeitgründen notwendig, da sonst zu viele Myonen durch die gesamte Abschirmungs- und Detektorgeometrie hätten verfolgt werden müssen. Der Einfluß dieser Maßnahme auf den Myonfluß in der Umgebung des Detektors ist gering, wie sich zumindest a posteriori aus dem Vergleich der simulierten Ortsverteilungen mit den gemessenen ergibt. Dennoch verursacht die künstliche Vervielfachung des Wirkungsquerschnitts eine systematische Unterschätzung des Myonflusses in der Umgebung des Zentraldetektors um etwa 14%. Die aus der Simulation gewonnene Rate beträgt mit einer Zahl $N_{\text{MC}} = 1979$ simulierter Ereignisse $R_{\text{MC}} = 10.0 \pm 0.2$ mHz und liegt damit etwa einen Faktor 2.5 unter der gemessenen Rate. Beachtet man allerdings die Überschätzung des Energiespektrums unterhalb 20 MeV, den systematisch zu geringen Myonfluß durch die Überhöhung des Wirkungsquerschnitts, die Unsicherheiten bei der Bestimmung der absoluten Myonrate und die Komplexität der Simulation, die durch eine sehr selektive Auswahl der Myonspuren bedingt ist, so ist die Übereinstimmung dennoch als gut zu bezeichnen. Hier sei auch auf die Vermessung der inelastischen Reaktionen mit Hilfe des nach dem Upgrade verfügbaren Veto-Zählersystems in Abschnitt 9.2.1 verwiesen.

9.1.4 Neutraler Untergrund

Nach der Identifizierung der inelastischen Myonreaktionen und der Myoneinfänge als Produktionsmechanismen für Neutronen liegt es nahe, mit den aus den oben angeführten Messungen gewonnen Normierungen der Simulationen die Rate des neutralen Untergrunds 'vorauszusagen' und mit der Messung zu vergleichen. Als neutraler Untergrund werden dabei Ereignisse bezeichnet, die *keinen* Shieldtreffer hatten, also die normalen Bedingungen zur Suche nach Oszillationen erfüllen. Für die Analyse wurden wiederum die während der Spezialmessung im August 1995 aufgenommenen Daten herangezogen. Von entscheidender Wichtigkeit für die Durchführung des KARMEN-Upgrades war dabei die Beantwortung der Frage, ob es im neutralen Untergrund einen Hinweis auf einen *nicht* myoninduzierten Anteil gibt, der durch den KARMEN-Upgrade nicht reduziert worden wäre.

Abbildung 9.4 zeigt den Vergleich der gemessenen Orts- und Energieverteilungen der prompten Ereignisse des neutralen Untergrunds mit der Voraussage der Simulation. Die absolute Normierung wurde dabei über den oben vorgestellten Vergleich der Simulationen mit den *identifizierten* Myoneinfängen bzw. inelastischen Reaktionen gewonnen und für die simulierten *neutralen* Ereignisse in beiden Kanälen übernommen. Die simulierten Verteilungen in Abbildung 9.4 sind eine Summe aus den simulierten Verteilungen der Myoneinfänge und der inelastischen Reaktionen, wobei letztere jedoch stark dominieren. Die Verteilungen der Myoneinfänge sind als gestrichelte Histogramme mit eingezeichnet. Das Energiespektrum der simulierten Ereignisse (9.4a) liegt unterhalb etwa 20 MeV sehr deut-

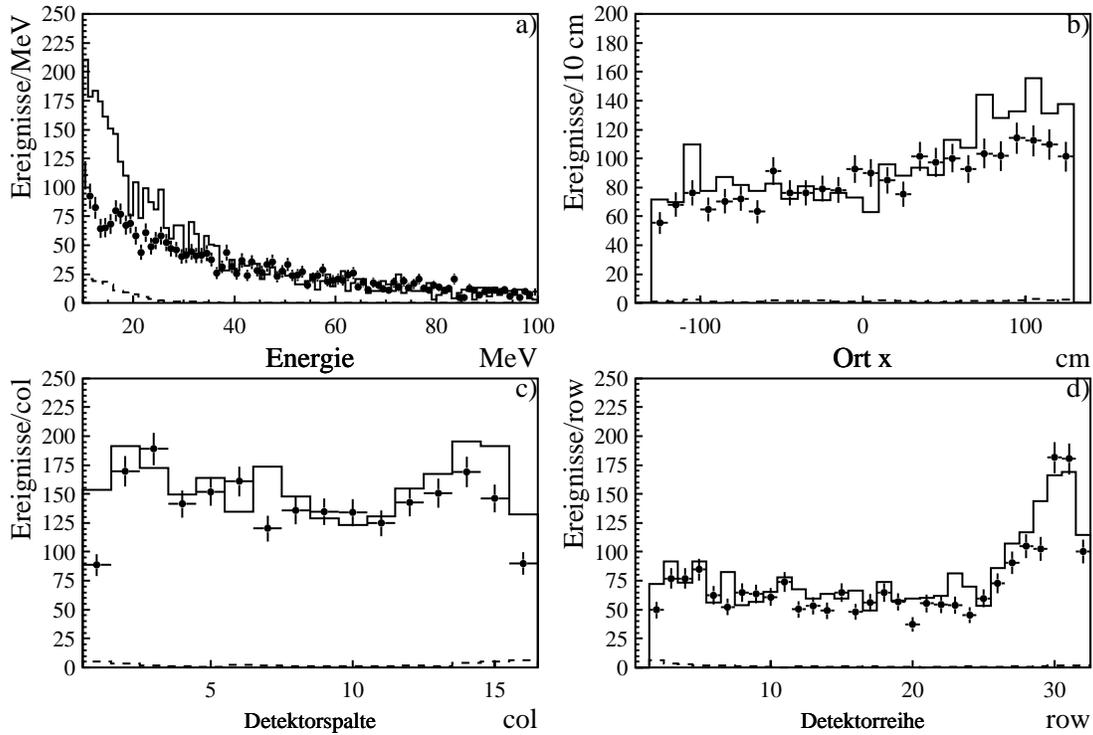


Abbildung 9.4: Gemessene (Punkte mit Fehlerbalken) und simulierte (Histogramme) Energie- (a) und Ortsverteilungen (b,c,d) des neutralen Untergrunds. Gestrichelt eingezeichnet ist der Anteil der Myoneinfänge an den simulierten Verteilungen. Die Ortsverteilungen gelten für Ereignisse mit Energien oberhalb 20 MeV.

lich oberhalb der gemessenen Rate. Verursacht wird dies durch das zu niederenergetische Spektrum der inelastischen Reaktionen. Eine Überschätzung der Myoneinfänge scheidet aufgrund ihres geringen Anteils am neutralen Untergrund als Ursache aus. Die Ortsverteilungen werden aufgrund dieser Diskrepanz nur für den Energieschnitt $20 < E < 100$ MeV dargestellt. Auch hier ist die absolute Normierung eine echte Vorhersage der Simulation. Die Ortsverteilung für Ereignisse zwischen 10 und 100 MeV zeigt hauptsächlich in der Downstream-Hälfte des Detektors einen Überschuß der simulierten Ereignisse. Ein Anstieg der neutralen Ereignisse an der Downstream-Seite läßt sich durch den erhöhten Raumwinkel für eindringende Neutronen aus dem Bunkerinneren verglichen mit den anderen Detektorseiten erklären. Die Downstream-Seite 'sieht' eine sehr viel größere Fläche Eisen, in dem Neutronen produziert werden. Dieser Effekt hängt allerdings subtil vom Myonfluß im gesamten Bunker und auch von den Emissionswinkeln der Neutronen relativ zur Myonrichtung ab. Die Simulation überschätzt diesen Effekt besonders bei niedrigen Energien. Gerade Neutronen mit niedrigen Energien werden auch unter großen Winkeln relativ zur ursprünglichen Myonrichtung emittiert, damit erklärt sich auch die Korrelation zur Energieverteilung.

Die Übereinstimmung oberhalb 20 MeV, d.h. in dem für die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen wichtigen Bereich, ist sehr gut. Insbesondere gibt es keinen Hinweis auf eine zusätzliche Untergrundquelle, da die Simulation den neutralen Untergrund tendenziell eher leicht

überschätzt. Damit ließ sich aus dieser Analyse die für den KARMEN–Upgrade außerordentlich wichtige Aussage ableiten, daß es keinen Hinweis auf einen nicht myoninduzierten Untergrund im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationskanal gibt. Vom KARMEN–Upgrade war demnach eine deutliche Reduktion dieses Untergrunds zu erwarten und die Simulationen der beiden identifizierten Untergrundkanäle konnten zur präzisen Vorhersage der Reduktion und zur Optimierung des Vetozählersystems benutzt werden.

9.2 Untergrundsituation nach dem Upgrade

Im diesem Abschnitt wird die Untergrundsituation mit den zwischen Februar und September 1997 nach der Durchführung des KARMEN–Upgrades aufgenommenen Daten analysiert und insbesondere mit den Monte–Carlo Simulationen verglichen. Dazu wurde in den Simulationen die aktuelle Geometrie der Abschirmung und der installierten Vetozähler berücksichtigt. Das Ziel dieser Analyse ist neben dem Verständnis des durch den Veto *verworfenen* Untergrunds vor allem auch die Identifikation des nach dem Anwenden aller Reduktionsschritte *verbleibenden* Untergrunds. Dabei wurde überprüft, ob die durch die Simulation vorausgesagten Unterdrückungsfaktoren tatsächlich erreicht wurden und ob es einen Hinweis auf eine zusätzliche Untergrundquelle außer den bereits beschriebenen gibt.

9.2.1 Identifikation der inelastischen Myonreaktionen

Durch die neu installierten Vetozähler steht ein ausgezeichnetes Instrument zur Vermessung der inelastischen Myonreaktionen zur Verfügung. Analog zu der im August 1995 durchgeführten Spezialmessung mit den Shieldzählern dienen jetzt die Vetozähler zur Identifizierung von Myonen und der Zentraldetektor wiederum zum Nachweis der nachfolgenden Neutronensequenz. Die neuen Vetomodule umschließen ein sehr viel größeres Eisenvolumen als die Shieldzähler und erlauben somit eine Messung mit höherer Statistik und gleichzeitig größerer Präzision, da die Auswahl der Myonspuren nicht so eingeschränkt ist wie im Falle der Spezialmessung.

Für die Messung der inelastischen Myonreaktionen wurden die gleichen Reduktionsschnitte wie in Abschnitt 7.2.2 angewendet, d.h. es wurde eine Stack– und SMU–Reduktion für das prompte Ereignis durchgeführt und in enger räumlicher und zeitlicher Korrelation nach einem sequentiellen Ereignis gesucht. Dabei wurde jedoch für die Ereignisse gefordert, daß sie über mindestens einen Vetotreffer verfügen. Die gefundenen Ereignisse verfügen über eine typische sequentielle Neutronensignatur. Der zufällige Untergrund wurde nach der in Anhang A beschriebenen Methode bestimmt und von allen dargestellten Verteilungen abgezogen. Um den Untergrund durch direkt eindringende Myonen, die über die Reaktion $\mu^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B} + \text{n} + \nu_\mu$ wahre Neutronensequenzen oder aber zufälligen Untergrund erzeugen können, weiter zu reduzieren, wurden die in Abschnitt 9.1 vorgestellten Bedingungen an den Ort des prompten Ereignisses im Zentraldetektor gestellt. Es wurden daher alle Ereignisse verworfen, deren energiegewichteter Schwerpunkt oder mindestens ein beteiligtes Modul mit einer Energie von mehr als 3 MeV außerhalb des Fiducial Volumes

$$|x| < 130 \text{ cm} \quad 0.5 < \text{col} < 16.5 \quad 1.5 < \text{row} < 32.5$$

lag. Für die Simulation wurden an die Ereignisse die gleichen Bedingungen gestellt, d.h. von der Myonspur wurde verlangt, daß das Vetosystem angesprochen hat, jedoch weder Shieldzähler, Antizähler noch Zentraldetektormodule aktiviert wurden. Das Neutron

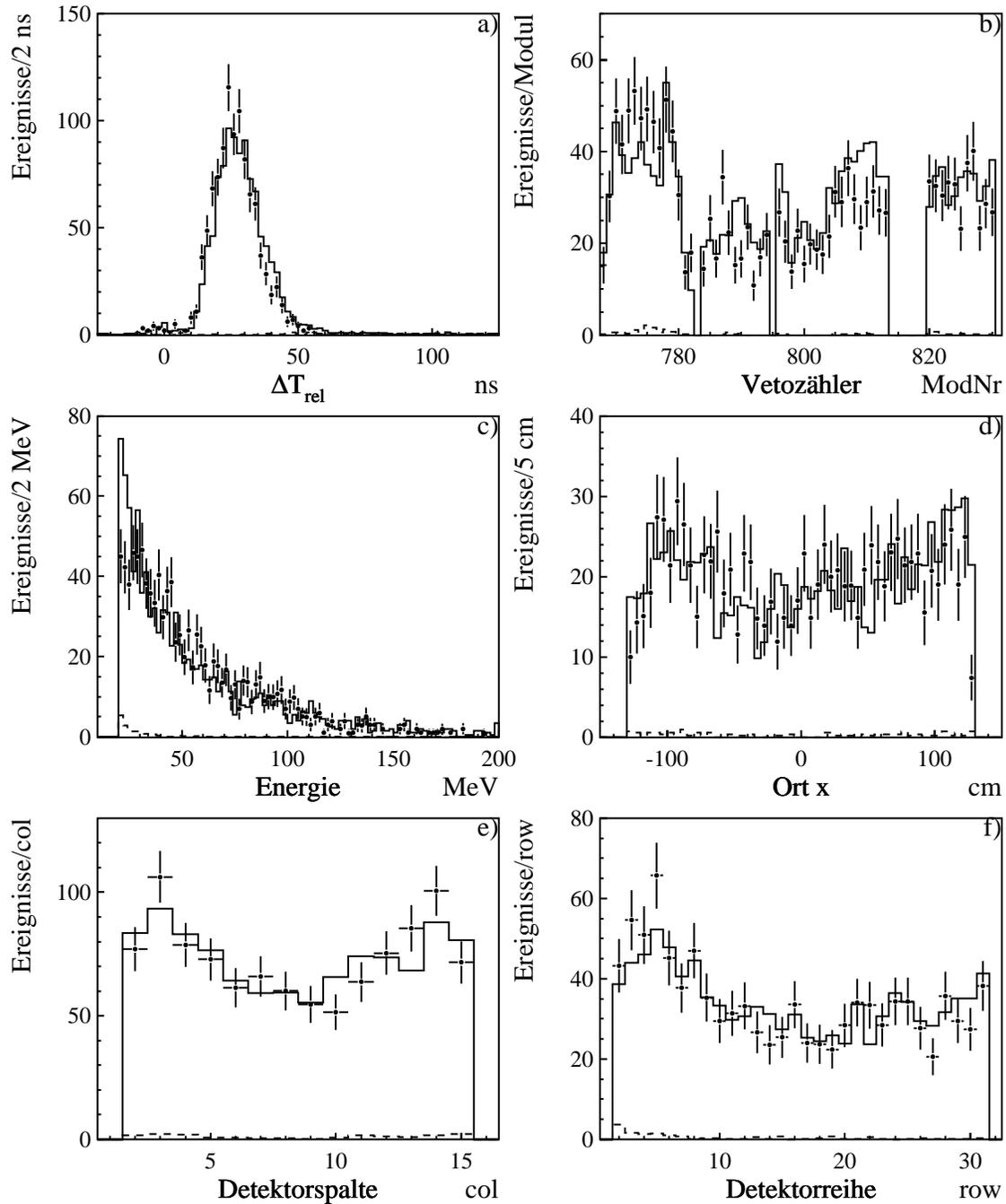


Abbildung 9.5: ΔT_{rel} - (a), Vetozähler- (b), Energie- (c) und Ortsverteilungen (d,e,f) der mit dem Veto identifizierten myoninduzierten Neutronenereignisse im Energiebereich 20–200 MeV. Gemessene (Punkte mit Fehlerbalken) im Vergleich mit simulierten (Histogramme) Verteilungen, der simulierte Anteil von Neutronen aus Myoneinfängen ist gestrichelt mit eingezeichnet.

mußte im Zentraldetektor nachgewiesen werden und dieselbe Fiducial–Volume–Bedingung erfüllen. Auf eine Simulation der Neutronennachweisreaktion wurde verzichtet.

Abbildung 9.5a zeigt die Verteilung der ΔT_{rel} -Werte zwischen dem jeweils zeitlich ersten Zentraldetektormodul und dem ersten Veto­zähler für Ereignisse mit prompten Energien zwischen 20 und 200 MeV im Vergleich mit der Simulation. Die Anzahl der simulierten Ereignisse wurde auf die Zahl der gemessenen Ereignisse normiert. Mit eingezeichnet ist auch der kleine Anteil myoninduzierter Neutronenereignisse aus den Myoneinfängen gestoppter μ^- (gestricheltes Histogramm). Durch den unteren Energieschnitt von 20 MeV spielen diese Ereignisse praktisch keine Rolle. Darüber hinaus finden die meisten Myoneinfänge, die zu nachweisbaren Neutronen im Zentraldetektor führen, in der inneren passiven Abschirmung statt. Diese wird im Gegensatz zur 1995er Spezialmessung von den nun in Antikoinzidenz betriebenen Shieldzählern effektiv abgeschirmt. Für die Normierung der Myoneinfang–Simulation wurde die in Abschnitt 9.1.2 bestimmte Neutronenmultiplizität oberhalb 10 MeV pro Myoneinfang von $N_n(> 10 \text{ MeV}) = 0.0671$ benutzt.

Die gute Übereinstimmung der gemessenen und simulierten ΔT_{rel} Verteilungen, die ja die Flugzeiten der Myonen und Neutronen widerspiegeln, und speziell auch die Verteilungen der Veto­zählertreffer über der Modulnummer (9.5b) weisen auf eine korrekte Beschreibung der Neutronenproduktionsorte und Myonverteilungen in der Simulation hin. Diese Aussage wird weiter gestützt durch die korrekte Voraussage der Ortsverteilungen innerhalb des Zentraldetektors (9.5d,e,f). In den äußersten Spalten des Detektors (9.5e) überschätzt die Simulation die Messung. Diese Abweichung liegt in der nicht berücksichtigten räumlichen Abhängigkeit der Neutronennachweiswahrscheinlichkeit und in einer nicht ganz korrekten Beschreibung der Lichtüberkopplung (Leakage) in die inneren Antizähler begründet. Die Plexiglasplatten der äußersten Spalten und Reihen des Zentraldetektors enthalten kein Gadoliniumpapier. Größere Abweichungen gibt es auch im Energiespektrum (9.5c) unterhalb etwa 25 MeV. Hier zeigt sich wieder das zu niederenergetische Energiespektrum der Neutronen aus der Simulation der Spallationen der Eisenkerne. Insgesamt ist die Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment hervorragend, so daß die Untergrundquelle inelastische Reaktionen als eindeutig identifiziert gelten kann.

Die absolute Rate der identifizierten inelastischen Reaktionen ergibt sich für das Experiment aus der effektiven Meßzeit nach Berücksichtigung aller Nachweiswahrscheinlichkeiten (Stack- und SMU-Reduktion, $(40.6 \pm 1.5)\%$ Neutronennachweiswahrscheinlichkeit, diese wurde wie in Abs. 9.1.2 aus einer *single prong* Analyse bestimmt) zu $R_{\text{exp}} = 5.92 \pm 0.19 \text{ mHz}$. Diese Rate basiert auf Werten von $T_{\text{exp}} = 171.4 \times 10^3 \text{ s}$ und der nach Abzug des zufälligen Untergrunds (18.6 ± 1.4 Ereignisse) und der erwarteten Myoneinfangreaktionen (6.0 ± 1.3) verbleibenden gemessenen Ereignisse mit $\Delta T_{\text{rel}} < 60 \text{ ns}$ von $N_{\text{exp}} = 1015.4 \pm 32.3$. Wie in Abschnitt 9.1.3 ergibt sich die effektive, simulierte Meßzeit aus der Anzahl der gestarteten Myonen (300×10^6), der Startrate von 21.23 kHz (Myonimpulse zwischen 6 und 100 GeV/c) und der 40-fachen Überhöhung des Wirkungsquerschnitts zu $T_{\text{MC}} = 566 \times 10^3 \text{ s}$. Aus der Anzahl der simulierten Ereignisse $N_{\text{MC}} = 2031$ mit $\Delta T_{\text{rel}} < 60 \text{ ns}$ ergibt sich damit eine simulierte Rate von $R_{\text{MC}} = 3.59 \pm 0.08 \text{ mHz}$. Damit übertrifft die gemessene Rate die aus der Simulation erwartete Rate um $(64.9 \pm 6.4)\%$. Angesichts der Komplexität der Simulation, in die unter anderem die Unsicherheiten bei der Simulation der Spaltungsreaktion sowohl bezüglich des Energiespektrums als auch der Winkelabhängigkeit der Neutronenemission eingehen, ist die Übereinstimmung als sehr gut zu bezeichnen. Der bereits in Abschnitt 9.1.3 sichtbare Trend einer Unterschätzung der

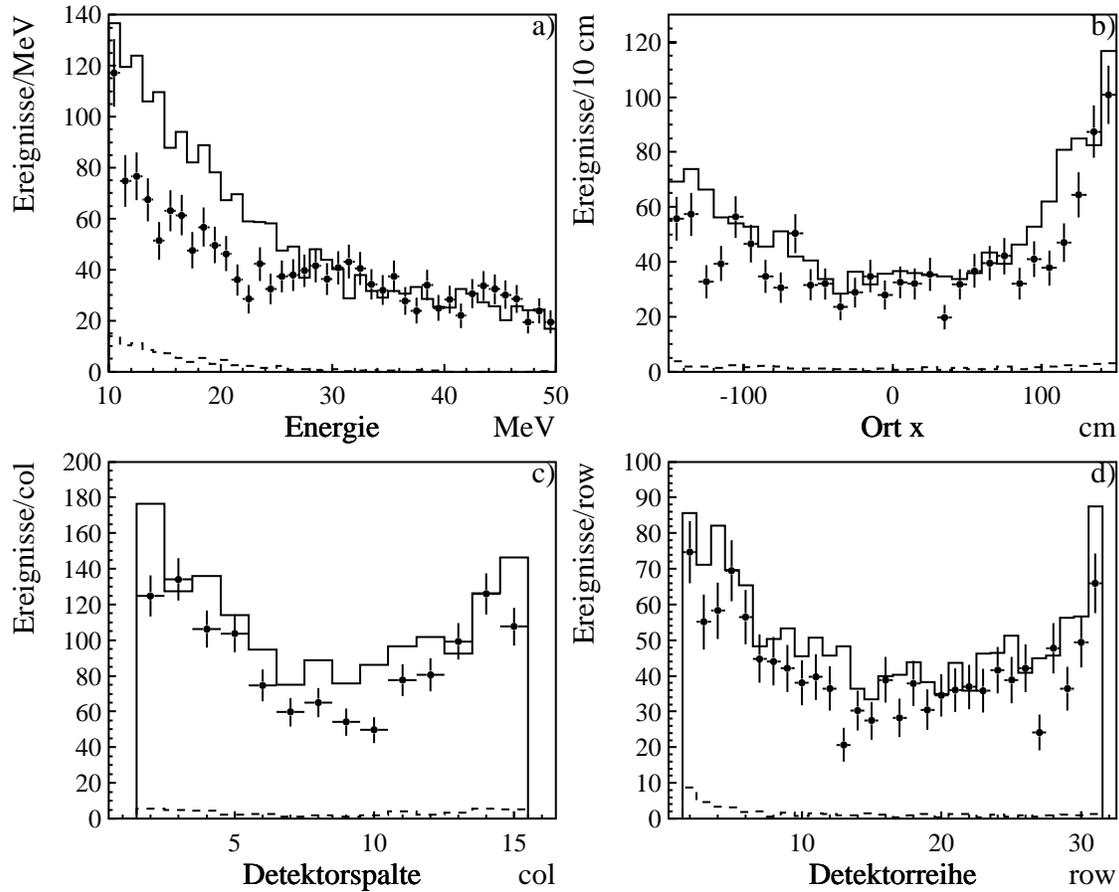


Abbildung 9.6: Gemessene (Punkte mit Fehlerbalken) und simulierte (Histogramme) Energie- (a) und Ortsverteilungen (b,c,d) des neutralen Untergrunds, Ereignisse mit Veto Treffern wurden *nicht* verworfen. Gestrichelt eingezeichnet ist der erwartete Anteil der Myoneinfangereignisse. Die Ortsverteilungen gelten für Ereignisse mit Energien von 15 bis 50 MeV.

Rate der inelastischen Reaktionen in der Simulation wird bestätigt, fällt jedoch deutlich geringer aus. Die Ursache dafür liegt in einer unterschiedlichen Gewichtung der primären Neutronenenergien durch die verschiedenen Meßprinzipien. Tendenziell sind die Produktionsorte der Neutronen in der Spezialmessung durch deutlich weniger Eisen vom Zentraldetektor abgeschirmt als die Reaktionsorte der durch die Veto zähler getriggerten Myonen. Dies führt zu einer geringeren Gewichtung der mit niedriger Energie und unter großen Winkeln relativ zum Myon emittierten Neutronen.

9.2.2 Neutraler und verbleibender Untergrund

Entscheidend für das Verständnis des nach dem Upgrade verbleibenden Untergrunds ist, ob der von der Simulation vorhergesagte Reduktionsfaktor mit der gemessenen Reduktion unter Verwendung der Veto information übereinstimmt. Zunächst wurde jedoch der nach einer Stackreduktion auf alte und VetoOnly Stack einträge im Standard Fiducial Volume (ein

Ereignis wird verworfen, wenn der energiegewichtete Schwerpunkt des prompten Ereignisses in einer äußersten Reihe oder Spalte des Zentraldetektors oder außerhalb von ± 150 cm liegt) für die Oszillationsauswertung relevante *neutrale* Untergrund analysiert. Ereignisse, die über einen Vetotreffer verfügen, wurden daher vorläufig akzeptiert. Der zufällige Untergrund wurde bestimmt und abgezogen, im Gegensatz zu einer Oszillationsauswertung wurden Mehrfachsequenzen akzeptiert. Das Resultat dieser Analyse ist in Abbildung 9.6 dargestellt. Die zum Vergleich eingezeichneten simulierten Verteilungen sind eine Summe aus den vorhergesagten Ereignissen aus Myoneinfängen und inelastischen Reaktionen. Die Simulationen wurden nicht auf die gemessenen Verteilungen normiert, sondern stellen eine echte, aus dem Vergleich mit den gemessenen, identifizierten Reaktionen gewonnene Vorhersage über die absolute Rate dar. Für die Bestimmung des Anteils der Myoneinfangreaktionen (gestrichelte Histogramme) wurde dabei berücksichtigt, daß die Stackreduktion bereits alle Ereignisse mit einer zeitlichen Differenz von mehr als 100 ns zwischen dem Vetotreffer des Myons und dem Eindringen des Neutrons in den Zentraldetektor verwirft.

Das Energiespektrum (9.6a) der neutralen Ereignisse zeigt unterhalb 20 MeV deutliche Abweichungen. Wieder überschätzt die Simulation die niederenergetischen Ereignisse. Um diesen Effekt zu unterdrücken, wurden für die Ortsverteilungen (9.6b,c,d) nur Ereignisse mit Energien zwischen 15 und 50 MeV betrachtet. Dies ist auch der Energiebereich, der für die Oszillationsauswertung besonders interessant ist, da unterhalb 15 MeV die Untergrundsituation durch die myoninduzierten ^{12}B Zerfälle dominiert ist. Alle Ortsverteilungen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment, auch wichtige Details, wie der Anstieg des Untergrunds am Downstream Ende des Detektors, werden korrekt beschrieben. Dieser wird durch die 'asymmetrische' Lage des Zentraldetektors im Bunker verursacht, denn downstream vom Detektor befindet sich eine größere Menge Eisen als upstream. Damit werden dort auch mehr Neutronen produziert, die in den Zentraldetektor eindringen.

Werden alle Ereignisse mit Vetotreffer sowohl im Experiment wie in der Simulation verworfen, so ergeben sich die in Abbildung 9.7 dargestellten Verteilungen. Diese stellen bis auf das mögliche Verwerfen von Mehrfachsequenzen den irreduziblen, kosmischen Untergrund für die Suche nach Neutrino-Oszillationen im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanal dar. Insgesamt wurden 63.4 ± 8.3 Ereignisse gemessen, 51.7 ± 5.0 inelastische Reaktionen und 1.8 ± 0.6 Neutronen aus Myoneinfängen erwartet. Damit liegt die gemessene Zahl von Ereignissen mit $(18.4 \pm 19.1)\%$ statistisch nicht signifikant über der aus der Simulation erwarteten Zahl. Energie- und Ortsverteilungen stimmen im Rahmen der sowohl bei der Messung als auch bei der Simulation großen statistischen Fehler (insgesamt erfüllten nur 105 simulierte Ereignisse alle Bedingungen zum verbleibenden Untergrund) sehr gut überein. Die Abweichung in den Detektorspalten 12–15 ist eine statistische Fluktuation des Experiments nach oben und gleichzeitig der Simulation nach unten. Aufgrund der Detektorgeometrie ist hier in beiden Fällen eine zur Detektormitte symmetrische Verteilung zu erwarten. Der deutliche Anstieg der Untergrundrate am Boden des Detektors wird von der Simulation sehr gut beschrieben, die Ursache hierfür soll im folgenden näher erläutert werden.

In der Simulation sind für jedes im Zentraldetektor nachgewiesene Neutron auch die Produktionsorte, d.h. der Ort der jeweiligen Spallationsreaktion bekannt. Abbildung 9.8 illustriert anhand der räumlichen Verteilung der Produktionsorte im Bunker die Wirkungsweise der Untergrundreduktion durch den Upgrade und gleichzeitig den Ursprung für die im unteren Detektorbereich ansteigende Untergrundrate. Die Abbildungen 9.8a,b zeigen

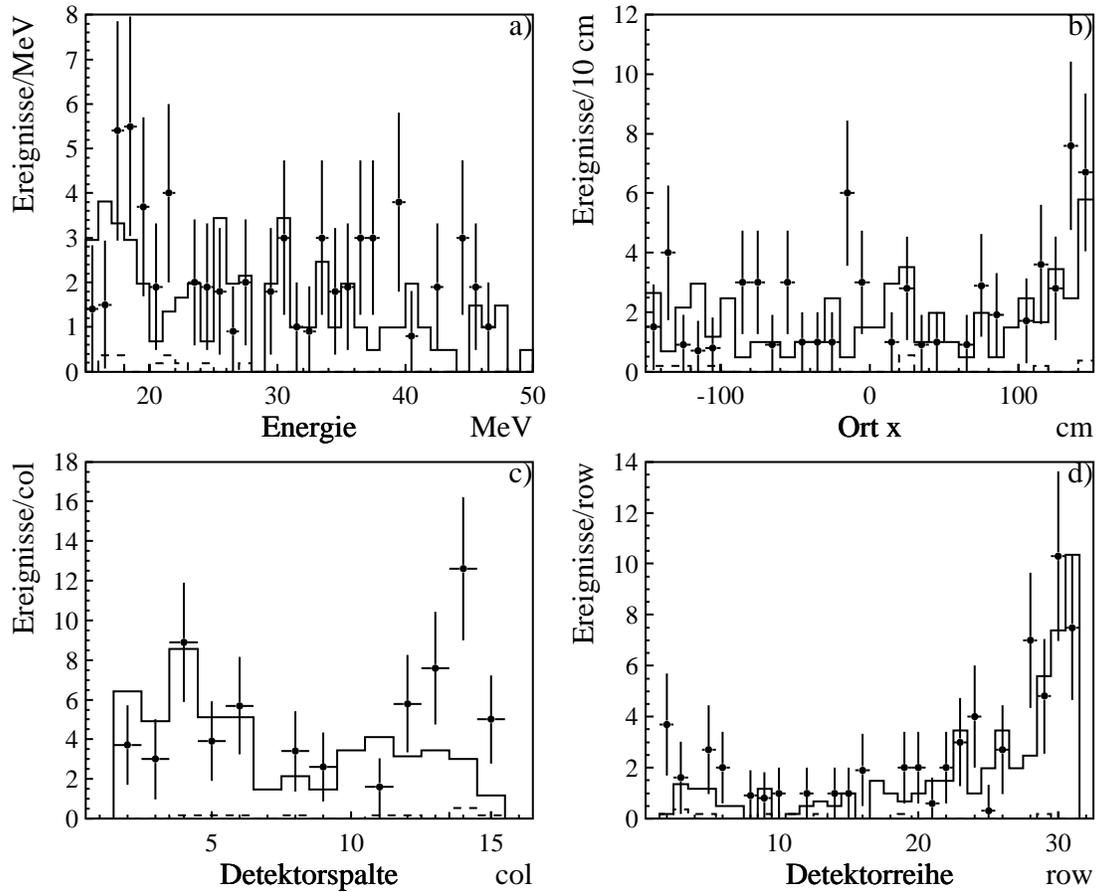


Abbildung 9.7: Gemessene (Punkte mit Fehlerbalken) und simulierte (Histogramme) Energie- (a) und Ortsverteilungen (b,c,d) des nach voller Ausnutzung der Vetoinformation verbleibenden Untergrunds. Gestrichelt eingezeichnet ist der erwartete Anteil der Myoneneinfangereignisse.

die Verteilung der Neutron-Produktionsorte *neutraler* Ereignisse aus inelastischen Myonreaktionen, die im Zentraldetektor mehr als 10 MeV sichtbare Energie deponierten. Die zu diesen Ereignissen gehörenden Myonen durften vom Veto, aber von keinem anderen Detektorteil registriert werden. Beide Ansichten der in der Simulation verwendeten Geometriebeschreibung der Abschirmung und des Zentraldetektors zeigen eine Konzentration der Produktionsorte in der näheren Umgebung des Detektors, da weiter außen produzierte Neutronen durch das Eisen abgeschirmt werden. Die Abbildung enthält aus Gründen der Übersichtlichkeit nur etwa ein Zehntel der simulierten Ereignisse. Die Abbildungen 9.8c,d zeigen dagegen die Verteilung der Produktionsorte des *verbleibenden* Untergrunds, d.h. Ereignisse mit Vetotreffern wurden verworfen. Durch die Vetoähler wird die Anzahl der nicht registrierten Myonen in der Nähe des Zentraldetektors und damit auch die Anzahl der Neutronen-Produktionsorte stark unterdrückt. Es zeigt sich, daß die meisten Produktionsorte von Neutronen, die dennoch in den Zentraldetektor gelangen, im Beton *unterhalb* des Detektors produziert werden. Die zugehörigen Myonen fallen so flach ein, daß die Myonspuren von den Vetoählern nicht mehr registriert werden. Die gute Übereinstimmung der

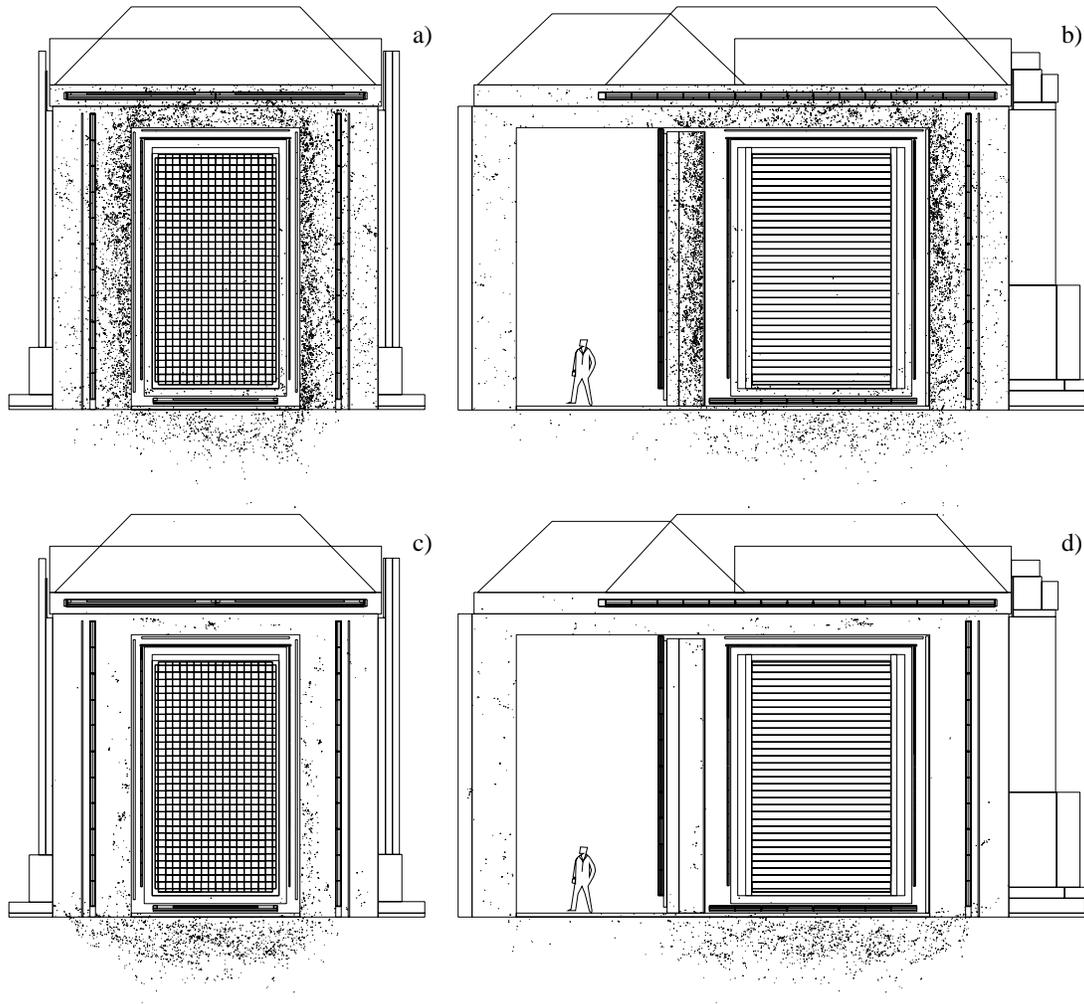


Abbildung 9.8: Schnitt quer zur Neutrinoflugrichtung (Blick aus Richtung Target, a und c) und entlang der Flugrichtung (Target liegt rechts, b und d) durch die in GEANT 3.21 definierte Detektor- und Abschirmungsgeometrie. Simulierte Produktionsorte von Neutronen aus inelastischen Myonreaktionen, die zu neutralem (a,b) bzw. verbleibendem (c,d) Untergrund oberhalb 10 MeV führen. (a,b) zeigen nur ein Zehntel der simulierten Ereignisse.

simulierten Reihenverteilung des verbleibenden Untergrunds im Zentraldetektor mit der Messung konnte erst erreicht werden, als mit dem im Abschnitt 5.1 vorgestellten Modell der Myonproduktion in der Atmosphäre eine zuverlässige Vorhersage auch solch extrem flacher Myonspuren möglich war.

Zur Verringerung der zur Simulation notwendigen Rechenzeit, des Speicherplatzes für die Zwischenspeicherung der Neutronenproduktionsorte und der systematischen Verringerung des Myonflusses durch die 40-fache Erhöhung des Wirkungsquerschnitts, wurden im Dach des Bunkers keine Spallationsreaktionen simuliert, was in Abbildung 9.8 deutlich sichtbar ist. A posteriori ist diese Vereinfachung durch die hervorragende Reprodukti-

on der Ortsverteilungen des verbleibenden Untergrunds gerechtfertigt. Dennoch können Neutronen aus dem Dach die Ursache für die gemessene Untergrundrate sein, die gegenüber der aus der Simulation erwarteten Rate leicht erhöht ist. Unter Berücksichtigung dieser Tatsache gibt es aus der Analyse des verbleibenden Untergrunds keinen Hinweis auf eine zusätzliche, über myoninduzierte Neutronenproduktion hinausgehende Quelle von zeitlich konstantem, nicht strahlkorreliertem Untergrund. Damit kann die Untergrundsituation im KARMEN-Detektor vor und nach dem Upgrade im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationskanal als vollständig verstanden gelten. Dies ist eine grundlegende Voraussetzung für die Glaubwürdigkeit der Ergebnisse einer Suche nach Neutrino-Oszillationen. Des Weiteren stellen die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse eine klare Bestätigung der verwendeten Modelle dar, sowohl hinsichtlich des Myonflusses als auch der tief-inelastischen Myonstreuung inklusive der nachfolgenden Spallationsreaktion und der Neutronenproduktion aus Einfängen gestoppter μ^- in Eisen. Damit steht ein Instrumentarium zur Verfügung, um diese für Neutrinoexperimente an der Erdoberfläche enorm wichtigen Untergrundquellen präzise zu simulieren und Untergrundbeiträge vorherzusagen, bzw. die Untergrundreduktion durch geeignete Maßnahmen wie aktive und passive Abschirmungen zu optimieren.

Kapitel 10

Sensitivität für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen nach dem Upgrade

In diesem Kapitel wird die Untergrundsituation für die Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen dargestellt. Neben dem kosmisch induzierten Untergrund, der bereits detailliert untersucht wurde, tritt nach dem Upgrade vor allem Neutrino-induzierter Untergrund in den Vordergrund. Zunächst werden die Signaturen und erwarteten Raten des Untergrunds dargestellt. Die direkte Methode zur Suche nach Oszillationen im *appearance mode* ist die Suche nach einem Überschuß an Ereignissen mit der erwarteten Reaktionssignatur gegenüber der erwarteten Zahl von Untergrundeignissen. Die Sensitivität des KARMEN-Experiments mit dieser Zählraten-Methode für den Ausschluß bestimmter Bereiche der Δm^2 und $\sin^2(2\Theta)$ Parameter der Oszillationen wird ebenso vorgestellt wie das Potential für eine mögliche Bestätigung des positiven LSND-Resultats. Die weitere Steigerung der Sensitivität durch das Anwenden einer komplexen *maximum likelihood* Methode wird vorgestellt und eine genaue Darstellung dieser Technik und des Potentials des KARMEN-Experiments nach etwa 3 Jahren Meßzeit gegeben.

10.1 Untergrundquellen

Vor dem Upgrade war der Untergrund im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationskanal dominiert durch kosmisch induzierte Neutronen aus inelastischen Myonreaktionen und den Einfängen gestoppeter negativer Myonen in der massiven Eisenabschirmung des KARMEN-Experiments. Dieser Untergrund konnte durch den Upgrade sehr stark (abhängig vom Energieschnitt bis zu einem Faktor 40, Abschnitt 7.2.2) reduziert werden. Insgesamt gibt es vier verschiedene Untergrundquellen, die zur gleichen sequentiellen Reaktionssignatur führen können, die zum Nachweis von $\bar{\nu}_e$ -Neutrinos dient.

10.1.1 Exklusive geladene Stromreaktion (CC) an ^{12}C

Beim Myonzerfall in Ruhe im ISIS-Target werden neben $\bar{\nu}_\mu$, die potentiell in $\bar{\nu}_e$ oszillieren, mit gleicher Intensität auch ν_e produziert. Diese wechselwirken mit den Kohlenstoff-Kernen des Szintillators im KARMEN-Detektor über die exklusive geladene Stromreaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$. Der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt wurde aus den KARMEN-Daten 1990–95 bestimmt und beträgt $\langle \sigma_{CC}(\nu_e) \rangle^{\text{exp}} = (9.4 \pm 0.4(\text{stat}) \pm 0.8(\text{syst})) \times$

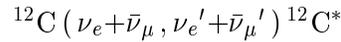
10^{-42} cm^2 [Arm97b]. Durch den β^+ -Zerfall des produzierten ^{12}N entsteht eine sequentielle Struktur. Der Q-Wert der prompten Reaktion von $Q_{\text{CC}} = -17.3 \text{ MeV}$ reduziert die maximal sichtbare, prompte Elektronenergie im Detektor auf 35.5 MeV . Das β -Spektrum des ^{12}N -Zerfalls hat eine Endpunktsenergie von 16.3 MeV . Die Lebensdauer von ^{12}N ist mit 15.9 ms deutlich länger als die Zeitkonstante der Neutronen-Diffusion und Thermalisierung von ca. $110 \mu\text{s}$, die den Zeitschnitt auf die Differenzzeit zwischen promptem und sequentiellm Ereignis bei der Oszillationssuche bestimmt.

Als Untergrund für die Oszillationssuche trägt nur der mit 3.1% kleine Teil von CC-Reaktionen bei, bei denen der ^{12}N -Zerfall sehr früh, d.h. in den ersten $500 \mu\text{s}$ nach der Produktion, stattfindet. Damit reduziert sich die Nachweiseffizienz für diese Reaktion durch die stringenten Oszillationsschnitte deutlich. Dazu trägt wesentlich auch der untere Energieschnitt für das prompte Ereignis und der obere Energieschnitt für das sequentielle Ereignis bei. Oberhalb einer prompten Energie von 36 MeV gibt es keinen Untergrund durch CC-Reaktionen.

10.1.2 Zufälliger Neutrino-Untergrund

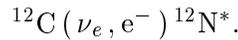
Bedingt durch die niedrige Detektorschwelle zum Nachweis von thermalisierten Neutronen ist die Rate von nachgewiesenen Gammaquanten aus dem radioaktiven Raumuntergrund mit ca. 1 kHz recht hoch. Damit ergibt sich eine nicht zu vernachlässigende Wahrscheinlichkeit, daß zu einem Neutrino-induzierten Ereignis mit einer *single prong* Signatur *zufällig* ein niederenergetisches Ereignis aus dem Raumuntergrund in der räumlichen Nähe des Neutrinoereignisses gefunden wird. Das prompte Energiespektrum dieser Untergrundquelle setzt sich aus allen bei KARMEN auftretenden Neutrino-Reaktionen zusammen:

- Neutrale Stromreaktion zum 15.1 MeV ($1^+;1$)-Niveau des ^{12}C :



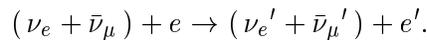
Der Endpunkt für das Spektrum der sichtbaren Energie der in $(92 \pm 2)\%$ aller Fälle emittierten 15.1 MeV Gammaquanten im Detektor liegt aufgrund der endlichen Energieauflösung bei 17 MeV .

- Geladene Stromreaktion in den Grundzustand $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ und in angeregte Zustände $^{12}\text{N}^*$. Zusätzlich zu den exklusiven Reaktionen, bei denen der Zerfall des $^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ aufgrund der endlichen Nachweiswahrscheinlichkeit für das sequentielle Ereignis *nicht* identifiziert wird, tragen auch die Reaktionen zu den teilcheninstabilen Zuständen $^{12}\text{N}^*$ bei:



Auch bei dieser Reaktion liegt die Endpunktsenergie für das prompte Ereignis bei 36 MeV .

- Neutrino-Elektron Streuung:



Hierbei kann im Fall der 180° Rückwärtsstreuung die volle Neutrinoenergie auf das Elektron übertragen werden. Das Energiespektrum dieser Reaktion reicht also bis

an den Endpunkt der Neutrinospektren von 52.8 MeV heran. Der theoretische Wirkungsquerschnitt ist aufgrund des rein leptonischen Charakters dieser Reaktion sehr gut bekannt. Damit läßt sich der flußgemittelte Wirkungsquerschnitt zu

$$\langle \sigma(\nu_e, \bar{\nu}_\mu) \rangle = (0.347 \pm 0.002) \times 10^{-42} \text{ cm}^2$$

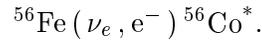
bestimmen [Ebe92, Arm93].

- Geladene Stromreaktion an ^{13}C : Der KARMEN-Szintillator enthält entsprechend dem natürlichen Isotopenverhältnis neben ^{12}C auch 1.1% ^{13}C -Kerne. Da der Q-Wert dieser Reaktion mit 2.2 MeV deutlich kleiner ist als bei der CC-Reaktion an ^{12}C , ist der Wirkungsquerschnitt nahezu um eine Größenordnung höher und die maximale Elektronenergie aus dem inversen β -Zerfall erreicht 50 MeV. Der flußgemittelte, theoretische Wirkungsquerschnitt [Wol95, Don91] beträgt

$$\langle \sigma(^{13}\text{C}) \rangle = (67_{-20}^{+70}) \times 10^{-42} \text{ cm}^2.$$

Der Wirkungsquerschnitt unterschiedlicher Modelle differiert sehr stark und erschwert die Analyse von Neutrinoreaktionen über eine Single Prong Signatur deutlich.

- Geladene Stromreaktion an ^{56}Fe : Der KARMEN-Detektor ist von einer massiven 18 cm dicken passiven Eisenabschirmung umgeben. Sie ist zwischen dem Zentraldetektor und den Shield-Zählern angebracht, um vor im Eisen des Bunkers entstehender Bremsstrahlung zu schützen. In dieser inneren Eisenabschirmung finden geladene Stromreaktionen von ν_e an ^{56}Fe -Kernen statt:



Der mittlere Q-Wert dieser Reaktion von 4–5 MeV ermöglicht Elektronenergien bis nahezu 50 MeV. Diese Elektronen werden im KARMEN-Zentraldetektor meist nicht direkt nachgewiesen, sondern über Bremsstrahlungsquanten, die noch in der Eisenabschirmung produziert werden und so leichter ungesehen die inneren Antizähler an vier von sechs Seiten des Zentraldetektors durchdringen. Das sichtbare Energiespektrum der Bremsstrahlungsquanten im Zentraldetektor reicht bis zu 50 MeV. Die Nachweiswahrscheinlichkeit reduziert sich damit zwar auf nur 0.2% der produzierten Elektronen, der hohe Wirkungsquerschnitt und die große Targetmasse ermöglichten jedoch den erstmaligen Nachweis dieser Reaktion [Ruf96]. Der so gemessene flußgemittelte Wirkungsquerschnitt beträgt

$$\langle \sigma(^{56}\text{Fe}) \rangle = (2.51 \pm 0.83(\text{stat.}) \pm 0.42(\text{syst.})) \times 10^{-40} \text{ cm}^2.$$

Abbildung 10.1 zeigt das Ergebnis einer *maximum likelihood* Analyse des *single prong* Energiespektrums aus den KARMEN-Daten 1990–95 [Wol97]. Dabei wurde die erwartete 2.2 μs Zeitstruktur der Neutrinos aus dem Myonzerfall ausgenutzt, um konstanten, kosmisch induzierten Untergrund abzutrennen. Zunächst wurde in einem Energiefenster von 16–35 MeV die geladene Stromreaktion $^{12}\text{C} (\nu_e, e^-) ^{12}\text{N}^*$ vermessen und in das 11–16 MeV Energiefenster extrapoliert. So ist es möglich, dort den Wirkungsquerschnitt der neutralen Stromreaktion $^{12}\text{C} (\nu, \nu') ^{12}\text{C}^*$ zu bestimmen. Dabei stimmen sowohl die absoluten Wirkungsquerschnitte, als auch das Verhältnis der NC- zur CC-Reaktion, das

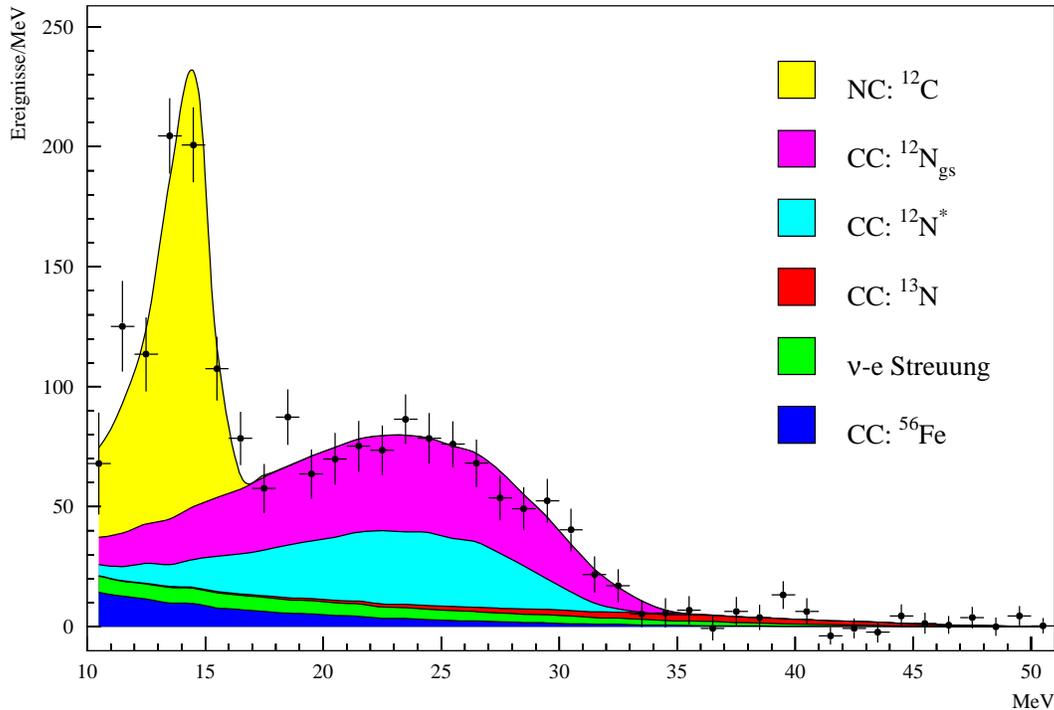


Abbildung 10.1: Single Prong Energiespektrum aus einer Analyse der KARMEN-Daten 1990–1995 [Wol97].

die μ - e -Universalität des Standardmodells testet, gut mit den theoretischen Erwartungen überein [Wol95]. Auch die Form des gemessenen Energiespektrums wird durch die Monte-Carlo Simulation der vorgestellten Neutrinoreaktionen hervorragend beschrieben.

Für die Analyse des zufälligen Neutrino-Untergrunds für die Oszillationssuche wurde daher die Monte-Carlo Beschreibung des prompten *single prong* Energiespektrums mit den aus den KARMEN-Daten 1997 bestimmten Energie-, Orts- und Zeitverteilungen für die niederenergetischen, sequentiellen Ereignisse kombiniert.

In einem ersten Schritt wurden individuell für jedes der 512 Zentraldetektormodule Energiespektren mit Untergrundereignissen gefüllt, die in zeitlicher Koinkidenz zu einem 'fiktiven' prompten Ereignis auftraten. Die Module wurden entlang ihrer Längsachse in 120 verschiedene, jeweils 5 cm breite Abschnitte eingeteilt, um die Ortsabhängigkeit der Energiespektren zu berücksichtigen. Das prompte Ereignis wurde nach einer mit $2.2 \mu\text{s}$ exponentiell abfallenden Zeitverteilung im prompten Zeitschnitt von 0.6 – $10.6 \mu\text{s}$ gewürfelt. Dabei wurde für 72.17% der prompten Ereignisse *irgendwo* im Zentraldetektor ein sequentielles Ereignis in einem zeitlichen Abstand von 5 – $500 \mu\text{s}$ gefunden. Die Rate der sequentiellen Ereignisse hängt dabei stark vom Ort entlang der Längsrichtung der Modulachse ab und ist an den Enden der Module deutlich größer als in der Mitte (Abb. 10.2b). Neben der räumlichen Verteilung des niederenergetischen Raumuntergrunds, der seinen Ursprung hauptsächlich im Eisen der inneren passiven Abschirmung hat, trägt dazu das Fehlen innerer Antizähler an den Upstream- und Downstream-Enden der Zentraldetektormodule bei. Hinzu kommt ferner eine durch die starke Verzerrung der Lichtausbeutekurven schlechter definierte Modul-Energieschwelle an den Enden. Dabei gibt es auch große individuelle Unterschiede zwischen einzelnen Modulen des Zentraldetektors. Das Energiespektrum der

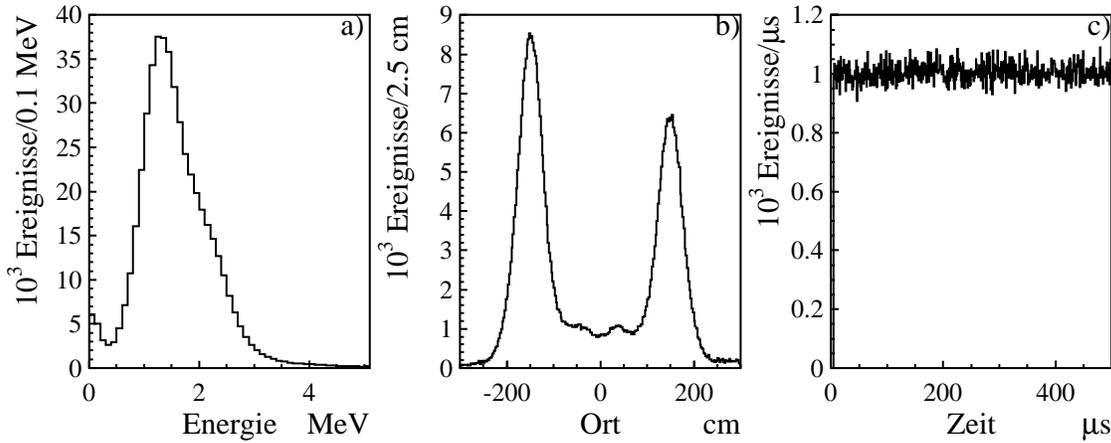


Abbildung 10.2: Energie- (a), Orts- (b) und Zeitverteilung relativ zu T_0 (c) von sequentiellen Ereignissen, die zur Bestimmung des zufälligen Neutrino-Untergrunds dienen (siehe Text.)

sequentiellen Ereignisse zeigt einen prominenten Peak bei etwa 1.3 MeV (Abb. 10.2a), der durch das Zusammenspiel eines enorm anwachsenden Untergrundspektrums zu niedrigen Energien und der Modulschwelle von etwa 1 MeV verursacht wird. Der Einfang strahlkorrelierter, langsamer Neutronen spielt dabei keine Rolle, wie die flache Zeitverteilung der sequentiellen Ereignisse in den ersten 500 μs nach T_0 zeigt (Abb. 10.2c).

In einem zweiten Schritt werden die mit Hilfe einer GEANT 3.21-Simulation der verschiedenen Neutrino-Reaktionen erzeugten Monte-Carlo Rohdaten, die u.a. die räumliche Verteilung der physikalischen Energiedeposition in den aktiven Teilen des KARMEN-Zentraldetektors enthalten, verwendet, um Ereignis für Ereignis (unter Verwendung der aus der Kalibration des KARMEN-Detektors gewonnenen Daten) die sichtbare Energie, den Ort und die Multiplizität der beteiligten Module zu bestimmen. Das Ziel einer solchen Simulation ist es, alle Aspekte der gemessenen Energie- und Ortsverteilungen der untersuchten Reaktionen möglichst gut zu reproduzieren bzw. vorauszusagen, um präzise Aussagen z.B. über die Nachweiswahrscheinlichkeiten von Orts- und Energieschnitten auf die gemessenen Daten zu machen. In diesem Fall werden simulierte Daten verwendet, weil nur sie es erlauben, mit ausreichend hoher Statistik die erwarteten Energie- und Ortsspektren des zufälligen Neutrino-Untergrunds zu bestimmen. Diese können dann als Wahrscheinlichkeitsdichten Eingang in eine *maximum likelihood* Methode finden. Dabei rechtfertigt die hervorragende Übereinstimmung der Simulation mit der KARMEN-Messung 1990–95 diese Vorgehensweise.

Liegt der energiegewichtete, räumliche Schwerpunkt eines simulierten, *single prong* Neutrinoereignisses vor, so können die gemessenen Energiespektren der niederenergetischen, sequentiellen Ereignisse innerhalb des Koinzidenzvolumens ($|\Delta x| < 60 \text{ cm}$, $|\Delta \text{col}| < 2.5$, $|\Delta \text{row}| < 2.5$) aufaddiert werden. Die Wahrscheinlichkeit zu einem *single prong* Ereignis nach dem Anwenden aller Energie- und Ortsschnitte *zufällig* ein sequentielles Ereignis zu finden, ergibt sich dabei direkt aus der Anzahl der sequentiellen Ereignisse. Diese werden normiert auf die Anzahl der gewürfelten, prompten Ereignisse, die in Schritt 1 des Verfahrens verwendet wurden, um die individuellen, sequentiellen Energiespektren zu füllen. Das

Reaktion	$\sigma/10^{-42}\text{cm}^2$	pr. Eff.	zuf. Wahr.	tot. Eff.	Ereignisse
$^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$	11.3 ± 1.2	39.20%	8.01×10^{-3}	3.14×10^{-3}	0.648
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$	9.4 ± 0.4	53.38%	8.25×10^{-3}	4.40×10^{-3}	0.755
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}^*$	6.0 ± 1.0	54.19%	8.22×10^{-3}	4.45×10^{-3}	0.487
$^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$	51.4 ± 15.4	55.60%	8.23×10^{-3}	4.57×10^{-3}	0.048
$\nu_e - e$	0.347 ± 0.002	35.86%	8.26×10^{-3}	2.96×10^{-3}	0.149
$^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$	251 ± 86	0.42%	9.24×10^{-3}	3.86×10^{-5}	0.158
total		5.86%	8.23×10^{-3}	4.82×10^{-4}	2.245

Tabelle 10.1: Beiträge der *single prong* Neutrinoreaktionen zum zufälligen Neutrino-Oszillationsuntergrund. Aufgeführt sind die verwendeten flußgemittelten Wirkungsquerschnitte, die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein promptes Ereignis mit einem Energieschnitt von 10–50 MeV, die Wahrscheinlichkeit, für ein solches Ereignis zufällig ein sequentielles zu finden, das Produkt der beiden Wahrscheinlichkeiten und die daraus resultierende Anzahl von Ereignissen pro 1000 C Protonen auf das Target.

Energie- und Ortsspektrum des zufälligen Oszillationsuntergrunds ergibt sich dabei aus der Gewichtung der *single prong* Energie- und Ortsspektren mit dieser Wahrscheinlichkeit, die selbst stark orts- und leicht energieabhängig ist. Zusätzlich ist es direkt möglich, individuell für jede der Neutrinoreaktionen das Energiespektrum der sequentiellen Ereignisse und auch die Differenz-Ortsspektren in allen drei Raumdimensionen zu bestimmen.

Tabelle 10.1 gibt eine Zusammenfassung der verwendeten Wirkungsquerschnitte, der Nachweiswahrscheinlichkeiten und der Wahrscheinlichkeiten, für ein promptes *single prong* Ereignis *zufällig* ein sequentielles Ereignis zu finden. Die Anzahl der durch die Reaktion $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ verursachten zufälligen Koinzidenzen kann weiter reduziert werden, wenn bei der Suche nach Neutrino-Oszillationen alle Ereignisse mit einer identifizierten Sequenz aus den *späten* ^{12}N -Zerfällen verworfen werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt aufgrund der aktuellen Totzeiten durch die Datenauslese 42% [Ste97]. Der zufällige Untergrund aus der CC-Reaktion läßt sich also um diesen Betrag vermindern, insgesamt bedeutet dies bei einem Energieschnitt von 20–50 MeV auf die Energie des prompten Ereignisses eine Verminderung des zufälligen Neutrino-Untergrunds um 20%. Für alle nachfolgenden Betrachtungen wurde angenommen, daß die gefundenen CC-Sequenzen aus den Oszillationsdaten entfernt werden.

Die Vorteile dieses hier vorgestellten, recht aufwendigen Verfahrens zur Bestimmung des zufälligen Neutrino-Untergrunds für die Oszillationssuche liegen in der vollen Berücksichtigung der Korrelationen zwischen Energie, Ort und Zeit der Ereignisse. Zu einer Modifikation der Ortsspektren kommt es dabei durch die starke Ortsabhängigkeit der Wahrscheinlichkeit, ein sequentielles Ereignis zu finden. Des weiteren ist zu berücksichtigen, daß z.B. die wichtige, da hochenergetische $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$ Reaktion, eine deutlich andere Ortsverteilung als die anderen Neutrinoreaktionen hat, da die zum Nachweis dienenden Bremsstrahlungsquanten in der inneren passiven Abschirmung produziert werden. Zu einer Korrelation zwischen Ort und Energie kann es durch den auf das prompte Ereignis angewendeten *fiducial cut* und durch die Aussparung einzelner, defekter Module mit hoher *single prong* Zählrate im Zentraldetektor kommen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist

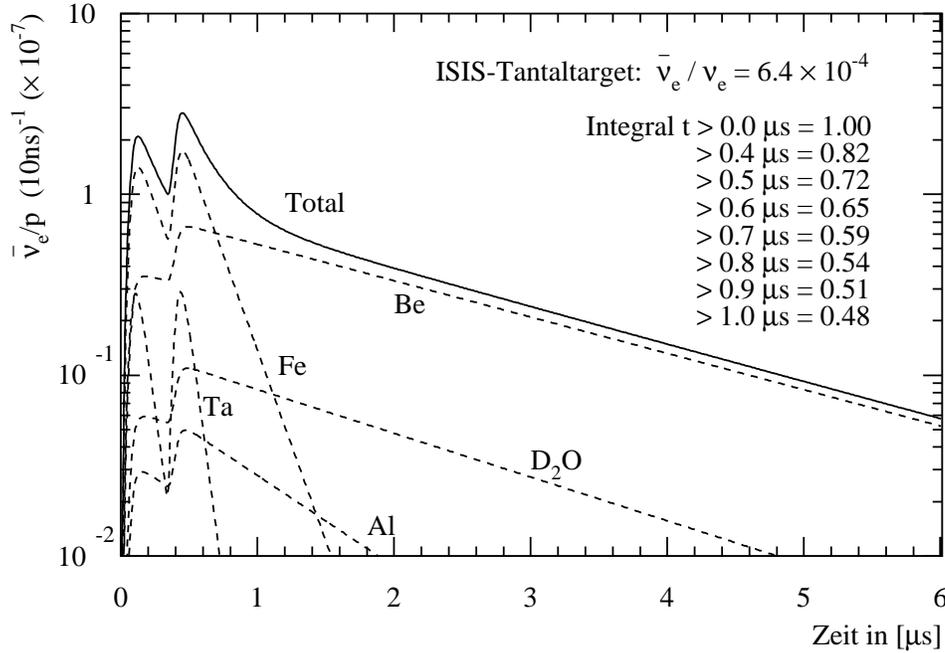


Abbildung 10.3: Zeitabhängigkeit der $\bar{\nu}_e$ -Kontamination aus π^- und μ^- -Zerfällen im ISIS-Target [Bur97].

dabei indirekt über die Multiplizität der Ereignisse energieabhängig und führt damit auch zu einer Modifikation des zufälligen Untergrunds.

10.1.3 Kontamination durch $\bar{\nu}_e$ von der Neutrinoquelle

Die $\bar{\nu}_e$ -Produktion im ISIS-Target ist gegenüber der ν_e bzw. $\bar{\nu}_\mu$ -Produktion stark unterdrückt. Als potentielle Quellen kommen π^- und μ^- -Zerfälle in Frage. Die Rate des nuklearen Einfangs von π^- ist jedoch um sechs Größenordnungen höher als die Zerfallsrate von π^- , so daß für die Produktion nur π^- -Zerfälle im Fluge beitragen. Monte-Carlo Simulationen des ISIS-Targets [Bur97] ergeben einen Anteil von 1.2% der π^+ und 0.65% der π^- , die im Fluge zerfallen. Die entstehenden Myonen werden in weniger als 1 ns gestoppt, so daß deren Zerfall im Fluge vernachlässigt werden kann. Im Falle der μ^- bilden sich myonische Atome, bei denen der nukleare Einfang der Myonen mit dem μ^- -Zerfall konkurriert. Die Einfangrate und die Lebensdauer der Myonen ist dabei stark vom Targetmaterial abhängig ($\sim Z_{\text{eff}}^4$). Einige μs nach *beam on target* wird der $\bar{\nu}_e$ -Fluß von Zerfällen in den leichten Materialien dominiert. Dies erklärt sich durch die stark verkürzte Lebensdauer der Myonen in den schweren Materialien. Die wesentliche $\bar{\nu}_e$ Kontamination entsteht durch die μ^- , die im als Moderator in der Nähe des Targets untergebrachten Beryllium stoppen, siehe Abbildung 10.3. Der totale relative Anteil von $\bar{\nu}_e$ ergibt sich zu

$$\bar{\nu}_e / \nu_e = 6.4 \times 10^{-4}.$$

Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß das Zeitspektrum der $\bar{\nu}_e$ von denen der ν_e abweicht und sich somit verschiedene Nachweiswahrscheinlichkeiten für den Zeitschnitt auf

Energieschnitt/MeV	Untergrundereignisse für 7500 C Protonstrahl			
	$5 < \Delta t < 500\mu s$		$5 < \Delta t < 300\mu s$	
	$15 < E < 50$	$20 < E < 50$	$15 < E < 50$	$30 < E < 50$
$^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{g.s.}$	6.91	5.08	4.14	0.39
ν + zufällig	5.10	3.37	3.04	0.31
$\bar{\nu}_e$ Kontamination	1.09	1.01	1.02	0.62
kosmisch induziert	0.87	0.68	0.52	0.23
total	13.96	10.14	8.72	1.56
volle Oszillation $P = 1$	3868.2	3724.5	3634.1	2781.9

Tabelle 10.2: Erwartete Anzahl von Untergrundereignissen für 7500 C Protonenstrahl für verschiedenen Schnitte auf die Energie des prompten Ereignisses und auf die Differenzzeit Δt zwischen promptem und sequentiellm Ereignis. In der letzten Zeile ist die Zahl der nachgewiesenen Ereignisse angegeben, wenn alle $\bar{\nu}_\mu$ -Neutrinos als $\bar{\nu}_e$ der gleichen Energie emittiert würden (Oszillationswahrscheinlichkeit $P = 1$).

das prompte Ereignis von 0.6–10.6 μs ergeben ($\epsilon_t(\nu_e) = 0.84$ und $\epsilon_t(\bar{\nu}_e) = 0.65$). Damit reduziert sich der Anteil der Kontamination um einen weiteren Faktor $\epsilon_t(\bar{\nu}_e)/\epsilon_t(\nu_e) = 0.77$.

10.1.4 Kosmischer Untergrund

Vor dem Upgrade des KARMEN-Experiments 1996 stellten durch kosmische Myonen induzierte, schnelle Neutronen, die im Zentraldetektor durch eine (n,p)-Rückstoßreaktion und dem nachfolgenden Einfang des thermalisierten Neutrons eine sequentielle Struktur aufweisen, den Hauptuntergrund für die Suche nach Oszillationen dar. Wie in den vorausgehenden Kapiteln bereits ausführlich dargelegt wurde, konnte dieser Untergrund stark reduziert werden. Dennoch verbleibt auch nach dem Upgrade ein kleiner Rest von Ereignissen, die nicht durch die Information der neuen Vetoähler verworfen werden können. Dieser Untergrund stellt jedoch zahlenmäßig die kleinste Untergrundkomponente dar und ist sogar noch geringer als der Anteil an $\bar{\nu}_e$ -Reaktionen aus der Kontamination der Neutrinoquelle. Die Anzahl der bisher nachgewiesenen Sequenzen ist sogar so gering, daß keine zuverlässigen Aussagen über die genaue Form der Orts- und Energieverteilungen des verbleibenden Untergrunds gemacht werden können. Für die folgenden Untersuchungen wurde deshalb angenommen, daß das Energie- und Ortsspektrum des verbleibenden Untergrunds dem des durch den Vetoähler *verworfenen* Untergrunds gleicht. Einige 10^3 Ereignisse mit dieser Signatur lassen sich in den KARMEN-Daten 1997 finden, und bilden damit die Grundlage für die Abschätzungen der Auswirkungen von Orts- und Energieschnitten auf den kosmischen Untergrund. Die Bestätigung des von der Simulation vorhergesagten Unterdrückungsfaktors ist ein Indiz dafür, daß es keine weitere, nicht strahlkorrelierte Untergrundquelle gibt, und rechtfertigt damit diese Vorgehensweise.

Tabelle 10.2 stellt die erwartete Zahl von Ereignissen aus den verschiedenen Untergrundquellen für verschiedene Schnitte auf die Energie des prompten Ereignisses und die Zeitdifferenz zwischen promptem und sequentiellm Ereignis gegenüber. Die berechneten Ereigniszahlen beinhalten neben den Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Energie auch die Nachweiswahrscheinlichkeiten für den Zeitschnitt auf das prompte Ereignis, die Stack-

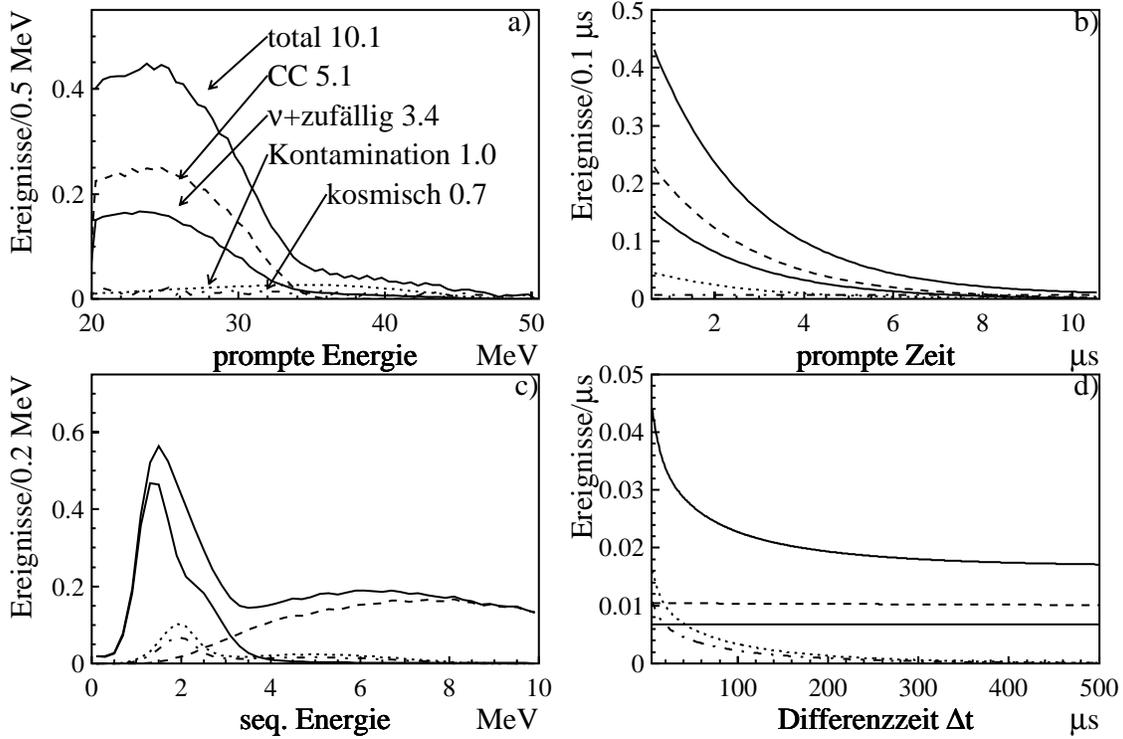


Abbildung 10.4: Erwartete Energie- (a,c) und Zeitverteilungen (b,d) der Untergründereignisse. Gezeigt werden die Verteilungen der einzelnen Untergrundquellen und die Summe für einen akkumulierten Protonenstrahl von 7500 C, einen Energieschnitt $20 < E < 50$ MeV und einen Differenzzeitschnitt $5 < \Delta t < 500$ μs .

reduktion, die Neutronen-Nachweiswahrscheinlichkeit und die Nachweiswahrscheinlichkeiten aufgrund der Differenzzeit zwischen promptem und sequentiellen Ereignis. Sie stellen also direkt mit der Auswertung der Daten vergleichbare Ereigniszahlen dar.

Es wird deutlich, daß für untere Energieschnitte von 15 bzw. 20 MeV die Reaktionen $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ und zufällige Neutrino-Raumuntergrund Sequenzen die Hauptquellen für Untergrund nach dem KARMEN-Upgrade darstellen. Dies ändert sich, wenn der untere Energieschnitt auf 30 MeV angehoben wird. Dann verringert sich die CC-Reaktion überproportional, da das Energiespektrum nur bis 36 MeV reicht. Auch der zufällige Neutrino-Untergrund nimmt stark ab, da auch hier der Hauptbeitrag von CC-Reaktionen am ^{12}C kommt. Kontamination und kosmischer Untergrund gewinnen dagegen aufgrund der zu höheren Energien reichenden Spektren an Bedeutung. Abbildung 10.4 zeigt die Energiespektren der prompten und sequentiellen Ereignisse, die prompte Zeit und die Differenzzeit der einzelnen Untergrundquellen für einen 20–50 MeV Energieschnitt. Die Zeitverteilung der prompten Ereignisse zeigt deutlich, daß der Untergrund durch Neutrino-induzierte Ereignisse dominiert ist und damit bis auf den kosmischen Untergrund der 2.2 μs Zeitverteilung der Myonzerfälle folgt. Dagegen unterscheiden sich die Energieverteilungen der sequentiellen Ereignisse und die Differenzzeit deutlich von einem erwarteten Oszillationssignal (siehe Abbildung 10.5). Dies kann jedoch nur mit Hilfe einer *maximum likelihood* Analyse voll ausgenutzt werden, die die Korrelationen der verschiedenen Energie- und

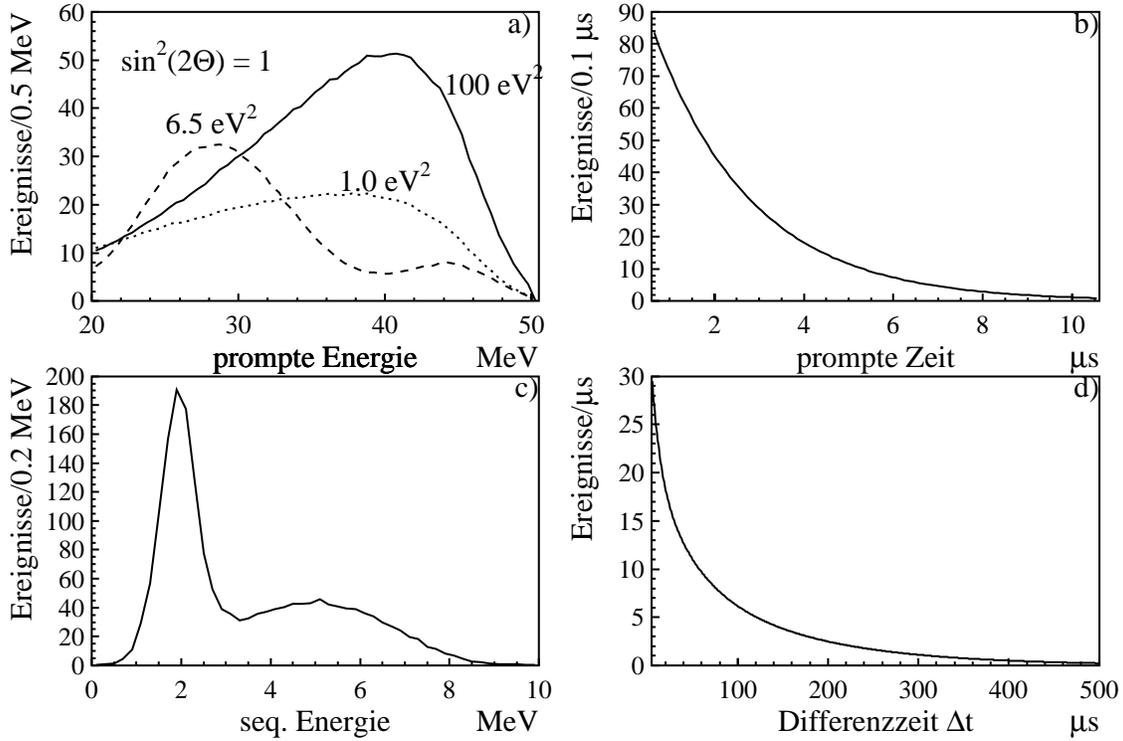


Abbildung 10.5: Erwartete Energie- (a,c) und Zeitverteilungen (b,d) für ein Oszillationssignal. Das prompte Energiespektrum hängt dabei von den Oszillationsparametern Δm^2 und $\sin^2(2\Theta)$ ab. Gezeigt sind Ereigniszahlen, die für $\sin^2(2\Theta) = 1$ nach 7500 C Protonenstrahl erwartet werden.

Zeitverteilungen für die einzelnen Untergrundquellen berücksichtigt.

Für die Bestimmung der erwarteten prompten Energiespektren eines Oszillationssignals (10.5a) wurde die Form des Positron-Energiespektrums unter Berücksichtigung des $\bar{\nu}_\mu$ Quellspektrums, des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ und der Oszillationswahrscheinlichkeit (Gleichung 3.3) durch eine Integration über die räumliche Ausdehnung des Detektors gewonnen. Die im Detektor sichtbare Energie ergibt sich dann aus einer Monte-Carlo Simulation mit gleichverteilter Primärenergie gestarteter e^+ , wobei die Ereignisse nach dem für verschiedene Δm^2 erwarteten theoretischen Spektrum gewichtet werden. Die prompte Zeitverteilung (10.5b) ist eine mit $2.2 \mu\text{s}$ abfallende Exponentialfunktion, die kleinen Modifikationen aufgrund der zeitabhängigen Stackraten (Abschnitt 7.1.1) wurden nicht berücksichtigt. Die sequentielle Energie (10.5c) wurde aus einer Analyse der auf SMUs folgenden Neutronenereignisse gewonnen [Jan97]. Die Differenzzeitverteilung (10.5d) ist eine Parametrisierung der simulierten Zeitverteilung [Eit95] der Thermalisierung, Diffusion und des Einfangs der Neutronen im Zentraldetektor. Sie stimmt oberhalb $40 \mu\text{s}$ sehr gut mit der SMU-Neutronenmessung überein, für kleinere Zeiten muß aufgrund der Konversionstzeiten der SMUs auf die simulierte Verteilung zurückgegriffen werden.

Im folgenden Abschnitt wird die erreichbare Sensitivität des KARMEN-Experiments für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ bestimmt, wenn nur die gemessene Anzahl von Ereignissen mit der Unter-

grunderwartung verglichen wird. Auf die *maximum likelihood* Methode wird in Abschnitt 10.3 eingegangen.

10.2 Fenstermethode zur Suche nach $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen

Ist die Anzahl der gemessenen Ereignisse statistisch verträglich mit der Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse, so stellt sich die Frage, mit welchem Vertrauensniveau (*confidence level*, C.L.) ein Signal *ausgeschlossen* werden kann. Mit Hilfe der Poisson-Wahrscheinlichkeiten von Untergrund und eventuellem Signal ergibt sich für eine Anzahl N_{ob} von beobachteten Ereignissen und einer Anzahl N_{bg} von erwarteten Untergrundereignissen für ein Signal λ ein Vertrauensniveau δ :

$$\frac{e^{-(\lambda+N_{bg})} \sum_{n=0}^{N_{ob}} \frac{(\lambda+N_{bg})^n}{n!}}{e^{-N_{bg}} \sum_{n=0}^{N_{ob}} \frac{(N_{bg})^n}{n!}} = 1 - \delta. \quad (10.1)$$

Gibt man ein Vertrauensniveau von z.B. 90% C.L. vor, so läßt sich eindeutig eine Anzahl von Signalereignissen $\lambda(\delta, N_{ob}, N_{bg})$ bestimmen, die sich noch mit diesem Vertrauensniveau ausschließen lassen.

Unter der Annahme, daß es keine Neutrino-Oszillationen im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanal gibt, läßt sich voraussagen, welche Parameterbereiche in der $(\sin^2(2\Theta), \Delta m^2)$ -Ebene KARMEN nach z.B. 7500 C Protonenstrahl auf das Target ausschließen kann. Die Anzahl der gemessenen Ereignisse wird unter der Voraussetzung 'keine Oszillation' gemäß der Poisson-Statistik um die erwartete Anzahl von Untergrundereignissen fluktuieren. Die ausgeschlossene Anzahl von Oszillationsereignissen λ macht dabei bei jedem hinzukommenden, gemessenen Ereignis einen Sprung, da sich N_{ob} nur in ganzen Einheiten ändern kann. Für die folgenden Betrachtungen ist es allerdings von Vorteil, eine kontinuierliche Abhängigkeit des projizierten λ von den Eingangsparametern, wie z.B. verschiedenen Energie- und Zeitschnitten zu erreichen. Zu diesem Zweck wird ein *mittleres* λ_0 bestimmt, indem die λ für die verschiedenen, erwarteten N_{ob} , gewichtet mit der jeweiligen Poisson-Wahrscheinlichkeit, aufaddiert werden:

$$\lambda_0(\delta, N_{bg}) = \sum_{N_{ob}=0}^{\infty} \lambda(\delta, N_{ob}, N_{bg}) \times \frac{(N_{bg})^{N_{ob}} e^{-N_{bg}}}{N_{ob}!}.$$

λ_0 ist damit ein Maß für die im Mittel zu erwartenden Ausschlußgrenzen des KARMEN-Experiments, wenn es keine Neutrino-Oszillationen gibt.

Die Sensitivität des KARMEN-Experiments hängt dabei von den angewendeten Schnitten auf die gemessenen Ereignisse ab. Grundsätzlich ist es bei der Fenstermethode von Vorteil, die erwarteten Untergrundereignisse zu minimieren. Da es dabei jedoch auch immer zu einer Reduktion des erwarteten Signals kommt, lassen sich optimale Schnitte finden, bei denen die Sensitivität maximal wird. Abbildung 10.6 zeigt die Abhängigkeit der Ausschlußgrenze für die Oszillationsparameter $\Delta m^2 = 1, 6.5, \text{ und } 100 \text{ eV}^2$ vom unteren Schnitt auf die Energie des prompten Ereignisses und vom oberen Schnitt auf die Differenzzeit. Der Oszillationsparameter $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$ ist dadurch ausgezeichnet, daß für derartig große Δm^2 die Oszillationswahrscheinlichkeit praktisch nicht mehr von der Energie der Neutrinos abhängt, da die Oszillationslänge deutlich kürzer als die räumliche Ausdehnung des KARMEN-Detektors ist und sich die Oszillationsminima und -maxima über den Detektor

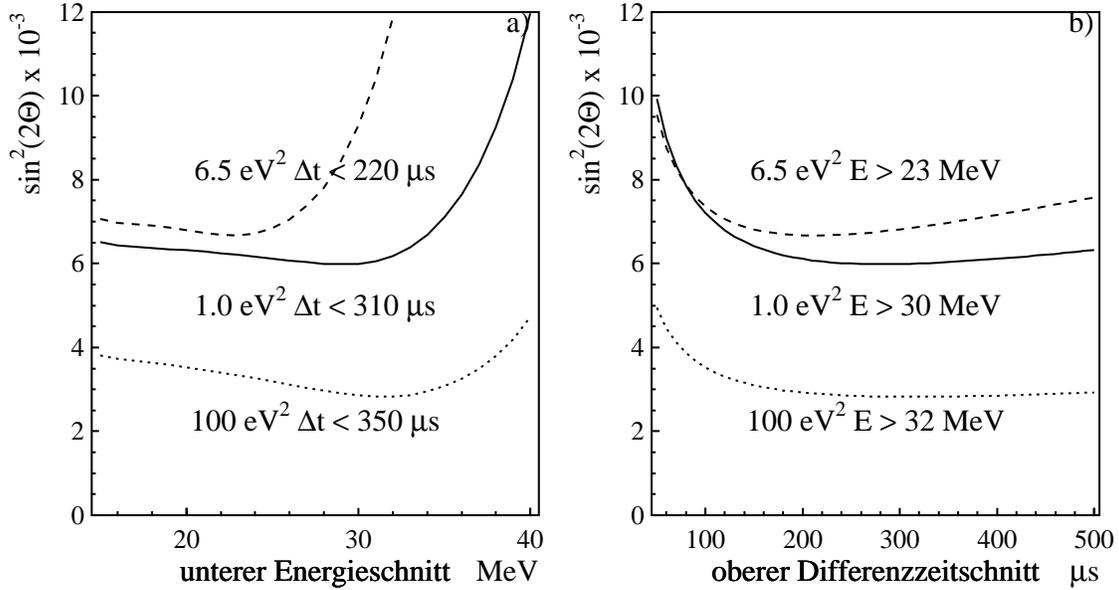


Abbildung 10.6: Abhängigkeit der erreichbaren Sensitivität von Energie- und Differenzzeitschnitten. Gezeigt ist die mittlere, erwartete Ausschlußgrenze für $\sin^2(2\Theta)$ im 90% C.L. für einen variablen unteren Energieschnitt und optimalen Differenzzeitschnitt (a) bzw. für einen optimalen Energieschnitt und variablen oberen Zeitschnitt (b). Der Verlauf der Kurven ist von Δm^2 abhängig, so daß auch die optimalen Schnitte für jedes Δm^2 variieren. Besonders stark ist dieser Effekt bei $\Delta m^2 = 6.5 \text{ eV}^2$.

zu einem konstanten Beitrag mitteln. Im Gegensatz dazu ist das erwartete Energiespektrum bei den beiden anderen Werten von Δm^2 durch die Oszillation stark verformt (siehe Abb. 10.5a). Hier wirkt sich deshalb auch der untere Energieschnitt deutlich stärker aus als bei großen Δm^2 . Optimiert man die Schnitte individuell für jedes Δm^2 im Bereich $0.01 < \Delta m^2 < 100 \text{ eV}^2$, so variieren die optimalen Schnitte zwischen 21 und 35 MeV für die Energie und 210–400 μs für die Differenzzeit. Mit den für $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$ optimalen Schnitten $32 < E < 50 \text{ MeV}$ für die Energie und $5 < \Delta t < 350 \mu\text{s}$ für die Differenzzeit erreicht man für große Δm^2 mit Hilfe der Fenstermethode im Mittel eine Ausschlußgrenze von $\sin^2(2\Theta) < 2.65 \times 10^{-3}$ mit 90% C.L. Besonders im Bereich $\Delta m^2 = 6.5 \text{ eV}^2$ sind diese Schnitte jedoch nicht optimal. Verwendet man die dort optimalen Schnitte von $23 < E < 50 \text{ MeV}$ bzw. $5 < \Delta t < 220 \mu\text{s}$, so verbessert sich die mittlere Sensitivität um nahezu 70% von $\sin^2(2\Theta) < 11.46 \times 10^{-3}$ auf $\sin^2(2\Theta) < 6.81 \times 10^{-3}$. Es bleibt jedoch zu beachten, daß das hier Gesagte nur für die *mittleren* erwarteten Ausschlußgrenzen bei Nichtvorhandensein von Oszillationen gilt. Aufgrund der geringen Ereigniszahlen kann das tatsächliche Meßergebnis durch statistische Fluktuation stark vom erwarteten Mittelwert abweichen. Dennoch erscheint es lohnend, für den Ausschluß im Bereich $\Delta m^2 = 6.5 \text{ eV}^2$ andere Schnitte anzuwenden als für den Bereich sehr großer oder sehr kleiner Δm^2 .

Das LSND-Experiment hat im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationskanal eine positive Evidenz für Neutrino-Oszillationen veröffentlicht [Ath96b]. Es wurden 22 Ereignisse mit einer sequentiellen Struktur gemessen bei einem erwarteten Untergrund von 4.6 ± 0.5 Ereignissen. Dies korrespondiert zu einer Oszillationswahrscheinlichkeit $P = (0.31 \pm 0.12 \pm 0.05)\%$, d.h. ein

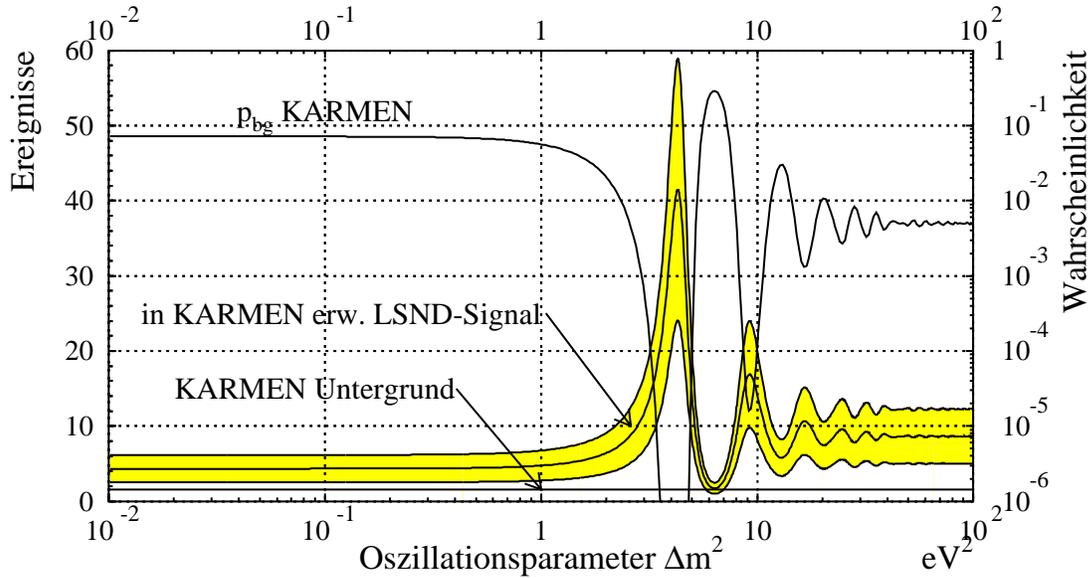


Abbildung 10.7: Entdeckungspotential des KARMEN-Experiments mit der Fenstermethode: dargestellt ist die Anzahl der abhängig von Δm^2 im KARMEN-Detektor erwarteten Ereignisse, wenn das positive LSND-Resultat $P = (0.31 \pm 0.12 \pm 0.05)\%$ für die Oszillationswahrscheinlichkeit angenommen wird. P_{bg} ist die mittlere Wahrscheinlichkeit, daß der für die Schnitte $30 < E < 50$ MeV und $5 < \Delta t < 300 \mu s$ erwartete Untergrund von 1.56 Ereignissen aufgrund von statistischen Fluktuationen die mit dem LSND-Resultat erwarteten Oszillationsereignisse erreicht oder überschreitet.

Bruchteil P der in der Quelle produzierten $\bar{\nu}_\mu$ wurde als $\bar{\nu}_e$ im LSND-Detektor nachgewiesen (siehe Abschnitt 3.4). Berücksichtigt man die relative Position des LSND-Detektors zur Neutrinoquelle und die räumliche Ausdehnung des Szintillatortanks, so läßt sich aus der Oszillationswahrscheinlichkeit ein Evidenzband in der $(\sin^2(2\Theta), \Delta m^2)$ -Ebene berechnen [Rap96]. Für große Δm^2 ergibt sich der Zentralwert des Evidenzbandes aufgrund der Mittelung über die endliche Ausdehnung des Detektors zu $\sin^2(2\Theta) = 2P = 6.2 \times 10^{-3}$. Mit Hilfe dieses Evidenzbandes ist es möglich, die erwartete Anzahl von Oszillationsereignissen im KARMEN-Detektor individuell für jedes Δm^2 zu berechnen. Abbildung 10.7 zeigt das Resultat dieser Rechnung für 7500 C Protonenstrahl auf das Target und einen Energie- und Zeitschnitt von $30 < E < 50$ MeV bzw. $5 < \Delta t < 300 \mu s$. Unter der Voraussetzung, daß das LSND Resultat tatsächlich von $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen mit der zitierten Oszillationswahrscheinlichkeit P_{LSND} herrührt, werden abhängig von Δm^2 unterschiedlich starke Oszillationssignale erwartet: für kleine Δm^2 unter 1 eV^2 4.3 ± 1.8 , für große Δm^2 oberhalb 10 eV^2 im Mittel 8.7 ± 3.6 Ereignisse. Das Minimum der Sensitivität liegt bei 6.3 eV^2 , dort werden nur 1.8 ± 0.7 Ereignisse erwartet. Am Beispiel dieser Ereigniszahlen soll das Entdeckungspotential des KARMEN-Experiments nach dem Upgrade mit Hilfe der Fenstermethode demonstriert werden.

Für die folgende Analyse wurden der Einfachheit halber über den ganzen Δm^2 -Bereich konstante Energie- und Differenzzeitschnitte von $30 < E < 50$ MeV und $5 < \Delta t < 300 \mu s$ angelegt. Dies reduziert den erwarteten Untergrund nach 7500 C Protonenstrahl auf

λ	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
P_{bg}	40.71%	25.32%	15.09%	8.69%	4.87%	2.67%	1.43%	0.76%	0.39%	0.02%

Tabelle 10.3: Wahrscheinlichkeit einer Untergrundfluktuation $P_{bg}(\lambda, N_{bg})$ (Gleichung 10.2) für ein Untergrundniveau von $N_{bg} = 1.56$ Ereignissen und diverse erwartete Oszillationsereignisse λ .

$N_{bg} = 1.56$ Ereignisse (Tabelle 10.2). Um die aufgrund der kleinen Ereigniszahlen starken Fluktuationen sowohl des erwarteten Signals als auch des Untergrunds zu berücksichtigen, wird eine *mittlere* Wahrscheinlichkeit P_{bg} präsentiert, daß der in KARMEN erwartete Untergrund zu einer Ereigniszahl nach oben fluktuiert, die dem erwarteten LSND-Signal inklusive dem Untergrund entspricht oder diesen überschreitet. Die Wahrscheinlichkeit, daß bei einem gegebenen Erwartungswert μ mindestens n_0 oder mehr Ereignisse gemessen werden, berechnet sich zu

$$P_{\geq n_0}(\mu) = \sum_{n=n_0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!}.$$

Die Poisson-Wahrscheinlichkeiten der Untergrundfluktuationen mit Mittelwert N_{bg} werden mit den Poisson-Wahrscheinlichkeiten für eine Anzahl N_{ob} beobachteter Ereignisse bei Vorhandensein von λ_{LSND} erwarteten Oszillationsereignissen plus N_{bg} Untergrundergebnissen gewichtet:

$$P_{bg}(\lambda_{\text{LSND}}, N_{bg}) = \sum_{N_{ob}=0}^{\infty} \frac{(\lambda_{\text{LSND}} + N_{bg})^{N_{ob}} e^{-(\lambda_{\text{LSND}} + N_{bg})}}{N_{ob}!} P_{\geq N_{ob}}(N_{bg}). \quad (10.2)$$

Tabelle 10.3 listet die resultierenden Werte von P_{bg} für das angenommenen Untergrundniveau von $N_{bg} = 1.56$ und verschiedene, erwartete Ereigniszahlen. In Abbildung 10.7 ist der Verlauf von P_{bg} in Abhängigkeit von Δm^2 und der damit variierenden Anzahl von erwarteten Oszillationsereignissen dargestellt. Sie reichen von 7.2×10^{-2} für kleine Δm^2 und 5.0×10^{-3} für große Δm^2 bis zu 29% für $\Delta m^2 = 6.3 \text{ eV}^2$. Insgesamt bleibt festzuhalten, daß es aufgrund des extrem niedrigen Untergrundniveaus von nur 1.56 erwarteten Ereignissen praktisch im ganzen Δm^2 -Bereich möglich sein wird, die LSND-Evidenz mit mindestens 90% C.L. zu bestätigen. Die Sensitivität im Bereich von 6.3 eV^2 kann dabei durch optimierte Energie- und Zeitschnitte noch verbessert werden.

10.3 Die *maximum likelihood* Methode

Die Fenstermethode nutzt nur einen Bruchteil der aus einer Messung verfügbaren Informationen aus. Da nur Ereigniszahlen mit dem erwarteten Untergrund verglichen werden, werden Informationen über die prompte Energie E_p , Zeit t , sequentielle Energie E_s und Zeitdifferenz Δt zwischen promptem und sequentiellm Ereignis nicht berücksichtigt. Gerade diese Informationen können jedoch dazu dienen, die gesuchten Oszillationsereignisse von Untergrundergebnissen zu trennen. Des weiteren kann im Falle eines positiven Oszillationsresultats eine Aussage über von der Messung bevorzugte Bereiche des Δm^2 -Parameters getroffen werden. Dies gelingt nur durch den detaillierten Vergleich der Energie- und

Ortsinformation der gemessenen Ereignisse mit den für die verschiedenen Δm^2 erwarteten Energie- und Ortsspektren. Als ideal erscheint dabei die *maximum likelihood* Methode, da sie es erlaubt, auch bei extrem kleinen Ereigniszahlen die volle Information der gemessenen Ereignisse mit den erwarteten Untergrund- bzw. Signalverteilungen zu vergleichen. Ein weiterer Vorteil ist die weitgehende Unabhängigkeit von Schnitten auf die Ereignisse. Diese können im allgemeinen sehr offen gewählt werden, da die Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeitsdichten für Signal und Untergrund von den Meßgrößen direkt in das Verfahren eingehen. Das Prinzip der Methode besteht dabei darin, für jedes gemessene Ereignis die Wahrscheinlichkeit zu bestimmen, daß die gemessenen Größen aus für verschiedene Ereignisklassen gegebenen Verteilungen stammen. Die Wahrscheinlichkeiten aller N_{ob} gemessenen Ereignisse werden multipliziert und die resultierende Gesamtwahrscheinlichkeit p unter Variation der gesuchten physikalischen Parameter maximiert. Aus technischen Gründen wird häufig die Produktbildung durch Logarithmierung auf eine Summation zurückgeführt und durch Vorzeichenwechsel eine Minimierung statt einer Maximierung durchgeführt:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}(\sin^2(2\Theta), \Delta m^2) &= \prod_{i=1}^{N_{ob}} p_i(\sin^2(2\Theta), \Delta m^2; E_{p_i}, t_i, E_{s_i}, \Delta t_i) \\ L &= -\ln \mathcal{L} = -\sum_{i=1}^{N_{ob}} \ln p_i.\end{aligned}$$

Als wichtige Voraussetzung muß dabei die konstante Normierung über den Meßbereich der Eingangsgrößen der verwendeten Wahrscheinlichkeitsdichten gegeben sein:

$$\iiint_V p(\sin^2(2\Theta), \Delta m^2; E_p, t, E_s, \Delta t) dE_p dt dE_s d\Delta t = \text{const.}$$

für alle $\sin^2(2\Theta), \Delta m^2$.

Die Bestimmung der Fehlergrenzen erfolgt direkt aus der Likelihood-Funktion \mathcal{L} . Sie ist ein Maß dafür, wie wahrscheinlich bestimmte physikalische Parameter-Kombinationen im Vergleich zu anderen sind. Dies gilt jedoch nur für wohldefinierte Probleme mit eindeutigen Maxima der Likelihood-Funktion und für hohe Statistik. Nur dann bildet die aus der Messung gewonnene Likelihood-Funktion die wahren Verhältnisse bei im Grenzfall unendlich hoher Statistik ausreichend genau ab. Im vorliegenden Fall der Suche nach Neutrino-Oszillationen sind beide Voraussetzungen allerdings nicht gegeben. Wie dennoch zuverlässige Fehlergrenzen der bestimmten Resultate angegeben werden können, wird in den folgenden Abschnitten dargestellt. Ist die Statistik ausreichend hoch und das gestellte Problem ausreichend 'gutartig', lassen sich die Fehlergrenzen auf einfache Art und Weise aus der logarithmierten Likelihood-Funktion L bestimmen. Die Fehlergrenzen ergeben sich aus den Schnittpunkten bzw. der Konturlinie, die sich für einen konstanten Wert von L oberhalb des absoluten Minimums ergibt. Für die Differenz ΔL in logarithmierten Likelihood-Einheiten zwischen absolutem Minimum und Fehlergrenzen gilt für ein angestrebtes Vertrauensniveau δ

$$\Delta L = -\ln(1 - \delta) \quad (2\text{-dim}) \quad (10.3)$$

$$\Delta L = \text{Freq}^{-1} \left(\frac{1 - \delta}{2} \right) \quad (1\text{-dim})$$

$$\text{mit } \text{Freq}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{1}{2}t^2} dt. \quad (10.4)$$

Die Angaben 1– bzw. 2–dimensional beziehen sich dabei auf die Anzahl der minimierten physikalischen Parameter, also $\sin^2(2\Theta)$ oder Δm^2 .

10.3.1 Verwendete Meßgrößen

Um das Oszillationssignal von den verschiedenen Untergrundquellen unterscheiden zu können, bietet es sich an, die Information über das sequentielle Ereignis ebenso detailliert auszunutzen, wie es für das prompte Ereignis durchgeführt wird. Bei der vorliegenden Analyse wurden der Einfachheit halber nur die Energie und die Differenzzeit des sequentiellen Ereignisses verwendet. Denkbar wäre hier noch eine Verwendung der Ortsdifferenzen in allen drei Raumdimensionen, um zufälligen Untergrund mit flacher Ortsverteilung von korrelierten, sequentiellen Ereignisstrukturen abtrennen zu können. Diese Analyse befindet sich in Arbeit [Ste97b]. Neben der Unterscheidung zwischen Untergrund und Signal sollen die zum prompten Ereignis gehörenden Meßgrößen zwischen verschiedenen Δm^2 unterscheiden helfen. Hier bieten sich die in die Oszillationswahrscheinlichkeit eingehenden Größen Energie E_p und Abstand L_p des prompten Ereignisses zur Neutrinoquelle an. Für eine korrelierte, zweidimensionale Wahrscheinlichkeitsdichte $p(E_p, L_p)$ reicht jedoch die Statistik vor allem des verbleibenden kosmischen Untergrunds (noch) nicht aus. Es wurden daher die Alternativen $p(E_p)$, $p(L_p)$ und $p(E_p/L_p)$ auf ihre Tauglichkeit untersucht, zwischen verschiedenen Δm^2 zu unterscheiden. Das Ziel ist es, die Wahrscheinlichkeitsdichte zu finden, die für verschiedene Δm^2 möglichst verschieden aussieht. Daher wurde eine Größe gewählt, die die Ähnlichkeit verschiedener Dichten bei einer Likelihood-Methode quantitativ beschreibt. Ausgangspunkt ist dabei die Methode des *binned maximum likelihood*. Liegt eine Messung in gebinnter Form vor, d.h. in Form eines Histogramms, so läßt sich dieses Spektrum mit der Erwartung p_i in jedem Bin vergleichen, indem die Poisson-Wahrscheinlichkeiten im i -ten Bin Y_i Ereignisse bei einer Erwartung p_i zu messen, multipliziert werden. In logarithmierter Form und unter Vernachlässigung konstanter Terme ergibt sich für die Likelihood-Funktion L_B der Ausdruck

$$L_B = - \sum_{i=1}^{N_{\text{Bins}}} Y_i \ln p_i.$$

Technisch liegen die Wahrscheinlichkeitsdichten p_i ebenfalls in einer (fein) gebinnten Form vor. Damit ergibt sich die Möglichkeit, zwei Wahrscheinlichkeitsdichten verschiedener Oszillationsparameter Δm_1^2 und Δm_2^2 miteinander zu vergleichen:

$$L_B(\Delta m_1^2, \Delta m_2^2) = - \sum_{i=1}^{N_{\text{Bins}}} Y_i(\Delta m_1^2) \ln p_i(\Delta m_2^2).$$

$Y_i(\Delta m_1^2)$ ist dabei proportional zu $p_i(\Delta m_1^2)$. Wird die Normierung so gewählt, daß die Summe über alle Y_i gleich der Zahl N_{ob} der erwarteten Ereignisse ist, so läßt sich direkt ablesen, mit welchem Vertrauensniveau sich zwei verschiedene Δm^2 -Werte prinzipiell noch unterscheiden lassen. Dabei bleiben allerdings statistische Fluktuationen außer acht. Sei z.B. der *wahre* Oszillationsparameter Δm_1^2 , so lassen sich alle Oszillationsparameter Δm_2^2 prinzipiell mit 90% C.L. ausschließen, für die gilt:

$$\Delta L_B(\Delta m_1^2, \Delta m_2^2) = L_B(\Delta m_1^2, \Delta m_2^2) - L_B(\Delta m_1^2, \Delta m_1^2) > 1.35. \quad (10.5)$$

Abbildung 10.8 zeigt für drei verschiedenen Δm_1^2 -Werte 1, 6.5 und 100 eV² den Verlauf von ΔL_B über Δm^2 für die drei verschiedenen Wahrscheinlichkeitsdichten $p(E_p)$, $p(L_p)$ und $p(E_p/L_p)$. Alle Kurven nehmen am angenommenen *wahren* Parameter Δm_1^2 ihr Minimum an, das per Konstruktion (Gleichung 10.5) bei 0 liegt. Aus den Diagrammen läßt sich ablesen, welche Δm^2 -Werte bei einer idealen Messung mit 10 Ereignissen ausgeschlossen werden. Dazu ist als waagrechte Linie jeweils $\Delta L_B = 1.35$ für einen Ausschluß mit 90% C.L. (Gleichung 10.4 mit $\delta = 0.9$) eingezeichnet. Alle Δm^2 , bei denen die jeweilige Kurve oberhalb der 90% C.L. Linie liegt, können unter Vernachlässigung statistischer Schwankungen ausgeschlossen werden.

Für die Wahrscheinlichkeitsdichte $p(L_p)$ ergibt sich nur eine sehr geringe Abhängigkeit von Δm^2 . Dies bedeutet, daß mit Hilfe dieser Wahrscheinlichkeitsdichte bei der angenommenen Anzahl von Ereignissen prinzipiell keine Aussagen über Δm^2 getroffen werden können. Der große Unterschied zu den beiden anderen Wahrscheinlichkeitsdichten liegt darin begründet, daß die Unterschiede zwischen L_p -Verteilungen verschiedener Δm^2 im KARMEN-Detektor vergleichsweise gering ist. Da die Messung mit einem kontinuierlichen Energiespektrum erfolgt, addieren sich für jedes Δm^2 sehr viele Oszillationswahrscheinlichkeiten für unterschiedliche Neutrinoenergien und damit Oszillationslängen im KARMEN-Detektor auf. Die Unterschiede zwischen verschiedenen Δm^2 werden dabei stark verwaschen. Dieser Effekt ist bei der Verwendung der E_p -Verteilungen nicht so ausgeprägt, da der KARMEN-Detektor nur einen relativ kleinen räumlichen Bereich der Oszillationslängen belegt, so daß er ein relativ guter Filter für Oszillationslängen darstellt. Damit variieren die Energiespektren mit unterschiedlichem Δm^2 relativ stark. Eine noch bessere Wahrscheinlichkeitsdichte stellt allerdings $p(E_p/L_p)$ dar. Die Größe E_p/L_p ist umgekehrt proportional zur Oszillationslänge, die wiederum von Δm^2 abhängt. Damit ist $p(E_p/L_p)$ die ideale eindimensionale Wahrscheinlichkeitsdichte zur Unterscheidung verschiedener Δm^2 . Für alle folgenden Analysen wurde daher die Wahrscheinlichkeitsdichte $p(E_p/L_p)$ verwendet. Abbildung 10.8 verdeutlicht weiterhin die Tatsache, daß es für KARMEN prinzipiell nicht möglich sein wird, unterhalb etwa 1 eV² zwischen verschiedenen Δm^2 zu unterscheiden. Für große Δm^2 ergibt sich das Problem, daß die Ähnlichkeit zur Wahrscheinlichkeitsdichte bei 2 eV² sehr groß ist.

10.3.2 Ausschlußgrenzen

In diesem Abschnitt werden die mit KARMEN mit Hilfe eine *maximum likelihood* Methode erreichbaren Ausschlußgrenzen vorgestellt unter der Annahme, daß es keine Oszillationen im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanal gibt. Für die logarithmierte Likelihood-Funktion L wurde der folgende Ansatz gewählt:

$$L(r; \Delta m^2) = -L_{\text{poisson}} - \sum_{i=1}^{N_{ob}} \ln \left[r s_i(\Delta m^2; t_i, E_{pi}, E_{si}, \Delta t_i) + (1-r) b_i(t_i, E_{pi}, E_{si}, \Delta t_i) \right]$$

$$L_{\text{poisson}} = \ln \frac{N_{bg}^{(1-r)N_{ob}} e^{-N_{bg}}}{(1 + (1-r)N_{ob})} \quad (10.6)$$

Dabei steht N_{ob} für die Zahl der beobachteten, N_{bg} für die der Untergrundereignisse, $r = N_{os}/N_{ob}$ ist der Bruchteil von Signal(Oszillations-)ereignissen an den beobachteten Ereignissen, s_i (b_i) die Wahrscheinlichkeit, daß es sich beim Ereignis i um ein Oszillations(Untergrund)ereignis handelt. r ist für ein festes Δm^2 proportional zum gesuchten

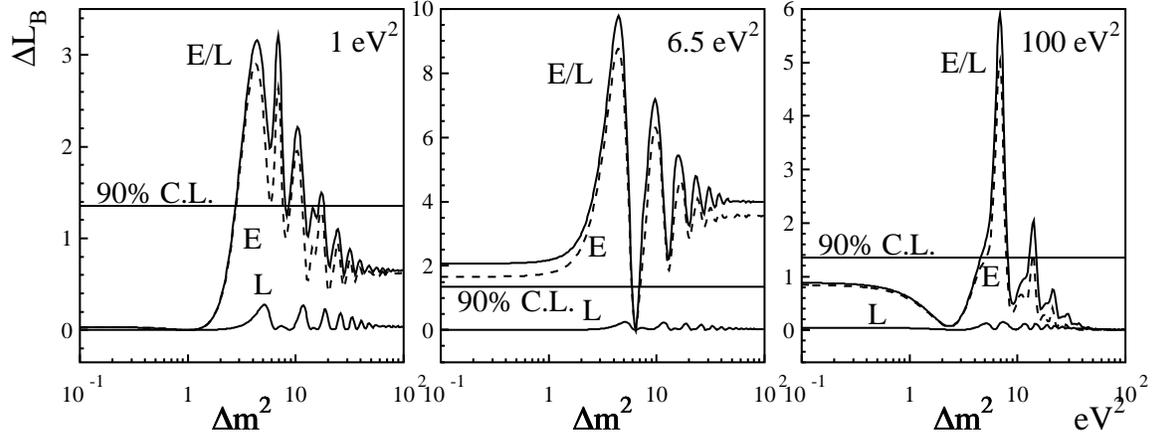


Abbildung 10.8: Verlauf von $\Delta L_B(\Delta m_1^2, \Delta m_2^2)$ (Gleichung 10.5) über Δm_2^2 für verschiedene Δm_1^2 und die Wahrscheinlichkeitsdichten $p(E_p)$, $p(L_p)$ und $p(E_p/L_p)$. Zu beachten sind die unterschiedlichen Skalen der drei Abbildungen. Für die Normierung wurden 10 gemessene Oszillationsereignisse angenommen. Δm^2 , bei denen die Kurven oberhalb der horizontalen Linie liegen, lassen sich mit 90% C.L. ausschließen.

Parameter $\sin^2(2\Theta)$. Die Δm^2 -Abhängigkeit von $L(r)$ ist implizit über die jeweils verwendeten unterschiedlichen Wahrscheinlichkeitsdichten s_i gegeben. Neben der Information, die in den gemessenen Ereignissen steckt, geht in $L(r; \Delta m^2)$ die Information über das erwartete Untergrundniveau N_{bg} ein. Dazu dient der erste Term L_{poisson} in Gleichung (10.6). Da die Anzahl der beobachteten Ereignisse N_{ob} fest bleibt, ändert sich bei einer Variation der enthaltenen Oszillationsereignisse rN_{ob} auch die Zahl der übrigbleibenden Untergrundereignisse $(1-r)N_{ob}$. Diese sollte jedoch mit der erwarteten Anzahl von Untergrundereignissen N_{bg} statistisch verträglich sein. Der Ausdruck L_{poisson} beschreibt die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von $(1-r)N_{ob}$ Untergrundereignissen bei einer Erwartung von N_{bg} . Als Grundlage diente die normale Poisson-Wahrscheinlichkeit, die jedoch unter Verwendung der Gammafunktion, $(n+1) = n!$ auf reelle Zahlen erweitert wurde, um eine kontinuierliche Variation von L mit r zu gewährleisten.

Die Wahrscheinlichkeiten s_i und b_i ergeben sich aus den Wahrscheinlichkeitsdichten für die einzelnen Meßgrößen:

$$\begin{aligned}
 s_i &= p_t(t_i) p_{E_p}(E_{pi}) p_{E_s}(E_{si}) p_{\Delta t}(\Delta t_i) \\
 b_i &= \frac{1}{N_{bg}} \sum_{j=1}^4 N_j p_{j,t}(t_i) p_{j,E_p}(E_{pi}) p_{j,E_s}(E_{si}) p_{j,\Delta t}(\Delta t_i)
 \end{aligned} \tag{10.7}$$

b_i ist eine Summe über die Wahrscheinlichkeitsdichten für die vier Untergrundquellen. Durch die getrennte Produktbildung für jede einzelne Untergrundquelle werden die Korrelationen zwischen den Verteilungen berücksichtigt. Die Normierungen werden dabei so fixiert, daß die relativen Anteile der einzelnen Untergrundquellen den erwarteten Ereigniszahlen N_j entsprechen. Damit wird nur der Untergrund als Ganzes variiert, jedoch eine Verschiebung einzelner Untergrundquellen untereinander nicht zugelassen. Diese Einschränkung hat im wesentlichen technische Gründe, da eine Freilassung der einzelnen Untergrundquellen drei zusätzliche Parameter erfordert, was die Minimumfindung deutlich

erschwert. Eine solche komplexe Analyse wird für die KARMEN–Daten 1990-95 durchgeführt [Jan97].

Die Likelihood–Funktion $L(r; \Delta m^2)$ ist auch im nicht physikalischen Bereich $r < 0$ (d.h. *negatives* Oszillationssignal) berechenbar, solange für alle beobachteten Ereignisse gilt $rs_i + (1 - r)b_i > 0$ und $(1 - r)N_{ob} > -1$. Die letzte Bedingung ergibt sich aus der Berechenbarkeit der Gammafunktion im Term L_{poisson} . Die Grenzen der Berechenbarkeit $r_<$ und $r_>$ ergeben sich aus der kleinsten Nullstelle des Arguments der ln–Funktion in Gl. (10.6) mit positiver Steigung und aus der größten Nullstelle mit negativer Steigung:

$$r_< = \min_{i=1, N_{ob}} \frac{b_i}{b_i - s_i} \quad \text{für } b_i < s_i$$

$$r_> = \max_{i=1, N_{ob}} \frac{b_i}{b_i - s_i} \quad \text{für } b_i > s_i.$$

Der Parameter $r_<$ kann durch die Bedingung $(1 - r_<)N_{ob} > -1$ unter Umständen weiter eingeschränkt werden. Eine Erweiterung in den nicht physikalischen Bereich erscheint zunächst aus mehreren Gründen attraktiv. Aufgrund von statistischen Schwankungen kommt es häufig vor, daß $L(r)$ das absolute Minimum erst für $r < 0$ annimmt. Man vermeidet also die Bestimmung von Randminima an den Grenzen des physikalischen Bereichs. Die Likelihood–Funktion divergiert an den Grenzen der Berechenbarkeit $r_<$ und $r_>$. Damit ist es immer möglich, vom absoluten Minimum aus die Schnittpunkte mit dem ΔL über dem absoluten Minimum liegenden Vertrauensniveau zu finden und damit Fehlergrenzen anzugeben.

Mit diesem Verfahren wurden bei der Analyse der KARMEN–Daten 1990–1995 mit dem dort vorherrschenden Untergrundniveau ausgezeichnete Erfahrungen gemacht. Für die hier präsentierte Analyse der Situation nach dem Upgrade wurde dieses Verfahren jedoch aus mehreren Gründen verworfen. Eine Monte–Carlo Simulation von 1000 möglichen Experimenten und eine anschließende Analyse jedes dieser Experimente zeigte, daß die gefundenen absoluten Minima einen *bias* aufweisen. Obwohl alle Experimente mit der Erwartung 0 Oszillationsereignisse und nach Poisson um die erwarteten Untergrundniveau verteilten Untergründereignissen gewürfelt wurden, lagen die gefundenen absoluten Minima der Likelihood–Funktionen im Mittel signifikant im negativen, unphysikalischen Bereich $r < 0$. Dieses Problem liegt paradoxerweise in dem geringen Untergrundniveau begründet. Bei den erwarteten Untergrundzahlen hatten etwa die Hälfte aller Monte–Carlo Experimente kein Ereignis oberhalb 30 MeV gemessen. Die Summe der Wahrscheinlichkeitsdichten durfte daher oberhalb 30 MeV stark negativ werden, da kein Ereignis $r_<$ in diesem Bereich beschränkte. Damit wurde aber aufgrund der über den gesamten Energiebereich konstant gehaltenen Normierung (negative Bereiche kompensieren dabei positive) die Wahrscheinlichkeitsdichten im Bereich unterhalb 30 MeV groß. Das Produkt der Wahrscheinlichkeiten der dort gemessenen Ereignisse wächst also tendenziell immer weiter an. Dieses Normierungsproblem führt bei einem Teil der Experimente immer zu einem negativen absoluten Minimum.

Aus den oben genannten Gründen wurde für die Bestimmung der 90% C.L. Ausschlußgrenze ein an die Methode von Bayes [Pdg96] angelehntes Verfahren angewendet. Unter der Annahme, daß das bisherige Wissen über den physikalischen Parameter $\sin^2(2\Theta)$ (bzw. r) nahelegt, daß dieser einer Gleichverteilung entstammt, d.h. keine einzelnen Bereiche von $\sin^2(2\Theta)$ bevorzugt sind, kann man eine Methode der Renormierung des Wahrscheinlichkeitsintervalls auf den *physikalischen* Bereich ableiten. Im Gegensatz zu dem in [Pdg96]

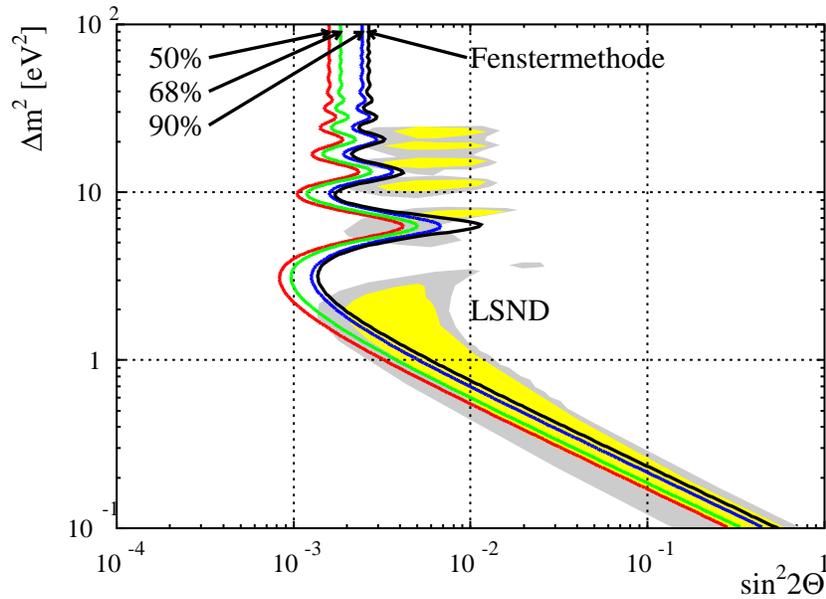


Abbildung 10.9: Erwartete Ausschlußgrenzen des KARMEN-Experiments mit 7500 C Protonenstrahl. Eingezeichnet sind die Ausschlußgrenzen nach der *maximum likelihood* Methode, die 50%, 68% bzw. 90% aller Experimente erreichen. Parameterkombinationen rechts der Kurven sind jeweils mit 90% C.L. ausgeschlossen. Mit Hilfe der Fenstermethode ergeben sich deutlich schlechtere Ausschlußgrenzen. Die ausgefüllten Flächen stellen die durch die positive Evidenz des LSND-Experiments bevorzugten Regionen dar [Ath96b].

dargestellten Verfahren wurde für die vorliegende Analyse ein leicht modifiziertes Verfahren angewendet, das die maximale Information aus der Likelihood-Funktion $L(r; \Delta m^2)$ extrahiert. Die de-logarithmierte Likelihood-Funktion $\mathcal{L}(r; \Delta m^2) = \exp(-L(r; \Delta m^2))$ wird dabei über den physikalischen Bereich integriert, bis der Bruchteil der Wahrscheinlichkeit an der Gesamtwahrscheinlichkeit über dem gesamten physikalischen Bereich dem gewünschten Vertrauensniveau δ entspricht.

$$\delta = \int_0^{r_{\text{C.L.}}(\Delta m^2)} \mathcal{L} dr' / \int_0^{r_1} \mathcal{L} dr' .$$

Dabei ist $r_{\text{C.L.}}(\Delta m^2)$ der Bruchteil von Oszillationsereignissen relativ zu der gemessenen Zahl von Ereignissen, der mit einem Vertrauensniveau von 90% C.L. ausgeschlossen werden kann. Daraus läßt sich direkt die Ausschlußgrenze für $\sin^2(2\Theta)$ bestimmen. r_1 steht für den Bruchteil von Oszillationsereignissen, der sich für $\sin^2(2\Theta) = 1$ und das jeweilige Δm^2 ergibt und bestimmt damit die Obergrenze des physikalischen Bereichs.

Für eine Abschätzung der erwarteten Sensitivität des KARMEN-Experiments nach dem Upgrade wurde der Ausgang von 1000 Experimenten mit Hilfe einer Monte-Carlo Methode bestimmt. Diese 1000 Experimente werden nach dem oben beschriebenen *maximum likelihood* Verfahren analysiert und für jedes Δm^2 getrennt die Ausschlußgrenze in $\sin^2(2\Theta)$ mit 90% C.L. bestimmt. Für die Simulation wurden die Schnitte $15 < E < 50$ MeV und $5 < \Delta t < 300 \mu\text{s}$ verwendet, was zu einer totalen Untergrunderwartung von 8.72 Ereignissen (Tabelle 10.2) führt. Es wurde angenommen, daß 7500 C Protonenstrahl auf das

Target für die Analyse zur Verfügung stehen. Der niedrige Energieschnitt wurde gewählt, um bei allen Δm^2 möglichst sensitiv zu sein. Der Vorteil der *maximum likelihood* Methode, relativ offene Schnitte verwenden zu können, wurde damit voll ausgenutzt. Die Anzahl der zu jeder der vier Untergrundquellen gehörenden Ereignisse wurde jeweils nach einer Poisson-Verteilung gewürfelt. Die Meßgrößen E_p, t, E_s und Δt für jedes Ereignis wurden nach den Wahrscheinlichkeitsdichten p_j (Gl. 10.7) korreliert für die diversen Untergrundquellen gewürfelt. Es wurde kein Oszillationssignal hinzugefügt. Abbildung 10.9 zeigt die gewonnenen Ergebnisse im Vergleich mit den Ergebnissen der Fenstermethode (Abschnitt 10.2) und dem positiven Resultat des LSND-Experiments, dargestellt durch die von LSND bevorzugten Bereiche von $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 . Um von den großen statistischen Fluktuationen der einzelnen simulierten Experimente unabhängiger zu werden, werden drei Kurven mit folgender Bedeutung präsentiert: die Bereiche rechts der Kurven werden von mindestens 50%, 68% bzw. 90% aller simulierten Experimente jeweils mit 90% C.L. ausgeschlossen. Dies gibt einen Anhaltspunkt dafür, wie groß die statistischen Fluktuationen bei der Bestimmung der Ausschlußgrenze sind. Für $\Delta m^2 = 100 \text{ eV}^2$ ergeben sich Ausschlußgrenzen von $\sin^2(2\Theta) < 1.59 \times 10^{-3}$ (50% aller Experimente), $\sin^2(2\Theta) < 1.83 \times 10^{-3}$ (68%) und $\sin^2(2\Theta) < 2.43 \times 10^{-3}$ (90%). Die *maximum likelihood* Methode ist also der Fenstermethode deutlich überlegen, obwohl offenere Schnitte angelegt und damit ein höheres Untergrundniveau akzeptiert wurde. Aus der Abbildung 10.9 wird weiter deutlich, daß es KARMEN mit der gesteigerten Sensitivität nach dem Upgrade möglich sein wird, praktisch den gesamten von LSND favorisierten Parameterbereich zu überdecken und damit potentiell LSND auszuschließen, falls es keine Neutrino-Oszillationen im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanal geben sollte.

10.3.3 Suche nach Evidenzen für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen

Wird z.B. mit Hilfe der in Abschnitt 10.2 beschriebenen Fenstermethode ein statistisch signifikanter Überschuß von Oszillationsereignissen gegenüber den erwarteten Untergrundergebnissen festgestellt, so stellt sich die Frage, wie die maximale Information über die vom Experiment bevorzugten Oszillationsparameter $\sin^2(2\Theta)$ und Δm^2 gewonnen werden kann. In diesem Abschnitt werden die Resultate von umfangreichen Monte-Carlo Studien präsentiert, die das Potential des KARMEN-Experiments im Falle einer Evidenz für Neutrino-Oszillationen aufzeigen. Dabei wird ausführlich auf die Problematik der Bestimmung von Fehlergrenzen für ein bestimmtes Vertrauensniveau eingegangen.

Für die Analyse einer Oszillations-Evidenz wird das in Abschnitt 10.3.2 dargestellte Verfahren zur Bestimmung von Ausschlußgrenzen modifiziert. Da Informationen sowohl über Δm^2 als auch $\sin^2(2\Theta)$ erwünscht sind, wird eine simultane zwei-Parameter Analyse durchgeführt. Der Ansatz für die Likelihood-Funktion (Gl. 10.6) bleibt unverändert. In der Parameterebene ($\sin^2(2\Theta), \Delta m^2$) wird das *absolute* Minimum der Funktion $L(r, \Delta m^2)$ bestimmt: $L_m = L(r_m, \Delta m_m^2)$. Für die Angabe des Fehlerbereichs wird die Kurve der Likelihood-Funktion bestimmt, auf der sie einen konstanten Wert $L_m + \Delta L$ oberhalb des Minimums annimmt. Im allgemeinen ist die sich ergebende Kurve nicht zusammenhängend sondern zerfällt in mehrere Bereiche. Dies zeigt auch der LSND Evidenz-Bereich in Abbildung 10.9. Diese Bereiche wurden nach der gleichen Methode gewonnen mit Werten von $\Delta L = 2.3$ bzw. 4.5, die durch die Werte für 90% bzw. 99% C.L. nach Gleichung (10.3) motiviert sind. Aufgrund der von einer Gaußverteilung abweichenden Form der Likelihood-Funktion müssen diese jedoch als vom Experiment *favorisierte* Bereiche und

nicht als 90% bzw. 99% C.L. Bereiche bezeichnet werden.

Als Definition für einen Vertrauensbereich bietet sich an, daß wiederholt durchgeführte Experimente mit einer Wahrscheinlichkeit, die dem gewählten Vertrauensniveau entspricht, den physikalisch *wahren* Wert von Δm^2 und $\sin^2(2\Theta)$ in ihrem jeweiligen Vertrauensbereich einschließen¹. Da der wahre Wert von Δm^2 und $\sin^2(2\Theta)$ naturgemäß ad hoc nicht bekannt ist, bleibt nur der Rückgriff auf eine Monte–Carlo Technik, um einen verlässlichen Wert für ΔL zu gewinnen. Dafür wurde exemplarisch von drei verschiedenen Parameter–Paaren in der $(\sin^2(2\Theta), \Delta m^2)$ –Ebene ausgegangen, die durch das positive Resultat des LSND–Experiments motiviert sind. Für ein festes Parameter–Paar wurde jeweils der Ausgang von 1000 KARMEN–Experimenten nach 7500 C Protonenstrahl simuliert. Dabei wurden die gleichen Schnitte $15 < E < 50$ MeV und $5 < \Delta t < 300$ μ s angewendet, wie in Abschnitt 10.3.2. Die Anzahl der Ereignisse der verschiedenen Untergrundklassen und der Oszillationsereignisse eines simulierten Experiments wurden aus individuellen Poisson–Verteilungen unabhängig voneinander gewürfelt. Die Meßgrößen eines jeden Ereignisses wurden gemäß seiner Klasse aus den zugehörigen Wahrscheinlichkeitsdichten bestimmt. Für die Oszillationsereignisse wurden dabei die für das angenommene Δm^2 geltenden Verteilungen verwendet. Danach wurde jedes der Experimente individuell analysiert und das absolute Minimum der jeweiligen Likelihood–Funktion bestimmt. Dabei stimmen die Parameter Δm^2 und $\sin^2(2\Theta)$ am absoluten Minimum im allgemeinen nicht mit den *wahren* Parametern überein, nach denen die Oszillationsereignisse gewürfelt wurden. Dies bedeutet, daß die negative, logarithmierte Likelihood–Funktion L für die wahren Parameterwerte einen größeren Wert L_{wahr} annimmt, als am absoluten Minimum L_{min} . Die Forderung nach einem korrekten Vertrauensbereich läßt sich erfüllen, wenn das verwendete ΔL z.B. in 90% der simulierten Experimente größer ist als die jeweilige Differenz der Likelihood–Funktion zwischen dem wahren und dem minimalen Punkt $\Delta L_{\text{MC}} = L_{\text{wahr}} - L_{\text{min}}$.

Abbildung 10.10a zeigt die aufakkumulierten Verteilungen der ΔL_{MC} für die drei verschiedenen Parameter–Kombinationen $\Delta m^2 = 1, 10, 100$ eV², $\sin^2(2\Theta) = 7.34, 7.06, 6.20 \times 10^{-3}$. Die Δm^2 sollen dabei repräsentativ für den Bereich kleiner, großer Δm^2 und den Bereich hoher Sensitivität von KARMEN stehen. Die $\sin^2(2\Theta)$ und damit die erwartete Anzahl von Oszillationsereignissen ergeben sich aus dem positiven LSND–Resultat für die Oszillationswahrscheinlichkeit (siehe Abschnitt 10.2). Aus den Verteilungen läßt sich direkt das ΔL für ein gewünschtes Vertrauensniveau ablesen. Zum Vergleich ist die Erwartung für ΔL aus Gleichung (10.3) mit eingezeichnet. Man erkennt, daß alle Verteilungen deutlich rechts der theoretischen Erwartung liegen. Die Gründe hierfür sind vielfältig und wurden in weiteren Monte–Carlo Studien weitgehend aufgeklärt. Zum einen ist die Anzahl der erwarteten Oszillationsereignisse sehr gering. Tabelle 10.4 stellt die verwendeten Oszillations–Parameter und die erwarteten Ereigniszahlen gegenüber. Die Messung von Δm^2 läuft auf eine *Frequenzmessung* einer Schwingung hinaus, die durch die Oszillationsformel gegeben ist (Gleichung 3.3). Sobald die Anzahl der Ereignisse in der gleichen Größenordnung wie die Anzahl der zur Analyse herangezogenen Schwingungsperioden ist (was in einem großen Δm^2 –Bereich gegeben ist), steht prinzipiell nicht genug Information zur Verfügung, um zwischen verschiedenen Δm^2 zu unterscheiden. Dies führt dazu, daß die Likelihood–Funktion pathologisch, d.h. mehrdeutig wird. In einer Monte–Carlo Studie konnte gezeigt werden, daß in einem solchen Fall der Frequenzmessung mit niedriger

¹dies wird als klassischer Ansatz oder *frequentist's approach* bezeichnet

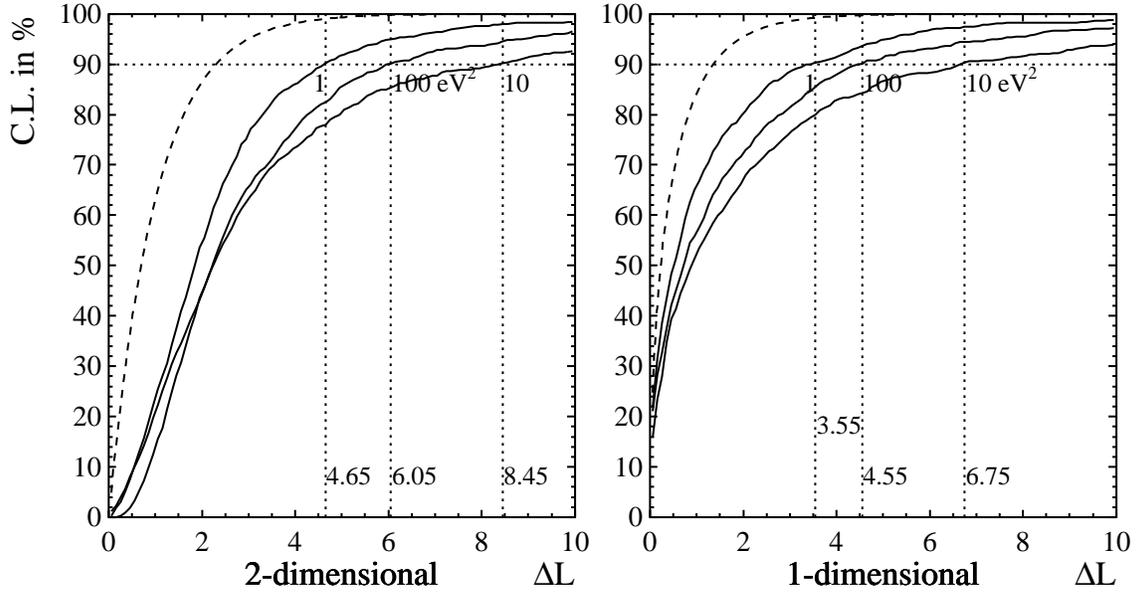


Abbildung 10.10: Abhängigkeit des Vertrauensniveaus von ΔL für die 2- und die 1-dimensionale Methode (siehe Text). Aufgetragen sind die aufakkumulierten Verteilungen von ΔL_{MC} für jeweils 1000 Experimente mit den angenommenen Werten für Δm^2 . Die gestrichelten Kurven zeigen den Verlauf der theoretischen Erwartungen (Gleichungen 10.3, 10.4).

Statistik die zum Bestimmen eines Vertrauensbereichs notwendigen ΔL deutlich über den theoretisch erwarteten liegen.

Im vorliegenden Fall reicht dies jedoch nicht aus, um die hohen ΔL zu erklären. Ignoriert man wie im Fall der Bestimmung der Ausschlußgrenzen die Möglichkeit der *maximum likelihood* Methode, zwischen verschiedenen Δm^2 zu unterscheiden, und bezieht sich bei der Bestimmung der Vertrauensbereiche nicht auf das *absolute* Minimum, sondern auf das jeweils *lokale* Minimum der Likelihood-Funktion für ein festes Δm^2 , so ist die Likelihood-Funktion nicht mehr pathologisch, sondern hat im allgemeinen für ein konstantes Δm^2 nur ein Minimum. Des weiteren reduziert man das Problem von zwei auf eine Dimension, da für ein festes Δm^2 nur ein physikalischer Parameter, d.h. $\sin^2(2\Theta)$, bestimmt wird. Dennoch ergeben sich auch in diesem Fall große Diskrepanzen zwischen den aufakkumulierten ΔL_{MC} -Verteilungen und der theoretischen, eindimensionalen Erwartung (Abbildung 10.10b). Hier liegt die Ursache im wesentlichen in der geringen Statistik der Ereignisse, so daß die aus diesen Ereignissen berechnete Likelihood-Funktion deutlich von ihrem asymptotischen Verlauf bei hoher Statistik abweicht. Des weiteren wird durch die niedrige Statistik die Poisson-Gewichtung der Likelihood-Funktion mit der Erwartung der Anzahl der Untergrundereignisse nötig (siehe Gleichung 10.6). Dies deformiert die Likelihood-Funktion und führt zu einer weiteren Erhöhung der notwendigen ΔL . Im Gegensatz zu den anderen Effekten verstärkt sich der zuletztgenannte mit höheren Ereigniszahlen, dies ist für das relativ große ΔL für $\Delta m^2 = 10 \text{ eV}^2$ verantwortlich.

Angesichts der großen Unterschiede in den für die verschiedenen Δm^2 bestimmten Werten von ΔL stellt sich die Frage, wie ΔL für ein vorliegendes Resultat eines Experi-

Δm^2	$\sin^2(2\Theta)$	N_{os}	ΔL_{1d}	ΔL_{2d}
1 eV ²	7.34×10^{-3}	7.66	3.55	4.65
10 eV ²	7.06×10^{-3}	17.06	6.75	8.45
100 eV ²	6.20×10^{-3}	11.28	4.55	6.05

Tabelle 10.4: Die für die verschiedenen *wahren* Oszillationsparameter notwendigen Werte für ΔL um 90% C.L. zu erreichen. N_{os} ist die nach dem positiven LSND–Resultat in KARMEN erwartete Anzahl von Oszillationsereignissen.

ments ohne Kenntnis der wahren, physikalischen Werte von Δm^2 und $\sin^2(2\Theta)$ bestimmt werden soll. Glücklicherweise hängt jedoch die Größe ΔL nicht von Δm^2 sondern nur von der erwarteten Anzahl der Oszillationsereignisse ab. Dies konnte in einer weiteren Monte–Carlo Studie gezeigt werden. Dazu wurden für 180 Δm^2 –Werte zwischen 0.01 und 100 eV² jeweils der Ausgang von 1000 Experimenten simuliert und mit Hilfe der oben dargestellten Methode analysiert. Dabei wurde jedoch die Anzahl der erwarteten Oszillationsereignisse N_{os} auf 7 fixiert und dafür jeweils ein $\sin^2(2\Theta)$ Parameter berechnet. Die Anzahl der *erwarteten* Oszillationsereignisse war also konstant. Für jedes Δm^2 wurde die aufakkumulierte Verteilung der ΔL_{MC} –Werte und daraus das jeweils für 90% C.L. gültige Δm^2 bestimmt. Die resultierende Verteilung der ΔL über Δm^2 schwankt statistisch um einen Mittelwert von 4.36. Insgesamt gilt $3.85 < \Delta L < 4.95$. Damit liegt eine Methode vor, die es erlaubt, nach dem Ausgang eines Experiments die Anzahl von Oszillationsereignissen abzuschätzen (z.B. als Resultat der *maximum likelihood* Methode), und dann mit Hilfe einer Monte–Carlo Methode ΔL zu bestimmen. Somit ist es möglich, verlässliche und korrekte Vertrauensbereiche mit dem gewünschten Vertrauensniveau aus der Likelihood–Funktion der Messung zu bestimmen.

Unabhängig von dieser Arbeit wird in [Fel97] ein ähnliches Verfahren vorgeschlagen, um die notwendigen ΔL –Werte für ein zwei–Parameter *binned maximum likelihood* Verfahren zu finden. Die Autoren gehen dabei so weit, für jeden Punkt in der $(\sin^2(2\Theta), \Delta m^2)$ –Ebene individuell einen ΔL –Wert zu berechnen. Dabei greifen sie ebenfalls auf eine Monte–Carlo Technik zurück, die den Ausgang von vielen Experimenten simuliert. Für ein Beispiel mit relativ hoher Statistik (100 Untergründereignisse und 100 Oszillationsereignisse pro $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = 0.01$ in jedem von fünf angenommenen Energiebins) bestimmen die Autoren eine Variation von ΔL zwischen 1.2 und 3.3 (der theoretische Wert beträgt für ein angenommenes 90% C.L. $\Delta L = 2.30$). Als Gründe für diese starke Variation wird unter anderem die notwendige Begrenzung des Parameters $\sin^2(2\Theta)$ auf den physikalischen Bereich und die sinusförmige Natur der Oszillationswahrscheinlichkeit genannt.

Um das Potential des KARMEN–Experiments im Falle einer Evidenz für Neutrino–Oszillationen darzustellen, werden in Abbildung 10.11 für die drei oben betrachteten Werte von Δm^2 jeweils die Vertrauensbereiche mit 90% C.L. präsentiert, die sich aus den Monte–Carlo Simulationen ergaben. Dabei wurde die oben beschriebene simultane zwei–Parameter *maximum likelihood* Analyse für jeweils 1000 simulierte KARMEN–Experimente durchgeführt. Für ΔL wurden die in Tabelle 10.4 aufgeführten Werte verwendet. Um von den starken statistischen Schwankungen, denen die einzelnen Experimente unterliegen, unabhängiger zu sein, werden Gebiete dargestellt, die von 50%, 68% bzw.

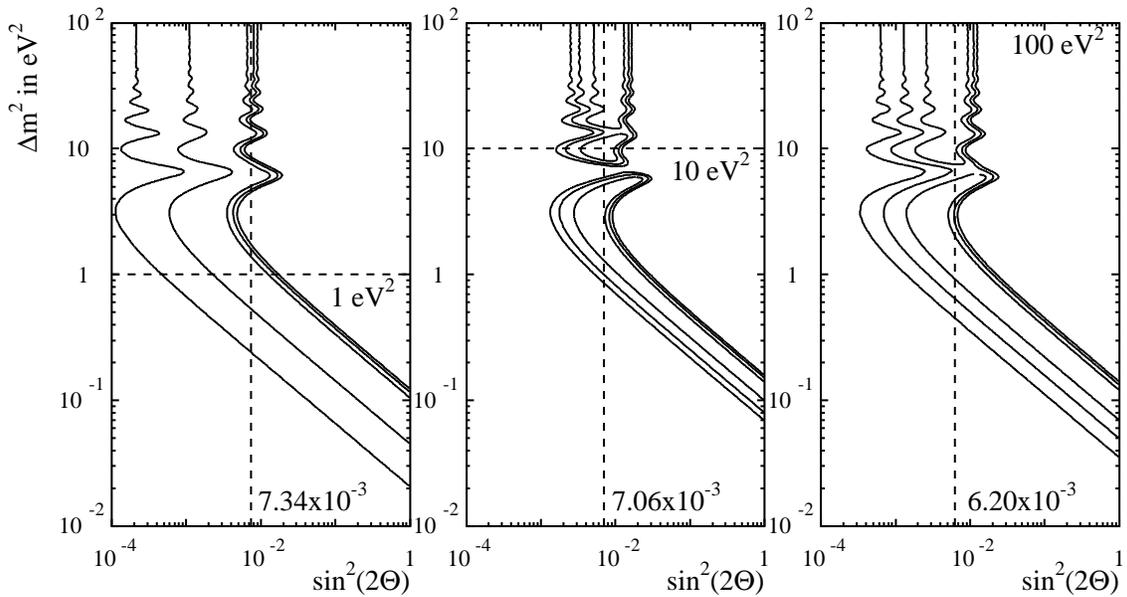


Abbildung 10.11: Erwartete Evidenzbereiche des KARMEN-Experiments mit 7500 C Protonenstrahl für verschiedene Δm^2 . Punkte außerhalb der Gebiete liegen mit 90%, 68% bzw. 50% Wahrscheinlichkeit außerhalb der 90% C.L. Einschlußbereiche von 1000 simulierten Experimenten.

90% der Experimente *nicht ausgeschlossen* werden. Ein Punkt liegt also innerhalb des 50%, 68%, 90%-Gebiets, wenn mindestens 50%, 32%, 10% der Experimente diesen Punkt mit 90% C.L. *einschließen*. Das 90%-Gebiet umschließt das 68%-Gebiet, welches wiederum das 50%-Gebiet umschließt. Per Konstruktion liegt das wahre, jeweils angenommene Parameterpaar innerhalb des Einschlußbereichs von 90% der Experimente und wird damit etwa von 10% der Experimente ausgeschlossen.

Die Form der Gebiete ist dabei für die verschiedenen, gewählten Δm^2 deutlich unterschiedlich. Bei 1 eV^2 ist die Situation aufgrund der niedrigen erwarteten Ereigniszahl am schwierigsten. Dort läßt sich in mehr als 10% der Fälle in $\sin^2(2\Theta)$ keine untere Grenze für den 90% C.L. Einschluß angeben, d.h. es gibt in diesen Fällen keinen Hinweis auf eine Evidenz für Neutrino-Oszillationen. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt, daß die Wahrscheinlichkeit, 3 oder weniger Oszillationsereignisse bei einer Erwartung von 7.7 zu messen, 12.1% beträgt. Die Breite des eingeschlossenen Gebiets hängt praktisch nicht von Δm^2 ab, dies spiegelt die geringe Sensitivität des KARMEN-Experiments auf Δm^2 in diesem Bereich wider. Bei 10 eV^2 zeigt sich jedoch, daß sich einzelne Δm^2 -Bereiche vollständig ausschließen lassen. Die Evidenzbereiche werden aufgrund der relativ hohen Zahl von 17.1 erwarteten Ereignissen enger und praktisch alle Experimente finden eine Evidenz. Bei 100 eV^2 verschlechtert sich die Situation wieder, dennoch unterscheiden sich die verschiedenen E/L -Spektren relativ stark von dem bei 100 eV^2 , so daß der eingeschlossene Bereich mit Δm^2 variiert.

Kapitel 11

Résumé

Die Suche nach Neutrino-Oszillationen liefert die zur Zeit sensitivsten Grenzen für die Differenzen der Ruhemassen der Neutrinos. Die Frage nach den Massen der Neutrinos ist eine der wichtigsten und fundamentalsten Fragen auf dem Gebiet der Elementarteilchenphysik. Neben ihrer Bedeutung als eine Erweiterung des Standardmodells hätte eine endliche Ruhemasse weitreichende Auswirkungen auf kosmologische Modelle des Universums. Bei einer kleinen Mischung der Neutrinoeigenzustände ist das Auftauchen einer in der Neutrinoquelle nicht vorhandenen Neutrinoart ein sehr seltenes Ereignis. Für die Suche nach Neutrino-Oszillationen ist daher eine extrem geringe Untergrundrate unabdingbare Voraussetzung. Das KARMEN-Experiment hat nach Durchführung des KARMEN-Upgrades dieses Ziel erreicht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Quellen des Untergrunds im sensitivsten Kanal der $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen identifiziert. Die Quellen sind Tief-inelastische Streuungen kosmischer Myonen und der Einfang gestoppter negativer Myonen in der massiven, den KARMEN-Detektor umgebenden Eisenabschirmung. Die dabei produzierten Neutronen dringen in den Zentraldetektor ein und simulieren dort die Nachweissignatur für $\bar{\nu}_e$ Neutrinos. Dieser Untergrund limitierte die Sensitivität bei der Analyse der KARMEN Daten aus den Jahren 1990–1995. Bei der Analyse dieser Daten ließ sich kein Hinweis auf Neutrino-Oszillationen finden und für den Oszillationsparameter $\sin^2(2\Theta)$ wurde eine obere Grenze von $\sin^2(2\Theta) < 8.5 \times 10^{-3}$ (90% C.L.) für große Δm^2 abgeleitet.

Durch die Installation eines 300 m² großen zusätzlichen Vetosystems in den 2 m dicken Wänden und in der 3 m dicken Decke der Abschirmung wurde 1996 im Rahmen des KARMEN-Upgrades die Möglichkeit geschaffen, die kosmischen Myonen, die potentiell in der Nähe des Zentraldetektors Neutronen emittieren, nachzuweisen und die entsprechenden Ereignisse zu verwerfen. Wie durch eine umfangreiche Analyse in dieser Arbeit gezeigt werden konnte, wurde dadurch der kosmisch induzierte Untergrund im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanal um einen Faktor 42.6 ± 8.4 reduziert. Dazu war es notwendig, das Totzeitverhalten und die Triggerbedingungen des Detektorsystems genau zu verstehen und seltene zufällige Koinzidenzen zwischen Ereignissen durch ihre speziellen Signaturen zu erkennen und zu verwerfen. Die Sensitivität für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen steigerte sich durch die Untergrundreduktion derart, daß bereits durch die Auswertung der 1997 aufgenommenen ersten Daten nach dem KARMEN-Upgrade $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen mit einer oberen Grenze von $\sin^2(2\Theta) < 6.2 \times 10^{-3}$ (90% C.L.) ausgeschlossen werden konnten.

Eine umfangreiche Analyse des nach dem Upgrade verbleibenden Untergrunds in die-

sem Kanal erlaubte mit Hilfe von detaillierten Monte-Carlo Simulationen eine fundierte Vorhersage der nach weiteren 2 Jahren Meßzeit erreichbaren Sensitivität. Bei geeigneten Schnitten werden in diesem Zeitraum insgesamt nur 1.6 Untergründereignisse erwartet. Der Untergrund besteht zu 85% aus Neutrino-induziertem Untergrund, nur 15% entfallen auf den verbleibenden kosmischen Untergrund. Damit ist gezeigt, daß das KARMEN-Experiment nach dem Upgrade in der Lage ist, das volle Potential der Neutrinoquelle ISIS, das u.a. durch die extrem niedrige Kontamination durch $\bar{\nu}_e$ Neutrinos gegeben ist, voll auszunutzen. Falls keine Neutrino-Oszillationen gefunden werden, wird KARMEN in 50% aller Fälle eine Ausschlußgrenze von $\sin^2(2\Theta) < 1.6 \times 10^{-3}$ (90% C.L.) oder kleiner liefern. Falls sich das LSND-Resultat einer positiven Evidenz für Oszillationen bestätigen sollte, so wird KARMEN diese Oszillationen für weite Bereiche von Δm^2 mit mindestens 90% C.L. nachweisen können. KARMEN wird damit das einzige Experiment sein, daß in den nächsten zwei Jahren das LSND-Resultat entweder bestätigen oder verwerfen kann. Durch die exzellente spektroskopische Qualität der Energiemessung und die Präzision bei der Bestimmung der Flugstrecke der Neutrinos wird KARMEN darüber hinaus in der Lage sein, Aussagen über den Parameter Δm^2 zu treffen. Davon hängt u.a. die Planung dezidierter Experimente zur Bestätigung der Oszillationen mit hoher Statistik ab.

Für viele in dieser Arbeit vorgestellte Ergebnisse wurden umfangreiche Monte-Carlo Simulationen entwickelt und verwendet. Die komplexe Untergrundsituation im $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Kanal konnte nur durch eine detaillierte Nachbildung der ablaufenden Reaktionen vollständig analysiert und verstanden werden. So konnte der Wirkungsquerschnitt für tief-inelastische Reaktionen bestätigt, die Form des Energiespektrums von Neutronen aus Myoneinfängen an Eisen und die Neutronenmultiplizität oberhalb 10 MeV zu $0.0671 \pm 0.0066(\text{stat}) \pm 0.0134(\text{syst})$ Neutronen pro Einfang bestimmt werden. Dies war eine wichtige Voraussetzung für die Planung der Maßnahmen gegen diesen Untergrund. Mit Hilfe der Simulationen konnte die Anordnung der Vetoähler und ihre Positionierung innerhalb der Abschirmung auf einen möglichst hohen Reduktionsfaktor hin optimiert werden. Auch die Eigenschaften der Vetoähler selbst wurden mit Hilfe von Lichttransportsimulationen nachgebildet und die Myonnachweiswahrscheinlichkeit im Laufe des Optimierungsprozesses entscheidend verbessert. Des weiteren halfen Simulationen des vom Spallationstarget ISIS verursachten strahlkorrelierten Untergrunds in den Vetoählern, die Abschirmmaßnahmen gegen diesen Untergrund zu optimieren. So konnte die Rate nachgewiesener Einfänge thermalisierter Neutronen durch eine optimal abgestimmte Kombination aus Polyethylenplatten und Eisen um eine Größenordnung reduziert werden. Auch für die Bestimmung der nach dem KARMEN-Upgrade zu erwartenden Sensitivität für Neutrino-Oszillationen wurden Simulationen eingesetzt, um die verwendeten Analyseverfahren zu testen und zu optimieren und insbesondere die korrekte Bestimmung von Vertrauensbereichen im Falle einer Evidenz für Neutrino-Oszillationen zu ermöglichen.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Simulationen können auch für zukünftige Experimente wertvolle Beiträge liefern. Der KARMEN-Upgrade hat gezeigt, daß es möglich ist, den myoninduzierten Neutronenuntergrund durch aktive Vetoähler auf die extrem geringe Rate von 0.088 ± 0.014 mHz zu reduzieren. Unter Verwendung von Simulationen ist es möglich, diese niedrige Untergrundrate auch bei anderen Experimenten zu erreichen und damit die maximale Sensitivität für seltene Prozesse zu erlangen.

Anhang A

Bestimmung des zufälligen Untergrunds bei der Sequenzsuche

Bei der Suche nach zeitlich und räumlich korrelierten Sequenzen aus einem oder mehreren Ereignissen ist es unvermeidbar, daß es durch die unkorreliert im Detektor stattfindenden Ereignisse zu zufälligen Koinzidenzen kommt. Für die Bestimmung der *wahren* Sequenzen müssen der Anteil dieses Untergrunds, aber auch die Verteilungen der Meßgrößen der Ereignisse wie Energie und Ort präzise bestimmt werden. In Abschnitt 7.2.1 wurde das Verfahren zur Bestimmung des zufälligen Untergrunds skizziert, das für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Sequenzanalysen verwendet wurde. Wesentlich ist dabei die Ausnutzung der Periodizität der KARMEN-Datenaufnahme durch die vom ISIS Synchrotron vorgegebene Wiederholrate von 50 Hz. In diesem Kapitel werden die technischen Details des zur Sequenzsuche bei gleichzeitiger Bestimmung des zufälligen Untergrunds angewendeten Verfahrens dokumentiert.

A.1 Begriffe der KARMEN-Datenaufnahme

Die Funktionsfähigkeit des Sequenzsuche-Algorithmus hängt von der genauen Beschreibung der Triggerbedingungen bei der KARMEN-Datenaufnahme ab. Daher werden zunächst einige dabei verwendete Begriffe definiert:

promptes Zeitfenster Zur Reduzierung der auf magnetische Datenträger zu speichernden Datenmenge werden nur Strahlperioden aufgenommen, bei denen innerhalb des prompten Zeitfensters $-200 < t - T_0 < 100 \mu\text{s}$ wenigstens ein *neutrales* (d.h. von der MLU zu Konversion und Auslese freigegebenes) Ereignis auftrat. Seit Anfang 1995 gilt zusätzlich die Bedingung, daß das Ereignis eine Mindestenergie von 25 Kanälen (Summe über die E_u - und E_d -Energien aller aktivierten Module), besitzen muß. Dies entspricht etwa einer Schwelle von 2.5 MeV

second beamperiods Insbesondere für die Auswertung der $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ Reaktion, bei der das sequentielle Ereignis aus dem ^{12}N Zerfall mit einer Lebensdauer von 15.9 ms stammt und damit die Zeitdifferenz zwischen promptem und sequentiellem Ereignis deutlich länger als eine 20 ms Strahlperiode werden kann, wird unter bestimmten Bedingungen die auf eine aufgenommene Strahlperiode folgende ebenfalls

aufgenommen, ohne daß innerhalb dieser Periode zusätzliche Bedingungen erfüllt werden müssen.

software promptes Zeitfenster Damit das Auslesen der nachfolgenden *second beam-period* erfolgt, muß in der ersten Strahlperiode ein neutrales Ereignis innerhalb des software prompten Zeitfensters $-200 < t - T_0 < 90\mu s$ liegen und seit Anfang 1995 über eine Mindestenergie von 45 Kanälen (entspricht etwa 4.5 MeV) verfügen.

EC1 Ereignisse Dies sind neutrale Ereignisse oder SMUs, die über der MLU-Schwelle für die Summenenergie liegen, die analog über die Asterixkarten des Zentraldetektors gebildet wird. Sie triggern seit Februar 1997 das Akzeptieren von Ereignissen *unterhalb* der MLU-Schwelle, d.h. Ereignisse mit einem oder mehreren T_{or} Signalen der beteiligten Module, aber mit niedrigerer Energie.

EC2 Ereignisse Dies sind Ereignisse, die zwar ein T_{or} Signal erzeugten, jedoch nicht notwendigerweise über die Summenenergieschwelle der MLU gelangten. Diese Ereignisse werden nur aufgenommen, wenn bis zu $600 \mu s$ vorher ein EC1-Ereignis vorausging oder das Ereignis im Zeitfenster $-200 < t - T_0 < 800 \mu s$ stattfand.

A.2 Algorithmus zur Sequenzsuche

Für die Suche nach Sequenzen, bei denen das prompte und sequentielle Ereignis mehrere Strahlperioden voneinander entfernt liegen können und zur Suche des zufälligen Untergrunds in weit zurückliegenden Strahlperioden, werden alle Ereignisse, die die Bedingungen für ein promptes Ereignis erfüllen (Energie, Ort, etc.), gespeichert. Dazu werden fünf als Ringspeicher organisierte 'Puffer' verwendet. In Puffer 0 werden alle Ereignisse, in den Puffern 1-4 nur die Ereignisse eines bestimmten Strahlperiodentyps gespeichert. Dies ist notwendig, da die Zeitverteilungen der Ereignisse durch die Triggerbedingungen innerhalb der Strahlperioden nicht konstant sind, z.B. ist die Zahl von Ereignissen im prompten Fenster stark erhöht, weil nur prompte Strahlperioden aufgenommen werden, die dort ein Ereignis aufweisen. Insgesamt werden 4 Typen von Strahlperioden unterschieden:

1. prompte Periode, die keine Aufnahme der nächsten Periode triggert (es gab zwar ein Ereignis, das die prompte Bedingung erfüllte, jedoch keines, das die Bedingung zur Aufnahme der *second beamperiod* erfüllte).
2. prompte Periode, die die Aufnahme der nächsten Periode triggert
3. *second beamperiod*, die keine Aufnahme der nächsten Periode triggert (kein Ereignis innerhalb des Software prompten Zeitfensters oberhalb der Energieschwelle)
4. *second beamperiod*, die die Aufnahme der nächsten Periode triggert.

A.2.1 Suche nach *wahren* Sequenzen

Das Programm `REDUCE_KARMEN_DATA` [Pli97] stellt die KARMEN-Daten dem Auswerter auf der Basis einzelner Strahlperioden zur Verfügung. Zu allen Ereignissen der jeweils aktuellen Strahlperiode, die die Bedingungen für ein sequentielles Ereignis erfüllen, wird im Puffer 0 nach einem passenden prompten Ereignis in räumlicher Koinzidenz gesucht.

Die Suche rückwärts in der Zeit kann abgebrochen werden, sobald die Differenzzeit größer als die maximal geforderte Differenzzeit zwischen sequentiell und promptem Ereignis ist. Gefundene Sequenzen werden zur weiteren Auswertung auf Festplatte gespeichert. Erstreckt sich die Suche maximal über zwei Strahlperioden, so ist für Ereignisse innerhalb des Software prompten Fensters gewährleistet, daß sich die *second beamperiod* in den Daten befindet. Soll zur Erhöhung der Statistik auch nach Untergrund außerhalb der prompten Fenster gesucht werden, oder wird nach langlebigen Sequenzen gesucht [Eic95], so muß berücksichtigt werden, daß die aufgenommenen Daten nicht lückenlos die Meßzeit abdecken. Um dies zu protokollieren, werden die Typen der in den Daten von der aktuellen Periode aus in der Vergangenheit vorhandenen Perioden in einem Feld **BPTYPES** gespeichert. Eine aufgrund der Datenaufnahmebedingungen nicht vorhandene Periode wird mit dem Typ 0 gekennzeichnet. Jede Strahlperiode besitzt eine eindeutige Nummer, die nicht nur die aufgenommenen Strahlperioden zählt, sondern mit 50 Hz hochgezählt wird. Damit sind Lücken zwischen den Strahlperioden leicht erkennbar und die Absolutzeit einer Periode läßt sich direkt angeben.

A.2.2 Suche nach zufälligen Sequenzen

Für die Suche nach zufälligem Untergrund werden nun für die gleichen sequentiellen Ereignisse der aktuellen Strahlperiode prompte Ereignisse weit zurückliegender Perioden in den Puffern 1–4 gesucht. In welchem Puffer gesucht wird, hängt dabei von den Typen der für die wahre Suche verwendeten Perioden ab, die in **BPTYPES** gespeichert wurden. In einer Schleife über das Feld **BPTYPES** wird ein Typ festgelegt und dann im entsprechenden Puffer nach prompten Ereignissen gesucht. Für den Typ 0 (Periode wurde nicht aufgenommen) wird keine Suche durchgeführt. Um statistisch präzise Angaben auch bei einem geringen Niveau an zufälligem Untergrund machen zu können, wird jeweils nicht nur eine gespeicherte Periode durchsucht, sondern z.B. zehn Perioden, um eine entsprechend überhöhte Zahl von zufälligen Untergrundereignissen zu finden.

Für die Suche nach zufälligem Untergrund, bei dem sich das prompte und sequentielle Ereignis in der gleichen Strahlperiode befinden, ist eine Spezialbehandlung nötig, da das sequentielle Ereignis unter Umständen den Typ der aktuellen Periode bestimmte. Für die aktuelle Periode wird daher der Typ bestimmt, den sie hätte, wenn es das aktuell betrachtete sequentielle Ereignis *nicht* gegeben hätte. Dies kann z.B. dazu führen, daß die Periode überhaupt nicht aufgenommen oder keine Aufnahme einer zweiten Strahlperiode getriggert worden wäre. Falls der resultierende Typ nicht 0 ist (Periode wäre dennoch in den Daten), so wird im diesem Typ entsprechenden Puffer nach prompten Ereignissen gesucht. Nur durch diese Maßnahme ist es möglich, *unbiased* nach zufälligem Untergrund in der gleichen Strahlperiode zu suchen. Für die Bestimmung des Strahlperiodentyps ohne das aktuelle Ereignis ist eine genaue Beschreibung der Triggerbedingungen unter Beachtung der Ereigniszeit und der Summenenergie in Kanälen nötig.

A.2.3 EC1/EC2 Triggerbedingung

Seit Februar 1997 wurde eine weitere Triggerbedingung in die Datenaufnahme integriert. Nach hochenergetischen Ereignissen über der EC1-Schwelle werden für eine Zeitraum von 600 μ s auch sog. EC2 Ereignisse akzeptiert, die u.U. nicht über der MLU-Summenenergieschwelle lagen. Damit herrschen in einer Strahlperiode abhängig von den vorausgegan-

genen Ereignissen unterschiedliche Schwellenbedingungen und damit auch Ereignisraten. Dies wurde ebenfalls für den Algorithmus zur Sequenzsuche berücksichtigt. Dazu werden für jede Strahlperiode in den Puffern die Zeiten der EC1 Ereignisse vermerkt. Bei der Suche nach zufälligen Ereignissen wird von der jeweiligen Strahlperiode des prompten Ereignisses verlangt, daß zum Zeitpunkt des sequentiellen Ereignisses relativ zum Beginn der Strahlperiode die gleichen Schwellenbedingungen herrschten wie in der aktuellen Periode. Nur dann wird die prompte Periode für die Untergrundsuche akzeptiert. Die Untergrundsuche wird solange fortgesetzt, bis zu jedem sequentiellen Ereignis eine dem Überhöhungsfaktor entsprechende Zahl von passenden prompten Perioden gefunden wurde.

A.2.4 Test des Sequenzen-Algorithmus

Der Algorithmus zur Suche nach Sequenzen und zur Bestimmung des darin enthaltenen zufälligen Untergrunds wurde umfangreichen Tests unterzogen. Zum einen kam dabei eine Monte-Carlo Simulation der Datenaufnahme zum Einsatz, zum anderen wurde bei der Suche nach Sequenzen in realen Daten durch lose zeitliche und räumliche Koinzidenzbedingungen ein hoher Anteil an zufälligem Untergrund 'provoziert'. Dabei muß z.B. bei der Suche nach Neutronensequenzen für Differenzzeiten Δt deutlich oberhalb 500 μs die Differenzzeitverteilung der gefundenen, wahren Sequenzen in den zeitlich konstanten Verlauf des zufälligen Untergrunds übergehen. Beschränkt man sich auf Sequenzen mit $\Delta t > 500 \mu s$, so lassen sich auch die Energie-, Orts- und die relativen Ortsverteilungen der prompten und sequentiellen Ereignisse mit dem zufälligen Untergrund vergleichen. Hier wurde überall eine gute Übereinstimmung gefunden.

Bei der Monte-Carlo Methode wurden nicht miteinander korrelierte, zeitlich wie räumlich gleichverteilte Ereignisse gewürfelt, in Strahlperioden eingeteilt und dann die Triggerbedingungen der Datenaufnahme simuliert. Diese Daten wurden dann mit dem Sequenzen-Algorithmus analysiert. Bedingung war hier, daß die Verteilungen aller Meßgrößen des gefundenen zufälligen Untergrunds mit denen der wahren Sequenzen sowohl in der Form als auch in der absoluten Normierung übereinstimmten. Dies war mit hoher statistischer Präzision der Fall. Es wurden in keinem Fall Abweichungen festgestellt.

Literaturverzeichnis

- [Aar87] G. Aardsma et al. (SNO), *A heavy water detector to resolve the solar neutrino problem*, Phys. Lett. B194(1987)321
- [Ach95] B. Achkar et al. Nucl. Phys. B434(1995)503
- [Ack97] A. Acker, S. Pakvasa, *Three neutrino flavours are enough*, Phys. Lett. B397(1997)209
- [All84] O. C. Allkofer et al. *Cosmic Rays on Earth*, Reihe Physik Daten Nr. 25–1, Karlsruhe, 1984
- [Ant97] P. Antonioli et al. *A Three-Dimensional Code for Muon Propagation Through the Rock: MUSIC*, INFN/AE-97/12, 18.3.1997
- [Apo97] M. Apollonio et al. (CHOOZ), *Initial results from the CHOOZ long baseline reactor neutrino oscillation experiment*, hep-ex/9711002, wird veröffentlicht in Phys. Lett. B, 1997
- [Arm93] B. Armbruster, *Simulation eines Wasser-Čerenkovdetektors für Neutrino-Elektron Streuung*, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 6034, 1993
- [Arm95] B. Armbruster et al. (KARMEN), *Anomaly in the time distribution of neutrinos from a pulsed beam stop source*, Phys. Lett. B348(1995)19–28.
- [Arm97] B. Armbruster et al. (KARMEN), *KARMEN: Limits on $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ Oscillations in 2- ν and 3- ν Mixing Schemes*, eingeschickt an Phys. Rev. C
- [Arm97b] B. Armbruster et al. (KARMEN), *Determination of the energy spectrum of ν_e from μ^+ decay at rest and the spectrum shape parameter ω_L via the $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ reaction*, wird veröffentlicht in Phys. Lett. B, 1997
- [Arm97c] B. Armbruster et al. (KARMEN), *Measurement of the weak neutral current excitation $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*(1^+, 1; 15.1 \text{ MeV})$ at $E_{\nu_\mu} = 29.8 \text{ MeV}$* eingeschickt an Phys. Lett. B, 1997
- [Arme97] N. Armenise et al. *Letter of intent: Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations at the CERN PS*, CERN-SPSC/97–21, Oct. 10, 1997
- [Arp92] C. Arpesella et al. (BOREXINO), *Borexino at Gran Sasso: proposal for a real time detector for low energy solar neutrinos*, Interner Bericht, INFN, Milano, 1992

- [Ath96a] C. Athanassopoulos et al. (LSND), *Evidence for neutrino oscillations from muon decay at rest*, Phys. Rev. C54(1996)2685
- [Ath96b] C. Athanassopoulos et al. (LSND), *Evidence for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations from the LSND Experiment at LAMPF*, Phys. Rev. Lett. 77(1996)3082
- [Ath97] C. Athanassopoulos et al. (LSND), *The Liquid Scintillator Neutrino Detector and LAMPF Neutrino Source*, Nucl. Instr. Meth. A388(1997)149
- [Ath97b] C. Athanassopoulos et al. (LSND), *Evidence for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oscillations from Pion Decay in Flight Neutrinos*, nucl-ex/9706006, wird veröffentlicht in Phys. Rev. C, 1997
- [Ban83] B. Banner et al. (UA2), *Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $\bar{p}p$ collider*, Phys. Lett. B122(1983)476
- [Bat97] G. Battistoni et al. *Simulation of Muon Transport at High Energy*, Nucl. Instr. Meth. A394(1997)136
- [Ben97] A. Benen. Diplomarbeit in Vorbereitung. Forschungszentrum und Universität Karlsruhe, 1997.
- [Bez78] L. B. Bezrukov et al. *Study of the inelastic scattering of cosmic-ray muons with energy above 300 GeV by the nuclei of NaCl*, Sov. J. Nucl. Phys. 28(6)796, Dec. 1978
- [Bez81] L. B. Bezrukov and É. V. Bugaev, *Nucleon shadowing effects in photonuclear interactions*, Sov. J. Nucl. Phys. 33(5)635, May 1981
- [Bil95] S. M. Bilenky, *Neutrino oscillations in the framework of three-generation mixings with mass hierarchy*, Phys. Lett. B356(1995)273
- [Bod88] B. Bodmann, Diplomarbeit, Universität Erlangen-Nürnberg
- [Bod94] B. E. Bodmann et al. (KARMEN), *Determination of the nuclear weak axial charge radius of C via the $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ reaction*, Phys. Lett. B 339(1994)215
- [Boe92] F. Boehm und P. Vogel, *Physics of Massive Neutrinos* Cambridge University Press (1992) Second Edition
- [Bon96] J. Bonn et al. *Status and perspectives of the Mainz neutrino mass experiment*, Neutrino '96, Proc. of 17th Int. Conf. on Neutr. Phys. and Astrophys. 259, Helsinki, June 13-19, 1996
- [Bor92] L. Borodovsky et al. *Search for ν_μ Oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) in a wide band neutrino beam. BNL-776 experiment*, Phys. Rev. Lett. 68(1992)274
- [Bou57] C. Bouchiat, L. Michel, Phys. Rev. 106(1957)170
- [Bru94] R. Brun et al. *GEANT 3.2104 Detector Description and Simulation Tool*, CERN Progr. Libr. Long Writeup W5013, 1994

- [Bur94] R. L. Burman, *Neutron Attenuation Lengths, Neutron Rate into KARMEN*, KARMEN Technical Note, 1994
- [Bur97] R. L. Burman, P. Plischke, *Neutrino fluxes from a high-intensity spallation neutron facility*, Nucl. Instr. Meth. A398(1997)147
- [Cap91] D. Casper et al. (IMB), *Measurement of atmospheric neutrino composition with IMB-3*, Phys. Rev. Lett. 66(1991)2561
- [Cec79] R. A. Cecil, *Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1 MeV to about 300 MeV*, Nucl. Instr. Meth. 161(1979)439
- [Chu97] E. Church et al. *A letter of intent for an experiment to measure $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations and ν_μ disappearance at the Fermilab Booster (BOONE)*, LA-UR-97-2120, nucl-ex/9706011, 1997
- [Cle94] B. T. Cleveland et al., *Update on the measurement of the solar neutrino flux with the homestake chlorine detector*, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. 38(1994)47
- [Con90] G. Conforto, *Prompt Neutrinos and Oscillations with Mass Differences of Cosmological Relevance*, Nuovo Cim. A103(1990)751
- [Del95] J. Delorme et al. *Pion and neutron production by cosmic-ray muons underground*, Phys. Rev. C 52(1995)2222
- [Dod93] A. Dodd et al. *The Laser Calibration Monitor of the KARMEN Scintillation Calorimeter*, Nucl. Inst. and Meth. A336(1993)136
- [Don91] T. W. Donnelly, *Programm NUEE zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten*, private Mitteilung, 1991
- [Dre90] G. Drexlin et al. (KARMEN), *The High Resolution Neutrino Calorimeter KARMEN*, Nucl. Instr. Meth. A289(1990)49
- [Dre97] G. Drexlin et al. (KARMEN), *KARMEN Upgrade and Prospects at ESS*, wird veröffentlicht in Prog. Part. Nucl. Phys. 40, 1997
- [Ebe92] V. Eberhard, *Erster Nachweis der inelastischen Neutrino-Kern-Streuung $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*$* , Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 5063, 1992
- [Eic95] C. Eichner, *Suche nach niederenergetischen $\bar{\nu}_e$ aus dem ISIS-Spallationstarget*, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, 1995
- [Eit94] K. Eitel et al. *Wavelength Dependent Light Attenuation in Organic Scintillators*, Nucl. Instr. Meth. A340(1994)346
- [Eit95] K. Eitel, *Suche nach Neutrino-Oszillationen $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und $\nu_e \rightarrow \nu_x$ sowie leptonzahlverletzenden Zerfällen des Myons und des Pions mit dem KARMEN Experiment*, Dissertation, Forschungszentrum und Universität Karlsruhe, FZKA 5684, 1995

- [Eit96] K. Eitel, *Matching-Prozedur für Photomultiplier des Vetozählers*, private Mitteilung, 1996
- [Eit97] K. Eitel et. al (KARMEN), *KARMEN: Present Neutrino-Oscillation Limits and Perspectives after the Upgrade*, Proc. of the XXXIIInd Renc. de Moriond, wird veröffentlicht in Editions Frontières, 1997
- [Fai95] S. Faion, *Suche nach skalaren und tensoriellen Komponenten im μ -Zerfall*, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe
- [Fay85] S. A. Fayans, *Radiative corrections and recoil effects in the reaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ at low energies*, Sov. J. Nucl. Phys. 42(4)(1985)590
- [Fel97] G. J. Feldman, R. D. Cousins, *A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals*, physics/9711021, 22. Nov. 1997
- [Fet86] W. Fetscher, H. J. Gerber, K. F. Johnson, *Muon decay: complete determination of the interaction and comparison with the standard model*, Phys. Lett. B173(1986)102
- [Fog95] G. L. Fogli, *Accelerator and reactor neutrino oscillation experiments in a simple three-generation framework*, Phys. Rev. D52(1995)5334
- [Fog97] G. L. Fogli, E. Lisi, G. Scioscia, *$\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_e$ Mixing: Analysis of Recent Indications and Implications for Neutrino Oscillation Phenomenology*, Phys. Rev. D56(1997)3081
- [Fog97b] G. L. Fogli et al. *Reconciling solar and terrestrial neutrino oscillation evidences with minimum sacrifice*, Phys. Rev. D56(1997)4365
- [Fuk88] M. Fukugita, Y. Kohyama, K. Kubodera, *Neutrino reaction cross-sections on ^{12}C Target*, Phys. Rev. Lett. B212(1988)139
- [Fuk94] Y. Fukuda et al. (KAMIOKANDE), *Atmospheric ν_μ/ν_e ratio in the multi GeV energy range*, Phys. Lett. B335(1994)237
- [Gem88] H. Gemmeke et al. *Properties of a new Photomultiplier optimized to good Time and Energy Resolution for Scintillation Counting*, IEEE Trans. on Nucl. Science NS35(1988)377
- [Goo97] M. Goodman, *The Neutrino Oscillation Industry*, <http://www.hep.anl.gov/NDK/Hypertext/nuindustry.html>, 1997
- [Gro97] Y. Grossman, H. J. Lipkin, *Flavor oscillations from a spatially localized source: A simple general treatment*, Phys. Rev. D55(1997)2760
- [Gün97] M. Günther et al. *Heidelberg-Moscow $\beta\beta$ experiment with ^{76}Ge : Full setup with five detectors*, Phys. Rev. D55(1997)54
- [Ham96] W. Hampel et al. (GALLEX), *Gallex solar neutrino observations: results for GALLEX III*, Phys. Lett. B338(1996)384

- [Han91] T. Hanika, *Simulation von Ereignissen kosmischer Myonen im KARMEN-Detektor*, Diplomarbeit, Universität Erlangen–Nürnberg, Aug. 1991
- [Har95] P. F. Harrison, D. H. Perkins, W. G. Scott, *Threefold maximal lepton mixing and the solar and atmospheric neutrino deficits*, Phys. Lett. B349(1995)137
- [Har97] P. F. Harrison, D. H. Perkins, W. G. Scott, *Further evidence for threefold maximal lepton mixing and hierarchical spectrum for neutrino mass-squared differences*, Phys. Lett. B396(1997)186
- [Hat97] N. Hata, P. Langacker, *Solutions to the Solar Neutrino Anomaly*, Phys. Rev. D56(1997)6107
- [Hir91] K. S. Hirata et al. *Real-time, directional measurement of ^8B solar neutrinos in the Kamiokande II detector*, Phys. Rev. D44(1991)2241
- [Höb95] J. Höbbl, *Internal Report: Design of new Veto Modules*, 1995.
- [Jan95] T. E. Jannakos, *Myoneinfang-Reaktionen an ^{12}C und ^{13}C im KARMEN-Detektor*, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 5520, 1995
- [Jan97] T. E. Jannakos, Dissertation in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, 1997
- [Kay89] B. Kayser, *The physics of massive neutrinos*, World Scientific Lecture Notes in Physics Vol. 25, 1989
- [Kie96] K. Kiers, Sh. Nussinov, N. Weiss, *Coherence effects in neutrino oscillations*, Phys. Rev. D53(1996)537
- [Kie97] K. Kiers, N. Weiss, *Neutrino oscillations in a model with a source and detector*, hep-ph/9710289, 1997
- [Kle94] M. Kleifges, *Erste Messung des Energiespektrums von Elektronenneutrinos aus dem μ^+ Zerfall*, Dissertation, Kernforschungszentrum und Universität Karlsruhe, KfK 5394, 1994
- [Kyu96] Kyungsik Kang et al. *A simple modification of the maximal mixing scenario for three light neutrinos*, Z. Phys. C72(1996)671
- [Lou97] W. C. Louis (LSND), Los Alamos National Laboratory, private Mitteilung
- [Mae73] K. Maeda, *Energy and Zenith Angle Dependence of Atmospheric Muons*, Fort. Phys. 21(1973)113
- [Mas97] R. Maschuw et al. (KARMEN), *Neutrino Spectroscopy with KARMEN*, wird veröffentlicht in Prog. Part. Nucl. Phys. 40, 1997
- [Mar97] K. Martens (SuperKamiokande), *Results from Super-Kamiokande*, Vortrag auf der Inter. Europhysics Conf. on High Energy Physics (EPS HEP97), Jerusalem, 19–26 August, 1997

- [Mik85] S. P. Mikheev, A. Yu. Smirnov, *Resonance amplification of oscillations in matter and spectroscopy of solar neutrinos*, Sov. J. Nucl. Phys. 42(1985)913
- [Min89] S. L. Mintz, M. Pourkaviani, *Theoretical calculations for neutrino induced charged current reactions in ^{12}C and recent experimental results*, Phys. Rev. C40(1989)2458
- [Pdg96] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D54(1996)1
- [Pic97] A. Pich, *Precision Tests of the Standard Model*, hep-ph/9711279, Talk at 25th Int. Meet. on Fund. Phys., Formigal, Spain, 3–8 March, 1997
- [Nus76] S. Nussinov, *Solar Neutrinos and Neutrino Mixing*, Phys. Lett. B63(1976)201
- [Oeh97] C. Oehler, Dissertation in Vorbereitung, Forschungszentrum und Universität Karlsruhe, 1997.
- [Pau30] W. Pauli, unveröffentlichter Brief an die physikalische Gesellschaft Tübingen, reproduziert von L. Brown, Physics Today 31, No. 9(1978)23
- [Pet96] A. Peterson (SOUDAN 2), *Atmospheric neutrinos in SOUDAN 2*, Neutrino '96, Proc. of 17th Int. Conf. on Neutr. Phys. and Astrophys. 223, Helsinki, June 13–19, 1996
- [Pli97] P. Plischke, REDUCE_KARMEN_DATA, Version 4.5, 1997
- [Rap96] J. M. Rapp, *Suche nach Neutrino-Oszillationen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ mit dem KARMEN Experiment*, Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 5758, 1996
- [Rei53] F. Reines and C. Cowan, Phys. Rev. 90(1953)492
- [Rei97] J. Reichenbacher, *Untersuchung der optischen Eigenschaften großflächiger Plastikszintillatoren für den KARMEN-Upgrade*, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, 1997
- [Rin97] D. Ring, *Neutrino oscillations from Dirac and Majorana masses*, Phys. Rev. D55(1997)5767
- [Ruf96] C. Ruf, *Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Reaktionen $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$ und $^{13}\text{C}(\nu_e, e^-)^{13}\text{N}$* , Diplomarbeit, Forschungszentrum und Universität Karlsruhe, FZKA 5705, 1996.
- [Ste96] M. Steidl, *Analyse der schwachen neutralen Stromreaktion $^{12}\text{C}(\nu_\mu, \nu_\mu')^{12}\text{C}^*$ (1^+1 ; 15.1 MeV)*, Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 5782, 1996
- [Ste97] M. Steidl, *Status Report zur Effizienz der neuen MLU-Triggerlogik*, Interner Bericht, 1997
- [Ste97b] M. Steidl, Dissertation in Vorbereitung, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, 1997

- [Sun68] R. M. Sundelin et al. *Spectrum of Neutrons from muon capture in silicon, sulfur and calcium*, Phys. Rev. Lett. 20(1968)1198
- [Suz87] T. Suzuki, D. F. Measday, J. P. Roalsvig, *Total nuclear capture rates for negative muons*, Phys. Rev. C35(1987)2212
- [Tor96] E. Torrente-Lujan, *A quasi-maximal mixing ansatz for neutrino oscillations*, Phys. Lett. B389(1996)557
- [Ven80] R. Vennink, J. Kopecky, *Investigation of the $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)^{57}\text{Fe}$ and $^{58}\text{Fe}(n, \gamma)^{59}\text{Fe}$ reactions*, Nucl. Phys. A344(1980)421
- [Wol78] L. Wolfenstein, *Neutrino oscillations in matter*, Phys. Rev. D17(1978)2369
- [Wöl92] S. Wölfe, *Der Nachweis der exklusiven Kernanregung $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$ im Neutrino-Detektor KARMEN*, Dissertation, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 5064, 1992
- [Wol95] J. Wolf, *Kalibration des KARMEN-Detektors und Analyse inklusiver Neutrino-Reaktionen mit ^{12}C* , Dissertation, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, 1995, FZKA 5636.
- [Wol97] J. Wolf, private Mitteilung, 1997
- [Zei94] C. Zeitnitz, T. A. Gabriel *The GEANT-CALOR Interface User's Guide*, 1994, <ftp://uazhep.physics.arizona.edu>
- [Zei97] B. Zeitnitz et al. (KARMEN), *Neutrino Oscillation Results from KARMEN*, wird veröffentlicht in Prog. Part. Nucl. Phys. 40, 1997