

**Forschungszentrum Karlsruhe**

**Technik und Umwelt**

**Wissenschaftliche Berichte**

FZKA 6034

**Simulation eines  
Wasser-Čerenkovdetektors  
für Neutrino–Elektron Streuung**

Bernd Armbruster

Institut für Kernphysik

Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte Diplomarbeit

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1997



## Zusammenfassung

Diese Arbeit entstand im Rahmen des KARMEN Neutrinoexperiment, das an der Spallationsneutronenquelle ISIS des Rutherford Appleton Labors in England durchgeführt wird. Bei ISIS entstehen  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  und  $\bar{\nu}_\mu$  mit gleicher Intensität über die  $\pi^+-\mu^+$ -Zerfallskette in Ruhe und werden mit einem modularen Szintillationskalorimeter über Neutrino-Kernwechselwirkungen, insbesondere an  $^{12}\text{C}$ , nachgewiesen. Neben großvolumigen Szintillatoren haben aber gerade in der letzten Zeit Detektoren an Bedeutung gewonnen, bei denen Neutrinos über den Čerenkoeffekt von Sekundärteilchen nachgewiesen werden.

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung des physikalischen Potentials eines Wasser-Čerenkovdetektors und seiner Anwendbarkeit für den Nachweis der im Detektormaterial Wasser stattfindenden Reaktionen von beam-stop Neutrinos. Dazu wurden diese Reaktionen detailliert untersucht, wobei besonderes Augenmerk der Neutrino-Elektron-Streuung und ihrer Eignung galt, das Standardmodell einem Präzisionstest zu unterziehen. Daß ein Wasser-Čerenkovdetektor ein für die Untersuchung dieser Reaktion hervorragend geeignetes Instrument ist, wurde mit Hilfe einer umfangreichen Detektorsimulation nachgewiesen. Die vollständige Simulation des Čerenkoeffekts, der elektromagnetischen Wechselwirkung der Rückstoßelektronen mit dem Wasser, der Ausbreitung der Photonen im Wasser, ihr Nachweis mit Photomultipliern und schließlich die Rekonstruktion von Ort, Zeit, Richtung und Energie der Ereignisse erlaubt detaillierte Aussagen über die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit und die Detektorauflösungen.

Die Messung des Interferenzterms der  $\nu-e^-$ -Streuung zwischen geladenen und neutralen Strömen ist ein ideales Instrument zur Analyse der Struktur der schwachen Wechselwirkung. Neben der spektralen Untersuchung der  $\nu-e^-$ -Streuung bei relativ geringen Energien  $E_\nu < 50\text{ MeV}$  und somit der Suche nach einem anomalen magnetischen Moment des Neutrinos in der Größenordnung  $\mu_\nu \approx 10^{-10}\mu_B$  bietet ein großvolumiger Wasser-Čerenkovdetektor an einer beam-stop Quelle auch die Möglichkeit, über die  $\nu$ -Kernwechselwirkung an  $^{16}\text{O}$  nach Neutrinooszillationen zu suchen.

Messungen mit KARMEN belegen, wie wichtig es für ein Neutrinoexperiment an der Erdoberfläche ist, den durch kosmische Myonen verursachten Untergrund zu identifizieren und abzutrennen. Deshalb wurde neben den Neutrinoereaktionen auch die myonische Komponente der kosmischen Höhenstrahlung simuliert, um Aussagen über die Rate gestoppter und durchgehender Myonen und die Möglichkeit der Rekonstruktion des Stopportes von Myonen und damit eine Begrenzung der Totzeit zu treffen.

# Simulation of a water Čerenkov detector for the study of $\nu$ - $e^-$ scattering

## Abstract

This study of a water Čerenkov detector is motivated by the KARMEN neutrino experiment which uses  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$  and  $\bar{\nu}_\mu$  produced with equal intensity in the  $\pi^+-\mu^+$  decay chain at the beam stop target of the ISIS neutron spallation source at the Rutherford Appleton Laboratory in England. These neutrinos are detected via neutrino-nucleus interactions, mainly on  $^{12}\text{C}$ , in a modular liquid scintillation calorimeter. A second, widely used method for neutrino detection with large volumes is the detection of secondary particles via Čerenkov effect.

The purpose of this study is the investigation of the physical potential of a water Čerenkov detector and its capability to detect interactions of beam stop neutrinos with the detector material water. These  $\nu$ -induced reactions were simulated with special emphasis on  $\nu$ - $e^-$  scattering. It could be shown in detailed simulations that  $\nu$ - $e^-$  scattering observed in a water Čerenkov detector is an excellent tool to test the standard model. The simulation contains the Čerenkov effect, the electromagnetic interaction of  $e^-$  in water, the transport of photons in water as well as their detection by photomultipliers. Together with the reconstruction of the event position, time, direction and energy, such a complete treatment provides detailed knowledge about the energy dependent detection efficiency and detector resolution functions.

The measurement of the  $\nu$ - $e^-$  scattering interference term of neutral and charged weak current is an ideal way to analyse the structure of weak interactions. It is shown that a large volume water Čerenkov detector at a beam stop neutrino source can investigate an anomalous magnetic moment of the neutrino in a range of  $\mu_\nu \approx 10^{-10} \mu_B$ . The low energies of the neutrinos ( $E_\nu < 50 \text{ MeV}$ ) favor such a search. In addition, measuring  $\nu$  nucleus interactions on  $^{16}\text{O}$  can be used to search for  $\nu$  oscillations.

Results from KARMEN show the importance to identify and suppress background induced by cosmic muons, especially for detectors at sea level. Therefore, also cosmic muons penetrating the Čerenkov detector were simulated. These simulations resulted in precise rates of stopped and throughgoing muons together with reconstruction algorithms for the muon stopping positions using their Čerenkov signals.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Die Neutrinoquelle ISIS</b>	<b>7</b>
<b>3</b>	<b>Neutrinoreaktionen in einem Wasser-Čerenkovdetektor</b>	<b>9</b>
3.1	Neutrino-Elektron Streuung . . . . .	9
3.2	Die Interferenz von neutralem und geladenem Strom . . . . .	10
3.3	Die Kinematik der Streuung . . . . .	11
3.4	Das magnetische Moment des Neutrinos . . . . .	14
3.5	Der inverse Betazerfall an $^{16}\text{O}$ . . . . .	15
<b>4</b>	<b>Detektorgeometrie und Ereignisraten</b>	<b>18</b>
4.1	Detektorlage und -größe . . . . .	18
4.2	Neutrinofluß und Ereignisraten . . . . .	21
<b>5</b>	<b>Simulation der Detektoreigenschaften</b>	<b>22</b>
5.1	Ereignisgenerierung . . . . .	22
5.2	Spurverfolgung der Teilchen . . . . .	23
5.3	Der Čerenkoeffekt . . . . .	25
5.4	Von Čerenkovphotonen zu Photoelektronen . . . . .	25
5.5	Die Simulation der Photomultiplier . . . . .	26
5.5.1	Funktionsprinzip eines Photomultipliers . . . . .	27
5.5.2	Dunkelrauschen und Zeit-Jitter . . . . .	28
5.5.3	Pulsform . . . . .	28
5.5.4	Walkkorrektur . . . . .	30
5.6	Der Ereignistrigger . . . . .	31
5.7	Mehrfachereignisse . . . . .	31
5.8	Ereignisdarstellungen . . . . .	31
<b>6</b>	<b>Die Rekonstruktion der Ereignisse</b>	<b>33</b>
6.1	Rekonstruktion isolierter Ereignisse . . . . .	33
6.1.1	Orts- und Zeitrekonstruktion . . . . .	33
6.1.2	Rauschreduktion . . . . .	35
6.1.3	Richtungsrekonstruktion . . . . .	35
6.1.4	Energierrekonstruktion . . . . .	36
6.2	Rekonstruktion gestoppter Myonen . . . . .	37
<b>7</b>	<b>Detektorauflösungen</b>	<b>39</b>
7.1	Ereignisschnitte . . . . .	39
7.2	Orts- und Zeitauflösung . . . . .	41
7.3	Richtungsauflösung . . . . .	41
7.4	Energieauflösung . . . . .	43
7.5	Detektorauflösungen und Photomultiplierkonfiguration . . . . .	44

<b>8</b>	<b>Anwendungen des Detektors</b>	<b>47</b>
8.1	Trennung der $\nu e$ Streuung von der $\nu_e$ $^{16}\text{O}$ Reaktion . . . . .	47
8.2	Magnetisches Moment des Neutrinos . . . . .	48
8.3	Differentieller Wirkungsquerschnitt der $\nu_\mu e$ Streuung . . . . .	51
<b>9</b>	<b>Kosmische Myonen</b>	<b>53</b>
9.1	Simulation kosmischer Myonen . . . . .	53
9.1.1	Definition der Geometrie . . . . .	53
9.1.2	Generierung der Myonen . . . . .	54
9.1.3	Myonraten . . . . .	55
9.1.4	Detektorantwort . . . . .	56
9.1.5	Detektorauflösungen . . . . .	59
9.2	Myonzerfall und Totzeit . . . . .	59
9.3	Myoneinfang an $^{16}\text{O}$ . . . . .	61
9.3.1	Produktionsrate von $^{16}\text{N}$ . . . . .	61
9.3.2	Betazerfall von $^{16}\text{N}$ . . . . .	62
<b>10</b>	<b>Resümee</b>	<b>64</b>
<b>A</b>	<b>Der Prototyp</b>	<b>66</b>
A.1	Der Photomultiplier Thorn–EMI 9353 . . . . .	67
A.2	Detektorantwort . . . . .	67
A.3	Detektorauflösungen . . . . .	70
A.4	Abschirmung des Erdmagnetfelds . . . . .	72
<b>B</b>	<b>WATER — Ein Simulationsprogramm für Čerenkovdetektoren</b>	<b>74</b>
B.1	Eingabedateien . . . . .	74
B.1.1	WATER.INP . . . . .	74
B.1.2	ABSCHWAECH.DAT . . . . .	80
B.1.3	TIMECORR.DAT . . . . .	80
B.2	Ausgabedateien . . . . .	80
B.3	Programmstruktur . . . . .	82
B.4	Die Datenstrukturen . . . . .	83
B.4.1	Die Ereignis–Datenstruktur . . . . .	83
B.4.2	Die Photoelektron–Datenstruktur . . . . .	83
B.4.3	Die Photomultiplier–Datenstruktur . . . . .	83
B.4.4	Die Photomultiplierpuls–Datenstruktur . . . . .	84

# 1 Einleitung

Die Existenz des Neutrinos wurde 1930 von Pauli zur Erklärung der scheinbaren Verletzung des Energiesatzes beim nuklearen Betazerfall und des kontinuierlichen Spektrums der entstehenden Elektronen bzw. Positronen postuliert. Schon damals stand fest, daß dieses Teilchen exotische Eigenschaften haben muß, vor allem eine praktisch nicht vorhandene Wechselwirkung mit Materie, die seinen direkten Nachweis verhinderte. Fermi entwarf kurz später (1934) eine Theorie des Betazerfalls, bei der die vier beteiligten Fermionen punktförmig aneinander koppeln. Erweitert um paritätsverletzende axialvektorielle Ströme beschreibt diese Theorie bis heute alle niederenergetischen Phänomene der schwachen Wechselwirkung. Das Anwachsen der Wirkungsquerschnitte im Hochenergiebereich und die damit verbundene Verletzung der Unitaritätsgrenze veranlaßten jedoch zur Suche nach einer umfassenderen Theorie.

Glashow, Weinberg und Salam gelang es 1968 durch die Aufgabe der punktförmigen Wechselwirkung und die Einführung von schweren Vektorbosonen, die die Wechselwirkung vermitteln, die schwache mit der elektromagnetischen Wechselwirkung zu vereinigen, d.h. beide in *einer* konsistenten und renormierbaren Eichtheorie zu beschreiben. Die von ihnen vorausgesagten geladenen Vektorbosonen  $W^+$  und  $W^-$  wurden 1983 nachgewiesen [10]. Die ebenfalls von der Theorie vorhergesagten neutralen Ströme wurden bereits 1973 an der Gargamelle Blasenammer durch Beobachtung ‚myonloser‘ Ereignisse bei der  $\nu_\mu e$  Streuung nachgewiesen. Das die neutrale Wechselwirkung vermittelnde Austauschboson  $Z^0$  wird heute am LEP (CERN) detailliert untersucht, und die Messung seiner Zerfallsbreite erlaubte u.a. die Einschränkung der Zahl der Leptonfamilien auf drei [1].

Trotz des großen Erfolgs des Standardmodells (es wurde bisher durch kein Experiment widerlegt) wird intensiv nach physikalischen Phänomenen jenseits des Standardmodells gesucht. Das Standardmodell macht relativ willkürliche, nicht begründbare Annahmen über die Eigenschaften des Neutrinos, insbesondere wird seine Ruhemasse als Null vorausgesetzt. Eine von Null verschiedene Ruhemasse könnte zur Folge haben, daß Mischungen zwischen den Eigenzuständen der drei Neutrinosorten auftreten, ähnlich wie sie im Quark-Sektor durch die Kobayashi–Maskawa–Matrix beschrieben werden. Dies könnte sich in Neutrinooszillationen äußern, d.h. der Umwandlung einer Neutrinosorte in eine andere. Vorgeschlagen wurde dies u.a. auch als Lösung des sogenannten Sonnenneutrinoproblems, d.h. dem Problem einer zu geringen Rate von auf der Erde gemessenen Neutrinos gegenüber der Vorhersage des Standardsonnenmodells [8]. Die bei den Fusionsreaktionen in der Sonne entstehenden Elektronneutrinos könnten sich entweder schon in der Sonne selbst (MSW–Effekt [40, 51]) oder auf dem Weg zur Erde (Vakuum–Oszillationen) in andere Neutrinosorten umwandeln, die mit den existierenden Experimenten nicht oder nur mit wesentlich kleineren Wirkungsquerschnitten nachgewiesen würden.

Eine weitere Spekulation betrifft das magnetische Moment des Neutrinos. Während das Standardmodell für von Null verschiedene Neutrinomassen  $m_\nu$  ein extrem kleines magnetisches Moment in der Größenordnung von  $\mu_\nu \approx 10^{-19} \mu_B \cdot m_\nu / eV$  voraussagt, machen verschiedene theoretische Modelle, die z.B. rechtshändige Ströme einbeziehen, Vorhersagen eines ‚anomalen‘ magnetischen Moments in der Größenordnung von  $\mu_\nu \approx 10^{-10} \mu_B$ . Derartige Neutrinos könnten durch die inhomogenen Magnetfelder der Sonne von linkshändigen Helizitätszuständen in rechtshändige umgewandelt werden, die nicht mehr nachzuweisen wären. Eng mit dem magnetischen Moment ist die Frage verknüpft, ob Neutrinos Dirac–

Teilchen wie die anderen elementaren Fermionen sind, oder aber Majorana–Teilchen und damit ihre eigenen Antiteilchen.

Das elektrisch neutrale und nicht stark wechselwirkende Neutrino ist sicherlich das geeignetste Instrument zur Untersuchung der Struktur der elektroschwachen Wechselwirkung. Während bisherige Neutrinoexperimente hauptsächlich mit hochenergetischen Myonneutrinostrahlen aus Pionzerfällen im Fluge durchgeführt wurden, ermöglichen Experimente mit Neutrinos aus der Pion–Myon Zerfallskette

- wegen der hohen Intensität von Elektronenneutrinos die Untersuchung der Interferenz zwischen geladenen und neutralen Strömen bei der  $\nu_e e$  Streuung und
- wegen der niedrigeren Energien die Untersuchung neutrinoinduzierter Kernübergänge und damit eine äußerst selektive Analyse der Kernstruktur.

Neutrinoophysik im Energiebereich bis 50 MeV bedeutet die Untersuchung von Reaktionen mit Wirkungsquerschnitten in der Größenordnung von  $10^{-42}$  cm<sup>2</sup>. Voraussetzung für ein meßbares Signal im Detektor ist daher eine intensive Neutrinoquelle und ein sehr großes aktives Detektorvolumen. Der seit 1988 in Betrieb befindliche KARMEN<sup>1</sup> Detektor an der gepulsten Spallationsneutronenquelle ISIS des Rutherford Appleton Laboratory in Chilton, England zeigt, daß es möglich ist, mit einem hochauflösenden 56 t Flüssigszintillationskalorimeter unter Ausnutzung der ISIS Zeitstruktur 1–2 Neutrinoereignisse pro Tag aus ca.  $10^8$  potentiellen Untergrundereignissen herauszufiltern. Der KARMEN Detektor [22] ist durch eine optische Segmentierung aus dünnen Plexiglasplatten in 512 Module von 3,50 m Länge und 18 cm Breite und Höhe eingeteilt. Das im Detektor durch ein Ereignis entstehende Szintillationslicht wird durch Totalreflexion am Luftspalt zwischen den Plexiglasplatten an die Enden der Module geleitet und dort von jeweils zwei Photomultipliern des Typs Valvo XP3462 [25] ausgelesen. Aus der Differenzzeit des Ansprechens läßt sich der Ereignisort in der Längsachse genau festlegen, in den beiden anderen Raumrichtungen ist er durch die Modularisierung vorgegeben. Durch die Verwendung des Flüssigszintillators PPP<sup>2</sup> wird eine hohe Ausbeute an Photonen pro deponierter Energie und damit eine hervorragende Energieauflösung von  $\sigma_{\Delta E}/E = 13\%/\sqrt{E[\text{MeV}]}$  erreicht. Die KARMEN Kollaboration<sup>3</sup> konnte mit diesem Detektor den totalen und energieabhängigen Wirkungsquerschnitt des inversen Betazerfalls am Kohlenstoff  $\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow e^- + {}^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$  [16] messen und zum ersten Mal eine Kernanregung durch schwache neutrale Ströme  $\nu + {}^{12}\text{C} \rightarrow \nu' + {}^{12}\text{C}^*$  [15] nachweisen.

Seit Inbetriebnahme hat der KARMEN Detektor etwa 1000 Neutrinoereignisse nachgewiesen. Derzeit ist geplant, die Messungen mit dem Detektor bis Ende 1995 (evtl. bis Ende 1996) fortzuführen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals eine Studie über ein mögliches Nachfolgeprojekt des KARMEN Detektors durchgeführt. Eine der ursprünglichen physikalischen Motivationen für das KARMEN Experiment war die Untersuchung der elastischen Neutrino–Elektron Streuung. Auf Grund der Modularisierung des jetzigen Detektors, die die Messung der Richtung eines Ereignisses verhindert, sowie des Gehalts an <sup>13</sup>C des Flüssigszintillators kann diese Reaktion nicht oder nur sehr eingeschränkt untersucht werden. Ursprünglich war geplant, elastische Neutrino–Elektron Streuung in einer

---

<sup>1</sup>Karlsruhe Rutherford Mittel–Energie Neutrinoexperiment

<sup>2</sup>75% Paraffinöl, 25% Pseudocumol und 2 g/l des Szintillators 1–Phenyl–3–Mesityl–2–Pyrazolin (PMP)

<sup>3</sup>Kernforschungszentrum Karlsruhe, Universität Karlsruhe, Universität Erlangen–Nürnberg, Rutherford Appleton Laboratory, Queen Mary und Westfield College London, Oxford University



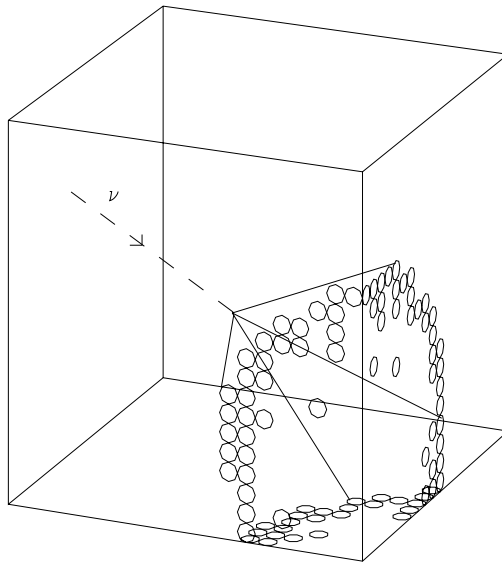


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Čerenkoeffekts. Gestrichelt dargestellt ist die Bahn eines Neutrinos, das in Wasser ein Elektron anstößt. Der sich ausbreitende Čerenkovkegel ist durch Linien zu den getroffenen Photomultipliern an den Detektorwänden angedeutet.

dedizierten 50 t flüssig Argon Zeitprojektionskammer (TPC) mit langen Driftstrecken zu beobachten. Erste Prototypuntersuchungen [26, 52] zeigten die prinzipielle technische Realisierbarkeit eines derartigen Detektors. Die inzwischen mit dem KARMEN Detektor gewonnenen Erfahrungen hinsichtlich der von kosmischen Myonen induzierten Untergrundreaktionen [27] zeigen jedoch die Notwendigkeit, innerhalb weniger 100 ns ‚on-line‘ Informationen über Ort, Energie und Spur kosmischer Myonen zu erhalten. Auf Grund der intrinsischen Signallaufzeit in einer flüssig Argon TPC stellt dies ein ernstzunehmendes Problem für die Untersuchung der Neutrino–Elektron Streuung mit diesem Detektortyp dar.

In den letzten 10 Jahren wurden beträchtliche Fortschritte bei Entwicklung und Betrieb großvolumiger Wasser–Čerenkovdetektoren gemacht. Ziel dieser Arbeit war es zu untersuchen, ob sich ein Wasser–Čerenkovdetektor eignet, Neutrino–Elektron Streuung an der Beam–Dump Quelle ISIS zu untersuchen. Wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts der Reaktion und der für ein Präzisionsexperiment nötigen hohen Ereignisraten sind große Mengen aktiven Detektormaterials notwendig. Wasser ist als Detektormaterial selbst in hochreiner Form konkurrenzlos preiswert. Die Rückstoßelektronen fliegen im Energiebereich bis 50 MeV zum größten Teil mit Vakuumlichtgeschwindigkeit, also mit einer größeren Geschwindigkeit als Licht in Wasser. Entlang der ca. 12 cm langen Elektronspur führt dies zur Abstrahlung von Čerenkovphotonen unter einem Winkel von etwa 42 Grad. Die Ausbreitung des Lichts bildet die kurze Teilchenbahn auf den einige Meter entfernten Detektorwänden ab (Abbildung 1). Damit reicht auf Grund der hohen Transparenz von Wasser eine Instrumentierung allein der Detektorwände aus, um das im Detektorvolumen entstehende Čerenkovlicht mit Photomultipliern nachzuweisen. Aus den relativen Ansprechzeiten der Photomultiplier lassen sich Zeit und Ort des Ereignisses ähnlich gut

rekonstruieren wie durch die Modularisierung des KARMEN Detektors. Da Čerenkovlicht kegelförmig um die Bahn des Teilchens emittiert wird, ist es weiterhin möglich, die Richtung des Ereignisses zu messen und mit dieser Information Neutrino–Elektron Streuung von jedem isotropen Untergrund abzutrennen. Ein Nachteil gegenüber einem Szintillationsdetektor wie KARMEN ist die erheblich höhere Energieschwelle (5–10 MeV) und die schlechtere Energieauflösung. Dies ist dadurch bedingt, daß beim Čerenkoveffekt bei gleicher Energiedeposition eine deutlich geringere Zahl von Photonen entsteht.

Der Vorteil der Überwachung großer Volumina bei relativ kleinem Instrumentierungsbedarf hat dazu geführt, daß Čerenkovdetektoren weltweit für die Neutrinophysik eingesetzt und mehrere weitere geplant bzw. errichtet werden (siehe Übersichtsartikel [36]). KAMIOKANDE [31] in Japan und IMB [11] in den USA, mit Detektormassen von 2 bzw. 8 kt, wurden ursprünglich für die Suche nach dem Protonzerfall eingesetzt, es wurden jedoch auch Sonnenneutrinos über Neutrino–Elektron Streuung und Neutrinos von der Supernova SN1987a nachgewiesen. Beide befinden sich in Minen mehr als tausend Meter unter der Erdoberfläche. LSND [38] am LAMPF ist der einzige Čerenkovdetektor am Beam–Dump eines Beschleunigers und damit auf der Erdoberfläche und wird als einziger mit Mineralöl als Detektormaterial betrieben. Gesucht wird dort nach  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Oszillationen, der Neutrinonachweis erfolgt über Neutrino–Kernreaktionen.

Die in Bau befindlichen Experimente DUMAND vor der Küste Hawaiis und das Baikal–Experiment im Baikalsee nutzen natürlich vorhandenes Wasser mehrere Kilometer unter der Wasseroberfläche, das mit an Kabeln angebrachten Photomultipliermodulen instrumentiert wird. Die Kabel sind am Meeres– bzw. Seeboden verankert und werden durch Bojen straff gehalten. Die Flächenbelegungsdichte und damit die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Čerenkovphotonen ist so gering, daß nur Myonen, die durch die Reaktion von atmosphärischen oder extraterrestrischen Neutrinos in der Erde entstehen und damit von unten nach oben gerichtet sind, nachgewiesen werden können.

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung des physikalischen Potentials eines Wasser–Čerenkovdetektors und seiner Anwendbarkeit für den Nachweis der im Detektormaterial Wasser stattfindenden Reaktionen von Beam–Dump Neutrinos. Dazu wurden diese Reaktionen detailliert untersucht, wobei besonderes Augenmerk der Neutrino–Elektron Streuung und ihrer Eignung galt, das Standardmodell einem Präzisionstest zu unterziehen. Daß ein Wasser–Čerenkovdetektor ein für die Untersuchung dieser Reaktion hervorragend geeignetes Instrument ist, wurde mit Hilfe einer umfangreichen Detektorsimulation nachgewiesen. Die vollständige Simulation der elektromagnetischen Wechselwirkung der Rückstoßelektronen mit dem Wasser, des Čerenkoveffekts, der Ausbreitung der Photonen im Wasser, ihr Nachweis mit Photomultipliern und schließlich die Rekonstruktion von Ort, Zeit, Richtung und Energie der Ereignisse erlaubt detaillierte Aussagen über die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit und die Detektorauflösungen. Des weiteren erlauben die Simulationsergebnisse eine Auswahl geeigneter Photomultiplier, da in der Simulation alle wesentlichen Photomultipliereigenschaften berücksichtigt wurden. Die Erfahrung mit KARMEN zeigt, wie wichtig es für ein Neutrinoexperiment an der Erdoberfläche ist, den durch kosmische Myonen induzierten Untergrund zu identifizieren und abzutrennen. Deshalb wurde neben den Neutrinoreaktionen auch die myonische Komponente der kosmischen Höhenstrahlung simuliert, um Aussagen über die Raten gestoppter und durchgehender Myonen und die Möglichkeit der Rekonstruktion des Stopportes von Myonen und damit eine Begrenzung der Totzeit treffen zu können.

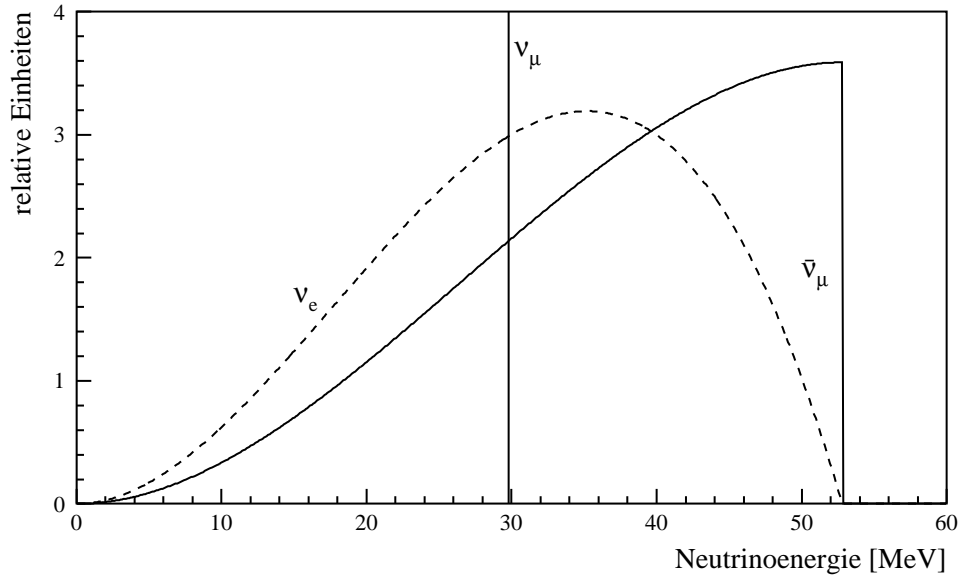


Abbildung 2: Die Energiespektren der beim Zerfall von  $\pi^+$  und  $\mu^+$  in Ruhe entstehenden Neutrinosorten  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$ .

## 2 Die Neutrinoquelle ISIS

An der Spallationsneutronenquelle ISIS des Rutherford Appleton Laboratoriums (RAL) in Chilton, England, werden Protonen in einem *rapid cycling* Synchrotron auf 800 MeV beschleunigt. Zwei jeweils 100 ns lange Strahlpulse mit einem Abstand von 330 ns werden extrahiert und auf ein Uran- bzw. Tantal-Schwerwassertarget gelenkt. Die Extraktionsfrequenz von 50 Hz definiert die Dauer einer Strahlperiode von 20 ms. Im Target produzieren die Protonen durch Spallationsreaktionen hauptsächlich Neutronen, die über die angeschlossenen Strahlrohre zu zahlreichen Experimenten der Festkörperphysik geführt werden. Zu einem kleinen Bruchteil entstehen aber auch Pionen (etwa 0,04  $\pi^+$  pro Proton). Die negativen Pionen werden von den umgebenden positiv geladenen Kernen eingefangen und scheiden daher als Neutrinohersteller aus. Die positiven Pionen werden sehr schnell abgebremst und zerfallen in Ruhe in einem Zweikörperzerfall in ein Myon und ein Myon neutrino:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (\tau_\pi = 26 \text{ ns}).$$

Das monoenergetische Myon neutrino hat eine Energie von 29,8 MeV. Das Myon wird ebenfalls abgebremst und zerfällt in Ruhe in ein Positron, ein Elektron neutrino und ein Myon-Antineutrino:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (\tau_\mu = 2,2 \text{ } \mu\text{s}).$$

Die Energiespektren der beiden entstehenden Neutrinos reichen bis 52,8 MeV und sind in Abbildung 2 dargestellt. Die Neutrinos werden isotrop emittiert, die Intensität beträgt bei einem mittleren Strahlstrom von 200  $\mu\text{A}$   $5,12 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$  für jede der drei Neutrinosorten  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$ .

Durch die kurze Zerfallszeit des Pions folgt die Zeitstruktur der Myon neutrinos sehr eng den Strahlpulsen, während die anderen beiden Neutrinosorten entsprechend der Zer-

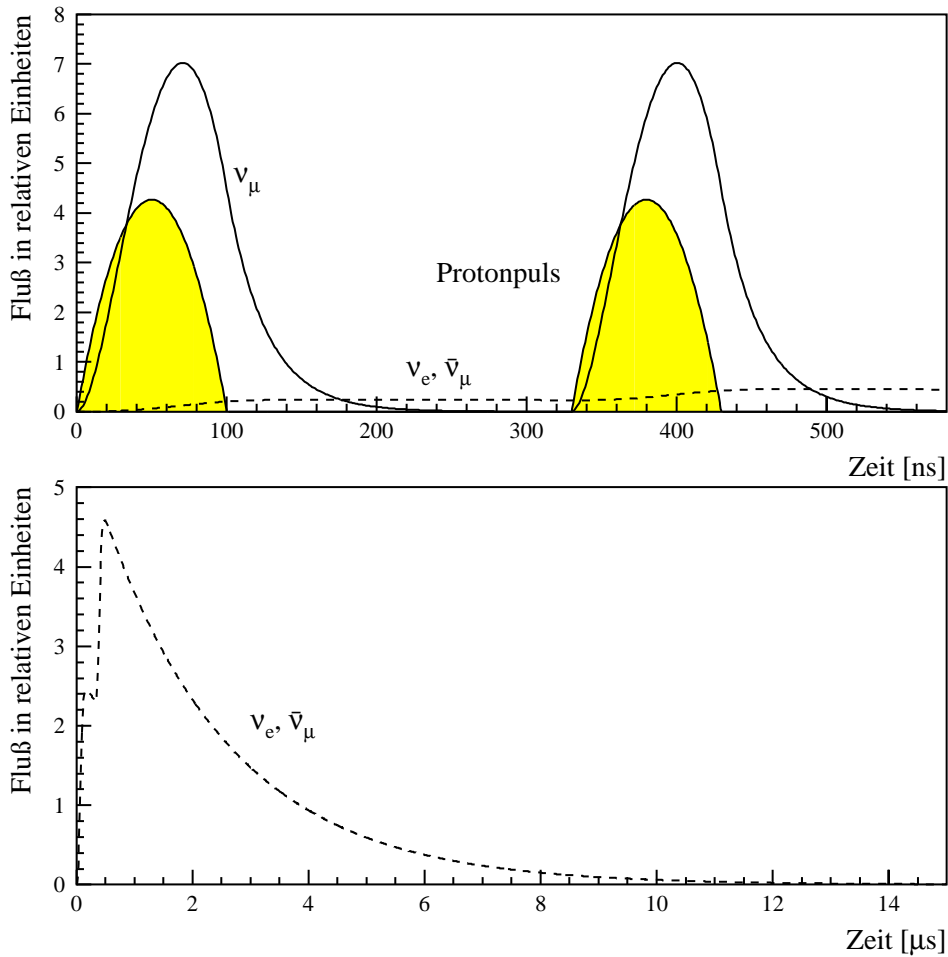


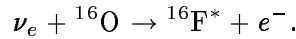
Abbildung 3: Die Neutrinoflüsse abhängig von der Zeit relativ zu den Strahlpulsen. Ebenfalls eingezeichnet sind die parabelförmigen, jeweils 100 ns langen und 330 ns voneinander entfernten, Protonpulse. Das Verhältnis des Protonflusses zu den Neutrinoflüssen ist nicht maßstäblich dargestellt.

fallszeit des  $\mu^+$  nach den beiden Pulsen emittiert werden. Die um fast zwei Größenordnungen längere Zerfallszeit des Myons erlaubt eine Trennung der Myonneutrinos von den beiden anderen Neutrinosorten durch die Ereigniszeit relativ zu den Strahlpulsen. Die zeitliche Abhängigkeit des Neutrinoflusses zeigt Abbildung 3. Beschränkt man sich auf die ersten 10  $\mu$ s nach dem Auftreffen des Protonstrahls auf das Target, der Zeitbereich in dem praktisch alle Neutrinos produziert werden, so erhält man gegenüber der Dauer einer Strahlperiode von 20 ms einen Unterdrückungsfaktor von  $5 \cdot 10^{-4}$  gegenüber jedem nicht strahlkorrelierten Untergrund.

ISIS bietet somit durch ihre weltweit einzigartige Pulsstruktur die Möglichkeit der getrennten Messung einzelner Neutrinosorten im mittleren Energiebereich. Desweiteren ist sie die zur Zeit stärkste Quelle von Elektronneutrinos und damit prädestiniert für die Untersuchung der Neutrino-Elektron Streuung.

### 3 Neutrino-Reaktionen in einem Wasser-Čerenkovdetektor

Ein Wassermolekül besteht aus einem Sauerstoffkern, zwei Protonen und zehn Hüllenelektronen. Bei der Neutrino-Elektron Streuung wechselwirken die drei Neutrinosorten  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$  mit den Hüllenelektronen durch Austausch von  $W^-$ - und  $Z$ -Bosonen. Die Elektronenneutrinos verursachen einen inversen Betazerfall von  $^{16}\text{O}$ :



Der Prozeß  $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$  ist aus energetischen Gründen ( $E_{\bar{\nu}_\mu} < m_\mu$ ) unterdrückt, ebenso spielt die Anregung von  $^{16}\text{O}$  durch den neutralen Strom keine Rolle. In den folgenden Abschnitten wird genauer auf die einzelnen Neutrino-Reaktionen in Wasser eingegangen.

#### 3.1 Neutrino-Elektron Streuung

Als rein leptonischer, schwacher Zwei-Körper-Prozeß bietet die Neutrino-Elektron Streuung eine einzigartige Möglichkeit zur präzisen Überprüfung des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung. Auf Grund der Kinematik des Streuprozesses ist die Elektronrichtung stark mit der Neutrino-Richtung korreliert, so daß mit Hilfe der Richtungsbestimmung in einem Wasser-Čerenkovdetektor eine deutliche Signatur vorliegt.

Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung nach Weinberg, Glashow und Salam beschreibt die Neutrino-Elektron Streuung durch den Austausch der Vektorbosonen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$ . Die Einführung der Vektorbosonen ergibt sich aus der Forderung nach Invarianz der Theorie unter  $SU(2) \times U(1)$ -Transformationen. Die Leptonen werden in schwachen Isospin-Dubletts und -Singletts angeordnet, die linkshändigen Teilchen im Dublett und die rechtshändigen geladenen Fermionen im Singlett:

$$\begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \quad e_R.$$

Die Forderung nach Invarianz unter lokaler Eichtransformation läßt sich erfüllen, wenn man eine der Zahl der Erzeugenden (3 für die  $SU(2)$ , 1 für die  $U(1)$ ) entsprechende Zahl von Vektorfeldern  $W^1$ ,  $W^2$ ,  $W^3$  und  $B$  einführt. Die Felder  $W^3$  und  $B$  lassen sich so kombinieren, daß sich das Photonfeld  $A$  der elektromagnetischen Wechselwirkung ergibt, als dazu orthogonale Linearkombination ergibt sich das Feld des dritten, neutralen Vektorbosons  $Z^0$ . Der dabei benutzte schwache Mischungswinkel  $\sin^2 \theta_W$  ist ein fundamentaler Parameter der Theorie.

Die Fermitheorie des Betazerfalls geht von einer punktförmigen Wechselwirkung aus. Yukawa zeigte schon 1935, daß sich eine solche Theorie aus einer Theorie mit Austauschpartikeln ergibt, wenn man die Massen der Bosonen nur groß genug macht. Einen Mechanismus, den Vektorbosonen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$  Masse zu geben, fanden Weinberg und Salam 1968: führt man ein Feld  $\Phi$ , das sogenannte Higgsfeld ein, das durch ein Isospin-Dublett dargestellt wird, und fordert  $SU(2)$ -Invarianz und Renormierbarkeit der Theorie, so zeigt sich, daß der Grundzustand des Feldes entartet ist und das Phänomen der spontanen Symmetriebrechung zeigt. Der Grundzustand ist nicht invariant unter  $SU(2)$ -Transformationen, die Symmetrie wird spontan gebrochen. Die Einführung des Higgsfelds bewirkt das Auftauchen von Massentermen in der Lagrangedichte, wobei sich der Grundzustand des Feldes so festlegen läßt, daß die Neutrinos und das Photon masselos bleiben, während die restlichen

Leptonen und die Vektorbosonen Masse erhalten. Die Masse der Vektorbosonen ist dabei mit der relativen Stärke der Kopplungen über  $\sin^2 \theta_W$  verknüpft und erlaubt eine experimentelle Überprüfung, während die Massen der Fermionen Parameter der Theorie bleiben. Die Glashow–Weinberg–Salam Theorie wurde durch die Entdeckung der Vektorbosonen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$  1983 am CERN glanzvoll bestätigt [10].

Gegenüber dem Energiebereich von Beam–Dump Neutrinos aus dem  $\pi^+$  und  $\mu^+$  Zerfall ist die Masse der Vektorbosonen mit  $90 \text{ GeV}/c^2$  so groß, daß die Wechselwirkung praktisch punktförmig ist. Für die Lagrangedichte der elektroschwachen Wechselwirkung zur Beschreibung der Neutrino–Elektron Streuung gilt dann [41]:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{\nu}_{eL} \gamma^\lambda e_L \bar{e}_L \gamma_\lambda \nu_{eL} + J_{NC}^\lambda J_{NC\lambda} \right\}.$$

$G_F$  ist die Fermikonstante,  $\gamma^\lambda$  sind die sog. Gammamatrizen und  $\nu$  und  $e$  die Dirac–Spinoren der jeweiligen Teilchen. Dabei bedeutet der Index  $L$  die Projektion auf den linkshändigen Anteil des Dirac–Spinors:  $f_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)f$ .  $J_{NC}$  bezeichnet den neutralen Strom und hat die Gestalt:

$$J_{NC}^\lambda = \frac{1}{2} \bar{\nu}_{eL} \gamma^\lambda \nu_{eL} + \frac{1}{2} \bar{\nu}_{\mu L} \gamma^\lambda \nu_{\mu L} + \frac{1}{2} \bar{e} (g_V^e \gamma^\lambda - g_A^e \gamma^\lambda \gamma_5) e.$$

Dabei gilt für die vektorielle und die axiale Kopplung an das Elektron im Standardmodell:

$$g_V^e = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W \quad \text{und} \quad g_A^e = -\frac{1}{2}.$$

Der erste Term der Lagrangedichte beschreibt den Austausch von  $W$ –Bosonen über den geladenen Strom und tritt nur für Elektroneneutrinos auf, wobei die beteiligten Teilchen ihre schwache Ladung wechseln, während der neutrale Strom für alle Neutrinosorten auftritt. Da im Fall der  $\nu_e e$  Streuung der Endzustand durch die Wechselwirkung über den neutralen Strom *nicht* von dem über den geladenen Strom zu unterscheiden ist, interferieren die Amplituden beider Prozesse *kohärent*. Beam–Dump Neutrinoquellen an Beschleunigern sind die stärksten bekannten Quellen von Elektroneneutrinos und damit bietet ISIS eine einmalige Möglichkeit, diese Interferenz–Reaktion zu untersuchen.

### 3.2 Die Interferenz von neutralem und geladenem Strom

Für die Reaktion  $\nu_e + e \rightarrow \nu_e' + e'$  tragen in der Lagrangedichte zwei Terme bei:

$$\mathcal{L}_{NC} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{\nu}_e \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) \nu_e \bar{e} \gamma_\lambda (g_V^e - g_A^e \gamma_5) e \right\}$$

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ \bar{\nu}_e \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) \nu_e \bar{e} \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) e \right\}$$

Dabei wurden die Projektionsoperatoren für die linkshändigen Teilchen eingesetzt und die Spinoren mit einer Fierz–Transformation umgestellt. Berechnet man die entsprechenden totalen Wirkungsquerschnitte getrennt, so ergibt sich mit  $\sigma_0 = \frac{G_F^2}{2\pi} m_e E_\nu$

$$\sigma_{NC} = \sigma_0 \left\{ (g_V^e + g_A^e)^2 + \frac{1}{3} (g_V^e - g_A^e)^2 \right\}$$

und

$$\sigma_{CC} = 4 \sigma_0,$$

während für den totalen Wirkungsquerschnitt aus  $\mathcal{L}_{\nu_e} = \mathcal{L}_{NC} + \mathcal{L}_{CC}$  auf Grund der kohärenten Addition der Amplituden gilt:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_0 \left\{ (2 + g_V^e + g_A^e)^2 + \frac{1}{3} (g_V^e - g_A^e)^2 \right\} = \sigma_{CC} + \sigma_{NC} + \sigma_I$$

Der Interferenzterm läßt sich daraus zu

$$\sigma_I = 4 \sigma_0 (g_V^e + g_A^e) = 2 I \sigma_0,$$

die Interferenzstärke  $I$  zu

$$I = \sigma_I / 2 \sigma_0 = -2 + 4 \sin^2 \theta_W = -1,08 \sigma_0$$

bestimmen, mit einem Wert von  $\sin^2 \theta_W = 0,23$  für den schwachen Mischungswinkel. Die Interferenz ist also destruktiv, dadurch ist der totale Wirkungsquerschnitt gegenüber  $\sigma_{CC} + \sigma_{NC}$  um ca. 50% vermindert.

Die bisher einzige Messung stammt vom Experiment E225 am LAMPF Beam-Dump. In diesem Detektor aus 156 Szintillator-Flashkammer-Schichten wurden  $263 \pm 35$  Neutrino-Elektron Streuungen identifiziert. Der Interferenzterm wurde zu  $I = -1,07 \pm 0,21$  mit etwa 20% Fehler in voller Übereinstimmung mit dem Standardmodell bestimmt [6]. Für ein Experiment ‚zweiter Generation‘ mit einem Wasser-Čerenkovdetektor und hoher Rate bietet sich die Möglichkeit, diesen Interferenzterm neu und mit wesentlich größerer Präzision zu messen.

Vom totalen Wirkungsquerschnitt muß dafür der rein neutrale und der rein geladene Anteil subtrahiert werden. Der Wirkungsquerschnitt des neutralen Stroms läßt sich aus der  $\nu_\mu e$  Streuung bestimmen, da durch die Zeitstruktur der ISIS-Quelle die Myon-neutrinos von den Elektron-neutrinos und den Myon-Antineutrinos getrennt werden können. Der Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms hängt nur von der Fermikonstante ab, die aus dem Myonzerfall mit sehr großer Genauigkeit bekannt ist.

### 3.3 Die Kinematik der Streuung

Bezeichnet man mit  $y$  den Bruchteil der kinetischen Energie des Rückstoßelektrons im Laborsystem von der Neutrinoenergie

$$y = \frac{E'_e - m_e}{E_\nu},$$

so ergeben sich die kinematischen Grenzen der Reaktion zu

$$0 \leq y \leq \left(1 + \frac{m_e}{2E_\nu}\right)^{-1} \approx 1.$$

Für den Streuwinkel  $\theta$  des Elektrons im Laborsystem relativ zum einfallenden Neutrino gilt dann [41]

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

Für Neutrino- und Rückstoßenergien, die groß sind gegen die Elektronmasse  $m_e$ , läßt sich ein typischer Streuwinkel zu

$$\theta \approx \sqrt{\frac{m_e}{E_\nu}}$$

bestimmen, d.h. die Elektronrichtung ist sehr stark nach vorne gebeugt. Für eine Neutrinoenergie von z.B. 30 MeV beträgt der Streuwinkel typischerweise 7,5 Grad.

Für die differentiellen Wirkungsquerschnitte der drei Neutrinosorten ergibt sich für Neutrinoenergien, die groß gegen die Elektronmasse sind

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dy}(\nu_\mu e) &= \sigma_0 \left\{ (g_V^e + g_A^e)^2 + (g_V^e - g_A^e)^2 (1-y)^2 \right\} \\ \frac{d\sigma}{dy}(\nu_e e) &= \sigma_0 \left\{ (2 + g_V^e + g_A^e)^2 + (g_V^e - g_A^e)^2 (1-y)^2 \right\} \\ \frac{d\sigma}{dy}(\bar{\nu}_\mu e) &= \sigma_0 \left\{ (g_V^e - g_A^e)^2 + (g_V^e + g_A^e)^2 (1-y)^2 \right\}. \end{aligned}$$

Mit den chiralen Kopplungskonstanten  $g_L = g_V^e + g_A^e$  und  $g_R = g_V^e - g_A^e$ , d.h. den Kopplungsstärken des Neutrinos an das linkshändige bzw. rechtshändige Elektron, lautet der Wirkungsquerschnitt z.B. für die  $\nu_\mu e$  Streuung:

$$\frac{d\sigma}{dy}(\nu_\mu e) = \sigma_0 \left\{ g_L^2 + g_R^2 (1-y)^2 \right\}$$

Man erkennt, daß bei allen drei Reaktionen auch Ankopplungen an das Elektron mit der ‚falschen‘ Helizität auftreten, d.h. die linkshändigen Neutrinos koppeln an das rechtshändige  $e^-$  bzw. die rechtshändigen Antineutrinos an das linkshändige  $e^-$ , allerdings um den kinematischen Parameter  $(1-y)^2$  vermindert. Dieser Beitrag kommt vom neutralen Strom und ist eine direkte Folge der Vereinigung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung, d.h. der Mischung der Eichbosonen  $W^1, W^2, W^3$  und  $B$  über  $\sin^2 \theta_W$  zu den physikalischen Teilchen  $W^+, W^-, Z^0$  und  $\gamma$ .

Da die ISIS-Quelle monoenergetische Myonneutrinos liefert, die sich auf Grund der Zeitstruktur getrennt von den beiden anderen Neutrinosorten untersuchen lassen, ist es möglich, den Wirkungsquerschnitt der  $\nu_\mu e$  Streuung durch Rekonstruktion der Elektronenergie direkt differentiell zu messen. Die Form dieses Wirkungsquerschnitts ist sensitiv auf die Kopplungskonstanten  $g_L$  und  $g_R$  und kann deshalb für einen Test des Standardmodells benutzt werden.

Faltet man diese Wirkungsquerschnitte mit den Energiespektren der Neutrinos aus der ISIS-Quelle, so erhält man die in Abbildung 4 dargestellten Energiespektren der Rückstoßelektronen. Für die totalen, gefalteten Wirkungsquerschnitte ergibt sich

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}}(\nu_\mu e) &= 0,046 \cdot 10^{-42} \text{cm}^2 \\ \sigma_{\text{tot}}(\nu_e e) &= 0,301 \cdot 10^{-42} \text{cm}^2 \\ \sigma_{\text{tot}}(\bar{\nu}_\mu e) &= 0,050 \cdot 10^{-42} \text{cm}^2. \end{aligned}$$

Man erkennt, daß die Reaktion, die auch über den geladenen Strom erfolgt, einen etwa sechsmal so großen Wirkungsquerschnitt besitzt, als die Wechselwirkungen über den



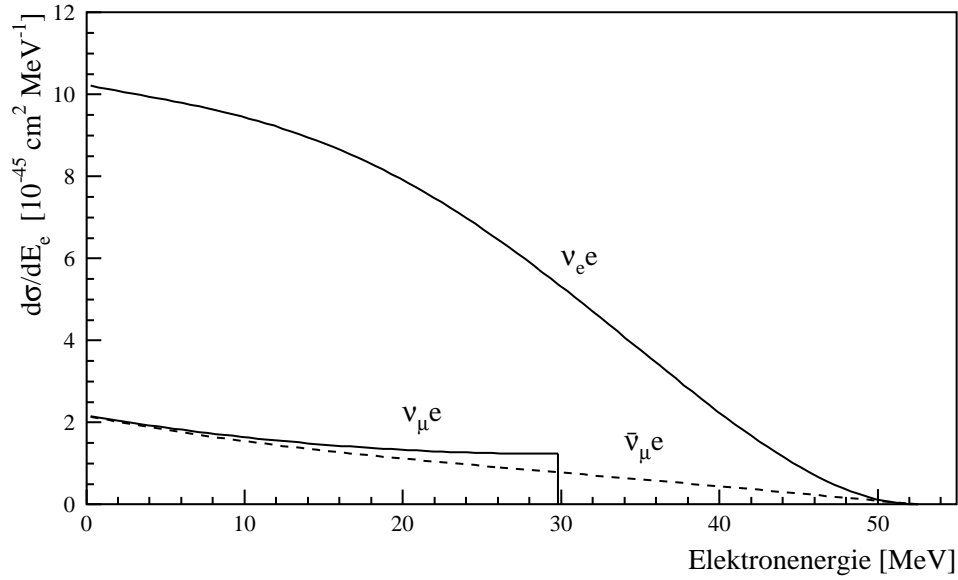


Abbildung 4: Differentielle Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dE_e$  der schwachen Neutrino-Elektron-Streuung für die drei Neutrinosorten  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$ . Die Energiespektren der Neutrinos von ISIS wurden auf eins normiert und mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten multipliziert.

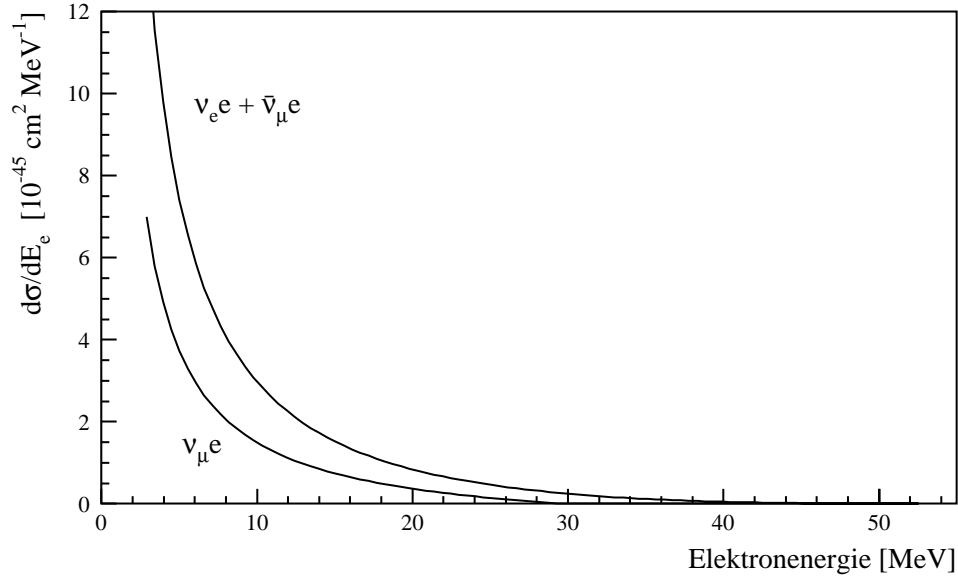


Abbildung 5: Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dE_e$  der elektromagnetischen Neutrino-Elektron-Streuung mit einem magnetischen Moment von  $\mu_\nu = 3 \cdot 10^{-10} \mu_B$  für jede Neutrinosorte. Die  $\nu_e e$  und  $\bar{\nu}_\mu e$  Streuung wurden addiert, da sie sich im Detektor nicht getrennt voneinander messen lassen.

neutralen Strom. Gleichzeitig wird deutlich, daß diese Wirkungsquerschnitte erheblich kleiner sind als die der Neutrino–Kern Wechselwirkungen, wie sie z.B. von KARMEN in der Größenordnung von  $10 \cdot 10^{-42} \text{cm}^2$  gemessen werden, und damit erheblich größere Detektorvolumina erfordern.

### 3.4 Das magnetische Moment des Neutrinos

Da Neutrinos keine Ladung besitzen, können sie nicht direkt elektromagnetisch wechselwirken. Postuliert man jedoch ein magnetisches Moment (ähnlich dem des Neutrons, das ja ebenfalls neutral ist), so ist eine Ankopplung durch Photonaustausch über Strahlungskorrekturen möglich. Ein großes magnetisches Moment wäre z.B. ein Hinweis darauf, daß das Neutrino ein zusammengesetztes Teilchen ist. Da die elektromagnetische Wechselwirkung die Helizität verändert, masselose Dirac–Neutrinos jedoch eine definierte Helizität haben, können solche Neutrinos kein magnetisches Moment besitzen, so daß im minimalen Standardmodell  $\mu_\nu = 0$  für alle Neutrinosorten gilt. Eine einfache Erweiterung des Standardmodells hin zu massiven Dirac–Neutrinos erlaubt jedoch die Beimischung rechtshändiger Anteile beim Neutrino und linkshändiger Anteile beim Antineutrino und damit eine Änderung der Helizität. Daraus ergibt sich ein magnetisches Moment in Einheiten des Bohrschen Magnetons  $\mu_B$  von [48]

$$\mu_\nu = \frac{3G_F m_e m_\nu}{4\sqrt{2}\pi^2} = 3,2 \cdot 10^{-19} \left[ \frac{m_\nu}{1\text{eV}} \right].$$

Majorana–Neutrinos können dagegen kein diagonales magnetisches Moment besitzen, d.h. ein magnetisches Moment, bei dem die Neutrinosorte während der Wechselwirkung erhalten bleibt, weil sonst die CPT–Invarianz verletzt wäre. Nicht–diagonale magnetische Momente, die mit einer Veränderung der Neutrinosorte verknüpft sind, sind jedoch denkbar.

Für die Lösung des sogenannten Sonnenneutrinoproblems, der Diskrepanz zwischen gemessenem Sonnenneutrinofluß und der Vorhersage des gängigen Standardsonnenmodells, wurde im Rahmen teilchenphysikalischer Erklärungsversuche auch ein magnetisches Moment von  $\mu_{\nu_e} \approx 10^{-10} \mu_B$  vorgeschlagen. Damit würden im Sonneninnern produzierte Elektronneutrinos beim Durchgang durch die äußeren Magnetfelder der konvektiven Zone zum Teil in rechtshändige Neutrinos umgewandelt, die auf der Erde nicht mehr nachgewiesen werden könnten [49]. Ein magnetisches Moment dieser Größenordnung geht weit über das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung hinaus. Die bisherigen in Laborexperimenten erzielten Obergrenzen für ein magnetisches Moment liegen laut Particle Data Group [2] bei:

$$\mu_{\nu_e} < 1,08 \cdot 10^{-9} \mu_B \quad \text{und} \quad \mu_{\nu_\mu} < 7,4 \cdot 10^{-10} \mu_B \quad (90\% \text{ C.L.})$$

Aus astrophysikalischen Argumentationen lassen sich noch weit kleinere Obergrenzen im Bereich von  $\mu_\nu < 10^{-12} \mu_B$  herleiten [48]. Als Beispiel seien die bei der Supernova SN1987a entstandenen Neutrinos erwähnt: mit einem anomalen magnetischen Moment wären sie in rechtshändige Neutrinos umgewandelt worden, die nicht mehr schwach wechselwirken und den kollabierenden Stern mit einer mittleren Energie von etwa 100 MeV verlassen hätten. Galaktische Magnetfelder hätten diese Neutrinos dann wieder zurück in linkshändige verwandelt, die auf der Erde registriert worden wären. Neutrinos dieser Energien wurden

jedoch nicht nachgewiesen und daraus läßt sich eine obere Grenze für das magnetische Moment ableiten. Diese Grenzen sind jedoch stark modellabhängig.

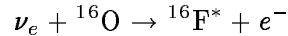
Berechnet man den Wirkungsquerschnitt für die elektromagnetische Wechselwirkung des Neutrinos auf Grund seines magnetischen Moments, so ergibt sich [48]

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{\pi\alpha^2}{m_e^2} \mu_\nu^2 \frac{1-y}{y}$$

mit der Feinstrukturkonstanten  $\alpha$  und dem magnetischen Moment  $\mu_\nu$  in Einheiten vom Bohrschen Magneton  $\mu_B$ . Der Wirkungsquerschnitt hängt damit quadratisch vom magnetischen Moment ab und steigt für kleine Elektronenergien stark an. Da die Endzustände wegen der elektromagnetischen Wechselwirkung eine andere Helizität als bei der schwachen Neutrino–Elektron Streuung haben, addieren sich die Wirkungsquerschnitte inkohärent, ein magnetisches Moment zeigt sich also in einer Erhöhung der Ereignisrate, speziell bei niederen Energien. Abbildung 5 zeigt die Rückstoßenergien der Elektronen für ein magnetisches Moment von  $\mu_\nu = 3 \cdot 10^{-10} \mu_B$  für jede Neutrinosorte. Ein Vergleich mit der Neutrino–Elektron Streuung nach dem Standardmodell (Abbildung 4) zeigt, daß ein Detektor an ISIS in diesem Bereich sensitiv sein sollte.

### 3.5 Der inverse Betazerfall an $^{16}\text{O}$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion



wurde in analytischer Form [37] entnommen und für die Simulation verwendet. Grundlage bildet ein sogenanntes Helm–Modell des Kerns, dessen Parameter aus Daten von Elektronstreuexperimenten bestimmt wurden. Die Anregungsniveaus werden bis in den Bereich der Riesenresonanzen (25 MeV) berücksichtigt und alle Übergangsstärken aufsummiert. Das Energiespektrum der emittierten Elektronen, das aus der Faltung des Wirkungsquerschnitts mit dem Spektrum der Elektroneneutrinos gewonnen wurde, zeigt Abbildung 6. Der totale Wirkungsquerschnitt wurde mit Hilfe numerischer Integration zu

$$\sigma_{\text{tot}}({}^{16}\text{O}) = 9,1 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$$

bestimmt.

Für das Proposal eines großen Wasser–Čerenkovdetektors an der Beam–Dump Quelle des LAMPF [5] wurden von Haxton ebenfalls Berechnungen des  $\nu_e$   $^{16}\text{O}$  Wirkungsquerschnitts durchgeführt [29]. Dabei wurden auch die Wirkungsquerschnitte der Isotope  $^{17}\text{O}$  und  $^{18}\text{O}$  berechnet, die wegen der kleinen Anteile von nur 0,038% bzw. 0,20% am natürlich vorkommenden Sauerstoff keine wesentlichen Beiträge am Gesamtwirkungsquerschnitt liefern:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}}({}^{16}\text{O}) &= 9,3 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2 \\ \sigma_{\text{tot}}({}^{17}\text{O}) &= 8,2 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2 \\ \sigma_{\text{tot}}({}^{18}\text{O}) &= 18,4 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2 \end{aligned}$$

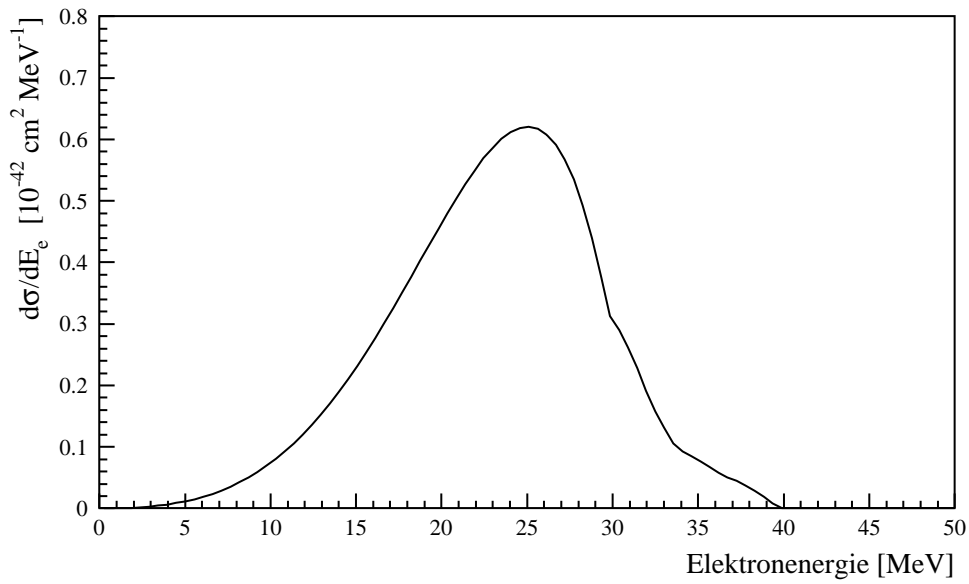


Abbildung 6: Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dE_e$  der Reaktion  $\nu_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{16}\text{F}^* + e^-$  für Elektronenutrinos aus der ISIS-Quelle.

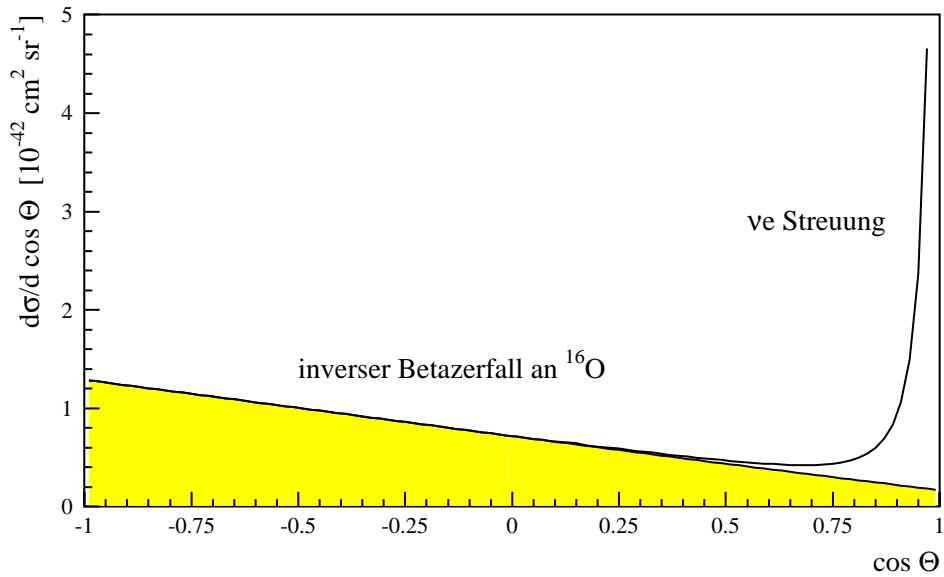


Abbildung 7: Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d \cos \theta$  der Neutrino-Elektron Streuung und des inversen Betazerfalls an  ${}^{16}\text{O}$  (grau unterlegt). Die in Wasser zehnmahl größere Zahl von Elektronen gegenüber Sauerstoffkernen wurde berücksichtigt.

Die Winkelverteilung der Elektronen relativ zur Neutrino­richtung ist linear in  $\cos \theta$ , in Rückwärtsrichtung überhöht und in beiden Referenzen praktisch gleich angegeben. Abbildung 7 zeigt die Streuwinkel der Elektronen aus der Neutrino­Elektron­Streuung zusammen mit den Emissionswinkeln der Elektronen aus dem inversen Betazerfall. Dabei wurde bereits die zehnmal größere Zahl von Elektronen gegenüber Sauerstoffkernen in Wasser berücksichtigt. Man erkennt die deutliche Peakstruktur unter kleinen Winkeln in Vorwärtsrichtung aus der Neutrino­Elektron­Streuung.

Die bei der Reaktion entstehenden angeregten  $^{16}\text{F}$  Kerne sind teilcheninstabil, die emittierten schweren Teilchen (primär Protonen) liegen jedoch alle unter der Čerenkovschwelle und sind somit im Detektor nicht nachweisbar.

Die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der  $\nu_e\ ^{16}\text{O}$  Reaktion hat große Bedeutung für die Astrophysik, speziell für die Beschreibung der dynamischen Prozesse bei einer Supernova. Der Kern des explodierenden Sterns ist u.a. von einer Sauerstoffschale umgeben, durch die die bei der Explosion im Inneren entstehenden Neutrinos dringen müssen. Für die Berechnung des Energietransports nach außen, der hauptsächlich von Neutrinos geleistet wird, ist der Wirkungsquerschnitt von großer Wichtigkeit.

Da der inverse Betazerfall an  $^{16}\text{O}$  selektiv auf Elektron­neutrinos wirkt und mit ca. 3500  $\nu_e\ ^{16}\text{O}$  Reaktionen pro Jahr zu rechnen ist, erlaubt die Beobachtung dieser Reaktion weitere interessante Fragestellungen zu untersuchen, so z.B. Neutrinooszillationen der Art  $\nu_e \rightarrow \nu_x$  in einem *disappearance* Experiment. Da die aus den Elektron­neutrinos entstehenden anderen Neutrinosorten keine Reaktionen über den geladenen Strom mehr verursachen, kann man nach Abweichungen von der vom Neutrino­fluß bedingten  $1/r^2$  Abhängigkeit der Ereignisraten suchen, die ein Indiz für Neutrinooszillationen mit Periodenlängen von der Dimension des Detektors bis herunter zur Größe der Ortsauflösung sein könnten. Darüber hinaus kann auch die charakteristische Änderung des Spektrums der Elektronen aus der  $^{16}\text{O} (\nu_e, e^-) ^{16}\text{F}$  Reaktion zur Untersuchung des *disappearance* Kanals herangezogen werden. Der geplante Detektor wäre besonders in einem Massenbereich von ca. 2–20  $\text{eV}^2$  sensitiv. Dieser Bereich ist von besonderem kosmologischem Interesse, da neueste Resultate des COBE Satellitenexperiments auf eine mögliche Tauneutrino­masse in dieser Größenordnung hinweisen.

Prinzipiell ist auch eine Anregung der  $^{16}\text{O}$  Kerne durch den schwachen neutralen Strom möglich, ähnlich wie bei der von KARMEN gemessenen Reaktion  $\nu + ^{12}\text{C} \rightarrow \nu' + ^{12}\text{C}^*$ . Diese Reaktion ist für alle Neutrinosorten gleichermaßen möglich. Die neutrale Strom­anregung wird bei einem  $J^\pi = 0^+$  Grundzustand durch axialvektorielle Übergänge dominiert, das Standardmodell verlangt zusätzlich einen isovektoriellen Übergang. Da der Grundzustand von  $^{16}\text{O}$  ein  $J^\pi = 0^+; T = 0$  Zustand ist, müssen die anzuregenden Niveaus  $1^+; 1$  Zustände sein. Im Sauerstoff gibt es drei solche Niveaus mit Energien von 16,209 MeV, 17,140 MeV und 18,79 MeV [3]. Alle diese Niveaus sind jedoch hauptsächlich teilcheninstabil und die so emittierten Teilchen sind im Wasser­Čerenkovdetektor nicht nachweisbar. Das Verzweigungs­verhältnis zur Emission von  $\gamma$  Quanten liegt im Bereich von  $10^{-4}$ , deshalb ist eine Beobachtung dieser hochenergetischen Gammas praktisch unmöglich.

## 4 Detektorgeometrie und Ereignisraten

### 4.1 Detektorlage und -größe

Die Präzisionsmessung des Interferenzterms zwischen neutralen und geladenen Strömen bei der Neutrino-Elektron Streuung sowie die Untersuchung möglicher  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$  Oszillationen erfordert einen Detektor mit mehr als 1000 t aktivem Volumen. Eine solche Menge kann nicht mehr im sogenannten Neutrino-Blockhaus des KARMEN Experiments, einem Gebäude aus 6000 t Stahl zur Abschirmung strahlkorrelierten Untergrunds und kosmischer Strahlung, untergebracht werden. Nach Beendigung des KARMEN Experiments und nach Demontage des Blockhauses könnte ein Wassertank mit den Abmessungen  $15,8 \text{ m} \times 7,0 \text{ m} \times 12,0 \text{ m} = 1327 \text{ m}^3$  unterhalb des jetzigen Standorts in eine etwa 15 m tiefe, 18 m lange und mehr als 7 m breite Grube eingebaut werden. Dies ist wegen der durch andere Experimente beengten Situation an der Neutrinoquelle ISIS (Abbildung 8) notwendig, erleichtert aber gleichzeitig durch das umgebende Material (im wesentlichen Kalk) die Abschirmung. Die 6000 t Stahl des Blockhauses können wiederverwertet werden, daraus ergibt sich die Größe der Eisenabschirmung. In Richtung Quelle vor dem Tank dienen mindestens 2,5 m Eisen zur Unterdrückung des strahlkorrelierten Untergrunds und über dem Tank 3,0 m Eisen zur Reduktion kosmischer Höhenstrahlung. Die Breite des Tanks wird durch die Länge der Stahlbrammen und durch benachbarte Experimente auf 7 m begrenzt. Der Abstand des Mittelpunkts des Tanks zur Quelle beträgt 25,6 m. Einen ersten Entwurf der Lage und Größe des Detektors zeigen die Abbildungen 8 und 9.

Die zu instrumentierende Oberfläche des Tanks beträgt  $768 \text{ m}^2$ . Bei einer angestrebten Flächenbelegungsichte von 20% wären 3104 Photomultiplier mit 10 Zoll Durchmesser (etwa 25 cm) erforderlich. Um eine gleichmäßige Verteilung der Photomultiplier zu erreichen, wird jeder im Zentrum eines Quadrats der Kantenlänge 0,5 m angeordnet (Abbildung 10).

Der ganze Detektor muß mit einem Antizählersystem umgeben werden, um kosmische Myonen beim Eindringen in den Detektor zu erkennen und von ihnen induzierte Untergrundreaktionen verwerfen zu können (siehe Abschnitt 9.2). Das Konzept eines sehr dicht schließenden, zweilagigen Antizählers wurde bereits bei KARMEN erfolgreich verwirklicht. Dort besteht der äußere Antizähler aus Plastikszintillator-Modulen, an deren Enden das Licht durch Reflexion um 180 Grad auf Photomultiplier umgelenkt wird. Damit erreicht man eine geometrische Dichtigkeit des Antizählers von 99%. Eine 18 cm dicke Eisenwand zwischen innerem und äußerem Antizähler dient zur Konversion von  $\gamma$  Quanten in geladene Teilchen, die besser nachgewiesen werden können. Der innere Antizähler umgibt die Module des Zentraldetektors und besteht aus halben KARMEN Modulen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des kombinierten Antizählersystems beträgt für Myonen 99,8%.

Da das Design eines Antizählers für den geplanten Detektor noch nicht feststeht, wurde für die Simulation des Detektors eine idealisierte Softwarelösung verwendet: passiert ein Myon die Detektorwand, wird dies als Antizählertreffer registriert und für die Klassifikation des Ereignisses verwendet. Alle anderen Teilchen (d.h. die von den Myonen produzierten Sekundärteilchen) werden dafür nicht betrachtet.

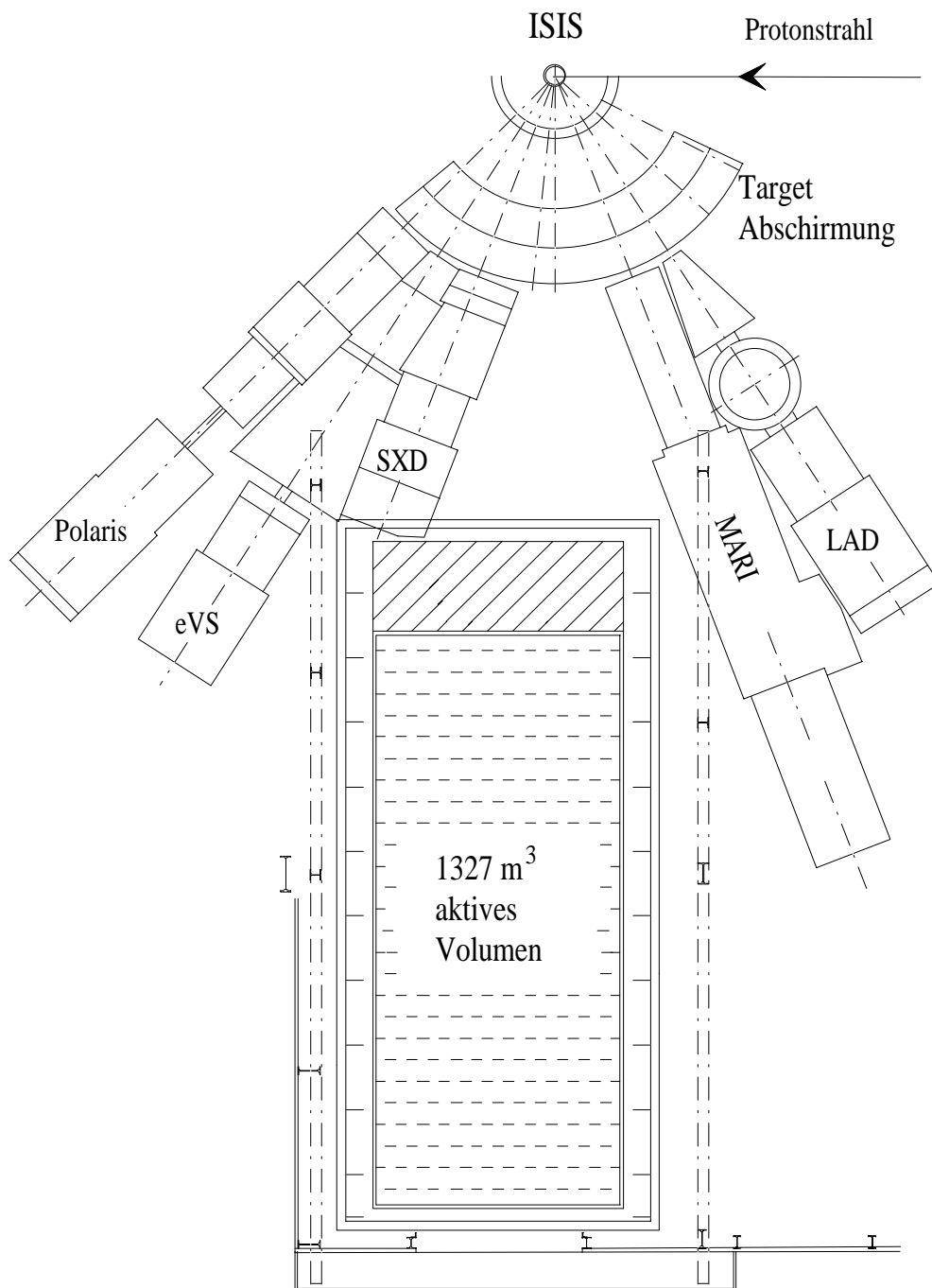


Abbildung 8: Lage des geplanten großvolumigen Wasser-Čerenkovdetektors relativ zum ISIS Target und den benachbarten Neutronenexperimenten.

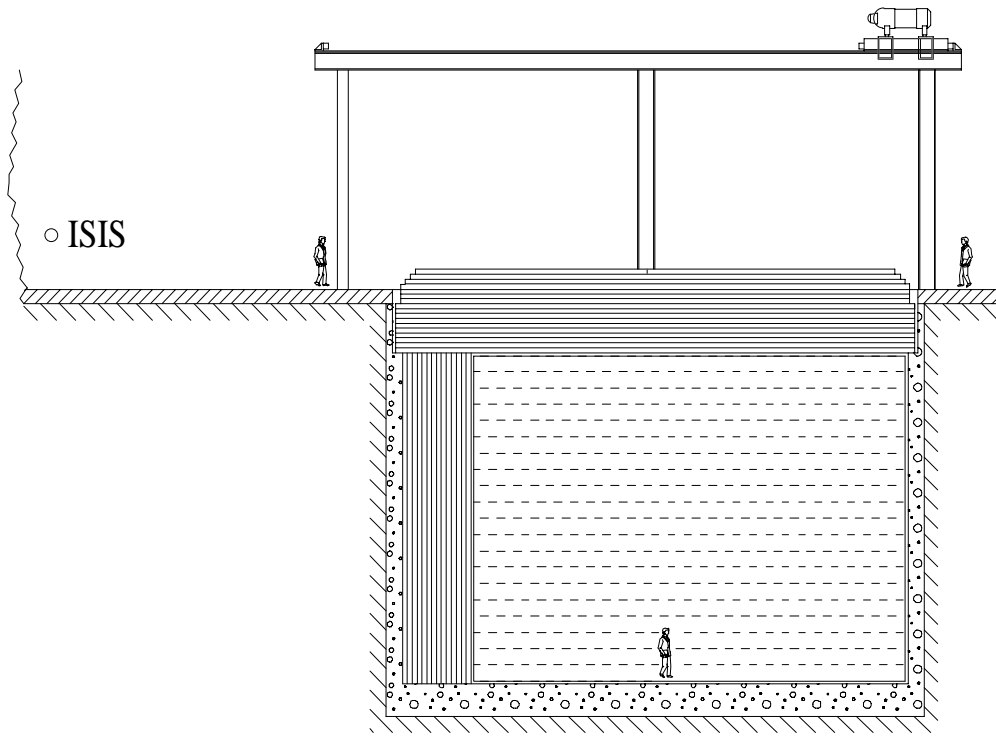


Abbildung 9: Seitenansicht des Detektors unter der Erdoberfläche. Vor und über dem Wassertank ist die Eisenabschirmung angedeutet.

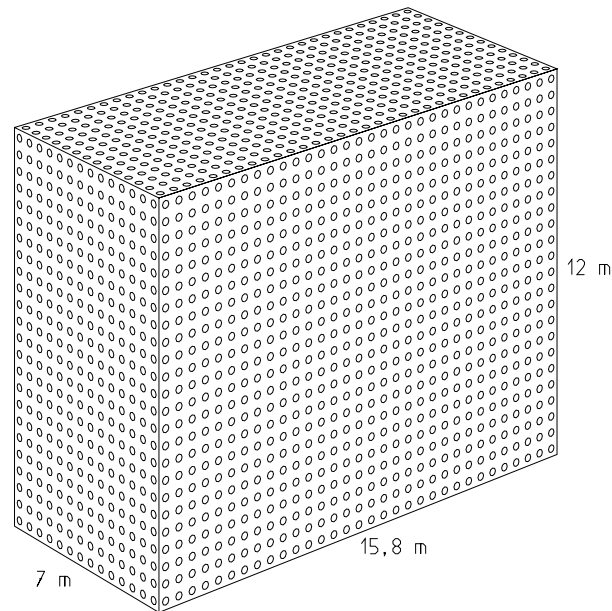


Abbildung 10: Gleichmäßige Anordnung von 3104 10 Zoll Photomultipliern an den Innenseiten des Wassertanks entsprechend einer Flächenbelegungsichte von 20%.



## 4.2 Neutrinofluß und Ereignisraten

Die Ereignisrate  $dN$  in einem Volumenelement  $dV$  in der Entfernung  $r$  zur Quelle hängt vom Neutrinofluß  $\Phi(r)$  in diesem Volumenelement ab:

$$dN = \sigma \Phi(r) \rho dV$$

Dabei ist  $\sigma$  der Wirkungsquerschnitt und  $\rho$  die Targetdichte. Da die ISIS-Quelle im Vergleich zur Größe des Detektors als punktförmig anzusehen ist und die Neutrinos isotrop emittiert werden, gilt für den Fluß  $\Phi(r)$

$$\Phi(r) = \frac{\Phi_0}{4\pi r^2},$$

wobei  $\Phi_0$  die Zahl der pro Zeiteinheit von der Quelle emittierter Neutrinos ist.

Für die totale Rate  $N$  im gesamten Detektor gilt

$$N = \sigma N_T \Phi_{\text{eff}} \quad \text{mit} \quad \Phi_{\text{eff}} = \frac{\Phi_0}{4\pi r_{\text{eff}}^2}.$$

Dabei ist  $N_T$  die Gesamtzahl von Targetteilchen im Detektor, je nach Reaktion entweder  $^{16}\text{O}$  Kerne oder Elektronen. Der effektive Radius  $r_{\text{eff}}$  läßt sich mit einer numerischen Integration über das Detektorvolumen  $V$  aus

$$\frac{V}{r_{\text{eff}}^2} = \int_V \frac{1}{r^2} dV$$

zu  $r_{\text{eff}} = 24,80$  m bestimmen. Dieser Radius beträgt für den Karmen Detektor 17,64 m, so daß sich die Rate bei gleichem Detektorvolumen um ca. einen Faktor 2 verringern würde. Geht man von einem Strahlstrom von  $200 \mu\text{A}$  aus, wie er von ISIS kürzlich erreicht wurde, und den derzeitigen Strahlzyklen (ca. 174 Tage pro Jahr), so erhält man etwa 3000 C Protonen auf das Target pro Jahr. Mit einem Tantaltarget und einem  $\pi^+/p$ -Verhältnis von 0,0456 [21] erhält man einen effektiven Neutrinofluß von  $\Phi_{\text{eff}} = 1,105 \cdot 10^{13} \text{ y}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  für jede Neutrinosorte. Für die einzelnen Reaktionen ergeben sich die in Tabelle 1 aufgeführten Ereignisraten im Detektor. Bei der Diskussion dieser Raten ist jedoch zu beachten, daß durch Hardware- bzw. Software-Effekte nur ein bestimmter Bruchteil nachgewiesen wird.

Reaktion	$\sigma_{\text{tot}}/\text{cm}^2$	$N_T$	Ereignisse/Jahr
$\nu_\mu e$	$0,046 \cdot 10^{-42}$	$4,437 \cdot 10^{32}$	224
$\nu_e e$	$0,301 \cdot 10^{-42}$	$4,437 \cdot 10^{32}$	1476
$\bar{\nu}_\mu e$	$0,050 \cdot 10^{-42}$	$4,437 \cdot 10^{32}$	245
$\nu_e \text{ } ^{16}\text{O}$	$9,071 \cdot 10^{-42}$	$4,437 \cdot 10^{31}$	4446

Tabelle 1: Ereignisraten neutrinoinduzierter Reaktionen in einem Wasser-Čerenkovdetektor an ISIS.

## 5 Simulation der Detektoreigenschaften

Neutrino–Elektron Streuung und inverser Betazerfall am  $^{16}\text{O}$  erzeugen Elektronen mit einer mittleren Energie von 22 MeV. Diese Elektronen legen in Wasser im Mittel 11,5 cm zurück, den größten Teil der Strecke mit einer Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit in Wasser. Auf Grund von Polarisierungseffekten in der umgebenden Materie werden entlang der Spuren in einem festen Winkel zur Flugrichtung Photonen emittiert, unter anderem auch im sichtbaren Teil des elektromagnetischen Spektrums. Die Photonen gelangen durch das Wasser, das in diesem Wellenlängenbereich sehr transparent ist, an die Detektorwände und werden dort mit Hilfe von Photomultipliern nachgewiesen, indem einzelne Photonen registriert und zu meßbaren Strompulsen verstärkt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm entwickelt, das die aufgeführten Vorgänge simuliert und die Ansprechzeit und die Ladung der Photomultiplierpulse für die beschriebenen Ereignisse liefert. Die z.B. bei Abstrahlung und Nachweis ablaufenden statistischen Prozesse werden mit Hilfe eines Pseudozufallszahlengenerators nachgebildet. Dies ist ein Algorithmus, der eine im Bereich  $0 \leq x < 1$  gleichverteilte Folge von Zufallszahlen liefert, jedoch deterministisch ist: die Folge kann reproduziert werden, was besonders in der Testphase des Programms wichtig ist. Zufallszahlen  $y$  im Bereich  $0 \leq y < y_{\max}$  gemäß einer beliebigen Häufigkeitsverteilung  $f(y)$  lassen sich mit gleichverteilten Zufallszahlen  $x$  aus der folgenden Gleichung durch Auflösen nach  $y$  bestimmen:

$$\int_0^y f(y') dy' = x \cdot \int_0^{y_{\max}} f(y') dy'$$

### 5.1 Ereignisgenerierung

Aus den Verhältnissen der totalen Wirkungsquerschnitte der Neutrinoreaktionen wird mit dem Zufallszahlengenerator der Ereignistyp bestimmt. Damit liegt auch die Neutrinosorte fest und die Produktionszeit im Target relativ zum Auftreffzeitpunkt des Protonstrahls einer bestimmten Strahlperiode kann entsprechend der zeitabhängigen Neutrinoflüsse zufallsverteilt bestimmt werden. Geht man von einem rechteckigen<sup>4</sup> Strahlpuls der Breite  $t_p = 100$  ns aus, so erhält man für den aus dem Zerfall der  $\pi^+$  entstehenden Fluß der  $\nu_\mu$  [39]:

$$\Phi_{\nu_\mu}(t) = \begin{cases} \Phi_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_\pi}}\right) & \text{für } t \leq t_p \\ \Phi_0 \cdot \left(e^{\frac{t_p}{\tau_\pi}} - 1\right) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_\pi}} & \text{für } t > t_p \end{cases}$$

Für die aus dem Zerfall der  $\mu^+$  entstehenden  $\nu_e$  gilt genauso wie für die  $\bar{\nu}_\mu$  in guter Näherung ( $\tau_\mu \gg \tau_\pi$ ):

$$\Phi_{\nu_e}(t) = \begin{cases} \Phi_0 \cdot \frac{t_p}{(t_p + \tau_\mu) \tau_\mu} \cdot t \cdot e^{-\frac{t}{\tau_\mu}} & \text{für } t \leq t_p + \tau_\mu \\ \Phi_0 \cdot \frac{t_p}{\tau_\mu} e^{-\frac{t}{\tau_\mu}} & \text{für } t > t_p + \tau_\mu \end{cases}$$

<sup>4</sup>Die wahre Pulsform, die für das KARMEN Experiment mit Hilfe eines *Beam Profile Monitors* laufend gemessen wird, ist eher parabelförmig, der Unterschied spielt für die Zwecke dieser Simulation jedoch keine Rolle.

Die in Abbildung 3 dargestellten Neutrinoflüsse werden so im wesentlichen berücksichtigt. Gemäß der Verteilung für die jeweilige Neutrinosorte wird eine Produktionszeit  $t_0$  im ISIS-Target bestimmt. Um die Doppelpulsstruktur zweier mit einem Abstand von 330 ns aufeinander folgender Pulse zu simulieren, werden im Mittel zu jeder zweiten Ereigniszeit 330 ns addiert.

Für die Bestimmung des Wechselwirkungspunkts im Detektor wird zunächst die Richtung der Neutrinobahn ausgehend von einem punktförmigen Target und einer isotropen Ausstrahlung bestimmt. Schneidet die Bahn den Detektor, so wird die Länge  $l_0$  des im Detektor gelegenen Abschnitts berechnet. Gilt für eine Pseudozufallszahl  $x$  mit  $0 \leq x < 1$ , daß  $x \cdot l_{\max} < l_0$  mit der Raumdiagonale  $l_{\max}$  des Detektors ist, wird das Ereignis akzeptiert und aus  $x \cdot l_{\max}$  und der Entfernung Quelle — Eindringpunkt der Ereignisort bestimmt. Die Verteilung der mit diesem Verfahren bestimmten Orte unterliegt der korrekten  $1/r^2$  Abhängigkeit des Quellflusses. Die Startzeit des Elektrons wird aus der Produktionszeit  $t_0$  und der Flugzeit des Neutrinos bis zum Wechselwirkungspunkt berechnet.

Energie und Streuwinkel des Elektrons werden gemäß den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitten der zu simulierenden Reaktionen zufallsverteilt bestimmt. Die primäre Elektronrichtung wird aus der Richtung der Neutrinobahn, dem Streuwinkel und einem zufälligen, gleichverteilten Azimutwinkel berechnet.

## 5.2 Spurverfolgung der Teilchen

Mit Hilfe des Simulationspakets GEANT3 [17] werden die Raumzeitpunkte der Spuren der Elektronen im Wasser bestimmt. Dabei werden die Prozesse Mehrfachstreuung (nach der Theorie von Molière), Bremsstrahlung, Deltaelektronen (das sind Hüllenelektronen des Detektormaterials, die angestoßen werden) und Energieverlust durch Ionisation berücksichtigt. Das Prinzip der in GEANT3 verwendeten Monte-Carlo-Methode besteht darin, für jeden Prozeß eine mittlere freie Weglänge zu berechnen und dann mit Hilfe eines Pseudozufallszahlengenerators den nächsten Wechselwirkungspunkt auf der Spur des Teilchens zu bestimmen. An diesem Punkt wird die neue Richtung des Teilchens berechnet und eventuell produzierte Sekundärteilchen zwischengespeichert, so daß sie für eine spätere Verarbeitung zur Verfügung stehen. Das primäre Teilchen wird bis zu einer wählbaren Energieschwelle weiterverfolgt. Alle Sekundärteilchen, die sich bis dahin angesammelt haben, werden dann ebenfalls durch das Medium verfolgt. Sie können unter Umständen weitere Teilchen auslösen, wie z.B. Bremsstrahlungsquanten durch Comptoneffekt, deren Spur ebenfalls bestimmt wird. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird von GEANT3 im verwendeten Energiebereich vollständig beschrieben. Für KARMEN durchgeführte Simulationen stimmen hervorragend mit den gemessenen Spektren der Michelektronen aus dem Myonzerfall, dem Betaspektrum des aus Myoneinfangreaktionen entstehenden  $^{12}\text{B}$  und der Neutrinoreaktionen überein [24, 27].

Abbildung 11 zeigt die Spuren von 20 Elektronen, die alle in der gleichen Richtung und mit der gleichen Energie gestartet wurden. Dabei wurden nur die Spuren geladener Teilchen aufgezeichnet. Deutlich sichtbar sind die starken Richtungsänderungen durch die Mehrfachstreuung, die die Richtungsauflösung eines Wasser-Čerenkovdetektors prinzipiell beschränken. Für eine realistische Simulation der Spuren und damit des Čerenkoeffekts mußte die maximale Schrittweite zwischen zwei Wechselwirkungspunkten im GEANT-Code explizit auf 1 mm begrenzt werden, da die Verfolgung der Teilchen sonst zu grob wäre.

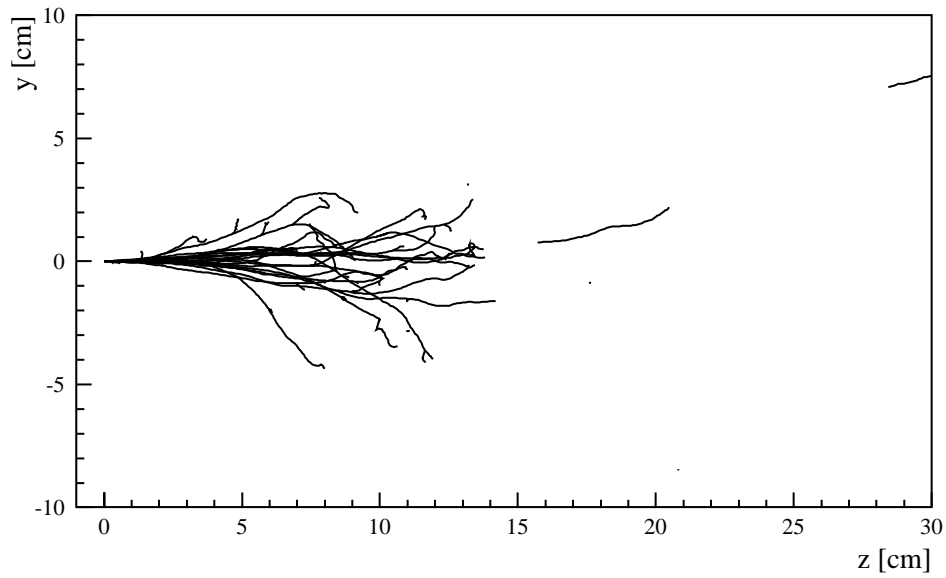


Abbildung 11: Spuren geladener Primär- und Sekundärteilchen verursacht von 20 Elektronen, die in gleicher Richtung und mit gleicher Energie von 30 MeV gestartet wurden. Deutlich sichtbar sind die Mehrfachstreuung und die Abstrahlung von Bremsstrahlung, die über Comptoneffekt wieder zu geladenen Teilchen führt.

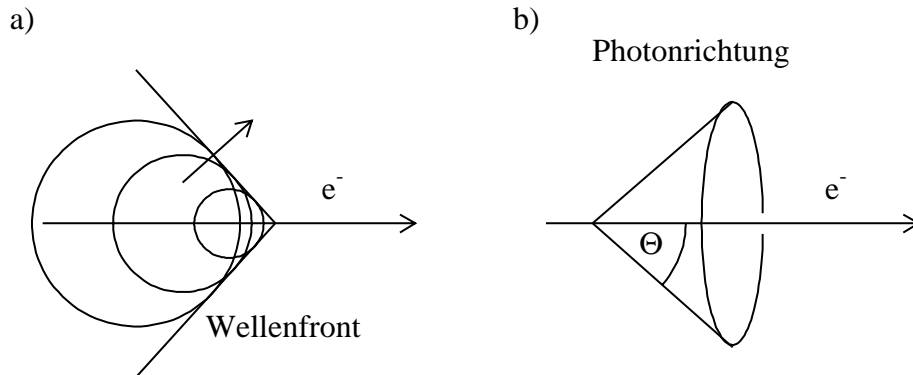


Abbildung 12: a) Veranschaulichung der Abstrahlung von Čerenkovphotonen nach dem Huygensschen Prinzip und b) die senkrecht auf der Wellenfront stehende Abstrahlrichtung der Photonen mit dem Čerenkovwinkel  $\theta$

### 5.3 Der Čerenkoeffekt

Bewegt sich ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit durch ein Material, die höher ist als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium, so bildet sich um das Teilchen durch Polarisierungseffekte ein Lichtkegel aus, ähnlich dem Machschen Kegel bei Überschallgeschwindigkeit (Abbildung 12). Die Zahl der dabei in einem Wellenlängenbereich  $d\lambda$  abgestrahlten Photonen  $dN$  ist proportional zur Länge der Teilchenspur  $dx$  und hängt von der Geschwindigkeit  $\beta = v/c$  des Teilchens und dem Brechungsindex  $n$  des Mediums ab:

$$\frac{dN}{d\lambda} = 2\pi\alpha \cdot \left(1 - \frac{1}{(n\beta)^2}\right) \frac{1}{\lambda^2} \cdot dx. \quad (1)$$

Die Wellenlängen der emittierten Čerenkovphotonen folgen einer  $1/\lambda^2$  Verteilung, d.h. der blaue Bereich des sichtbaren Spektrums wird bevorzugt. Die Photonen werden unter einem Winkel von  $\cos\theta = 1/n\beta$  relativ zur aktuellen Flugrichtung abgestrahlt und sind in der von Flugrichtung und Abstrahlrichtung aufgespannten Ebene linear polarisiert [33]. Ein Teilchen mit Vakuumlichtgeschwindigkeit emittiert in Wasser (Brechungsindex  $n = 1,343$ ) im Wellenlängenbereich von 250 – 600 nm 477 Čerenkovphotonen pro cm. Die Energieschwelle, bei der ein Elektron gerade noch schneller als die Lichtgeschwindigkeit in Wasser ist, liegt bei 255 keV. Der Abstrahlwinkel bei Vakuumlichtgeschwindigkeit beträgt 41,9 Grad.

Da in GEANT3 (Version 3.15) der Čerenkoeffekt noch nicht implementiert ist, wurde die Generierung der Čerenkovphotonen in einem separaten Programm vorgenommen. Zwischen jeweils zwei Spurpunkten wird die aktuelle mittlere Teilchengeschwindigkeit berechnet und daraus die Zahl zu emittierender Čerenkovphotonen. Die tatsächliche Zahl wird dann gemäß einer Poisson-Verteilung bestimmt und die Abstrahlpunkte auf der Teilchenbahn gleichmäßig verteilt gewürfelt. Das Photon wird unter dem korrekten, von der Teilchengeschwindigkeit abhängigen Winkel, und mit einem gleichverteilten Azimutwinkel abgestrahlt. Für jedes Photon wird eine Wellenlänge gemäß der  $1/\lambda^2$  Verteilung festgelegt, um so die Abschwächlänge des Wassers und die Quantennachweiswahrscheinlichkeit der Photomultiplier spektral berücksichtigen zu können. Die Abschwächung der Photonenintensität einer bestimmten Wellenlänge folgt einem Exponentialgesetz:

$$N(r) = N_0 e^{-\frac{r}{\Lambda(\lambda)}}$$

Dabei ist  $\Lambda(\lambda)$  die spektrale Abschwächlänge und  $r$  die von den Photonen zurückgelegte Strecke.

### 5.4 Von Čerenkovphotonen zu Photoelektronen

Die Bahnen der Čerenkovphotonen werden bis an die Detektorwände verfolgt. Die Rayleigh-Streuung wurde bisher noch nicht implementiert, da die Streulängen für hochreines Wasser erheblich größer sind als die Abschwächlängen. Die Ausbreitung erfolgt also geradlinig. An der Wand wird entschieden, ob das Photon einen Photomultiplier trifft oder an der als nichtreflektierend angenommenen Wand absorbiert wird. Die aktive Photokathode eines Photomultipliers wird durch eine kreisrunde, flache Scheibe approximiert. Ein Photoelektron wird dann ausgelöst, wenn

- das Photon die Photokathode des Photomultipliers getroffen hat,

- eine erste Pseudozufallszahl  $x_1$  mit  $0 \leq x_1 < 1$  kleiner ist als der Abschwächungskoeffizient des Wassers:  $x_1 < \exp(-\Delta r/\Lambda(\lambda))$ , wobei  $\Delta r$  die Distanz zwischen Abstrahlpunkt und Treffer auf der Kathode ist,
- eine zweite Pseudozufallszahl  $x_2$  kleiner ist als die spektrale Quantennachweiswahrscheinlichkeit des Photomultipliers ( $x_2 < \text{QE}(\lambda)$  mit  $\text{QE}(\lambda) \leq 0,3$ )
- und eine dritte Pseudozufallszahl  $x_3$  kleiner ist als der Transmissionskoeffizient der optischen Grenzfläche Wasser/Photomultiplierglas:

$$x_3 < \left(1 + \frac{1}{2}a + \frac{1}{2a}\right)^{-1} + \left(1 + \frac{1}{2}b + \frac{1}{2b}\right)^{-1} \quad \text{mit } a = \frac{n_i \cos \theta_t}{n_t \cos \theta_i}; \quad b = \frac{n_i \cos \theta_i}{n_t \cos \theta_t}.$$

Dabei ist  $n_i$  der Brechungsindex von Wasser,  $n_t$  der des Photomultiplierglases,  $\theta_i$  der Einfallswinkel relativ zum Lot und  $\theta_t$  der Transmissionswinkel [30]. Bei obiger Formel wurde über die beiden Polarisationsrichtungen gemittelt und damit die lineare Polarisation der Čerenkovphotonen nicht berücksichtigt. Der Einfluß der Polarisationsrichtung auf den Transmissionskoeffizienten ist gering und kann deshalb bei der schon selbst kleinen Bedeutung der Reflexion gegenüber den anderen Abschwächmechanismen als Effekt zweiter Ordnung vernachlässigt werden.

Ob ein Čerenkovphoton ein Photoelektron auslöst, hängt somit ab von der Flächenbelegung durch die Photomultiplierkathoden, der spektralen Abschwächlänge von Wasser, der spektralen Quantennachweiswahrscheinlichkeit der Photokathode und in beschränktem Maß vom Brechungsindex des Photomultiplierglases. Abbildung 13 zeigt die Abschwächlänge von hochreinem Wasser, die Quantennachweiswahrscheinlichkeit einer Bi-alkali Photokathode, das  $1/\lambda^2$  Spektrum der Čerenkovphotonen und das resultierende Spektrum der ausgelösten Photoelektronen. Die Zahl der Čerenkovphotonen nimmt von 100% bei der Abstrahlung bis zum Nachweis durch die Photomultiplier sukzessive ab

- durch die Abschwächlänge von Wasser (max. 40 m) auf 81,0%,
- durch die Flächenbelegung mit Photomultipliern (17,5%) auf 14,2%,
- durch die Reflexion am Photomultiplierglas auf 13,8% und
- durch die Quantennachweiswahrscheinlichkeit der Photokathode (max. 27%) auf 2,0%.

Wegen der multiplikativen Natur der oben diskutierten Effekte lösen nur etwa 2% der im sichtbaren Bereich entstehenden Photonen an den Photomultipliern Photoelektronen aus, d.h. die Photomultiplier müssen einzelne Photoelektronen nachweisen können.

## 5.5 Die Simulation der Photomultiplier

Die Eigenschaften der Photomultiplier sind nach oben Dargestelltem von entscheidender Bedeutung für die Detektoreigenschaften. Um Vor- und Nachteile verschiedener verfügbarer Photomultiplier abwägen zu können, wurde eine möglichst detaillierte Simulation erstellt, die in den folgenden Abschnitten beschrieben wird.

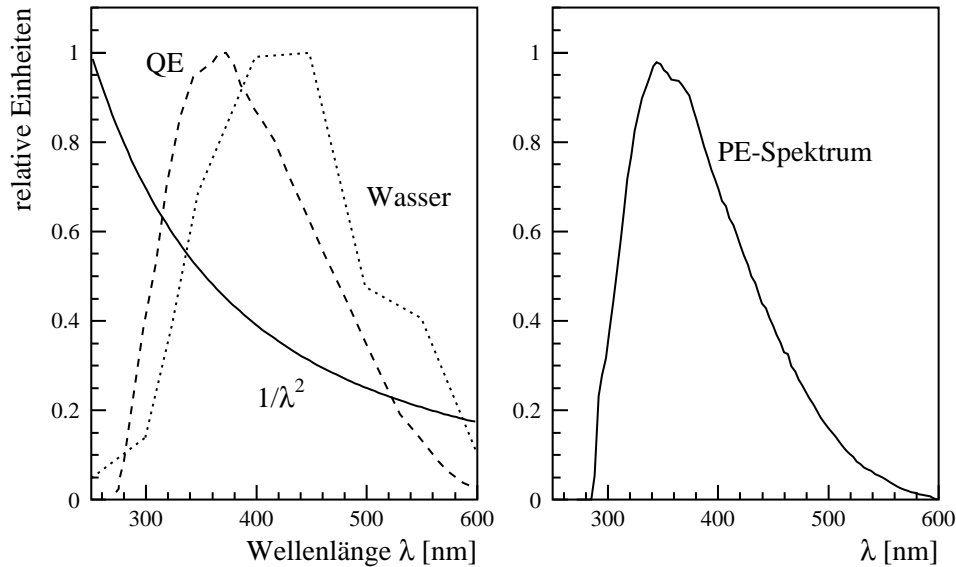


Abbildung 13: Spektrale Form ( $1/\lambda^2$ ) der abgestrahlten Čerenkovphotonen (Linie), der Abschwächlänge von Wasser [44] (max. 40 m, Punkte), der Quantennachweiswahrscheinlichkeit QE eines Burle C83061E Photomultipliers [20] (max. 27%, gestrichelt) und dem resultierenden Spektrum der ausgelösten Photoelektronen PE in relativen Einheiten.

### 5.5.1 Funktionsprinzip eines Photomultipliers

Ein Photomultiplier dient zum Nachweis einzelner Photonen in einem Wellenlängenbereich von 250–600 nm. Eine Vakuumröhre aus Glas ist an ihrer vorderen Innenseite mit einer dünnen Photokathode (z.B. Bialkali) bedampft, aus der die einfallenden Photonen über den Photoeffekt Elektronen auslösen. Die Wahrscheinlichkeit der Auslösung ist von der Wellenlänge des Photons abhängig und wird als Quantennachweiswahrscheinlichkeit (QE) bezeichnet. Zwischen der Photokathode und dem mehrstufigen Dynodensystem eines Photomultipliers liegt eine Hochspannung bis zu einigen kV an. Die Elektronen werden durch das elektrische Feld beschleunigt und lösen an der ersten Dynode Elektronen aus, die jeweils an den weiteren Dynoden wiederum mehrere Elektronen auslösen. So erreicht man eine Erhöhung der Elektronenzahl um Faktoren von  $10^6$  bis  $10^8$ , was an der letzten Dynode einen meßbaren Strompuls verursacht.

Wesentlich für die Timing-Eigenschaften des Photomultipliers ist die Zeit, die zwischen dem Auslösen der Photoelektronen an der Photokathode bis zum Auftreffen an der ersten Dynode vergeht. Sie beträgt bei großen Photomultipliern (10–20 Zoll) mehr als 50 ns. Da die Flugbahnen der Elektronen nicht für die ganze Photokathode gleich sind und die Elektronen nicht immer mit der gleichen primären Energie die Kathode verlassen, ergeben sich unterschiedliche Flugzeiten. Die Schwankung ist meist gaußförmig, liegt im Bereich von  $\sigma = 1\text{--}3$  ns und wird als Zeit-Jitter bezeichnet.

Die Timing-Eigenschaften hängen von der Form eines Single-Photoelektron Pulses ab. Je kleiner die Anstiegszeit des Pulses ist, um so besser kann die Ansprechzeit des Photomultipliers mit Hilfe eines *Leading Edge* Diskriminators bestimmt werden. Für die Simulation wurde die Pulsform mit Hilfe einer aus Gauß- und Exponentialfunktion zu-

sammengesetzten Kurve parametrisiert. Die Parameter  $\sigma$  und  $\tau$  dieser Kurve sind ein Maß für die Anstiegszeit und die Breite des Pulses (siehe Abschnitt 5.5.3).

Die Ladung eines Pulses, der durch ein einzelnes Photon ausgelöst wurde, ist auf Grund der statistischen Prozesse bei der Auslösung von Elektronen an den Dynoden nicht immer gleich, sondern ebenfalls gaußförmig verteilt. Der Parameter dieser Gaußfunktion wird als Single-Photoelektron Auflösung (*single electron resolution*, SER) bezeichnet und beträgt zwischen 25% und 70%.

Photomultiplierpulse werden jedoch nicht nur durch auftreffende Photonen ausgelöst sondern auch durch Elektronen, die die Photokathode auf Grund thermischer Auslösung oder Radioaktivität des Photomultiplierglases verlassen und ebenfalls verstärkt werden. Die Rate, mit der solche Pulse eine bestimmte Schwelle für die Pulshöhe überschreiten wird als Dunkelrauschrate bezeichnet. Die thermische Auslösung hängt stark von der Temperatur ab, so verringert sich die Dunkelrauschrate bei Kühlen von 20 Grad auf 10 Grad typischerweise um Faktor 4. Die Dunkelrauschrate läßt sich durch die Verwendung spezieller, radioaktivitätsarmer Glassorten weiter verringern.

Für die Ausstattung des geplanten Detektors werden drei Photomultipliertypen in Betracht gezogen, deren Eigenschaften in Tabelle 2 gegenübergestellt sind [42, 43, 45]. Für alle drei Photomultiplier wurden Simulationen durchgeführt, alle im folgenden vorgestellten Ergebnisse beziehen sich jedoch auf eine Simulation mit 3104 Burle C83061E Photomultipliern mit den in Tabelle 2 angegebenen Eigenschaften.

Typ	Durchmesser	Jitter ( $\sigma$ )	SER	$\sigma$ / ns	$\tau$ / ns	Rauschen
Burle C83061E	23,5 cm	1,0 ns	24,5%	2,37	7,51	4500 Hz
Thorn-EMI 9351	20,0 cm	1,0 ns	40%	2,85	3,96	1000 Hz
Hamamatsu R1449	50,0 cm	2,0 ns	60%	5,92	15,90	10000 Hz

Tabelle 2: Eigenschaften großer Photomultiplier (10–20 Zoll), die für den Einsatz in Wasser-Čerenkovdetektoren entwickelt wurden.

### 5.5.2 Dunkelrauschen und Zeit-Jitter

Neben den durch das Ereignis verursachten Photoelektronen werden in der Simulation Elektronen generiert, die das Dunkelrauschen der Photomultiplier nachbilden. Die Rauschelektronen werden statistisch auf alle Photomultiplier des Detektors verteilt, für die alle die gleiche Dunkelrauschrate angenommen wird. Die Auslösezeit der Photoelektronen wird mit dem Zeit-Jitter des Photomultipliers gaußförmig verschmiert.

### 5.5.3 Pulsform

Die Photomultiplier werden im Rahmen der Simulation als ideale lineare Systeme approximiert, d.h. die Form eines Pulses ergibt sich aus der Summe der Pulse einzelner Photoelektronen, die in eine Integrationszeit von typischerweise 50 ns fallen. Die in [42, 43, 45] gemessenen Pulsformen  $p(t)$  eines Single-Photoelektron Pulses wurden mit Hilfe einer



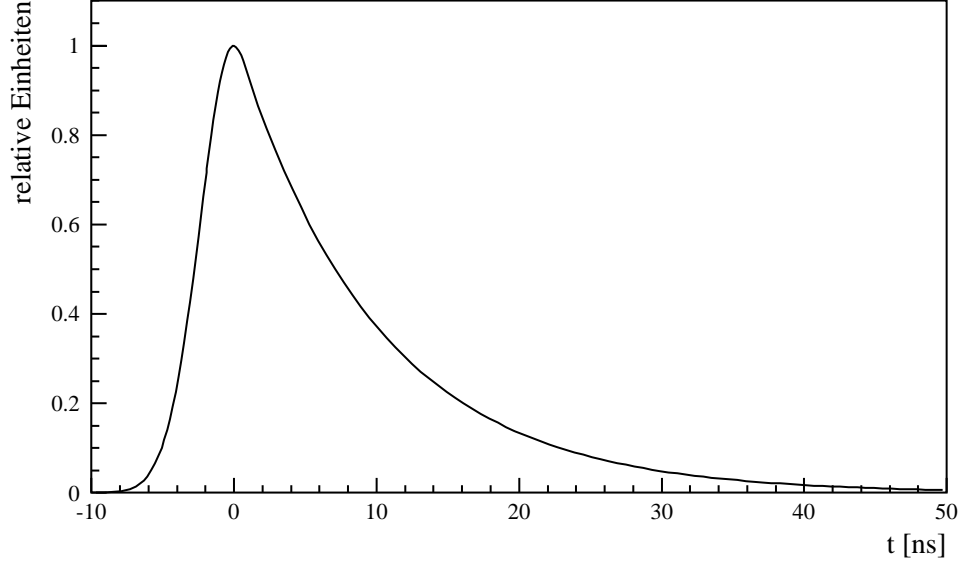


Abbildung 14: Pulsform eines Single-Photoelektron Pulses nach Gleichung 2 mit  $\tau = 7,51$  ns und  $\sigma = 2,37$  ns entsprechend der in [43] gemessenen Pulsform eines Burle C83061E Photomultipliers.

Kombination von Gauß- und Exponentialfunktion parametrisiert. Beide Funktionen sind so aneinandergesetzt, daß  $p(t)$  stetig und stetig differenzierbar ist:

$$p(t) = \begin{cases} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} & \text{für } t < \frac{\sigma^2}{\tau} \\ e^{-\frac{t}{\tau} + \frac{\sigma^2}{2\tau^2}} & \text{für } t \geq \frac{\sigma^2}{\tau} \end{cases} \quad (2)$$

Als Beispiel zeigt Abbildung 14 die so gewonnene Pulsform eines Burle C83061E Photomultipliers.

Die Ladung  $Q_i$  der Single-Photoelektron Pulse wird entsprechend des gemessenen Parameters SER gaußförmig verschmiert. Die Pulsform  $P(t)$  eines Multi-Photoelektron Pulses mit  $N$  Photoelektronen ergibt sich unter Berücksichtigung der Auslösezeiten  $t_i$  der Photoelektronen aus einer Addition aller Einzelpulse  $p(t)$ , die jeweils mit der individuellen Pulsladung  $Q_i$  multipliziert werden. Die Gesamtpulsladung  $Q$  ergibt sich aus der Summe der Einzelpulsladungen [14]:

$$P(t) = \sum_{i=1}^N Q_i \cdot p(t - t_i); \quad Q = \sum_{i=1}^N Q_i.$$

Überschreitet  $P(t)$  eine bestimmte Schwelle von z.B. 0,3 Photoelektronen, so wird dieser Zeitpunkt als die Ansprechzeit des Photomultipliers verwendet. Dies entspricht der Simulation eines *Leading Edge* Diskriminators. Die Ansprechzeit wird mit einer 1 ns, die Pulsladung mit einer 0,1 Photoelektron Auflösung digitalisiert. Nach dem Ende der Integrationszeit von 50 ns wird eine variable Totzeit von z.B. 100 ns angelegt, während derer keine weiteren Photoelektronen berücksichtigt werden.

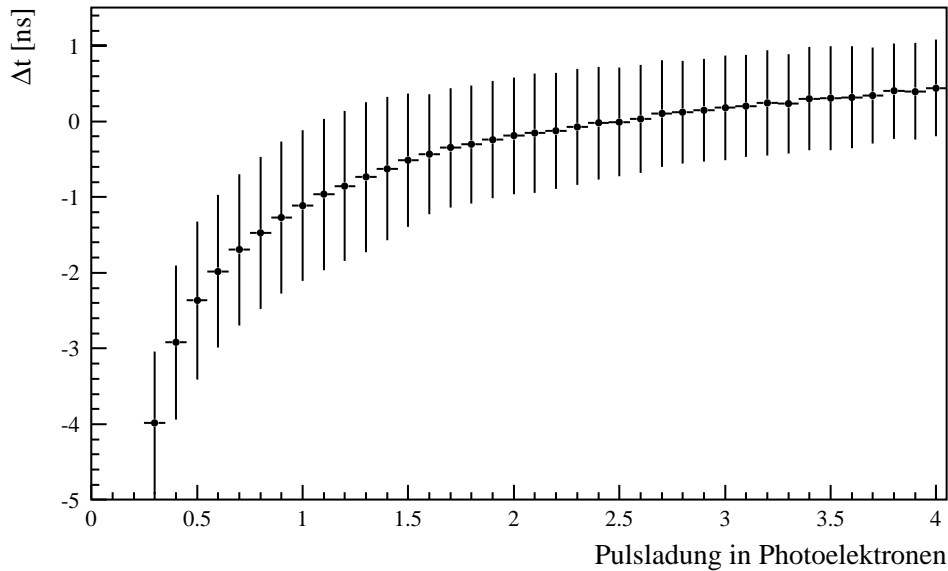


Abbildung 15: Zeitkorrekturwerte für die Ansprechzeit der Photomultiplier in Abhängigkeit von der Pulsladung. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung der Verteilung der Korrekturwerte an, und sind ein Maß für die Genauigkeit der Korrektur eines individuellen Photomultiplierpulses. Die Genauigkeit wird durch den Zeit-Jitter von 1 ns dominiert.

#### 5.5.4 Walkkorrektur

Der Zeitpunkt des Überschreitens der Schwelle des Diskriminators hängt von der Pulshöhe ab, dies wird als ‚Walkeffekt‘ bezeichnet. Ein *Leading Edge* Diskriminator spricht bei einem Single-Photoelektron Puls mit 0,5 Photoelektronen später an als bei einem Single-Photoelektron Puls mit 1,5 Photoelektronen, da ersterer erst später die Höhe von 0,3 Photoelektronen erreicht.

Besteht ein Puls aus mehreren Photoelektronen, so wäre es für die Rekonstruktion des Ereignisses wünschenswert, über die Ankunftszeit der Photonen zu mitteln, da die mittlere Ankunftszeit ein wesentlich präziseres Maß für die Entfernung Ereignisort — Photomultiplier darstellt. Im realen Experiment hängt die Ansprechzeit dagegen im wesentlichen von der Ankunftszeit des ersten Photons ab.

In der Simulation wird versucht, beide Effekte zu korrigieren. Während eines Simulationslaufs wird für jeden Puls die mittlere Ankunftszeit der Photonen berechnet und die Abweichung von der Ansprechzeit abhängig von der Pulsladung gespeichert. Am Ende wird über alle Abweichungen gemittelt. Für die Korrektur wird davon ausgegangen, daß die Pulsladung mit einer Auflösung von 0,1 Photoelektronen digitalisiert vorliegt. Der entsprechende Korrekturwert wird aus einer Tabelle mit gleicher Auflösung entnommen und zur Ansprechzeit addiert. Die Korrektur beträgt insbesondere für kleine Pulsladungen  $< 1$  Photoelektron einige ns und ist daher zur Ereignisrekonstruktion zwingend erforderlich. Abbildung 15 zeigt typische Zeitkorrekturwerte im Single-Photoelektron Bereich.

## 5.6 Der Ereignistrigger

Die Simulation liefert einen zeitlichen Strom von Photomultiplierpulsen mit der Information welcher Photomultiplier wann und mit welcher Pulsladung angesprochen hat. Auch ohne daß ein Ereignis stattgefunden hat, werden auf Grund des Dunkelrauschens der Photomultiplier ständig Pulse produziert. Um aus diesem Strom von Ansprechern die realen Ereignisse zu triggern, wird die Koinzidenz von mindestens 10 Photomultiplierpulsen innerhalb von 50 ns verlangt. Alle Photomultiplierpulse, die dieser Koinzidenzbedingung genügen, werden als zu einem Ereignis gehörig angesehen und der Rekonstruktion übergeben. Die mit 50 ns relativ knappe Koinzidenzzeit reicht zur Ereignisrekonstruktion von Elektronen vollständig aus. Dies obwohl sie kürzer ist als die Lichtlaufzeit für die Detektor-diagonale, da die Ereignisse meist auf eine oder zwei Detektorwände konzentriert und die Photomultiplieransprecher räumlich und damit auch zeitlich benachbart sind. Eine kurze Hardware-Koinzidenzzeit ist wünschenswert, weil dadurch die Rate der getriggerten, aber nur aus Rauschen bestehenden Ereignisse reduziert wird. Länger ausgedehnte Ereignisse (hauptsächlich kosmische Myonen) werden ebenfalls vollständig erfaßt, da sie über einen längeren Zeitraum die Triggerbedingung erfüllen. Bei der Simulation der Detektorantwort der durch kosmische Myonen induzierten Ereignisse liegt die typische Triggerdauer, d.h. die Zeit zwischen erstem und letztem Photomultiplierpuls, die die Koinzidenzbedingung erfüllen, bei etwa 100 ns.

## 5.7 Mehrfachereignisse

Durch die kosmische Strahlung ist ein Neutrinoexperiment, das an der Erdoberfläche betrieben wird, einer hohen Untergrundereignisrate ausgesetzt, die Triggerrate beträgt etwa 10 kHz. Selbst bei kurzen Koinzidenzzeiten im Bereich von 50 ns treten nicht selten Mehrfachereignisse auf, wie z.B. kosmische Myonen, die nur durch wenige ns voneinander getrennt in den Detektor eindringen oder die Überlappung des Zerfalls eines gestoppten Myons mit einem nachfolgenden Ereignis.

Das im Rahmen dieser Arbeit erstellte Simulationsprogramm liefert die Detektorantwort auf diese Mehrfachereignisse korrekt. Dazu waren umfangreiche programmtechnische Maßnahmen erforderlich: jedes Ereignis erhält beim Start eine Strahlperiodennummer und eine Ereigniszeit relativ zur Strahlperiode. Diese Absolutzeit wird bis zu den Photomultiplierpulsen und zum rekonstruierten Ereignis weitergereicht. Die korrekte Simulation sich überlappender Ereignisse (im Extremfall kann ein Photomultiplierpuls aus Photoelektronen zweier verschiedener Ereignisse bestehen) wird durch eine strenge Einhaltung der chronologischen Reihenfolge der Photoelektronen bei der Photomultipliersimulation erreicht. Dazu müssen die Photoelektronen solange zwischengespeichert werden, bis sichergestellt ist, daß das nachfolgende Ereignis das Ergebnis nicht mehr beeinflussen kann. Selbst wenn die Rekonstruktionsalgorithmen zur Zeit noch nicht mit Mehrfachereignissen umgehen können, erlaubt die Simulation dennoch detaillierte Aussagen über Datenraten und Einflüsse von Totzeiten.

## 5.8 Ereignisdarstellungen

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm entwickelt, das die dreidimensionale Darstellung von Ereignissen unter interaktiver Veränderung des Blickwinkels auf dem Bild-

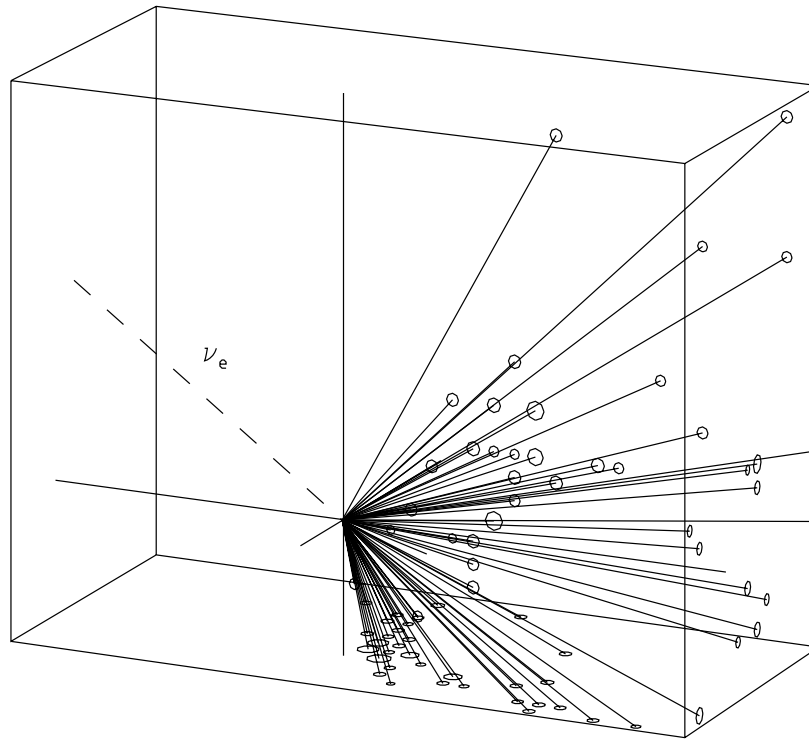


Abbildung 16: Dreidimensionale Darstellung eines simulierten Neutrino–Elektron Streueignisses. Die Trajektorien der vom Rückstoßelektron emittierten Čerenkovphotonen, die durch die Photomultiplier registriert wurden, sind durch Linien dargestellt.

schirm einer VAX–Workstation ermöglicht. Die Darstellungen ermöglichen einen Überblick über das Ansprechmuster der Photomultiplier bei gleichzeitiger Beurteilung der Qualität der Rekonstruktion. Die Farbcodierung der durch Dunkelrauschen aktivierten Photomultiplier verdeutlicht die mögliche Beeinflussung der Rekonstruktion.

Abbildung 16 zeigt die Ereignisdarstellung eines typischen  $\nu_e e$  Streueignisses. Die Neutrinoquelle (d.h. das ISIS Spallationstarget) befindet sich links oben außerhalb des Bildbereichs. Das von dort kommende Neutrino erzeugt ein Rückstoßelektron mit einer Energie von 21 MeV, das auf seiner ca. 11 cm langen Bahn Čerenkovphotonen emittiert. Die Photomultiplier, die Photoelektronen nachweisen, werden durch eine Linie mit dem Startort des Teilchens verbunden, um die Ausbreitung des Čerenkovkegels anzudeuten. Die Kegelasche fällt im wesentlichen mit der Richtung des Neutrinos zusammen. Das eingezeichnete dreidimensionale Achsenkreuz markiert den mit den im folgenden Abschnitt beschriebenen Algorithmen rekonstruierten Ereignisort. Die getroffenen Photomultiplier sind durch Kreise symbolisiert, deren Flächen proportional zu den jeweiligen Pulsladungen sind. Insgesamt wurden bei diesem Ereignis 74 Photomultiplier mit einer Gesamtladung von 88,4 Photoelektronen aktiviert.

## 6 Die Rekonstruktion der Ereignisse

Zur Rekonstruktion muß aus der Lage, der Ansprechzeit und der Pulsladung der getroffenen Photomultiplier auf Ort, Zeit, Richtung und Energie des Ereignisses geschlossen werden. Bei der Entwicklung der Rekonstruktionsalgorithmen zeigte sich, daß die wertvollste Information für die Ereignisrekonstruktion die relative Ansprechzeit der Photomultiplier ist. Die Ermittlung der Ansprechzeit eines Photomultipliers in einer großen Genauigkeit von wenigen ns ist daher eine wesentliche Forderung an einen Čerenkovdetektor. Für die Rekonstruktion werden die Ereignisse in zwei Klassen eingeteilt: Ereignisse, die isoliert im Innern des Detektors auftreten, d.h. ohne daß ein Antizähler anspricht, wie z.B. Neutrinoereignisse oder Zerfallselektronen von im Detektor gestoppten Myonen; sowie Ereignisse, die einen oder mehrere Antizählertreffer verursachen, wie z.B. durchgehende oder stoppende kosmische Myonen. Im folgenden werden die Rekonstruktionsalgorithmen im einzelnen vorgestellt.

### 6.1 Rekonstruktion isolierter Ereignisse

Für die Rekonstruktion dieser Ereignisklasse stehen nur die getriggerten Photomultiplierpulse zur Verfügung. Diese Pulse sind zusätzlich mit Rauschpulsen durchsetzt, deren Ansprechzeit durch ein vom Dunkelrauschen verursachtes Elektron bestimmt ist. Während der Orts- und Zeitrekonstruktion wird versucht, diese Pulse auf Grund ihrer zeitlichen oder räumlichen Abweichung vom Rest der Pulse abzutrennen und damit die Qualität der Rekonstruktion zu verbessern. Steht der Ort des Ereignisses fest, so wird die Richtung und gleichzeitig der Öffnungswinkel des Čerenkovkegels angepaßt. Die Energie des Ereignisses wird aus der Summe der Ladung aller Pulse gewonnen. Die Einzelladungen werden vorher mit der Abschwächung durch die endliche Abschwächlänge des Wassers korrigiert. Alle rekonstruierten Werte werden einer Datenstruktur zugeordnet, die auch das von GEANT3 erzeugte Ereignis beschreibt, um so später Ort-, Zeit-, Richtungs- und Energieauflösung aus der Abweichung der rekonstruierten Werte von den GEANT-Startwerten bestimmen zu können.

#### 6.1.1 Orts- und Zeitrekonstruktion

Die Fitprozeduren für Ort und Zeit des Ereignisses sind eine Weiterentwicklung der in [5] näher erläuterten Verfahren. Die Rekonstruktion wird dabei auf die Bestimmung des Minimums einer von mehreren Parametern abhängigen Funktion reduziert. Zur Minimierung der von den vier Parametern Ort und Zeit abhängigen Funktion  $f_p(t, \mathbf{r})$  wird das Programm MINUIT [34] verwendet, das nach einem Aufruf die Minimumswerte für den Ort  $\mathbf{r}_0$  und die Zeit  $t_0$  des Ereignisses liefert. In  $f_p(t, \mathbf{r})$  geht das raumzeitliche Ansprechmuster der Photomultiplier gewichtet mit der Ladung der einzelnen Pulse ein. Die Funktion ist so gewählt, daß sie dann ein Minimum hat, wenn die Parameter  $t$  und  $\mathbf{r}$  (korrigiert mit der Lichtlaufzeit zu den Photomultipliern) deren Ansprechzeit möglichst gut widerspiegeln. MINUIT ist ein Programm aus der CERN Programm-Bibliothek CERNLIB, das beliebige, von mehreren Parametern abhängige Funktionen minimieren kann. Auf Grund seiner allgemeinen Verwendbarkeit stellt dieses Programm in Bezug auf zeitliche Effizienz sicherlich nicht das Optimum dar und wird deshalb mittelfristig durch einen zeitoptimierten Algorithmus ersetzt werden. Die zu minimierenden Funktionen haben die Gestalt von

$\chi^2$ -Funktionen, für die MINUIT besonders geeignet ist und auch häufig verwendet wird.

Als Startwert  $\mathbf{r}_s$  für den Ort wird der räumliche Schwerpunkt der angesprochenen Photomultiplier berechnet:

$$\mathbf{r}_s = \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^N \mathbf{r}_i \cdot Q_i$$

wobei  $N$  die Zahl der aktivierten Photomultiplier,  $\mathbf{r}_i$  die Positionen der Photomultiplier,  $Q_i$  die Ladungen der Pulse und  $Q$  die Gesamtladung aller Pulse sind. Berechnet man die Laufzeit des Lichtes von  $\mathbf{r}_s$  nach  $\mathbf{r}_i$  und zieht sie von der Ansprechzeit  $t_i$  des Photomultipliers ab, so erhält man eine Näherung für die Ereigniszeit. Eine Mittelung über alle Pulse ergibt dann den Startwert  $t_s$  für die Zeit:

$$t_s = \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^N \left( t_i - |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_s| \cdot \frac{n}{c} \right) Q_i.$$

Dabei ist  $n = 1,343$  der Brechungsindex von Wasser und  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Die Fitfunktion  $f_p(t, \mathbf{r})$  für den Positionsfit ist eine Summe über die Quadrate der Abweichungen der Ereigniszeit von der Ansprechzeit der einzelnen Photomultiplier, vermindert um die Laufzeit des Lichts. Die Glieder der Summe werden mit der Ladung der Photomultiplierpulse gewichtet. Würden alle Čerenkovphotonen am gleichen Punkt zur gleichen Zeit emittiert und könnte man ihren Auftreffpunkt und ihre Auftreffzeit auf der Detektorwand genau messen, so wäre  $f_p(t, \mathbf{r})$  am wahren Ereignisort exakt Null. Die Minimierung liefert Näherungswerte  $t_0$  und  $\mathbf{r}_0$ , die möglichst gut das Ansprechmuster der Photomultiplier widerspiegeln.

Ein zusätzlicher Term in  $f_p(t, \mathbf{r})$  ‚bestraft‘ Positionen, die außerhalb des Detektors liegen. Dazu werden die Entfernungen  $\Delta_i$  von  $\mathbf{r}$  zur nächstgelegenen Detektorwand in  $i = x, y, z$ -Richtung berechnet. Ist  $\Delta_i < 0$ , d.h. liegt  $\mathbf{r}$  außerhalb des Detektors, so wird die Zeit, die Licht für die Strecke  $\Delta_i$  benötigen würde, quadratisch zu  $f_p(t, \mathbf{r})$  addiert. Je weiter  $\mathbf{r}$  außerhalb des Detektors liegt, desto größer wird der Funktionswert und  $\mathbf{r}$  wird bei der Minimierung in Richtung Detektor ‚gedrückt‘. Eine solche ‚Bestrafung‘ ist der Angabe von festen Grenzen für die Parameter des Fits vorzuziehen, da sonst viele Ereignisorte direkt auf der Wand rekonstruiert werden. Die Beschränkung auf den Detektorbereich ist notwendig, weil die Rekonstruktion nicht eindeutig ist: trifft ein Ereignis nur eine Wand des Detektors, so ist der an der Wand gespiegelte Ereignisort außerhalb des Detektors ebenfalls eine mögliche Lösung und damit ein Minimum der Funktion  $f_p(t, \mathbf{r})$ . Zusammen ergibt sich damit für die Funktion  $f_p(t, \mathbf{r})$ :

$$\begin{aligned} f_p(t, \mathbf{r}) = & \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^N \left( t_i - |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}| \cdot \frac{n}{c} - t \right)^2 Q_i \\ & + \sum_{i=x,y,z} \left( \Delta(\text{Wand})_i \cdot \frac{n}{c} \right)^2 \quad \text{für } \Delta(\text{Wand})_i < 0 \end{aligned} \quad (3)$$

Eine Näherung für die Richtung des Ereignisses ergibt sich aus der Summe der Verbindungsvektoren zwischen dem rekonstruierten Ort  $\mathbf{r}_0$  und den Orten  $\mathbf{r}_i$  der angesprochenen Photomultiplier gewichtet mit der Pulsladung  $Q_i$ . Die Verbindungsvektoren werden ebenso

wie der sich ergebende Richtungsvektor  $\mathbf{v}$  auf eins normiert:

$$\mathbf{v} = \left( \sum_{i=1}^N \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0|} \cdot Q_i \right) / \left| \sum_{i=1}^N \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0|} \cdot Q_i \right|. \quad (4)$$

### 6.1.2 Rauschreduktion

Mit Hilfe der jetzt zur Verfügung stehenden vorläufigen Werte  $t_0$ ,  $\mathbf{r}_0$  und  $\mathbf{v}$  für Zeit, Ort und Richtung des Ereignisses wird versucht, die rauschinduzierten Photomultiplierpulse herauszufinden und für einen weiteren Fit nicht mehr zu berücksichtigen. Rauschende Photomultiplier fallen durch zwei Merkmale auf: ihre Ansprechzeit ist meist nicht mit der rekonstruierten Ereigniszeit zuzüglich der Lichtlaufzeit verträglich und sie liegen häufig nicht in Ereignisrichtung auf dem Čerenkovkegel. Für das letztere Kriterium werden Mittelwert  $\mu$  und Standardabweichung  $\sigma$  der Verteilung der Čerenkovwinkel aller am Ereignis beteiligter Photomultiplier berechnet, d.h. die Winkel zwischen Ereignisrichtung  $\mathbf{v}$  und Verbindungsvektor  $\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0$ . Die Abweichung eines individuellen Photomultipliers vom Mittelwert der Verteilung, bezogen auf ihre Standardabweichung, wird mit einem Faktor  $w$  gewichtet, der z.B. 1,7 ns beträgt, und mit der zeitlichen Abweichung zu einem Wert  $dr$  kombiniert:

$$dr^2 = \left( t_0 + |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0| \frac{n}{c} - t_i \right)^2 + \left( w \cdot \frac{\cos \theta_i - \mu}{\sigma} \right)^2$$

mit  $\cos \theta_i = \mathbf{v} \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0) / |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0|$ . Überschreitet  $dr$  einen bestimmten Wert, so wird der Photomultiplierpuls entfernt und erneut gefittet. Um zu verhindern, daß bei einem schlechten Fit Photomultiplierpulse entfernt werden, die nicht rauschinduziert sind, wird schrittweise vorgegangen: zunächst werden Pulse mit großem  $dr$  entfernt, dann erneut gefittet und Pulse mit immer kleinerem  $dr$  entfernt. Drei Iterationen mit den Grenzen 30, 20 und 10 ns für  $dr$  reichen aus, um eine Reduktion der in einem Ereignis vorhandenen, rauschinduzierten Pulse um 70% zu erreichen. Die Rauschreduktion zeigt auch, daß sich der Ansprechzeitpunkt der Photomultiplierpulse eines Ereignisses auf  $\pm 10$  ns genau festlegen läßt. Ein gewisser Anteil von Nach- oder Spätpulsen der Photomultiplier oder Reflexionen an den Detektorwänden spielt somit keine große Rolle, weil derartige Pulse entfernt werden können, ohne daß die Qualität des Fits wesentlich beeinflusst wird.

### 6.1.3 Richtungsrekonstruktion

Nachdem die Zeit und der Ort des Ereignisses wie oben beschrieben festgelegt sind, wird durch einen weiteren Fit die Richtung des Ereignisses bestimmt. Idealerweise liegen alle Verbindungsvektoren vom rekonstruierten Ort zu den Photomultipliern auf einem Kegel und die Ereignisrichtung fällt mit der Kegelachse zusammen. Dies ist aus folgenden Gründen nur näherungsweise erfüllt: die Teilchenbahn ist wegen der Mehrfachstreuung in Wasser keine Gerade (Abbildung 11) und wegen der Granularität der Photomultiplierbelegung der Detektorwände stehen nicht die exakten Auftreffpunkte der Čerenkovphotonen für die Rekonstruktion zu Verfügung, was insbesondere bei Ereignissen, die dicht an einer Wand liegen, eine stärkere Rolle spielt. Die Länge der Teilchenbahn (10–15 cm) fällt demgegenüber nicht ins Gewicht, da sie im Vergleich zu den Detektordimensionen als punktförmig angesehen werden kann.

Ziel des Richtungsfits ist, einen Vektor  $\mathbf{v}(\theta, \phi)$  zu finden, der mit allen Photomultipliern den gleichen Winkel einschließt. Dieser Öffnungswinkel  $\alpha$  stellt ebenfalls einen Parameter des Fits dar und liefert gleichzeitig ein Kriterium für die Güte der Rekonstruktion des Orts: eine näherungsweise Übereinstimmung mit dem Čerenkovwinkel ist ein Indiz für einen korrekten Ort. Der Fit erfolgt wieder mit dem Programm MINUIT. Die zu minimierende  $\chi^2$ -Funktion, bei der die Abweichungen der individuellen Photomultiplierwinkel

$$\cos \theta_i = \frac{\mathbf{v}(\theta, \phi) \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0|}$$

zum Öffnungswinkel  $\cos \alpha$  des Kegels quadratisch addiert werden, lautet

$$f_r(\theta, \phi, \alpha) = \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^N (\cos \theta_i - \cos \alpha)^2 \cdot Q_i. \quad (5)$$

Sie hängt von den Polarkoordinaten  $\theta$  und  $\phi$  der Ereignisrichtung  $\mathbf{v}$  und dem aktuellen Fitwert für den Öffnungswinkel  $\alpha$  ab und wird minimal, wenn die Ereignisrichtung mit möglichst vielen Photomultipliern annähernd den gleichen Winkel  $\alpha$  einschließt.

#### 6.1.4 Energierekonstruktion

Die Spurlänge eines Teilchens und damit die Zahl abgestrahlter Čerenkovphotonen ist proportional zur Energie. Elektronen mit einer mittleren Energie von 22 MeV emittieren im Wellenlängenbereich von 250 – 600 nm etwa 190 Photonen pro MeV. Abhängig vom Ereignisort und der Ereignisrichtung legen die Photonen zu den Photomultipliern unterschiedlich lange Wege zurück. Die Photonenzahl wird dabei durch die endliche Abschwächlänge von Wasser unterschiedlich vermindert. Kennt man die spektrale Form der Abschwächlänge und der Quantennachweiswahrscheinlichkeit der Photomultiplier, so läßt sich ein von der Entfernung  $x$  abhängiger Abschwächkoeffizient  $A(x)$  berechnen:

$$A(x) = \frac{1}{A_0} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^2} \cdot \text{QE}(\lambda) \cdot e^{-\frac{x}{\Lambda(\lambda)}} d\lambda.$$

Dabei ist  $A_0$  so gewählt, daß  $A(0) = 1$  gilt.  $\text{QE}(\lambda)$  ist die spektrale Quantennachweiswahrscheinlichkeit und  $\Lambda(\lambda)$  die spektrale Abschwächlänge. Das Integral erstreckt sich über den Wellenlängenbereich, in dem Photoelektronen ausgelöst werden (siehe Abbildung 13). Mit Hilfe dieses Abschwächkoeffizienten läßt sich die Ladung der Pulse korrigieren und dann dieser korrigierte Wert für die Energierekonstruktion verwenden:

$$Q' = \sum_{i=1}^N \frac{Q_i}{A(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0|)}. \quad (6)$$

Erzeugt man Elektronen mit gleichförmiger Energieverteilung im Bereich von 0–52,8 MeV, so lassen sich aus der Anpassung einer Geraden an die Auftragung der Startenergien der Teilchen über den Summen  $Q'$  der Pulsladungen die Geradenparameter  $p_1$  und  $p_2$  bestimmen, mit denen sich dann die Energie von simulierten Neutrinoereignissen rekonstruieren läßt:

$$E_{\text{rek}} = p_1 + p_2 \cdot Q'.$$



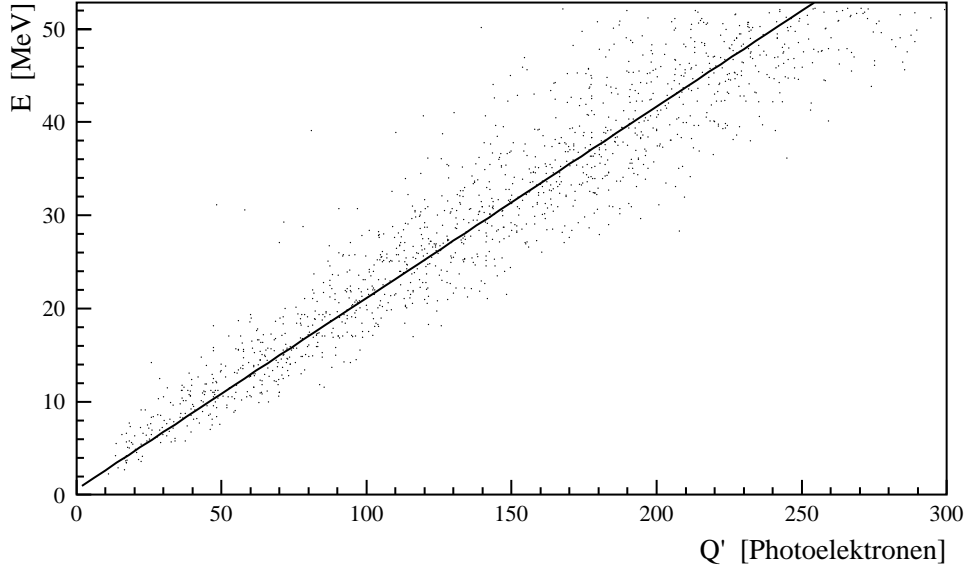


Abbildung 17: Auftragung der Startenergie  $E$  der Elektronen über der mit der Abschwächung korrigierten Pulsladung  $Q'$ . Jeder Punkt steht für ein Ereignis. Gezeigt sind nur 2000 Ereignisse, die Ausgleichsgerade wurde mit ca. 27 000 simulierten Ereignissen bestimmt.

Abbildung 17 zeigt 2000 der simulierten Ereignisse in einer Auftragung der Startenergie der Elektronen über der korrigierten Pulsladung  $Q'$ . Die mit eingezeichnete Ausgleichsgerade wurde aus ca. 27 000 simulierten Ereignissen gewonnen. Die hier gezeigten Ergebnisse gelten für die Simulation eines Detektors der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Geometrie und 3104 Burle C83061E Photomultipliern (siehe Tabelle 2 und Abbildung 10), d.h. einer Flächenbelegungsichte von 17,5%. Deutlich sichtbar sind die Linearität des Zusammenhangs zwischen Startenergie und nachgewiesener Photoelektronenzahl aber auch die starken statistischen Schwankungen, die die Energieauflösung einschränken (siehe Abschnitt 7.4). Für die Parameter der Ausgleichsgerade ergaben sich die folgenden Werte für die korrigierte Pulsladung  $Q'$  in Photoelektron Einheiten:

$$E_{\text{rek}} = 0,57 \text{ MeV} + 0,205 \text{ MeV} \cdot Q'$$

Der positive Wert des Parameters  $p_1$  von 0,57 MeV zeigt die effektive Čerenkovschwelle für Elektronen im Detektor. Sie liegt höher als die theoretische Schwelle von 255 keV (Abschnitt 5.3), da die Elektronen Sekundärteilchen produzieren, die Energie unterhalb der Schwelle deponieren.

## 6.2 Rekonstruktion gestoppter Myonen

Tritt ein Myon während der Spurverfolgung mit GEANT3 in das aktive Detektormedium ein, so wird dies als Antizählertreffer registriert und Ort und Zeitpunkt des Treffers gespeichert. Wird das Ereignis getriggert, so werden ihm alle Antizählertreffer zugeordnet, die sich in der zeitlichen Nähe des Ereignisses befinden. Die Ereignisse werden entsprechend

ihrer Trefferzahl klassifiziert: kein Treffer bedeutet ein isoliertes Ereignis, eine gerade Zahl von Treffern ein durchgehendes Myon und eine ungerade Zahl ein gestopptes Myon. Handelt es sich um ein gestopptes Myon, so wird der zeitlich erste Treffer (falls es mehrere geben sollte) als Eindringort  $\mathbf{r}_0$  in den Detektor angesehen und die Flugrichtung  $\mathbf{v}$  des Myons innerhalb des Detektors nach dem gleichen Verfahren bestimmt wie die Ereignisrichtung in Gleichung 4.

Eine derartig eindeutige Klassifizierung der Ereignisse ist nur mit dem in der Simulation verwendeten idealisierten Antizähler möglich. Ein realer, modular aufgebauter Antizähler kann beim Durchgang eines einzelnen Teilchens mehrere Treffer anzeigen, wenn mehrere Module aktiviert wurden. Des weiteren werden nicht nur Myonen als Treffer registriert, sondern z.B. auch sie begleitende Deltaelektronen.

Die Güte der Bestimmung der Myonrichtung läßt sich mit Hilfe der Ansprechzeiten der Photomultiplier überprüfen. Aus der Lage eines aktivierten Photomultipliers relativ zur Myonrichtung  $\mathbf{v}$  und unter der Annahme, daß das Photon unter dem Čerenkovwinkel  $\cos \theta = 1/n$  abgestrahlt wurde, d.h. daß sich das Myon mit Vakuumlichtgeschwindigkeit bewegte, läßt sich der Abstrahlpunkt des Photons auf der Myonbahn berechnen. Aus der Ansprechzeit des Antizählers, der Flugzeit des Myons zum Abstrahlpunkt ( $v_\mu = c$ ) und der Flugzeit des Photons zum Photomultiplier ( $v_\gamma = c/n$ ) ergibt sich eine näherungsweise Ansprechzeit des Photomultipliers  $t'_i$ . Quadratische Addition der Abweichungen von der wirklichen Ansprechzeit, gewichtet mit der Pulsladung  $Q_i$ , ergibt die Güte  $Q_\mu$ , die ein Maß für die Qualität der Richtungsrekonstruktion ist:

$$Q_\mu = \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^N (t'_i - t_i)^2 \cdot Q_i.$$

Ein hoher Wert von  $Q_\mu$  ist z.B. ein Anzeichen für eine falsche Zuordnung des Antizählertreffers zum Ereignis.

Mit der Vereinfachung, daß die Geschwindigkeit des Myons über die ganze Länge der Spur konstant ist, läßt sich die Länge aus der totalen Pulsladung des Ereignisses berechnen. Die Pulsladung und damit die Photoelektronenzahl pro Strecke wurde aus der Anpassung einer Geraden gewonnen. Dabei werden Abbremsseffekte am Ende der Spur vernachlässigt, sie spielen jedoch gegenüber der durch die Photoelektronenstatistik verursachten Ungenauigkeit der Methode keine Rolle. Mit der Länge der Spur, der rekonstruierten Myonrichtung und dem Ort sowie der Zeit des Eindringens werden Stoppport und -zeit des Myons bestimmt. Die so erreichten Auflösungen werden in Abschnitt 9.1.5 vorgestellt.

## 7 Detektorauflösungen

In den vorausgegangenen Abschnitten 5 und 6 wurde gezeigt, wie sich mit einer detaillierten Simulation die Detektorantwort gewinnen und daraus die Ereignisse rekonstruieren lassen. In diesem Abschnitt werden die damit erreichten Detektorauflösungen untersucht. Zugrunde gelegt wurde dabei ein Detektor der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Geometrie und 3104 äquidistant verteilten Burle C83061E Photomultipliern (siehe Tabelle 2 und Abbildung 10).

Die Qualität der Rekonstruktion von Ort, Zeit, Richtung und Energie bestimmt in hohem Maß die Anwendbarkeit des Detektors für die verschiedenen Aufgaben der Neutrinophysik. Für die Abtrennung der Neutrino–Elektron Streuung von der  $\nu_e$   $^{16}\text{O}$  Reaktion oder von isotropem Untergrund ist eine gute Richtungsauflösung besonders wichtig (Abschnitt 8.1). Für Anwendungen im Bereich der Neutrinooszillationen spielt die Ortsauflösung eine entscheidende Rolle, da die erreichbare Auflösung eine untere Grenze für die untersuchbaren Oszillationslängen darstellt.

### 7.1 Ereignisschnitte

Nicht jedes auf der Hardware–Ebene getriggerte Ereignis — mehr als 10 Photomultiplierpulse innerhalb von 50 ns — wurde gut rekonstruiert. Für die Beurteilung, ob der Fit erfolgreich war oder nicht, stehen folgende Parameter zur Verfügung:

- Güte des Positionsfits  $Q_p$  bestimmt aus der letzten Iteration der Minimierung der Fitfunktion für die Position (Gleichung 3) mit den besten Werten für den Ort und die Zeit des Ereignisses. Der Schnitt auf  $Q_p$  wird so gewählt, daß ihn 95% aller Neutrinoereignisse überstehen.
- Güte des Richtungsfits  $Q_r$  entsprechend dem letzten Funktionswert der Fitfunktion für die Richtung (Gleichung 5). Auch diesen Schnitt sollen 95% aller Ereignisse überstehen.
- Wert der Abschwächungskorrektur (Gleichung 6) des Ereignisses. Es zeigt sich, daß auch ein Schnitt auf diesen Parameter, der kleine Werte, d.h. starke Abschwächungen, ausschließt, geeignet ist, die Auflösungen zu verbessern. Dies liegt daran, daß der Rückschluß auf das Ereignis um so schwerer ist, je mehr Information durch die Abschwächung verloren ging. Diesen Schnitt sollen ebenfalls 95% aller Ereignisse überstehen.
- Mittlerer Abstand  $\Delta$  der aktivierten Photomultiplier vom Ereignisort:

$$\Delta = \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^N |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_0| \cdot Q_i.$$

Dabei sind  $Q_i$  die Ladungen der Photomultiplierpulse und  $Q$  deren Summe. Sollen 90% der Ereignisse einen minimalen Abstand haben, so ergibt sich als untere Grenze für  $\Delta$  etwa 80 cm. Dieser Schnitt ist besonders für die Energierekonstruktion wichtig. Ein Ereignis, das dicht an der Wand stattfindet und dessen Richtung auf die Wand zeigt, kann entweder viele Photonen zwischen zwei Photomultipliern deponieren oder aber, bei leicht veränderter Ereignisrichtung, einen einzelnen Photomultiplier voll treffen (neben anderen, um über die 10 Photomultiplierschwelle zu

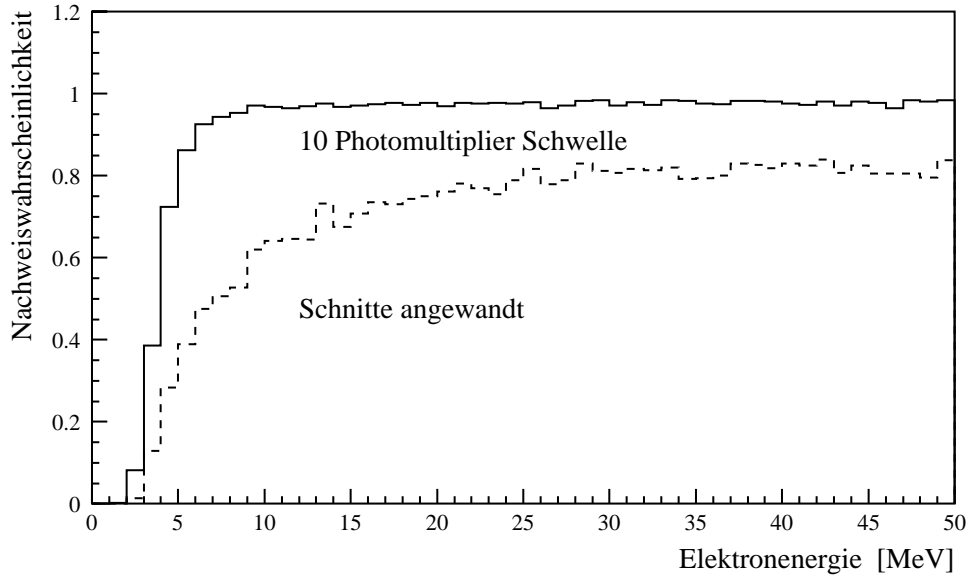


Abbildung 18: Energieabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit. Die durchgezogene Kurve zeigt die Auswirkung der 10 Photomultiplier Triggerschwelle, die gestrichelte die Auswirkung der Softwareschnitte.

kommen). Photoelektronenzahl und rekonstruierte Energie hängen damit stark von der Ereignisrichtung ab. Dieser Effekt kann auf Grund der beschränkten Richtungsauflösung nicht korrigiert werden, so daß ein Verwerfen des Ereignisses unumgänglich ist.

- Rekonstruierter Öffnungswinkel des Čerenkovkegels. Nach Abschnitt 6.1.3 wird beim Fit der Ereignisrichtung auch ein mittlerer Öffnungswinkel  $\alpha$  bestimmt. Für  $\alpha$  gilt  $0 < \alpha < 90^\circ$ . Ein Schnitt auf  $\alpha$ , der Ereignisse mit zu kleinem oder zu großem  $\alpha$  so verwirft, daß jeweils 5% der Ereignisse an der unteren bzw. oberen Grenze scheitern, stellt an  $\alpha$  die Bedingung  $32,3^\circ < \alpha < 66,1^\circ$ . Dieser Schnitt führt neben einer Verbesserung der Richtungsauflösung zu einer Verbesserung der Orts- und Zeitauflösung, siehe folgenden Abschnitt 7.2.

In Abbildung 18 ist die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Ereignisenergie bedingt durch die Triggerschwelle von 10 Photomultipliern und die oben beschriebenen Softwareschnitte dargestellt. Da die Neutrinoreaktionen verschiedene Energiespektren der emittierten Elektronen haben, ergeben sich für die Reaktionen die in Tabelle 3 aufgeführten unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeiten.

Reaktion	$\nu_\mu e$	$\bar{\nu}_\mu e$	$\nu_e e$	$\nu_e {}^{16}\text{O}$
Nachweiswahrscheinlichkeit	58,4%	59,0%	64,0%	78,2%

Tabelle 3: Nachweiswahrscheinlichkeiten der Neutrinoreaktionen.

## 7.2 Orts- und Zeitauflösung

Da die Ereigniszeit und die drei Ortskoordinaten in einem gemeinsamen Fit bestimmt werden, sind die Orts- und Zeitabweichungen von den ‚wahren‘ Werten, d.h. dem Startort und der Startzeit des Teilchens, korreliert. Für die mittlere, dreidimensionale Ortsabweichung  $\langle \Delta r \rangle$  und die Zeitauflösung  $\sigma_{\Delta t}$  gilt daher  $\langle \Delta r \rangle \approx c \cdot \sigma_{\Delta t}$  mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$ . Abbildung 19 zeigt die Verteilung der Abweichungen für etwa 21 000 rekonstruierte Neutrinoereignisse. Die Tatsache, daß der wahre Ort nur sehr selten genau rekonstruiert wird (die Verteilung geht für  $\Delta r \rightarrow 0$  gegen Null), erklärt sich dadurch, daß zwar die Wahrscheinlichkeit, den richtigen Ort zu rekonstruieren, pro Volumeneinheit endlich bleibt, das zur Verfügung stehende Volumen jedoch mit  $(\Delta r)^3$  gegen Null geht. Trägt man die Ortsabweichungen entlang der drei Raumrichtungen getrennt auf, so sind sie alle gaußförmig verteilt und die Breiten der Verteilungen sind nahezu gleich groß. Für die mittlere Ortsabweichung gilt  $\langle \Delta r \rangle \approx \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2} \approx \sqrt{3}\sigma$ .

Eine mittlere Ortsabweichung von  $\langle \Delta r \rangle = 21,8$  cm erlaubt eine hinreichend genaue Rekonstruktion des Orts einer Neutrinowechselwirkung und auch eine wohldefinierte Begrenzung des Nachweisvolumens auf einen inneren Detektorbereich (*fiducial volume cut*). Mit dieser Ortsauflösung ist eine Untersuchung der  $1/r^2$  Charakteristik der  $\nu_e$   $^{16}\text{O}$  Reaktion möglich.

An die Verteilung der Zeitabweichungen wurde eine Gaußfunktion angepaßt, deren  $\sigma$  die Zeitauflösung angibt. Abweichungen an den ‚Füßen‘ ergeben sich aus der Tatsache, daß die Ortsrekonstruktion besonders auf der Kegelachse unsicher ist. Der Ortsfit verwendet vor allem die relativen Ansprechzeiten der Photomultiplier, deshalb bewirkt eine Verschiebung in Richtung des Ereignisses eine kleinere Veränderung der Fitfunktion als in der Richtung senkrecht dazu. Hier liegt eine Möglichkeit zu einer weiteren Verbesserung der Ortsrekonstruktion. In Abschnitt 6.1.3 wurde dargestellt, wie der Öffnungswinkel des Kegels als Fitparameter bestimmt wird. Ein zu großer Winkel verglichen mit dem theoretischen Čerenkovwinkel von ca. 42 Grad ist ein Indiz dafür, daß das Ereignis zu weit in Ereignisrichtung rekonstruiert wurde. Eventuell läßt sich dieser Effekt noch korrigieren. Die Zeitauflösung ist besser als die Auflösung eines einzelnen Photomultipliers, die durch den Zeit-Jitter und die Digitalisierung auf etwa 1 ns begrenzt ist, weil die Ereigniszeit aus einer Mittelung über alle angesprochenen Photomultiplier gewonnen wird.

## 7.3 Richtungsauflösung

Die Richtung des Ereignisses wird aus der relativen räumlichen Lage des rekonstruierten Ortes und der Orte der aktivierten Photomultiplier zueinander bestimmt (siehe Abschnitt 6.1.3). Die Orts- und Richtungsauflösung sind dennoch nur wenig korreliert, da bei den zu erwartenden Detektordimensionen eine Ortsauflösung von etwa 20 cm nicht ins Gewicht fällt. Die Richtungsauflösung wird prinzipiell durch den Prozeß der Mehrfachstreuung beschränkt, dem die Elektronen und Positronen in Wasser unterliegen (siehe Abbildung 11). Der sich ausbildende Čerenkovkegel wird dadurch verschmiert und seine Achse fällt nicht mehr mit der Startrichtung des Teilchens zusammen. Abbildung 20 zeigt neben der Abweichung der rekonstruierten Richtung von der ursprünglichen Ereignisrichtung  $\Delta\gamma = \arccos(\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}_0)$  die Verteilung des beim Richtungsfit gewonnenen mittleren Öffnungswinkel des Čerenkovkegels. Der Mittelwert dieser Verteilung stimmt gut mit dem theoretischen Winkel überein und zeigt somit keine systematische Verschiebung des Er-

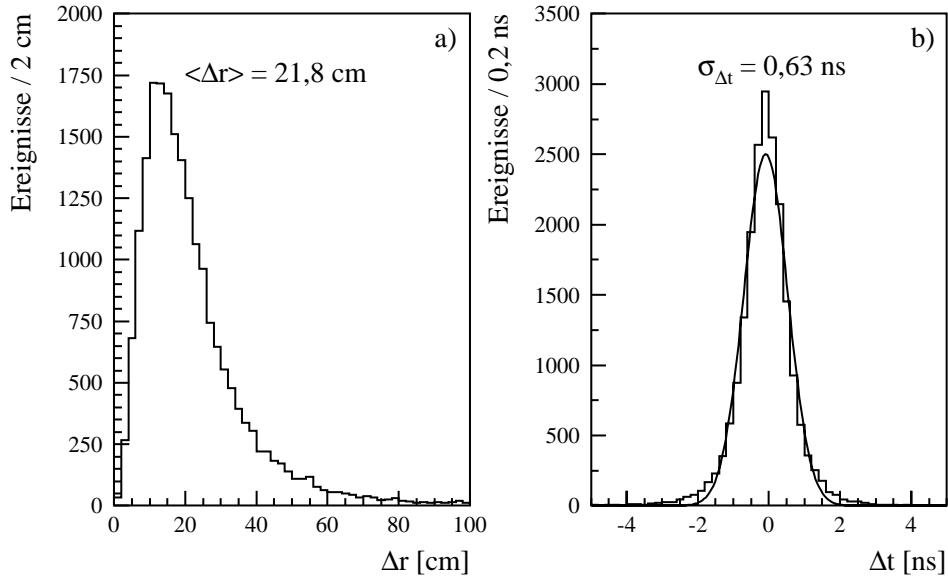


Abbildung 19: a) Verteilung der räumlichen Abstände  $\Delta r$  zwischen rekonstruiertem Ort und wahrem Startort von 21 000 Neutrinoereignissen und b) Verteilung der Differenzen  $\Delta t$  zwischen rekonstruierter und wahrer Startzeit.

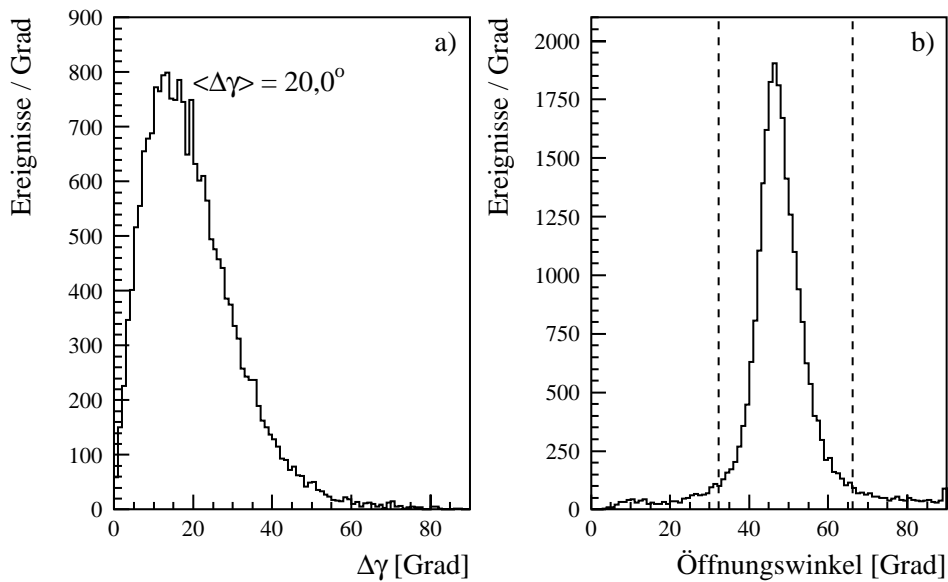


Abbildung 20: a) Verteilung der Abweichung  $\Delta\gamma$  der rekonstruierten Richtung von der Startrichtung des Teilchens. b) Verteilung des angepassten Öffnungswinkels des Čerenkovkegels. Die senkrechten Striche deuten die Softwareschnitte zur Verbesserung der Orts- und Richtungsauflösung an.

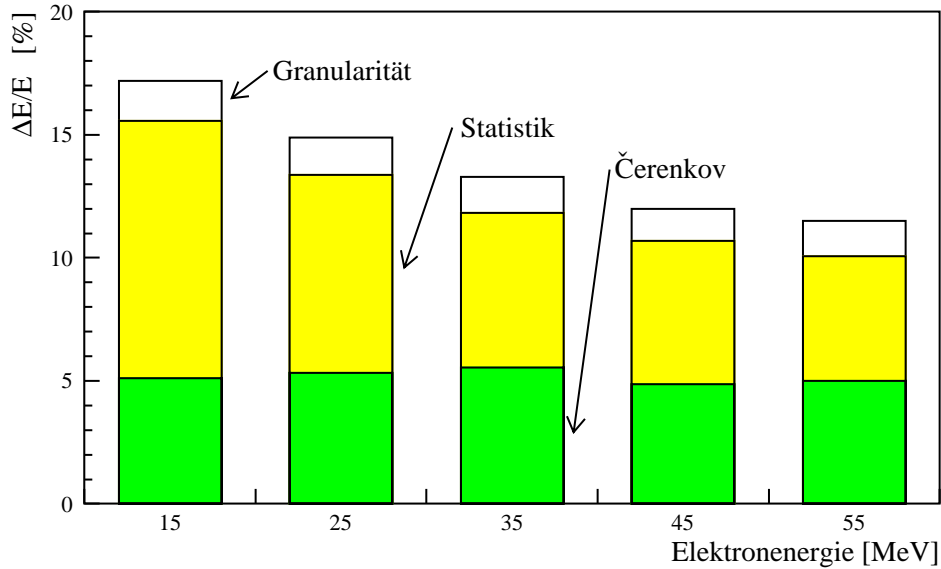


Abbildung 21: Anteile des Čerenkoeffekts, der Photoelektronenstatistik und der Granularität der Photomultiplierbelegung an der Energieauflösung des Detektors. Dargestellt ist die relative Energieauflösung in Prozent für jeweils mit der gleichen Energie gestartete Elektronen.

eignisorts in Richtung der Ereignisrichtung. Bei der Verteilung von  $\Delta\gamma$  ist wie bei der dreidimensionalen Ortsabweichung  $\Delta r$  zu beachten, daß der von  $\mathbf{v}$  und  $\mathbf{v}_0$  aufgespannte Raumwinkel mit  $(\Delta\gamma)^2$  gegen Null geht und damit die in Abbildung 20 dargestellte Verteilung von  $\Delta\gamma$  erklärt.

Die erreichte mittlere Winkelabweichung von  $\langle\Delta\gamma\rangle = 20,0^\circ$  reicht aus, um die stark nach vorwärts gepeakte Neutrino–Elektron Streuung von der  $\nu_e$   $^{16}\text{O}$  Reaktion abzutrennen. Dies wird in Abschnitt 8.1 näher erläutert.

#### 7.4 Energieauflösung

Die präzise Messung der Energie eines niederenergetischen Ereignisses (d.h. im Energiebereich bis 50 MeV) mit einem Čerenkovdetektor ist grundsätzlich problematisch. Die etwa 370 Photonen pro cm, die ein geladenes Teilchen mit einer Startenergie von 22 MeV emittiert, werden nur zu etwa 2% zu Photoelektronen konvertiert und damit nachweisbar (siehe Abschnitt 5.4). Schon der dadurch bedingte statistische Fehler  $\sqrt{N_{\text{PE}}}$  schränkt die Energieauflösung ein. Eine weitere Verschlechterung wird durch den Čerenkoeffekt selbst verursacht, ist damit prinzipbedingt und deshalb durch eine Vergrößerung der Flächenbelegung mit Photokathoden und damit der Photoelektronenstatistik nicht zu verbessern. Im Gegensatz zu einem Szintillator, in dem der Energieverlust eines Teilchens direkt dazu verwendet wird, den Szintillator zu ionisieren bzw. anzuregen und damit Licht zu produzieren, ist die Čerenkovphotonenzahl nicht proportional zum *Energieverlust* sondern zur *Spurlänge* des Teilchens und außerdem abhängig von der Geschwindigkeit (Gleichung 1). Teilchen mit derselben Startenergie haben auf Grund statistischer Prozesse nicht immer die gleiche Spurlänge. Des weiteren kann ein Primärteilchen schon sehr früh Energie auf

Sekundärteilchen übertragen, die entweder selbst überhaupt kein Čerenkovlicht erzeugen, weil sie elektrisch neutral sind, wie z.B. Bremsstrahlungs–Gammas, oder die auf Grund der Čerenkovschwelle nur wenig oder gar kein Licht erzeugen. Das Primärteilchen wird deshalb insgesamt weniger Licht emittieren als ein Teilchen, das nur wenige Sekundärteilchen, oder diese spät, emittiert.

Daß diese Effekte sehr deutlich zur Energieauflösung beitragen, zeigt Abbildung 21. Der Čerenkoeffekt trägt direkt mit etwa 5% zur relativen Energieauflösung  $\Delta E/E$  bei. Dieser Beitrag ist energieunabhängig und bildet somit einen nicht verminderbaren ‚Sockel‘. Der Beitrag durch die Photoelektronenstatistik beträgt bei 15 MeV etwa 10%, er nimmt jedoch mit der Energie erwartungsgemäß ab, auf etwa 5% bei 55 MeV primärer Elektronenergie. Weniger bedeutend ist der nahezu energieunabhängige Beitrag von etwa 2% durch die Granularität der Photomultiplierbelegung an den Wänden des Detektors. Besonders Ereignisse, die dicht an der Wand stattfinden und ihre Photonen in Richtung der Wand emittieren, deponieren diese entweder in einer Photomultiplierlücke oder direkt auf einem Photomultiplier. Der Gesamtbeitrag dieses Effekts ist ebenfalls in Abbildung 21 dargestellt. Zusammen ergaben sich die in Tabelle 4 aufgeführten relativen Energieauflösungen.

Elektronenergie / MeV	15,0	25,0	35,0	45,0	55,0
$\Delta E/E$	17,2%	14,9%	13,3%	12,0%	11,5%

Tabelle 4: Relative Energieauflösung  $\Delta E/E$  eines 1300 t Wasser–Čerenkovdetektors.

## 7.5 Detektoraufösungen und Photomultiplierkonfiguration

Die oben erläuterten Detektoraufösungen hängen sehr stark von der Anzahl und den Eigenschaften der Photomultiplier ab, insbesondere von der Zeitauflösung und damit dem Zeit–Jitter. Ein Ziel der durchgeführten Simulationen war, die Abhängigkeit der Detektoreigenschaften von der Anzahl und vom Zeit–Jitter der Photomultiplier festzustellen, um so die Anforderungen für die Ausstattung des Detektors festlegen zu können. Es wurden zwei Reihen von Simulationen durchgeführt: zum einen wurde der Zeit–Jitter bei sonst gleicher Photomultiplierkonfiguration variiert, zum anderen wurde die Photomultiplieranzahl variiert. Dabei wurde bei konstanter Flächenbelegungsdichte der Photokathoden an den Detektorwänden der Radius der Photokathode entsprechend skaliert. Der Zeit–Jitter wurde linear zum Durchmesser der Photokathode variiert, da er u.a. durch Laufzeitunterschiede der Photoelektronen zwischen der Photokathode und der ersten Dynode eines Photomultipliers verursacht wird. Die Dunkelrauschrategie wurde dagegen mit der Fläche der Photokathode gewichtet, da das Rauschen durch thermische Auslösung von Photoelektronen und durch Radioaktivität entsteht. Für die Ereignisse jeder Simulation wurden die Softwareschnitte durch Bestimmung der 90% bzw. 95%–Werte bzgl. der Ereigniseselektion neu festgelegt. Die sich ergebende Nachweiswahrscheinlichkeit ist damit in erster Ordnung von der Photomultiplierkonfiguration unabhängig. Daß sie sich dennoch verändert, ist darauf zurückzuführen, daß zusätzlich zu den schon existierenden Ereignissen, die schlecht zu rekonstruieren sind und die gleich mehrere Schnitte nicht überleben, mit ‚schlechterer‘



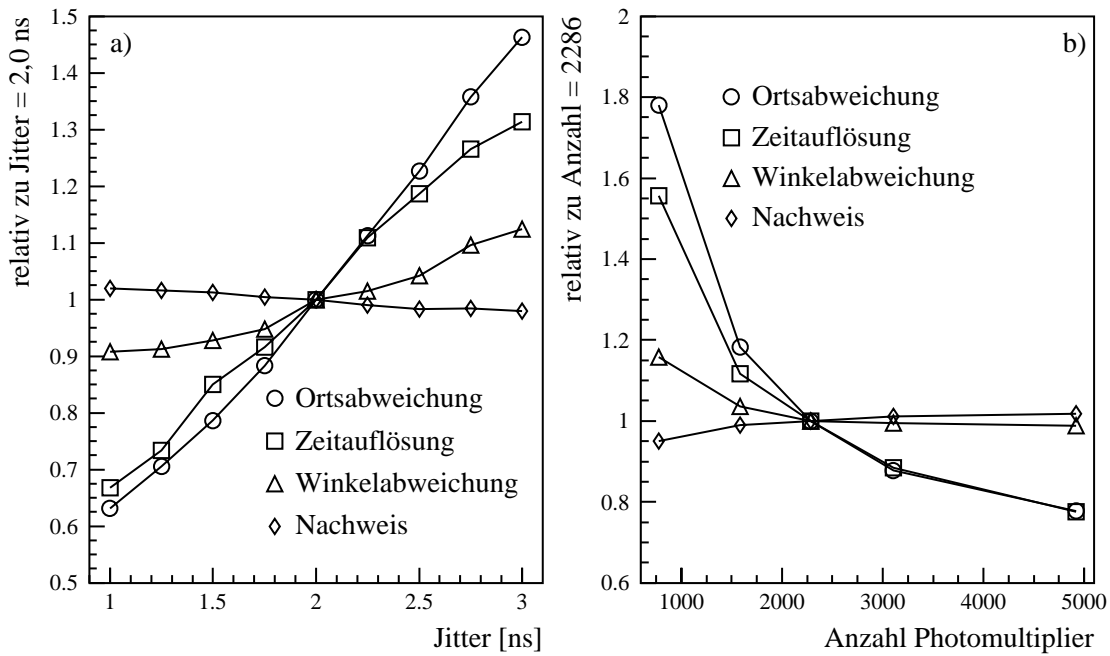


Abbildung 22: Abhängigkeit der Detektoreigenschaften von der Photomultiplierkonfiguration: a) in Relation zum Zeit-Jitter und b) zur Photomultiplierzahl. Die Auflösungen und die Nachweiswahrscheinlichkeit wurden dabei auf einen mittleren Wert (2 ns bzw. 2286 Photomultiplier) normiert.

Anzahl Photomultiplier	776	1582	2286	3104	4920
Durchmesser Kathode / cm	50,5	35,3	29,4	25,2	20,0
Durchmesser Kathode / Zoll	20	14	11,6	10	8
Zeit-Jitter / ns	2,5	1,8	1,5	1,3	1,0
Dunkelrausrate / kHz	9,6	4,6	3,2	2,4	1,5
Ortsauflösung $\langle \Delta r \rangle$ / cm	45,7	30,3	25,7	22,5	19,9
Zeitauflösung $\sigma_{\Delta t}$ / ns	1,12	0,80	0,72	0,63	0,56
Richtungsauflösung $\langle \Delta \gamma \rangle$ / Grad	23,0	20,6	19,9	19,8	19,7
Nachweiswahrscheinlichkeit	67,4%	70,2%	70,9%	71,8%	72,2%

Tabelle 5: Detektoraufösungen und Photomultiplierkonfiguration.

Detektorqualität immer mehr solche kommen, die auf Grund von Detektoreigenschaften schlecht rekonstruiert werden und einen oder mehrere Schnitte nicht erfüllen.

Abbildung 22 zeigt die Auswirkungen dieser Variationen auf die wichtigsten Detektoreigenschaften Orts-, Zeit- und Winkelauflösung und die Nachweiswahrscheinlichkeit. Man sieht deutlich den im wesentlichen linearen Zusammenhang der Detektorauflösungen mit dem Zeit-Jitter. Des weiteren wird sichtbar, daß sich die Richtungsauflösung an der Grenze des mit einem Wasser-Čerenkovdetektors Machbaren befindet. Stärker noch ist die Abhängigkeit von der Photomultiplierzahl. So zeigt sich, daß bei Verwendung von Hamamatsu R1449 Photomultipliern (Tabelle 2) mit 50 cm Durchmesser (das ergibt bei 20% Flächenbelegungsichte 776 Photomultiplier) die Detektorauflösungen durch die große Granularität sehr stark eingeschränkt werden. In Tabelle 5 sind die untersuchten Konfigurationen und die damit erreichten absoluten Werte der Auflösungen zusammengestellt.

## 8 Anwendungen des Detektors

Die rekonstruierten Größen Ort, Zeit, Energie und Richtung der Ereignisse lassen sich zur Untersuchung der Neutrinoreaktionen in Wasser einsetzen. In diesem Abschnitt wird dargestellt, wie die  $\nu_e$   $^{16}\text{O}$  Reaktion mit Hilfe des rekonstruierten Streuwinkels von der Neutrino–Elektron Streuung abgetrennt werden kann, wie sich ein hypothetisches magnetisches Moment des Neutrinos nachweisen läßt und wie der differentielle Wirkungsquerschnitt der  $\nu_\mu e$  Streuung gemessen werden kann. Zugrunde gelegt wurde eine Meßzeit von etwa 4 Jahren bzw. 12 000 C Protonen auf ein Ta D<sub>2</sub>O Target. Die sich daraus ergebende Anzahl von Ereignissen ist in Tabelle 6 dargestellt. Die Reaktionen  $\nu_\mu e$  (MM),  $\bar{\nu}_\mu e$  (MM) und  $\nu_e e$  (MM) sind Neutrino–Elektron Streuungen, die auf Grund eines magnetischen Moments der jeweiligen Neutrinosorte von  $\mu_\nu = 3 \cdot 10^{-10} \mu_B$  erfolgen (siehe Abschnitt 3.4). Diese Reaktionen wurden nur bei der Auswertung der Veränderung der Energiespektren auf Grund des Moments benutzt (siehe Abschnitt 8.2). Als Schnitte auf die getriggerten Ereignisse wurden die in Abschnitt 7.1 beschriebenen 90% bzw. 95% Werte der Fitparameter verwendet.

Reaktionstyp	Anzahl	Anteil	überleben Schnitte	Anzahl
$\nu_\mu e$	912	3,0%	58,4%	533
$\bar{\nu}_\mu e$	1086	3,6%	59,0%	641
$\nu_e e$	6371	21,2%	64,0%	4075
$\nu_e$ $^{16}\text{O}$	19358	64,5%	78,2%	15132
$\nu_\mu e$ (MM)	700	2,3%	42,9%	300
$\bar{\nu}_\mu e$ (MM)	831	2,8%	47,8%	397
$\nu_e e$ (MM)	741	2,5%	48,0%	356

Tabelle 6: Ereignisse bei einer Meßzeit von etwa 4 Jahren.

### 8.1 Trennung der $\nu_e$ Streuung von der $\nu_e$ $^{16}\text{O}$ Reaktion

Eine der herausragenden Eigenschaften eines Čerenkovdetektors ist seine Fähigkeit, die Richtung eines Ereignisses messen zu können. Dies ist eine wesentliche Voraussetzung für die Untersuchung der Neutrino–Elektron Streuung, da damit die hauptsächlich in Flugrichtung der Neutrinos angestoßenen Elektronen von anderen Reaktionen getrennt werden können. Als Beispiel wurde die Abtrennung von der  $\nu_e$   $^{16}\text{O}$  Reaktion durchgeführt. Abbildung 7 in Abschnitt 3.5 zeigt die lineare Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts des inversen Betazerfalls an Sauerstoff vom Kosinus des Streuwinkels und den Peak der  $\nu_e$  Streuung. Für die Abtrennung ist es notwendig, den Streuwinkel  $\cos \theta = \mathbf{v}_\nu \cdot \mathbf{v}_r$  zu rekonstruieren. Dabei ist  $\mathbf{v}_\nu$  die aus dem rekonstruierten Ort des Ereignisses und den Koordinaten der als punktförmig angenommenen Neutrinoquelle bestimmte Flugrichtung des Neutrinos und  $\mathbf{v}_r$  die rekonstruierte Richtung des Elektrons. Abbildung 23 a) zeigt die

Verteilung der rekonstruierten Streuwinkel für alle Neutrinoereignisse mit einer Entstehungszeit im Target von  $t_0 > 635$  ns.  $t_0$  bezieht sich auf das Auftreffen des ersten Protonspulses auf das Target und berechnet sich aus der rekonstruierten Ereigniszeit abzüglich der Flugzeit von der Neutrinoquelle zum rekonstruierten Ort des Ereignisses. Dieser Schnitt auf die Entstehungszeit bewirkt, daß praktisch nur Neutrinos aus dem  $\mu^+$  Zerfall, d.h.  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$ , in der Verteilung enthalten sind. Dabei werden über 80% dieser Neutrinos erfaßt.

Zur Abtrennung der  $\nu_e$   $^{16}\text{O}$  Reaktion wurde die Linearität ihres Wirkungsquerschnitts in  $\cos \theta$  ausgenutzt. Im Bereich  $-1,0 < \cos \theta < 0,5$  wurde eine Gerade angepaßt

$$g(\cos \theta) = (210,4 \pm 2,3) - (155,5 \pm 5,1) \cdot \cos \theta$$

und im ganzen Streuwinkelbereich von der in Abbildung 23 a) dargestellten Verteilung der Streuwinkel abgezogen. Der in Abbildung 23 b) angegebene Fehler der Differenzverteilung ergibt sich aus den Fehlern der Parameter von  $g(\cos \theta)$  und dem statistischen Fehler. Die gestrichelte Linie in Abbildung 23 b) stellt die Streuwinkelverteilung der tatsächlichen  $\nu e$  Streuungen dar (der Ereignistyp ist in der Simulation bekannt) und zeigt die hervorragende Übereinstimmung mit der nach diesem einfachen Verfahren gewonnenen Verteilung.

Nach einem ähnlichen Verfahren läßt sich auch die Energieverteilung der  $\nu e$  Streuungen vom Energiespektrum der  $\nu_e$   $^{16}\text{O}$  Reaktion trennen. Dazu wurden zwei Spektren erzeugt, zum einen ein Energiespektrum der Ereignisse, die einen Streuwinkel von  $\cos \theta < 0,5$  haben, zum anderen ein Spektrum der Ereignisse mit  $\cos \theta > 0,5$ . Letzteres enthält zum größeren Teil schon  $\nu e$  Ereignisse, da diese in Vorwärtsrichtung gepeakt sind. Für beide Spektren wurden dabei die rekonstruierten Streuwinkel und Energien benutzt. Die Energien wurden dabei nach der in Abschnitt 6.1.4 beschriebenen Methode aus der Photoelektronenzahl bestimmt. Unter der Annahme, daß das Energiespektrum der bei der  $\nu_e$   $^{16}\text{O}$  Reaktion emittierten Elektronen nicht von deren Emissionswinkel abhängt, kann man das erste Spektrum korrekt skaliert vom zweiten Spektrum abziehen und erhält so das Energiespektrum der  $\nu e$  Streuungen im  $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$  Zeitfenster. Der Fehler ergibt sich aus der quadratischen Addition des um den Skalierungsfaktor verminderten statistischen Fehlers des ersten Spektrums und des statistischen Fehlers des zweiten Spektrums. Abbildung 24 zeigt das so gewonnene Spektrum zusammen mit der theoretischen Erwartung. Die relativ großen statistischen Fehlergrenzen im Bereich von 10–30 MeV kommen vom relativ großen Anteil der  $\nu_e$   $^{16}\text{O}$  Reaktion bei diesen Energien. Die Abweichung vom theoretischen Wirkungsquerschnitt im Niederenergiebereich wird durch die abnehmende Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors verursacht, die nicht herausgefaltet wurde. Entsprechendes gilt für die Energieauflösung, was für die Abweichung oberhalb von 40 MeV verantwortlich ist. Die Abbildung verdeutlicht jedoch, daß trotz der geringen Anzahl detektierter Photoelektronen das Rückstoßspektrum von Elektronen aus Neutrino–Elektron Streueignissen mit hinreichender Präzision gemessen werden kann.

## 8.2 Magnetisches Moment des Neutrinos

Wie bereits in Abschnitt 3.4 erläutert, bedeutet der Nachweis eines magnetischen Moments in der Größenordnung  $\mu_\nu = 3 \cdot 10^{-10} \mu_B$  bereits eine starke Abweichung vom Standardmodell. In diesem Abschnitt wird gezeigt, daß ein Wasser–Čerenkovdetektor trotz seiner relativ hohen Energieschwelle in der Lage ist, ein magnetisches Moment dieser Größenordnung nachzuweisen. Dazu wurden neben  $\nu e$  Streuungen nach den Wirkungsquerschnitten

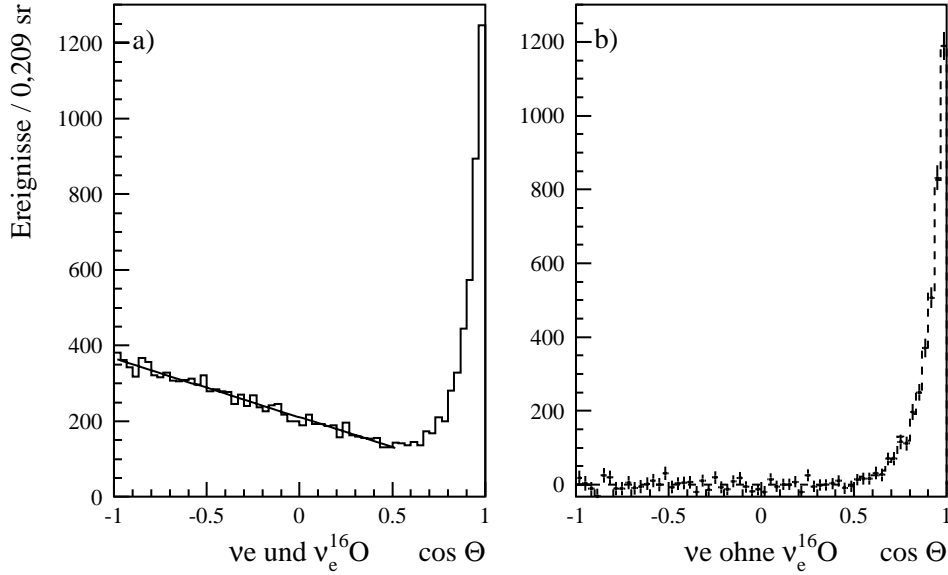


Abbildung 23: a) Verteilung der rekonstruierten Streuwinkel von  $\nu_e e$  und  $\bar{\nu}_\mu e$  Streuungen und der  $\nu_e {}^{16}\text{O}$  Reaktion im  $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$  Zeitfenster nach vier Jahren Meßzeit. Die lineare Abhängigkeit des  ${}^{16}\text{O}$  Wirkungsquerschnitts wird ausgenutzt, um die  $\nu e$  Streuungen abzutrennen. b) resultierende Differenzverteilung. Gestrichelt unterlegt sind die ‚wahren‘  $\nu e$  Streuungen, wie sie aus der Simulation bekannt sind.

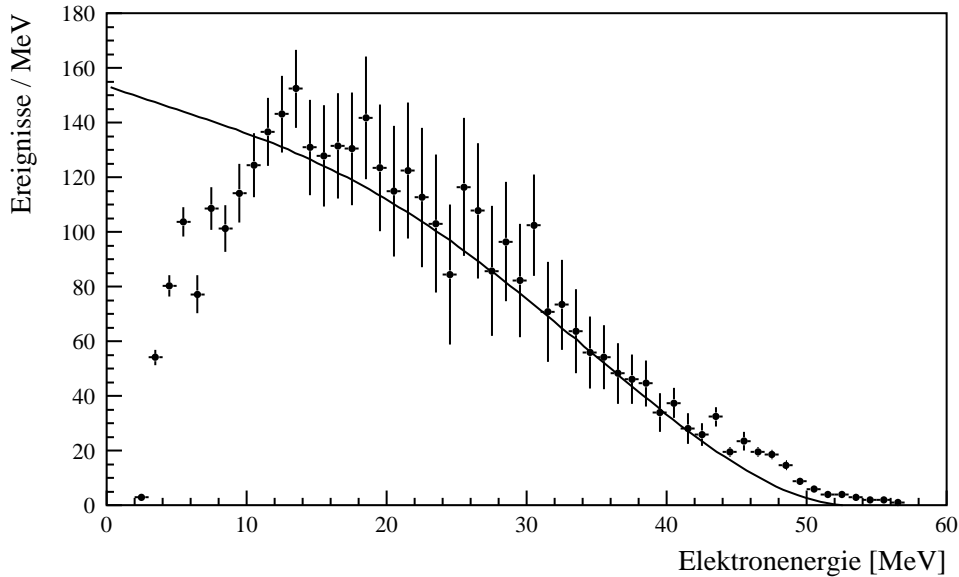


Abbildung 24: Das aus dem Abzug eines korrekt skalierten Spektrums mit  $\cos \theta < 0,5$  von einem Spektrum mit  $\cos \theta > 0,5$  gewonnene Energiespektrum der  $\nu e$  Streuungen im  $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$  Zeitfenster. Unterlegt ist die Summe der theoretischen Wirkungsquerschnitte (siehe Abbildung 4).

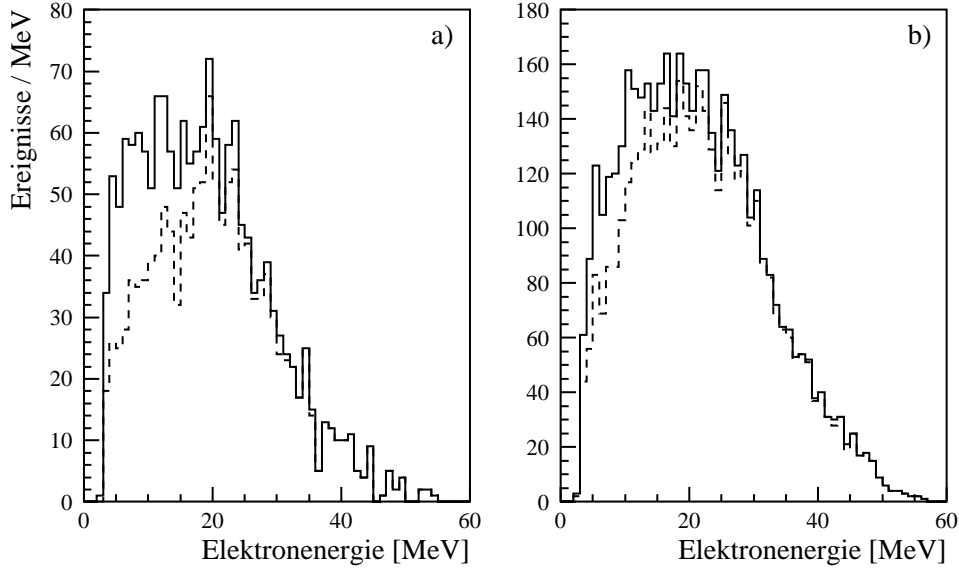


Abbildung 25: Verteilung der rekonstruierten Energien von Neutrinoereignissen a) im  $\nu_\mu$  Zeitfenster und b) im  $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$  Zeitfenster. Durchgezogen jeweils mit  $\nu_e$  Streuungen auf Grund eines magnetischen Moments von  $\mu_\nu = 3 \cdot 10^{-10} \mu_B$  für jede Neutrinosorte und gestrichelt ohne diese Reaktionen.

des Standardmodells Ereignisse generiert, die auf Grund der elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen dem Neutrino und dem Elektron stattfinden. Dabei wurde für jede der drei Neutrinosorten  $\nu_\mu$ ,  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$  das gleiche magnetische Moment von  $\mu_\nu = 3 \cdot 10^{-10} \mu_B$  angenommen. Da die Wirkungsquerschnitte mit kleiner Energie sehr groß werden, diese Ereignisse im Detektor jedoch nicht nachgewiesen werden können, wurden nur Ereignisse mit einer Elektronenergie über 3 MeV erzeugt. Diese Ereignisse wurden dann den ‚normalen‘ Neutrinoereignissen beigemischt. Abbildung 25 zeigt die Auswirkungen eines solchen magnetischen Moments auf die Energiespektren im  $\nu_\mu (t_0 < 635 \text{ ns})$  und im  $(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$  Zeitfenster. Deutlich sichtbar ist die Erhöhung der Ereignisraten im Niederenergiebereich der Spektren. In Tabelle 7 sind die totalen Ereigniszahlen miteinander verglichen. Die Abweichungen wären speziell im Fall der  $\nu_\mu e$  Streuung signifikant. Als systematischer Fehler der Zählrate wurde der aus der 7% Unsicherheit des Neutrinoflusses [21] folgende Beitrag angegeben.

Ereignisse	$\nu_\mu$ Zeitfenster	$(\nu_e, \bar{\nu}_\mu)$ Zeitfenster
$\mu_\nu = 0$	$1306 \pm 36_{\text{stat}} \pm 91_{\text{sys}}$	$4075 \pm 64_{\text{stat}} \pm 285_{\text{sys}}$
$\mu_\nu = 3 \cdot 10^{-10} \mu_B$	$1648 \pm 41_{\text{stat}} \pm 115_{\text{sys}}$	$4575 \pm 68_{\text{stat}} \pm 320_{\text{sys}}$

Tabelle 7: Veränderung der Ereigniszahlen durch ein magnetisches Moment.

Darüberhinaus läßt sich auch die Form des Rückstoßspektrums der Elektronen auf Beiträge elektromagnetischer Neutrinowechselwirkungen untersuchen. Der Vorteil dieser Methode ist ihre Flußunabhängigkeit. Erste Untersuchungen [9] zeigen, daß damit Sensitivitäten in der Größenordnung von  $\mu_\nu \approx 10^{-10} \mu_B$  erreicht werden können. Eine genauere Abschätzung der Sensitivität erfordert eine weitergehende Untersuchung des kosmischen Untergrunds im Energiebereich  $E < 10$  MeV, speziell des Untergrunds durch Myoneinfangreaktionen (siehe Abschnitt 9.3).

### 8.3 Differentieller Wirkungsquerschnitt der $\nu_\mu e$ Streuung

Die Neutrinoquelle ISIS liefert monoenergetische  $\nu_\mu$  aus dem Zweikörperzerfall des  $\pi^+$  mit einer Energie von 29,8 MeV, die sich auf Grund der Zeitstruktur der Quelle von den beiden anderen Neutrinosorten abtrennen lassen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der  $\nu_\mu e$  Streuung lautet (siehe Abschnitt 3.3):

$$\frac{d\sigma}{dy}(\nu_\mu e) = \sigma_0 \left\{ (g_V^e + g_A^e)^2 + (g_V^e - g_A^e)^2 (1 - y)^2 \right\}$$

mit  $\sigma_0 = \frac{G^2}{2\pi} m_e E_\nu$  und dem Energieübertrag  $y = (E'_e - m_e) / E_\nu$  vom Neutrino auf das Elektron. Bei fester Neutrinoenergie läßt sich dieser Wirkungsquerschnitt direkt differentiell messen, da der Energieübertrag  $y$  durch die gemessene Elektronenergie bestimmt ist. Die Messung erlaubt eine Bestimmung des Verhältnisses der Kopplungen an das rechtshändige und an das linkshändige Elektron  $g_R^2/g_L^2$  mit  $g_R = g_V^e - g_A^e$  und  $g_L = g_V^e + g_A^e$ . Die Form des Wirkungsquerschnitts kann z.B. mit einem *maximum likelihood fit* unter Variation der Kopplungskonstanten an das gemessene Energiespektrum angepaßt werden. Zusätzlich müssen hierbei natürlich Beiträge durch Untergrund und die beiden anderen Neutrinosorten  $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_\mu$  (besonders die  $\nu_e e$  Streuung hat wegen des Beitrags des geladenen Stroms einen erheblich höheren Wirkungsquerschnitt) berücksichtigt werden. Diese Bestimmung der Kopplungskonstanten ist, da sie nur die Form des Spektrums verwendet, unabhängig von der Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte und damit auch vom Fluß der Neutrinoquelle.

Abbildung 26 zeigt die auf Grund der Statistik mögliche Messung des Energiespektrums. Der Parameter  $y$  wurde aus der rekonstruierten Elektronenergie gewonnen. Gezeigt ist nur der Bereich für  $0,2 < y < 0,8$ , da im unteren Bereich mit  $E'_e < 6,0$  MeV die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors zu gering wird. In dem in Abbildung 26 gezeigten Bereich wurde durch die Nachweiswahrscheinlichkeit dividiert und das Ergebnis auf die gleiche Ereigniszahl normiert. Im oberen Bereich für  $E'_e > 23,8$  MeV werden für Ereignisse, bedingt durch die Energieauflösung von  $\Delta E/E = 14,9\%$  bei 25 MeV, auch unphysikalische Energien mit  $y > 1$  rekonstruiert. Für eine detaillierte Auswertung nach dem Vorliegen von Meßergebnissen müßte die Energieauflösung entfaltet werden.

Die sogenannte  $y$ -Verteilung der Neutrino-Elektron Streuung wurde von CHARM II für die  $\nu_\mu e$  und  $\bar{\nu}_\mu e$  Streuung gemessen [4]. Dabei wurde das Verhältnis der Kopplungen an das rechtshändige bzw. linkshändige Elektron zu

$$\frac{g_R^2}{g_L^2} = 0,60 \pm 0,19_{\text{stat}}$$

bestimmt, allerdings mit Neutrinos im GeV Bereich und einem kontinuierlichen Spektrum,

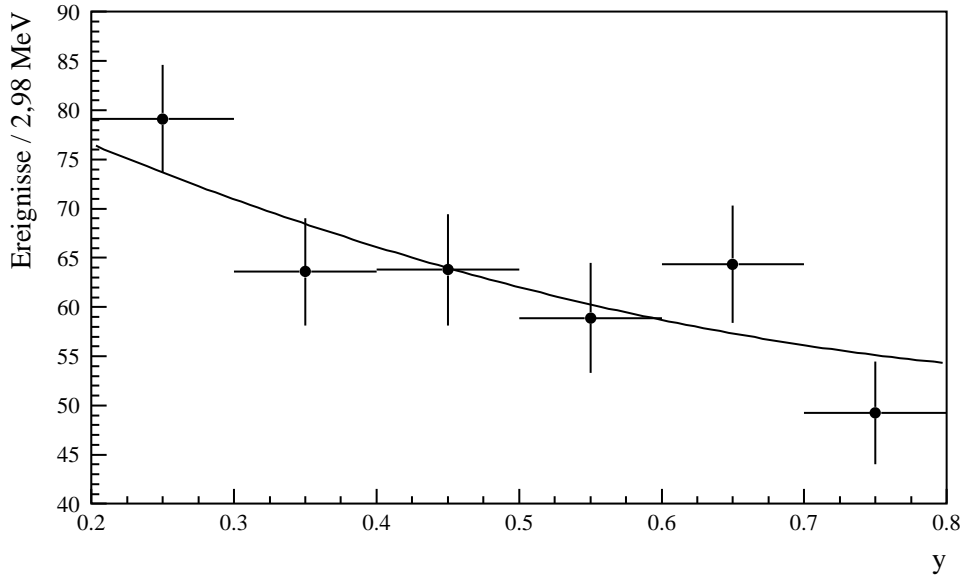


Abbildung 26: Verteilung der simulierten  $\nu_{\mu}e$  Streuungen über dem rekonstruierten Parameter  $y = (E'_e - m_e) / E_{\nu}$  ( $y$ -Verteilung). Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors wurde herausgefaltet, gezeigt sind aber nur die statistischen Fehler. Unterlegt ist die Vorhersage des Standardmodells für  $\sin^2 \theta_W = 0,23$ .

so daß eine Entfaltung desselben nötig war. Das Meßergebnis bestätigt die Existenz der rechtshändigen Kopplung an das Elektron mit drei Standardabweichungen.

Ein Wasser-Čerenkovdetektor an ISIS würde mit den monoenergetischen Neutrinos, die weitgehend frei von anderen Neutrinosorten nachgewiesen werden können, eine direktere und untergrundfreihere Messung in einem ganz anderen Energiebereich erlauben.

Die in diesem Abschnitt erwähnten Neutrinoereignisse sind seltene Ereignisse, viel häufiger sind in einem Neutrinodektektor an der Erdoberfläche dagegen die Reaktionen der kosmischen Höhenstrahlung. Ein Schwerpunkt dieser Arbeit war es daher, die Myonen und die von ihnen induzierten Sekundäreignisse (Myonzerfall und Myoneinfangreaktionen) zu untersuchen. Dies wird im folgenden Abschnitt 9 beschrieben.



## 9 Kosmische Myonen

Eine Hauptquelle von Untergrund im Wasser-Čerenkovdetektor an der Neutrinoquelle ISIS ist die kosmische Höhenstrahlung, deren myonische Komponente auch massive Eisenabschirmungen von mehreren Metern Dicke durchdringen kann. Der KARMEN Detektor ist zur Abschirmung vom sogenannten Blockhaus umgeben, das aus Stahlbrammen mit einem Gesamtgewicht von 6000 t aufgebaut ist. Dennoch beträgt allein die Rate der im Detektor stoppenden Myonen noch 135 Hz [27, 28]. Auf Grund des sehr viel größeren Detektorvolumens des geplanten Nachfolgedetektors ist mit einer noch erheblich höheren Untergrundrate zu rechnen. Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis wird nicht im gleichen Maß beeinflusst, da die Neutrinoereignisraten ebenfalls höher sind. Nach den bisherigen Überlegungen sollen die Stahlbrammen des jetzigen Blockhauses auch als Abschirmung für das Nachfolgeprojekt verwendet werden. Damit könnten über dem Tank etwa 3 m und vor dem Tank in Richtung Quelle etwa 2,5 m Eisen gegen strahlkorrelierten Untergrund, im wesentlichen schnelle Neutronen, aufgeschichtet werden. Durch das Eisen wird die hadronische Komponente der kosmischen Höhenstrahlung fast vollständig abgeschirmt, während etwa 60% der myonischen Komponente in den Detektor eindringt.

Die im Detektor stoppenden positiven Myonen zerfallen, während etwa 22% der negativen Myonen von den Sauerstoffkernen eingefangen werden. Da die Zerfallselektronen (im folgenden Michelelektronen) den gleichen Energiebereich von bis zu 52,8 MeV haben wie die Neutrinoereaktionen, stellen sie einen gefährlichen Untergrund dar. Gleichzeitig bieten sie aber die Möglichkeit, die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors zu messen und die Energieeichung durchzuführen. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden mit Hilfe von GEANT3 Simulationen durchgeführt, mit denen die Rate von gestoppten und durchgehenden Myonen bestimmt wurde. Die Detektorantwort auf solche Myonen wurde simuliert, um Aussagen über die Datenrate treffen zu können. Ein Algorithmus für die Rekonstruktion des Stopports eines Myons wurde entwickelt und zum Anlegen eines Totvolumens am Stopport benutzt. Der von Myonen induzierte Untergrund, der aus den Wänden in den Detektor eindringt, ohne daß ein Myon selbst den Detektor trifft, wurde bestimmt und so die Anforderungen für einen Antizähler festgelegt. Als wichtigste Einfangreaktion wurde der Einfang negativer Myonen an  $^{16}\text{O}$  unter Bildung gebundener,  $\beta$ -instabiler Zustände von  $^{16}\text{N}$  untersucht.

### 9.1 Simulation kosmischer Myonen

#### 9.1.1 Definition der Geometrie

Die in den Abbildungen 8 und 9 dargestellte Detektorgeometrie wurde mit dem in GEANT3 verwendeten Geometriemodell nachgebildet. GEANT3 ermöglicht den Aufbau einer komplexen dreidimensionalen Geometrie aus einfachen Grundelementen wie Quader und Zylinder, die hierarchisch ineinander verschachtelt werden. Neben dem zentralen Wasserquader wurden die vor und über dem Detektor angeordneten, quaderförmigen Eisenblöcke berücksichtigt, wobei der obere Block 76 cm aus dem Erdboden herausragt. Da der Erdboden (am Detektorstandort im wesentlichen Kalk) eine weitere Abschirmung darstellt, wurde um den Detektor ein Zylinder aus diesem Material definiert. Die in der Simulation berücksichtigten Abschirmungen sind in Tabelle 8 zusammengefaßt.

Da die Rechenzeit bei vollständiger Simulation aller Wechselwirkungen der Myonen

Material		Maße $L \times B \times H/m^3$	Dichte / $g\ cm^{-3}$	Gewicht
Wasser	$H_2O$	$15,8 \times 7,0 \times 12,0$	1,00	1327 t
obere Abschirmung	Fe	$19,2 \times 8,5 \times 3,0$	7,87	3853 t
vordere Abschirmung	Fe	$2,52 \times 7,0 \times 12,0$	7,87	1666 t
Kalk	$CaCO_3$	$D = 126,4\ H = 20,0$	2,30	

Tabelle 8: Definition der GEANT3-Geometrie der Myonsimulation.

stark ansteigt, wurde die detaillierte Simulation inklusive der Zerfälle und der Erzeugung aller Sekundärteilchen auf einen Bereich um den zentralen Wasserquader herum beschränkt. Der Bereich hat im Eisen eine Dicke von 20 cm und im Kalk eine Dicke von 60 cm, da die Strahlungslängen in Eisen geringer sind. Man erhält so die Rate von Teilchen, die in den Detektor eindringen ohne von einem Myon begleitet zu sein.

### 9.1.2 Generierung der Myonen

Zum Start der Myonen wurde ein in [28] näher erläutertes Verfahren für die Myon-Simulationen des KARMEN Detektors weiterentwickelt, um die Rechenzeit in einem erträglichen Rahmen zu halten. Myonen oberhalb eines Minimalimpulses von 1 GeV/c (niederenergetischere haben keine Chance, den Detektor zu erreichen) werden nach einer gemessenen, zenitwinkelabhängigen Impulsverteilung [7] und der Winkelverteilung

$$I = I_0 \cdot \cos^2 \theta$$

gestartet, wobei  $I_0$  die Myonintensität in Zenitrichtung und  $\theta$  der Zenitwinkel ist.

Der Start erfolgt auf einer Kreisscheibe oberhalb des Detektors, die gerade so groß gewählt ist wie der Durchmesser des Zylinders aus Kalk in der Geometriedefinition für GEANT3. Der Durchmesser ist mit 126,4 m gerade viermal so groß wie die maximale Ausdehnung des Detektors, so daß auch von der Seite einfallende Myonen berücksichtigt werden. Für die Bestimmung der Myonraten und der Detektorantwort sind nur solche Myonen interessant, die in die Nähe des Detektors gelangen. Würde man auf der ganzen Startfläche Myonen nach obiger Zenitwinkelverteilung und isotrop im Azimutwinkel starten, so würde man hauptsächlich Myonen generieren, die nie in die Nähe des Detektors gelangen und die Rechenzeit unnötig erhöhen würden. Deshalb werden auf der Startfläche nur Myonen gestartet, die einen eng um den Detektor gelegten Zylinder treffen, wenn sie exakt geradlinig fliegen. Dieser Zylinder hat einen Durchmesser von 31,6 m und eine Höhe von 20 m (Abbildung 27). Der innere Zylinder um den Detektor ist so groß gewählt, daß Einstreuungen von außerhalb dieses Bereichs in den Detektor vernachlässigt werden können. Mit wachsendem Abstand von der Zylinderachse wird der Raumwinkel des inneren Zylinders immer kleiner. Dieser Tatsache wird durch eine analytisch berechnete Radialverteilung der Startorte Rechnung getragen. Weiter weg vom Detektor werden weniger Myonen gestartet als dicht am Detektor. Abbildung 27 zeigt die relative Größe des Kalkzylinders und des inneren Zylinders im Vergleich zur Größe des Detektors. Mit einem

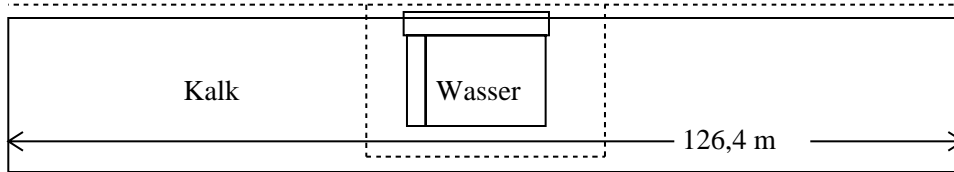


Abbildung 27: Darstellung der Geometrie für die Myonsimulation in einem Schnitt entlang der Längsachse des Detektors. Die Skizze zeigt maßstäblich die Größe des äußeren Kalkzylinders und des Detektors mit den beiden Eisenquadern. Gestrichelt die Startfläche der Myonen und der Zylinder um den Detektor, den die Myonen treffen müssen.

Myonfluß von  $(1,22 \pm 0,06) \cdot 10^{-2} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  [7] und einer aus der Radialverteilung berechneten effektiven Startfläche von  $1325 \text{m}^2$  ergibt sich eine Myonstartrate von  $161,7 \text{kHz}$ . Da die geometrische Startfläche  $12548 \text{m}^2$  groß ist, müßten ohne die Beschränkung der Myonstartrichtungen fast zehnmal mehr Myonen für die gleichen Simulationsergebnisse gestartet werden.

### 9.1.3 Myonraten

Für die Bestimmung der Myonraten im Detektor wurden  $4 \cdot 10^6$  Myonen gestartet. Um die Rechenzeit weiter zu reduzieren, wurden die bei den Wechselwirkungen entstehenden Sekundärteilchen nicht weiterverfolgt, da sie für die Bestimmung der Bahn und des Stopports keine Rolle spielen. Die Ergebnisse der Simulation sind in Tabelle 9 dargestellt.

Myonen	Anzahl	Rate
insgesamt gestartet	$4 \cdot 10^6$	$161,7 \text{kHz}$
gestoppt in oberer Abschirmung	362671	$14,66 \text{kHz}$
gestoppt in vorderer Abschirmung	46301	$1,87 \text{kHz}$
gestoppt im Wasser	82470	$3,33 \text{kHz}$
durchgehend durch das Wasser	145485	$5,88 \text{kHz}$

Tabelle 9: Myonraten.

Der projektierte Antizähler, der den Detektor hermetisch umschließen soll, ist in der Simulation in idealisierter Form realisiert: die in das Wasser eindringenden und aus dem Wasser herausfliegenden Myonen (und nur diese) wurden als Treffer mit genauer Orts- und Zeitangabe registriert. Diese Softwarelösung eines Antizählers diente zum Zählen der Myonen und beschreibt nur unvollständig einen realistischen Antizähler, der mit einer geometrischen Leckrate, einer endlichen Nachweisschwelle, defekten Modulen etc. behaftet ist.

Die Klassifizierung durchgehendes / gestopptes Myon erfolgt über die Anzahl der Antizählertreffer. Durch Rückstreueffekte in den Materiebereichen außerhalb des Detektors

können im Wasser stoppende Myonen durchaus drei Antizählertreffer verursachen oder durchgehende Myonen vier. Alle Myonen mit einer geraden Zahl Antizählertreffer sind durchgehende Myonen, für die die Simulation eine Rate von 5,88 kHz ergab. Sie können durch inelastische Reaktionen in Wasser langlebige Isotope und damit Untergrund erzeugen und erhöhen natürlich auch die Datenrate. Insgesamt beträgt die Rate an kosmischen Myonen im Detektor knapp 10 kHz, was die Anforderungen an Antizähler, Untergrundunterdrückung und Datenaufnahme festlegt.

#### 9.1.4 Detektorantwort

Nach der Bestimmung der Myonraten wurden Simulationen durchgeführt, um die Detektorantwort auf die kosmischen Myonen und die durch sie verursachten Reaktionen im Detail zu bestimmen. Dazu wurden wieder Myonen nach dem oben beschriebenen Verfahren gestartet, diesmal jedoch waren alle Wechselwirkungen und die Produktion von Sekundärteilchen in GEANT3 in der Schale um den Detektor und natürlich im Detektor selbst eingeschaltet, inklusive dem Zerfall der Myonen. Für alle in den Detektor eindringenden oder dort produzierten geladenen Teilchen wurde der Čerenkoeffekt und die Detektorantwort simuliert, dabei wurde der zeitliche Ablauf und die Überlappung von Ereignissen korrekt berücksichtigt. Tabelle 10 zeigt die Zahl von Photomultipliertreffern  $N_{PM}$  und die gesamte Photoelektronenzahl  $N_{PE}$  für die Myonereignisse und die im Detektor entstehenden Michelelektronen, die getriggert wurden, d.h. die 10 Photomultiplierschwelle überschritten haben. Die durchschnittliche Photoelektronenzahl pro Photomultiplier  $N_{PE}/N_{PM}$  ist ein Maß für die im Mittel zu erwartende Pulshöhe an den Photomultipliern. Abbildung 28 zeigt die vollständigen Verteilungen, die Anzahl der Einträge in den Histogrammen spiegelt dabei die relative Häufigkeit der Ereignisse wider.

Ereignistyp	$\langle N_{PM} \rangle$	$\langle N_{PE} \rangle$	$\langle N_{PE}/N_{PM} \rangle$
gestoppte $\mu$	606	3352	4,9
durchgehende $\mu$	718	6599	10,2
Michelelektronen	81	136	2,0

Tabelle 10: Detektorantwort auf die Myonen.

Auf Grund ihrer viel längeren Spuren erzeugen Myonen natürlich viel mehr Čerenkovphotonen und lösen damit auch mehr Photoelektronen pro Photomultiplier aus als die Michelelektronen. Gleichzeitig wird aber ein größerer Bereich des Detektors aktiviert, so daß die Photomultiplierzahl erheblich höher ist.

Abbildung 29 zeigt die Ereignisdarstellung eines gestoppten Myons und des etwa  $1 \mu s$  darauf folgenden Michelelektrons. Gezeigt werden die Spur des Myons vom Eindringort bis zum Stopport, die aktivierten Photomultiplier und die rekonstruierten Orte als dreidimensionales Achsenkreuz. Die Flächen der Photomultiplierdarstellungen sind proportional zur Pulsladung.

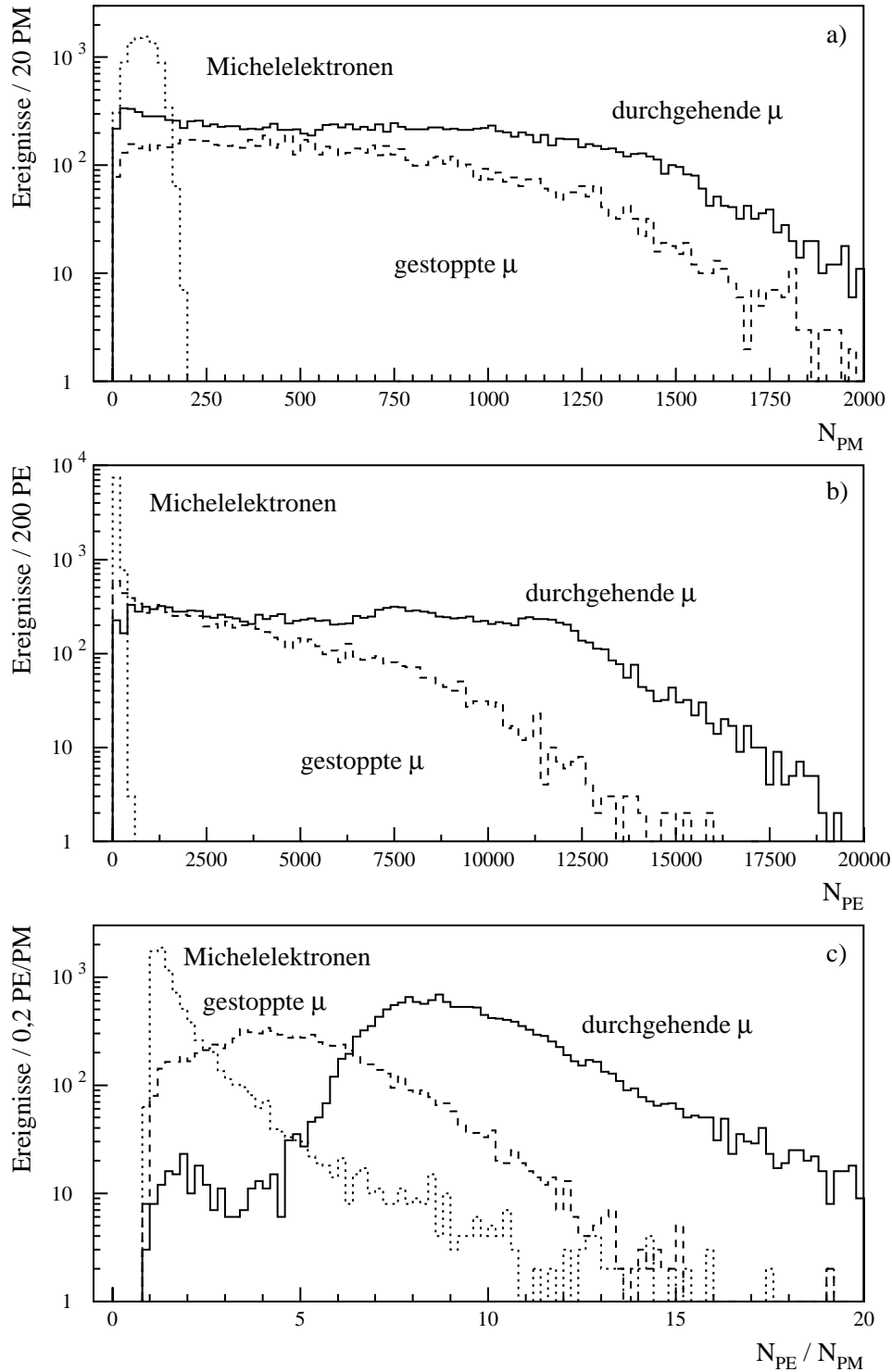


Abbildung 28: Verteilung a) der Anzahl der Photomultipliertreffer  $N_{PM}$ , b) der Photoelektronenzahl  $N_{PE}$  und c) der mittleren Pulsladung  $N_{PE}/N_{PM}$  in Photoelektron Einheiten für die drei Ereignisklassen durchgehende Myonen, gestoppte Myonen und Michelelektronen.

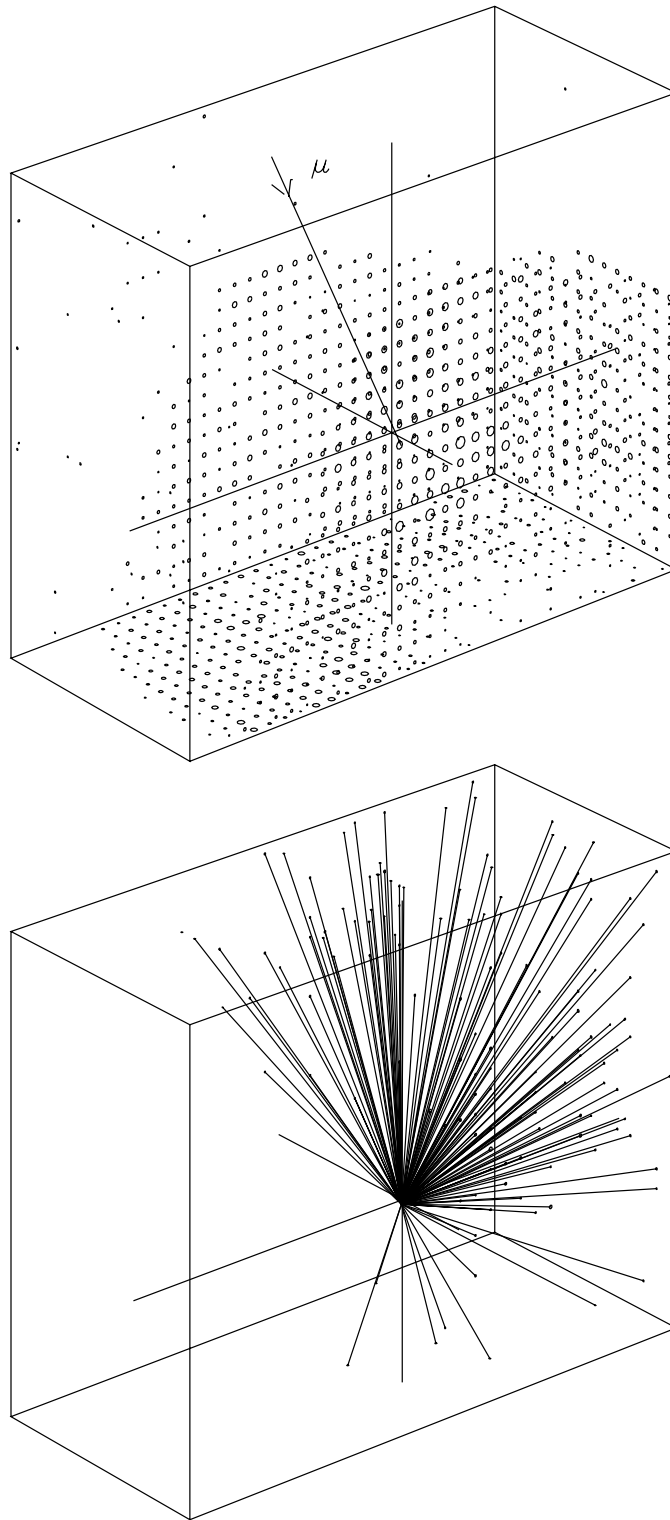


Abbildung 29: Das obere Bild zeigt die Myonspur vom Eindringpunkt in den Detektor bis zum Stopport. Der rekonstruierte Stopport ist mit einem Achsenkreuz markiert. Das untere Bild zeigt das nach etwa  $1 \mu\text{s}$  folgende Michelelektron. Die aktivierten Photomultiplier sind mit dem Startort, der identisch ist mit dem Stopport des Myons, verbunden. Wieder zeigt das Achsenkreuz den rekonstruierten Ort.

### 9.1.5 Detektorauflösungen

Auf die Detektorantwort von gestoppten Myonen und von Michelelektronen wurden die in Abschnitt 6 beschriebenen Rekonstruktionsalgorithmen angewandt. Für die Michelelektronen kann dabei der ursprünglich für die Rekonstruktion von Neutrinoereignissen entwickelte Algorithmus unverändert übernommen werden. Aus dem Vergleich der rekonstruierten mit den aus der Simulation bekannten ‚wahren‘ Werten für Ort, Zeit und primäre Richtung der Teilchen wurden die in Tabelle 11 aufgeführten Auflösungen bestimmt. Dabei wurden für die Michelelektronen die gleichen Schnitte wie in Abschnitt 7.1 angewandt. Für die Güte des Fits der Myonrichtung wurde  $Q_\mu < 10 \text{ ns}^2$  verlangt. Damit ergaben sich die ebenfalls in Tabelle 11 aufgeführten Nachweiswahrscheinlichkeiten, die sich den Nachweis *gut* rekonstruierter Ereignisse beziehen. Die Orts- und Zeitauflösung der gestoppten Myonen bezieht sich dabei auf die Rekonstruktion des Stopports.

Ereignistyp	$\langle \Delta r \rangle$	$\langle \Delta \gamma \rangle$	$\sigma_{\Delta t}$	Nachweis
gestoppte Myonen	33,0 cm	2,56°	1,02 ns	86,7%
Michelelektronen	21,1 cm	17,0°	0,54 ns	84,5%

Tabelle 11: Detektorauflösungen für Myonen.

Die Richtungsauflösung der gestoppten Myonen ist wesentlich besser als die der Michelelektronen, weil die Spuren der Myonen länger und gerader sind. Bei der Rekonstruktion der Myonen wurde vorausgesetzt, daß der Eindringort und die Eindringzeit des Myons exakt bekannt sind.

## 9.2 Myonzerfall und Totzeit

Eine Hauptquelle für Untergrund im Detektor sind die Zerfälle von gestoppten Myonen im Wasser aber auch im den Detektor umgebenden Material, wenn die entstehenden Teilchen das Wasser noch erreichen und die Ereignisse dann getriggert werden.

Im KARMEN Detektor wird nach jedem Ansprechen eines Antizählers, teilweise bereits bei der Datenaufnahme, teilweise bei der Auswertung der Daten, eine Totzeit von 20  $\mu\text{s}$  angelegt. Dies führt bei einer Reduktion des Untergrunds im Energiebereich von 10–60 MeV um 90% zu einer Gesamttozeit von etwa 5%. Der Wasser-Čerenkovdetektor hat ein sehr viel größeres Volumen und damit eine höhere Myonrate von 10 kHz. Ein gleiches Vorgehen wie beim KARMEN Detektor führt dort zu einer Gesamttozeit von 20%, was nicht akzeptabel ist.

Günstiger ist es, nach einem Myonereignis nur isolierte Ereignisse in dem Teil des Detektors zu verwerfen, in dem ein Zerfall stattfinden kann. Dies ist entweder der Stopport oder der Ausdringort eines durchgehenden Myons. Mit Hilfe der in der vollständigen Simulation von 64 192 in den Detektor eindringenden Primär- und Sekundärteilchen gewonnenen Detektorantwort, was einer Realzeit von 2,715 s entspricht, wurde die Effektivität eines solchen Verfahrens bestimmt. Entscheidend für die Unterdrückung der Zerfallselektronen durch ein Totvolumen um den Stopport ist der mittlere Abstand zwischen rekonstruiertem Stopport und dem rekonstruierten Ort des Michelelektrons:  $\langle |\mathbf{r}_\mu - \mathbf{r}_e| \rangle = 41,0 \text{ cm}$ .

Die Totzeit im Detektor wurde nach den folgenden Kriterien angelegt und betrug jeweils  $20 \mu\text{s}$ :

- Nach einem durchgehenden Myon wurden alle Ereignisse in einer Halbkugel mit  $r = 2 \text{ m}$  um den Ausdringort des Myons verworfen, der durch einen Antizählertreffer bekannt ist. Diese Totzeit wird angelegt, um Teilchen zu unterdrücken, die beim Zerfall eines Myons knapp außerhalb des Detektors entstehen und in das Wasservolumen eindringen.
- Nach einem gestoppten Myon mit  $Q_\mu < 10 \text{ ns}^2$ , also bei guter Rekonstruktion, wurden Ereignisse in einer Kugel mit Radius  $r = 1 \text{ m} + 0,03 \text{ m} \cdot \sqrt{N_{\text{PE}}}$  um den rekonstruierten Stoppport verworfen. Das variable Volumen der Kugel trägt der Tatsache Rechnung, daß der Stoppport des Myons mit der Photoelektronenzahl rekonstruiert wird, die mit einem statistischen Fehler von  $\sqrt{N_{\text{PE}}}$  behaftet ist. Außerdem wirkt sich ein Fehler in der Richtungsrekonstruktion um so stärker aus, je länger die Spur ist, da nur die Lage der Photomultiplier für die Rekonstruktion benutzt wird (Abschnitt 6.2).
- Nach einem gestoppten Myon mit  $Q_\mu \geq 10 \text{ ns}^2$ , also bei schlecht rekonstruiertem Stoppport, wurden im ganzen Detektor keine Ereignisse mehr akzeptiert. Der Anteil dieser Myonen an der Gesamtzahl der getriggerten gestoppten Myonen beträgt etwa  $9,3\%$ .
- Nach einem Myon, das zwar einen Antizählertreffer produzierte, jedoch im Detektor nicht getriggert wurde, weil seine Spur zu kurz war und es deshalb zu wenig Photomultiplier aktivierte, wurde eine Halbkugel mit  $r = 2 \text{ m}$  um den Eindringort des Myons (d.h. um den Antizählertreffer) mit Totzeit belegt.

Zusammen führten diese Maßnahmen zu einer Gesamttotzeit von nur  $1,58\%$ . Während der Realzeit von  $2,715 \text{ s}$  wurden  $16825$  durchgehende und  $8756$  gestoppte Myonen registriert. Insgesamt fielen  $9$  Michelelektronen nicht in die partielle Totzeit um die Ausdringorte von durchgehenden bzw. Stoppporte von gestoppten Myonen. Davon kamen  $4$  von außerhalb des Detektors und waren von keinem Myon im Detektor begleitet. Die restlichen  $5$  Ereignisse waren Myonzerfälle im Detektor, von denen  $4$  wegen einer schlechten Rekonstruktion der Michelelektronen und  $1$  Ereignis wegen schlechter Rekonstruktion des Stoppports nicht in die angelegten Totvolumina fielen. Der entwickelte Algorithmus ist schon in seiner jetzigen, einfachen Form in der Lage, bei hohen Unterdrückungsquoten eine akzeptable Totzeit des Detektors zu erreichen.

Ein Problem, das mit dem Anlegen einer Totzeit nach Antizählertreffern prinzipiell nicht gelöst werden kann, sind Sekundärteilchen aus den Zerfällen von Myonen, die in der Nähe des Detektors gestoppt wurden, ohne jedoch selbst in den Detektor eingedrungen zu sein. Entstehen durch das Michelelektron energiereiche Gammaquanten, so können diese relativ leicht den Detektor erreichen und dort über Comptoneffekt o.ä. nachgewiesen werden. Im Laufe der  $2,715 \text{ s}$  wurden  $110$  Ereignisse, die aus solchen Reaktionen stammen, getriggert, rekonstruiert und überlebten die Softwareschnitte.

Daraus wird deutlich, daß ein einschichtiger Antizähler nicht ausreicht, diesen Untergrund zu unterdrücken. So hat z.B. der KARMEN Antizähler für  $\gamma$  Quanten dieser Energien nur eine Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa  $20\%$ . Die  $\gamma$  Quanten müssen nach

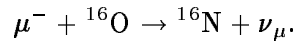


Passieren eines äußeren Antizählers in einer massiven Materieschicht zu geladenen Teilchen konvertiert werden, die dann in einem inneren Antizähler leichter nachgewiesen werden können. Dieses Konzept wurde bei KARMEN erfolgreich verwirklicht. Die Dicke der passiven Eisenabschirmung zwischen innerem und äußerem Antizähler beträgt dort 18 cm. Eine entsprechende innere Passivabschirmung für den projektierten Čerenkovdetektor ist daher unerlässlich.

### 9.3 Myoneinfang an $^{16}\text{O}$

Bereits im KARMEN Detektor spielen Myoneinfangreaktionen eine wichtige Rolle zum Verständnis des durch kosmische Myonen verursachten Untergrunds und wurden deshalb detailliert untersucht [27, 35]. Die im Wasser gestoppten negativen Myonen werden zunächst atomar vom  $^{16}\text{O}$  und  $^1\text{H}$  eingefangen, wobei schließlich durch sehr schnelle Transferreaktionen vom  $^1\text{H}$  zum  $^{16}\text{O}$  alle  $\mu^-$  in der K-Schale von  $^{16}\text{O}$  eingebunden werden. Die anschließende nukleare Einfangreaktion mit dem  $^{16}\text{O}$  ist ein mit dem Zerfall der Myonen konkurrierender Prozeß, der die Lebensdauer der negativen Myonen gegenüber der von freien Myonen vermindert.

Mögliche Reaktionen führen vom  $^{16}\text{O}$  zu gebundenen Zuständen von  $^{16}\text{N}$  und Zuständen, die zu  $^{15}\text{N} + n$  zerfallen. Während  $^{15}\text{N}$  stabil ist, die angeregten  $^{15}\text{N}$  Zustände nur eine sehr kurze Lebensdauer haben und damit die emittierten  $\gamma$  Quanten durch das Anlegen einer Totzeit nach jedem gestoppten Myon erfaßt werden, stellt die Bildung von  $^{16}\text{N}$  eine Quelle von gefährlichem Untergrund dar.  $^{16}\text{N}$  ist mit einer Zerfallszeit von  $\tau = 7,13$  s ein so langlebiges Isotop, daß das Anlegen einer Totzeit nach jedem gestoppten Myon zu einer Gesamttotzeit von 100% führen würde. Beim Zerfall von  $^{16}\text{N}$  wird eine Energie von 10,42 MeV [3] frei. Diese Energie liegt deutlich oberhalb der Energieschwelle des Detektors. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher der Myoneinfang an  $^{16}\text{O}$  untersucht, der zu gebundenen Zuständen von  $^{16}\text{N}$  führt:



#### 9.3.1 Produktionsrate von $^{16}\text{N}$

Die Einfangrate von negativen Myonen an  $^{16}\text{O}$  mit Bildung von gebundenen Zuständen von  $^{16}\text{N}$  beträgt [19]

$$\lambda_C (^{16}\text{O} \rightarrow ^{16}\text{N}) = (1,09 \pm 0,07) \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}.$$

Mit einer Lebensdauer  $\tau_{\mu^-} = 1,7954 \pm 0,0020 \mu\text{s}$  [46] von negativen Myonen in Wasser, die gegenüber der Lebensdauer freier Myonen  $\tau_\mu = 2,197 \mu\text{s}$  auf Grund des konkurrierenden Einfangprozesses vermindert ist, ergibt sich für die partielle Einfangwahrscheinlichkeit  $\alpha_C$

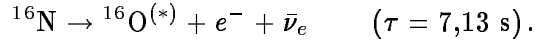
$$\alpha_C (^{16}\text{O} \rightarrow ^{16}\text{N}) = \lambda_C (^{16}\text{O} \rightarrow ^{16}\text{N}) \cdot \tau_{\mu^-} (^{16}\text{O}) = 1,96\%.$$

Das auch im Rahmen des KARMEN Experiments gemessene Verhältnis von positiven zu negativen Myonen in Meereshöhe beträgt  $R = \mu^+ / \mu^- = 1,28$  [7, 35], d.h. etwa 44% aller gestoppten Myonen sind negativ. Aus der Stoppquote der Myonen, dem Ladungsverhältnis  $R$  und der Einfangwahrscheinlichkeit  $\alpha_C$  erhält man die Produktionsrate  $P$  von  $^{16}\text{N}$ :

$$P (^{16}\text{N}) = \frac{3,33 \text{ kHz}}{1 + R} \cdot \alpha_C (^{16}\text{O} \rightarrow ^{16}\text{N}) = 28,7 \text{ Hz}.$$

### 9.3.2 Betazerfall von $^{16}\text{N}$

$^{16}\text{N}$  zerfällt unter Emission eines Elektrons und eines Antineutrinos zurück zu  $^{16}\text{O}$ :



Der Zerfall bevölkert nicht nur den Grundzustand von  $^{16}\text{O}$  sondern auch angeregte Niveaus, die durch praktisch sofortige Emission eines oder mehrerer  $\gamma$  Quanten in den Grundzustand überwechseln. Der Grundzustand von  $^{16}\text{N}$  ist ein  $J^\pi = 2^-$  Niveau, so daß der Zerfall in den  $0^+$  Grundzustand des  $^{16}\text{O}$  ein unique einfach verbotener Übergang ist. Dies ist auch der Grund für die relativ lange Lebensdauer von  $\tau = 7,13 \text{ s}$ . Neben dem Übergang in den Grundzustand spielen noch drei weitere Niveaus eine wesentliche Rolle (Tabelle 12), diese Übergänge sind erlaubte Gamow–Teller Übergänge [50].

$^{16}\text{O}$ Niveau	Übergang	Verzweigung	Endpunktsenergie
8,87 MeV	$2^- \rightarrow 2^-$ (erl.)	1%	1,55 MeV
6,92 MeV	$2^- \rightarrow 1^-$ (erl.)	5%	3,30 MeV
6,13 MeV	$2^- \rightarrow 3^-$ (erl.)	66%	4,29 MeV
Grundzustand	$2^- \rightarrow 0^+$ (verb.)	28%	10,42 MeV

Tabelle 12: Betazerfälle von  $^{16}\text{N}$ .

Für die Form eines Betaspektrums gilt allgemein [13]:

$$N(E)dE \sim pqE F(\pm Z, E) C(E) dE.$$

Dabei ist  $E$  die totale Energie des emittierten Elektrons,  $p$  der Elektronimpuls,  $q = E_0 - E$  die Energie des Neutrinos,  $E_0$  die Endpunktsenergie des Spektrums,  $F(\pm Z, E)$  die Fermifunktion, die von der Kernladungszahl  $Z$  des Tochterkerns abhängt und  $C(E)$  der sogenannte *Shape Faktor*. Für erlaubte Gamow–Teller Übergänge gilt in guter Näherung  $C(E) = 1$ . Für unique einfach verbotene Übergänge gilt dagegen

$$C(E) = q^2 + \lambda_2 p^2$$

wobei  $\lambda_n$  die Coulomb–Abschirmfunktion ist. Für die Simulation der  $^{16}\text{N}$  Zerfälle wurden  $F(Z = 8, E)$  und  $\lambda_2$  in tabellierter Form [12] entnommen und linear interpoliert. Abbildung 30 a) zeigt die Summe der Betaspektren mit den verschiedenen Endpunktsenergien, gewichtet mit ihren Verzweungsverhältnissen. Deutlich sichtbar ist die Dominanz der Zerfälle mit einer Endpunktsenergie von  $E_0 = 4,29 \text{ MeV}$ . Alle drei Zerfälle mit einer Endpunktsenergie  $E_0 < 10,42 \text{ MeV}$  emittieren praktisch prompt noch ein oder zwei  $\gamma$  Quanten, deren Energien in Abbildung 30 a) mit senkrechten Linien markiert sind. Die Höhe der Linien ist proportional zur Häufigkeit der Gammas. Diese  $\gamma$  Quanten wurden in der Simulation entsprechend ihrer Verzweungsverhältnisse berücksichtigt, da sie über Comptoneffekt im Wasser–Čerenkovdetektor nachgewiesen werden können. Die Winkelkorrelation zwischen emittierten Elektronen und Gammas wurde nicht berücksichtigt sondern voneinander unabhängige Isotropie angenommen.

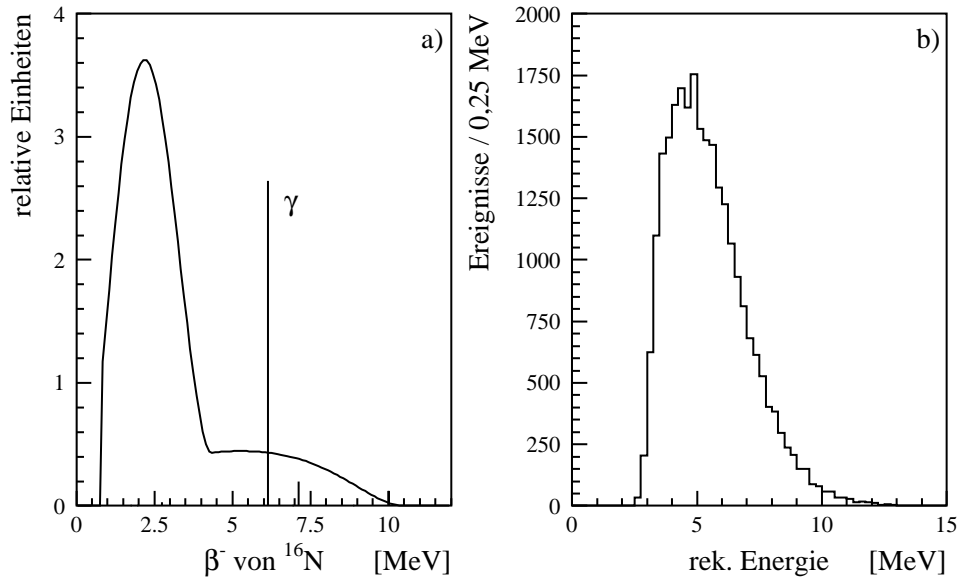


Abbildung 30: a) Betaspektrum des  $^{16}\text{N}$  Zerfalls. Die vier häufigsten Zerfallsarten wurden mit ihrem Verzweigungsverhältnis gewichtet addiert. Die Energien der  $\gamma$  Quanten sind mit Linien markiert. b) Im Detektor sichtbare Energie von  $^{16}\text{N}$  Zerfällen.

Abbildung 30 b) zeigt die rekonstruierten Energien der  $^{16}\text{N}$  Ereignisse. Die im Detektor sichtbare Energie ist im Mittel kleiner als die deponierte Energie, da die bei den meisten Zerfällen mit entstehenden  $\gamma$  Quanten nicht ihre volle Energie bei einem Comptonstoß an das Elektron weitergeben. Dennoch bleibt die Energie so hoch, daß sie über der Schwelle des Detektors liegt. 65,6% aller Zerfälle werden getriggert und 43,2% überleben die Standard Neutrino-Schnitte, wie sie in Abschnitt 7.1 aufgeführt wurden. Die Rate nachgewiesener Ereignisse beträgt etwa 12,3 Hz und stellt eine nicht zu vernachlässigende Untergrundquelle dar. Legt man für die Neutrinoereignisse einen oberen Zeitschnitt von  $10\ \mu\text{s}$  nach dem Auftreffen des Protonstrahls auf das Target an, so ergibt sich gegenüber der Dauer einer ganzen Strahlperiode von 20 ms ein Unterdrückungsfaktor von  $5 \cdot 10^{-4}$ . Pro Jahr Meßzeit würden dennoch mehr als  $9 \cdot 10^4$   $^{16}\text{N}$  Ereignisse im Neutrinozeitfenster nachgewiesen.

Ein statistisch präzises Spektrum der  $^{16}\text{N}$  Zerfälle mit zwanzigfach höherer Ereigniszahl kann z.B. in einem Zeitfenster von  $200\ \mu\text{s}$  Länge vor dem Auftreffen des Strahls auf das Target aufgenommen werden. Dieses Spektrum kann korrekt skaliert von den im  $10\ \mu\text{s}$  Zeitfenster gewonnen Spektren abgezogen werden. Die Untergrundraten sind jedoch so hoch, daß im Bereich unterhalb von ca. 8–9 MeV mit starken statistischen Fluktuationen der Differenzspektren gerechnet werden muß.

Weiterhin kann die Signatur der stattfindenden  $^{16}\text{N}$  Zerfälle ausgenutzt werden. In 72% der Zerfälle werden mindestens zwei Teilchen emittiert, auf Grund der Winkelkorrelation meist in gegenüberliegenden Richtungen. Beide Teilchen aktivieren dann an weit voneinander entfernten Stellen des Detektors etwa gleich viele Photomultiplier. Diese Signatur sollte sich dazu verwenden lassen, zwei Drittel des Untergrunds eindeutig zu erkennen und von Neutrinoereignissen, bei denen nur ein Elektron emittiert wird, abzutrennen.

## 10 Resümee

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein möglichst realistisches Simulationsprogramm entwickelt, das alle wesentlichen physikalischen und technischen Aspekte eines großvolumigen Wasser-Čerenkovdetektors detailgetreu nachbildet. Die in Wasser stattfindenden Neutrinoreaktionen aber auch die myonische Komponente der kosmischen Höhenstrahlung produzieren primär und sekundär geladene Teilchen, die auf ihrer Bahn Čerenkovphotonen emittieren. Die statistischen Prozesse bei der Abstrahlung, die Ausbreitung auf einem Čerenkovkegel, die Intensität und Wellenlänge der Photonen wurden genauso berücksichtigt wie die Absorptionsprozesse durch die endliche spektrale Abschwächlänge von hochreinem Wasser und der Nachweis einzelner Photonen mit Photomultipliern an den Detektorwänden. Da die Eigenschaften der Photomultiplier essentiell für die Detektoraufösungen sind, wurden die Daten aller verfügbarer Photomultiplier in die Simulation implementiert. Neben der Größe und der spektralen Quantennachweiswahrscheinlichkeit der Photokathoden und der Reflexion am Glas des Photomultipliers, wurden der Zeit-Jitter, die Dunkelrauschrate, die Pulsform von Single- und Multi-Photoelektronpulsen und die Single-Photoelektron Auflösung berücksichtigt. Desweiteren gehen in die Simulation Eigenschaften der Datenaufnahmeelektronik ein, so die Diskriminatorschwelle für die Photomultiplierpulse, die Auflösung der Digitalisierung von Pulsladung und Ansprechzeit der Photomultiplier und Integrations- und Totzeit der Ladungsintegration. Die Simulation liefert auf Grund des Dunkelrauschens einen steten zeitlichen Strom von Photomultiplierpulsen. Um aus diesem Strom die Ereignisse herauszufiltern, wurde ein Hardware-Trigger simuliert, der die Koinzidenz von 10 Photomultiplierpulsen in 50 ns verlangt.

Für die Rekonstruktion der Ereignisse aus dem Ansprechmuster der Photomultiplier und vor allem ihrer relativen Ansprechzeit wurden aufwendige Rekonstruktionsalgorithmen entwickelt, die gleichzeitig eine weitgehende Identifizierung der rauschinduzierten Photomultiplierpulse erlauben. Für die Bestimmung der Richtung eines Ereignisses wird die eindeutige Signatur eines Čerenkovkegels, der die Detektorwände schneidet, ausgenutzt. Bei der Energierekonstruktion aus der Photoelektronenzahl eines Ereignisses wird die positionsabhängige Abschwächung der Photonenzahl durch die Abschwächlänge des Wassers berücksichtigt.

Der Detektor ist auf Grund der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Auflösungen von 21 cm für den Ort, 0,6 ns für die Zeit, 20 Grad für die Richtung und 17% für die relative Energieauflösung bei 15 MeV für Elektronen aus den Reaktionen Neutrino-Elektron Streuung und inverser Betazerfall an den  $^{16}\text{O}$  Kernen des Wassers hervorragend geeignet, vielfältige Fragestellungen auf dem Gebiet der schwachen Wechselwirkung und der Neutrinophysik zu untersuchen. Die Rekonstruktion der Richtung eines Ereignisses ermöglicht es, die klare Signatur des Peaks in Vorwärtsrichtung der Neutrino-Elektron Streuung auszunutzen, um diese Reaktion detailliert, d.h. untergrundarm und mit hoher Statistik, zu untersuchen. Als einfache, rein leptonische Zwei-Körper-Reaktion ist sie besonders geeignet, das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung einem Präzisionstest zu unterziehen. Besonders die Messung des Interferenzterms der  $\nu_e e$  Streuung zwischen geladenen und neutralen Strömen ist ein ideales Instrument zur Untersuchung der Struktur der Wechselwirkung. Trotz der in einem Wasser-Čerenkovdetektor prinzipiell beschränkten Energieauflösung ist es möglich, auch die Energie der Neutrinoreaktionen zu untersuchen. So läßt sich aus der Form des Energiespektrums der  $\nu_\mu e$  Streuung das Verhältnis

der chiralen Kopplungskonstanten  $g_R^2/g_L^2$  flußunabhängig bestimmen. Außerdem sind die Energiespektren im niederenergetischen Bereich sensitiv auf ein hypothetisches anomales magnetisches Moment des Neutrinos in der Größenordnung von  $\mu_\nu \approx 10^{-10} \mu_B$ , wozu auch die relativ niedrige Energieschwelle des Detektors von 5–10 MeV beiträgt. Die selektiv auf Elektroneneutrinos wirkende Reaktion  $^{16}\text{O} (\nu_e, e^-) ^{16}\text{F}$  bietet auf Grund ihrer hohen Rate in Verbindung mit der guten Ortsauflösung des Detektors die Möglichkeit der Untersuchung von Neutrinooszillationen im *disappearance* Kanal. Dies berührt ebenso wie die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts dieser Reaktion wichtige Fragen der Astrophysik.

Bei einem Neutrinoexperiment an der Erdoberfläche ist besonders die myonische Komponente der kosmischen Höhenstrahlung eine Quelle ernstzunehmenden Untergrunds. Die Erfahrung mit dem KARMEN Detektor und die vorgestellten Simulationsergebnisse zeigen die Wichtigkeit eines möglichst 100%ig wirksamen Antizählers. KARMEN zeigt aber auch, daß dieses Problem erfolgreich gelöst werden kann. Die angegebenen Myonraten von 3,3 kHz für gestoppte Myonen und 5,9 kHz für durchgehende Myonen sollten verlässlich sein, falls die tatsächliche Geometrie des Detektors im wesentlichen mit der in der Simulation verwendeten übereinstimmt. Die hohe Rate durchgehender und stoppender Myonen zeigt die Wichtigkeit eines schnellen Detektors, der in der Lage ist, bereits bei der Datenaufnahme Richtung und Stoppport von Myonen zu rekonstruieren und möglichst schnell wieder meßbereit zu sein. Ein Wasser-Čerenkovdetektor ist hierfür auf Grund der licht-schnellen Ausbreitung der Signale in idealer Weise geeignet. Selbst ein durchgehendes Myon verursacht nur eine intrinsische Totzeit von etwa 100 ns. Hinzu kommt hier natürlich noch die Totzeit durch die elektronische Datenaufnahme. Mit Hilfe der in dieser Arbeit entwickelten Rekonstruktionsalgorithmen für Stoppport und -zeit der Myonen kann die Totzeit durch Myonzerfälle im Detektor auf ein erträgliches Maß von weniger als 2% begrenzt werden.

Die Wichtigkeit des genauen Studiums der durch die kosmische Höhenstrahlung induzierten Untergrundreaktionen zeigt sich neben den Myonzerfällen bei den Myoneinfangreaktionen. Besonders die Reaktion  $^{16}\text{O} (\mu^-, \nu_\mu) ^{16}\text{N}$  sorgt mit einer Lebensdauer des  $\beta$ -instabilen  $^{16}\text{N}$  von  $\tau = 7,13$  s und einer maximalen Endpunktsenergie von  $E_0 = 10,42$  MeV für potentiell gefährlichen Untergrund, der nicht durch eine Totzeit unterdrückt werden kann. Mit Hilfe des Simulationsprogramms konnte die Rate der rekonstruierten und getriggerten Untergründereignisse auf 12,3 Hz abgeschätzt werden. Die Signatur der Reaktion (neben dem  $e^-$  entstehen beim Betazerfall von  $^{16}\text{N}$  häufig noch ein oder zwei  $\gamma$  Quanten) kann ebenso wie die Messung des Spektrums mit hoher Statistik dazu dienen, diesen Untergrund zu beherrschen. Dennoch stellt sie für Energien kleiner 8–9 MeV für die Neutrinoereaktionen einen ernst zu nehmenden Untergrund dar.

Zur Erprobung des Wasser-Čerenkovprinzips wird Anfang 1994 mit dem Bau eines 30 t Prototyps begonnen. Das Simulationsprogramm wurde so flexibel gehalten, daß es ohne Probleme auf diesen kleinen Detektor mit nur 96 Photomultipliern angewendet werden konnte. Umfangreiche Simulationen lieferten die Detektorauflösungen und die Energieschwelle und zeigten, daß der Prototyp geeignet ist, Signaturen der kosmischen Höhenstrahlung nachzuweisen. Die ersten Messungen mit dem Prototyp werden einen Vergleich mit den Simulationsdaten und damit eine Überprüfung des Programms ermöglichen. Das Wechselspiel zwischen Simulation und Messung trägt, was sich auch bei KARMEN zeigt, sehr viel zum Verständnis eines Detektors und der physikalischen Effekte bei und ist inzwischen zu einer Grundvoraussetzung für komplexe physikalische Experimente geworden.

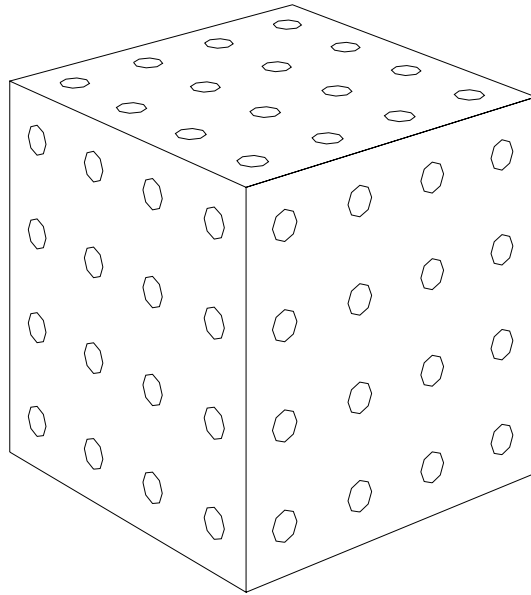


Abbildung 31: Aktives Volumen von  $2,5\text{ m} \times 2,5\text{ m} \times 2,5\text{ m}$  des Prototyps mit den als scheibenförmig angenommenen 96 Photokathoden von jeweils 20 cm Durchmesser.

## A Der Prototyp

Um Technik und physikalische Anwendung eines Wasser-Čerenkovdetektors zu erproben, wird am Institut für Kernphysik 1 (IK1) ein Prototyp mit den wesentlichen Merkmalen des großen Detektors errichtet. Mit dem Bau soll Anfang 1994 begonnen werden. Die bisherigen Planungen sehen einen würfelförmigen Wassertank mit etwa  $3\text{ m} \times 3\text{ m} \times 3\text{ m} = 27\text{ m}^3$  lichten Innenmaßen vor, der an der Innenseite mit 96 Thorn-EMI 9353 Photomultipliern ( $4 \times 4$  Photomultiplier an jeder Seite) gleichmäßig bestückt werden soll. Bei einer Tiefe der Photomultiplier von etwa 25 cm steht ein aktives Volumen, das durch die Photokathoden definiert wird, von ca.  $15\text{ m}^3$  zur Verfügung (siehe Abbildung 31).

Ein Detektor dieser Größe erlaubt die Untersuchung der Signaturen von kosmischen Myonen, speziell der Zerfälle von gestoppten Myonen. Damit können mit dem Detektor Ereignisse im gleichen Energiebereich wie die von einer Beam-Dump Quelle verursachten Neutrinoereignisse gemessen werden. Die technischen Anforderungen bei der Abdichtung der Photomultiplier und der Hochspannungszuführungen, der Reinigung bzw. Reinhaltung des Wassers, der Entwicklung der Datenaufnahme, der Energie- und Zeiteichung sowie der Test der Rekonstruktionsalgorithmen sollen Erfahrungen für den Bau eines großen Detektors liefern. Das im Rahmen dieser Arbeit für den großen Detektor entwickelte Simulationsprogramm ließ sich durch einfache Änderung der Geometriedefinition auch für den Prototyp einsetzen. Durch einen Vergleich der Messungen mit den Simulationsdaten können wesentliche Teile des Simulationsprogramms getestet werden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden bereits umfangreiche Simulationen für den Prototyp durchgeführt, um die in etwa zu erwartenden Ereignisraten und Detektoraufösungen zu bestimmen. Dabei zeigte sich, daß es trotz der relativ kleinen Zahl von Photomultipliern möglich ist, die Ereignisse ähnlich gut zu rekonstruieren wie im großen Detektor. Des weiteren konnte bestätigt werden, daß der Thorn-EMI 9353 Photomultiplier für

den Prototyp geeignet ist. Die Abschirmung des Erdmagnetfelds durch einen Eisentank wurde für verschiedene Wanddicken und Permeabilitäten des Materials berechnet, um so Hinweise für die Planung des Tanks zu erhalten.

### A.1 Der Photomultiplier Thorn-EMI 9353

Als Photomultiplier für den Prototyp wurde der Thorn-EMI 9353 ausgewählt. Die Selektion erfolgte auf Grund seiner ausgezeichneten Timing-Eigenschaften in Verbindung mit einer großen aktiven Kathodenfläche von 8 Zoll Durchmesser und einer auch bei kurzen Wellenlängen hohen Quantennachweiswahrscheinlichkeit. Wesentlich ist auch die relativ geringe Empfindlichkeit gegenüber Magnetfeldern von der Größe des Erdmagnetfelds und der deutlich sichtbare und gut vom Rauschen abgetrennte Peak im Single-Photoelektron Betrieb. Der Photomultiplier Thorn-EMI 9351 (eine dem Typ 9353 sehr ähnliche Version mit speziellem, radioaktivitätsarmem Glas) wurde auch von der BOREXINO Kollaboration für ihr Experiment ausgewählt und umfassend getestet [42]. Erste angelieferte Exemplare des Photomultipliers werden zur Zeit getestet und bestätigen die guten Ergebnisse von [42]. Tabelle 13 zeigt die Eigenschaften des Photomultipliers, die in der Simulation des Prototyps berücksichtigt wurden.

Durchmesser der Photokathode (min.)	190 mm
Quantennachweiswahrscheinlichkeit	30% bei 380 nm
Zeit-Jitter (Sigma der Gaußverteilung)	1,0 ns
Single-Photoelektron Auflösung (Sigma)	39,4%
Peak — Valley für Single-Photoelektron	2,8
Dunkelrauschrage bei 20°C und 0,2 PE-Schwelle	≈ 6 kHz
Anstiegszeit Single-Photoelektron Puls	3,8 ns
FWHM Single-Photoelektron Puls	5,4 ns

Tabelle 13: Eigenschaften des Photomultipliers Thorn-EMI 9353/1 [23, 42, 47].

### A.2 Detektorantwort

Zur Bestimmung der Detektorantwort wurden zunächst die Raten von gestoppten und durchgehenden Myonen nach dem gleichen Verfahren wie in Abschnitt 9.1.2 bestimmt. Wegen der fehlenden massiven Abschirmung des Detektors wurden die vom Zenitwinkel abhängigen Impulsspektren mangels verlässlicher Meßdaten linear in den Bereich unterhalb von 1 GeV/c extrapoliert. Das Myonspektrum ist in diesem Bereich stark vom Standort des Detektors abhängig (Bebauung etc.), deshalb sind die Raten mit gewissen Unsicherheiten behaftet. Um Bebauung und Tankwand qualitativ zu berücksichtigen, wurde direkt unter der Startfläche der Myonen eine 3 cm dicke Eisenschicht gelegt. Der Detektor wurde hermetisch mit idealisierten Antizählern umgeben, um gestoppte und durchgehende

Myonen erkennen zu können. Da die Photomultiplier eine Tiefe von etwa 25 cm haben, wurde der Detektor als Wasserwürfel mit einer Seitenlänge von 2,5 m definiert, so daß nur die Myonen gezählt wurden, die im aktiven Volumen innerhalb der Photokathodenebenen des Prototyps stoppten oder es durchquerten. Mit einem Fluß in Zenitrichtung, der von  $1,22 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  für  $p_\mu > 1 \text{ GeV}/c$  auf  $1,66 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  für  $p_\mu > 0,1 \text{ GeV}/c$  extrapoliert wurde und einer effektiven Startfläche von  $39,4 \text{ m}^2$  ergaben sich die in Tabelle 14 aufgeführten Raten.

Myonen	Anzahl	Rate
insgesamt gestartet	1407025	6,52 kHz
gestoppt in 3 cm Eisen	38311	0,17 kHz
gestoppt in Wasser	42975	0,20 kHz
durchgehend durch Wasser	383005	1,78 kHz

Tabelle 14: Myonraten im Prototyp.

Danach stoppen etwa ein Zehntel aller eindringenden Myonen im Prototyp und zerfallen in ein Michelelektron. Tabelle 15 zeigt die Zahl der angesprochenen Photomultiplier  $N_{\text{PM}}$ , der erzeugten Photoelektronen  $N_{\text{PE}}$  und die mittlere Pulshöhe  $N_{\text{PE}}/N_{\text{PM}}$  an den Photomultipliern für getriggerte Ereignisse der drei Ereignisklassen (Koinzidenz von 10 Photomultiplierpulsen innerhalb von 20 ns). In Abbildung 32 sind die Verteilungen vollständig dargestellt. Deutlich sichtbar ist die 10 Photomultiplier Triggerschwelle in Abbildung 32 a). Die Zahl der Einträge in den Histogrammen spiegelt die Häufigkeit der Ereignisse im Prototyp wider.

Ereignistyp	$\langle N_{\text{PM}} \rangle$	$\langle N_{\text{PE}} \rangle$	$\langle N_{\text{PE}}/N_{\text{PM}} \rangle$
gestoppte $\mu$	25	384	14
durchgehende $\mu$	33	881	27
Michelelektronen	20	75	4

Tabelle 15: Detektorantwort des Prototyps.

Die mittlere Pulsladung ist trotz einer Flächenbelegungsichte von nur 8,0% für Michelelektronen höher als beim großen Detektor (siehe Tabelle 10), weil sowohl die Energieschwelle des Prototyps erheblich höher liegt, als auch die Geometrie kompakter ist. Der Čerenkovkegel eines Ereignisses überstreicht im Mittel weniger Fläche auf einer Detektorwand als im langgestreckten quaderförmigen Tank des großen Detektors (z.B. bei schrägem Auftreffen) und konzentriert sich daher auf weniger Photomultiplier. Möchte man eine bessere Vergleichbarkeit mit dem großen Detektor erreichen, so ist eine Erhöhung der Flächenbelegungsichte durch größere Photomultiplier oder einen kleineren Tank nicht



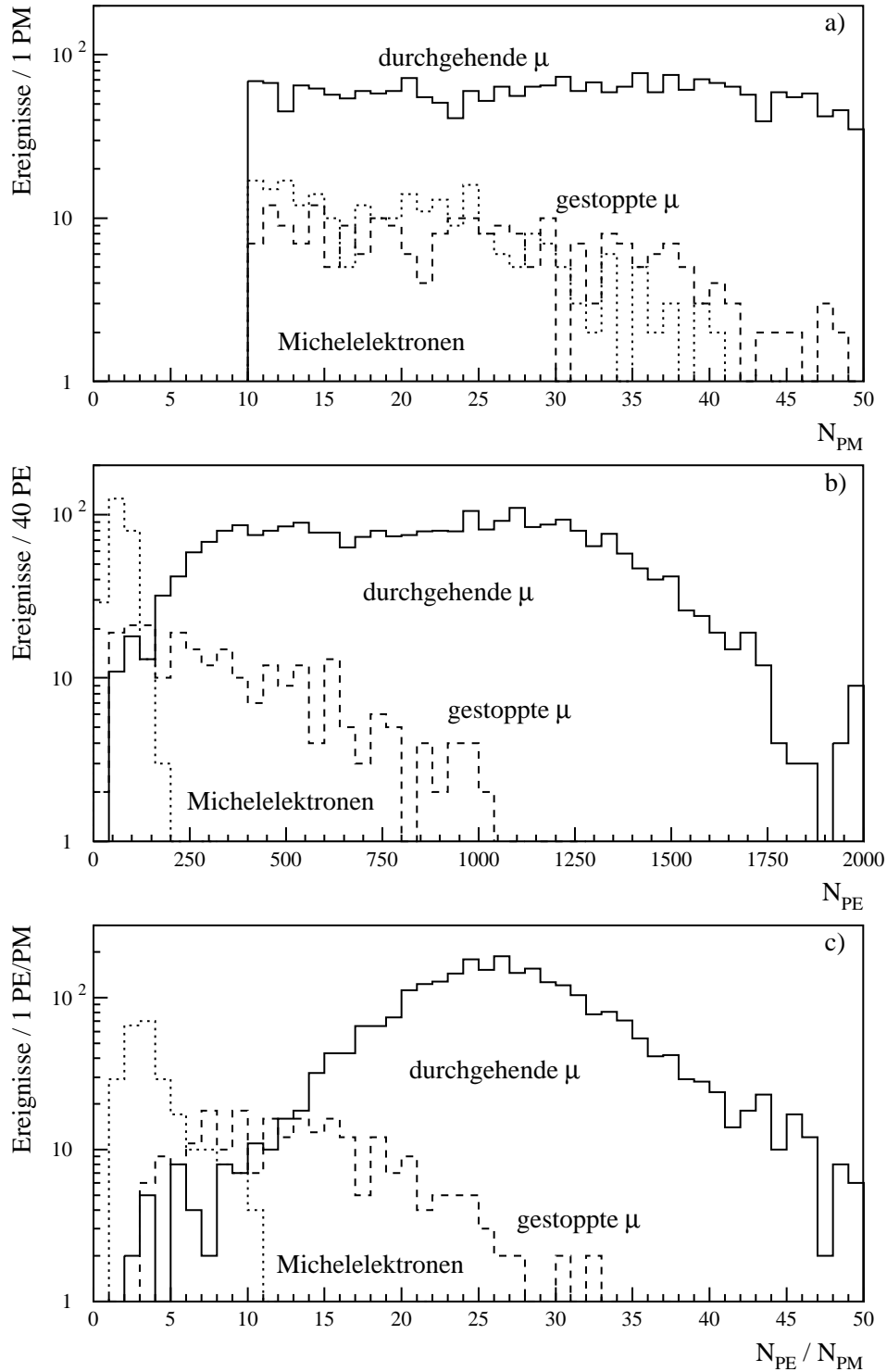


Abbildung 32: Verteilung a) der Anzahl der Photomultipliertreffer  $N_{PM}$ , b) der Photoelektronenzahl  $N_{PE}$  und c) der mittleren Pulsladung in Photoelektron Einheiten  $N_{PE}/N_{PM}$  für die drei Ereignisklassen durchgehende Myonen, gestoppte Myonen und Michelelektronen.

sinnvoll, da der Prototyp dann nicht mehr im Single-Photoelektron Bereich arbeitet, wie es für den großen Detektor der Fall ist. Eine Erniedrigung der Photomultiplierzahl würde dagegen ein weiteres Ansteigen der Energieschwelle und eine deutliche Verschlechterung der Rekonstruktion bedeuten.

### A.3 Detektorauflösungen

Für die Bestimmung der Detektorauflösungen wurden 40 000 Michelelektronen an den Stopporten von Myonen simuliert. Als Hardware-Trigger-Schwelle wurden 10 Photomultiplierpulse innerhalb von 20 ns gefordert. Die kürzere Triggerzeit (die natürlich nicht von der Hardware erreicht werden muß und hauptsächlich der Rauschunterdrückung dient) ergibt sich aus der kleineren Geometrie und der damit kleineren Streuung der Lichtlaufzeiten im Detektor. Die Rekonstruktion erfolgte mit den gleichen Algorithmen wie beim großen Detektor. Eine Rauschreduktion war wegen des kurzen Triggerintervalls nicht notwendig. Eine Rauschrate von 6 kHz pro Photomultiplier ergibt eine Gesamtrate von 0,58 MHz und damit im Mittel nur etwa in jedem neunzigsten Ereignis einen durch Rauschen verursachten Photomultiplierpuls.

Auf die getriggerten Ereignisse wurden der kleineren Geometrie angepaßte Schnitte, ähnlich wie in Abschnitt 7.1 beschrieben, angewandt. Die Schnitte auf die Güte von Positions- und Richtungsfit und auf die Abschwächungskorrektur wurden jeweils so gewählt, daß 90% der Ereignisse die Schnitte überstanden. Auf den mittleren Abstand von der Detektorwand wurde dagegen ein 80% Schnitt angelegt, um die größere Granularität des Prototyps gegenüber der des großen Detektors auszugleichen. Um eine gute Richtungsauflösung zu erreichen, mußte auf die rekonstruierten Öffnungswinkel  $\alpha$  der Čerenkovkegel ebenfalls ein 80% Schnitt angewandt werden, so daß  $\alpha$  auf  $32,6^\circ < \alpha < 66,0^\circ$  beschränkt blieb, also auf ganz ähnliche Werte wie beim großen Detektor. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Michelelektronen beträgt mit diesen Schnitten nur noch 42,5%, die Auflösungen erreichen aber die Werte des großen Detektors. Die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit und damit die Energieschwelle des Detektors zeigt Abbildung 33.

Die Rekonstruktion der Richtung und des Stopportes von Myonen wurde ebenfalls für den Prototyp durchgeführt. Dabei wurde auf die Güte  $Q_\mu$  der Richtungsbestimmung ein Schnitt von  $Q_\mu < 1,0 \text{ ns}^2$  angelegt, den 80% der getriggerten, gestoppten Myonen überstehen. In Tabelle 16 sind die damit erreichten Auflösungen aufgeführt.

Ereignistyp	$\langle \Delta \mathbf{r} \rangle$	$\sigma_{\Delta t}$	$\langle \Delta \gamma \rangle$
Michelelektronen	23,0 cm	0,63 ns	19,7°
gestoppte Myonen	21,1 cm	0,59 ns	5,1°

Tabelle 16: Detektorauflösungen des Prototyps.

Die Energieauflösung des Prototyps ist wegen der geringeren Photoelektronenzahl pro MeV deponierter Energie und der größeren Granularität des Detektors um etwas mehr als 50% schlechter als beim großen Detektor. Abbildung 34 zeigt die Verteilung der rekonstruierten Energien von Michelelektronen zusammen mit der Verteilung der Startenergien.

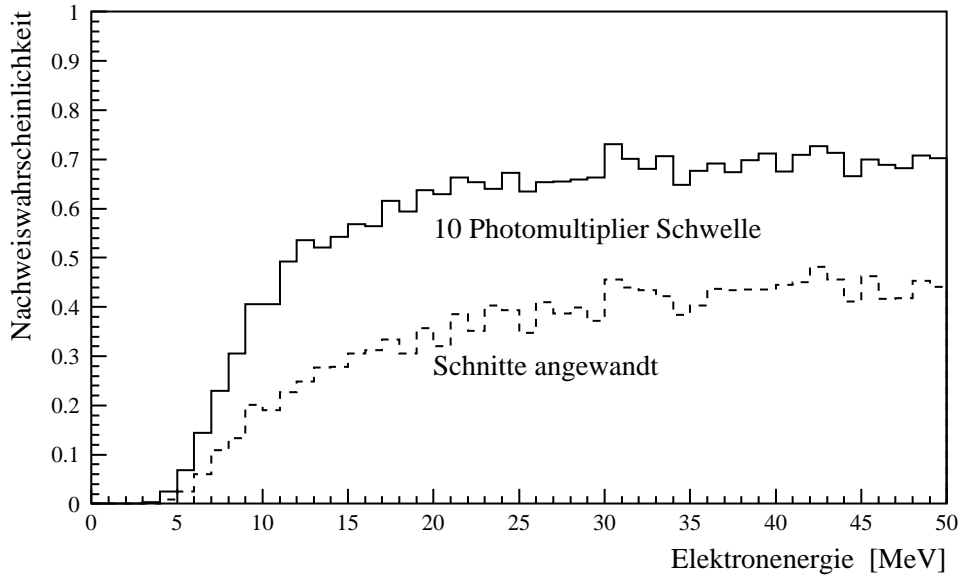


Abbildung 33: Nachweiswahrscheinlichkeit für Michelelektronen im Prototyp abhängig von der Startenergie des Elektrons bzw. Positrons. Gezeigt ist die Hardware Triggerschwelle von 10 Photomultipliern und die durch die Softwareschnitte verursachte Schwelle.

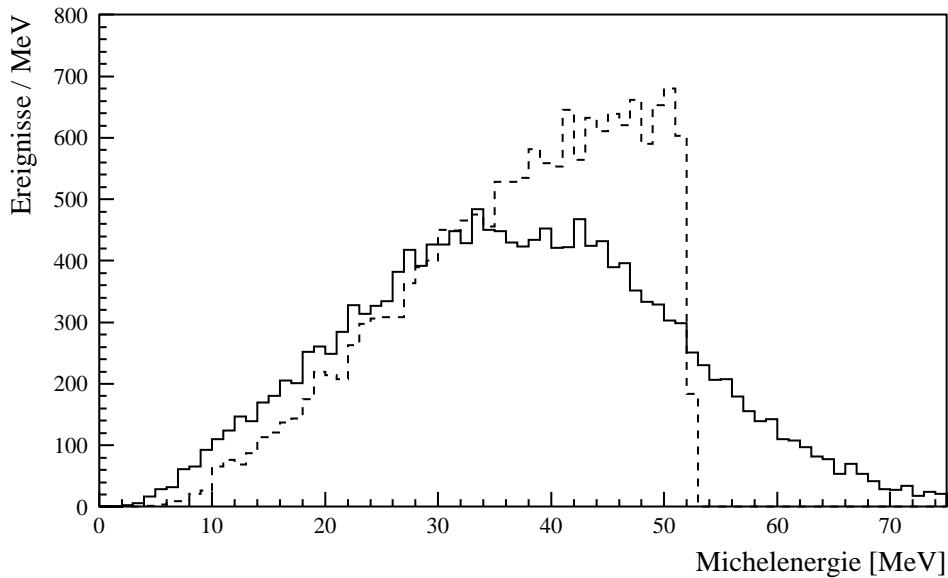


Abbildung 34: Die durchgezogene Linie zeigt die Verteilung der rekonstruierten Energien der Michelelektronen im Prototyp, während die gestrichelte Linie die Startenergien der Michelelektronen darstellt. Deutlich sichtbar ist die schlechte Energieauflösung an der Verwischung der steilen Flanke des Michelspektrums bei der Maximalenergie von 52,8 MeV.

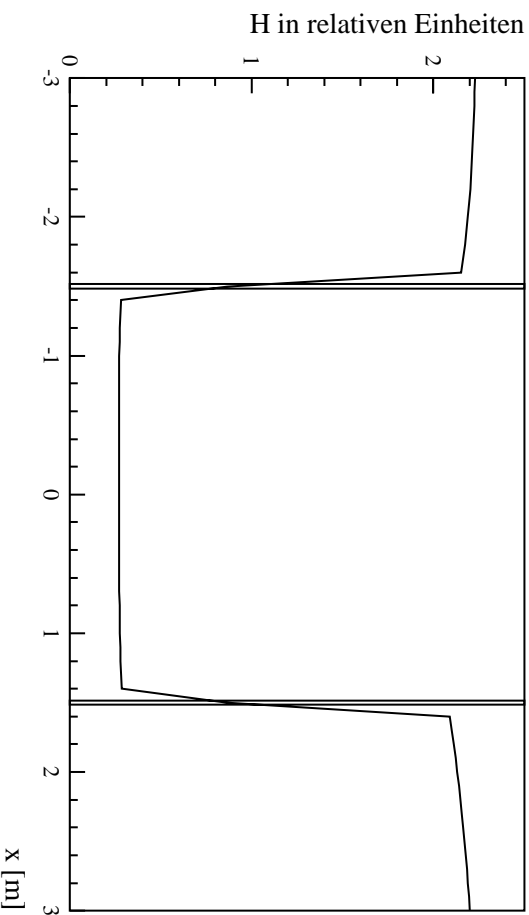


Abbildung 35: Abschirmung des Erdmagnetfelds durch eine 3 cm dicke Tankwand mit der Permeabilität  $\mu = 1000$  bei diagonalem Einfall des Felds. Aufgetragen ist der Betrag der Feldstärke  $H$  für einen senkrechten Schnitt durch die Mitte des Detektors. Die senkrechten Linien markieren die Detektorwände.

Deutlich sichtbar ist die starke Abflachung der rechten Flanke des Spektrums durch die beschränkte Energieauflösung.

#### A.4 Abschirmung des Erdmagnetfelds

Photomultiplier von der Größe des Thorn-EMI 9353 sind empfindlich gegen Magnetfelder von der Größe des Erdmagnetfelds (etwa 500 mG). Da jedoch dieser Photomultiplier nur gegen ein Feld, das parallel zu den Dynoden und senkrecht zur Photomultiplierachse anliegt, empfindlich ist, kann durch Drehen der Röhre um ihre Längsachse die Beeinflussung durch das Erdmagnetfeld minimiert werden. Der Zeit-Jitter verschlechtert sich bei einem in dieser Richtung angelegten Feld von 500 mG nur leicht [42]. Das Peak-to-Valley-Verhältnis des Single-Photoelektron Peaks verschlechtert sich dagegen von 2,8 auf 1,5. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit berechnet, wie stark das Erdmagnetfeld diesen einen Tank mit einer gewissen Permeabilität abgeschirmt wird.

Dazu wurde das Programm POISCR aus der CERN Programm-Bibliothek CERNLIB verwendet [32], das die Poisson-Gleichung unter anderem für Probleme mit einem statischen Magnetfeld in zwei Dimensionen numerisch lösen kann. Ein magnetostatisches Problem kann mit Hilfe des magnetischen Potentials  $\phi$  beschrieben werden, das die Poisson-Gleichung erfüllen muß:

$$\nabla \cdot (\mu \nabla \phi) = 0.$$

Dabei ist  $\mu$  die relative Permeabilität des Materials. Das magnetische Feld  $H$  ergibt sich aus  $\phi$  nach

$$H = \nabla \phi.$$

POISCR löst das Problem auf einem Netz von diskreten Punkten. Für die Abschirmrechnungen des Prototyps wurden  $200 \times 200 = 40\,000$  Knoten verwendet. Als Problem-bereich wurde ein Quadrat der Kantenlänge 6 m definiert und innerhalb davon eine quadratische Detektorwand mit einer Kantenlänge von 3 m und einer Dicke von 3 cm. Die Permeabilität des Wandmaterials wurde mit  $\mu = 1000$  festgelegt, die der restlichen Bereiche mit  $\mu = 1$ . Auf den Rändern des äußeren Quadrats wurde das Potential  $\phi$  so vorgegeben, daß es einem Magnetfeld von 500 mG entsprach, das entlang der Diagonale gerichtet ist.

Abbildung 35 zeigt die mit POISCR erzielten Ergebnisse für diesen Fall. Dargestellt ist der Betrag der Feldstärke  $H$  auf einem senkrechten Schnitt durch die Mitte des Detektors. Mit eingezeichnet sind die Positionen der Detektorwände. Man sieht, daß das Magnetfeld auf weniger als 20% seines äußeren Werts abgeschwächt wird. Dies reicht aus, um die Photomultiplier auch ohne  $\mu$ -Metall Abschirmung betreiben zu können.

## B WATER — Ein Simulationsprogramm für Čerenkovdetektoren

WATER dient zur Simulation eines Wasser-Čerenkovdetektors an der ISIS Beam-Dump Neutrinoquelle. Die bei Neutrino-Elektron Streuung und inversem Betazerfall am  $^{16}\text{O}$  entstehenden Reaktionsprodukte und die myonische Komponente der kosmischen Höhenstrahlung werden mit Hilfe von GEANT3 [17] im Detektormedium verfolgt und auf ihrer Bahn Čerenkovphotonen erzeugt. Die Photonen treffen die Detektorwände und lösen dort Photoelektronen an Photomultipliern aus. Eine detaillierte Photomultipliersimulation liefert die Ladung und Ansprechzeit der Photomultiplierpulse. Mit Hilfe der Photomultiplierpulse wird in einem Fit Zeit, Ort, Richtung und Energie des Ereignisses rekonstruiert.

Dieser Abschnitt dokumentiert die Eingabedateien und grundlegenden Datenstrukturen von WATER, für weiterführende Informationen sei auf die technische Dokumentation des Programms verwiesen. WATER wurde in Fortran unter VAX-VMS entwickelt und implementiert.

### B.1 Eingabedateien

Die zentrale Steuerung des Programms übernimmt eine Eingabedatei mit dem logischen Namen WATER, Defaultname ist WATER.INP. Sie enthält formatfrei diverse Parameter, die sogenannten Keys zugewiesen werden. Neben verschiedenen GEANT-Parametern, die die Ereigniszahl festlegen, einzelne Wechselwirkungen ein und ausschalten etc., werden hier die Detektorgeometrie, Photomultipliereigenschaften und vieles mehr definiert.

Neben der Datei WATER existieren weitere Eingabedateien, die die spektrale Abschwächlänge von Wasser (ABSCHWAECH(.DAT)), die Zeitkorrektur der Photomultiplierpulse (TIME-CORR(.DAT)) und die spektrale Quantennachweiswahrscheinlichkeit der Photomultiplier (QE(.DAT)) bereitstellen. Alle bisher genannten Dateien versucht WATER zunächst unter ihrem logischen Namen (ohne Endung) zu öffnen, so daß per ASSIGN-Befehl eine Umdefinition möglich ist.

Die Datei NU\_WATER.HST enthält die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Neutrinoreaktionen in Wasser in Form zweidimensionaler HBOOK-Histogramme [18], dabei ist der Wirkungsquerschnitt über dem Streuwinkel und der Energie des Rückstoßelektrons aufgetragen.

#### B.1.1 WATER.INP

Die einzelnen Zeilen in WATER.INP beginnen zunächst mit dem Namen des Keys (der Variablen), dem in der gleichen Zeile ein oder mehrere Parameter zugewiesen werden. Die Parameter können vom Typ REAL, INTEGER oder LOGICAL sein. Die Parameter eines Keys werden im folgenden mit [1], [2], [3] usw. durchnummeriert und bezeichnet. Eine komplette Zeile mit Key und Parametern heißt DATA CARD. Eine mit C beginnende Zeile gilt als Kommentar.

Hier zunächst ein Auszug des Beginns von WATER.INP. Die hier definierten Keys betreffen die Steuerung von GEANT:

```
C-----Data cards for water-geant-simulation-----  
LIST
```

```

TRIGGER 20000 ( Anzahl der Events )
DEBUG 0 0 1000
AUTO 1
COMP 1
PAIR 1
BREM 1
ANNI 1
PHOT 1
LOSS 1
C----- no decay in flight if DCAY=0
DCAY 1
C-----
MUNU 1      ( MUON NUCL INTERACT WITH GENERATION OF SECONDARIES )
DRAY 1      ( DELTA RAY PRODUCTION WITH GENERATION OF ELECTRON )
SWIT 1 2 0 0 0 2 2
CUTS 0.00015 0.00015 2*0.01 0.001      ( CUTGAM,CUTELE,CUTNEU,CUTHAD,CUTMUO )
C RNDM 2010926251 1773103037
C SEED 76810037

```

- LIST besagt, daß alle nachfolgenden DATA CARDS beim Start des Programms ausgegeben werden.
- TRIGGER legt die Anzahl zu simulierender Ereignisse fest.
- DEBUG: Debug-Informationen ab Ereignis [1] bis Ereignis [2] alle [3] Ereignisse.
- AUTO: Schrittweite etc. wird von GEANT festgelegt (immer 1)
- COMP-DRAY: hier können einzelne Sekundärreaktionen an (1) oder ausgeschaltet werden. Ein Wert von 2 bedeutet, daß der Energieverlust berücksichtigt wird, das entstehende Sekundärteilchen aber nicht weiter verfolgt wird, beim Wert 0 findet die Reaktion gar nicht statt. Ein Ausschalten bedeutet Rechenzeitgewinn aber auch u.U. verfälschte Detektorantworten.
- SWIT: Debug-Switches für verschiedene Debug-Ausgaben
- CUTS: Energien (in GeV) bis zu denen herunter die Teilchen verfolgt werden.
- RNDM: Startwerte der GEANT-Random-Generatoren. Das Programm ist deterministisch, d.h. es erzeugt bei gleichen Startwerten genau die gleichen Ereignisse und Detektorantworten. Um dies zu verhindern, müssen die letzten Werte der Random-Generatoren (sie werden während des Programmlaufs ausgegeben) hierhin übernommen werden.
- SEED: dito für die Funktion RNDM aus der CERNLIB, die im nicht GEANT Teil des Programms verwendet wird.

Der folgende Abschnitt steuert die Ereignisgenerierung und das Anlegen der diversen Ausgabedateien.

```

C-----
C   Es folgen die Parameter zur allgemeinen Steuerung des Programms
C
C   GENEV:           Welche Art von Events soll wie generiert werden
C                   und evtl. mit welcher Rate
C
C                   Myonen           Michels           Neutrinos
C   bei Einlesen   0: keine           0: keine           0: keine
C   von Dateien:   1: Zylinder         1: STOPT.OUT       1: 1/r^2 von Quelle
C   erster zu      2: PARTICLES.OUT 2: UNIFORM
C   gen. Event:    3: N16-Zerfall
GENEV  1           0                   0                   1
RATE   161700     3333                 100
KINE   3 0.0 0.0 0.0 0.57735 0.57735 0.57735 0.025 1E-5
C
C   OUTWATER:      Ausgabedateien des WATER-Moduls
C                   MUONS.OUT         PARTICLES.OUT       TRACKS.OUT
OUTWATER  FALSE    FALSE                 FALSE
C
C   SIMUL:         0: keine, 1: Cherenkov, 2: Response, 3: Reconstruct
SIMUL     3
C
C   OUTCHER:      Ausgabedateien des CHERENKOV,... -Moduls
C                   RESPONSE.DAT      TUPELS.OUT          SINGLE.DAT
OUTCHER  FALSE    FALSE                 FALSE

```

- GENEV legt die Klasse von Ereignissen fest, die simuliert werden sollen. Es kann immer nur eine Klasse gleichzeitig erzeugt werden, so ist es z.B. zur Zeit nicht möglich, Neutrinos und den Untergrund der kosmischen Höhenstrahlung zu mischen. Links stehende Ereignisklassen haben dabei Priorität vor den weiter rechts stehenden.

RATE ist die Ereignisrate in Hz. Jedes Ereignis bekommt eine Strahlperiode und eine Ereigniszeit zugesprochen. Die zeitlichen Abstände zwischen den Ereignissen gehorchen dabei einem Exponentialgesetz.

- Myonen können entweder außerhalb des Detektors und der Abschirmung gestartet und durch die äußeren Materialien in den Detektor verfolgt werden oder alternativ aus der Datei PARTICLES.OUT eingelesen werden, die alle Teilchen schon enthält, die in den Detektor auf Grund von Myonreaktionen eindringen. Letzteres spart natürlich Rechenzeit, wenn die Datei PARTICLES.OUT in einem vorherigen Lauf von WATER schon erzeugt wurde (siehe OUTWATER).

Ist der Zerfall von Myonen eingeschaltet (DCAY 1), so werden im Verlauf der Simulation auch die Michelelektronen mit ihrer korrekten Energieverteilung erzeugt und weiterverfolgt. Sie werden jedoch als eigenständige Ereignisse behandelt.

- Michelelektronen können auch einzeln erzeugt werden. Dazu muß in einem vorausgehenden Lauf von WATER die Datei MUONS.OUT erzeugt worden sein, in



der die Stoporte von Myonen verzeichnet sind. Mit dem Utility `STOPTWATER` läßt sich aus `MUONS.OUT` die Datei `STOPT.OUT` erzeugen, die nur noch im Wasser gestoppte Myonen enthält. Die Michelelektronen werden dann an den Stoporten mit korrekter Energieverteilung und isotrop erzeugt.

- Zusätzlich kann an den Stoporten der Myonen der Betazerfall von  $^{16}\text{N}$  simuliert werden, der beim Einfang negativer Myonen an den Sauerstoffkernen entsteht. Die Energie der entstehenden Elektronen wird korrekt simuliert, ebenso die  $\gamma$  Quanten, die entstehen, wenn der Zerfall nicht zum Grundzustand von  $^{16}\text{O}$  führt.
- Für Neutrinos werden Wechselwirkungspunkte mit korrekter  $1/r^2$  Quellverteilung bestimmt. Mit Hilfe der in `NU_WATER.HST` gespeicherten, differentiellen Wirkungsquerschnitte werden der Ereignistyp, d.h.  $\nu_e e$ ,  $\nu_\mu e$ ,  $\bar{\nu}_\mu e$  oder  $\nu_e$   $^{16}\text{O}$ , Energie und Richtung des gestreuten oder entstehenden Elektrons zufällig bestimmt.  
Bei der Bestimmung der Ereigniszeit wird die korrekte flavorabhängige, zeitliche Verteilung der Neutrinos berücksichtigt. Des weiteren wird verhindert, daß mehr als ein Neutrino pro Strahlperiode auftritt, um Schwierigkeiten bei der Triggerung dieser oft nur ns voneinander entfernten Ereignisse zu verhindern.
- `KINE`: dient zu speziellen Anwendungen der Art: Start aller Teilchen mit gleicher Energie in die gleiche Richtung. `KINE` ist nur aktiv, wenn `[1]` ungleich 0 ist.
- `OUTWATER` und `OUTCHER` legen fest, welche Ausgabedateien beim Programmlauf angelegt und beschrieben werden sollen. `OUTWATER` bezieht sich dabei auf Dateien, die im `GEANT`-Teil des Programms gefüllt werden. Dabei bedeutet der Wert `TRUE`, daß die Datei angelegt und beschrieben wird.
  - `MUONS.OUT` enthält die Startorte, Startimpulse und Stoporte aller gestarteter Myonen und ist nur mit `GENEV [2] = 1` sinnvoll.
  - `PARTICLES.OUT` enthält Eindringort, -zeit, -energie und Teilchentyp aller in den Detektor eindringenden Teilchen. Auch nur mit `GENEV [2] = 1` sinnvoll.
  - `TRACKS.OUT` enthält im Detektor stattfindende Ereignisse und die Raumzeitpunkte der Tracks aller geladener Teilchen.
  - `RESPONSE.DAT` enthält die Detektorantwort, d.h. die im Detektor getriggerten Ereignisse und den Ansprechzeitpunkt und -ort aller Photomultiplier, die feuert haben.
  - `TUPELS.OUT` entscheidet darüber, ob die Ereignisse mit ihren rekonstruierten Orten und Zeiten etc. in die Datei `TUPELS.OUT` (`OUTCHER [2] = TRUE`) geschrieben oder als `NTUPEL` in der Datei `WATER.HST` gebucht werden.
  - `SINGLE.DAT` enthält für getriggerte Ereignisse die aktivierten Photomultiplier und wird für die dreidimensionale Ereignisdarstellung verwendet.
- `SIMUL` entscheidet, wie detailliert die Simulation durchgeführt wird. Bei der Erstellung von `PARTICLES.OUT` oder `MUONS.OUT` wäre es z.B. wenig sinnvoll, Čerenkovphotonen und die Detektorantwort erzeugen zu lassen. `SIMUL` sollte hier auf den Wert 0 gesetzt werden.

```

C-----
C      Es folgen die Geometriedefinitionen fuer die Abschirmung des
C      Detektors und die Detektorgeometrie
C
C      TOPSHIELD:      x,y,z-Ausdehnung des Schilds ueber dem Detektor,
C                      und Strecke, die der Schild aus dem Kalk herausragt
C      FRONTSHIELD:   x,y,z-Ausdehnung des Schilds auf der UPSTREAM-Seite
C      SHELL:          Dicke der Schale um Detektor (1): in Fe, (2): in Kalk
C      SIZE:           Laenge/Breite/Hoehe des Detektors in cm
C      SOURCE:         Koordinaten der Quelle relativ zum Det.-Mittelpunkt
C      NPMS:           Anzahl der PMs in X/Y/Z-Rtg (aequidistant)
C      DIAM:           Durchmesser der PMs in cm
C
TOPSHIELD      1920.0, 850.0, 306.0, 76.0
FRONTSHIELD    252.0, 700.0, 1200.0
SHELL          20.0 60.0
SIZE           1580.0, 700.0, 1200.0
SOURCE         -2342.0, 162.0, 1022.0
NPMS           32, 14, 24
DIAM           23.5

```

Die Detektorgeometrie ist einfach: ein Wasserquader von der Ausdehnung SIZE ist umgeben von einem Eisenquader oben (TOPSHIELD) und vorne (in Richtung Quelle, FRONTSHIELD). Das Ganze ist umgeben von einem großen Zylinder aus Kalk, wobei der TOPSHIELD zum Teil aus dem Kalk herausragt.

Wurde bei den Ausdehnungen des TOPSHIELD der Wert 0 angegeben, so geht WATER davon aus, daß der Prototyp simuliert werden soll. Der Prototyp besteht nur aus einem Wasserquader und einer dünnen Eisenschicht direkt unterhalb der Startfläche der Myonen.

Die SHELL definiert einen Bereich um den zentralen Wasserquader, innerhalb dessen die myoninduzierten Sekundärreaktionen detailliert simuliert und alle Sekundärteilchen erzeugt werden. Außerhalb werden aus Rechenzeitgründen keine Sekundärteilchen weiterverfolgt, auch wenn die GEANT-Keys entsprechend gesetzt wurden.

Der Koordinatenursprung ist das Zentrum des Wasserquaders, die Koordinaten der Neutrinoquelle SOURCE werden relativ zu diesem Ursprung angegeben. Mit NPMS und DIAM werden Anzahl und Durchmesser der Photomultiplier definiert.

```

C-----
C      Es folgen die Parameter fuer die Erzeugung der Cherenkov-Photonen
C      und die Auswertung der Cherenkov-Kegel im Detektor -> CHERENKOV.FOR
C
C      LBEG:           Beginn des Cherenkov-Spektrums
C      LEND:           Ende des Cherenkov-Spektrums
C      BRECH(1):       als konst. angenommener mittl. Brechungsindex von
C                      Wasser in diesem Bereich
C      BRECH(2):       Brechungsindex des PM-Glases
C      PEPTL:          Photoelektronen pro Tracklaenge eines Myons
C      MINHITS:        Minimale Zahl von PM-Hits, damit Fit versucht wird

```

```

C      TRTIME:      Koinzidenzintervall des Triggers
C      ATTIME:      Koinzidenzintervall fuer Antizaehlerhits
C      DAEMPF:      1: Das Wievielfache der Rauschrate pro Iteration
C                   an PMs abgezogen werden kann
C                   2: Anzahl der Iterationen zur Rauschunterdrueckung
C                   3...: Zeitintervalle ausserhalb derer der PM als
C                       rauschend angenommen wird, fuer jede Iteration
C                       ein Wert.
C      WIFAC:      Gewichtung der PM-Richtung bei der Rauschreduktion
C      JITTER(1):   Timer Jitter der PM in ns (Sigma einer Gaussvert.)
C      JITTER(2):   SinglePE Spread (Sigma) der Pulshoehe
C      JITTER(3):   Schwelle des Diskriminators in PE-Einheiten
C      PMTIME(1,2): Integrations- und Totzeit in ns der PMs
C      PMTIME(3):   TDC-Aufloesung
C      PMTIME(4,5): Rise-Time und Abklingkonstante des Single-PE-Pulses
C      NOISE:      Dunkelrauschen der PMs: NOISE(1), NOISE(2) Fenster
C                   um Schwerpunkt der PM-Pulse, in dem die Pulse liegen
C                   muessen (in ns), NOISE(3) Rauschrate pro PM in Hz
C
LBEG   250
LEND   600
BRECH  1.343 1.48
PEPTL  55.73148, 0.1163114
MINHITS 10
TRTIME 50
ATTIME -100 30
DAEMPF 3.0 3.0 30.0 20.0 10.0
WIFAC  1.7
JITTER 1.0 0.245 0.3
PMTIME 50.0 100.0 1.0 2.3712 7.5137
NOISE  -40.0 60.0 4500.0 0.05
END

```

In diesem Abschnitt sind diverse Parameter zur Simulation des Čerenkoeffekts, der Detektorantwort und der Rekonstruktion der Ereignisse zusammengefaßt. LBEG und LEND legen den Bereich des Čerenkovphotonenspektrums fest (in nm), BRECH [1,2] sind die Brechungsindizes des Detektormediums und des Photomultiplierglases. PEPTL sind die Fitparameter einer Geraden an die Photoelektronenzahl pro cm Tracklänge und werden für die Bestimmung des Stopportes kosmischer Myonen eingesetzt. MINHITS ist die minimale Zahl von Photomultipliern, die im Zeitintervall TRTIME angesprochen haben müssen, damit das Ereignis getriggert wird. ATTIME legt das Zeitintervall fest, in dem Antizählertreffer noch zum Ereignis gerechnet werden. DAEMPF und WIFAC steuern die Rauschreduktion während des Fits von isolierten Ereignissen. JITTER und PMTIME bestimmen diverse Photomultipliereigenschaften, NOISE das Dunkelrauschen der Photomultiplier. Für weitergehende Informationen sei auf die Beschreibung der Implementation von WATER verwiesen.

### B.1.2 ABSCHWAECH.DAT

Diese Datei enthält Meßpunkte zur Abschwächlänge von Wasser (IMB-Messung, [44]). Die Meßpunkte werden in WATER linear interpoliert.

### B.1.3 TIMECORR.DAT

Abhängig von der Ladung eines Photomultiplierpulses wird die Ansprechzeit des Photomultipliers, die aus der Überschreitung der 0,3 Photoelektron Schwelle bestimmt wird, gegen die Ankunftszeit der Čerenkovphotonen korrigiert. Dabei werden einerseits Walkeffekte berücksichtigt und andererseits bei Multi-Photoelektron Pulsen eine Mittelung über die Ankunftszeiten der Photoelektronen durchgeführt.

## B.2 Ausgabedateien

Neben den schon beschriebenen Ausgabedateien wird in jedem WATER-Lauf die Datei WATER.HST erzeugt. Sie enthält neben diversen Histogrammen auch alle Ereignisse in einem NTUPEL (Id 10), falls OUTCHER [2] = FALSE gesetzt war. Das NTUPEL hat folgenden Aufbau:

TY: Ereignistyp, dabei sind folgende Werte definiert:

- 0: Rauschereignis, Detektor hat getriggert, obwohl gar kein Ereignis von GEANT generiert wurde.
- 1:  $\nu_e e$  Streuung
- 11:  $\nu_e e$  Streuung auf Grund eines magnetischen Moments
- 2:  $\nu_\mu e$  Streuung
- 12:  $\nu_\mu e$  Streuung auf Grund eines magnetischen Moments
- 3:  $\bar{\nu}_\mu e$  Streuung
- 13:  $\bar{\nu}_\mu e$  Streuung auf Grund eines magnetischen Moments
- 4:  $\nu_e {}^{16}\text{O}$  Streuung
- 5: gestopptes, kosmisches Myon
- 6: durchgehendes Myon
- 7: Michelelektron aus dem Zerfall von 5
- 8: anderes Myon-Sekundärteilchen, z.B. Bremsstrahlung
- 9: nach dem Key KINE erzeugtes Ereignis

PA: GEANT-Teilchencode 1:  $\gamma$ , 2:  $e^+$ , 3:  $e^-$ , 5:  $\mu^+$ , 6:  $\mu^-$

BP: Nummer der Strahlperiode des Ereignisses

NA: Anzahl der Antizählertreffer, dabei ist die Zehnerstelle die von GEANT gemeldete Zahl und die Einerstelle die bei der Triggerung dem Ereignis zugeordnete Zahl.

TG: GEANT-Zeit, d.h. Startzeit des Teilchens im Detektor, bzw. Eindringzeitpunkt in den Detektor relativ um Beginn der Strahlperiode in ns.

XG YG ZG: GEANT-Ort

EG: GEANT-Energie, totale Energie in GeV

PX PY PZ: GEANT-Impuls in GeV/c

DT: Zeit bis zum nächsten Ereignis in s

TL: Spurlänge des primären, geladenen Teilchens im Detektor in cm.

RE: Code für die erfolgreiche Rekonstruktion:

- 0: Ereignis wurde vollständig rekonstruiert.
- 1: Ereignis wurde nicht getriggert, aktivierte weniger als 10 Photomultiplier
- 2: Ereignis wurde getriggert, durch die Beschränkung auf ein Zeitintervall um den zeitlichen Schwerpunkt der Photomultipliertreffer wurden jedoch so viele Pulse aussortiert, daß weniger als 10 Photomultiplier übrigblieben.
- 3–5: Ereignis ist während der Rauschreduktion unter die 10 Photomultiplier Schwelle gerutscht.

TR: Differenz zwischen rekonstruierter Ereigniszeit und GEANT-Zeit in ns.

XR YR ZR: rekonstruierter Ort des Ereignisses

VX VY VZ: rekonstruierte Richtung, Einheitsvektor

PM: Photomultiplieranzahl (nur bei getriggerten Ereignissen)

PE: Summe der Ladung aller Photomultiplierpulse in ein Photoelektron Einheiten

PN: Anzahl der verbliebenen, rauschinduzierten Photomultiplierpulse im Ereignis.

DI: Distanzparameter, der die Abschwächung der Photonenintensität auf ihrem Weg vom Ereignisort zu den einzelnen Photomultipliern berücksichtigt und selbst bei der Energierekonstruktion verwendet wird.

WI: Ergebnis des Richtungsfits für den Öffnungswinkel des Čerenkovkegels. Hier sollte im Idealfall der Čerenkovwinkel stehen.

QP: Güte des Positionsfits, d.h. letzter Wert der minimierten  $\chi^2$ -Funktion.

QW: dito für den Richtungsfit.

RA: Gesamtzahl von produzierten Čerenkovphotonen, jedoch ohne statistische Schwankungen

NC: wirklich erzeugte Čerenkovphotonen, inklusive Statistik

NP: vom Ereignis primär ausgelöste Photoelektronen

### B.3 Programmstruktur

Der VAX-FORTRAN-Sourcecode des Programms WATER ist in mehrere Dateien (Module) aufgeteilt. Diese Aufteilung spiegelt die Grobstruktur des Programms wider:

`WATER.FOR` leistet Initialisierungsarbeit, liest Eingabedateien, öffnet Ausgabedateien, die Ereignisgenerierung wird vorbereitet. In einer Schleife über die zu generierenden Ereignisse werden Ereigniszeit, -ort, -richtung, und -energie bestimmt und an `GEANT` übergeben. `GEANT` erledigt das Tracking der Teilchen von Wechselwirkungspunkt zu Wechselwirkungspunkt. Nach jedem Schritt oder nach einer bestimmbaren, maximalen Schrittweite wird die Routine `GUSTEP` aufgerufen. Dort werden bei Bedarf die Raumzeitpunkte der Tracks abgespeichert, Sekundärteilchen erzeugt etc.

Nachdem ein Ereignis vollständig verfolgt wurde, werden die Trackdaten an das Modul `CHERENKOV.FOR` übergeben, das die Weiterverarbeitung übernimmt.

`CHERENKOV.FOR` nimmt die Trackdaten aller geladener Teilchen im Wasser Ereignis für Ereignis entgegen. Entlang des Tracks werden Čerenkovphotonen generiert und deren Bahnen mit den Detektorwänden geschnitten. Unter Berücksichtigung der Geometrie der Photomultiplier, der Abschwächlänge von Wasser, der Quantennachwahrscheinlichkeit der Photomultiplier und der teilweisen Reflexion von Licht an der optischen Grenzfläche Wasser/Photomultiplierglas lösen diese Photonen Photoelektronen aus, die an das Modul `RESPONSE.FOR` übergeben werden.

`RESPONSE.FOR` simuliert ausgehend von den Photoelektronen an den Photokathoden die Photomultiplierpulse und bestimmt daraus den Ansprechzeitpunkt und die Gesamtladung eines Pulses. Zunächst werden jedoch zu den vom Ereignis verursachten Photoelektronen durch Rauschen erzeugte Elektronen hinzugefügt. Im zeitlichen Strom der Photomultiplierpulse wird nach einer Häufung von mehr als 10 Photomultipliern in einem Triggerintervall (z.B. 50 ns) gesucht. Wird ein solches Ereignis gefunden, so wird ihm das `GEANT`-Ereignis zugeordnet, das zeitlich und auf Grund seiner Antizählertrefferzahl am besten zum getriggerten Ereignis paßt. Das getriggerte Ereignis wird an das Modul `RECONSTRUCT.FOR` übergeben.

`RECONSTRUCT.FOR` versucht aus den Photomultiplieransprechern eines getriggerten Ereignisses Ort, Zeit und Richtung zu rekonstruieren. Zunächst werden zur Rauschunterdrückung alle Photomultiplierpulse, die zu weit vom zeitlichen Schwerpunkt der Pulse weg sind, verworfen. Danach erfolgt der Positionsfit und eine Rauschunterdrückung, bei der Photomultiplierpulse verworfen werden, deren Ansprechzeit zu sehr aus dem Rahmen fällt. Mit Hilfe der gefitteten Position wird die Richtung des Ereignisses gefittet, die am besten zu einem Čerenkovkegel paßt. Das rekonstruierte Ereignis wird schließlich in einem `NTUPEL` gebucht oder in die Datei `TUPELS.OUT` geschrieben.

Bei der Implementierung wurde auf spezielle FORTRAN-Konstrukte wie `EQUIVALENCE`, `ENTRY`, `GOTO`, `computed GOTO`, arithmetisches `IF` und auf alle Labelnummern verzichtet. Dies war unter Verwendung der VAX-FORTRAN Erweiterungen `DO WHILE ENDDO` und `DO ENDDO` problemlos möglich. Des weiteren wurde intensiver Gebrauch von `STRUCTURE` und `RECORD` gemacht, um komplexe Datenstrukturen für Ereignisse, Tracks, Photonen, Pulse usw. aufzubauen.

Deklarationen globaler Variablen (d.h. COMMON-Blöcke) wurden in separate Dateien mit der Endung .COMMON verbannt und werden in jeder Routine, in der sie gebraucht werden, durch INCLUDE eingebunden. Alle Routinen enthalten ein IMPLICIT NONE, das eine explizite Typvereinbarung erzwingt.

## B.4 Die Datenstrukturen

In diesem Abschnitt wird näher auf die wichtigsten in WATER verwendeten Datenstrukturen eingegangen, die in den .COMMON Dateien definiert werden.

### B.4.1 Die Ereignis-Datenstruktur

Die Definition der Datenstruktur, die ein Ereignis beschreibt, befindet sich in TRACK.COMMON. Hier sind der Ereignistyp, der GEANT-Teilchencode, die Strahlperiode, die Ereigniszeit relativ zum Beginn der Strahlperiode, die Zeit, die mindestens bis zum nächsten Ereignis vergeht, Startort und -impuls des Teilchens, die Antizählertrefferzahl und ihre Raumzeitpunkte und die Anzahl der Trackpunkte der geladenen Teilchen in Wasser zu der STRUCTURE /SEVENT/ zusammengefaßt.

Die Raumzeitpunkte der Tracks werden im Array TRACKS gespeichert. Jedes Element dieses Arrays ist eine Struktur vom Typ STRUCTURE /TRACKPOINT/, die neben einem Raumzeitpunkt noch die Energie des Teilchens am jeweiligen Punkt, eine Ereignisnummer und eine sog. Stacknummer enthält. Da ein Ereignis mehrere Sekundärteilchen erzeugen kann, ist eine Unterscheidung der verschiedenen Teilchen notwendig. Dies geschieht über die Stacknummer des Teilchens, die von GEANT geliefert wird.

### B.4.2 Die Photoelektron-Datenstruktur

In PHOTON.COMMON ist die Struktur STRUCTURE /SPHOTO/ und das aus solchen Strukturen bestehende Array PHOTOS definiert. Ein Element in PHOTOS beschreibt ein durch ein Čerenkovphoton an einem Photomultiplier ausgelöstes oder ein durch Rauschen entstandenes Photoelektron. In der Struktur befinden sich der Produktionszeitpunkt, bezogen auf die Strahlperiode des aktuellen Ereignisses, und die Koordinatenindizes des Photomultipliers. Der Index ISIDE bezeichnet dabei die Nummer der Detektorwand und läuft von 1-6, in der Reihenfolge Upstream, Downstream, Right, Left, Bottom und Top, die Indizes IX und IY bezeichnen die Nummer des Photomultipliers im lokalen Koordinatensystem der Wand. Dieses Koordinatensystem ist immer ein Rechtssystem und die z-Richtung weist aus dem Detektor heraus. Die Indizierung beginnt in der linken unteren Ecke der Wand bei (1,1). Zusätzlich ist in einem Flag vermerkt, ob dieses Photoelektron durch Rauschen oder durch ein Čerenkovphoton entstanden ist.

### B.4.3 Die Photomultiplier-Datenstruktur

In MULTIPLIER.COMMON ist die Struktur STRUCTURE /PHOTOMULTI/ und das dreidimensionale Array PMS (IY, IX, ISIDE) definiert. Jedes Element beschreibt einen Photomultiplier mit der Anzahl und den Ankunftszeiten der Photoelektronen. Die Ansprechzeit T bezieht sich auf die Strahlperiode des aktuellen Ereignisses, das Array DTS enthält die Ankunftszeiten ab dem zweiten Photoelektron relativ zu T. Die Ankunftszeiten werden in

einer 0,1 ns Auflösung als `INTEGER*2` gespeichert. Das Flag `NOISE` ist dann gesetzt, wenn die Ansprechzeit des Photomultipliers durch ein Rauschelektron bestimmt wurde.

#### **B.4.4 Die Photomultiplierpuls-Datenstruktur**

In `PULSE.COMMON` ist die Struktur `STRUCTURE /SPULSE/` und das Array `PULSES` definiert. Ein Eintrag in `PULSES` beschreibt einen fertig integrierten Photomultiplierpuls und enthält neben den Variablen von `PHOTOS` noch die Ladung des Pulses. Die Ansprechzeit ist der bereits korrigierte Zeitpunkt des Überschreitens der 0,3 Photoelektron Schwelle.



## Literatur

- [1] B. Adeva et al. (L3) *Measurement of  $Z^0$  decays to hadrons, and a precise determination of the number of neutrino species* Phys. Lett. **B237** (1990) 136
- [2] M. Aguilar-Benitez et. al. (Particle Data Group) *Review of Particle Properties* Phys. Rev. **D45**, Part 2 (June 1992)
- [3] F. Ajzenberg-Selove. *Energy levels of light nuclei  $A = 16-17$*  Nucl. Phys. **A460** (1986) 1
- [4] B. Akkus et al. (CHARM II) *Neutral Current Coupling Constants from Neutrino-Electron Scattering* Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 31 (1993) 287-292
- [5] R. C. Allen et al. *A Proposal for a Precision Test of the Standard Model by Neutrino-Electron Scattering (LCD)* Los Alamos, LA-11300-P (1988)
- [6] R. C. Allen et al. *Study of electron-neutrino-electron elastic scattering at LAMPF* Phys. Rev. **D47** (1993) 11
- [7] O. C. Allkofer et al. *Cosmic Rays on Earth* Reihe Physik Daten Nr. 25-1, Karlsruhe, 1982
- [8] P. Anselmann et al. *GALLEX solar neutrino observations. The results from GALLEX I and early results from GALLEX II* Phys. Lett. **B314** (1993) 445
- [9] B. Armbruster et al. *Neutrino electron scattering at ISIS* Progr. in Part. and Nucl. Phys. 32(1994)397-398
- [10] 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. **122B** (1983) 476
- [11] R. Becker-Szendy et. al. *IMB-3: a large water Cherenkov detector for nucleon decay and neutrino interactions* Nucl. Instr. and Meth. **A324** (1993) 363-382
- [12] H. Behrens, J. Jänecke. *Numerical Tables of Beta Decay and Electron Capture* Landolt-Börnstein New Series Vol. I/4, Springer, 1969
- [13] H. Behrens, L. Szybisz. *Shapes of beta spectra* Reihe Physik Daten Nr. 6-1, Karlsruhe, 1976
- [14] D. M. Binkley. *Optimization Of Scintillation-Detector Timing Systems Using Monte Carlo Analysis* 1992 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Conference, Oct. 1992, Orlando (USA), 263-265
- [15] B. Bodmann et al. (KARMEN) *First Observation of the Neutral Current Nuclear Excitation  $^{12}\text{C}(\nu, \nu')^{12}\text{C}^*(1^+1)$*  Phys. Lett. **B 267** (1991) 321-324
- [16] B. Bodmann et al. (KARMEN) *Cross Section of the Charged Current Reaction  $^{12}\text{C}(\nu_e, e^-)^{12}\text{N}_{\text{g.s.}}$*  Phys. Lett. **B 280** (1992) 198-203

- [17] R. Brun et al. *GEANT3 User's Guide* CERN Data Handling Division DD/EE/84-1 (1987), Release 3.15
- [18] R. Brun. *HBOOK users guide (Version 4.15)* Program Library Y250, CERN, 1992
- [19] Yu. G. Budyashov et al. *Excited nuclear states during Capture of negative Muons by Carbon and Oxygen* Sov. Phys. JETP **31** (1969) 651
- [20] Burle Electron Tubes. *C83061E Photomultiplier* (Datenblatt)
- [21] A. C. Dodd et al. *Neutrino fluxes at ISIS* wird veröffentlicht in Nucl. Inst. and Meth., B. Burman private Mitteilung 1993
- [22] G. Drexlin et al. (KARMEN) *The High Resolution Neutrino Calorimeter KARMEN* Nucl. Instr. and Meth. **A289** (1990) 490-495
- [23] V. Eberhard. Private Mitteilung (1993)
- [24] 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, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 5684, 1995
- [25] H. Gemmeke et al. *Properties of a new photomultiplier optimized to good time and energy resolution for scintillation counting* IEEE Trans. on NS **35** (1988) 377
- [26] G. Giorginis et al. *A liquid argon TPC* Nucl. Inst. and Meth. **A273** (1988) 650
- [27] W. Grandegger. *Myoninduzierte Reaktionen im KARMEN Neutrinodetektor* Institut für Kernphysik, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 5122, Februar 1993
- [28] T. Hanika. *Simulation von Ereignissen kosmischer Myonen im KARMEN-Detektor* Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg, August 1991
- [29] W. C. Haxton. *Neutrino reactions on oxygen and a proposed measurement of the Weinberg angle* Phys. Rev. **C37** (1988) 2660
- [30] E. Hecht, A. Zajac. *Optics* Addison-Wesley, 4. printing, 1979
- [31] K. S. Hirata et al. *Real-time, directional measurement of  $^8\text{B}$  solar neutrinos in the Kamiokande II detector* Phys. Rev. **D44** (1991) 2241
- [32] C. Iselin. *Solution of Poissons's or Laplace's Equation in Two-Dimensional Regions* CERNLIB T604, Long Write-up
- [33] J. D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik* 2. Auflage, de Gruyter, 1982, pp. 762-768
- [34] F. James, M. Roos. *MINUIT: Function Minimization and Error Analysis* CERNLIB D506, Long Write-up
- [35] T. Jannakos. *Myoneinfang-Reaktionen an  $^{12}\text{C}$  und  $^{13}\text{C}$  im KARMEN-Detektor* Diplomarbeit, Universität und Forschungszentrum Karlsruhe, FZKA 5520, 1995

- [36] M. Koshiba. *Observational neutrino astrophysics* Phys. Reports **220** (1992) 229-381
- [37] J. B. Langworthy, B. A. Lamers, H. Überall. *Inelastic Neutrino Reactions on  $^{16}\text{O}$*  Nuc. Phys. **A280** (1977) 351
- [38] X-Q. Lu et al. *A Proposal to Search for Neutrino Oscillations with High Sensitivity in the Appearance Channels  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  and  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  (LSND)* Los Alamos, LA-11842-P
- [39] R. Maschuw, B. Zeitnitz. *Neutrino Physics at the Pulsed Spallation Neutron Source SNS* Institut für Kern- und Teilchenphysik, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 3362, Juni 1982
- [40] S. P. Mikheev, A. Yu. Smirnov. *Resonance enhancement of oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy* Sov. J. Nucl. Phys. **42** (1985) 913
- [41] O. Nachtmann. *Elementarteilchenphysik Phänomene und Konzepte* Vieweg, 1991
- [42] G. Ranucci et al. *Performances of the photomultiplier EMI 9351 for underground physics applications* Nucl. Instr. and Meth. **A333** (1993) 553–559
- [43] G. Ranucci et al. *Tests on the photomultiplier Burle C83061E for underground physics applications* Nucl. Instr. and Meth. **A320** (1992) 574–586
- [44] H. Sobel. *Neutrino Telescopes* Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **28A** (1992) 365–376 (IMB–Messung der Abschwächlänge von hochreinem Wasser)
- [45] A. Suzuki et al. *Improvement of 20 in. diameter photomultiplier tubes* Nucl. Instr. and Meth. **A329** (1993) 299–313
- [46] T. Suzuki et al. *Total nuclear capture rates for negative Muons* Phys. Rev. **C35** (1987) 2212
- [47] Thorn–EMI. *8'' Hemispherical Photomultiplier TYPE 9351 for wide angle light collection* (Datenblatt)
- [48] P. Vogel, J. Engel. *Neutrino electromagnetic form factors* Phys. Rev. **D39** (1989) 3378
- [49] M. B. Voloshin, M. I. Vysotskiĭ, L. B. Okun'. *Electromagnetic properties of the neutrino and possible semiannual variations of the solar neutrino flux* Sov. J. Nucl. Phys. **44** (1986) 440
- [50] E. K. Warburton, D. E. Alburger, D. J. Millener. *Shapes of the  $^{16}\text{N}$  and  $^{15}\text{C}$  beta spectra and extraction of matrix elements for  $^{15}\text{C}(\beta^-)^{15}\text{N}(\text{g.s.})$*  Phys. Rev. **C29** (1984) 2281
- [51] L. Wolfenstein. *Neutrino oscillations in matter* Phys. Rev. **D17** (1978) 2369
- [52] S. Wölfle. *Der Betrieb einer Flüssig–Argon–Zeitprojektionskammer mit kontinuierlicher Reinigung* Diplomarbeit, Universität und Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1987