Lehrstuhl E15
Univ.-Prof. Dr. F. von Feilitzsch
Institut für Astro-Teilchenphysik
der Technischen Universität München

Messungen und Untersuchungen zur Bestimmung des kosmogenen Untergrunds im solaren Neutrinoexperiment BOREXINO

Tanja Hagner

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:		Univ.- Prof. Dr. A. J. Buras
Prüfer der Dissertation:	1.	Univ.- Prof. Dr. F. von Feilitzsch
	2.	Univ.- Prof. Dr. St. Paul

Die Dissertation wurde am 29.5.2000 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 21.6.2000 angenommen.

Übersicht

Seit der Postulation des Neutrinos durch Wolfgang Pauli im Jahre 1930 und dem erst 26 Jahre später erfolgten, ersten experimentellen Nachweis des Elektron-Antineutrinos durch Cowan und Reines 1956, ist die Neutrinoforschung zu einem festen Bestandteil der modernen Physik geworden. Dies liegt nicht zuletzt daran, daß die Schlüsselrolle die den Neutrinos in den letzten Jahren, nicht nur in der Kern- und Teilchenphysik, sondern auch auf den Gebieten der Astrophysik und Kosmologie zukam, immer deutlicher wurde. Ungeachtet der bedeutsamen Anwendungen der Neutrinos, wie zum Beispiel bei der Erforschung der Quarkstruktur der Baryonen, der Beschreibung der schwachen Wechselwirkung oder neuerdings auch bei der Überprüfung der Forderung nach Physik jenseits des Standardmodells der Elementarteilchenphysik, sind ihre grundlegenden Eigenschaften auch heute noch weitgehend unbekannt.

Die wohl drängenste aller noch offenen Fragen ist die nach der Ruhemasse der Neutrinos und den damit verbundenen Neutrinooszillationen. Hinweise auf Neutrinomassen und Neutrinomischung resultieren vor allem aus dem Sonnenneutrinorätsel, das in seiner heutigen Form durch eine signifikante Diskrepanz zwischen den experimentellen Resultaten einerseits und den theoretischen Vorhersagen der Sonnenmodellrechnungen andererseits, gekennzeichnet ist. Nicht zuletzt hat auch die Beobachtung möglicher Oszillationen atmosphärischer Neutrinos im japanischen Super-KAMIOKANDE Experiment 1999, die Hinweise auf die Existenz massiver Neutrinos erhärtet und gezeigt, wie realistisch Forderungen nach Physik jenseits des Standardmodells geworden sind. Die Suche nach Neutrinomassen stellt derzeit, auch im Hinblick auf das Rätsel der Dunklen Materie, eine der interessantesten Aufgaben der modernen Astroteilchenphysik dar.

Die Detektion niederenergetischer Teilchen in Experimenten ohne Teilchenbeschleuniger spielt eine immer größer werdende Rolle, um die Physik jenseits des Standardmodells zu erforschen. Gerade auf dem Gebiet der solaren Neutrinophysik hat sich in letzter Zeit eine große Aktivität entwickelt, was den Bau und die Planung von Echtzeit-Experimenten betrifft, die den niederenergetischen Teil des Sonnenneutrino-Spektrums vermessen. Da es sich bei diesen Projekten um Experimente mit extrem niedrigen Zählraten handelt, stellt die Unterdrückung des Untergrunds eines der größten Probleme dar.
Experimente, wie z.B. BOREXINO, KAMLAND und das geplante LENS benutzen dabei jeweils mehrere hundert Tonnen organischen Flüssigszintillators als Targetmaterial mit geforderten Reinheiten bezüglich ^{238}U und ^{232}Th von typischerweise $< 10^{-16}$g/g um den Untergrund an intrinsischen Verunreinigungen so weit wie möglich zu unterdrücken. Obwohl sich alle diese Experimente in Untergrundlabors mit mehreren Kilometern Gesteinsabschirmung befinden, stellt der kosmogene Untergrund eine nicht zu vernachlässigende Komponente dar, die gesondert betrachtet werden muß.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Messungen und Simulationen zur Bestimmung der kosmogenen Untergrundrate im solaren Neutrinoexperiment BOREXINO vorgestellt. Das Hauptgewicht der Arbeit liegt dabei auf der experimentellen Bestimmung der myoninduzierten Produktionsquerschnitte von Radioisotopen in Detektoren mit organischen

Flüssigszintillatortargets und der konzeptionellen Entwicklung eines effizienten Myonen-Identifikationssystems für BOREXINO. Die Arbeit ist dabei in vier große Teile gegliedert.

Der *erste Teil* faßt den Stand der gegenwärtigen solaren Neutrinophysik zusammen. Dazu wird im 1. Kapitel das solare Neutrinospektrum nach den Vorhersagen der verschiedenen Standard-Sonnenmodelle, als Grundlage für die Meßergebnisse der fünf bisher durchgeführten solaren Neutrinoexperimente vorgestellt, welche in Kapitel 2 genauer beschrieben werden.
In Kapitel 3 werden die verschiedenen Aspekte des derzeitigen solaren Neutrinorätsels beleuchtet und die astrophysikalischen-, kernphysikalischen und teilchenphysikalischen Lösungsansätze dazu diskutiert. Anschließend werden die wichtigsten gegenwärtigen bzw. zukünftigen solaren Neutrinoexperimente kurz vorgestellt und ihre physikalische Zielsetzung zur Lösung des Neutrinoproblems erläutert.
Im 4. Kapitel wird auf das solare Neutrinoexperiment BOREXINO eingegangen, das die eigentliche Motivation für die Durchführung der in dieser Arbeit beschriebenen Messungen und Simulationen darstellte. Nach der Beschreibung des Neutrino-Nachweiskonzeptes und des Detektoraufbaus wird das physikalische Potential von BOREXINO im Hinblick auf die Lösung des solaren Neutrinoproblems und darüber hinausgehender Fragestellungen (magnetisches Moment des Neutrinos, Supernova-Detektion etc.) diskutiert. Nachdem zuerst die verschiedenen radioaktiven Untergrundquellen und die daraus resultierenden Reinheitsanforderungen für BOREXINO dargelegt wurden, soll anschließend detailliert auf die Wechselwirkungen von Myonen mit Materie und die kosmogenen Untergrundbeiträge im Detektor eingegangen werden, die die theoretische Grundlage für die später beschriebenen Messungen und Simulationen bilden.

Der *zweite Teil* dieser Arbeit befaßt sich mit der „Counting Test Facility (CTF)“, dem Prototypdetektor von BOREXINO. Die CTF wurde aufgebaut um zu prüfen, ob die für BOREXINO geforderten Reinheiten der Detektorkomponenten realisierbar sind, aber auch um kosmogene Untergrundbeiträge im Detektor zu studieren. Während in Kapitel 5 die einzelnen physikalischen Zielsetzungen der CTF und die Ergebnisse der Messungen zum radioaktiven Untergrund kurz zusammengefaßt werden, soll in Kapitel 6 besonders auf die Ergebnisse der CTF-Messungen zum kosmogenen Untergrund eingegangen werden.

Im *dritten Teil* werden die Konzeption (siehe Kapitel 7), die Messungen und die Monte-Carlo-Simulationen für das Myonen-Identifikationssystem für BOREXINO beschrieben, das grob in die beiden Untersysteme Äußerer Myon-Detektor (siehe Kapitel 8) und Innerer Myon-Detektor (siehe Kapitel 9) eingeteilt werden kann.

Der *vierte Teil*, auf dem der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt, befaßt sich mit der myoninduzierten Produktion von Radionukliden in Flüssigszintillatortargets. Dazu wurden im Rahmen des NA54 Experiments Bestrahlungsmessungen am CERN SPS-Myonstrahl durchgeführt, die in Kapitel 10 ausführlich behandelt werden. Basierend auf diesen Resultaten wird ein Vergleich der kosmogenen Untergrundraten für die solaren Neutrinoexperimente BOREXINO und KAMLAND durchgeführt. Der vierte Teil schließt mit einem Exkurs über den myon-induzierten Untergrund im geplanten Neutrinoexperiment LENS, für das ebenfalls Messungen am CERN SPS-Myonstrahl durchgeführt wurden.

Inhaltsverzeichnis

Übersicht i

Inhaltsverzeichnis iii

I Status der solaren Neutrinophysik 1

1 Das solare Neutrinospektrum 3

2 Resultate solarer Neutrinoexperimente 7
2.1 Das Homestake-Experiment 7
2.2 Die Experimente Kamiokande und SuperKamiokande 8
2.3 Die Gallium-Experimente GALLEX und SAGE 10

3 Das solare Neutrinorätsel 13
3.1 Astrophysikalische Lösungsansätze 14
3.2 Kernphysikalische Lösungsansätze 17
3.3 Teilchenphysikalische Lösungsansätze 18
3.4 Zukünftige solare Neutrinoexperimente 24

4 Das BOREXINO-Experiment 27
4.1 Das Konzept von BOREXINO 27
4.2 Das BOREXINO Detektordesign 31
4.3 Physikalische Zielsetzungen von BOREXINO 34
4.4 Reinheitsanforderungen in BOREXINO 40
4.5 Kosmogene Untergrundbeiträge in BOREXINO 45
4.5.1 Wechselwirkungen von Myonen mit Materie 46
4.5.2 Energie- und Intensitätsverteilung der Myonen im Untergrund 52
4.5.3 Direkter Myonen-Untergrund im Detektor 56
4.5.4 Myon-induzierter Neutronenuntergrund im Detektor 57
4.5.5 Myon-induzierte Produktion von Radionukliden 61

II Resultate der Counting Test Facility (CTF) 65

5 Die Counting Test Facility (CTF) - Prototypdetektor für BOREXINO 67
5.1 Ziele des CTF-Detektors . . . 67
5.2 Detektordesign der CTF . . . 68
5.3 Ergebnisse der CTF-Messungen zum radioaktiven Untergrund . . . 68

6 Ergebnisse der CTF-Messungen zum kosmogenen Untergrund 73
6.1 Experimenteller Aufbau des Myon-Teleskops . . . 73
6.2 Bestimmung der Myon-Ereignisraten . . . 76
6.3 Bestimmung des myon-induzierten Neutronenuntergrunds . . . 81
6.4 Zusammenfassung der Messungen mit dem Myon-Teleskop . . . 83

III Das Myon-Identifikationssystem für BOREXINO 85

7 Konzeption des Myonen-Identifikationssystems für BOREXINO 87

8 Der äußere Myon-Detektor (OD-System) 92
8.1 Das TYVEK-Reflektormaterial . . . 94
8.2 Das PMT-Design für das OD-System . . . 96
8.3 Monte-Carlo-Simulationen für das OD-System . . . 100
8.3.1 Einfluß der Oberflächenreflektivität und der Wellenlängenschieber-Platten . . . 100
8.3.2 Erkennung der Myon-Spur im OD-Myonsystem . . . 102
8.3.3 Einfluß der PMT-Ausfallsrate auf die OD-Funktionsweise . . . 105
8.3.4 Einfluß der Lichtabsorption im OD-Myonsystem . . . 105

9 Der innere Myon-Detektor (ID-System) 107
9.1 Monte-Carlo-Simulationen für das ID-System . . . 107
9.2 Effizienz des ID-Myonsystems . . . 116

IV Myon-induzierte Produktion von Radionukliden 119

10 Bestrahlungsmessungen am SPS-Myonstrahl (CERN) 121
10.1 Das NA54 Experiment am CERN SPS-Myonenstrahl . . . 122
10.1.1 Experimenteller Aufbau und Meßmethodik . . . 123
10.1.2 Der SPS-Hochenergie Myonenstrahl M2 am CERN . . . 126
10.2 Meßergebnisse für die myon-induzierte Produktion von ^{11}C . . . 133
10.2.1 Bestimmung des effektiven Wirkungsquerschnitts . . . 136
10.2.2 Bestimmung des Aktivierungsprofils für das Isotop ^{11}C . . . 137
10.3 Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts für das Isotop ^{7}Be . . . 141
10.4 Resultate der in-situ Szintillations-Spektroskopie . . . 143
10.4.1 Aufbau und elektronische Auslese . . . 144

10.4.2 Eichung der Szintillatorzellen 146
10.4.3 Bestimmung der Detektoreffizienzen mittels Monte-Carlo-Simulation 148
10.4.4 Analyse des ^{11}C Isotops 152
10.4.5 Analyse der Isotope mit $1\,\mathrm{s} < \mathrm{T}_{1/2} < 20\,\mathrm{s}$ 157
10.4.6 Analyse der Isotope mit $0.5\,\mathrm{s} < \mathrm{T}_{1/2} < 1\,\mathrm{s}$ 157
10.4.7 Analyse der Isotope mit $100\,\mathrm{ms} < \mathrm{T}_{1/2} < 200\,\mathrm{ms}$ 163
10.5 Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte 165
10.6 Vergleich der kosmogenen Untergrundraten in BOREXINO und KamLAND 167
10.6.1 Der kosmogene Untergrund in BOREXINO 168
10.6.2 Der kosmogene Untergrund in KamLAND 170
10.6.3 Diskussion der kosmogenen Untergrundraten 172
10.7 Messungen zum kosmogenen Untergrund für das geplante Neutrinoexperiment LENS 176

11 Zusammenfassung und Ausblick **183**

Glossar **187**

Abbildungsverzeichnis **189**

Tabellenverzeichnis **191**

Literaturverzeichnis **195**

Danksagung **203**

Teil I

Status der solaren Neutrinophysik

Kapitel 1

Das solare Neutrinospektrum

Die ursprüngliche Motivation für die Durchführung des ersten solaren Neutrinoexperiments im Jahre 1964 durch R. Davis [Dav64] enstammte nicht etwa der Fragestellung nach den fundamentalen Eigenschaften des Neutrinos, sondern basierte vielmehr auf folgenden grundsätzlichen Fragen zum Verständnis unseres Zentralgestirns:
„Welche Energieerzeugungsmechanismen laufen im Inneren unserer Sonne ab? Woher wissen wir, daß die Fusion von Wasserstoff wirklich die Quelle der Sonnenenergie darstellt? Stimmen unsere theoretischen, astrophysikalischen Modelle der Sonne mit der Realität überein?“.
Neutrinos stellen aufgrund ihrer Eigenschaft, nur der schwachen Wechselwirkung zu unterliegen, hervorragende Sonden zur Untersuchung dieser Fragen dar. Die aus den Fusionsreaktionen im Sonneninnern stammenden Photonen, die die sichtbare Luminosität unserer Sonne ausmachen, unterliegen dagegen zahlreichen Streuprozessen und benötigen ca. 10^5 Jahre, ehe sie zur Sonnenoberfläche vordringen. Informationen über die im Sonneninneren ablaufenden Reaktionen können daher nicht aus diesen Photonen, wohl aber aus den dort ebenfalls produzierten Neutrinos gewonnen werden, die infolge ihrer schwachen Wechselwirkungen die $\approx 7 \cdot 10^5\,\mathrm{km}$ Sonnenmaterie nahezu ungehindert durchlaufen und nach etwa 8.3 min nach ihrer Entstehung im Sonneninnern auf der Erde eintreffen. Neutrinos ermöglichen somit eine quasi Echtzeit-Beobachtung der Sonne.

In den letzten 30 Jahren wurden ausgehend von den Arbeiten von H. Bethe und C.F.v. Weizsäcker [Bet38, Bet39], die die Fusion leichter Kerne als Energieerzeugungsmechanismus in Sternen vorschlugen, zahlreiche moderne Sonnenmodelle entwickelt anhand derer die auf der Erde zu erwartenden Neutrinoflüsse berechnet werden konnten. Für unsere Sonne, einen Hauptreihenstern mit einer Zentraltemperatur von $1.5 \cdot 10^7\,\mathrm{K}$, läßt sich die Netto-Reaktion der in der Sonne ablaufenden Fusionen durch die Reaktion

$$4\mathrm{H}^+ + 2\mathrm{e}^- \rightarrow {}^4\mathrm{He}^{2+} + 2\nu_\mathrm{e} + 26.73\,\mathrm{MeV} \tag{1.1}$$

beschreiben. Ca. 3% der bei dieser Fusion von 4 Protonen zu $^4\mathrm{He}^{2+}$ freigestzten Energie $\mathrm{Q} = 26.73\,\mathrm{MeV}$ wird von den emittierten Elektron-Antineutrinos weggetragen, was einer mittleren Energie von $\langle \mathrm{E}(2\nu_\mathrm{e}) \rangle = 0.59\,\mathrm{MeV}$ entspricht. Die drei verschiedenen Reaktionszweige dieses Proton-Proton-Zyklus (pp-Zyklus) sind in Abbildung 1.1 dargestellt.

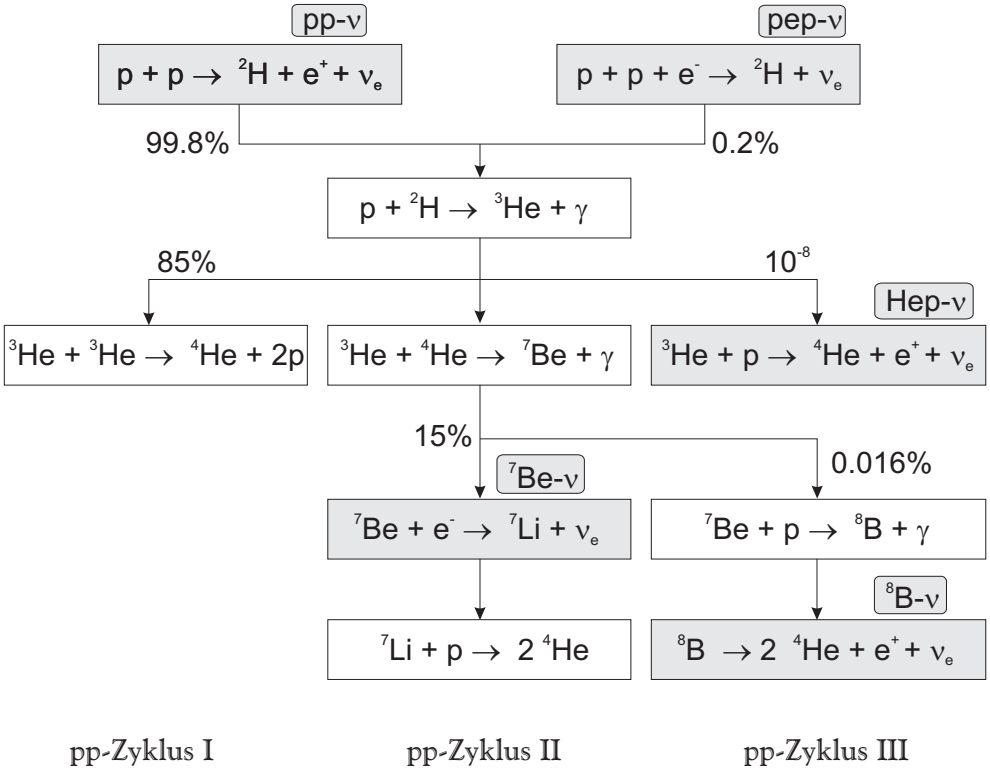


Abbildung 1.1: *Darstellung der drei verschiedenen Reaktionszweige des solaren pp-Zyklus, über die 98.5% der Energieproduktion in der Sonne ablaufen. Die absoluten Reaktionswahrscheinlichkeiten beziehen sich auf das in Referenz [BBP98] angegebene Standardsonnenmodell.*

Neben dem pp-Zyklus, der mit 98.5% der gesamten Energieproduktion den dominanten Fusionsprozeß der Sonne darstellt, gibt es noch den CNO-Zyklus, der der Vollständigkeit

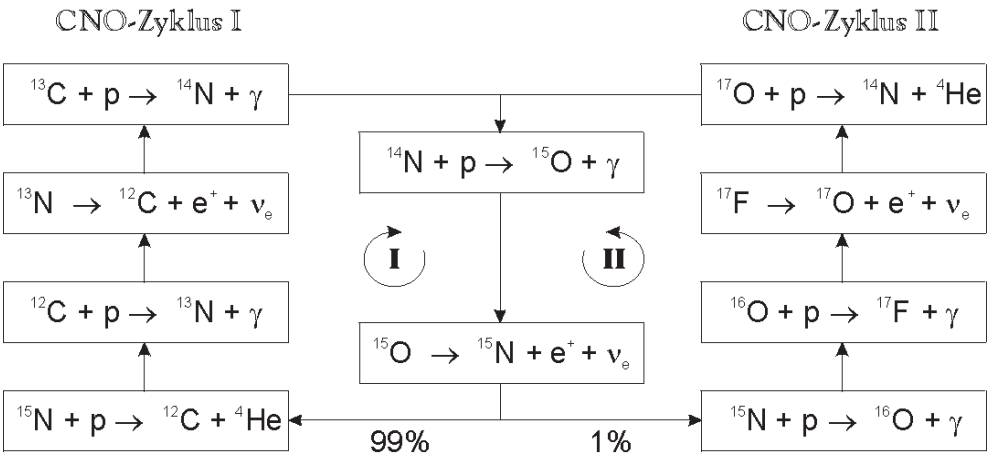


Abbildung 1.2: *Darstellung der zwei zyklischen Reaktionszweige des solaren CNO-Zyklus. Dieser Reaktionszweig spielt wegen seines geringen Beitrages zur solaren Luminosität von 1.5%, für die Neutrinophysik nur eine untergeordnete Rolle.*

halber in Abbildung 1.2 aufgeführt ist. Der CNO-Zyklus läuft über die Netto-Reaktion

$$6\mathrm{p} + {}^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{14}\mathrm{N} + \alpha + 3\mathrm{e}^{+} + 3\nu_{\mathrm{e}} \tag{1.2}$$

ab, trägt aber nur mit 1.5% zur solaren Luminosität bei, weswegen er in der solaren Neutrinophysik eine untergeordnete Rolle spielt und in dieser Arbeit auch nicht weiter berücksichtigt werden soll.
Um die in den verschiedenen Fusionsreaktionen produzierten Neutrinos unterscheiden zu können, werden sie jeweils nach der Reaktion benannt aus der sie hervorgegangen sind. Die der Reaktion $^{7}\mathrm{Be}(\mathrm{e}^{-}, \nu_e)^{7}\mathrm{Li}$ enstammenden Neutrinos werden demnach ^{7}Be-Neutrinos genannt. Die nach dem Standardsonnenmodell von [BBP98] berechneten Neutrinoproduktionsraten der einzelnen Reaktionen des pp- und CNO-Zyklus sind zusammen mit den jeweiligen Neutrinoenergien in Tabelle 1.1 zusammengefaßt. Die pp-Neutrinos, deren konti-

Quelle	Energie in MeV	ν-Fluß in $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$	Unsicherheit in %
pp-Zyklus:			
pp	≤ 0.420	$5.94 \cdot 10^{10}$	± 1
pep	1.442	$1.39 \cdot 10^{8}$	± 1
hep	≤ 18.8	$2.10 \cdot 10^{3}$	nicht angegeben
^{7}Be	0.862 (90%)	$4.32 \cdot 10^{9}$	± 9
	0.383 (10%)	$0.48 \cdot 10^{9}$	± 9
^{8}B	≤ 15.0	$5.15 \cdot 10^{6}$	$+19, -14$
CNO-Zyklus:			
^{13}N	≤ 1.199	$6.05 \cdot 10^{8}$	$+19, -13$
^{15}O	≤ 1.732	$5.32 \cdot 10^{8}$	$+22, -15$
^{13}N	≤ 1.740	$6.33 \cdot 10^{8}$	$+12, -11$

Tabelle 1.1: *Energien und Produktionsraten der einzelnen solaren Neutrinozweige, berechnet nach dem Standardsonnenmodell von [BBP98]. In der dritten Spalte sind zusätzlich noch die 1σ-Unsicherheiten aller ν-Flüsse in Prozent angegeben.*

nuierliches Spektrum bis zu einer Energie von 420 keV reicht, stellen die weitaus intensivste, wenn auch niederenergetischste ν-Quelle dar. Der ν(pp)-Fluß von $\sim 6 \cdot 10^{10}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ wird dabei direkt durch die Luminosität der Sonne festgelegt und ist somit weitgehend unabhängig von Änderungen im Sonnenmodell.
Das in Abbildung 1.3 dargestellte Sonnenneutrinospektrum setzt sich daneben noch aus den kontinuierlichen Spektren der ^{8}B- und hep-Neutrinos, sowie aus den diskreten Linien der pep-Neutrinos (1.44 MeV) und der ^{7}Be-Neutrinos zusammen. Letztere entstehen durch die Elektroneneinfangsreaktion $^{7}\mathrm{Be}(\mathrm{e}^{-}, \nu_e)^{7}\mathrm{Li}$ im Sonnenplasma auf den Grundzustand von ^{7}Li (zu 90%, E_ν=862 keV) oder einen angeregten Zustand (zu 10%, E_ν=383 keV).
Die Schwankungen der berechneten Neutrinoflüsse aufgrund unterschiedlicher Eingangsparameter und Annahmen in verschiedenen Sonnenmodellen, werden in Referenz [Cas97] und [BBP98] ausführlich behandelt. Im Überblick läßt sich jedoch sagen, daß die 1σ-Unsicherheiten der ν-Flüsse mit ca. ± 1% für pp-Neutrinos, ± 10% für ^{7}Be-Neutrinos,

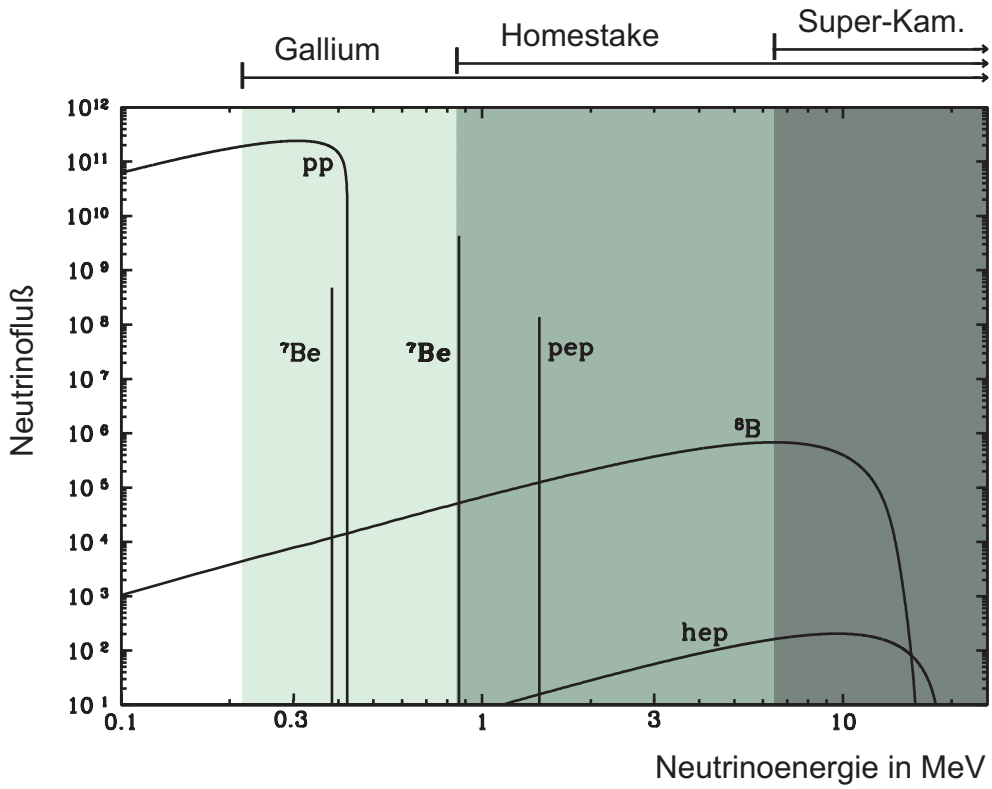


Abbildung 1.3: *Darstellung des solaren Neutrinospektrums nach dem Standardsonnenmodell von [BBP98]. Die Flüsse der monoenergetischen Linien der ^7Be- und pep-Neutrinos sind in Einheiten von $cm^{-2}s^{-1}$ angegeben. Die kontinuierlichen Spektren verstehen sich in Einheiten von $cm^{-2}s^{-1}MeV^{-1}$.*
Die Energieschwellen der Neutrinoexperimente GALLEX/SAGE (Gallium), Homestake und Super-Kamiokande sind durch unterschiedliche Grauschattierungen angedeutet.

$\pm 20\%$ für ^{8}B-Neutrinos, abgeschätzt werden können. Für die dominanten Neutrinoflüsse ϕ_ν der Sonne gelten näherungsweise folgende Potenzgesetze, die die unterschiedliche Abhängigkeit von ϕ_ν von der Zentraltemperatur der Sonne T_c beschreiben.

$$\phi(pp) \propto T_c^{-1.1} \qquad \phi(^7Be) \propto T_c^{10} \qquad \phi(^8B) \propto T_c^{18} \tag{1.3}$$

T_c ist als Ergebnis der SSM-Rechnungen nur im Rahmen von einigen Prozent variabel und von gewissen Eingangsparametern des Sonnenmodells abhängig [Bah95]. Die oben angegebenen Unsicherheiten spiegeln deshalb im wesentlichen den Grad der Modellabhängigkeit der einzelnen Neutrinozweige wider, wobei der Einfluß der Reaktionsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse auf die Fehler von ϕ_ν eher zweitrangig ist.

Kapitel 2

Resultate solarer Neutrinoexperimente

2.1 Das Homestake-Experiment

Das Homestake-Experiment wurde als erstes solares Neutrinoexperiment überhaupt, von Raymond Davis Jr. 1968 [Dav64] in der Homestake-Goldmine in Lead, South Dakota (USA) in einer Tiefe von 4200 mwe durchgeführt. Der auf dem radiochemischen Prinzip basierende Detektor stellte den einzigen solaren Neutrinodetektor über einen Zeitraum von mehr als 20 Jahren dar.
Der Nachweis der Neutrinos erfolgt in einem Tank mit 615 t C_2Cl_4 über die Neutrino-Einfangsreaktion

$$^{37}Cl + \nu_e \rightarrow {}^{37}Ar + e^- \ . \tag{2.1}$$

Die so produzierten, instabilen ^{37}Ar-Atome werden durch Spülen des gesamten Tanks mit Helium nach einer Expositionsdauer von mehreren Monaten 'ausgetrieben' und ihr Rückzerfall zu ^{37}Cl in miniaturisierten Proportionalzählern gemessen (Emission von 2.82 keV Auger-Elektronen aus der EC-Reaktion von ^{37}Ar:).
Die Energieschwelle für die Nachweisreaktion beträgt $E_\nu = 814$ keV, was zur Folge hat, daß die niederenergetischen pp-Neutrinos ($E_\nu \leq 422$ keV) im Detektor nicht nachgewiesen werden können. Nach den Vorhersagen des SSM [BBP98] tragen jedoch die ^{8}B-Neutrinos mit $\sim 76\%$ und die ^{7}Be-Neutrinos mit $\sim 15\%$, neben einem geringen Anteil ($\sim 9\%$) von pep-Neutrinos und Neutrinos aus dem CNO-Zyklus, zum Signal bei. Wie andere radiochemische Experimente, die hier noch vorgestellt werden, ist das HOMESTAKE-Experiment nur auf Elektronneutrinos ν_e sensitiv. Insgesamt ist nach [BBP98] eine Neutrinorate von $(7.7 \pm ^{1.2}_{1.0})$ SNU[1] (1σ) zu erwarten.
Der über eine Laufzeit von fast 25 Jahren gemittelte Meßwert [Cle97] liegt mit

$$\mathrm{S} = (2.56 \pm 0.16\,[\mathrm{stat.}] \pm 0.15\,[\mathrm{syst.}])\,\mathrm{SNU}$$

deutlich unter den Vorhersagen aller SSM. Man beobachtet also nur $(33 \pm 6)\%$ des theoretisch vorhergesagten Wertes (bezogen auf [BBP98]), was einer Signifikanz des gemessenen Neutrino-Defizits von 5σ entspricht.

[1] 1 SNU = **S**olar **N**eutrino **U**nit = 1 Neutrinoeinfang pro Sekunde und 10^{36} Targetatome.

2.2 Die Experimente Kamiokande und SuperKamiokande

Das zweite solare Neutrinoexperiment – KAMIOKANDE [Fuk96] – das zwischen 1987 und 1995 in einer Tiefe von 2700 mwe in der Kamioka-Mine in Japan betrieben wurde, bestand aus einem Wasser-Čerenkov-Detektor mit 2142 t Reinstwasser (681 t FV[2]), der zum Nachweis der Neutrinos über ν-e^--Streuung

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \tag{2.2}$$

verwendet wurde. Dabei wird das vom Rückstoß-Elektron im Wasser ausgesandte Čerenkovlicht von einem System dicht, nebeneinander angeordneter Photovervielfacher (PMT's) nachgewiesen. Im Gegensatz zu radiochemischen Experimenten kann der Neutrinonachweis in Echtzeit und richtungsauflösend erfolgen, wodurch erstmals gezeigt werden konnte, daß das gemessene Signal tatsächlich von Neutrinos aus der Sonne stammt. Außerdem kann über die Energie des detektierten Rückstoßelektrons auf die Neutrinoenergie geschlossen werden.
Bei einer durchschnittlichen Neutrinoenergie von $\approx$10 MeV erfolgt die Streuung der Elektronen hauptsächlich in Vorwärtsrichtung, innerhalb eines Raumwinkelbereichs von $\approx 30^o$. Somit kann die Richtungsinformation bzw. der Winkel Θ_{Sonne} zwischen rekonstruierter e^--Streurichtung und dem gegenwärtigen Sonnenstand dazu benutzt werden, um zwischen solaren Neutrinoereignissen und Untergrundereignissen zu unterscheiden.
Während bei radiochemischen Experimenten der Nachweis der Neutrinos nur über die geladene Stromwechselwirkung (CC) durch Austausch eines $\mathcal{W}$-Bosons erfolgen kann, ist bei Wasser-Čerenkovexperimenten sowohl die Wechselwirkung des Neutrinos über geladene- als auch über neutrale (NC) Stromwechselwirkung (Austausch eines $\mathcal{Z}$-Bosons) möglich. Diese auf ν-e^--Streuung basierenden Experimente sind also auf *alle drei* Neutrinoflavours ν_e, ν_μ und ν_τ sensitiv, wobei ν_μ und ν_τ (unter der Annahme von Neutrino-Oszillationen) wegen eines geringeren Streuquerschnitts nur zu $\sim$20% zum gesamten Neutrinosignal beitragen würden.
Da der Wirkungsquerschnitt für ν-e Streuung mit der Neutrinoenergie stark abnimmt und sich die Winkelauflösung für die Rekonstruktion der ν-Richtung aus der Streurichtung des Elektrons zu kleineren Neutrinoenergien hin verschlechtert, liegt die erreichbare Energieschwelle für diese Wasser-Čerenkovdetektoren bei $E_{thr}(e^-) \approx 5$ MeV bzw. $E_{thr}(\nu) \approx 6$ MeV. Deshalb sind diese Experimente ausschließlich für den Nachweis der hochenergetischen ^{8}B- und hep-Neutrinos geeignet. Nach einer Meßzeit von 2079 Tagen ergab sich für den KAMIOKANDE-Detektor (unter der Annahme eines reinen ν_e-Flusses) ein ^{8}B-Neutrinofluß von

$$S = (\,2.82 \pm 0.19\,[\text{stat.}] \pm 0.33\,[\text{syst.}]\,) \cdot 10^6\, \nu_e/(\text{cm}^2\text{s})$$

was mit dem theoretisch vorhergesagten Wert des SSM [BBP98] $(5.15^{+0.98}_{-0.72}) \cdot 10^6\, \nu/(\text{cm}^2\text{s})$ verglichen werden muß. Das heißt, nur 55% des vorhergesagten Flusses werden tatsächlich nachgewiesen, wobei das ν-Defizit mit einer Signifikanz von $\sim 3\sigma$ weitaus größer als die experimentelle Unsicherheit der Messung ist.

[2] FV = 'Fiducial Volume', effektives Volumen des Detektors, das für die Datenanalyse verwendet wird.

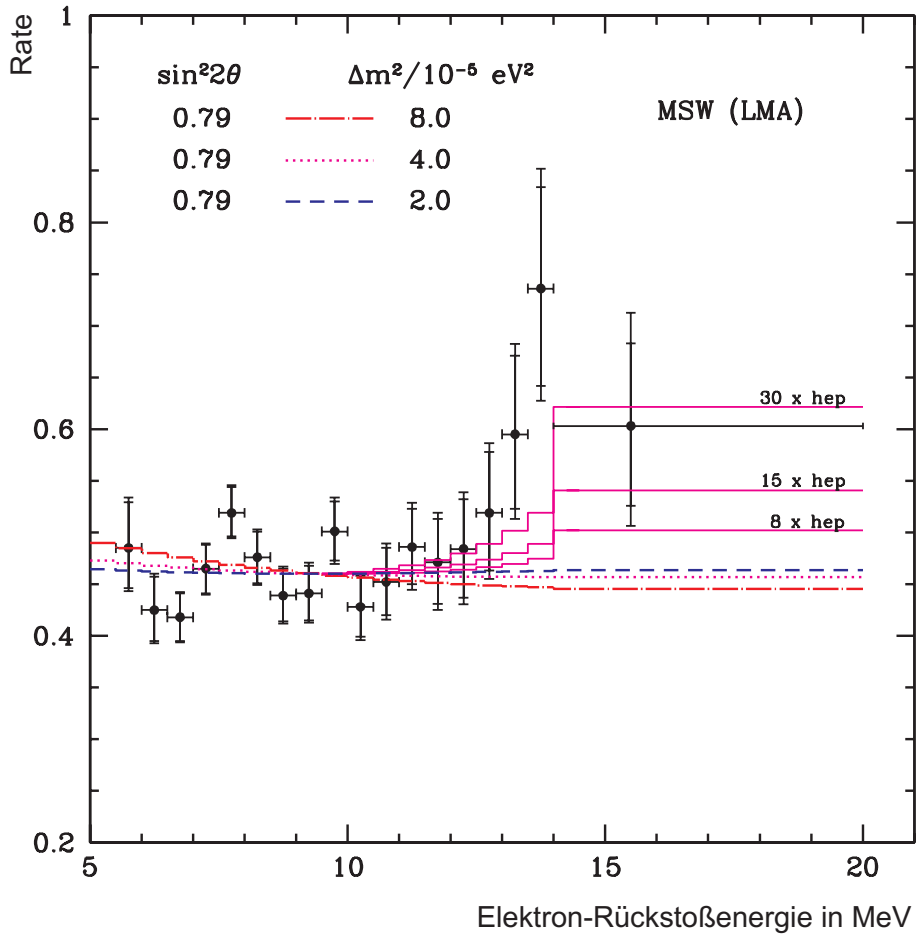


Abbildung 2.1: *Rate R des* ^{8}*B Elektron-Rückstoßspektrums nach 708 Tagen Meßdauer in Super-Kamiokande (Daten mit 1σ-Unsicherheiten), relativ zum theoretisch nach dem SSM vorhergesagten Spektrum. Am oberen Ende des Spektrums (>14 MeV) ist eine eventuelle Abweichung vom flachen, normalisierten* ^{8}*B-Rückstoß-Spektrum zu beobachten. Die durchgezogenen Linien geben die Form des Spektrums unter der Annahme eines 8-, 15- bzw. 30-fach überhöhten hep-Neutrinoflusses an, während der* ^{8}*B-Fluß (nach dem SSM) beibehalten wurde. Die drei gestrichelten Linien geben drei verschiedene Parameterkombinationen für eine mögliche LMA-Neutrinooszillationslösung an, mit denen sich die Daten allerdings nur sehr schlecht anfitten lassen. Den besten Fit an die Daten beschreibt die Vakuum-Neutrinooszillationslösung mit* $\Delta m^2 = 4.2 \cdot 10^{-10} \mathrm{eV}^2$ *und* $\sin^2 2\theta = 0.93$*, die in diesem Fit nicht eingezeichnet ist [Bah99].*

Für das ca. 33 mal größere Nachfolgeexperiment Super-KAMIOKANDE mit ≈13.000 PMT's und einem Wasservolumen von 50.000 Tonnen (22.500 t FV) das am 1. April 1996 seinen Betrieb aufnahm, ergab sich nach 708 Tagen Meßzeit ein ^{8}B-Neutrinofluß von

$$S = (\,2.42 \pm 0.04\,[\mathrm{stat.}] \pm 0.07\,[\mathrm{syst.}]\,) \cdot 10^6\ \nu_e/(\mathrm{cm}^2\mathrm{s})$$

was $(47 \pm^{9}_{7})\%$ des theoretisch vorhergesagten SSM-Wertes zwischen 6.5 MeV und 20 MeV entspricht [Suz99a] und das Resultat von KAMIOKANDE bestätigt. Die für solare Neutrinoexperimente relativ hohe Ereignisrate von ca. 10 ν/d in Super-KAMIOKANDE macht eine Untersuchung eventueller, durch Neutrinooszillationen verursachter Phänomene möglich

(siehe Kapitel 3.3), die ansonsten aufgrund zu geringer Statistik verborgen blieben. So konnten z.B. erste Anzeichen einer leichten, statistisch aber noch nicht signifikanten Abweichung des ^{8}B-Neutrinospektrums von der theoretisch vorhergesagten Form im Energiebereich zwischen $E_e = 5.5\,\mathrm{MeV}$ und $E_e = 20\,\mathrm{MeV}$ beobachtet werden, was einen entscheidenden Beweis für die Theorie der MSW-Neutrinooszillationen liefern würde.

Abbildung 2.1 zeigt das von Super-KAMIOKANDE gemessene Elektron-Rückstoßspektrum nach 708 Tagen Meßzeit, wobei die Meßwerte mit 1σ-Unsicherheiten angegeben sind. Wie man daraus erkennen kann, ist eine Abweichung vom flachen, normalisierten ^{8}B-Rückstoß-Spektrum, hauptsächlich am oberen Ende des Spektrums ($>14\,\mathrm{MeV}$) zu beobachten.

Obwohl die hep-Neutrinos nach dem SSM nur zu einem sehr kleinen Teil zur ν-Rate in Super-KAMIOKANDE beitragen, könnte eine ca. 20-30 fache Überhöhung des hep-Flusses, die Abweichung auch ohne eine Forderung von Physik jenseits des Standardmodells, erklären (siehe Abb. 2.1).
Den besten Fit an die Daten beschreibt allerdings die Vakuum-Neutrinooszillationslösung mit $\Delta m^2 = 4.2 \cdot 10^{-10}\mathrm{eV}^2$ und $\sin^2 2\theta = 0.93$, die in Kapitel 3.3 noch genauer behandelt werden soll. Durch Absenkung der Energieschwelle auf ca. 5 MeV und verbesserte Statistik muß jedoch dieser Sachverhalt in den zukünftigen Meßperioden erst noch überprüft werden.

Eine eventuelle Tag/Nacht Asymmetrie in der ν-Rate konnte nach 708 Tagen Meßdauer von Super-KAMIOKANDE mit einem über alle Zenithwinkel und den gesamten Energiebereich gemittelten Wert von

$$A_{N-T} = 2\left(\frac{\text{Nacht} - \text{Tag}}{\text{Nacht} + \text{Tag}}\right) = 0.060 \pm 0.036\,[\text{stat.}] \pm 0.008\,[\text{syst.}] \tag{2.3}$$

angegeben werden [Bah99], während die Statistik für die Messung einer erwarteten saisonalen Variation der ν-Rate von ca.7% noch nicht ausreichte [Suz99a, Suz99b].

2.3 Die Gallium-Experimente GALLEX und SAGE

Anfang der neunziger Jahre wurden zwei weitere radiochemische Experimente in Betrieb genommen – GALLEX [GAL99] und SAGE [SAG99] – die beide ^{71}Ga als Targetmaterial verwenden. Der Neutrinonachweis erfolgt über die bereits 1966 von V. Kuzmin [Kuz66] vorgeschlagene ν-Einfangsreaktion

$$^{71}Ga + \nu_e \rightarrow {}^{71}Ge + e^- \,, \tag{2.4}$$

die eine Energieschwelle von 233 keV besitzt und somit eine Detektion auch des niederenergetischen pp-Neutrinozweiges gestattet. Im Gegensatz zu den Wasser-Čerenkovexperi-

menten geht durch die ν-Einfangsreaktion die Energieinformation der Neutrinos verloren, weswegen die Gallium-Experimente nur den integralen solaren ν_e-Fluß vermessen können, für den nach [BBP98] eine Rate von

$$\begin{aligned} S_{th} &= S_{pp} + S_{^7Be} + S_{^8B} + S_{CNO} \\ &= (73 + 34 + 12 + 10)\ \text{SNU} = 129\ \text{SNU} \end{aligned} \tag{2.5}$$

erwartet wird. Dabei kann S_{pp} als nahezu modellunabhängig angesehen werden, da die Rate mit $\sim$89% der solaren Luminosität skaliert. Während $S_{^7Be}$ noch relativ schwach durch die Wahl des Sonnenmodells beeinflußt wird, sind die Vorhersagen für $S_{^8B}$ und S_{CNO} jedoch sehr ungenau.

Bei GALLEX, das sich im Gran Sasso Untergrundlabor in einer Tiefe von 3600 mwe befindet, werden 30 t Gallium in einer salzsauren $GaCl_3$-Lösung als Target verwendet. Das mit einer durchschnittlichen Rate von ca. 0.7 Atomen pro Tag produzierte ^{71}Ge wird in der Regel alle 3 bis 4 Wochen mit Hilfe von N_2 als $GeCl_4$ extrahiert bzw. zu GeH_4 (als Zählgas) synthetisiert. Anschließend wird in miniaturisierten Proportionalzählern der Rückzerfall des ^{71}Ge zu ^{71}Ga gemessen.

Das im nordkaukasischen Baksan in einer Tiefe von 4700 mwe gelegene SAGE-Experiment verwendet hingegen 60 t Gallium in metallischer Form, das einen Schmelzpunkt von 30°C besitzt. Durch Hinzugabe von HCl-Säure und H_2O_2 können nach vielen weiteren chemischen Schritten die ^{71}Ge-Atome in Form des Zählgases GeH_4 in Proportionalzählrohre gefüllt und analog zu GALLEX vermessen werden.

Für beide Experimente konnte mit ^{51}Cr-Neutrinoquellen bekannter Aktivität im Bereich einiger hundert kCi, bzw. mehrerer MCi gezeigt werden, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit keine unverstandenen systematischen Fehler auftreten [GAL98, SAG97].

Das experimentelle Ergebnis von GALLEX (Meßperioden I+II+III+IV) [GAL99] mit

$$S = (\,77.5 \pm 6.2\,[\text{stat.}] \pm {}^{4.3}_{4.7}\,[\text{syst.}]\,)\ \text{SNU}\ (1\sigma)$$

ist im Einklang mit dem Resultat der SAGE-Kollaboration [SAG99], für das ein Wert von

$$S = (\,66.6 \pm {}^{6.8}_{7.1}\,[\text{stat.}] \pm {}^{3.8}_{4.0}\,[\text{syst.}]\,)\ \text{SNU}\ (1\sigma)$$

angegeben wird. Beide Experimente liegen also mit (60±7)% bzw. (52±7)% der erwarteten ν-Rate signifikant unterhalb der Vorhersagen des SSM [BBP98].

Zusammenfassung der Resultate

In Tabelle 2.1 sind noch einmal alle Ergebnisse der fünf beschriebenen Neutrinoexperimente zusammengefaßt, die die Grundlage für das heutige solare Neutrinorätsel bilden. Ihre Meßwerte sind den theoretisch vorhergesagten Neutrinoraten nach [BBP98] gegenübergestellt, wobei die Signifikanz der Abweichung in Einheiten von σ angegeben ist.

Experiment	Homestake[1]	Kamiokande[2]	Super-Kamiokande[3]	GALLEX[4]	SAGE[5]
Energieschwelle	0.814 MeV	7.5 MeV	7 MeV	0.233 MeV	0.233 MeV
Datenmenge	108 Runs	2079 Tage	708 Tage	1593 Tage	52 Runs
Zeitraum	1970-1994	1987-1995	1996-1998	1991-1997	1990-1997
Neutrinozweig	^{7}Be + ^{8}B	^{8}B	^{8}B	pp + ...	pp + ...
Wechselwirkung	CC	NC+CC	NC+CC	CC	CC
	(ν_e)	(ν_e, ν_μ, ν_τ)	(ν_e, ν_μ, ν_τ)	(ν_e)	(ν_e)
Vorhersage S_{th}	$7.7\pm^{1.2}_{1.0}$	$5.15\pm^{0.98}_{0.72}$	$5.15\pm^{0.98}_{0.72}$	$129\pm^{8}_{6}$	$129\pm^{8}_{6}$
SSM [BBP98]	[SNU]	$\nu(^8\text{B})$-Fluß[6]	$\nu(^8\text{B})$-Fluß[6]	[SNU]	[SNU]
Resultat S_{exp}	2.56 ± 0.22	2.82 ± 0.38	2.42 ± 0.08	77.5 ± 8	66.6 ± 8
Experiment	[SNU]	$\nu(^8\text{B})$-Fluß[6]	$\nu(^8\text{B})$-Fluß[6]	[SNU]	[SNU]
$R = S_{exp}/S_{th}$	$(33 \pm 6)\%$	$(55\pm^{13}_{11})\%$	$(47\pm^{9}_{7})\%$	$(60 \pm 7)\%$	$(52 \pm 7)\%$
Reduktion R^{-1}	3.0	1.8	2.1	1.7	1.9
Signifikanz der	5.0 [σ]	2.9 [σ]	3.7 [σ]	5.3 [σ]	6.2 [σ]
Abweichung					

Tabelle 2.1: *Vergleich der Resultate aller fünf solaren Neutrinoexperimente mit den Vorhersagen des Standardsonnenmodells [BBP98]. Tabelle erstellt nach [Kir99a].*
[1] *[Cle97]*, [2] *[Fuk96]*, [3] *[Suz99a]*, [4] *[GAL99]*, [5] *[SAG99]*
[6] *Neutrinofluß in Einheiten von* $10^6\nu(^8\text{B})/(\text{cm}^2\text{s})$.

Kapitel 3

Das solare Neutrinorätsel

Aus den experimentellen Resultaten der fünf solaren Neutrinoexperimente HOMESTAKE, (Super-)KAMIOKANDE, GALLEX und SAGE läßt sich, wie in Tabelle 2.1 und Abbildung 3.1 dargestellt ist, eindeutig ein signifikantes Defizit zwischen der gemessenen und der nach dem SSM theoretisch vorhergesagten ν-Rate ableiten. Diese Tatsache wird nach heutigem Stand der Neutrinophysik auch als das *1. solare Neutrinorätsel* bezeichnet.

Das *2. solare Neutrinorätsel* resultiert aus einem Vergleich der gemessenen ν-Raten des HOMESTAKE-Experiments und der Wasser-Čerenkovexperimente KAMIOKANDE und Super-KAMIOKANDE. Ausgehend von einem ≈50% reduzierten ^{8}B-Fluß in den ν-e^--Streuexperimenten, läßt sich der Beitrag dieser ^{8}B-Neutrinos im HOMESTAKE-Experiment mit (3 ± 0.5) SNU berechnen, was mit dem gemessenen Wert von (2.56 ± 0.22) SNU noch verträglich wäre. Betrachtet man jedoch zusätzlich noch die Beiträge der ^{7}Be-Neutrinos (1.1 SNU) und der pep- und CNO-Neutrinos (0.7 SNU), die 15% bzw. 9% des Gesamtsignals in HOMESTAKE ausmachen, so stellt man fest, daß die resultierende Rate mit 4.8 SNU deutlich oberhalb des Meßwertes liegt. Selbst wenn alle ν-Flüsse eine Reduktion von ≈50% erfahren würden, läge die erwartete Rate mit ≈3.8 SNU immer noch signifikant oberhalb des gemessenen Wertes von ≈2.6 SNU. Während das 1. Neutrinorätsel sehr stark von den verschiedenen Vorhersagen der unterschiedlichen Sonnenmodelle abhängt, stellt das 2. solare Neutrinorätsel ein modellunabhängiges Phänomen dar, daß zu einer deutlichen Verschärfung des ursprünglichen Neutrinoproblems geführt hat.

Das *3. solare Neutrinorätsel* ist aus den Messungen der beiden Gallium-Experimente GALLEX und SAGE abzuleiten, die im Mittel eine ν-Rate von (72 ± 5) SNU messen. Der nach dem SSM theoretisch erwartete Fluß der dominanten und nahezu modellunabhängigen pp- (und pep)-Neutrinos beträgt 73 SNU, also 57% der insgesamt erwarteten ν-Rate von $129 \pm^{8}_{6}$ SNU. Legt man die Messungen von Super-KAMIOKANDE zugrunde, dann tragen die ^{8}B-Neutrinos in den Gallium-Experimenten zusätzlich mit 6 SNU zur ν-Rate bei. Von pp-, pep- und ^{8}B-Neutrinos alleine ist also eine Rate von 79 SNU zu erwarten was mit der von GALLEX gemessenen Rate von 78 ± 8 SNU verträglich wäre, aber keinen Raum für die ebenfalls mit 34 ± 3 SNU zum Signal beitragenden ^{7}Be-Neutrinos läßt! Das Fehlen der ^{7}Be-Neutrinos in den Gallium-Experimenten ist grundsätzlich unabhägig von den ersten beiden Neutrinorätseln und kann nicht durch eine Änderung der kernphysikalischen Eingangsparameter oder der Sonnenphysik erklärt werden, da der ppII-Zyklus (und somit der

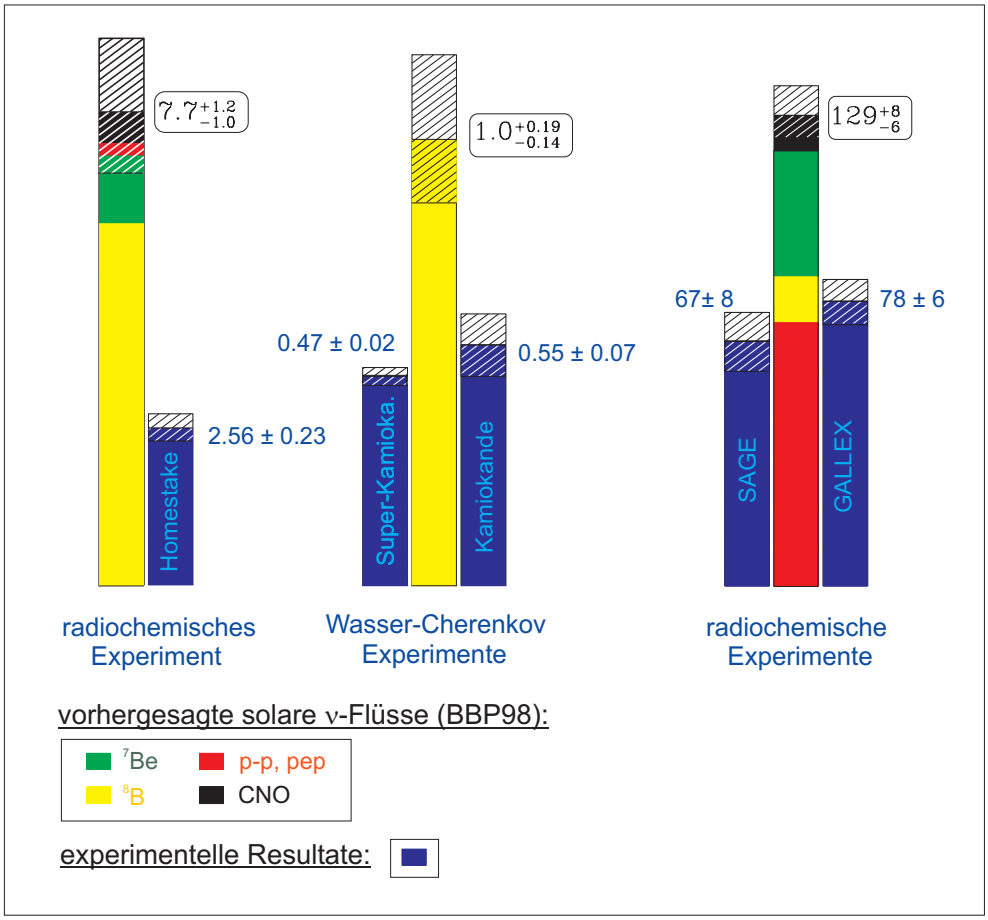


Abbildung 3.1: *Graphische Darstellung der experimentellen Resultate der fünf solaren Neutrinoexperimente Homestake, (Super-)Kamiokande, Gallex und Sage im Vergleich zur theoretisch vorhergesagten ν-Rate nach dem SSM von [BBP98].*

^{7}Be-Fluß) mit ≈11% der solaren Luminosität skaliert und deshalb nicht beliebig variierbar ist. Andererseits ist die Existenz der ^{7}Be-Neutrinos in der Sonne durch den Nachweis, des daraus indirekt hervorgehenden ^{8}B-Neutrinoflusses in Super-KAMIOKANDE bewiesen.

Das Verschwinden bzw. Nichtvorhandensein der ^{7}Be-Neutrinos auf der Erde stellt neben der Tatsache des stärkeren Defizits an ^{7}Be-Neutrinos gegenüber den ^{8}B-Neutrinos, was im folgenden auch als ^{7}Be-^{8}B-Diskrepanz bezeichnet werden soll, den wichtigsten Aspekt des solaren Neutrinorätsels in seiner heutigen Form dar. Selbst wenn eines der Experimente falsch wäre, würde sich nichts an seiner grundlegenden Aussage ändern. Welche Lösungsansätze zur Erklärung des solaren Neutrinoproblems existieren, soll nun in den folgenden Kapiteln beschrieben werden.

3.1 Astrophysikalische Lösungsansätze

Die naheliegendste Möglichkeit, die globale Diskrepanz zwischen den gemessenen und theoretisch vorhergesagten solaren Neutrinoflüssen zu erklären, ist die Behauptung, daß

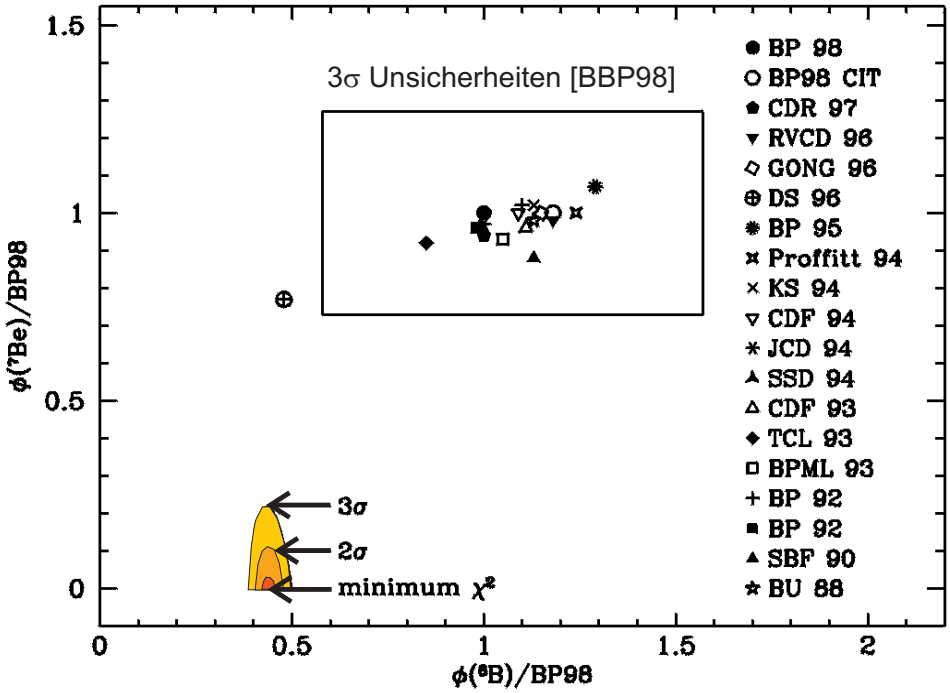


Abbildung 3.2: *Darstellung der berechneten ^{7}Be- und ^{8}B-Neutrinoflüsse aller 19 Standardsonnenmodelle der letzten 10 Jahre (bezogen auf [BBP98]) im Vergleich mit dem besten Fit-Ergebnis aus der Kombination der Meßergebnisse der vier solaren Neutrinoexperimente Homestake, Gallex, Sage und Super-Kamiokande.*

die im Innern der Sonne ablaufenden Prozesse in den SSM nicht richtig beschrieben werden bzw. deren Eingangsparameter falsch sind. Dabei leitet sich das Standard-Sonnenmodell (SSM) aus den Annahmen ab, daß der Aufbau und die zeitliche Entwicklung eines Sterns durch dessen Masse und chemische Zusammensetzung eindeutig festgelegt ist. Das SSM behandelt die Sonne als einen Stern im hydrostatischen Gleichgewicht, wobei die Verknüpfung zwischen Druck, Dichte und Temperatur über die Zustandsgleichung für das ideale Gas erfolgt. Der Energietransport im Sterninnern findet hauptsächlich durch Strahlungsdiffussion statt, in den äußeren Zonen dagegen spielt Konvektion eine größere Rolle, wobei der Temperaturgradient im Innern über den Transportmechanismus und die Opazität festgelegt ist.

In Abbildung 3.2 sind nun die berechneten ^{7}Be- und ^{8}B-Neutrinoflüsse aller 19 Standardsonnenmodelle der letzten 10 Jahre dargestellt, die sich in den unterschiedlichen astrophysikalischen Eingangsparametern (z.B. der Häufigkeit schwerer Elemente, der kernphysikalischen Parameter, der verwendeten Zustandsgleichung, der Opazität u.s.w.) und in der Beschreibung bestimmter Prozesse (wie z.B. dem Plasma-Screening [Bere96]) unterscheiden. Die ν-Flüsse beziehen sich dabei auf das von J.N. Bahcall [BBP98] vorgeschlagene SSM, wobei die Abszisse den normalisierten ^{8}B-Neutrinofluß und die Ordinate den normalisierten ^{7}Be-Neutrinofluß angibt. Aus Abb. 3.2 läßt sich erstens ablesen, daß alle (außer einem) SSM innerhalb einer rechteckigen Box liegen, die die 3σ Unsicherheit des BBP98-SSM widerspiegelt und sich die Vorhersagen der verschiedenen SSM bezüglich der ν-Flüsse um nicht mehr als 10% voneinander unterscheiden. Zweitens, ist deutlich

zu erkennen, daß die Kombination der Meßergebnisse der vier solaren Neutrinoexperimente (Homestake, Gallex, Sage und Super-Kamiokande) als besten Fit einen negativen ^{7}Be-Neutrinofluß ergibt und die experimentellen Resultate mit einem Vertrauensniveau (C.L.) von 99.9% weit ab von den vom SSM vorhergesagten Werten liegen (χ^2_{SSM}=61 oder 20σ).
Um die gemessenen Neutrinoflüsse dennoch durch astrophysikalische Modelle zu beschreiben werden in den sogenannten Niederfluß- oder Nicht-Standardsonnenmodellen mehr oder weniger ad-hoc Annahmen gemacht, die den ^{8}B-Neutrinofluß zwar reproduzieren, nicht aber die Diskrepanz zwischen ^{7}Be-und ^{8}B-Neutrinofluß erklären können. Diese Annahmen fordern z.B. die Existenz von hypothetischen WIMP's[1] in der Sonne, einen erhöhten Wirkungsquerschnitt für die pp-Reaktion, eine sehr erniedrigte Häufigkeit schwerer Elemente bzw. die Einführung von Elementdiffusion in der Sonne oder eine Erniedrigung der Strahlungsopazität [Cas97]. Alle diese Nicht-SSM laufen jedoch auf eine Erniedrigung der Zentraltemperatur T_c heraus und können durch diesen Parameter charakterisiert werden [Bah95]. Da der Fluß der ^{8}B-Neutrinos mit $\sim T_c^{18}$ von der Zentraltemperatur abhängt, der Fluß der mittelenergetischen ^{7}Be-Neutrinos dagegen nur mit $\sim T_c^{10}$, würde eine Verringerung von T_c um etwa 4% zwar die von Super-KAMIOKANDE gemessene Reduktion des ^{8}B-Neutrinoflusses um 50% erklären, nicht aber die sehr viel stärkere Unterdrückung der ^{7}Be-Neutrinos, weswegen diese Überlegungen zur Erklärung des Neutrinodefizits ausscheiden.

Ein weiterer, ganz entscheidender Hinweis für die Richtigkeit, der von den derzeitigen Standard-Sonnenmodellen vorhergesagten ν-Flüsse ist die sehr gute Übereinstimmung der Modelle mit den helioseismologischen Messungen des SOHO-Satelliten [2]. Da das Sonneninnere als ein vollkommen ionisiertes, ideales Gas angesehen werden kann, gilt für die Schallgeschwindigkeit der Oszillationsmoden in der Sonne

$$c^2 \propto \frac{T}{\mu} \ , \tag{3.1}$$

wobei T die Temperatur und μ das mittlere Molekulargewicht der Sonne beschreibt. Die Abweichungen zwischen berechneten und helioseismologisch gemessenen Schallgeschwindigkeiten beträgt im gesamten Bereich $0.05\,R_\odot < R < 0.95\,R_\odot$ ($R_\odot$=Radius der Sonne) weniger als 0.2% [Bah97].
Kleinste Änderungen von T oder μ würden also nach

$$\frac{\delta c}{c} \simeq \frac{1}{2}\left(\frac{\delta T}{T} - \frac{\delta \mu}{\mu}\right) \tag{3.2}$$

zu meßbaren Abweichungen in der helioseismologisch bestimmten Schallgeschwindigkeit der Sonnenmoden führen. Die beachtliche Übereinstimmung zwischen SSM und den experimentellen SOHO-Daten schließt Nicht-Standard Sonnenmodelle, mit stark von SSM abweichenden T- bzw. μ-Profilen aus.

[1] WIMP = Abkürzung für 'Weakly Interacting Massive Particle'
[2] SOHO = "Solar and Heliospheric Observatory"

Welche Auswirkung hat nun aber die genaue, helioseismologische Bestimmung von c auf die Größe der relevanten, solaren ν-Flüsse? Eine Variation von 5% des pp-Fusionsquerschnitts würde sich zu 0.65% auf T, zu 11% auf den $\nu(^8B)$-Fluß, zu 10% auf den $\nu(^7Be)$-Fluß, aber nur zu -0.6% auf die Schallgeschwindigkeit c auswirken. Eine Variation von 10% des (^{3}He,^{4} He)-Fusionsquerschnitts würde zu <0.2% einen Effekt auf die Temperatur T, zu 7% auf den $\nu(^8B)$-Fluß und zu <0.1% auf die Schallgeschwindigkeit haben [Tur97]. D.h. um die ν-Flüsse wirklich mit einer Genauigkeit von einigen Prozent festlegen zu können, ist eine Messung von c mit einer Genauigkeit von <0.1% notwendig.

Eine astrophysikalische Erklärung des solaren Neutrinorätsels kann somit zum gegenwärtigen Zeitpunkt, nicht zuletzt aufgrund der hervorragenden Übereinstimmung der Resultate der Helioseismologie mit den Standard-Sonnenmodellen mit großer Sicherheit ausgeschlossen werden.

3.2 Kernphysikalische Lösungsansätze

Die zweite Klasse von Erklärungsansätzen versucht, durch Modifikation an den kernphysikalischen Wirkungsquerschnitten der solaren Fusionsreaktionen Übereinstimmung zwischen den Vorhersagen und den experimentellen Resultaten herzustellen. Dabei ist es üblich, nicht die stark energieabhängigen Wirkungsquerschnitte selbst, sondern die sogenannten S_{xy}-Faktoren anzugeben, die nur mehr sehr schwach von der Energie abhängen und den Fusionsprozeß ${}^xX + {}^yY \rightarrow Z$ beschreiben. Für eine genaue Definition dieser S-Faktoren sei auf [Hat94] verwiesen. Um die eingangs dieses Kapitels aufgelisteten drei Aspekte des Sonnenneutrinorätsels wenigstens theoretisch durch Modifikation der Verzweigungsverhältnisse des pp-Zyklus zu erklären, sind folgende Änderungen notwendig, die zum Beispiel in den Referenzen [Alt96, Hat95, Bere96] beschrieben wurden.

1. Die Verzweigung im pp-Zyklus muß unter Einhaltung der Luminositätsbedingung stärker in Richtung des ppI-Zweiges erfolgen (siehe Abb. 1.1), was einer Erhöhung von S_{33} bzw. einer Erniedrigung von S_{34} gleichkommt. Das führt dazu, daß mehr pp- und weniger ^{7}Be- und ^{8}B-Neutrinos produziert werden.

2. Um die im Vergleich zum ^{8}B-Fluß stärkere Reduktion des ^{7}Be-Flusses beschreiben zu können muß die Verzweigung zwischen der ppII- und der ppIII-Kette stärker in Richtung ppIII- Kette erfolgen. Das heißt, die ^{7}Be-^{8}B-Diskrepanz könnte durch eine zu 1.) korrelierte Erhöhung des S_{17}-Faktors oder alternativ dazu einer Erhöhung (nicht Erniedrigung!) der Zentraltemperatur T_c der Sonne erreicht werden.

Letzteres läuft den im vorigen Abschnitt beschriebenen astrophysikalischen Erklärungsversuchen, die mit Hilfe einer Absenkung der Zentraltemperatur T_c das Neutrinodefizit zu erklären versuchen, zuwider. Ebenso würde eine Erhöhung von T_c den Beitrag der Neutrinos aus dem CNO-Zyklus zur gesamten Neutrinoproduktion verstärken, was genauso widersprüchlich wäre.
Letztendlich stellt man fest, daß die nötigen Modifikationen der S_{xy}-Faktoren bei weitem nicht in Einklang mit den diversen Messungen der Fusions-Wirkungsquerschnitte zu bringen sind, die in Referenz [Ade98] ausführlich behandelt werden.

So konnte von der LUNA-Kollaboration [Lun98] kein Anzeichen für eine Resonanz in der Fusionsreaktion ^{3}He(^{3}He, 2p)^{4}He im relevanten Energiebereich des solaren Gamov-Peaks[3] bei E_0=21.4 keV festgestellt werden, was der Forderung nach einer Erhöhung des S_{33}-Faktors in 1.) entsprechen würde. Auch die zweite Bedingung (2.) steht nicht im Einklang mit neuen Messungen des Wirkungsquerschnitts der Fusionsreaktion ^{7}Be(p, γ)^{8}B, die als Evidenz dafür interpretiert werden, daß der S_{17}-Faktor sogar kleiner ist als im SSM angenommen [Mot94].

Eine mögliche Lösung des Sonnenneutrinorätsels mit kernphysikalischen Erklärungen oder einer Kombination von kern- und astrophysikalischen Ansätzen, ist folglich also nicht möglich.

3.3 Teilchenphysikalische Lösungsansätze

Im Lichte der vorliegenden Resultate der laufenden Sonnenneutrino-Experimente und der nur sehr unbefriedigenden kern- und astrophysikalischen Lösungsansätze für das solare Neutrinorätsel, zeichnet sich ab, daß eine konsistente Erklärung aller Messungen mit „gewöhnlicher Physik“ kaum mehr möglich ist.
Vielmehr scheint die Ursache für das beobachtete ν-Defizit in den Eigenschaften des Neutrinos selbst begründet zu sein, was wiederum massive Neutrinos und Neutrinomischung, kurzum *Physik jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik*, voraussetzen würde. Das Standardmodell liefert keine Erklärung weshalb die Neutrinomassen exakt Null sein sollten. Es ist insbesondere kein fundamentales Symmetrieprinzip bekannt, das dies fordern würde. Deshalb ist es naheliegend, das Standardmodell um Neutrinomassen zu erweitern, indem das Konzept der Flavour-Mischung im Quark-Sektor auf den Lepton-Sektor übertragen wird. In diesem Fall sind die Flavour Eigenzustände der Neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ durch eine Linearkombinationen ihrer Masseneigenzustände ν_1, ν_2, ν_3 darstellbar,

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \tag{3.3}$$

wobei der Zusammenhang durch eine unitäre 3×3 Matrix, der Neutrino-Mischungsmatrix U, in Analogie zur Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) Matrix im Quark-Sektor, vermittelt wird. Im Falle von CP-Erhaltung ist U orthogonal und alle Elemente $U_{\alpha i}$ sind reell. Von Sonderfällen vollständig degenerierter Masse-Eigenzustände sowie einer diagonalen Mischungsmatrix abgesehen, tritt als Folge dieses Verhaltens ein Phänomen auf, das eine praktische Möglichkeit eröffnet, selbst sehr kleine Neutrinomassendifferenzen experimentell zu untersuchen (z.B. [Obe92]): das Phänomen der *Neutrino-Oszillationen.*

Unter Neutrino-Oszillationen versteht man Übergänge von Neutrino-Flavoureigenzuständen $|\nu_\alpha\rangle$ (wie z.B. Umwandlungen des Typs $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$) bei der Ausbreitung eines Neutrinostrahls im Vakuum oder in Materie. Dieser Effekt entsteht durch Interferenz der unterschiedlichen Masseneigenzustände $|\nu_i\rangle$, die sich als Wellenpakete mit geringfügig unterschiedlicher Frequenz ausbreiten und sich kohärent überlagern (natürlich nur, wenn die

[3] Der Energiebereich, in dem die Reaktion ^{3}He(^{3}He, 2p)^{4}He in der Sonne abläuft ist durch eine gaussförmige Verteilung um $E_0 = 21.4$ keV gegeben und wird als solarer Gamov-Peak bezeichnet.

entsprechende Kohärenzbedingung erfüllt ist). Ausgehend von Gleichung 3.3, die verkürzt in der Form

$$\nu_\alpha = \sum_{i=1}^{3} U_{\alpha i} \cdot \nu_i \qquad (\alpha = e, \mu, \tau) \tag{3.4}$$

geschrieben werden kann, kann nun unter Verwendung der Näherung für hochrelativistische Teilchen ($m_i \ll E$) mit der Entwicklung $p_i = \sqrt{E^2 - m_i^2} \approx E(1 - m_i^2/2E^2)$ die Übergangswahrscheinlichkeit $P_{\nu_\alpha \to \nu_\beta}(x,t)$ angegeben werden. Sie beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß ein im Flavour-Eigenzustand $|\nu_\alpha\rangle$, in einem Prozeß der schwachen Wechselwirkung am Ort $x_0 = 0$ zur Zeit $t_0 = 0$ erzeugtes Neutrino, nach einer Zeit t am Ort x in ein Neutrino des Flavour-Eigenzustandes $|\nu_\beta\rangle$ übergegangen (oszilliert) ist.

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \to \nu_\beta}(x,t) &= |\langle \nu_\alpha | \nu_\beta(x,t) \rangle|^2 = \left| \sum_{i=1}^{3} U^*_{\alpha i} U_{\beta i} \cdot e^{-ix\frac{m_i^2}{2E}} \right|^2 \\ &= \sum_{i=1}^{3} |U_{\alpha i}|^2 |U_{\beta i}|^2 + 2 \sum_{\substack{i,j=1 \\ j<i}}^{3} U^*_{\alpha i} U_{\alpha j} U^*_{\beta j} U_{\beta i} \cdot cos\left(\frac{2\pi x}{L_{ij}^{osc}}\right) \end{aligned} \tag{3.5}$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit $P_{\nu_\alpha \to \nu_\beta}(x,t)$ variiert periodisch mit der Zeit bzw. der Entfernung x von der Quelle. Die Periodizität wird dabei durch die Oszillationslänge

$$L_{ij}^{osc}\,[m] = \frac{4\pi E}{\Delta m_{ij}^2} \simeq 2.5 \frac{E\,[MeV]}{\Delta m_{ij}^2\,[eV^2]} \tag{3.6}$$

charakterisiert, wobei $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$ ist. Neutrino-Oszillationen können also nur stattfinden, wenn mindestens zwei Masse-Eigenzustände verschiedene Eigenwerte aufweisen, d.h. $\Delta m_{ij}^2 \neq 0$ ist. Bei der Analyse von experimentellen Daten beschränkt man sich oft auf die Annahme einer Zweizustands-Neutrinoischung, d.h. man nimmt in Analogie zum Quark-Sektor an, daß für jede Familie die Mischung mit einer der beiden übrigen Generationen merklich über die Mischung mit der anderen dominiert. Die Mischungsmatrix U reduziert sich so auf eine unitäre 2×2-Matrix der Form

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \tag{3.7}$$

Unter Voraussetzung von CP-Erhaltung lassen sich die Flavour-Zustände $|\nu_e\rangle$ und $|\nu_\mu\rangle$ mit dieser Massenbasis explizit in der Form

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \cos\theta\,|\nu_1\rangle + \sin\theta\,|\nu_2\rangle \\ |\nu_\mu\rangle &= -\sin\theta\,|\nu_1\rangle + \cos\theta\,|\nu_2\rangle \end{aligned} \tag{3.8}$$

mit dem Mischungswinkel θ schreiben. Gleichung 3.5 vereinfacht sich somit zu

$$P_{\nu_\alpha \to \nu_\beta}(x,t) = \delta_{\alpha\beta} + \frac{(1 - 2\delta_{\alpha\beta})}{2} \sin^2 2\theta \left\{ 1 - \cos\left(\frac{2\pi x}{L_{ij}^{osc}}\right) \right\}. \tag{3.9}$$

Die in Fusionsreaktionen der Sonne, d.h. in Prozessen der schwachen Wechselwirkung entstehenden Neutrinos liegen nach ihrer Entstehung im reinen Flavour-Eigenzustand $|\nu_e\rangle$

vor. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein solches Elektron-Neutrino nach einer Flugstrecke x im Vakuum auf der Erde wieder als Elektron-Neutrino angetroffen wird, oszilliert also mit der charakteristischen Länge L_{ij}^{osc} (siehe Gl. 3.6). Der Term $1/2 \sin^2 2\theta$ beschreibt dabei die Amplitude der Oszillation, die vom Mischungswinkel θ abhängig ist. Die Suche nach Neutrino-Oszillationen bildet eine der wichtigsten Möglichkeiten zur experimentellen Bestimmung einer von Null verschiedenen Neutrinomasse. Es können jedoch nur Massen-*Differenzen* gemessen werden, da nur die Größe $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$ in Gl. 3.9 eingeht und experimentell zugänglich ist.
Mit solaren Neutrinoexperimenten kann derzeit das Sonnenneutrinospektrum im Energiebereich zwischen 230 keV und ~ 15 MeV vermessen werden, was bei einem mittleren Abstand Sonne-Erde von $\approx 1.5 \cdot 10^8$ km eine Sensitivität auf Neutrinomassendifferenzen bis hinab zu $\Delta \mathrm{m}^2 \simeq 10^{-11}\,\mathrm{eV}^2$ gewährleistet.

Die Theorie der sogenannten *Vakuum-Neutrinooszillationen* wäre tatsächlich eine Möglichkeit das Sonnenneutrinorätsel zu erklären. Im Bild der Zwei-Neutrino-Mischung wird dabei der Parameterbereich von $\Delta \mathrm{m}^2 \approx 10^{-11} - 10^{-10}\,\mathrm{eV}^2$ bei nahezu maximaler Mischung ($\sin^2 2\theta \simeq 1$) der beteiligten Neutrinozustände favorisiert.

Neben den Vakuum-Neutrinooszillationen, stellen die sogenannten *materieinduzierten Neutrinooszillationen*, die durch den MSW-Effekt [MSW79, Mik86] beschrieben werden eine zusätzliche, sehr elegante Lösungsmöglichkeit für das solare Neutrinoproblem dar.
Mikheyev, Smirnov und Wolfenstein wiesen 1978 darauf hin, daß die Anwesenheit von Materie das Phänomen der Neutrinooszillationen entscheidend beeinflussen kann. Die Ursache liegt darin begründet, daß ν_e's in Materie über den geladenen und neutralen Strom (Austausch von $\mathcal{W}^{\pm}$ und $\mathcal{Z}^0$), ν_μ's und ν_τ's aber nur über den neutralen Strom (Austausch von $\mathcal{Z}^0$) wechselwirken können. Dies führt dazu, daß die ν_e's bei der Ausbreitung in Materie durch kohärente elastische Vorwärtsstreuung, gegenüber den Neutrinos der anderen Flavours ein zusätzliches effektives Potential $V = \sqrt{2} G_F N_e$ spüren. Dabei bezeichnet G_F die Fermi-Kopplungskonstante der schwachen Wechselwirkung und N_e die Elektronendichte der Materie. Die Einführung eines effektiven Potentials V kommt einer Änderung der Massenmatrix $\mathcal{M}$ und somit einer Ausbildung verschiedener effektiver Neutrinomassen gleich, deren Größe mit der Elektronendichte der Materie korreliert ist.
Wenn die effektiven Massen z.B. von ν_e und ν_μ in etwa gleich sind, kann es nun bei der Propagation von ν_e's aus dem Sonneninnern (Bereich hoher Dichte N_e) an die Sonnenoberfläche (Bereich niedriger Dichte N_e) zu einer resonanten Konversion des Flavour-Eigenzustandes von $|\nu_e\rangle$ nach $|\nu_\mu\rangle$ kommen. Die Resonanzbedingung wird für jede Neutrinoenergie von einer ganz bestimmten Dichte N_e erfüllt. Durch die Dichte im Zentrum der Sonne N_e^c wird eine Grenzenergie E_c definiert

$$E_c = \frac{(m_2^2 - m_1^2)\cos 2\theta}{2\sqrt{2} G_F N_e^c} \,. \tag{3.10}$$

Alle ν_e's mit Energien $E > E_c$ durchlaufen die Resonanz und erscheinen an der Sonnenoberfläche als ν_μ, während ν_e's mit Energien $E < E_c$ die Resonanzbedingung nicht erreichen können und die Sonne ungeändert als ν_e verlassen.

Gleichung 3.10 beschreibt sozusagen eine untere Energiegrenze für die MSW Resonanzbedingung. Eine obere Grenzenergie wird in der *adiabatischen Näherung* durch die Konver-

sionswahrscheinlichkeit $P_{\nu_e \to \nu_\mu}$ eines Flavoureigenzustandes $|\nu_e\rangle$ nach $|\nu_\mu\rangle$ definiert. Dabei wird angenommen, daß die Elektronendichte N_e im Sonneninnern nur langsam variiert, d.h. N_e über eine effektive Oszillationslänge L_{osc} als nahezu konstant betrachtet werden kann. In dieser Näherung gilt

$$P_{\nu_e \to \nu_\mu} = \exp\left(-\frac{\pi^2}{2} \cdot \frac{\Delta m^2 c^3 \sin^2 2\theta N_e}{2\pi\hbar E \cos 2\theta} \left|\frac{dN_e}{dr}\right|^{-1}\right) , \tag{3.11}$$

woraus gerade für die mittelenergetischen solaren Neutrinos mit $E_\nu \approx 1\,\mathrm{MeV}$ eine erhöhte Konversionswahrscheinlichkeit resultiert [MSW79].

Der MSW-Effekt stellt derzeit die am meisten favorisierte Erklärungsmöglichkeit des Sonnenneutrinorätsels für den Parameterbereich $\Delta m^2 \approx 10^{-4} - 10^{-8}\,\mathrm{eV}^2$ und $\sin^2 2\theta > 10^{-3}$ dar. Diese Lösung ist besonders attraktiv, zumal sie auch für kleine Vakuum-Mischungswinkel zu einer signifikanten Unterdrückung des ν_e-Flusses führen kann. Vor allem könnte mit Hilfe des MSW-Effektes gerade die energieabhängige Reduktion des solaren Neutrinoflusses und nicht zuletzt auch die starke Unterdrückung der mittelenergetischen ^{7}Be-Neutrinos sehr befriedigend erklärt werden.

Legt man das Sonnenmodell von [BBP98] zugrunde ergeben sich für die beiden Szenarien der Vakuum- und Materie-Neutrinooszillationen erlaubte Parameterkombinationen für $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$, die als grau-schattierte Bereiche in Abbildung 3.3 graphisch dargestellt sind. Die entsprechenden Werte der Oszillationsparameter, die das beste Fit-Ergebnis erzielten sind in Tabelle 3.1 nocheinmal zusammengefaßt. Für den Fit wurden dabei die

Szenarium	$\Delta m^2(\mathrm{eV}^2)$	$\sin^2 2\Theta$	C.L.
MSW-Lösungen:			
SMA (Small Mixing Angle)	$5.0 \cdot 10^{-6}$	$7.2 \cdot 10^{-3}$	64%
LMA (Large Mixing Angle)	$2.7 \cdot 10^{-5}$	0.79	68%
LOW	$1.0 \cdot 10^{-7}$	0.91	83%
Vakuum-Lösungen:			
VAC_S	$6.5 \cdot 10^{-11}$	0.72	90%
VAC_L	$4.4 \cdot 10^{-10}$	0.90	95%
Sterile Neutrinos:	$4.0 \cdot 10^{-6}$	$6.6 \cdot 10^{-3}$	73%

Tabelle 3.1: *Zusammenfassung der besten Fit-Ergebnisse für die Parameter* Δm^2 *und* $\sin^2 2\theta$ *für die verschiedenen Szenarien der Vakuum-Oszillationen (*VAC_S*,* VAC_L*) und Materie-Neutrinooszillationen (SMA, LMA, LOW) sowie für sterile Neutrinos [Bah00].*

aktuellsten Resultate der 4 derzeitigen solaren Neutrinoexperimente HOMESTAKE, GALLEX, SAGE und Super-KAMIOKANDE sowie die von Super-KAMIOKANDE nach 825 Tagen Meßzeit erzielten Informationen über die Deformation des ^{8}B-Spektrums und eventuelle Differenzen in der Tag/Nacht-Signalrate (Tag/Nacht-Effekt), herangezogen.

Für die Theorie der MSW-Oszillationen gibt es 3 lokale Minima der χ^2-Funktion in der Parameterebene $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$ [Bah00]. (1) Die SMA (**S**mall **M**ixing **A**ngle)- Lösung mit

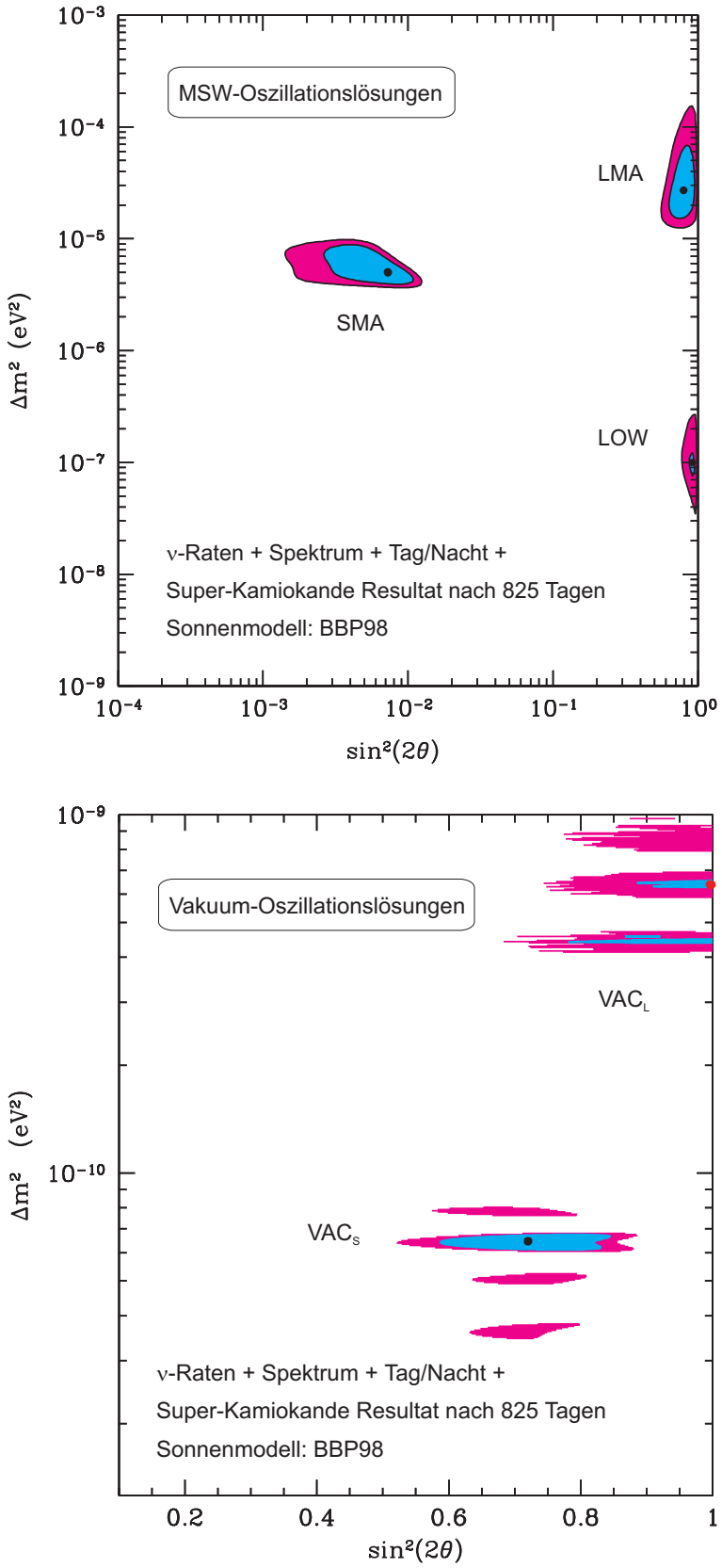


Abbildung 3.3: *Lösungsinseln für MSW (oberes Bild) und Vakuum (unteres Bild) Neutrinooszillationen. Zur Berechnung wurden die Resultate von Homestake, Sage, Gallex und Super-Kamiokande, sowie die ^{8}B-Spektrumsinformation und der Tag/Nacht-Effekt in Super-Kamiokande nach 825 Tagen Meßzeit, herangezogen. Die hellgrau bzw. dunkelgrau schattierten Gebiete entsprechen 90% bzw. 99% C.L. [Bah00].*

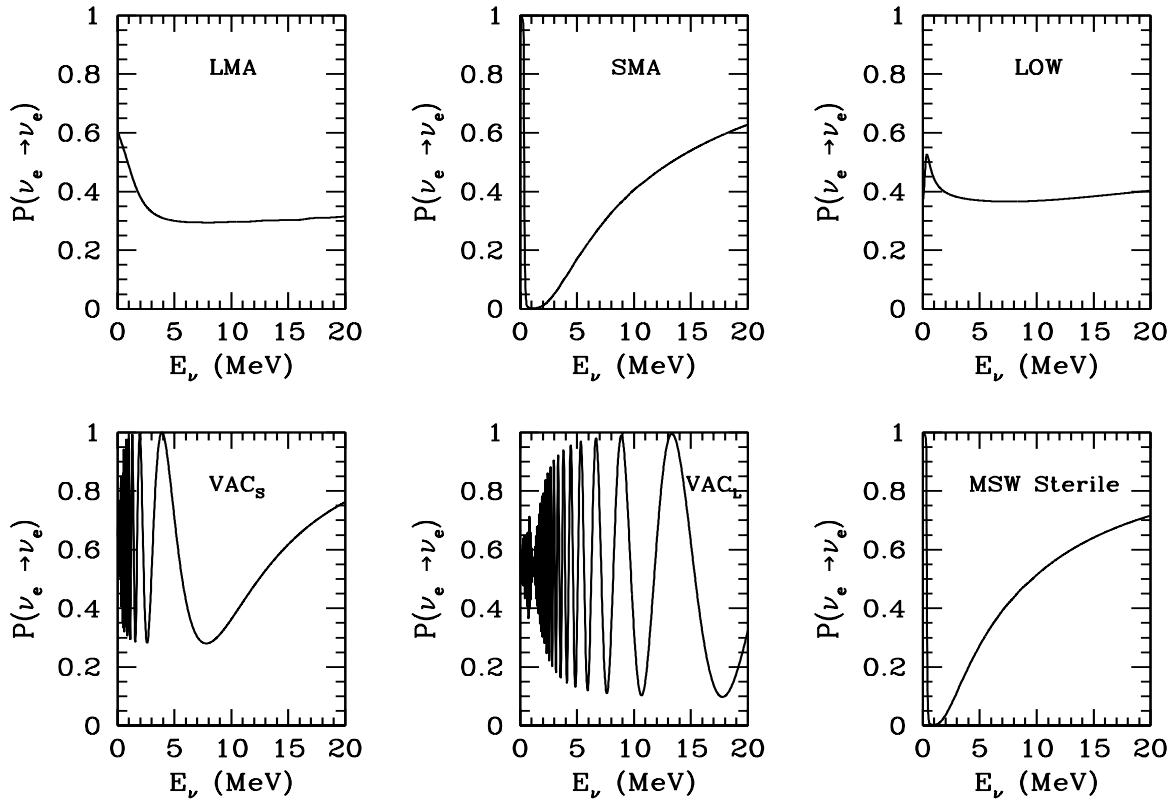


Abbildung 3.4: *Darstellung der Wahrscheinlichkeit $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$ in Abhängigkeit von der solaren Neutrinoenergie für die 6 verschiedenen Neutrino-Oszillations-Szenarien der LMA, SMA, LOW, VAC_S und VAC_L Lösung sowie für sterile Neutrinos [Bah00].*

$\Delta m^2 = 5.0 \cdot 10^{-6} eV^2$ und $\sin^2 2\theta = 7.2 \cdot 10^{-3}$, für die das beste Fit-Ergebnis im gesamten Parameterraum erzielt wird und somit als Neutrino-Oszillationsszenarium favorisiert wird. (2) Die LMA (**L**arge **M**ixing **A**ngle)- Lösung mit $\Delta m^2 = 2.7 \cdot 10^{-5} eV^2$ und $\sin^2 2\theta = 7.9 \cdot 10^{-1}$ und (3) die LOW (**Low** Mass/Probability)- Lösung mit $\Delta m^2 = 1.0 \cdot 10^{-7} eV^2$ und $\sin^2 2\theta = 9.1 \cdot 10^{-1}$, die nur unter der Annahme eines Regenerationseffektes der Neutrinos in der Erde (in einem sehr eingeschränkten Parameterbereich) akzeptabel ist und erst durch die Hinzunahme des Tag/Nacht-Effekts zu den angefitteten Daten an Bedeutung gewinnt.

Für die Theorie der Vakuum-Oszillationen ergeben sich nach [Bah00] zwei lokale Minima der χ^2-Funktion in der Parameterebene $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$. Erstere ist die VAC_S (**S**maller Mass)- Lösung mit $\Delta m^2 = 6.5 \cdot 10^{-11} eV^2$ und $\sin^2 2\theta = 7.2 \cdot 10^{-1}$. Werden nur die gemessenen Neutrinoraten berücksichtigt und die ^{8}B- Spektrumsinformation außer Acht gelassen, so ergibt dieser Fit gegenüber der zweiten VAC_L (**L**arger Mass)- Lösung mit $\Delta m^2 = 4.4 \cdot 10^{-10} eV^2$ und $\sin^2 2\theta = 9.0 \cdot 10^{-1}$ ein besseres Ergebnis. Die spektrale Form des ^{8}B-Neutrinozweiges wird dagegen besser durch die VAC_L-Lösung beschrieben, weswegen hier beide Parameterbereiche für das Vakuum-Oszillationsszenarium angegeben werden sollen.

Für mögliche Oszillationen der solaren Neutrinos in rechtshändige, sterile Neutrinos, die weder über geladenen noch über neutralen Strom mit Materie wechselwirken können, gibt es einen, der SMA-Lösung ähnlichen Parameterbereich bei $\Delta m^2 = 4.0 \cdot 10^{-6} eV^2$ und $\sin^2 2\theta = 6.6 \cdot 10^{-3}$.
In Abbildung 3.4 ist für alle 6 besprochenen Oszillations-Szenarien die Wahrscheinlichkeit $P_{\nu_e \to \nu_e}$ in Abhängigkeit von der solaren Neutrinoenergie aufgetragen. Wie man deutlich erkennen kann, wird durch die SMA-Lösung die experimentelle Situation sehr gut widergespiegelt. Ebenso wird veranschaulicht, weshalb im Gegensatz zu kern- und astrophysikalischen Lösungsansätzen gerade die MSW-Neutrino-Oszillationslösungen die ^{7}Be-^{8}B-Diskrepanz in eleganter Weise aufzulösen vermögen. Während pp-Neutrinos in diesem Fall eine nur relativ schwache Unterdrückung erfahren, werden gerade die mittelenergetischen ^{7}Be- und pep-Neutrinos maximal in andere Neutrinoflavours konvertiert.

Auch eine für bestimmte Oszillationsparameter vorhergesagte stärkere Deformation der Form des ^{8}B-Neutrinospektrums zum niederenergetischen Bereich hin, könnte eventuelle Hinweise auf eine solche Beobachtung in Super-Kamiokande erklären. Dort werden Anzeichen einer Überhöhung der Signalrate im Bereich um 14 MeV beobachtet, während eine gleichzeitige aus der SMA-Lösung resultierende stärkere Verringerung der Ereignisrate unterhalb 6.5 MeV auszubleiben scheint. Diese Beobachtung würde vor allem die Vakuums-Lösung im Bereich $\Delta m^2 = 4.2 \cdot 10^{-10} eV^2$ und $\sin^2 2\theta = 0.93$ favorisieren. Wie man aus den beiden Darstellungen für die VAC_S und VAC_L-Lösung erkennen kann variiert die Wahrscheinlichkeitsamplitude $P_{\nu_e \to \nu_e}$ in diesem Fall sehr stark mit der Neutrinoenergie, weswegen gerade der Nachweis der monoenergetischen ^{7}Be- oder pep-Neutrinos in den zukünftigen Neutrino-Experimenten eine ganz besondere Rolle spielt, wie in Kapitel 4.3 am Beispiel von BOREXINO gezeigt werden soll.

3.4 Zukünftige solare Neutrinoexperimente

Die Theorie der Neutrinooszillationen kann, wie soeben diskutiert wurde, das Defizit an gemessenen solaren Neutrinos, als auch die ^{7}Be-^{8}B-Diskrepanz sehr befriedigend erklären. Um jedoch zwischen den möglichen Neutrino-Oszillationsszenarien unterscheiden zu können und um gleichzeitig den $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$ Parameterbereich festlegen zu können, was einen ersten Beweis für die Existenz von Physik jenseits des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung liefern würde, müssen weitere solare Neutrinoexperimente durchgeführt werden, von denen im folgenden die wichtigsten kurz charakterisiert werden sollen.

Das GNO-Experiment (Gallium Neutrino Observatory)

GNO ist das Nachfolgeexperiment von GALLEX, das im April 1998 mit der Datenaufnahme am Gran Sasso begann und ausgehend von einer Targetmasse von 30 t Gallium auf ca. 100 t aufgestockt werden soll. Primäres Ziel von GNO ist, durch eine Langzeitmessung des integralen solaren Neutrinospektrums (pp+^{7}Be+$\cdots$) die experimentellen Fehler so weit einzuschränken ($\sim$4 SNU), daß masselose (Standard)- Neutrinos eindeutig und unabhängig von Vorhersagen der SSM, ausgeschlossen werden können. Außerdem soll

mit GNO erstmals die Konstanz des pp-Neutrinoflusses über den Zeitraum eines ganzen solaren Zyklusses (11 Jahre) getestet werden [Kir99b].

Das SNO-Experiment (Sudbury-Neutrino-Obervatory)

Der Echtzeit-Čerenkov-Detektor SNO befindet sich in 5900 mwe Tiefe in der Creighton-Mine bei Sudbury (Ontario) in Kanada und hat im Herbst 1999 mit der Datennahme begonnen [SNO99]. Der Detektor besteht aus ca. 1000 t hochreinem schweren Wasser (D_2O) in einem transparenten Acryltank, der von 9600 Photovervielfachern umgeben ist. Der Acryltank ist von weiteren 7300 t leichtem Wasser (H_2O) umgeben. Zum Nachweis der ^{8}B-Neutrinos mit $E_\nu > 6.5$ MeV sollen folgende drei Reaktionen verwendet werden:

1. Geladene Strom (CC) Reaktion: $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ (E_{thr}=1.442 MeV)
2. Neutrale Strom (NC) Reaktion: $\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$ (E_{thr}=2.225 MeV)
3. Elektron-Streuung: $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$

Neben der energieaufgelösten Vermessung des ^{8}B-Neutrinoflusses (Form des ^{8}B- Spektrums) mit Hilfe der CC-Reaktion (1) kann mit SNO, in einer zweiten, parallel dazu ablaufenden Nachweisreaktion, unabhängig vom Neutrinoflavour der *gesamte* Neutrinofluß durch die NC-Reaktion (2) bestimmt werden. Erstmals könnte somit nicht nur das Verschwinden („disappearance“) von ν_e sondern auch das Auftauchen („appearance“) von ν_μ und ν_τ direkt nachgewiesen werden. Ein Vergleich zwischen den Flußraten der CC- und der NC-Reaktion $\Phi(\nu_e)/\Phi(\nu_x)$ könnte unabhängig vom Sonnenmodell einen konkreten Beweis liefern, ob Neutrinooszillationen für das solare Neutrinoproblem verantwortlich sind.

Für den Nachweis, des über die neutrale Stromwechselwirkung beim Neutrinoeinfang an Deuterium freigesetzten Neutrons, werden derzeit zwei Detektionskonzepte für SNO diskutiert.
Einerseits könnte durch eine Beladung des schweren Wassers D_2O mit mehr als 2 Tonnen $MgCl_2$-Salz der Einfang des thermalisierten Neutrons in ^{35}Cl über die Emission des 6.25 MeV γ-Quants beobachtet werden. Andererseits besteht die Möglichkeit, die freigesetzten Neutronen mit einem System von mehreren, im D_2O-Wassertank befestigten ^{3}He-Proportionalzählern, nachzuweisen.

Zusätzlich zu den Nachweisreaktionen (1) und (2), für die Ereignisraten von ca. 24 d^{-1} bzw. ca. 7 d^{-1} erwartet werden, kann die elastische ν-e-Streureaktion (3) analog zu Super-Kamiokande gemessen werden. Allerdings beträgt die Ereignisrate hierfür nur ca. 1/10 der CC-Ereignisrate. Für die CC-Reaktion wurden bereits die ersten Neutrinoereignisse beobachtet. Die wichtigere Information über den gesamten Neutrinofluß aus der NC-Reaktion wird gegen Ende des Jahres 2000 erwartet, wenn der Einbau der ^{3}He-Zähler im Detektor abgeschlossen sein wird.

Das KamLAND-Experiment in Japan

Das KamLAND-Experiment wird derzeit in der Kamioka-Mine in Japan am Ort des früheren Kamiokande-Detektors aufgebaut [Kam99a, Kam99b]. KamLAND wurde in erster Linie als Long-Baseline Experiment zur Detektion von Anti-Neutrinos aus einem Reaktor

in $\approx 150\,\mathrm{km}$ Entfernung konzipiert, womit unteranderem die LMA-Lösung als mögliches Neutrino-Oszillationsszenarium sehr sensitiv getestet werden könnte. KamLAND soll 2001 in Betrieb genommen werden und könnte zu einem späteren Zeitpunkt aber auch als solarer Neutrinodetektor vor allem für die Detektion der mittelenergetischen ^{7}Be-Neutrinos verwendet werden. Dazu müssten aber die Reinheiten der verwendeten Detektormaterialien noch entscheidend verbessert werden.
Der Detektoraufbau von KamLAND ist im wesentlichen dem von BOREXINO nachempfunden. Die Detektion der solaren Neutrinos findet ebenfalls über $\nu - e^-$-Streuung statt, allerdings in einem $1200\mathrm{m}^3$ großen Flüssigzintillator Target. Damit wäre analog zu BOREXINO der energiedispersive Echtzeitnachweis des ^{7}Be-Flusses möglich. Auf Details des Detektors soll jedoch noch an anderer Stelle (Kapitel 10.6.2) eingegangen werden, wenn die kosmogenen Untergrund-Zählraten im Vergleich mit BOREXINO diskutiert werden.

Das geplante LENS-Experiment

Von R.S.Raghavan [Rag97a, Rag97b, Rag99a] wurde bereits 1976 eine neue Art von Neutrinodetektor vorgeschlagen[4], die 1997 durch die 'Entdeckung' der „quasi-stabilen", $\beta\beta$-aktiven Targetsysteme ^{160}Gd, ^{176}Yb und ^{82}Se für die geladene Stromwechselwirkung von Neutrinos neue Impulse für die Realisierbarkeit des Projekts erhalten hat.

Das Detektorkonzept von LENS (Low Energy Neutrino Spectroscopy) macht es möglich, den niederenergetischen Teil des solaren Elektron-Neutrinospektrums, also auch gerade den für die Lösung des solaren Neutrinorätsels so wichtigen Bereich der pp-, ^{7}Be- und pep-Neutrinos, in einer zeitaufgelösten und energiedispersiven Messung zu bestimmen. Somit könnte über den Vergleich der Resultate aus den Experimenten GALLEX bzw. GNO, BOREXINO und auch SNO eine Entfaltung der neutralen- und geladenen Stromwechselwirkungskomponenten vorgenommen werden, was einen fundamentalen Schritt für das Verständnis der Flavourzusammensetzung des gesamten solaren Neutrinospektrums darstellen würde.
Der Neutrinonachweis erfolgt in einem mit Gd oder Yb beladenen Flüssigszintillator über die CC-Reaktion $^{176}\mathrm{Yb}(\nu_\mathrm{e}, \mathrm{e}^-)^{176}\mathrm{Lu}^*$ mit einer Energieschwelle von 244 keV bzw. über die CC-Reaktion $^{160}\mathrm{Gd}(\nu_\mathrm{e}, \mathrm{e}^-)^{160}\mathrm{Tb}^*$, die eine Energieschwelle von 301 keV besitzt.
Für eine detaillierte Detektorbeschreibung soll jedoch auf das Kapitel 10.7 verwiesen werden, in dem die innerhalb dieser Arbeit am CERN gemessenen myon-induzierten Untergrund-Zählraten diskutiert werden.

Das BOREXINO-Experiment, das hier bei der kurzen Zusammenfassung der zukünftigen solaren Neutrinoexperimente bewußt noch nicht erwähnt wurde, soll nun in den nächsten Kapiteln ausführlich behandelt werden.

[4] Die Idee basierte auf dem Konzept eines mit Indium beladenen Szintillators zum Neutrinonachweis über die Reaktion $\nu_e + {}^{115}I \rightarrow {}^{115}Sn^* + e^-$.

Kapitel 4

Das BOREXINO-Experiment

4.1 Das Konzept von BOREXINO

Wie aus der bisherigen Diskussion des solaren Neutrinorätsels hervorgeht, kommt den mittelenergetischen ^{7}Be-Neutrinos eine Schlüsselrolle zu, da sie im Gegensatz zu den anderen solaren Neutrinozweigen wie pp- oder ^{8}B-Neutrinos fast vollständig unterdrückt zu sein scheinen ($\Phi(^7\mathrm{Be})_{\mathrm{max}}/\Phi(\mathrm{SSM}) < 0.21$ [GAL99]).

BOREXINO wurde deshalb mit der Zielsetzung konzipiert, den monoenergetischen solaren ^{7}Be-Neutrinofluß mit $\mathrm{E}_\nu = 862\,\mathrm{keV}$ erstmals, unabhängig von den anderen Neutrinos des solaren Spektrums zeitaufgelöst zu bestimmen. Die direkte Messung der ^{7}Be-Neutrinos und ihrer zeitlichen Schwankungen (Tag/Nacht-Effekt, saisonale Variation) könnte so die Existenz von Neutrinooszillationen eindeutig bestätigen oder zumindest in Kombination mit anderen solaren Neutrinoexperimenten den Parameterbereich für die verschiedenen Oszillationsszenarien stark eingrenzen. Von allen derzeit geplanten Neutrinoexperimenten könnte BOREXINO mit einer Vermessung des solaren Neutrinospektrums unterhalb 1.8 MeV experimentell ausschließen, daß die Energieproduktion der Sonne hauptsächlich über den CNO-Fusionsprozeß abläuft. Auf die physikalischen Zielsetzungen von BOREXINO soll jedoch noch in einem eigenen Kapitel (Kap. 4.3) detailliert eingegangen werden.

Neutrinonachweis

Der Nachweis der solaren Neutrinos erfolgt in BOREXINO über elastische ν-e^--Streuung in ca. 300 t Flüssigszintillator (100 t FV). Im Gegensatz zu radiochemischen Neutrinoexperimenten läßt sich der Wirkungsquerschnitt dieser rein leptonischen Nachweisreaktion mit Hilfe der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung unter Einbeziehung von Strahlungskorrekturen bis auf $\sim 3\%$ (bei 800 keV) genau bestimmen.

BOREXINO ist dabei sensitiv auf Neutrinos aller Flavours. Während ν_μ's und ν_τ's nur über den Austausch eines $\mathcal{Z}^0$-Bosons (neutraler Strom) wechselwirken können, trägt für ν_e's zusätzlich die geladene Stromwechselwirkung über den Austausch eines $\mathcal{W}^\pm$-Bosons zum Wirkungsquerschnitt bei. Der Streuquerschnitt für den elastischen ν-e^--Streuprozeß, der zuerst durch G.'t Hooft [Hoo71] berechnet wurde, kann mit folgender Formel beschrieben

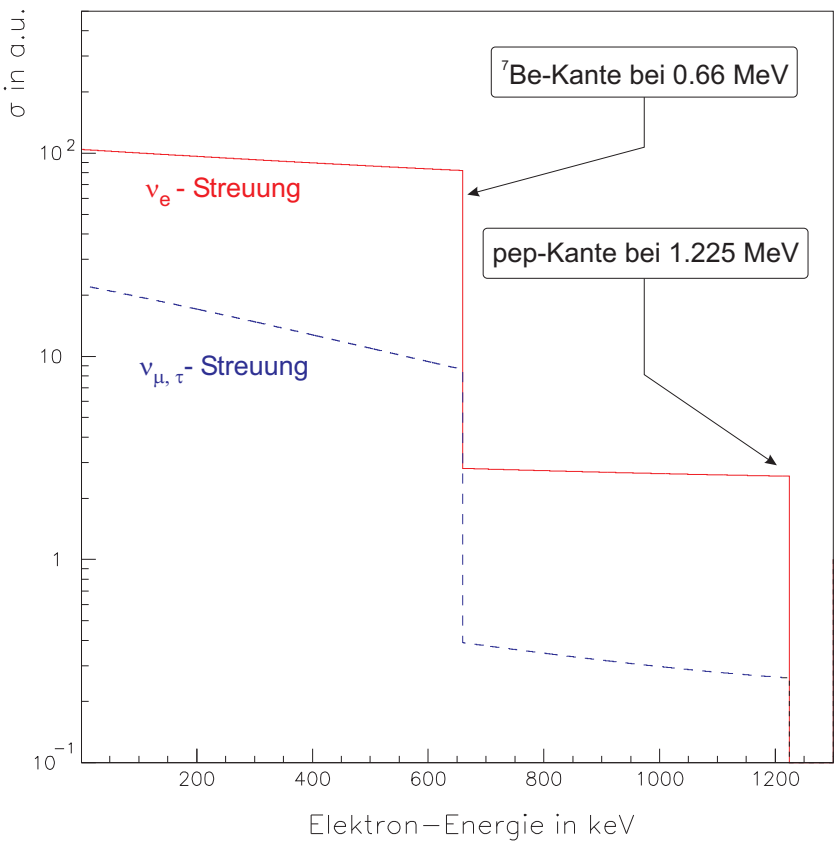


Abbildung 4.1: *Neutrinoereignissignatur in* BOREXINO. *Dargestellt ist das comptonartige Energiespektrum der Rückstoßelektronen für den ν_e-e-Streuprozeß (durchgezogene Linie) und den ausschließlich über den neutralen Strom ablaufenden $\nu_{\mu\tau}$-e-Streuprozeß (gestrichelte Linie).*

werden

$$\sigma_\nu(q,T) = \frac{\sigma_e}{m_e}\{\, g_L^2 + g_R^2\,(1-x)^2 - \frac{g_L\, g_R\, m_e}{T}x^2\,\}\,, \tag{4.1}$$

wobei T und q die kinetische Energie des Elektrons bzw. Neutrinos darstellt und $x = T/q$ gilt. Die chiralen Kopplungskonstanten g_L und g_R sind durch

$$g_L = (\pm\frac{1}{2} + \sin^2 2\theta_w) \quad \text{und} \quad g_R = \sin^2\theta_w \tag{4.2}$$

bestimmt, wobei das positive (+) Vorzeichen in Gl. 4.2 die Wechselwirkung von ν_e und das negative (−) Vorzeichen die Steuung von ν_μ und ν_τ beschreibt. Mit dem Weinbergwinkel $\sin^2\theta_w = 0.23$ und $\sigma_e = 2G_F^2 m_e^2/4\pi\hbar^4 = 88.1\cdot 10^{-46} cm^2$ aus Referenz [Pdb99] erhält man somit für die Einzel-Streuquerschnitte für ν_e-e und $\nu_{\mu\tau}$-e Streuung:

$$\sigma_\nu(q,T) = 101.0\cdot 10^{-46}\cdot\left\{1 - 0.18x + 0.090(1-\frac{1.62}{T[MeV]})x^2\right\} \quad \text{für } \nu_e \tag{4.3}$$

$$\sigma_\nu(q,T) = 21.7\cdot 10^{-46}\cdot\left\{1 - 0.84x + 0.42(1-\frac{0.60}{T[MeV]})x^2\right\} \quad \text{für } \nu_\mu, \nu_\tau \tag{4.4}$$

Das Verhältnis R=$\sigma_e/\sigma_{\mu\tau}$ der integralen Wirkungsquerschnitte für ν_e-e und $\nu_{\mu\tau}$-e Streuung beträgt für die 862 keV Linie der ^{7}Be-Neutrinos R = 4.53, für die 1.442 keV Linie der pep-

Neutrinos R = 4.93. Die Energie T_{max}, die dabei vom Neutrino mit Energie E_ν maximal auf das Rückstoßelektron übertragen werden kann, läßt sich klassisch berechnen

$$T_{max} = \frac{2E_\nu^2}{m_e c^2 + 2E_\nu} \tag{4.5}$$

und beträgt für die ^{7}Be-Neutrinolinie T_{max} = 660 keV und für die pep-Neutrinolinie T_{max} = 1.225 MeV. Abbildung 4.1 zeigt das Energiespektrum der Rückstoßelektronen für ^{7}Be- und pep-Neutrinos, wobei die obere Kurve den ν_e-e-Streuprozeß und die untere Kurve den ausschließlich über den neutralen Strom ablaufenden $\nu_{\mu\tau}$-e-Streuprozeß beschreibt. Wie daraus ersichtlich wird, verursachen die monoenergetischen ^{7}Be- und pep-Neutrinos jeweils eine charakteristische, comptonartige Stufe bei T_{max}, die als Neutrinoereignis-Signatur in BOREXINO verwendet wird.
Außerdem ist daraus zu entnehmen, daß BOREXINO selbst bei vollständiger Flavour-Konversion von ν_e zu $\nu_{\mu\tau}$ noch 23% des nach dem SSM vorhergesagten ^{7}Be-Neutrinoflusses in einem Energieintervall zwischen 250 keV und 800 keV („^{7}Be-Neutrinofenster“) messen würde. Wenn man den Fall der Konversion von ν_e in sterile Neutrinos einmal außer Acht läßt, dann wird damit durch die neutrale Stromwechselwirkung eine untere Grenze für den detektierbaren Neutrinofluß in BOREXINO festgesetzt.

Energieschwelle

Durch die im Flüssigszintillatortarget von BOREXINO abgebremsten Rückstoßelektronen wird Szintillationslicht emittiert, das von 2200 Photovervielfachern (PMT's) aufgezeichnet wird. Wegen der relativ hohen Lichtausbeute von Flüssigszintillatoren, die bei ca. 10^4 Photonen pro 1 MeV Energiedeposition liegt, wäre theoretisch eine Energieschwelle von einigen 10 keV möglich. In der Realität wird die Energieschwelle E_{thr} des Detektors aber durch die intrinsischen radioaktiven Verunreinigungen des Szintilllators, des ^{14}C-Isotops, nach unten hin begrenzt, so daß E_{thr} in BOREXINO bei ungefähr 250 keV Elektronenenergie bzw. 450 keV Neutrinoenergie liegt. Im Gegensatz zu Čerenkov-Detektoren geht die Information über die Richtung des einfallenden Neutrinos beim Nachweis verloren, da das vom Szintillator emittierte Licht isotrop abgestrahlt wird. Anders als bei (Super)-KAMIOKANDE, können in BOREXINO deshalb keine Richtungs-Cuts auf die Ereignisse angewendet werden, um das Signal zu Untergrundverhältnis zu verbessern. Aus diesem Grund und wegen der niedrigen Energieschwelle sind die Anforderungen an die Reinheit der Detektorkomponenten bezüglich radioaktiver Isotope sehr hoch, worauf in Kapitel 4.4 noch näher eingegangen werden soll.

Neutrino-Ereignisraten

Nach dem Standardsonnenmodell von Referenz [BBP98] ist in BOREXINO in 100 t Flüssigszintillator eine Signalrate von 55 Neutrinoereignissen pro Tag im Energieintervall von 250 keV<E<800 keV zu erwarten. Der Anteil an ^{7}Be-Neutrinos beträgt in diesem Energiebereich rund 80% des gesamten Signals, was einer Rate von 43 Ereignissen pro Tag entspricht.

Für den Fall totaler Flavourkonversion $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu,\tau}$ (SMA-Lösung) fällt die ^{7}Be-Signalrate auf einen Wert von nur noch 9 $\nu(^7Be)$/d ab wobei die gesamte Signalrate auf 12 ν/d reduziert wird . Im sogenannten pep-Neutrinoenergieintervall von 0.8 MeV<E<1.5 MeV, in dem die pep- und ^{15}O-Neutrinos den dominanten Anteil ausmachen, ist dagegen nur noch eine maximale Signalrate von $\sim 3.5\,\nu$/d (SSM) bzw. unter Annahme der SMA-Lösung, nur noch eine Rate $< 1\,\nu$/d zu erwarten. Im für die Lösung des solaren Neutrinorätsels ebenso

Energiebereich der Rückstoßelektronen	Neutrino-quelle	SSM [d^{-1}]	LMA [d^{-1}]	SMA [d^{-1}]	LOW [d^{-1}]
0.25 MeV - 0.80 MeV	pp	0.22	0.15	0.08	0.13
	^{7}Be	43.3	24.4	9.20	22.8
	pep	2.0	0.95	0.39	1.03
	^{13}N	4.0	2.27	0.87	2.13
	^{15}O	5.5	2.86	1.12	2.86
	^{17}F	0.07	0.03	0.01	0.03
	^{8}B	0.08	0.03	0.04	0.04
	Summe	55.2	30.7	11.7	29.0
0.80 MeV - 1.50 MeV	pep	1.43	0.68	0.28	0.73
	^{13}N	0.13	0.07	0.03	0.07
	^{15}O	1.80	0.86	0.35	0.92
	^{17}F	0.02	0.01	0.00	0.01
	^{8}B	0.10	0.04	0.05	0.05
	Summe	3.48	1.66	0.71	1.78
1.50 MeV - 5.50 MeV	^{8}B	0.454	0.174	0.217	0.232

Tabelle 4.1: *Energieabhängige Signalraten in* BOREXINO *für die nach dem SSM [BBP98], sowie nach den verschiedenen MSW-Neutrinooszillationsszenarien (LMA, SMA, LOW) zu erwartenden Neutrinoflüsse. Der Energiebereich zwischen 250 keV und 800 keV gibt das sogenannte „^{7}Be-Neutrinofenster" an [Bor00].*

wichtigen, niederenergetischen Bereich des ^{8}B-Neutrinospektrums zwischen 1.50 MeV und 5.5 MeV, der durch die Wasser-Čerenkovdetektoren wie Super-KAMIOKANDE und SNO nicht abgedeckt wird, ist in BOREXINO eine maximale Signalrate von nur noch $\sim 0.5\,\nu$/d (SSM) zu erwarten. Im Gegensatz zu den vorher behandelten Energiebereichen, würde in diesem Bereich die LMA-Lösung der MSW-Neutrinooszillationen zu einer maximalen Unterdrückung der ^{8}B-Neutrinokomponente auf $\sim 0.17\,\nu$/d führen.
In Tabelle 4.1 sind für BOREXINO noch einmal alle erwarteten Signalraten für die einzelnen Komponenten des solaren Neutrinospektrums für die drei verschiedenen Energiebereiche zusammengefaßt. Neben den maximal zu erwartenden Neutrinoraten (SSM) sind auch die berechneten Ereignisraten für die 3 möglichen Szenarien der MSW-Oszillationen – SMA, LMA und LOW-Lösung – angegeben. Als Parameterkombinationen wurden dabei die Wertepaare $\Delta m^2 = 1.8 \cdot 10^{-5}\,eV^2$, $\sin^2 2\theta = 0.76$ für die LMA-Lösung, $\Delta m^2 = 5.4 \cdot 10^{-6}\,eV^2$, $\sin^2 2\theta = 5.5 \cdot 10^{-3}$ für die SMA-Lösung sowie $\Delta m^2 = 7.9 \cdot 10^{-8}\,eV^2$, $\sin^2 2\theta = 0.96$ für die LOW-Lösung benutzt.

4.2 Das BOREXINO Detektordesign

Das BOREXINO-Experiment wird derzeit in der Halle C des Gran Sasso Untergrundlabors (LNGS) in den italienischen Abruzzen aufgebaut. Die rund 1300 m dicke Gesteinsschicht des Gran Sasso Bergmassivs (Monte L'Aquila) oberhalb des Detektors schirmt diesen gegen kosmische Höhenstrahlung weitgehend ab. Für eine detaillierte Behandlung der kosmogenen Untergrundbeiträge, die trotz einer Abschirmung von umgerechnet 3600 Meter Wasseräquivalent (mwe) in BOREXINO auftreten, sei an dieser Stelle jedoch auf Kapitel 4.5 verwiesen. Abbildung 4.2 zeigt einen schematischen Übersichtsplan der experimentellen Einrichtungen in Halle C, in der sich sowohl der BOREXINO-Detektor als auch der Prototyp Testdetektor, die Counting Test Facility (CTF I bzw. CTF II) befinden.

BOREXINO ist ein unsegmentierter Szintillationsdetektor der in einer konzentrischen Schalenstruktur aufgebaut ist, um das Detektionsvolumen effektiv gegen externe Strahlung abzuschirmen. Je näher sich die verwendeten Materialien am Zentrum des Detektors befinden, desto sauberer müssen sie in bezug auf radioaktive Verunreinigungen sein. Eine schematische Skizze des Detektoraufbaus ist in Abbildung 4.3 dargestellt.
Das Herzstück von BOREXINO besteht aus 300 t hochreinem Flüssigszintillator der sich in einem kugelförmigen, transparenten Nylonballon von 8.5 m Durchmesser (IV=„Inner Vessel“) im Zentrum des Detektors befindet. Mit Hilfe von räumlichen Software-Cuts kann ein effektives Volumen von ~ 100 t für den eigentlichen Nachweis solarer Neutrinos definiert werden (FV=„Fiducial Volume“) wodurch die restlichen, das FV umgebenden

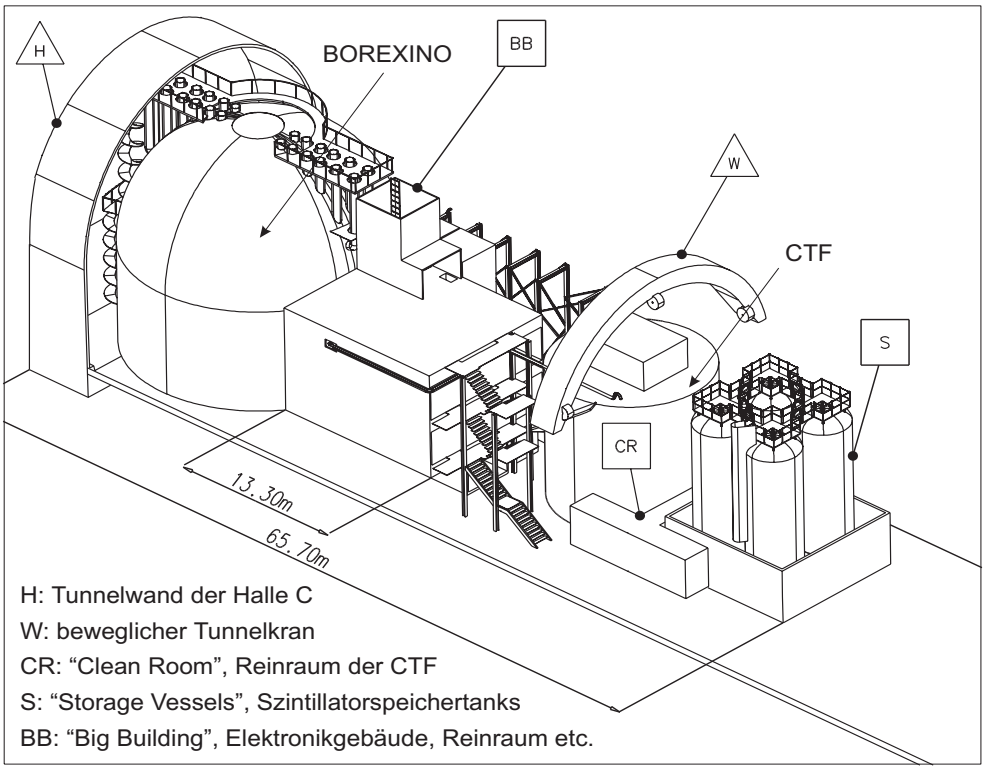


Abbildung 4.2: *Übersichtsplan der Halle C des Gran Sasso Untergrundlabors mit dem BOREXINO-Detektor und der Counting Test Facility CTF [Bor00].*

$\sim$200 t Szintillator als aktive Selbstabschirmung gegen die Aktivität des Nylonballons und der äußeren Detektorkomponenten genutzt werden können und somit der Untergrund im Detektionsvolumen auf ein Minimum reduziert werden kann.

Erste Wahl für den in BOREXINO verwendeten Flüssigszintillator ist PC (Pseudokumol, chemischer Name: 1,2,4-Trimetylbenzol) als Lösungsmittel mit einem Zusatz von 1.5 g/l des Wellenlängenschiebers PPO (2,5-Diphenyloxazol). Die Lichtausbeute dieser Szintillatorkombination beträgt ca. 10^4 Photonen/MeV, die in einem schmalen Wellenlängenband um 380 nm emittiert werden. Die Szintillatorpulse haben dabei typischerweise eine charakteristische Abfallzeit von $\sim$ 3.5 ns (β-Zerfälle), die aber aufgrund von Absorptions- und Reemissionsprozessen in der IV effektiv auf $\sim$ 5 ns verlängert werden.
Alternativ wird auch die Flüssigszintillatorkombination PXE (Phenyl-o-xylylethan) als Lösungsmittel mit dem primären Wellenlängenschieber pTP (p-Diphenylbenzol) und dem sekundären Wellenlängenschieber Bis-MSB (1,4-bis-(2-Methylstyryl)-Benzol) in Betracht gezogen.

Der Nylonballon ist von einer Stahlkugel mit 13.7 m Durchmesser umgeben, an deren Innenseite 2200 Photomultiplier (PMT's) mit einem Kathodendurchmesser von 20 cm zur Detektion des Szintillationslichtes befestigt sind. Ungefähr 83% der PMT's sind mit Lichtkonzentratoren ausgestattet, wodurch die totale geometrische Abdeckung des Szintillatorvolumens durch die PMT's bei 30% liegt und die mittlere Photoelektronenausbeute im Detektor ca. 400 pe/MeV beträgt. Umgerechnet ergibt das eine Energieauflösung von $\sim$ 5% (1σ) bei 660 keV, was ausreichen sollte, um in BOREXINO, die durch Streuung von solaren ^{7}Be-Neutrinos hervorgerufene, charakteristische Comptonkante im Energiespektrum der Rückstoßelektronen aufzulösen. Der Ort eines Ereignisses kann über das zeitliche Ansprechverhalten der PMT's rekonstruiert werden. Für den BOREXINO-Detektor liegt die Ortsauflösung bei $\sim$ 10 cm (1σ) bezogen auf eine Energiedeposition im Szintillator von 1 MeV.
Das Volumen zwischen Stahlkugel und Nylonballon ist mit rund 1000 t hochreiner, transparenter Abschirmflüssigkeit gefüllt, die von der Wahl des im Experiment verwendeten Szintillators abhängt. Um einen zu hohen Auftrieb und die damit verbundenen Kräfte auf den nur 0.1 mm starken Nylonballon zu vermeiden, wird die Dichte dieser Flüssigkeit der des Szintillators in der IV angepaßt. D.h. wird in BOREXINO ein Szintillator auf PC-Basis verwendet ($\rho_{\mathrm{PC}} = 0.88\,\mathrm{g/cm^3}$), wird PC (ohne PPO) auch als Abschirmflüssigkeit in der Stahlkugel verwendet. Bei einem Szintillator auf PXE-Basis ($\rho_{\mathrm{PXE}} = 0.98\,\mathrm{g/cm^3}$) kann dagegen Reinstwasser als Abschirmflüssigkeit gegen die γ-Strahlung aus den Stahlkugelwänden, den PMT's und anderen Detektorkomponenten, benutzt werden. Um die Diffusion von Radon z.B. aus dem Glas der PMT's in die IV-Region zu unterbinden, wird zusätzlich eine Nylonhülle als Radon-Konvektionssperre zwischen PMT's und IV angebracht.
Der gesamte innere Detektoraufbau befindet sich in einem Stahltank mit einem Durchmesser von 18 m und einer Höhe von 17 m, der mit ca. 2500 t hochreinem, deionisiertem Wasser gefüllt ist. Der Wasserbuffer dient einerseits zur Abschirmung von hochenergetischen γ's oder Neutronen aus den Hallenwänden, wird andererseits aber auch als aktiver Čerenkov-Detektor für Myon-Untergrundereignisse verwendet (siehe Kap. 8), weswegen an der Außenseite der Stahlkugel zusätzliche 208 PMT's angebracht sind.

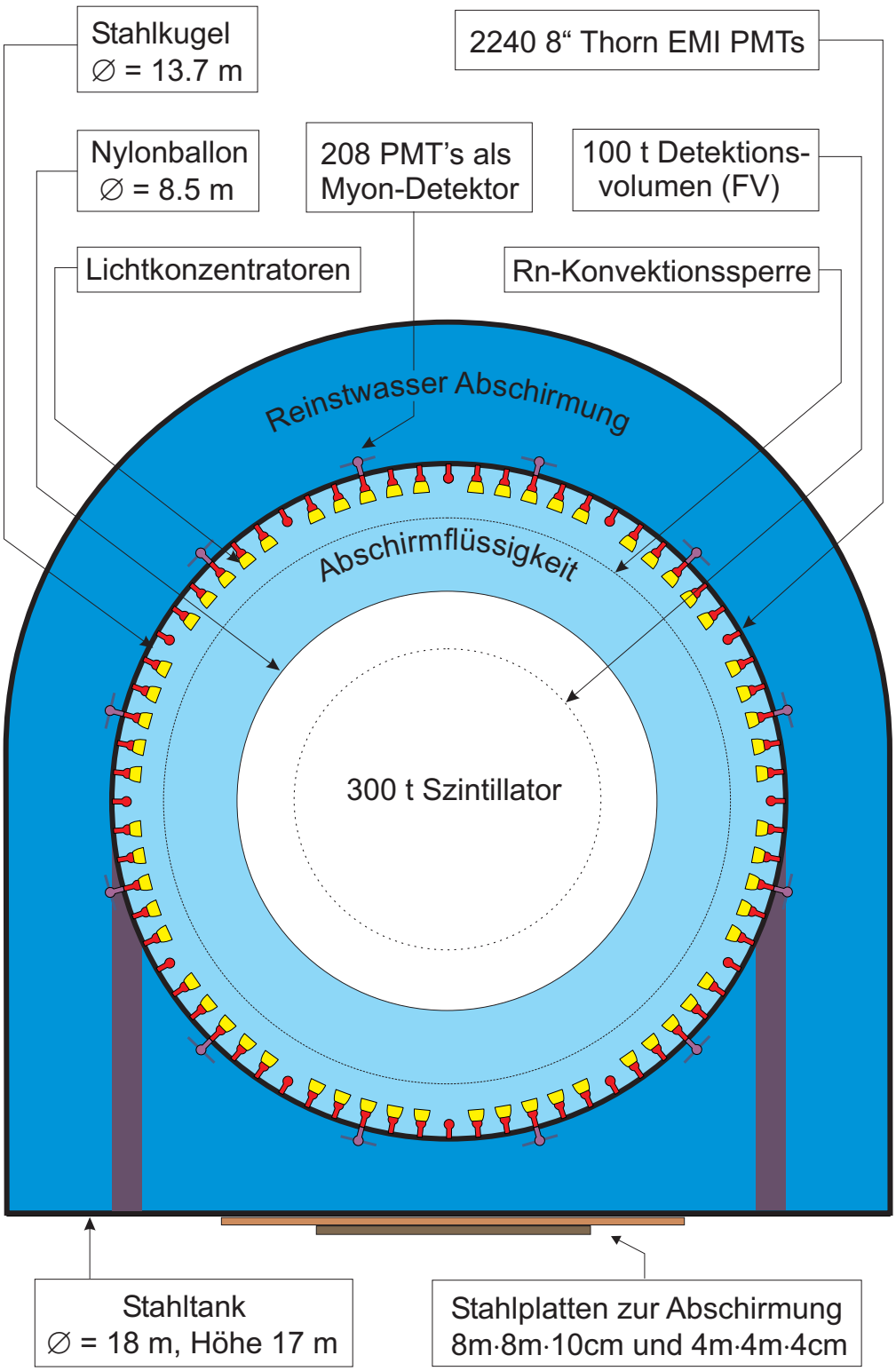


Abbildung 4.3: *Schematische Darstellung vom Aufbau des* BOREXINO*-Detektors im Gran Sasso Untergrundlabor. Der Querschnitt durch den Detektor zeigt die wesentlichen Strukturelemente von* BOREXINO.

4.3 Physikalische Zielsetzungen von BOREXINO

Wie bereits eingangs des Kapitels schon erwähnt wurde, besteht die primäre physikalische Zielsetzung von BOREXINO in der zeitaufgelösten und energiedispersiven Messung des solaren ^{7}Be-Neutrinoflusses. An dieser Stelle soll nun diskutiert werden, inwiefern die direkte Messung dieser mittelenergetischen Neutrinos die Existenz von Neutrinooszillationen bestätigen bzw. den Parameterbereich hierfür eingrenzen kann und für welche anderen physikalischen Fragestellungen (Antineutrino-Spektroskopie, Doppelbetazerfall) der extrem untergrundarme Detektor sonst noch genutzt werden kann.

1. Test der MSW-Neutrinooszillationslösungen

Abbildung 4.4 zeigt das nach dem SSM erwartete solare Neutrinospektrum in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie und die Wahrscheinlichkeit $P_{\nu_e \to \nu_e}$, daß ein in der Sonne generiertes Elektron-Neutrino auch als solches auf der Erde ankommt. Dabei ist $P_{\nu_e \to \nu_e}$ für die beiden Szenarien der materieinduzierten Neutrinooszillationen, LMA- und SMA-Lösung dargestellt. Wie man deutlich erkennen kann, ist im Falle einer totalen Flavourkonversion $\nu_e \to \nu_\mu$ (SMA-Lösung) die ^{7}Be- als auch die pep-Neutrinolinie maximal unterdrückt und BOREXINO würde ein reines $\nu_{\mu,\tau}$-Signal mit $\approx 23\%$ des SSM-Signals messen. Berücksichtigt man sämtliche Parameterkombinationen für $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$, die in Abb. 3.3 innerhalb

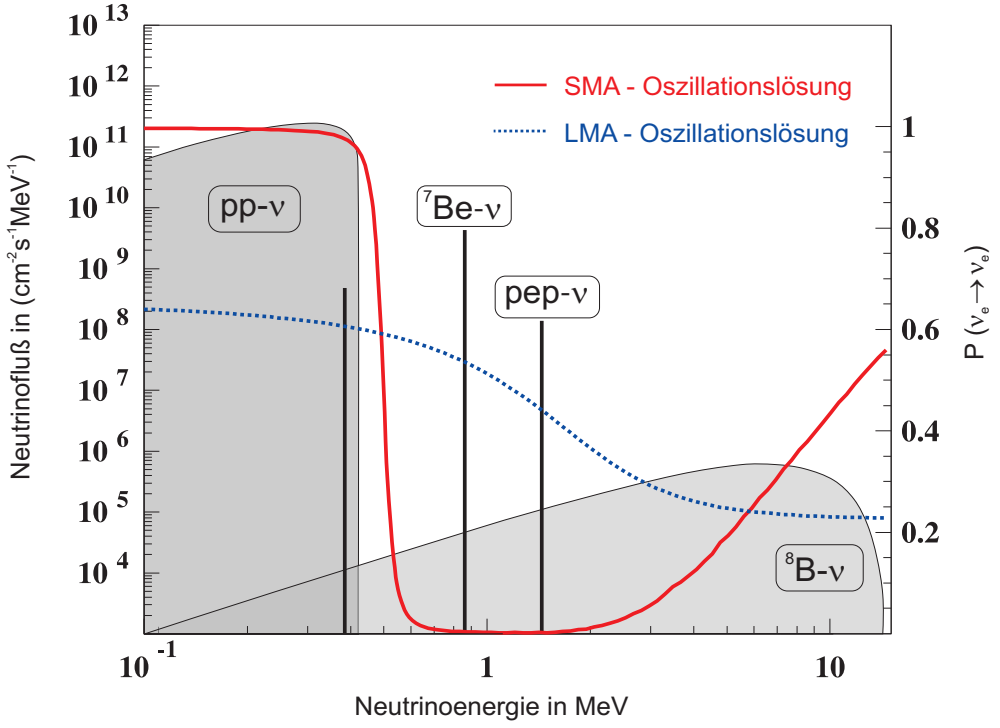


Abbildung 4.4: *Darstellung des nach dem SSM erwarteten solaren Neutrinospektrums in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie und der energieabhängigen Kurven der Überlebenswahrscheinlichkeit $P_{\nu_e \to \nu_e}$ für die beiden Szenarien der materieinduzierten Neutrinooszillationen, LMA- und SMA-Lösung. Die monoenergetischen Neutrinolinien sind dabei in Einheiten von $cm^{-2}s^{-1}$ angegeben.*

des grau-schattierten Bereichs für die SMA-Lösung liegen, dann ist in BOREXINO eine $\nu(^7\mathrm{Be})$-Signalrate von $10\,^{+11}_{-0}\,\nu$/d zu erwarten. Der Wert von $10\,\nu$/d resultiert dabei aus dem in Abb. 3.3, durch einen schwarzen Punkt gekennzeichneten, besten SMA Fit-Ergebnis mit $\Delta m^2 = 5.0 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{eV}^2$ und $\sin^2 2\theta = 7.2 \cdot 10^{-3}$, wobei sich die angegebenen Fehler auf ein Vertrauensniveau (C.L.) von 99% beziehen.
Im Falle der LMA-Lösung wäre die Unterdrückung der mittelenergetischen Neutrinos nicht so stark ausgeprägt und die zu erwartende ^{7}Be-Neutrinorate läge bei $\approx$ 60% des SSM-Signals, was für den entsprechenden Parameterbereich der LMA-Lösung in BOREXINO einer Signalrate von $25\,^{+7}_{-7}\,\nu$/d (99% C.L.) entsprechen würde.

Test des Tag-Nacht-Effekts: Das dritte MSW-Oszillationsszenarium für Massendifferenzen $\Delta m^2 \approx 1.0 \cdot 10^{-7}\mathrm{eV}^2$ bei fast vollständiger Mischung $\sin^2 2\theta \approx 1$, wird als LOW-Lösung bezeichnet und kann in BOREXINO sehr sensitiv über den sogenannten Tag-Nacht-Effekt getestet werden. Solare Neutrinos, die nachts im Detektor nachgewiesen werden, können auf ihrem im Mittel $\approx 1.2 \cdot 10^4$ km langen Weg durch die Erdmaterie von $\nu_{\mu,\tau}$ nach ν_e zurück konvertiert werden, weshalb man auch von einem nächtlichen Regenerationseffekt der Neutrinos in der Erde spricht. Demnach sollte die bei Nacht gemessene Signalrate über der bei Tag gemessenen liegen, wobei die Differenz zwischen Tag/Nachtsignalrate vom Einfallswinkel der Neutrinos abhängt und somit jahreszeitlichen Schwankungen unterworfen ist. Im Gegensatz zu Super-KAMIOKANDE und SNO kann BOREXINO wegen seiner geringen Energieschwelle diesen Effekt besonders sensitiv testen, da dieser gerade für die mittel- und vor allem monoenergetischen ^{7}Be-Neutrinos am stärksten ausgeprägt ist. Die zu erwartende Signalrate läge für BOREXINO in diesem Fall bei $25\,^{+3}_{-4}\,\nu$/d (99% C.L.).

2. Test der Vakuum-Neutrinooszillationslösung

Im Falle von Vakuum-Neutrinooszillationen ist die Überlebenswahrscheinlichkeit $P_{\nu_e \to \nu_e}$ für Elektron-Neutrinos der Energie E_ν, als Funktion des Abstands L zwischen Erde und Sonne durch folgenden Ausdruck bestimmt:

$$P_{\nu_e \to \nu_e} = 1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 [eV^2]\, L[m]}{E_\nu [MeV]} \right) . \qquad (4.6)$$

Die Zeitabhängigkeit der elliptischen Umlaufbahn der Erde um die Sonne läßt sich dabei sehr gut durch $L(t) = L_0(1 - \epsilon \cos \frac{2\pi t}{T})$ beschreiben, wobei $L_0 = 1\mathrm{AU}$, $T = 1\,\mathrm{Jahr}$ und die Exzentrizität der Umlaufbahn durch $\epsilon = 0.0167$ gegeben ist. Für Massendifferenzen von $\Delta m^2 \approx 10^{-11}\mathrm{eV}^2$ und $E_\nu \approx 1\,\mathrm{MeV}$ wird die Neutrino-Oszillationslänge $L_{osc} \approx 2.5 \cdot 10^{11}$ m vergleichbar mit dem Abstand Erde-Sonne (d$\approx 1.5 \cdot 10^{11}$ m), wodurch es möglich wird, die Vakuum-Neutrinooszillationslösung in einem sogenannten „Very-Long-Baseline"-Experiment mit periodisch veränderlichem Abstand von ν-Quelle und Detektor zu testen.
In Abbildung 4.5 ist für drei verschiedene (Δm^2-$\sin^2 2\theta$)-Parameterkombinationen die jahreszeitliche, periodische Schwankung der Neutrinosignalrate in BOREXINO dargestellt. Die oberste Kurve gibt dabei die natürliche, nur durch die Exzentrizität der Erdumlaufbahn bedingte saisonale Schwankung der Signalrate mit der charakteristischen $1/L^2$-Abhängigkeit an, die auch ohne Annahme von Neutrinooszillationen $\approx$ 7% beträgt. Während

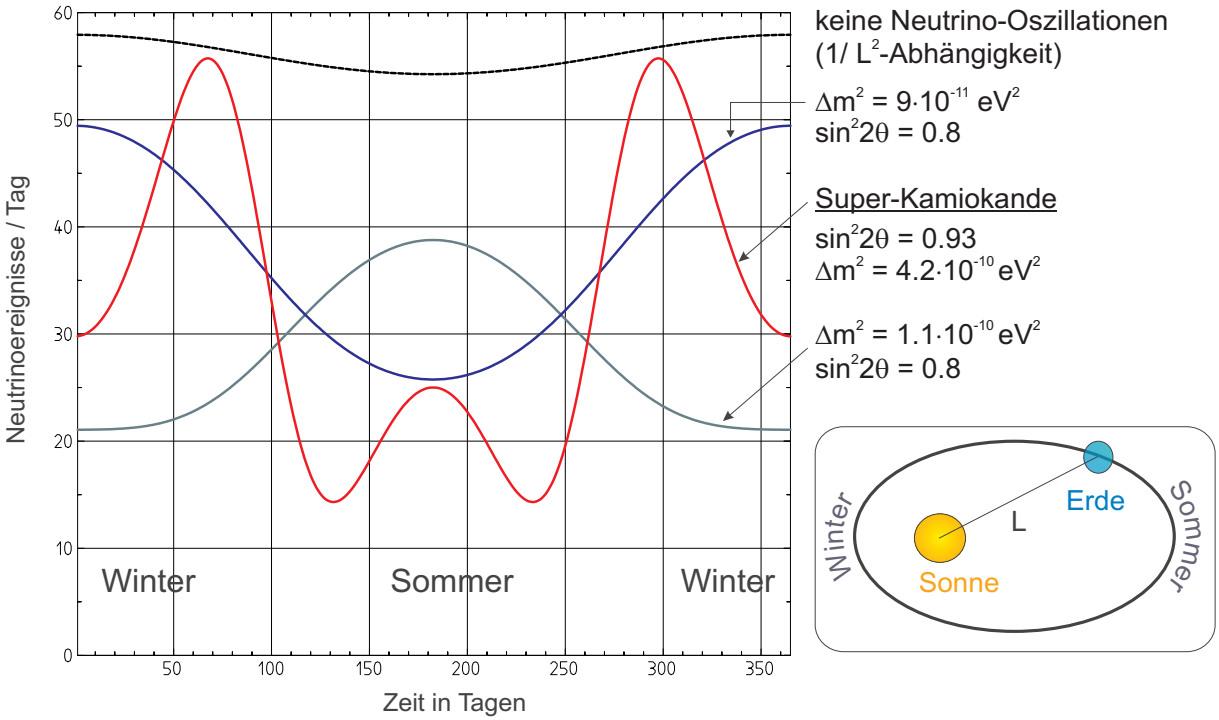


Abbildung 4.5: *Test der Vakuum-Neutrinooszillationslösung in* BOREXINO. *Die jahreszeitliche, periodische Schwankung der Neutrinosignalrate ist für drei verschiedene* (Δm^2-$\sin^2 2\theta$)-*Parameterkombinationen dargestellt. Die oberste Kurve gibt dabei die natürliche, nur durch die Exzentrizität der Erdumlaufbahn bedingte saisonale Schwankung der Signalrate* ($\approx 7\%$) *an.*

Super-KAMIOKANDE und SNO nur auf das kontinuierliche ^{8}B-Neutrinospektrum sensitiv sind und somit die Signatur der jahreszeitlichen Schwankung sehr undeutlich („ausgeschmiert“) ist, wird die Neutrinorate in BOREXINO von den monoenergetischen ^{7}Be-Neutrinos dominiert weswegen hier die zeitliche Variation in der Signalrate, wie in Abb. 4.5 zu sehen ist, besonders stark ausgeprägt ist. So variiert z.B. die ν-Rate im Falle der von Super-KAMIOKANDE favorisierten Parameterlösung[1] von $\Delta m^2 = 4.2 \cdot 10^{-10}\text{eV}^2$ und $\sin^2 2\theta = 0.93$ zwischen fast vollem vorhergesagten ν-Fluß im Frühjahr und Spätherbst ($\sim 55\,\nu$/d) und annähernd maximaler Unterdrückung im Sommer ($\sim 15\,\nu$/d). Außerdem sollte es möglich sein, aufgrund der ausgeprägten zeitabhängigen Signatur in BOREXINO zwischen unterschiedlichen Vakuum-Oszillationslösungen sehr empfindlich unterscheiden zu können.

3. Test einer möglichen Konversion in sterile Neutrinos

Im Falle einer Konversion von ν_e in rechtshändige und somit sterile Neutrinos ν_s, wäre in BOREXINO mit einer Signalrate zu rechnen, die noch unterhalb der durch maximale Flavourkonversion in $\nu_{\mu,\tau}$ festgelegten Grenze von $\approx 0.23 \cdot$ SSM-Signal liegt. Dabei ist die Konversion in ν_s (wie in Abb. 3.4 gezeigt wurde) energieabhängig, und die Überlebenswahrscheinlichkeit $P_{\nu_e \to \nu_e}$ für die mittelenergetischen ^{7}Be- und pep-Neutrinos nimmt,

[1] Dieses Fitergebnis beruht auf einer möglichen beobachteten Deformation des ^{8}B-Neutrinospektrums

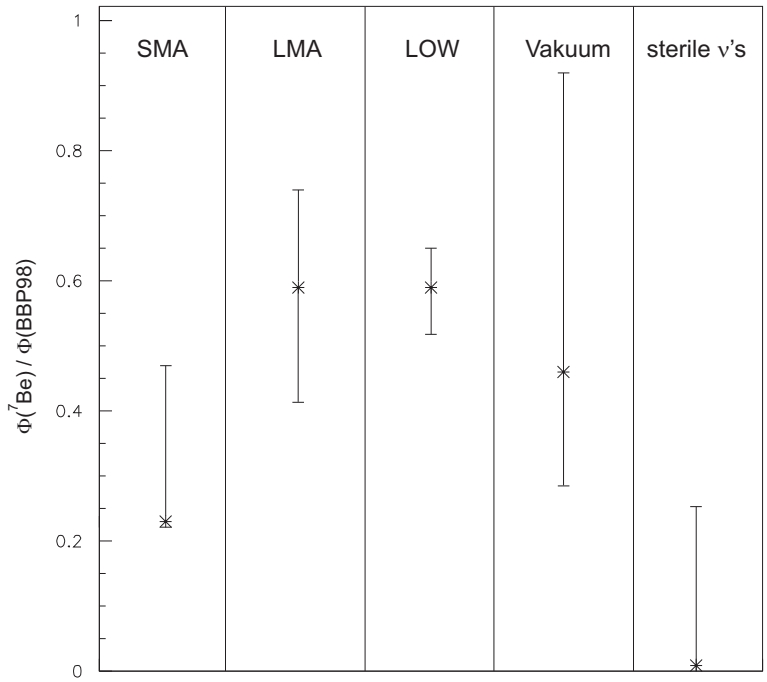


Abbildung 4.6: *Graphische Darstellung der in* BOREXINO *zu erwartenden* ^{7}*Be-Signalrate (99% C.L.), bezogen auf das Standardsonnenmodell [BBP98] für die 5 verschiedenen Neutrinooszillations-Szenarien.*

ähnlich wie im Falle der SMA-Lösung, ein Minimum an. Deshalb kann mit einem auf ^{7}Be-Neutrinos sensitiven Detektor wie BOREXINO eine mögliche Konversion in sterile Neutrinos sensitiv getestet werden. Für BOREXINO wäre dabei eine ^{7}Be-Signalrate von $0\,^{+11}_{-0}\,\nu$/d (99% C.L.) zu erwarten. In Abb. 4.6 und Tab. 4.2 sind noch einmal alle ^{7}Be-Signalraten zusammengefaßt, die sich für die möglichen 5 Neutrinooszillations-Szenarien ergeben.

	Signalraten in BOREXINO	
	$\Phi_{^7Be}/\Phi_{BBP98}$	$\nu(^7\mathrm{Be})/(\mathrm{d}\cdot 100\mathrm{t})$
SMA-Lösung	$0.23\,^{+0.24}_{-0.01}$	$10\,^{+11}_{-0}$
LMA-Lösung	$0.59\,^{+0.15}_{-0.18}$	$25\,^{+7}_{-7}$
LOW-Lösung	$0.59\,^{+0.06}_{-0.08}$	$25\,^{+3}_{-4}$
Vakuum-Oszillationslösung	$0.46\,^{+0.46}_{-0.18}$	$20\,^{+20}_{-8}$
Sterile Neutrinos	$0.009\,^{+0.244}_{-0.005}$	$0\,^{+11}_{-0}$

Tabelle 4.2: *Wertebereiche für das* ^{7}*Be-Neutrinosignal in* BOREXINO *(99%C.L.) für die 5 verschiedenen Neutrinooszillations-Szenarien (SMA, LMA, LOW, VAC and Sterile Neutrinos), bezogen auf das Standardsonnenmodell [BBP98]. Die absoluten Werte der* ^{7}*Be-Signalrate in Spalte 2 beziehen sich auf eine maximale Rate von 43.3* $\nu(^7Be)/(d\cdot 100t)$ *nach dem Standardmodell ohne Neutrinooszillationen.*

Um nun eindeutig zwischen den Szenarien der SMA-, LMA-, LOW und Vakuums-Lösung oder einer Konversion in sterile Neutrinos unterscheiden zu können, müssen zusätzlich zur absolut gemessenen Signalrate (siehe Tab. 4.2) noch weitere Informationen ausgenützt werden. So kann z.B. über die jahreszeitliche bzw. tageszeitliche Modulation der Signalrate, eindeutig die Vakuumslösung bzw. die LOW-Lösung für den entsprechenden $\Delta m^2 - \sin^2 2\theta$-Parameterbereich eingegrenzt werden.
Zur expliziten Aufschlüsselung der MSW-Szenarien, könnte die zusätzliche Information aus den in BOREXINO und KamLAND geplanten Long-Baseline Reaktor-Antineutrinoexperimenten (siehe nachfolgender Punkt 4.) den Parameterbereich für die LMA-Lösung stark eingrenzen. Dagegen wäre eine in BOREXINO gemessene Signalrate von weniger als ≈ 5 Ereignissen/(d·100 t) ein eindeutiger Hinweis auf eine Konversion in sterile Neutrinos, die alle anderen Oszillations-Szenarien ausschließen würde.

4. Antineutrino-Spektroskopie

Neben dem primären Ziel der Detektion von solaren Neutrinos, kann der BOREXINO-Detektor gleichzeitig auch für die Antineutrino-Spektroskopie verwendet werden. Dabei macht man sich die eindeutige Ereignissignatur der $\bar{\nu}_e$-Einfangsreaktion im Flüssigszintillator

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \tag{4.7}$$

zunutze, die über die verzögerte Koinzidenz aus promptem Positronen-Annihilationssignal und dem um $\sim 150\,\mu$s verspäteten 2.2 MeV γ-Quant aus dem Neutroneneinfang an einem Proton, beobachtet werden kann. Mit Hilfe dieser $\bar{\nu}_e$-Signatur läßt sich der Untergrund so effektiv unterdrücken, daß in BOREXINO das gesamte Szintillatorvolumen von 300 t als Detektionsvolumen genutzt weden kann und eine Antineutrino-Nachweisrate im Bereich von $\sim 1\bar{\nu}_e/(\text{Jahr} \cdot 300\,\text{t})$ möglich sein sollte. Als Antineutrinoquellen können z.B. europäische Kernreaktoren, die Erdkruste, Supernova-Explosionen oder unter bestimmten Voraussetzungen, die jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik liegen (Existenz eines Majorana Neutrinos bzw. eines magnetischen Moments für ν's), auch die Sonne dienen. Die $\bar{\nu}_e$'s aus den unterschiedlichen Quellen lassen sich dabei in verschiedene Energiebereiche unterteilen:

Detektion von Antineutrinos aus europäischen Reaktoren [Schö99]:
Die französischen, deutschen und schweizer Leistungsreaktoren, die in einer mittleren, gewichteten Distanz von ~ 750 km zum Gran Sasso Untergrundlabor liegen, emittieren $\bar{\nu}_e$'s mit einer wohlbekannten Fluß- und Spektralverteilung mit Energien bis zu ≈ 8 MeV. Damit läge die Oszillationswellenlänge der $\bar{\nu}_e$'s genau in dem Bereich der Mischungsparameter, die für das Auftreten der LMA-Lösung verantwortlich sein könnten. Es ist deshalb geplant, BOREXINO als „Long Baseline"-Experiment für Vakuumneutrinooszillationen zu nutzen, um die LMA-Lösung des MSW-Effektes unabhängig vom Sonnenmodell testen zu können. Mit einer Sensitivität auf Massendifferenzen im Bereich $\Delta m^2 \sim (10^{-3} - 10^{-5})\text{eV}^2$ könnte BOREXINO somit die Lücke im MSW-Parameterbereich abdecken, die vom CHOOZ-Experiment und den solaren Neutrinoexperimenten noch nicht explizit ausgeschlossen wurde. Würde BOREXINO den maximalen Fluß von $27\,\bar{\nu}_e/(\text{Jahr}\cdot 300\,\text{t})$ messen, so ließe sich nach drei Jahren Meßzeit die LMA-Lösung mit 95% C.L. ausschließen.

Detektion von geophysikalischen Antineutrinos aus der Erdkruste [Rag98]:
Die in der Erdkruste durch radioaktiven Zerfall von Uran und Thorium produzierte Wärme, die rund 40% der gesamten Erdwärme von $\sim 40\,\mathrm{TW}$ ausmacht, spielt eine Schlüsselrolle im Verständnis geophysikalischer Modelle, die die Beschaffenheit und Zusammensetzung der Erdkruste beschreiben. Durch die Detektion dieser terrestrischen $\bar{\nu}_e$'s aus U- und Th-Zerfällen, die Energien im Bereich 1.8-3.3 MeV besitzen, könnte BOREXINO einen fundamentalen Beitrag leisten, um diese unterschiedlichen geophysikalischen Modelle unserer Erdkruste zu überprüfen.

Detektion von Antineutrinos $\bar{\nu}_e$ aus Typ-II-Supernovae [Bor99]:
Bei einer Supernova-Explosion wird innnerhalb eines Zeitraums von einigen wenigen Sekunden ein hoher Fluß an (Anti-)Neutrinos mit Energien von mehreren 10 MeV freigesetzt. In BOREXINO würden z.B. als dominantes Signal einer Typ-II Supernovaexplosion, die in einer Entfernung von 10 kpc stattfindet[2], ca. 80 $\bar{\nu}_e$-Ereignisse erwartet werden. Die grundsätzliche physikalische Zielsetzung von BOREXINO liegt dabei in der Messung des Neutrinoflusses, seiner Flavourzusammensetzung und der Bestimmung der Rate $\nu/\bar{\nu}_e$. Letztere Messung wird durch die Präsenz von ^{12}C im Flüssigszintillatortarget ermöglicht. Somit kann der gesamte Neutrinofluß, ungeachtet seiner Flavourzusammensetzung, über die NC-Reaktion der ^{12}C-Anregung detektiert werden, wobei der reine Elektron-Antineutrinofluß über die CC-Reaktion des inversen β-Zerfalls nachgewiesen wird.
Zweitens könnten durch die Messung der Zeitdifferenz von NC- und CC-Signal neue Neutrino-Massengrenzen aufgestellt werden.

5. Messung des magnetischen Moments μ_ν des Neutrinos:

Wegen der extrem niedrigen Untergrundrate des Detektors bietet sich für BOREXINO die Möglichkeit, mit Hilfe von künstlichen, intensiven Neutrinoquellen wie z.B. ^{90}Sr und ^{51}Cr, die experimentellen Grenzen für das magnetische Moment des Neutrinos μ_ν zu verbessern. Die Sensitivität, die in BOREXINO für μ_ν mit einer 1 MCi Quelle erreicht werden könnte, beträgt $\mu_\nu = 5 \cdot 10^{-11}\,\mu$Bohr (für ^{51}Cr) bzw. $\mu_\nu \sim 3 \cdot 10^{-11}\,\mu$Bohr (für ^{90}Sr) [Ian99].

6. Doppelbetazerfallsexperiment mit ^{136}Xe:

Der neutrinolose doppelte Betazerfall erlaubt im Rahmen moderner Theorien sehr empfindliche Aussagen über den Majorana-Charakter der Neutrinos, über die Neutrinomasse und über eventuelle rechtshändige Beimischungen in der geladenen, schwachen Stromwechselwirkung. Mit Hilfe von BOREXINO könnte erstmals ein großvolumiges 0ν-$\beta\beta$-Experiment mit mehreren hundert Tonnen Detektormaterial durchgeführt werden, indem die hohe Löslichkeit von Edelgasen wie ^{136}Xe im Szintillator ausgenützt wird. Es ist geplant, in einem ersten Testexperiment mit der CTF ca. 10 kg ^{136}Xe im Szintillator anzureichern. Bei erfolgreich verlaufendem Test könnte dann zukünftig die Edelgasbeimischung im Szintillator von BOREXINO bis auf ~ 2 Tonnen ^{136}Xe erhöht werden [Cac99].

[2] 10 kpc entspricht gerade der Distanz unserer Sonne zum Zentrum der Milchstraße.

4.4 Reinheitsanforderungen in BOREXINO

Da die Nachweisreaktion für solare Neutrinos in BOREXINO über ν-e-Streuung im Szintillator erfogt, stellen ν-Reaktionen im Detektor, im Gegensatz zur eindeutigen doppelten Ereignissignatur von $\bar{\nu}_e$'s, Einzel-Ereignisse dar, die nur über das comptonartige Spektrum der Rückstoßelektronen indirekt nachgewiesen werden können. Somit trägt im Prinzip jede, z.B. durch α-, β- oder γ-Zerfälle hervorgerufene Energiedeposition im Detektor zum Untergrund in BOREXINO bei, da diese Ereignisse nicht oder nur sehr schwer vom eigentlichen ν-Ereignis zu unterscheiden sind. Um die solare ν-Ereignissignatur dennoch auflösen zu können, müssen extrem hohe Anforderungen an die Reinheit der Detektorkomponenten gestellt werden.
Der Untergrund in BOREXINO läßt sich in drei Kategorien einteilen – den externen Untergrund, den internen Untergrund und den kosmogenen Untergrund, der jedoch in Kapitel 4.5 gesondert behandelt werden soll.

Externer Untergrund

Unter dem externen Untergrund im Detektor versteht man den γ-Untergrund der von radioaktiven Verunreinigungen der PMT's, der Kabel, der Stahlkugel etc., also von Detektorkomponenten außerhalb des Szintillatorvolumens, stammt. Zusätzlich tragen γ's und Neutronen, die aus den Tunnelwänden des Untergrundlabors emittiert werden, zum externen Untergrund bei.
In den äußeren Detektorkomponenten spielen vor allem die radioaktiven Verunreinigungen an ^{40}K und den Nukliden der Uran- und Thoriumzerfallsreihen eine wichtige Rolle. Hierbei ist vornehmlich die Emission von Photonen von Belang, die die Abschirmung durchdringen und im Detektionsvolumen wechselwirken können. Tabelle 4.3 faßt die Beiträge der verschiedenen Detektorkomponenten zum Untergrund in BOREXINO für das ^{7}Be-Energieintervall 250 keV<E<800 keV zusammen. Die simulierten Untergrundraten beziehen sich dabei auf die gemessenen Konzentrationen der primordialen Elemente Uran, Thorium und Kalium in den einzelnen Detektorkomponenten.
Wie daraus ersichtlich ist, tragen die 2240 PMT's mit $\approx$ 0.1 Ereignissen/(d·100 t) am stärksten zum externen γ-Untergrund im ^{7}Be-Neutrinofenster in BOREXINO bei. Neben den Beiträgen der 2000 Lichtkonzentratoren und des Nylonballons, die zusammen ebenfalls $\approx$ 0.1 Ereignisse/(d·100 t) des externen Untergrunds ausmachen, soll an dieser Stelle auch auf die Problematik der Radon-Emanation hingewiesen werden. Unter der Annahme eines Radon-Gehalts von 1 mBq/m^3 in der Abschirmflüssigkeit, würde ein nicht zu vernachlässigender Untergrundbeitrag von $\approx$ 0.03 Ereignissen/(d·100 t) von ^{222}Rn stammen, das eine Halbwertszeit von 3.8 Tagen besitzt und als Edelgas chemisch inert und dadurch relativ mobil ist. ^{222}Rn kann von Materialien die ^{226}Ra enthalten emaniert werden und trägt unter Normalbedingungen zur Aktivität der Umgebungsluft in Labors bei, die sich üblicherweise in einem Rahmen von ca. 10 Bq/m^3 bis ca. 10^2 Bq/m^3 bewegt. Die Emanation von Rn aus den oben genannten Detektorkomponenten in die Abschirmflüssigkeit stellt somit ein ernstzunehmendes Problem dar. Wenn das Rn durch Konvektion in die Nähe des Szintillatorbehälters gelangt, kann die für die Abschirmflüssigkeit tolerierte Aktivität überschritten werden, obwohl ihre intrinsische Reinheit selbst, ausreichend wäre. Um die-

Detektor-Komponente	Konzentration der primordialen Elemente			Untergrundrate
	Uran [g/g]	Thorium [g/g]	Kalium [g/g]	pro (d·100 t)
2240 PMT's	$3 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-5}$	<0.1
2000 Lichtsammler	$7 \cdot 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-6}$	<0.06
Nylonballon	$2 \cdot 10^{-11}$	$2 \cdot 10^{-11}$	$1 \cdot 10^{-8}$	<0.04
Abschirmflüssigkeit	$1 \cdot 10^{-15}$	$1 \cdot 10^{-15}$	$5 \cdot 10^{-12}$	<0.01
Innere Stahlkugel	$2 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-7}$	<0.01
Kabel	$2 \cdot 10^{-8}$	$2.4 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{-6}$	<0.003
Rn in der Abschirmflüssigkeit	Annahme Rn-Gehalt: 1 mBq/m^3			0.03
Gesamt				<0.25

Tabelle 4.3: *Simulierte, externe γ-Untergrundraten in* BOREXINO*, basierend auf den angegebenen Konzentrationen primordialer Elemente in den verschiedenen Detektorkomponenten. Die Werte beziehen sich auf das Energieintervall 250 keV<E<800 keV.*

ses Problem in jedem Fall zu vermeiden, wird in BOREXINO eine zusätzliche, transparente Nylonhülle als Rn-Barriere zwischen Szintillatorbehälter und PMT's angebracht.
Ein weiteres Problem stellt die Tatsache dar, daß sich die ionisierten Zerfallsprodukte von Rn bevorzugt an Staub oder Oberflächen anlagern, was wiederum zu einer möglichen Kontaminationsquelle der Detektormaterialien in BOREXINO führen kann. Vor allem das aus dem Zerfall der kurzlebigen Rn-Tochternuklide stammende ^{210}Pb, das eine Halbwertszeit von 22.3 Jahren besitzt, kann sich während der Konstruktion oder des Transports des Nylonballons in radonhaltiger Umgebungsluft, dort als ^{210}Pb-Oberflächenaktivität anlagern.

Interner Untergrund

Unter dem internen Untergrund in BOREXINO versteht man den Untergrund an intrinsischen, radioaktiven Verunreinigungen des Flüssigszintillators. Während sich der externe Untergrund hauptsächlich über den räumlichen FV-Cut, d.h. der Definition eines effektiven Detektionsvolumens von 100 t unterdrücken läßt, stellt der interne Untergrund im Vergleich dazu ein kritischeres Problem dar. Von den natürlich vorkommenden Radionukliden tragen zum intrinsischen Untergrund vor allem ^{40}K und die Nuklide Uran und Thorium mit ihren Zerfallsketten als Verunreinigungen im Szintillator bei. Um den internen Untergrund auf einen mit dem erwarteten ν-Signal verträglichen Wert von < 1 Ereignis/(d·100 t) im Energieintervall 250 keV<E<800 keV zu reduzieren, kann höchstens ein Uran- bzw. Thoriumgehalt von 10^{-16} g/g und ein Kalium-Gehalt von höchstens 10^{-14} g/g im Szintillator toleriert werden. Organische Szintillatorflüssigkeiten sollten jedoch im Vergleich zu anderen Detektorflüssigkeiten besonders gut für die geforderte Reinheit geeignet sein, da das Lösungsmittel über fraktionierte Destillation von Erdöl gewonnen wird und dadurch bereits einen niedrigen Gehalt an metallischen Verunreinigungen wie K, Th oder U aufweisen sollte. Ich möchte jedoch in dieser Arbeit nicht weiter auf die verschiedenen Reinigungsmethoden des Szintillators

wie Destillation, Wasserextraktion, Säulenreinigung etc. eingehen, die in den Referenzen [Bor98a, Bor98c, Bor00, Hen99, Gol97, Gri00] ausführlich diskutiert werden, sondern vielmehr die Isotope vorstellen, die eine potentielle Untergrundquelle in BOREXINO darstellen.

^{40}K: Durch das häufige Vorkommen in der Umwelt ist ^{40}K ein Radionuklid, das wegen seiner extrem langen Halbwertszeit von $1.3 \cdot 10^9$ a und seiner Zerfallsenergie für den Untergrund in BOREXINO, eine besondere Rolle spielt. ^{40}K zerfällt zu 90% über β^--Zerfall mit 1.3 MeV Endpunktenergie auf ^{40}Ca. In 10% der Fälle findet ein Elektroneneinfang auf ^{40}Ar statt, bei dem ein γ-Quant mit 1.46 MeV emittiert wird. Die relative Häufigkeit des Isotops ^{40}K beträgt 0.012% womit die spezifische Aktivität von natürlichem Kalium einen Wert von 30 Bq/g annimmt.

Uran: ^{238}U stellt das Ausgangsnuklid einer Zerfallsreihe mit 8 α- und 6 β-Zerfällen zu ^{206}Pb dar, wobei die β-Zerfälle zum Teil durch hochenergetische γ's begleitet werden. Elektronen und α-Teilchen haben im Szintillator eine nur sehr kleine Reichweite von einigen Millimetern bzw. $\sim 50\mu$m und können daher als punktförmige Ereignisse betrachtet werden, die von $\nu-$e-Streuereignissen nicht zu unterscheiden sind. Auch für γ's mit mittleren Reichweiten von $\sim$ 10 cm (bei 1 MeV), die in der Regel mehrere Wechselwirkungspunkte im Szintillator besitzen, ist eine Unterscheidung zu Neutrinoereignissen fast nicht möglich.
Bei α-Zerfällen muß zusätzlich berücksichtigt werden, daß ein wesentlich geringerer Anteil ihrer Energie in Szintillationslicht umgewandelt wird als bei Elektronen. Das als α-*Quenching* bezeichnete Phänomen hängt mit der für schwerere Teilchen erhöhten Ionisationsdichte zusammen. Durch die damit verbundene größere Konzentration angeregter Szintillator-Moleküle steigt die Wahrscheinlichkeit für einen nicht-radiativen Abregungsprozeß stark an womit viele der in den Uran- und Thoriumketten auftretenden α-Zerfälle mit Energien zwischen $\sim$2-9 MeV trotzdem in den relevanten Energiebereich für die ^{7}Be-Neutrinodetektion fallen können[3].
Allerdings führt der Mechanismus des Signal-Quenchings im Szintillator auch zu einer sehr viel längeren, charakteristischen Lichtemissionszeit für α-Ereignisse im Vergleich zu β/γ-Pulsen. Diese Tatsache macht man sich bei der Methode der α-β-Diskrimination (PSD-Analyse) zunutze, womit eine energieabhängige Effizienz von 90-99% für die Erkennung von α-Untergrundereignissen im Detektor erzielt werden kann [Bor00].
Nimmt man die Betriebsdauer von BOREXINO einmal als charakteristische Zeitspanne an, so läßt sich die Uranzerfallsreihe in zwei Gruppen einteilen, die sich untereinander jedoch nicht notwendigerweise im Zerfallsgleichgewicht befinden. Zum einen ist dies die am Anfang der Uranreihe stehende GruppeI zwischen ^{238}U und ^{234}Pb und zum anderen die GruppeII zwischen ^{226}Ra und ^{214}Po. Die in GruppeII auftretende verzögerte β-γ-Koinzidenz $^{214}\text{Bi} \rightarrow {}^{214}\text{Po}\,(164\mu\text{s}) \rightarrow {}^{210}\text{Pb}$ ermöglicht es in einer einfachen und sensitiven Bestimmung, den ^{226}Ra-Gehalt im Szintillator zu messen und den von allen Zerfällen der GruppeII verursachten Untergrund im

[3] Für die Szintillatorkombinationen PC+PPO bzw. PXE+pPT+Bis-MSB liegt der α-Quenchingfaktor für α-Energien von 6 MeV bei 12.4 bzw. 9.6 [Nef96].

Detektor statistisch abzuziehen. Ein Rückschluß auf den Gehalt an ^{238}U ist jedoch nur unter der Annahme eines sekulären Zerfallsgleichgewichtes zwischen Gruppe I und II möglich. Gelangt radonhaltige Luft bei der Vorbereitung des Experiments in den Szintillator, so zerfällt das Rn zu ^{210}Pb, das sich dadurch im Szintillator anreichern kann und somit dort in einer weit höheren Konzentration vorliegt als es nach dem Gehalt an ^{238}U oder ^{226}Ra unter Annahme einer im Gleichgewicht stehenden Kette, zu erwarten wäre.
An dieser Stelle sei noch erwähnt, daß die ^{235}U-Zerfallskette für die Untergrunddiskussion in BOREXINO vernachlässigt werden kann. Mit einer Isotopenhäufigkeit von nur 0.7% und einer ca. 6 mal kürzeren Lebensdauer als ^{238}U ist der Untergrundbeitrag der ^{235}U-Zerfallskette ca. 20 mal kleiner als der der ^{238}U-Kette.

Thorium: ^{232}Th zerfällt über 6 α- und 4 β-Zerfälle auf ^{208}Pb. Auch für die Thoriumzerfallskette gelten die selben Überlegungen bezüglich des radioaktiven Gleichgewichts, der Untergrundreduktion durch α-β-Diskrimination und statistischer Subtraktion wie bei der Uranzerfallskette. Bei ^{228}Ra und ^{228}Th kann auch in dieser Kette das Gleichgewicht gebrochen sein, allerdings liegt die Lebensdauer dieser Nuklide im Bereich der Laufzeit des Experiments, so daß sich starke Konzentrationsunterschiede mit der Zeit angleichen. Im Gegensatz zur Uranreihe stellt hier das gasförmige Radon Isotop ^{220}Rn kein Problem dar, da es eine Halbwertszeit von nur 55.6 s besitzt und über relativ kurzlebige Tochterkerne ($T_{1/2} < 11$ h) auf das stabile ^{208}Pb zerfällt. Analog zur Uranzerfallskette läßt sich auch hier über die Methode der verzögerten Koinzidenzen die Aktivität des unteren Teils der Kette bis ^{228}Th bestimmen, womit sich der von allen Zerfällen dieser Gruppe verursachte Untergrund statistisch vom Signal abziehen läßt. Hierzu kann zum einen die verzögerte β-γ-Koinzidenz $^{212}\text{Bi} \rightarrow {}^{212}\text{Po}\,(300\,\text{ns}) \rightarrow {}^{208}\text{Pb}$ ausgenutzt werden, zum anderen aber auch die verzögerte α-α-Koinzidenz $^{220}\text{Rn} \rightarrow {}^{216}\text{Po}\,(150\,\text{ms}) \rightarrow {}^{212}\text{Pb}$.

Mit Hilfe der drei Techniken: (1) Methode der verzögerten Koinzidenzen, (2) α-β-Diskrimination und (3) statistischer Subtraktion, kann also ein Großteil des durch natürliche, radioaktive Verunreinigungen im Szintillator verursachten Untergrunds in BOREXINO verworfen werden. In Abbildung 4.7 ist das simulierte Elektron-Energiespektrum (Signal + Untergrund, obere Kurve) für solare Neutrinoereignisse (SSM, gestrichelte Kurve) in BOREXINO im Energieintervall zwischen 200 keV und 1.5 MeV dargestellt. Dabei gehen folgende Annahmen für die Konzentrationen an radioaktiven Verunreinigungen im Flüssigzintillator in die Simulation ein: $^{238}\text{U} = 10^{-16}$ g/g, $^{232}\text{Th} = 10^{-16}$ g/g und $^{40}\text{K}_{\text{nat}} = 10^{-14}$ g/g. Die beiden Plots zeigen als gepunktete Kurve das interne Untergrundspektrum, wobei im linken Bild die Software-Cuts der verzögerten Bi-Po-Koinzidenzen und der α-β-Diskrimination, unter der Annahme einer 90%igen Effizienz, angewendet wurden. Im rechten Bild wurde zusätzlich noch die Methode der statistischen Subtraktion angewendet, wobei vorausgesetzt wurde, daß sich die Zerfallsreihen in säkularem Gleichgewicht befinden.

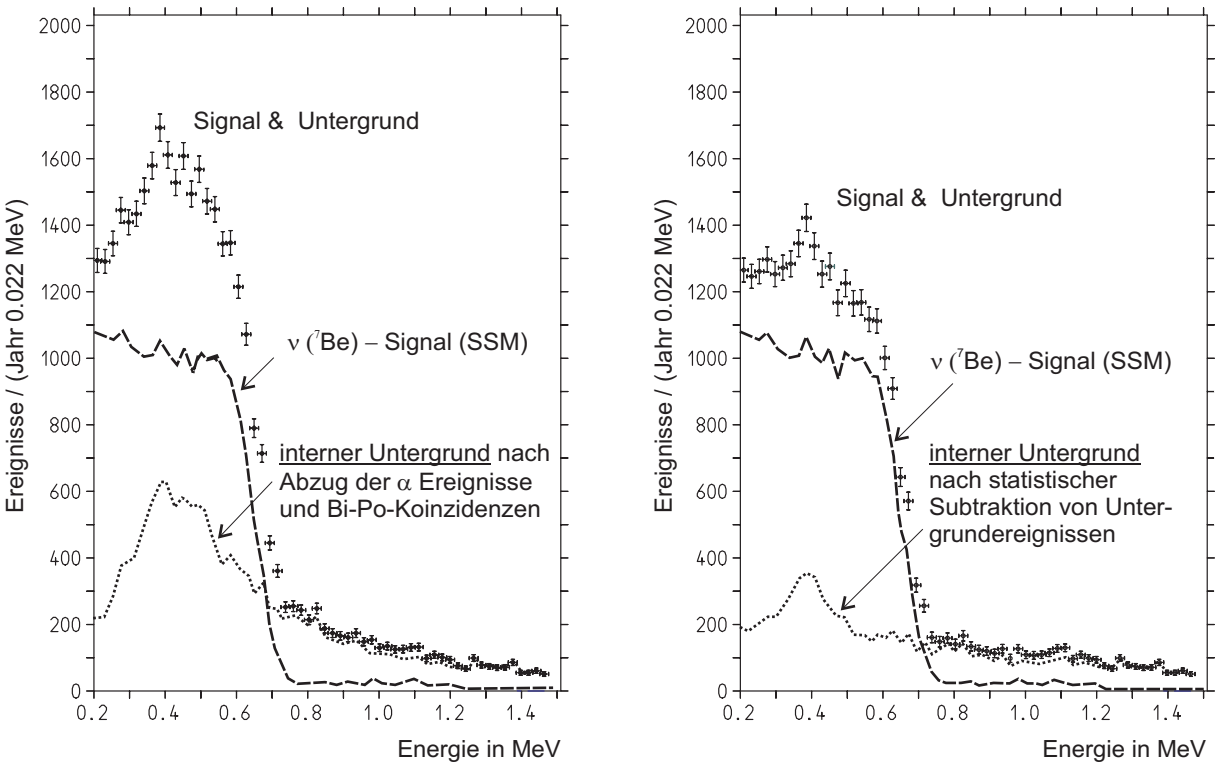


Abbildung 4.7: *Simuliertes Elektron-Energiespektrum für solare Neutrinoereignisse in* BOREXINO *unter der Annahme folgender radioaktiver Verunreinigungen im Flüssigzintillator:* $^{238}U = 10^{-16}$ *g/g,* $^{232}Th = 10^{-16}$ *g/g* $^{40}K_{nat} = 10^{-14}$ *g/g. Das interne Untergrundspektrum wurde dabei für verschiedene Software-Cuts berechnet.*

Das Isotop ^{14}C:

Eine weitere, sehr kritische Untergrundquelle in BOREXINO stellt das in den oberen Atmosphärenschichten durch die Reaktion ^{14}N(n,p)^{14}C erzeugte Isotop ^{14}C ($T_{1/2}$=5730 a) dar, das in biologischen Materialien in einem Verhältnis von $^{14}C/^{12}C = 1.2 \cdot 10^{-12}$ vorliegt. Mit einem Endpunkt von 156 keV liegt das β^--Spektrum von ^{14}C in den Energiebereichen der von solaren pp- (0-0.25 MeV) und ^{7}Be-Neutrinos (0-0.66 MeV) resultierenden Elektron-Rückstoßspektren. Sogar mit einem, gegenüber organischen Materialien um den Faktor 10^6 reduzierten Verhältnis von $^{14}C/^{12}C \approx 10^{-18}$, wäre eine ^{14}C-Untergrundrate von $\approx 2 \cdot 10^6/(\mathrm{d} \cdot 100\,\mathrm{t})$ im Energieintervall 0-250 keV zu erwarten, was das pp-Neutrinosignal und den niederenergetischen Teil des ^{7}Be-Neutrinosignals bei weitem überlagern würde. Für den Nachweis der pp-Neutrinos, der aufgrund der niedrigen Energieschwelle des Detektors von ca. 20 keV prinzipiell möglich wäre, stellt somit ^{14}C ein fundamentales Problem dar, da das organisch gebundene ^{14}C aus der Kohlenwasserstoffmatrix des Flüssigszintillators nicht mit chemischen Reinigungsmethoden entfernt werden kann und andere Methoden, wie z.B. die Trennung der unterschiedlichen Massen durch Ultrazentrifugen, für die benötigten Mengen und Konzentrationen unrealistisch erscheinen.
Um die comptonähnliche Kante im Rückstoßspektrum der ^{7}Be-Neutrinos klar auflösen zu können und um nicht zu viel von der Signalrate durch eine zu hohe Energieschwelle zu verlieren muß das Signalfenster für ^{7}Be-Neutrinoereignisse auf 250 keV<E<800 keV festge-

setzt werden. Wegen pile-up Effekten und der begrenzten Energieauflösung des Detektors, die bei 660 keV $\sim$6% beträgt, kann ^{14}C dennoch Untergrundereignisse im Signalfenster erzeugen weshalb für BOREXINO ein Verhältnis von $^{14}C/^{12}C < 10^{-18}$ im Szintillator gefordert werden muß. Da die Szintillatorkomponenten aus Erdöl gewonnen werden das weit mehr als eine Million Jahre alt ist, sollte das ^{14}C bis auf eine zu vernachlässigende Restaktivität zerfallen sein und somit das geforderte Reinheitslimit von $^{14}C/^{12}C < 10^{-18}$ prinzipiell möglich sein. Zwar kann ^{14}C auch unterirdisch durch Neutroneneinfang aus ^{13}C gebildet werden, jedoch ergeben grobe Abschätzungen der daraus resultierenden ^{14}C Konzentration ein Isotopenverhältnis von $10^{-20} - 10^{-21}$, womit eine untere, maximal erreichbare Grenze für das $^{14}C/^{12}C$-Verhältnis gegeben ist.
Die Kenntnis des ^{14}C-Gehalts im Szintillator ist aus diesen Gründen also von fundamentaler Bedeutung für BOREXINO. Da mit der Methode der Beschleunigermassenspektroskopie lediglich eine Nachweisgrenze von $^{14}C/^{12}C \approx 10^{-15}$ erreicht werden kann, ist die in Kapitel 5 erwähnte CTF der einzige Detektor, der imstande ist das Verhältnis $^{14}C/^{12}C$ in dem Bereich unter 10^{-18} zu bestimmen.

Anthropogene Radionuklide:

Neben dem Isotop Rubidium Rb, das in [Hen99] als weiterer potentieller Untergrundkandidat erwähnt wird und einer Vielzahl anderer Radionuklide, die in BOREXINO jedoch nicht signifikant zum Untergrund beitragen und deshalb hier unerwähnt bleiben sollen, soll noch kurz auf die beiden anthropogenen Nuklide ^{137}Cs und ^{85}Kr eingegangen werden. Das in Kernkraftwerksunfällen wie z.B. in Tschernobyl in hohen Konzentrationen freigesetzte Spaltprodukt ^{137}Cs und das Isotop ^{85}Kr können durch Luftkontakt des Szintillators, einen nicht zu vernachlässigenden Untergrundbeitrag in BOREXINO leisten.
^{137}Cs ist für den Flüssigszintillator ein kritischer Kandidat, da es in 94.4% der Fälle über β^--Zerfall mit einer Endpunktenergie von 514 keV auf einen metastabilen Zustand ($T_{1/2} = 2.55$ min) von ^{137}Ba unter der Emission eines 661.7 keV γ-Quants zerfällt, das damit genau in dem relevanten ^{7}Be-Neutrinoereignisfenster liegt.
^{85}Kr, das in der nördlichen Hemisphäre in einer Aktivität von etwa 1.4 Bq/m^3 nachweisbar ist, kann in BOREXINO wegen seines β^--Zerfalls mit einer Endpunktenergie von 667 keV Schwierigkeiten bereiten. Zwar ließe sich ^{85}Kr, das zu 0.434% über die Emission eines 514 keV γ-Quants zerfällt, mit Hilfe der Methode der verzögerten β-γ-Koinzidenz identifizieren. Die Signatur hierfür ist aber aufgrund des geringen Verzweigungsverhältnisses nur sehr schwach ausgeprägt und sollte deshalb nicht ausreichen, den ^{85}Kr korrelierten Untergrund vom Signal statistisch zu subtrahieren, falls dieser zeitlich variiert.

4.5 Kosmogene Untergrundbeiträge in BOREXINO

Obwohl sich der BOREXINO-Detektor im Gran Sasso Untergrundlabor in einer Tiefe von 3600 mwe [4] befindet und die Myonrate durch die Abschirmung von umgerechnet 1300 m Gestein schon um einen Faktor $\sim 10^6$ gegenüber der Erdoberfläche reduziert ist, treffen

[4] mwe = Tiefeneinheit in *'meters of water equivalent'*. 1m Gran Sasso Gestein entspricht 2.71 mwe.

immerhin noch $1.16\,\mu/(\mathrm{h}\cdot\mathrm{m}^2)$ den Detektor. Mit einer effektiven, dem Myonfluß ausgesetzten Detektoroberfläche von ca. $9000\,\mathrm{m}^2$, entspricht dies einer Rate von ca. 10^4 Treffern pro Tag im Detektor. Für einen großvolumigen Detektor wie BOREXINO stellen somit die Myonen der kosmischen Strahlung eine nicht zu vernachlässigende Untergrundkomponente dar.

Während die meisten dieser direkten Myon-Ereignisse wegen ihres, für minimalionisierende Teilchen charakteristischen Energieübertrags von ca. 2 MeV/cm im Szintillator, außerhalb des relevanten Energiebereichs für die Neutrinodetektion liegen und zusätzlich durch Antikoinzidenzsysteme wie das in Kapitel 7 dargestellte Myonvetosystem ausgesondert werden können, werfen die durch sie ausgelösten Sekundär- und Schauerteilchen größere Probleme auf.
Myonen, die die Gesteinsabschirmung des Detektors durchqueren, können hauptsächlich über elektromagnetische- und hadronische Schauer, γ-Quanten, Elektronen, Neutronen, Protonen und Pionen erzeugen, die dann ihrerseits wiederum über Wechselwirkung mit dem Detektormaterial, langlebige radioaktive Isotope produzieren können. Diese Schauerteilchen, genauso wie die von myon-induzierten Radionukliden emittierten β's und γ's stellen den sogenannten *kosmogenen Untergrund* dar, der für alle Experimente mit extrem niedrigen Signalraten und somit auch für die solaren Neutrinoexperimente ein ernstzunehmendes Problem darstellen kann.

Im folgenden Kapitel soll zunächst auf die verschiedenen Energieverlustmechanismen der Myonen der kosmischen Höhenstrahlung beim Durchgang durch Materie eingegangen werden, um dann in Kapitel 4.5.2 die Energieverteilung und den vertikalen Intensitätsverlauf der Myonen im Untergrund diskutieren zu können. Dieses ist vor allem für die spätere Berechnung der myon-induzierten Produktionsraten von Radionukliden in BOREXINO von Bedeutung (siehe Kapitel 10.6). Anschließend soll noch der kosmogene Untergrund in BOREXINO, der sich in die drei verschiedenen Kategorien

- Direkter Myonen-Untergrund
- Myon-induzierter Neutronenuntergrund
- Untergrund durch myon-induzierte Produktion von Radionukliden

einteilen läßt, qualtitativ besprochen werden.

4.5.1 Wechselwirkungen von Myonen mit Materie

Die Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung, die die Erdatmosphäre mit einer Rate von $\sim 1000/(\mathrm{m}^2\cdot\mathrm{s})$ treffen sind ionisierte Kerne, deren Zusammensetzung zu 90% aus Protonen, zu 9% aus α-Teilchen und zu 1% aus schwereren Kernen besteht [Gai90]. Die kosmische Höhenstrahlung kann generell in zwei verschiedene Komponenten, die *solare* und die *galaktische* Höhenstrahlungskomponente eingeteilt werden, die sich durch Herkunft und spektrale Verteilung unterscheiden.

Während die solare Komponente den niederenergetischen Bereich der kosmischen Strahlung bis ca. 200 MeV dominiert und wegen ihrer Absorption in der Erdatmosphäre auf das

Myonspektrum im Untergrund keinen Einfluß hat, können die Primärteilchen der galaktischen Komponente sogar Energien bis ca. 10^{20}eV [Gre66, Zat66b] („Greisen-Zatsepin-Kuzmin Cut-Off") besitzen, deren Erzeugungs- und Beschleunigungsmechanismen immer noch nicht verstanden sind. Das differentielle Energiespektrum der Hauptkomponenten der kosmischen Strahlung kann ab $\sim 10\,\mathrm{GeV}$ durch das inverse Potenzgesetz [Gai90]

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-(\gamma+1)} \tag{4.8}$$

beschrieben werden, wobei der spektrale Index γ bis $\mathrm{E} \sim 10^6\,\mathrm{GeV}$ den Wert 1.7 annimmt. Für noch höhere Energien kann das Spektrum mit $\gamma = 2.0$ angenähert werden.
Die Primärkerne der kosmischen Strahlung geben ihre Energie über inelastische Wechselwirkung mit den Teilchen der Atmosphäre vollständig ab. Dabei entstehen in Spallations- und Kernreaktionen als Sekundärteilchen Protonen, Neutronen und Pionen, zu einem kleineren Anteil auch Kaonen und Charm-Teilchen wie D-Mesonen und Λ_C^+-Hyperonen.

Die Produktion von Myonen erfolgt über den Zerfall von geladenen Pionen und Kaonen gemäß $\pi^\pm, K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu$ vorwiegend in der äußeren Atmosphäre in einer mittleren Höhe von etwa 15 km. Der Grund dafür ist, daß hier wegen der geringen Atmosphärendichte der Zerfall der Pionen in Myonen dominiert während in tieferen und damit dichteren atmosphärischen Schichten die Pionen durch Kernreaktionen verloren gehen.

Die Tatsache, daß die primäre Strahlung fast vollständig aus positiven Kernen besteht, spiegelt sich in dem Verhältnis $K_\mu = N(\mu^+)/N(\mu^-) > 1$ von positiven zu negativen Myonen in der sekundären Komponente wider.
Berücksichtigt man die verschiedenen μ-Produktions-Wahrscheinlichkeiten von K^+ und K^--Mesonen so stellt man fest, daß das Ladungsverhältnis von Myonen aus Kaon-Zerfällen größer ist als für Myonen aus Pion-Zerfällen. Da der Anteil von Myonen aus Kaon-Zerfällen mit der Energie ansteigt, erwartet man auch einen Anstieg des Ladungsverhältnisses von Myonen aus atmosphärischen Mesonen mit der Energie [Gai90]. Experimentell beobachtet man einen signifikanten Anstieg von $K_\mu = 1.251 \pm 0.005$ (für $\mathrm{E}_\mu < 600\,\mathrm{GeV}$) auf $K_\mu = 1.30 \pm 0.02$ (für $\mathrm{E}_\mu > 600\,\mathrm{GeV}$) [Mat84].

Beim Durchgang von hochenergetischen Myonen durch Materie unterscheidet man vier *Energieverlustmechanismen* – Ionisationsverluste, Bremsstrahlungsverluste, Energiedeposition durch direkte Paarerzeugung und inelastische Kernstreuung.
In den folgenden vier Unterkapiteln soll nun kurz auf die Energieabhängigkeit dieser Energieverlustmechanismen und deren differentielle Wirkungsquerschnitte eingegangen werden, denn aus ihnen geht hervor, inwieweit stochastische Prozesse zum Gesamtenergieverlust beitragen oder ob die entsprechenden Energieverluste nahezu kontinuierlich verlaufen. Dies ist insbesondere für die Berechnung der mittleren Myonenergie, die Bestimmung der vertikalen Myon-Intensität in der Tiefe h und für das Verständnis der spektralen Verteilung der Sekundärteilchen aus den verschiedenen Reaktionszweigen von Bedeutung. Einen schematischen Überblick über die Reaktionskanäle von Myonen in Materie, ausgehend von den vier Energieverlustmechanismen (A) über die Bildung von Sekundärteilchen (B), der Erzeugung von elektromagnetischen- und hadronischen Schauern (C) die letztendlich zur Produktion von Radionukliden (D) im Targetmaterial von BOREXINO führen können gibt Abbildung 4.8.

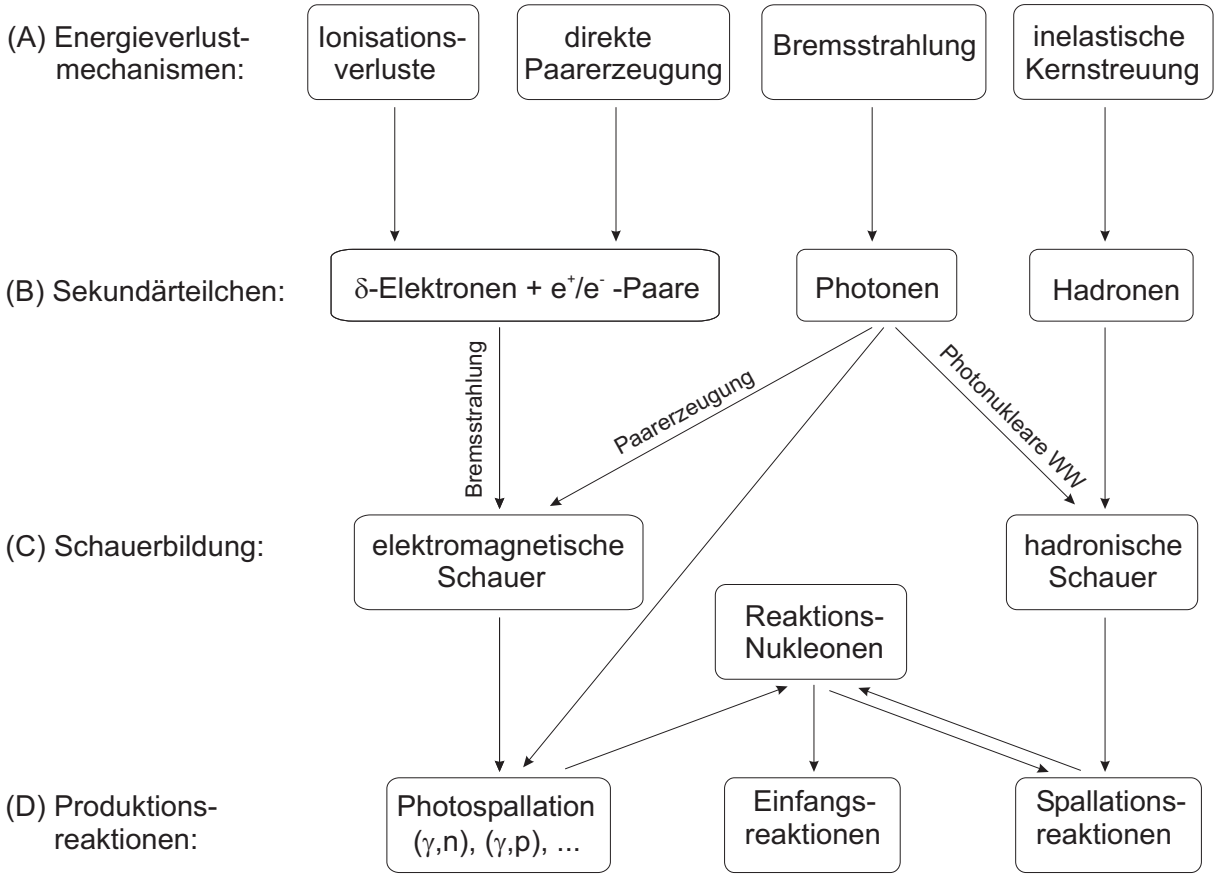


Abbildung 4.8: *Schematischer Überblick über die Reaktionskanäle von Myonen in Materie, die letztendlich zur Produktion von Radionukliden im Targetmaterial von* BOREXINO *führen können (nach [Hei98]).*

Ionisationsverluste

Der kontinuierliche Energieverlust von Myonen durch inelastische Streuung an Hüllelektronen kann durch die Bethe-Bloch-Formel [Pdb99] beschrieben werden:

$$\left[\frac{dE_\mu}{dx}\right]_{Ion} = -2\pi N_A r_e^2 c^2 \frac{Z m_e}{A\beta_\mu^2}\left\{\ln\left(\frac{2m_e P_\mu^2 E'_{max}}{m_\mu^2 I^2(Z)}\right) + \frac{1}{4}\left(\frac{E'_{max}}{E_\mu}\right)^2 - 2\beta_\mu^2 - \delta\right\} \qquad (4.9)$$

Dabei bezeichnen r_e den klassischer Elektronradius, N_A die Loschmidtsche Zahl, Z und A die Kernladungs– bzw. Massenzahl und $I(Z)$ das Ionisierungspotential des Mediums. Desweiteren sind m_e, m_μ die Ruhemassen von Elektron und Myon, P_μ, E_μ der Impuls bzw. die Energie des Myons und $\beta_\mu = P_\mu/E_\mu$. δ stellt eine Dichtekorrektur dar, für die häufig die Parametrisierung von Sternheimer und Peierls verwendet wird [Ste84]. Der maximale

Energieübertrag auf das Elektron E'_{max} läßt sich schreiben als

$$E'_{max} = 2m_e \frac{P_\mu^2}{m_e^2 + m_\mu^2 + 2m_e E_\mu} \tag{4.10}$$

Der Energieverlust durch Ionisation kann für relativistische Teilchen als nahezu konstant angesehen werden. Die Energieverlustkurve für Myonen unterhalb $\sim 1\,\mathrm{GeV}$ besitzt ein breites Minimum mit $\sim 1.8\,\mathrm{MeV}/(\mathrm{g\,cm^{-2}})$ in Standardgestein und steigt mit zunehmender Energie langsam an. Eine approximative Darstellung für den Energieverlust von Myonen durch Ionisation in Standardgestein beschreibt mit einer Genauigkeit von ca. 5% (für $\mathrm{E}_\mu > 10\,\mathrm{GeV}$) die folgende Formel [Gai90]:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ion} \approx -(1.9 + 0.08\ \ln\ E_\mu) \tag{4.11}$$

Als Ionisationsverlust für Myonen kann also in einem weiten Energiebereich (bis ca. $200\,\mathrm{GeV}$) die bekannte Näherung für minimal-ionisierende Teilchen

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) \approx 2\,\mathrm{MeV}/(\mathrm{g\,cm^{-2}}) \tag{4.12}$$

angewandt werden.
Während die Energieverluste durch Myon-Elektron Streuung bei einem Energieübertrag unterhalb $30\,\mathrm{MeV}$ als kontinuierliche Verluste durch Ionisation betrachtet werden, werden Myon-Elektron-Wechselwirkungen mit größerem Energieübertrag auf das Elektron als Einzelereignisse mit folgendem Wirkungsquerschnitt behandelt [Ros56]:

$$\left[\frac{d\sigma}{d\nu}\right]_{Ion} = 2\pi r_e^2 c^2 \frac{Z m_e}{\beta_\mu^2 E_\mu} \frac{1}{\nu^2} \left[1 - \beta^2 \frac{\nu}{\nu_{max}} + \frac{\nu^2}{2}\right] \quad \text{mit } \nu_{max} = E'_{max}/E_\mu \tag{4.13}$$

Der Energieübertrag auf das Elektron ist dabei so groß, daß es aus der Atomhülle herausgeschlagen wird. Elektronen dieser Art werden als *Knock-On-Elektronen* oder auch *δ-Elektronen* bezeichnet.

Bremsstrahlung

Myonen, die im Coulombfeld von Hüllelektronen oder Atomkernen abgebremst bzw. abgelenkt werden emittieren Bremsstrahlungsphotonen. Für den Prozeß des Bremsstrahlungsverlustes gilt dabei nach [Loh85] folgender differentieller Wirkungsquerschnitt:

$$\left[\frac{d\sigma}{d\nu}\right]_{Brems} = 4\alpha r_e^2 Z(Z+1) \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right) \frac{1}{\nu} \left[\frac{4}{3}(1-\nu) + \nu^2\right] \phi(\delta) \tag{4.14}$$

Dabei beschreibt ν den relativen Energieübertrag auf das Photon. Der Parameter $\delta = m_\mu^2 \nu/(2E_\mu(1-\nu))$ entspricht dem minimalen Impulsübertrag auf den Kern. Für die Funk-

tion $\phi(\delta)$ gilt als Näherung

$$\phi(\delta) = \ln\left[\frac{m_\mu}{m_e}\frac{(1-a)RZ^{-a-1/3}}{1+\frac{\sqrt{e}}{m_\mu}\delta RZ^{-1/3}}\right] \tag{4.15}$$

mit a = 0 für Z$\leq$ 10 und a = 1/3 für Z$>$ 10, R = 189 und e = 2.718. Der Energieverlust dE/dx des Myons durch Bremsstrahlung ergibt sich als Lösung des Integrals

$$\left[\frac{dE_\mu}{dx}\right]_{Brems} = E_\mu\frac{N_A}{A}\int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}}\nu\left(\frac{d\sigma}{d\nu}\right)_{Brems}d\nu \;=: E_\mu\cdot b_b(E_\mu) \tag{4.16}$$

zwischen den Grenzen $\nu_{min} = 0$ und $\nu_{max} = 1-\frac{3}{4}\sqrt{e}\,\frac{m_\mu}{E_\mu}Z^{1/3}$. Wie man aus Abbildung 4.9 erkennen kann, ist der Bremsstrahlungsenergieverlust in erster Näherung proportional zur Myonenergie, d.h. der Koeffizient $b_b(E_\mu)$ nur schwach energieabhängig.

Direkte e$^+$-e$^-$-Paarerzeugung

Direkte e$^+$-e$^-$-Paarerzeugung durch Myonen findet statt, wenn im Coulombfeld eines Atomkerns ein myon-induziertes virtuelles Photon absorbiert wird.

$$\mu + Z \rightarrow \mu + e^+\,e^-\,Z'$$

Nach [Kok71] gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\left[\frac{d^2\sigma}{d\nu d\varrho}\right]_{Paar} = \frac{2}{3\pi}(r_e\alpha)^2Z(Z+1)\frac{1-\nu}{\nu}\left[\Phi_e(E_\mu,\varrho,\nu)+\left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2\Phi_\mu(E_\mu,\varrho,\nu)\right] \tag{4.17}$$

Dabei stellt $\nu = (\epsilon^+ + \epsilon^-)/E$ den relativen Energieübertrag auf das Elektron–Positron–Paar dar. Der Ausdruck $\varrho = (\epsilon^+ - \epsilon^-)/(\epsilon^+ + \epsilon^-)$ beschreibt den sogenannten Asymmetrie–Parameter, wobei ϵ^+ und ϵ^- die Energien von e$^+$ bzw. e$^-$ sind. Die Funktionen Φ_e und Φ_μ enthalten Korrekturen für Atom- und Kernformfaktoren. Ihre explizite Form ist [Loh85] zu entnehmen.
Mit Hilfe von Gleichung 4.17 erhält man den Energieverlust dE/dx des Myons durch direkte Paarerzeugung aus dem Integral

$$\left[\frac{dE_\mu}{dx}\right]_{Paar} = 2E_\mu\frac{N_A}{A}\int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}}\nu\int_0^{\varrho_{max}}\left[\frac{d^2\sigma}{d\nu d\varrho}\right]_{Paar}\mathrm{d}\varrho\mathrm{d}\nu \;=: E_\mu\cdot b_p(E_\mu) \tag{4.18}$$

wobei für die Integrationsgrenzen
$\nu_{\min} = \frac{4m_e}{E_\mu}$, $\nu_{max} = 1-\frac{3}{4}\frac{m_\mu}{E_\mu}\sqrt{e}\,Z^{1/3}$ und $\varrho_{max} = (1-\frac{6m_\mu^2}{E_\mu^2(1-\nu)})\sqrt{1-\frac{4m_e}{E_\mu\nu}}$ zu setzen ist. Wie man aus Abbildung 4.9 erkennen kann, ist der Energieverlust durch Paarerzeugung auch hier in erster Näherung proportional zur Myonenergie, d.h. $b_p(E_\mu)$ nur schwach energieabhängig.

Inelastische Kernstreuung

In dem relevanten Energiebereich für die Berechnung des Myon-Energieverlusts im Untergrund, kann der Prozeß der tiefinelastischen Kernstreuung in niedrigster Ordnung im Rahmen der Quantenelektrodynamik durch den Austausch eines virtuellen Photons beschrieben werden. Dabei koppelt das Myon über virtuelle Photonen direkt an die Nukleonen im Kern.

$$\mu + Kern \rightarrow \mu + Kern^* + Hadronen$$

Bei entsprechend hohem Energieübertrag können hadronische Schauer auftreten, wobei sich der Restkern über die Emission von Nukleonen abregt. In der Bornschen Näherung läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von dem Viererimpulsübertrag Q^2 und den Strukturfunktionen W_1 und W_2 bestimmen [Rho93].

$$\left[\frac{d^2\sigma}{dQ^2 d\nu}\right]_{in.Kernstr.} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \cdot \frac{1}{E^2 - m_\mu^2} \cdot \left[4W_1\left(\frac{Q^2}{2} - m_\mu^2\right) + 2W_2\left(2EE' - \frac{Q^2}{2}\right)\right] \quad (4.19)$$

Es soll hier jedoch nicht weiter auf die detaillierte Beschreibung der inelastischen Myon-Kernstreuung eingegangen werden, die in [Bil89] zusammengefaßt wird. Vielmehr soll noch betont werden, daß auch der Energieverlust durch inelastische Kernstreuung annährend proportional zur Myonenergie ist (d.h. $dE/dx = b_{in}(E_\mu) \cdot E_\mu$ mit $b_{in}(E_\mu) \approx konst.$), wie man aus Abbildung 4.9 erkennen kann.

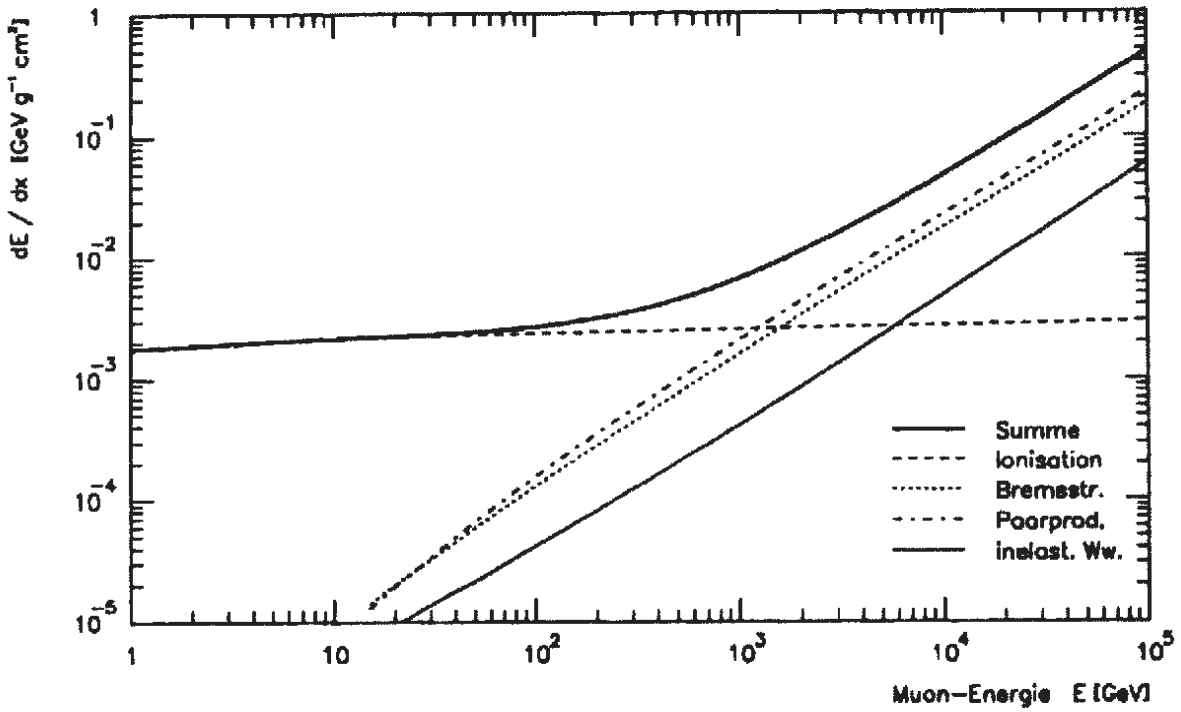


Abbildung 4.9: *Energieverlust dE/dx von hochenergetischen Myonen in Standardgestein. Dargestellt sind die einzelnen Beiträge von Ionisation, Bremsstrahlung, Paarproduktion und inelastischer Wechselwirkung zum Gesamtenergieverlust der Myonen [Rho93].*

4.5.2 Energie- und Intensitätsverteilung der Myonen im Untergrund

Faßt man die im vorhergehenden Kapitel erwähnten Energieverlustbeiträge zusammen, so kann man den Gesamtenergieverlust der Myonen beim Durchqueren der Gesteinsabschirmung wie folgt beschreiben:

$$\begin{aligned}\left[\frac{dE_\mu}{dx}\right] &= \left[\frac{dE_\mu}{dx}\right]_{Ion} + \left[\frac{dE_\mu}{dx}\right]_{Brems} + \left[\frac{dE_\mu}{dx}\right]_{Paar} + \left[\frac{dE_\mu}{dx}\right]_{in.Kernstr.} \\ &= a_{ion}(E_\mu) + \{\, b_p(E_\mu) + b_b(E_\mu) + b_{in}(E_\mu)\,\} \cdot E_\mu\end{aligned} \tag{4.20}$$

Der Gesamtenergieverlust der Myonen setzt sich also aus einem nahezu energieunabhängigen Anteil a_{ion} aus dem Ionisationsverlustprozeß und wegen der nur schwach energieabhängigen Faktoren b_p, b_b und b_{in}, aus einem zur Myonenenergie proportionalen Anteil der übrigen drei Prozesse zusammen (siehe auch Abb. 4.9). Somit kann der Gesamtenergieverlust folgendermaßen dargestellt werden:

$$\left[\frac{dE_\mu}{dx}\right] \approx a + b \cdot E_\mu \tag{4.21}$$

Die in der Zusammensetzung des Gebirgsmassivs vertretenen n chemischen Elemente werden entsprechend ihrer relativen Häufigkeit p_n in Gl. 4.21 berücksichtigt.

$$\left[\frac{dE_\mu}{dx}\right]_{ges} = \sum_n p_n \left[\frac{dE_\mu}{dx}\right]_n \tag{4.22}$$

Der Fels, der das Gran Sasso Untergrundlabor umgibt, hat eine sehr irreguläre Struktur. Für die genaue experimentelle bzw. analytische Bestimmung der Koeffizienten a und b durch Monte-Carlo-Simulationen ist daher eine genaue Kenntnis der chemischen Zusammensetzung des Gesteins notwendig. In Tabelle 4.4 sind die chemischen Elemente aus

Gesteinsart	chemische Zusammensetzung	% Gewicht
Dolomit	$CaCO_3$ (90%), $MgCO_3$ (10%)	50
Dolomit-Kalkstein	$CaCO_3$ (50%), $MgCO_3$ (50%)	29
Flint-Kalkstein	$CaCO_3$ (72%), SiO_2 (8%)	
	Si, Al, K Verbindungen (20%)	8
Karstgestein	$CaCO_3$	9
Detritus	$CaCO_3$ (49%), $MgCO_3$ (1%)	
	Si, Al, K Verbindungen (50%)	3

Tabelle 4.4: *Chemische Zusammensetzung des Gran Sasso Gesteins [Cat86].*

denen das Gran Sasso Massiv aufgebaut ist, zusammengestellt.
Um die Messungen, die zur Bestimmung des Energieverlusts von Myonen in verschiedenen Experimenten mit den unterschiedlichsten Gesteinsabdeckungen durchgeführt wurden

vergleichen zu können, wurde von Menon und Ramana Murthy 1967 das sogenannte *Standardgestein* mit wohldefinierter chemischer Zusammensetzung und Dichte eingeführt. Eine Umrechnung des Gran Sasso Gesteins in Standardgestein kann mit Hilfe der Transformation von [Kot69] durchgeführt werden. Einen Vergleich der sehr ähnlichen Parameter von

Gesteinsart	Atomgewicht A	Kernladung Z	Dichte in $\mathrm{g}\cdot\mathrm{cm}^3$
Standardgestein	22	11	2.65
Gran Sasso Gestein	22.87	11.41	2.71 ± 0.05

Tabelle 4.5: *Vergleich der Parameter von Standardgestein mit Gran Sasso Gestein [Cat86].*

Standardgestein mit denen des Gran Sasso Massivs zeigt Tabelle 4.5.
Die analytische Berechnung des Myonenspektrums im Untergrund erfolgt unter der Annahme von konstanten Koeffizienten a und b in Gleichung 4.21 und unter Vernachlässigung von Fluktuationen im Energieverlust [Lip91]. Da die Myonen als Sekundärteilchen aus dem Primärspektrum der kosmischen Höhenstrahlung hervorgehen, folgt auch das Myonspektrum an der Erdoberfläche dem einfachen, inversen Potenzgesetz aus Gleichung 4.8 [Lip91]

$$\frac{\mathrm{d}N_\mu}{\mathrm{d}E_\mu}(E_\mu, h=0) = B{E_\mu}^{-(\gamma+1)} \ . \tag{4.23}$$

Aus dem Oberflächenspektrum kann man nun auf einfache Art und Weise mit Gl. 4.21 das Myonspektrum für eine bestimmte Tiefe h berechnen

$$\frac{\mathrm{d}N_\mu}{\mathrm{d}E_\mu}(E_\mu, h) = B\ \exp(-\gamma bh)\left\{E_\mu + \frac{a}{b}\left[1-\exp(-bh)\right]\right\}^{-(\gamma+1)} . \tag{4.24}$$

Der erste Exponent beschreibt dabei den Abfall des hochenergetischen Myonenflusses mit der Tiefe h, während der Ausdruck in den geschweiften Klammern die Form des lokalen Energiespektrums bestimmt.

Um auch den Einfluß von Fluktuationen mit obiger Gleichung beschreiben zu können, der gerade für den Myonfluß in großen Tiefen sehr wichtig wird [Lip91], in denen Bremsstrahlungs- und inelastische Kernstreuungsprozesse mit relativ hohen Energietransfers stattfinden, wurden von Zatsepin et al. effektive Energieverlustkoeffizienten ($b_{eff}, b'_{eff} < b$) eingeführt [Gur87]. In erster Näherung erhält man damit für das Untergrundspektrum des *vertikalen Myonflusses* in der Tiefe h

$$\frac{\mathrm{d}N_\mu}{\mathrm{d}E_\mu}(E_\mu, h) = B\ \exp(-\gamma b_{eff}h)\left\{E_\mu + \frac{a}{b'_{eff}}\left[1-\exp(-b'_{eff}h)\right]\right\}^{-(\gamma+1)} \tag{4.25}$$

und folglich als mittlere Myonenergie, die in Abbildung 4.11 in Abhängigkeit von der Tiefe h dargestellt ist

$$\overline{E}_\mu^{\,vert}(h) = \frac{a}{b'_{eff}(\gamma-1)}\left[1-\exp(-b'_{eff}h)\right] \ . \tag{4.26}$$

Von [Cast95] werden ausgehend von einem Oberflächenspektrum mit $\gamma = 2.70$ für den Tiefenbereich von 4–10 kmwe die Parameter $b_{eff} = 0.381\,(\mathrm{kmwe})^{-1}$, $b'_{eff} = 0.374\,(\mathrm{kmwe})^{-1}$ und $a/b'_{eff} = 647\,\mathrm{GeV}$ für Standardgestein angegeben.

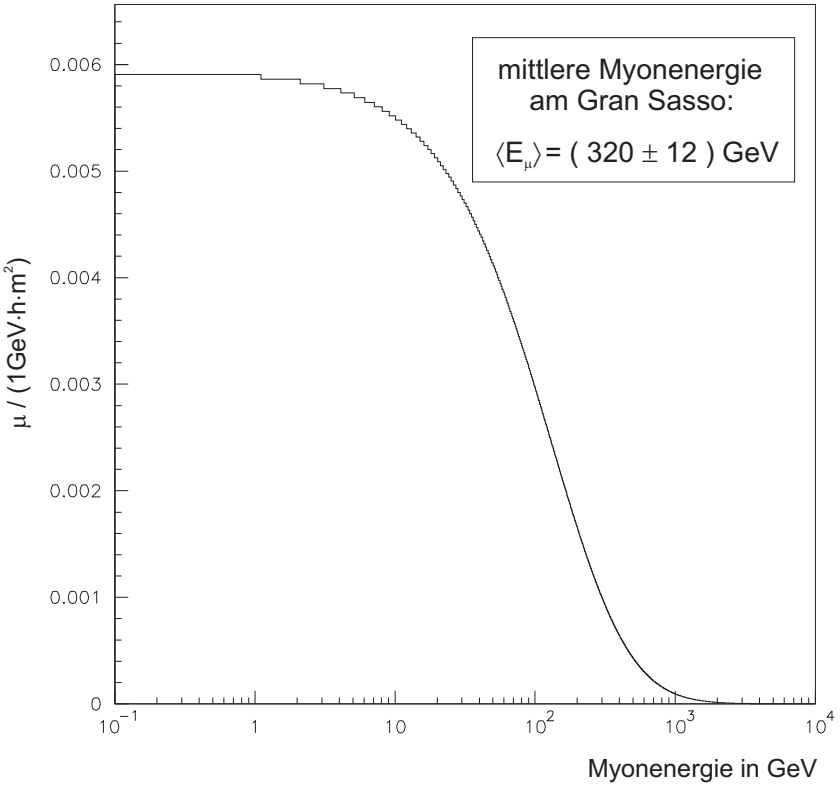


Abbildung 4.10: *Lokales Myon-Energiespektrum im Gran Sasso Untergrundlabor.*

Lokale Energie- und Intensitätsverteilung der Myonen am Gran Sasso:

Das für BOREXINO relevante *lokale Myon-Energiespektrum* im Gran Sasso Untergrundlabor (siehe Abbildung 4.10) wurde von der MACRO-Kollaboration bestimmt, indem die experimentellen Daten, ausgehend von Gl. 4.25 mit den Parametern $h = 4\,\text{kmwe}$, $b_{eff} = b'_{eff} = 0.383\,(\text{kmwe})^{-1}$, $a/b'_{eff} = 618\,\text{GeV}$ und $\gamma = 2.70$, angefittet wurden [Mac99]. Daraus ergibt sich am Ort des BOREXINO-Detektors folgende *mittlere Myon-Energie*

$$\langle E_\mu \rangle = 320 \pm 4(\text{stat.}) \pm 11(\text{syst.})\ \text{GeV}\ .$$

Für die *vertikale Myonintensität* am Ort des Detektors kann ebenfalls die von MACRO für verschiedene Tiefen im Bereich von 3200-7000 mwe bestimmte Intensitätsverteilung herangezogen werden [Amb95]. Die minimale Tiefe von 3200 mwe ist dabei durch die Lage des Detektors unterhalb des Gran Sasso Massivs gegeben. Die Bestimmung des Myonflusses für größere Tiefen erfolgte über die Selektion der Myonen in verschiedenen Zenit-Winkel-Bereichen. Für das Gran Sasso Untergrundlabor wird deshalb oft eine mittlere Tiefe von 3600 mwe angegeben, wobei über die Intensitätsverteilung der Myonen in verschiedenen Zenitwinkel-Bereichen gemittelt wurde.
Der im Tiefenbereich von 3200-7000 mwe gemessene Myonfluß entspricht dabei einem Oberflächenmyonspektrum im Energiebereich von 1-20 TeV, was wiederum einem Energiebereich im Primärspektrum der kosmischen Strahlung von 2-200 TeV entspricht [Gai90]. Die experimentellen Daten von MACRO können mit der 1989 von der Fréjus Gruppe

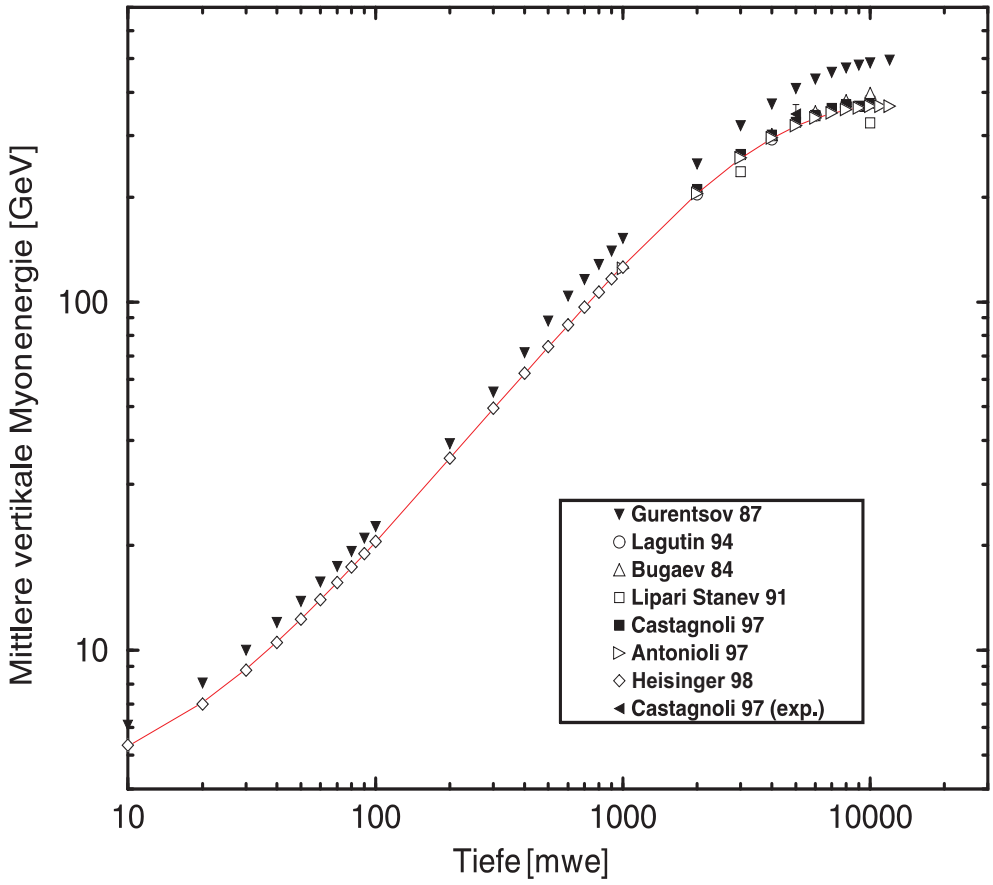


Abbildung 4.11: *Mittlere Energie des vertikalen Myonenflusses* $\overline{E}_{\mu}^{v}(h)$ *nach der numerischen Lösung von [Hei98] (◇), nach Monte-Carlo-Simulationen von [Cast95, Cast97, Lag91, Ant97] und semi–analytischen Berechnungen von [Gur87]. Die Linie gibt den in der Arbeit von [Hei98] verwendeten Fit an die Daten ◇ und ▷ wieder.*

veröffentlichten Funktion [Berg89] angefittet werden,

$$I_{\mu}(h) = B \left(\frac{h_1}{h}\right)^2 e^{-\frac{h}{h_1}} \tag{4.27}$$

wobei für die Parameter $B = (1.81 \pm 0.06) \cdot 10^{-6} \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}$ und $h_1 = (1231 \pm 1)\,\mathrm{hg\,cm}^{-2}$ die beste Übereinstimmung gefunden wurde.

In Abbildung 4.12 ist die vertikale Myonflußdichte in Abhängigkeit von der Tiefe h in Standardgestein dargestellt. Darin zusammengefaßt sind die Meßdaten der verschiedenen Untergrundlabors für einen Tiefenbereich von ∼1-11000 mwe aus [And87, Bar83, Ber71, Amb95] und den Sammlungen von [Cro73, Crou87]. Außerdem sind darin die theoretisch berechneten Werte von Gurentsov (+) [Gur87] enthalten. Die durchgezogene Linie gibt den in der Arbeit von [Hei98] verwendeten Fit an die Meßdaten wieder, der durch folgende Funktion, im für BOREXINO relevanten Bereich von $h > 2000$ mwe, charakterisiert wird:

$$I_v(h) = \left(1.82 \cdot 10^{-6} \left(\frac{1211}{h}\right)^2 \exp\left[-\frac{h}{1211}\right] + 2.84 \cdot 10^{-13}\right) \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}\,. \tag{4.28}$$

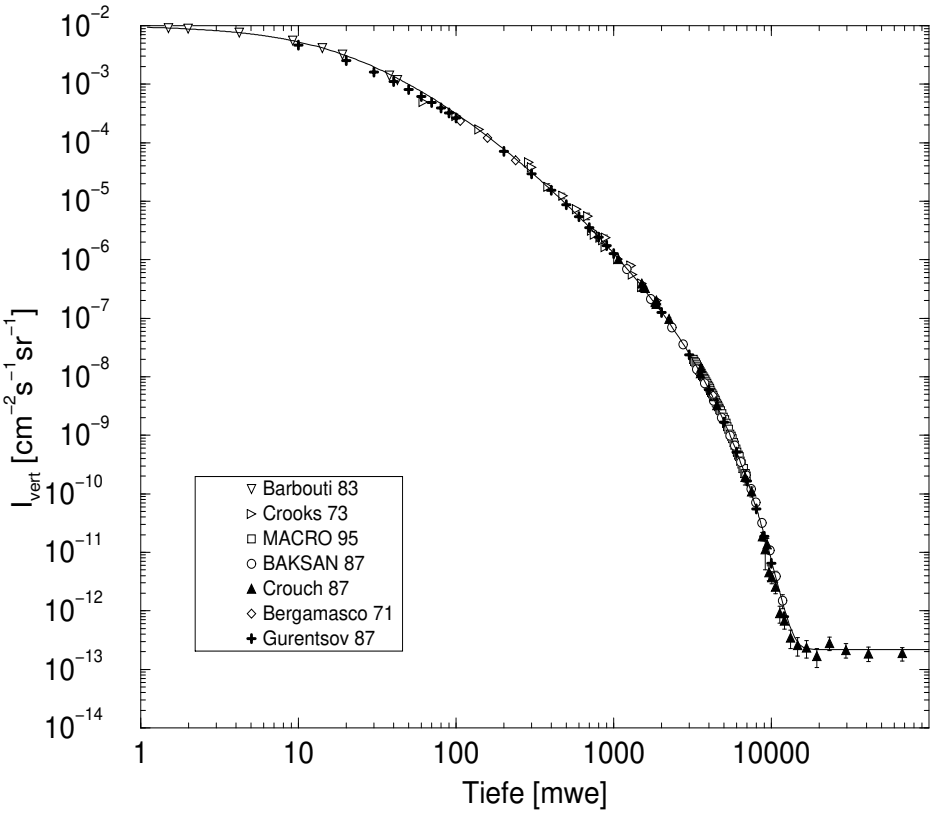


Abbildung 4.12: *Vertikale Myonflußdichte in Abhängigkeit von der Tiefe h in Standardgestein. Dargestellt sind die Meßdaten aus [And87, Bar83, Ber71, Amb95], den Sammlungen von [Cro73, Crou87] und den theoretisch berechneten Werten von Gurentsov [Gur87]. Die durchgezogene Linie gibt den in der Arbeit von [Hei98] verwendeten Fit an die Meßdaten wieder. Die tiefenunabhängige Myonflußdichte in Tiefen größer 10 kmwe stammt von neutrino–induzierten Myonen.*

Die tiefenunabhängige Myonflußdichte von $2.84 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{sr}^{-1}$ in Tiefen $> 10\,\mathrm{kmwe}$ stammt von neutrino–induzierten Myonen. Diese werden in geladenen Stromwechselwirkungen von atmosphärisch erzeugten ν_μ's mit den Atomen der Gesteinsabschirmung über die Reaktion

$$\nu_\mu + Nukleon \rightarrow \mu + \ldots$$

produziert.

4.5.3 Direkter Myonen-Untergrund im Detektor

Darunter versteht man die Untergrundrate in BOREXINO, die direkt von den auf den Detektor einfallenden Myonen und den durch sie erzeugten „prompten" Signalen der Schauerteilchen herrührt. Myonen können dabei entweder in der Wasserabschirmung durch Emission von Čerenkov-Licht oder direkt im Szintillatorvolumen durch Molekülanregungen Szintillationslicht erzeugen und somit ein mögliches Neutrinoereignis vortäuschen.
Um die Anzahl der Myonen zu berechnen, die pro Tag den BOREXINO-Detektor durchqueren, wurde die Zenitwinkelverteilung der Myonen verwendet, die von der MACRO-

Collaboration am Gran Sasso in Halle B gemessen wurde [Mac95]. Zur absoluten Normierung der Myonereignisrate wurde für den Wert des Myonenflusses am Ort des Detektors der in Referenz [Cri97] angegebene Wert von $\Phi_\mu = (1.16 \pm 0.09)\,\mu/(\mathrm{h}\cdot\mathrm{m}^2)$ benutzt, der von der GALLEX-Collaboration ebenfalls für das Untergrundlabor am Gran Sasso bestimmt wurde. In Tabelle 4.6 sind als Ergebnis dieser Simulationsrechnung die Myonereignisraten für die unterschiedlichen Bereiche des Detektors zusammengefaßt. Danach treffen ca. 10^4

Detektorbereich	**Direkte Myonereignisrate in μ/Tag**
Bereich der Szintillatorkugel (IV)	2025
Bereich der Stahlkugel (SSS)	5150
Bufferbereich zwischen IV und SSS	3125
Bereich des gesamten, externen Tanks	9900

Tabelle 4.6: *In einer Monte-Carlo-Simulation berechnete, direkte Myonereignisraten in verschiedenen Bereichen des* BOREXINO*-Detektors.*

Myonen pro Tag das gesamte Detektorvolumen, von denen etwa 50% den inneren Bereich der Stahlkugel durchqueren und somit Licht erzeugen, das von den Photovervielfachern des inneren Detektors nachgewiesen wird. Von diesen, die Stahlkugel (SSS = „Stainless Steel Sphere“) durchquerenden Myonen treffen wiederum ca. 2000 den Bereich der Szintillatorkugel (IV = „Inner Vessel“) und erzeugen durch ihre, für minimal ionisierende Teilchen charakteristische Energiedeposition von ca. 2 MeV/cm so viel Szintillationslicht, daß diese Ereignisse leicht als Myonereignisse identifiziert werden können und weit oberhalb des relevanten ^{7}Be-Neutrinoereignisfensters (250keV-800keV) liegen.

Als *potentieller*, direkter Myonuntergrund kommen deshalb vor allem die ca. 3000 μ/d und die durch sie produzierten Schauerteilchen in Frage, die den Bereich der Abschirmflüssigkeit zwischen IV und SSS durchqueren. Wegen der sehr viel geringeren Lichtausbeute bei der Emission von Čerenkovlicht im Vergleich zur Emission von Szintillationslicht in der IV und dem Fehlen des Wellenlängenschiebers PPO in der Abschirmflüssigkeit, können Myonereignisse in diesem Detektorabschnitt Signale erzeugen, deren Lichtstärke in den relevanten Bereich fällt, in dem nach Neutrinoereignissen gesucht wird. Auch wenn nicht alle Myonsignale in das ^{7}Be-Neutrinoenergieintervall fallen, so wird deutlich, daß der Faktor für die Unterdrückung dieser Myonereignisse mindestens 10^3, besser noch 10^4 betragen sollte.

4.5.4 Myon-induzierter Neutronenuntergrund im Detektor

Hochenergetische Myonen, die in einem Tiefenbereich von 3000-5000 mwe typischerweise eine mittlere Energie von 300-400 GeV besitzen, können hauptsächlich über vier Produktionsmechanismen Neutronen mit Energien bis zu 100 MeV erzeugen. Dieses sind:

- Produktion von Neutronen durch μ^--Einfang am Kern. Dieser Prozeß ist allerdings nur für Tiefen kleiner $\sim$300 mwe dominant und damit für die Bestimmung des Neutronenuntergrunds in BOREXINO zu vernachlässigen [Kha95].
- Photoproduktion von Neutronen durch inelastische Myon-Kern Streuung
- Produktion von Neutronen in myon-induzierten hadronischen Kaskaden
- Neutronenproduktion, hervorgerufen durch Photonen aus myon-induzierten elektromagnetischen Kaskaden.

Wie in den Referenzen [Bez73, Zat66a] gezeigt wird nimmt dabei die Neutronenproduktionsrate mit der Tiefe h langsamer ab als die Myonenintensität. Von Ryazhskaya und Zatsepin wurde 1965 der Zusammenhang zwischen der Anzahl der pro einfallendem Myon erzeugten Neutronen N_n und der mittleren Myonenergie $\langle E_\mu \rangle$ in der entsprechenden Tiefe h rechnerisch bestimmt [Zat65, Kha95].

$$N_n(h) \propto \langle E_\mu(h) \rangle^\alpha \qquad \text{mit} \quad \alpha = 0.75 \tag{4.29}$$

In Abbildung 4.13 sind die Ergebnisse der bisherigen Messungen zur kosmogenen Neutronenproduktion im Untergrund, die in Tiefen zwischen 20 mwe bis 5200 mwe durchgeführt wurden, zusammengefaßt [Bez73, Eni81, Agl89, Her95]. Wie man daraus erkennen kann, spiegeln die experimentellen Daten relativ gut den theoretischen Zusammenhang aus Gleichung 4.29 (durchgezogene Linie) wider. Die gestrichelte Linie veranschaulicht einen verbesserten Fit an die Daten, in denen sich bei niedrigen Myonenergien eine etwas schwächere und bei hohen Myonenergien eine etwas stärkere Energieabhängigkeit als in Gl. 4.29 angegeben, zeigt. Die beste Annäherung an die Daten liefert ein Fit mit zwei Potenzfunktionen:

$$N_n(E_\mu) \approx N_\gamma(E_\mu) = 0.031 \cdot \langle E_\mu \rangle^{0.38} + 0.0024 \cdot \langle E_\mu \rangle^{1.02} \tag{4.30}$$

Diese Abhängigkeit wird verständlich wenn man bedenkt, daß die Neutronen im Untergrund hauptsächlich über Photoproduktion gebildet werden. Mit Hilfe der Anzahl der pro Myon auftretenden Photonen N_γ, deren Energieabhängigkeit in Abb. 4.14 dargestellt ist, läßt sich somit eine noch verbesserte Beschreibung der Daten erzielen.
Die Summenkurve der myon-induzierten Photonenproduktion in Abhängigkeit von der Myonenergie zeigt den gleichen Verlauf wie die aus zwei Potenzfunktionen bestehende Fitfunktion aus Gl. 4.30. Dabei entsprechen die beiden Funktionsterme einerseits dem für niedrige Energien dominierenden Beitrag der δ–Elektronen, der nur sehr langsam mit der Energie zunimmt sowie den Beiträgen der durch Bremsstrahlung und Paarerzeugung produzierten Photonen, die annähernd proportional zur Energie ansteigen.

Zusätzlich zu der oben beschriebenen Energieabhängigkeit der totalen myon-induzierten Neutronenanzahl im Untergrund kann auch noch eindeutig zwischen Neutronen, die in myon-induzierten elektromagnetischen Schauern produziert werden ($N_n^{e.m.}$) und Neutronen aus hadronischen Schauern (N_n^{had}) unterschieden werden.

Betrachtet man Schauer gleicher Gesamtenergie, dann treten die in ihnen produzierten Neutronen bevorzugt mit zwei, sich kaum überlappenden Häufigkeitensverteilungen auf,

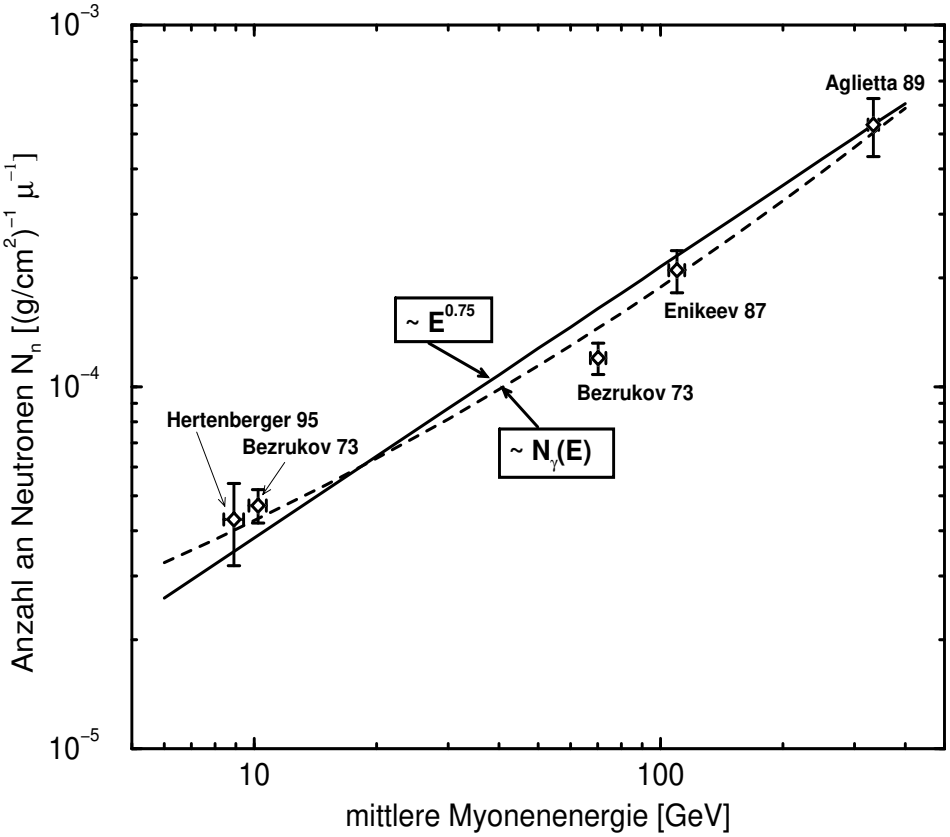


Abbildung 4.13: *Anzahl der pro einfallendem Myon erzeugten Neutronen N_n in Abhängigkeit von der mittleren Myonenergie $\langle E_\mu(h) \rangle$ [Hei98].*

die sich nach [Kha95] eindeutig den zwei Schauerarten zuordnen lassen. Für Schauerereignisse im Energiebereich 100–1000 GeV ergibt sich demnach für die Neutronenzahl in hadronischen Schauern N_n^{had} ein rund 10 mal größerer Wert als für elektromagnetische Schauer $N_n^{e.m.}$, wobei nach [Kha95] experimentell die folgenden Abhängigkeiten der Neutronenzahl von der Myonenergie bestimmt wurden:

$$\begin{aligned} N_n^{e.m.} &\propto \langle E_\mu \rangle^{1.03 \pm 0.05} \\ N_n^{had} &\propto \langle E_\mu \rangle^{0.78 \pm 0.05} \end{aligned} \tag{4.31}$$

Der myon-induzierte Neutronenuntergrund, der in BOREXINO zu erwarten ist, läßt sich nun aus der experimentell bestimmten Neutronenzahl abschätzen, die von der LSD-Kollaboration [Agl89] in einem 90 t Flüssigszintillator-Detektor in einer Tiefe von 5200 mwe im Mont-Blanc-Tunnel bei einer mittleren Myonenergie von $\langle E_\mu \rangle = 385$ GeV gemessen wurde.

$$\mathrm{N}_n(5200\,\mathrm{mwe}) = (\ 5.3^{+0.95}_{-1.02}\ ) \cdot 10^{-4}\ \text{Neutronen}\ /\ (\mu \cdot \mathrm{g/cm^2})$$

Da die produzierten Neutronen im Tiefenbereich von BOREXINO hauptsächlich aus hadronischen Schauern stammen und hierfür das einfache Potenzgesetz mit dem Faktor

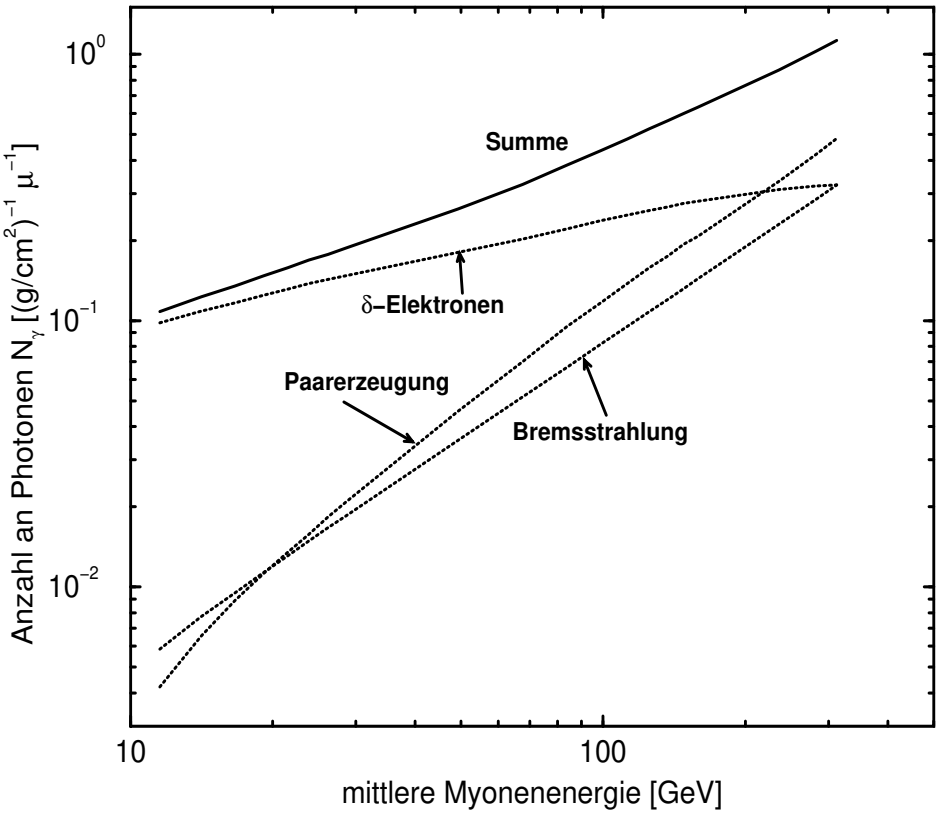


Abbildung 4.14: *Anzahl der pro einfallendem Myon erzeugten Photonen N_γ in Abhängigkeit von der mittleren Myonenergie $\langle E_\mu \rangle$ in der Tiefe h. Dargestellt ist die Zusammensetzung der Photonenrate aus den drei Reaktionsanteilenen von δ–Elektronen, Bremsstrahlungsphotonen und Paarerzeugungsereignissen [Kha95, Hei98].*

α=0.75 aus Gl. 4.29 gut mit dem experimentellen Wert $\alpha = 0.78 \pm 0.05$ aus Gl. 4.31 übereinstimmt, kann die mittlere Neutronenzahl in BOREXINO abgeschätzt werden über

$$\frac{\mathrm{N_n(h_1)}}{\mathrm{N_n(h_2)}} = \left(\frac{\langle \mathrm{E_\mu(h_1)} \rangle}{\langle \mathrm{E_\mu(h_2)} \rangle} \right)^{0.75} . \tag{4.32}$$

Für BOREXINO in einer Tiefe von h = 3600 mwe und einer entsprechenden mittleren Myonenergie von $\langle E_\mu \rangle$ = 320 GeV [Cri97] errechnet sich also für die mittlere Neutronenzahl, die pro einfallendem Myon und pro Flächendichte im Szintillatortarget erzeugt wird ein Wert von

$$\begin{aligned} \mathrm{N_n(3600\,mwe)} &= \left(\tfrac{320\,\mathrm{GeV}}{385\,\mathrm{GeV}}\right)^{0.75} \cdot \mathrm{N_n(5200\,mwe)} \\ &= 4.6 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{Neutronen}/\left(\mu \cdot \mathrm{g/cm^2}\right) \end{aligned} \tag{4.33}$$

Wie aus Tabelle 4.6 zu entnehmen ist, durchqueren pro Tag ca. 2000 Myonen den mit 300 t Flüssigszintillator (ρ_{PC} = 0.89 g/cm^3) gefüllten Nylonballon (IV) von BOREXINO. Die mittlere Wegstrecke $\langle L \rangle$, die die Myonen beim Durchqueren der Szintillatorkugel mit einem Durchmesser von d = 8.5 m zurücklegen beträgt dabei 2/3 d. Mit diesen Größen läßt

sich der myon-induzierte Neutronenuntergrund der pro Tag im Szintillatorvolumen von BOREXINO erzeugt wird mit

$$\langle \mathrm{N_n} \rangle_{\mathrm{tot}} = \Phi_\mu \cdot \rho_{\mathrm{PC}} \cdot \langle \mathrm{L} \rangle \cdot \mathrm{N_n}(3600\,\mathrm{mwe}) \tag{4.34}$$

abschätzen und man erhält eine Rate von

$$\langle \mathrm{N_n} \rangle_{\mathrm{tot}} \approx 460\,\mathrm{Neutronen} \,/\, (\mathrm{d} \cdot 300\mathrm{t}) \tag{4.35}$$

Eine zweite, experimentelle Bestimmung des Neutronenuntergrundes wurde in der *Counting Test Facility* (CTF) von BOREXINO vorgenommen, worauf aber an dieser Stelle noch nicht eingegangen werden soll. Vielmehr soll hier auf das Kapitel 6.3 verwiesen werden, in dem die Resultate dieser Messung ausführlich behandelt werden.

Ungeachtet ihrer Energie werden die über die oben beschriebenen Prozesse erzeugten Neutronen innerhalb von $\sim 100\,\mu$s durch inelastische Stöße auf thermische Energien abgebremst und letztendlich unter Emission eines Gammaquants im Atomkern eingefangen. Im Falle von BOREXINO werden die Neutronen im Wasserbuffer und im Flüssigszintillator überwiegend von Wasserstoffatomen bzw. Protonen mit einer charakteristischen Lebensdauer (in PC) von $300\,\mu$s eingefangen, wobei ein 2.2 MeV γ-Quant emittiert wird.

$$n + p \rightarrow d + 2.2\,\mathrm{MeV}\ \gamma \tag{4.36}$$

Findet der Neutroneneinfang in den inneren 100 t der Szintillatorkugel (FV) statt, so werden durch die Emission des 2.2 MeV γ-Quants Pulse weit oberhalb des ^{7}Be- und pep-Neutrinoereignisfensters erzeugt und sollten deshalb keine Gefahr für die solare Neutrinodetektion in BOREXINO darstellen, wohl aber für die Reaktor- Antineutrinodetektion.

Zur effektiven Untergrundunterdrückung kann jedoch noch zusätzlich die zeitliche Korrelation des 2.2 MeV Gammas mit dem vorausgehenden Myonereignis ausgenutzt werden, um mit Hilfe der Methode der verzögerten Koinzidenzen mit einem Zeitintervall von etwa 1 ms den myon-induzierten Neutronenuntergrund zu identifizieren.
Insbesondere für die Antineutrino-Detektion im Falle einer Nutzung von BOREXINO als Long-Baseline Reaktor Experiment ist dies von großer Wichtigkeit, da ein zu hoher Untergrund an myon-induzierten Neutronen die Nachweisreaktion für Antineutrinos im Detektor überlagern könnte. Ein effizientes Myonenidentifikationssystem sollte jedoch in der Lage sein diesen kosmogenen n-Untergrund von $\bar{\nu}_e$-Signalen zu unterscheiden.

4.5.5 Myon-induzierte Produktion von Radionukliden

Neben den in den vorigen Kapiteln beschriebenen Effekten können Myonen im Gestein oder in der Abschirmflüssigkeit Sekundärteilchen und Schauer auslösen oder im Detektormaterial gestoppt und von Kernen eingefangen werden. Bei den dabei hervorgerufenen Kernreaktionen kann es zur Produktion von Radionukliden kommen.

Zerfallsart	Isotop	$T_{1/2}$	$E_{max}(\beta^-, \beta^+)$	$+ E_\gamma$, (BR)
β^-	^{12}B	0.02 s	13.4 MeV (β^-)	
	^{11}Be	13.80 s	11.5 MeV (β^-)	
	^{10}Be	$1.5{\cdot}10^6$a	0.56 MeV (β^-)	
	^{11}Li	0.09 s	20.8 MeV (β^-)	
	^{9}Li	0.18 s	13.6 MeV (β^-)	
	^{8}Li	0.84 s	16.0 MeV (β^-)	
	^{8}He	0.12 s	10.6 MeV (β^-)	
	^{6}He	0.81 s	3.5 MeV (β^-)	
β^+	^{11}C	20.38 min	0.96 MeV (β^+)	
	^{10}C	19.30 s	1.9 MeV (β^+)	+ 0.72 MeV γ, (98.53%)
	^{9}C	0.13 s	16.0 MeV (β^+)	
	^{8}B	0.77 s	13.7 MeV (β^+)	
EC	^{7}Be	53.3 d		0.478 MeV γ, (10%)

Tabelle 4.7: *Sämtliche radioaktive Isotope, die durch Myonen und sekundäre Schauerteilchen in organischen Szintillatoren (^{12}C Targets) gebildet werden können [Fir96]. Von besonderer Bedeutung sind hierbei die Isotope ^{7}Be, ^{11}C, ^{10}C und ^{11}Be. Radionuklide wie z.B. ^{8}He, ^{9}Li und ^{11}Li können durch ihre Emission von $\beta-$Neutron Kaskaden vor allem für die Antineutrino-Spektroskopie ein Problem darstellen.*

In Tabelle 4.7 sind alle radioaktiven Isotope aufgelistet, die in einem organischen Flüssigszintillator durch Myonen und sekundäre Schauerteilchen über die Reaktion

$$\mu \text{ (\& } \textit{elektromagnetische- und hadronische Schauer)} + {}^{12}C \longrightarrow {}^{A}_{Z}X \tag{4.37}$$

produziert werden können. Dabei ist von großem Vorteil, daß organische Flüssigszintillatoren (C_nH_m) im wesentlichen aus Kohlenstoff und Wasserstoff bestehen. Die Abwesenheit schwererer Elemente hat zur Folge, daß nur radioaktive Isotope produziert werden können, die leichter als ^{12}C sind und somit das Problem der Erzeugung langlebiger Radionuklide stark eingeschränkt ist. Die meisten der in Tabelle 4.7 aufgelisteten Radionuklide haben Halbwertszeiten kleiner $\approx$1 s. Diese Isotope können mit Hilfe eines effizienten Myonen-Erkennungssystems ohne größere Totzeitverluste identifiziert werden, indem in der off-line Analyse ein zeitlicher Veto-Cut auf das vorausgehende Myonsignal gesetzt wird. Von besonderer Bedeutung für den kosmogenen Untergrund sind deshalb die Isotope ^{11}C, ^{11}Be, ^{10}C und ^{7}Be, für die diese Methode der verzögerten Koinzidenz mit dem primären Myon wegen der zu langen Lebensdauer der Isotope nicht mehr anzuwenden ist. Würde auf jedes

den Detektor durquerende Myon ein Vetosignal folgen, das durch die Dauer der zeitlichen Korrelation zwischen Myon und Zerfall bestimmt ist, wären die Totzeitverluste für die ν-Detektion viel zu hoch. Das zur Vollständigkeit ebenfalls aufgeführte ^{10}Be spielt wegen seiner extrem langen Halbwertszeit von 1.5 Millionen Jahren keine Rolle für den kosmogenen Untergrund im Detektor und kann deshalb für die weiteren Betrachtungen außer Acht gelassen werden. Im folgenden sollen nun die Untergrundbeiträge der verschiedenen myon-induzierten Radionuklide in den für die solare Neutrinospektroskopie relevanten Energiebereichen diskutiert werden bzw. ihr Einfluß auf die Antineutrino-Detektion beschrieben werden.

- **^{7}Be-Neutrino Energieintervall (250 keV< E < 800 keV):**

  Die Signatur des $\nu(^{7}\mathrm{Be})$-Signals in BOREXINO und KamLAND ist die charakteristische Kante des comptonartigen Spektrums der im Szintillator rückgestreuten Elektronen, die bei einer Energie von 660 keV liegt. Damit stellt ^{7}Be, das über reinen Elektroneneinfang zerfällt und in 10% aller Fälle ein γ-Quant mit $E_\gamma = 478$ keV emittiert, zu den gefährlichsten Kandidaten, die zum kosmogenen Untergrund in diesem Energiebereich beitragen. Unter Berücksichtigung der endlichen Energieauflösung des Detektors fällt seine γ-Energie direkt in den für den ^{7}Be-Neutrinonachweis relevanten Energiebereich.

  Da die Energiedeposition aller Positron-Emitter aufgrund des Annihilationsprozesses um $\sim$1 MeV nach oben verschoben ist, kommt außerdem nur noch der β^--Emitter ^{11}Be mit einer Halbwertszeit von 13.8 s für Untergrundbeiträge unterhalb 800 MeV in Frage. Allerdings ist der Beitrag von ^{11}Be aufgrund der hohen β-Endpunktenergie von 11.5 MeV in diesem Energiebereich nur sehr klein.

- **pep-Neutrino Energieintervall (0.8 MeV< E < 1.4 MeV):**

  Von den Isotopen mit Halbwertszeiten größer $\approx$ 1 s kommen nur der β^--Emitter ^{11}Be und die β^+-Emitter ^{11}C und ^{10}C als potentiell gefährliche Untergrundkandidaten für BOREXINO in Frage. Der Beitrag von ^{11}Be ist jedoch mit $\sim$ 0.3% auch in diesem Energieintervall, wegen der hohen β-Endpunktenergie vernachlässigbar klein. Selbst für das Isotop ^{10}C, bei dem zu fast 99% jeder β^+-Zerfall von einem 720 keV Gammaquant begleitet wird, beträgt die Energiedeposition aufgrund des Annihilationsprozesses mindestens $E_{min} = 1.7$ MeV und liegt somit außerhalb des betrachteten pep-Energieintervalls.
  Einzige Ausnahme ist hier ^{11}C, bei dessen Zerfall Energie im Bereich zwischen 1 MeV und 2 MeV deponiert wird und deshalb den weitaus größten Untergrundbeitrag im pep-Neutrino Energieintervall liefert.
  Diese Überlegungen zum kosmogenen Untergrund im pep-Neutrino Energieintervall können auch für den Nachweis der ^{13}N- und ^{15}O Neutrinos aus dem solaren CNO-Zyklus angewandt werden.

- **^{8}B-Neutrino Energieintervall (3 MeV< E < 5.5 MeV):**

  Unterhalb einer Energie von $\sim$1.7 MeV wird das ^{8}B-Neutrinospektrum von den weit höheren Flüssen der CNO- und pep-Neutrinos überlagert. Wie aus Tabelle 4.7

ersichtlich ist, können im Prinzip alle aufgelisteten Radionuklide, außer ^{7}Be, zum kosmogenen Untergrund oberhalb einer Energie von ca. 1.7 MeV beitragen. Den größten Beitrag liefern hierbei die Isotope ^{10}C, ^{11}Be und zu einem kleinen Anteil auch noch ^{11}C.

Von besonderer Wichtigkeit ist jedoch der Energiebereich zwischen 3 MeV und 5.5 MeV. Der Theorie des MSW-Effekts zufolge sollte sich in diesem niederenergetischen Teil des ^{8}B-Neutrinospektrums die spektrale Deformation des ^{8}B-Spektrums besonders stark auswirken (siehe Abbildung 4.4). BOREXINO, KamLAND und das geplante LENS sind die derzeit einzigen solaren Neutrino-Experimente, die das $\nu(^{8}\mathrm{B})$-Spektrum mit einer Energieschwelle unterhalb 5.5 MeV vermessen können. Da oberhalb $\sim$3 MeV im wesentlichen keine Untergrundbeiträge aus den Zerfallsketten der primordialen Radionuklide U, Th und K mehr zu erwarten sind (siehe Kapitel 4.4) stellen die myon-induzierten Radionuklide die einzige Quelle für Untergrundbeiträge in dem angegebenen Energieintervall dar. Es ist deshalb von großer Bedeutung, die Wirkungsquerschnitte und folglich die Produktionsraten der relevanten kosmogenen Isotope (hier vor allem von ^{10}C) genau zu bestimmen um deren Beiträge statistisch vom Neutrinosignal subtrahieren zu können.

- **Energieintervall relevant für die Antineutrino-Detektion**

  Für Reaktor-Antineutrinos umfaßt dieses Energieintervall den Bereich von 1 MeV bis $\approx$8 MeV während für die terrestrischen Antineutrinos der Bereich bis $\approx$3 MeV relevant ist. Wie im Kapitel 4.3 erwähnt wurde bzw. im Kapitel 3.4 noch beschrieben werden soll, sind BOREXINO und vor allem auch KamLAND für den Nachweis von Reaktor-Antineutrinos geeignet um die LMA-Lösung des MSW-Effektes in einem "long-baseline" Experiment zu testen. Da es sich hierbei um Experimente mit extrem niedrigen Zählraten von der Größenordnung einiger ν-Ereignisse pro Jahr handelt ist ein quantitatives Verständnis der Untergrundbeiträge unerläßlich. Vor allem die kosmogenen Radioisotope ^{8}He, ^{9}Li und ^{11}Li können durch die Emission von β-Neutron Kaskaden die Nachweisreaktion für Antineutrinos im Detektor

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^{+} \tag{4.38}$$

  nachahmen. Mit Hilfe eines effizienten Myonenidentifikationssystems wird man jedoch in der Lage sein diesen kosmogenen Untergrund von $\bar{\nu}_e$-Signalen zu unterscheiden. Hierbei kann man von der charakteristischen Dreifach-Koinzidenz, zwischen promptem Myonsignal, Betaereignis und dem um ca. 250 μs verzögerten 2.2 MeV γ-Quant aus dem Neutroneneinfang, Gebrauch machen.

Abgesehen von den oben genannten Punkten ist es außerdem sehr wichtig die Untergrundbeiträge der myon-induzierten Radionuklide im Energiebereich unterhalb $\sim$3 MeV genau zu verstehen um den verbleibenden Untergrund an Uran, Thorium und Kalium im Detektor genau bestimmen zu können. Oberhalb dieser Energieschwelle von 3 MeV sind im wesentlichen keine Beiträge aus den Zerfallsketten dieser primordialen Radionuklide mehr zu erwarten (siehe Kapitel 4.4).

Teil II

Resultate der Counting Test Facility (CTF)

Kapitel 5

Die Counting Test Facility (CTF) - Prototypdetektor für BOREXINO

5.1 Ziele des CTF-Detektors

Im vorangegangenen Kapitel 4.4 wurden bereits die extrem hohen Reinheitsanforderungen an die Detektorkomponenten bezüglich radioaktiver Nuklide und die Bedeutung einer effizienten Untergrundunterdrückung für einen erfolgreichen Neutrinonachweis in BOREXINO diskutiert. Mit Hilfe der meisten Standard-Analysemethoden, wie zum Beispiel Massenspektroskopie oder direkter Aktivitätsmessung mit untergrundarmen Germanium-Detektoren, ist man zwar in der Lage die äußeren Detektorkomponenten auf radioaktive Verunreinigungen zu untersuchen, jedoch liegen die Anforderungen für die meisten im Flüssigszintillator enthaltenen primordialen und kosmogenen Radionuklide jenseits der Nachweisgrenzen der besten zur Zeit verfügbaren Analysemethoden, wobei allerdings das Verfahren der Neutronenaktivierungsanalyse (NAA) eine Ausnahme darstellt, wie in [Hen99] gezeigt wird.
Um dennoch zu prüfen, ob die für BOREXINO geforderten Reinheiten der Detektorkomponenten realisierbar sind, wurde eine 5t-Testapparatur – die sogenannte *Counting Test Facility (CTF)* – im Gran Sasso Untergrundlabor LNGS in Halle C aufgebaut. Folgende grundlegende Ziele sollten dabei mit der CTF erreicht werden:

1. Messung der ^{238}U und ^{232}Th-Verunreinigung im Flüssigszintillator mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit $< 5 \cdot 10^{-16}$ g/g.

2. Messung der ^{14}C Konzentration im Flüssigszintillator mit einer relativen Nachweiswahrscheinlichkeit von $^{14}\mathrm{C}/^{12}\mathrm{C} < 10^{-18}$.

3. Untersuchungen des kosmogenen Untergrunds mit Hilfe eines Myon-Teleskops.

4. Test von 'on-line' Reinigungsmethoden für die Wasserabschirmung und die beiden Flüssigszintillatoroptionen PC und PXE.

5. Test der Langzeitbeständigkeit der optischen Eigenschaften des Szintillators.

6. Test von Analysemethoden zur Unterscheidung verschiedener Ereignisklassen.

An dieser Stelle sei noch bemerkt, daß die CTF *nicht* als Neutrinodetektor konzipiert wurde. Die Selbstabschirmung der CTF gegen γ's aus der Gesteinsabschirmung und den übrigen Detektormaterialien reicht wegen des zu geringen Szintillatorvolumens dazu nicht aus und führt zu einem, für die Neutrinodetektion viel zu hohen, externen Untergrund.

5.2 Detektordesign der CTF

Das Detektordesign der Testapparatur CTF orientiert sich im wesentlichen am geplanten Design des BOREXINO-Detektors, wobei ebenfalls das Konzept der von innen nach außen abgestuften Reinheitsgrade verwendet wird.

Die CTF besteht aus einem transparenten Nylonballon mit einem Durchmesser von 2.1 m, der mit 4.8 t organischem Flüssigszintillator gefüllt ist und sich im Zentrum eines mit ca. 1000 t Reinstwasser gefüllten, zylindrischen Stahltanks (Ø=11 m, h=10 m) befindet.
Zum Nachweis des Szintillationslichtes sind 100, mit Lichtkonzentratoren ausgestattete 8" PMT's, die baugleich mit den in BOREXINO verwendeten PMT's sind, an einer den Nylonballon umgebenden Halterungsstruktur von 7 m Durchmesser angebracht. Bei einer optischen Abdeckung des Szintillatorvolumens von 20% wird eine mittlere Photoelektronenausbeute von ca. 300 pe pro 1 MeV Energiedeposition erzielt, was in der gegebenen Konfiguration einer Anzahl von 10^4 emittierten Photonen/MeV entspricht. Für die Triggerbedingung von 6 feuernden PMT's innerhalb eines Zeitintervalls von 30ns entspricht das einer Energieschwelle von 25 keV. Die Ortsauflösung der CTF beträgt bei einer Energie von 300 keV 15 cm (1σ).
In Abbildung 5.1 ist im oberen Bild eine schematische Skizze der CTF und im unteren Bild ein Photo, das einen Einblick in das Innere des Detektors erlaubt, zu sehen. Für eine genaue, detaillierte Beschreibung des Aufbaus, der Funktionsweise und der durchgeführten Messungen mit der CTF sei der Leser an die Referenzen [Bor98a, Bor98b, Bor98c, Ali00] verwiesen. In diesem Teil der Arbeit sollen vielmehr die wichtigsten Resultate der CTF und deren Bedeutung für die Durchführbarkeit von BOREXINO kurz zusammengefaßt werden um dann in Kapitel 6 näher auf die Messungen mit Hilfe des Myon-Teleskops und den Untersuchungen zum kosmogenen Untergrund eingehen zu können, die für das Design des Myonen-Identifikationssystems für BOREXINO von entscheidender Bedeutung waren.

5.3 Ergebnisse der CTF-Messungen zum radioaktiven Untergrund

Die Messungen mit der CTF wurden vom Februar 1995 bis Ende Januar 1997 durchgeführt. Während des 26 monatigen Zeitraums der Datennahme wurde die Detektorkonfiguration mehrmals geändert. Bis Mitte 1996 wurde mit der CTF der Flüssigszintillator Pseudokumol (PC) als Lösungsmittel und 2,5-Diphenyloxazol (PPO) als Wellenlängenschieber getestet. Die Konzentration von PPO in PC betrug 1.5 g/l. Die getesteten Reinigungsverfahren wie Flüssig-Flüssig-Extraktion, Destillation und Filtration sowie komplementäre analytische Verfahren sind ausführlich in [Gol97] beschrieben.

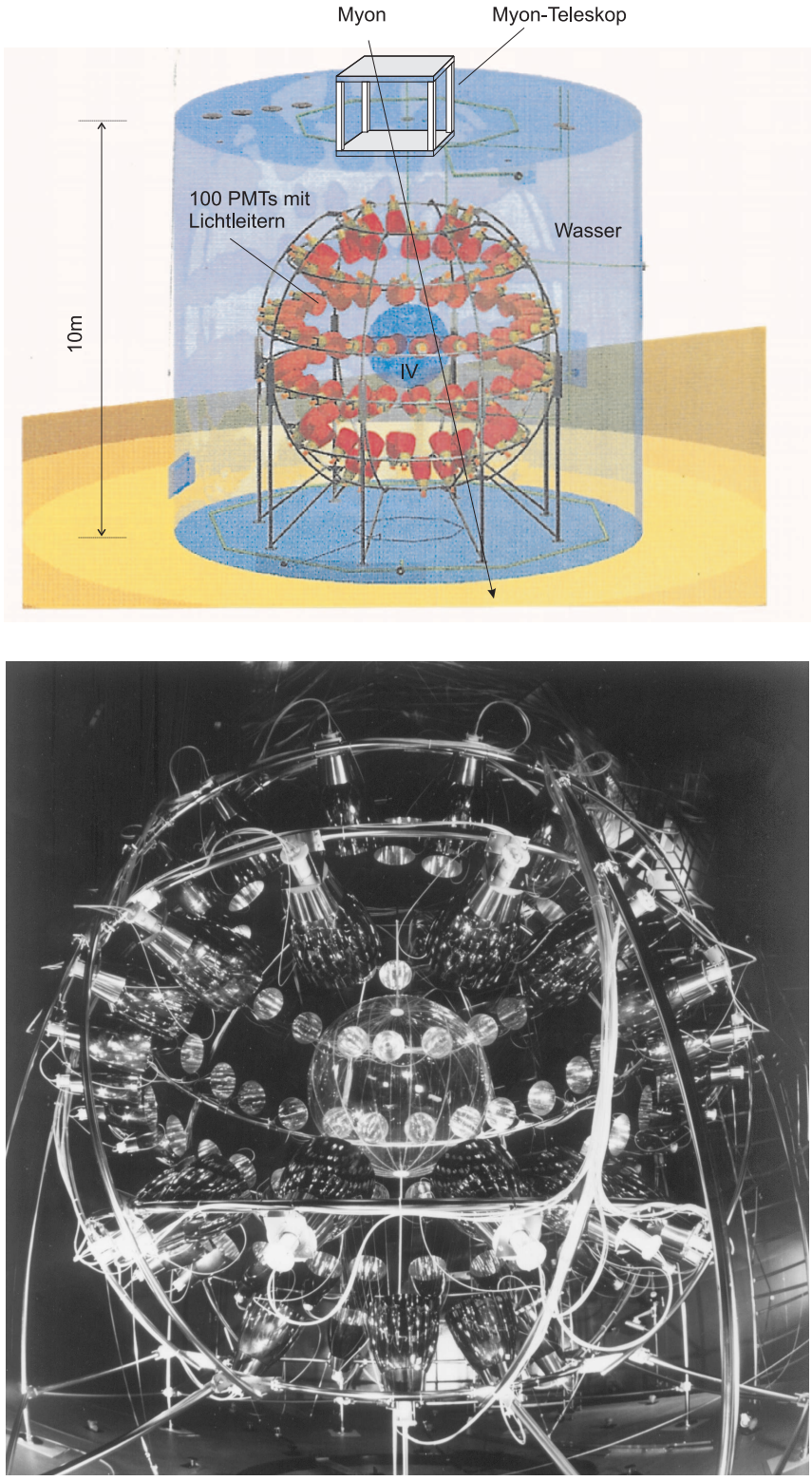


Abbildung 5.1: *Oberes Bild: Schematische Skizze der Counting Test Facility (CTF). Unteres Bild: Photo, das eine Innenansicht des CTF-Detektors zeigt. Deutlich zu sehen sind die 100 PMT's mit Lichtkonzentratoren, die radial um den mit 5 t Flüssigszintillator gefüllten Nylonballon im Zentrum des Detektors angeordnet sind.*

Vom Herbst 1996 bis Ende Januar 1997 wurde der Flüssigszintillator PXE (Phenyl-o-xylylethan) als Lösungsmittel mit dem primären Wellenlängenschieber pTP (p-Diphenylbenzol) und dem sekundären Wellenlängenschieber Bis-MSB[1] untersucht. Die angewandten Reinigungsverfahren wie Flüssig-Flüssig-Extraktion, Filtration und Flüssig-Fest-Extraktion mittels Kieselgel werden in [Hen99] genau behandelt.

Potentielle, radioaktive Untergrundquellen, die einen Neutrinonachweis in BOREXINO vereiteln könnten sind ^{14}C, Uran, Thorium, Radon, Krypton, ^{7}Be und ^{40}K. Die ^{7}Be-Konzentration wurde in der CTF durch einen möglichst schnellen (1-2 Tage) Transport des Szintillators vom Produktionsort Sardinien ins Untergrundlabor auf ein Minimum reduziert. Die ^{40}K-Konzentration lag unterhalb der Sensitivität des CTF-Designs. Die wichtigsten Resultate der CTF lassen sich nun wie folgt zusammenfassen:

- *^{14}C*: Die Konzentration von ^{14}C im Szintillator wurde durch einen Vergleich des gemessenen Spektrums in der CTF zwischen 50 keV und 200 keV und einem simulierten Spektrum des ^{14}C-Zerfalls bestimmt, bei dem das theoretische Spektrum mit der Energieauflösung gefaltet wurde. Die gemessene Konzentration im Flüssigszintillator PC beträgt $^{14}\mathrm{C}/^{12}\mathrm{C} = (1.94 \pm 0.09) \cdot 10^{-18}$ und ist somit verträglich mit der für die ^{7}Be-Spektroskopie in BOREXINO geforderten Reinheitsgrenze.

- *Uran und Thorium*: Mit Hilfe der Methode der verzögerten Bi-Po-Koinzidenzen in den Uran- und Thoriumzerfallsketten sowie der Methode der Pulsformanalyse zur Identifizierung von α-Ereignissen konnten die Konzentrationen der radioaktiven Spurenelemente ^{224}Ra und ^{226}Rn in der CTF genau bestimmt werden. Unter der Annahme eines säkularen Zerfallsgleichgewichts erhält man daraus für PC die entsprechenden Konzentrationen für ^{238}U mit $(3.5 \pm 1.3) \cdot 10^{-16}$g/g und ^{232}Th mit $(4.4^{+1.5}_{-1.2}) \cdot 10^{-16}$g/g.
  An dieser Stelle soll jedoch auch betont werden, daß mit Hilfe von Neutronenaktivierungsanalyse in Kombination mit untergrundarmer Gammaspektroskopie und Koinzidenzmeßtechnik die *direkten* Konzentrationen von Uran und Thorium mit Nachweisgrenzen von $1 \cdot 10^{-17}$g/g (für Uran) und $2.0 \cdot 10^{-16}$g/g (für Thorium) bei 90%C.L. gemessen werden können [Hen99]. Für den Fall eines gestörten Zerfallsgleichgewichtes lassen sich somit für die Zerfallsketten von Uran und Thorium komplementäre Informationen zur Methode der verzögerten Bi-Po Koinzidenzen in der CTF gewinnen.

- *Radon*: Die Messungen mit der CTF haben ergeben, daß γ's aus Rn-Zerfällen in der Wasserabschirmung den größten Untergrundbeitrag im Detektor darstellen. Die Problematik der Rn-Diffusion aus diversen Detektorkomponenten in die Szintillatorflüssigkeit ist eine der Schlüsselerfahrungen, die mit der CTF gewonnen werden konnte. Die entwickelten Techniken zur Entfernung des Radons durch Spülung mit hochreinem, radonfreiem N_2-Gas aus speziell dafür entwickelten Anlagen [Heu98] gingen in das Design von BOREXINO ebenso ein wie die Installation einer zusätzlichen Nylonhülle zwischen Szintillatorballon und Stahlkugel zur Unterdrückung der Rn-Diffusion.

[1] chemischer Name: 1,4-bis-(2-Methylstyryl)-Benzol

- *^{85}Kr- und ^{210}Po Untergrund - Reinigungsmethoden:* Wie das Radon gelangt auch Krypton über Luftkontakt in den Szintillator. Mit einer angenommenen Aktivität von 1 Bq/m^3 Luft genügen schon wenige Liter Luft um eine Aktivität von 300 ± 50 Ereignissen pro Tag in der CTF zu erzeugen. Mit der CTF wurden vier verschiedene Reinigungsmethoden – N_2-Spülung, Wasserextraktion, Destillation und SiGel Säulenreinigung – getestet. Wie Rn läßt sich auch die Konzentration des Edelgases Kr durch N_2-Spülung signifikant reduzieren. Verunreinigungen von Po, Pb und Bi, die von der Oberfläche des Nyolonballons in den Szintillator gelangten, konnten durch Wasserextraktion und Destillation um einen Faktor ∼25 reduziert werden während der Uran- und Thoriumgehalt dadurch nicht wesentlich beeinflußt wurde. Mit Hilfe von Fest-Flüssig- Extraktion in einer SiGel Reinigungssäule konnte in der 'Off-Line'-Analyse mittels NAA jedoch eine Reduzierung der U-Konzentrationen bis zu einer Nachweisgrenze von $1 \cdot 10^{-17}$g/g nachgewiesen werden [Hen99].

- *Interner Untergrund (Einzelereignisse):* Der Beitrag von Uran und Thorium zum internen Untergrund wurde mit der oben beschriebenen Methode der verzögerten Koinzidenzen gemessen. Die Rate der Einzelereignisse im Neutrinoenergieintervall zwischen 250 keV und 800 keV betrug typischerweise $\sim 10^3$/d. Es konnte experimentell nachgewiesen werden, daß dieser Beitrag durch externe Strahlung, insbesondere durch Rn-Zerfall im Wasser hervorgerufen wurde [Bor98c].
  Zieht man diesen Beitrag statistisch von der gemessenen Einzelereignisrate ab, so verbleibt eine Rate von (21 ± 49) Ereignissen/d, wobei aus Rn-Zerfällen allein eine Rate von (30 ± 7)/d resultiert.
  Der interne Untergrund konnte also durch die oben genannten Reinigungsschritte in der CTF auf eine mit Null verträgliche Rate reduziert werden.

Tabelle 5.1 faßt noch einmal die wichtigsten Resultate der mit der CTF gemessenen radioaktiven Spurenelemente in den verwendeten Flüssigzintillatoren PC und PXE zusammen. Zu den in der Tabelle angegebenen Werten sei noch angemerkt, daß für die PC-Messungen

	PC-Flüssigszintillator	PXE-Flüssigszintillator
$^{14}C/^{12}C$	$(1.94 \pm 0.09) \cdot 10^{-18}$	$(9.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-18}$
Uran [g/g]	$(3.5 \pm 1.3) \cdot 10^{-16}$	$(1.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-15}$
Thorium [g/g]	$(4.4^{+1.5}_{-1.2}) \cdot 10^{-16}$	$(2.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-15}$

Tabelle 5.1: *Resultate der mit der Counting Test Facility gemessenen radioaktiven Spurenelemente in den verwendeten Flüssigzintillatoren PC und PXE. Die Werte beziehen sich auf die Annahme eines säkularen Zerfallsgleichgewichts.*

verschiedene Reinigungsschritte in der CTF angewendet werden konnten, während der PXE-Szintillator nur über SiGel-Säulenreinigung und Wasserextraktion vor der Revision der CTF im März 1997 gesäubert wurde. Es konnte aber gezeigt werden, daß PXE eine mit PC vergleichbare Reinheit besitzt und wegen seiner größeren, mit 1 verträglichen Dichte gewisse Vorteile gegenüber PC als Szintillator für BOREXINO besitzt. Zum einen kann mit PXE die zur Verfügung stehende Targetmasse um ca. 12% erhöht werden, wodurch auch die Abschirmung gegenüber externem Untergrund verbessert werden könnte.

Zum anderen könnte wegen seiner mit Wasser vergleichbaren Dichte, Reinstwasser anstatt PC als Abschirmflüssigkeit in BOREXINO verwendet werden was wiederum große sicherheitstechnische Vorteile hätte. Allerdings könnte aber auch, durch die ungleichen Brechungsindizes von Wasser und PXE und die damit verbundene Lichtbrechnung an der Grenzschicht Szintillator-Abschirmflüssigkeit, die Ortsrekonstruktion in BOREXINO beeinträchtigt werden.

Zusammenfassung

Die Ergebnisse der Messungen mit der CTF haben die gesteckten Ziele für die Realisierbarkeit solarer Neutrinospektroskopie mit BOREXINO erreicht. Die bereits ohne Vorreinigung des PC erreichten Werte bestätigen die Strategie von BOREXINO, nach der aus fraktionierter Destillation gewonnene Erdölprodukte von Anfang an eine hohe Reinheit an metallischen Spurenelementen besitzen sollten. Weiterhin wurde die Machbarkeit aufgezeigt, mehrere Tonnen Flüssigszintillator auf einem Reinheitsniveau $< 1 \cdot 10^{-16}$ zu handhaben. Auf den Erfahrungen mit der CTF aufbauend, sollte es also möglich sein, großvolumige Flüssigszintillator-Detektoren mit mehreren 100 Tonnen Targetmasse für die zukünftige solare Neutrinospektroskopie zu nutzen.
Mit einer Ereignisrate von $< 3 \cdot 10^{-5}$ Ereignissen/Tag/keV/kg für Energien größer 250 keV ist der CTF-Detektor der derzeit untergrundärmste Detektor in diesem Energiebereich und somit auch deutlich besser als die Ge-Detektoren der $0\nu - \beta\beta$-Experimente.

Kapitel 6

Ergebnisse der CTF-Messungen zum kosmogenen Untergrund

Um die Rate der myon-induzierten Ereignisse in der CTF zu studieren und abzuschätzen wieviel Prozent der Myonereignisse *nicht* durch eine spezielle Signatur diskriminiert werden können, das heißt als β-Ereignisse misinterpretiert werden, wurde auf dem CTF-Detektor ein externes Myon-Teleskop installiert. Die mit dem Durchgang eines Myons verbundenen CTF-Signale wurden aufgezeichnet und analysiert.

In diesem Kapitel sollen nun die Ergebnisse dieser Untersuchungen zum kosmogenen Untergrund in der CTF dargestellt werden, die das Design des Myonen-Erkennungssystems für BOREXINO bestimmten.

6.1 Experimenteller Aufbau des Myon-Teleskops

Das Myon-Teleskop besteht aus zwei ortsauflösenden Viehldrahtproportionalkammern (MWPC) mit den Abmessungen 189.0 cm $\times$ 177.0 cm $\times$ 9.2 cm, die auf dem Dach des Wassertanks der CTF übereinander installiert wurden. Die beiden Detektoren, die für das Neutrinozerfallsexperiment am Leistungsreaktor in Bugey konzipiert wurden [Hag94] seien im Folgenden mit XYI und XYII bezeichnet.

Die zweidimensionale Ortsauflösung jedes einzelnen Zählers wird durch zwei orthogonal zueinander angeordnete Drahtebenen – Anodenebene und Kathodenebene – erzielt. Die Eintrittsfenster der Zähler sind auf beiden Seiten mit einer nur 36μm dünnen, aluminiumbedampften PET-Folie bespannt. Als Zählgas wurde ein Gemisch aus 90% Argon und 10% Methan verwendet, wobei Methan als Quenchgas diente. Um den durch die dünnen Eintrittsfenster eindiffundierenden Sauerstoff zu entfernen[1], wurde das Gasvolumen kontinuierlich erneuert und die Zähler unter einem leichten Überdruck (30mm Ölsäule) betrieben.
Zur Abschirmung gegen Elektronen und niederenergetische γ-Strahlung sind die Zähler mit 1 mm starken Aluminium- und Kupferplatten abgedeckt, wobei die äußerste Schicht

[1]Ein äußerst geringer Anteil an Sauerstoff im Zählgas führt zur Anlagerung von Elektronen an ein O_2-Molekül und damit zu einer deutlichen Verringerung des Signals. Ursache hierfür ist die hohe Elektronenaffinität von O_2.

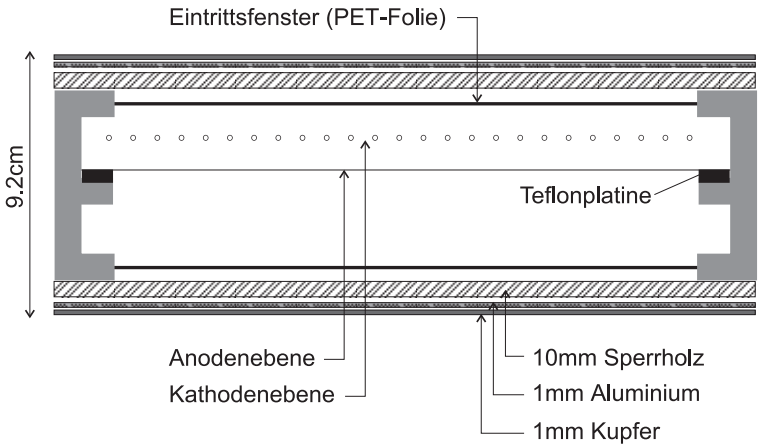


Abbildung 6.1: *Schematische Skizze des Aufbaus der Vieldrahtproportionalzähler.*

durch das Kupfer gebildet wird. So kann die charakteristische Röntgenstrahlung des Kupfers (K-Kante bei 8.98 keV) von der dahinterliegenden Aluminiumschicht absorbiert werden. Aus Stabilitätsgründen wurden die Aussenseiten der Zähler noch mit 1 cm starken Sperrholzplatten abgedeckt, was in Abbildung 6.1 in einer Schemazeichnung dargestellt ist.

Die Anodenebene besteht aus 48 Signaldrähten aus vergoldetem Wolfram (Ø=20μm) an denen eine Spannung von $U_A = +1860$ V anliegt. Die Signaldrähte werden jeweils durch einen feldformenden Draht (Ø=100μm), der auf Nullpotential liegt, getrennt um destabilisierend wirkende Abstoßungskräfte zwischen den Signaldrähten zu vermeiden. Der Abstand zwischen Signal- und Potentialdraht beträgt dabei 19 mm.
Zur Auslese werden jeweils zwei Signaldrähte zu einem Kanal zusammengefaßt, was für die Anodenebene insgesamt 24 Auslesekanäle und eine Ortsauflösung von $\Delta x = 76$mm ergibt.

Die 100μm dünnen Drähte der Kathodenebene (Abstand 17 mm) liegen 2 cm über der Anodenebene und sind relativ zu den Anodendrähten um 90^o gedreht. An die Kathodendrähte wird eine Spannung von $U_K = +150$ V angelegt. Von den 96 Kathodendrähten werden jeweils 4 zu einem Auslesekanal zusammengefaßt. womit man für die Kathodenebene wieder 24 Auslesekanäle mit einer entsprechenden Ortsauflösung von $\Delta y = 68$mm erhält.

Die Lage der Zähler auf dem CTF-Tank ist in Abbildung 6.2 (linkes Bild) illustriert. Die Messungen mit dem Myon-Teleskop wurden in drei verschiedenen Positionen, bzw. Konfigurationen der Zähler durchgeführt.

- **Meßperiode 1** (24.August - 8.November 1995):
  Die Zähler XYI und XYII liegen direkt aufeinander und befinden sich in Position 1, am Rand des CTF-Tankdaches. Messung der absoluten Myonereignisraten in Koinzidenz mit der CTF. Die ortsauflösende Auslese der Signaldrähte ist noch nicht aktiviert.

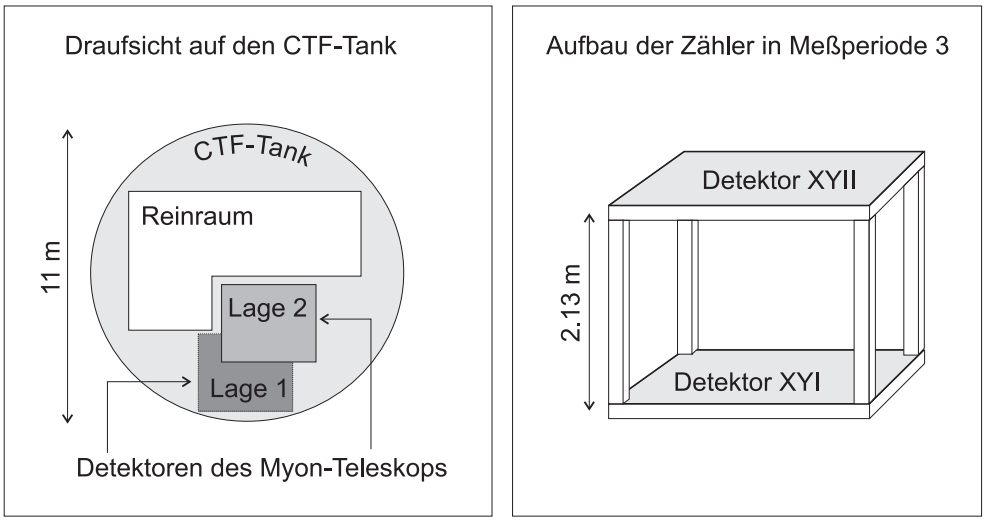


Abbildung 6.2: *Skizze der Lage der Vieldrahtproportionalkammern auf dem CTF-Tank (linkes Bild). Aufbau des Myon-Teleskops in Meßperiode 3 (rechtes Bild).*

- **Meßperiode 2** (10.November - 28.November 1995):
  Die Zähler XYI und XYII liegen direkt aufeinander und befinden sich in Position 2, nahe der Mitte des CTF-Tankdaches. Datennahme analog Meßperiode 1. In dieser Konfiguration ist ebenfalls noch keine Myonspurerkennung möglich.

- **Meßperiode 3** (23.Januar - Oktober 1996):
  Die Zähler XYI und XYII l befinden sich in Position 2. Um nun die Lage der Myonspur durch den CTF-Detektor rekonstruieren zu können, werden die beiden Zähler in einem kubusartigen Halterungsgestell in einem Abstand von 2.13 m übereinander angeordnet (siehe Abb. 6.2, rechtes Bild).
  Mit dem Begriff 'Hitpattern' soll im Folgenden das binäre Muster der getroffenen und nicht-getroffenen Kanäle eines MWPC-Zählers bezeichnet werden. Da jeder der beiden Zähler zwei Drahtebenen besitzt, ist die Ortsinformation eines Ereignisses in den vier Hitpattern dieser Ebenen enthalten.

Zur Eichung der MWPC-Zähler durch Aufnahme der Pulshöhenspektren aller 24 Auslesekanäle wurde die 35 keV Röntgenfluoreszenzlinie einer Ce-Eichquelle, bzw. die 6.4 keV und 14.4 keV Photonen einer ^{57}Co-Quelle benutzt. Als Triggerbedingung für die Messung des in den Zählern durch kosmische Strahlung erzeugten Pulshöhenspektrums, diente ein koinzidentes Ansprechen von XYI und XYII innerhalb eines Zeitfensters von 4μs. Mit der durch die Eichung festgelegten Energieskala erhält man ein Maxiumum der von den Myonen im Detektor deponierten Energie von $\sim$13 keV, falls man eine Landau-Verteilung der deponierten Energie annimmt [Hag94]. Bei einer gesetzten Hardwareenergieschwelle von 3 keV ist also eine Sensitivität der MWPC-Detektoren von fast 100% für den Nachweis von Myonen gewährleistet.

6.2 Bestimmung der Myon-Ereignisraten

Um die spezielle Signatur der myon-induzierten Ereignisse in der CTF zu studieren wurde das Myon-Teleskop in Koinzidenz mit der Elektronik der CTF betrieben. Das Datenaufnahmesystem der Myonkammern und die Bildung der Koinzidenzlogik zur Datenauslese sind in den Abbildungen 6.3 und 6.4 dargestellt.
Die vier Drahtebenen der Zähler (XY1A, XY1K, XY2A und XY2K) sind in je 24 Kanäle unterteilt. Die vorverstärkten Signale werden in einen Hauptverstärker geführt und laufen dann in ECL-Diskriminatoren. Diese erzeugen für jede Vierergruppe von Kanälen einen negativen Puls einstellbarer Länge (Common Gate), sobald eines der Signale die Diskriminatorschwelle überschreitet. Die 6 Common-Gate Signale einer Ebene werden durch einen Logic-Fan zu einem logischen Signal zusammengefaßt. Sprechen Anoden- und Kathodenebene des Zählers XYI innerhalb eines Zeitfensters von 4μs an, wird in diesem Zähler wiederum ein logisches Signal generiert, das mit dem zweiten Zähler XYII in Koinzidenz geschalten ist (siehe Abb. 6.3). Die logischen Signale von XYI und XYII werden nun

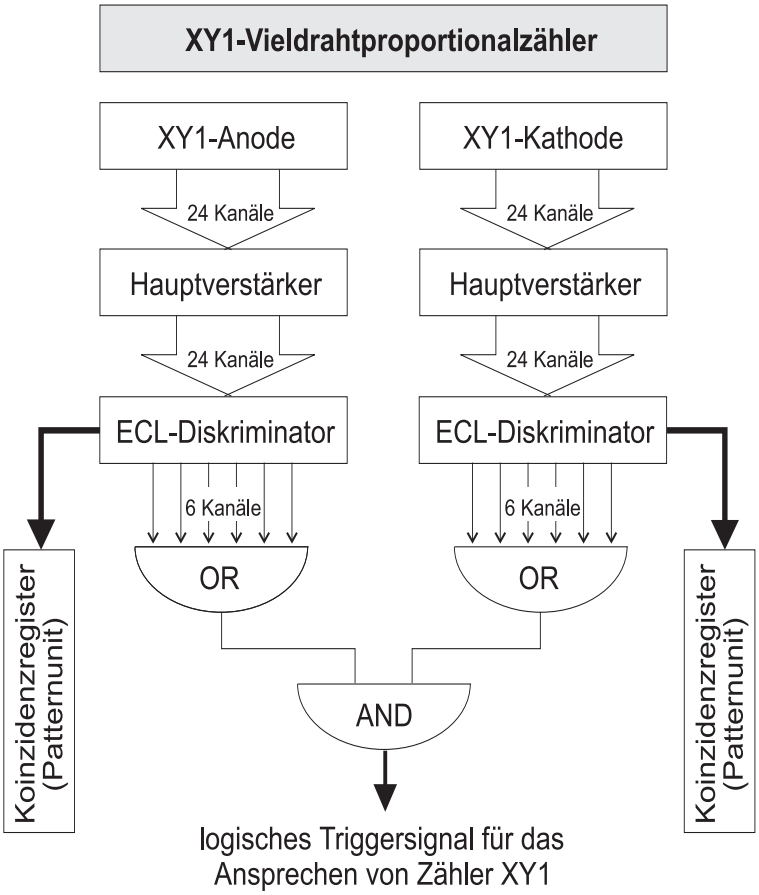


Abbildung 6.3: *Verarbeitung der Signale der Vieldrahtproportionalzähler.*

in AND-Logik geschaltet (Logic Unit 1). Bei einer Koinzidenz der beiden Zählersignale wird ein 2μs langes Gate erzeugt, das wiederum mit dem Triggersignal der CTF (Länge 2μs) in AND-Logik geschalten ist (Logic Unit 2). In der CTF wird ein Trigger ausgelöst, falls in einem Zeitfenster von 30ns mindestens 6 der 100 PMT's ansprechen. Falls eine 3-

fach Koinzidenz zwischen den beiden Zählern des externem Myon-Teleskops und der CTF vorliegt, wird ein logisches Signal in die CTF-Elektronik eingespeist, das anzeigt, daß es sich bei diesem Ereignis um ein potentielles Myonereignis handelt (d.h. im DAQ-Code der CTF wird ein 'Myon-Flag' gesetzt). In diesem Fall werden die ECL-Diskriminatoren der Anoden- und Kathodenebenen über CAMAC in ein Koinzidenzregister (Patternunit) ausgelesen, das die Hitpatterns der vier Drahtebenen speichert. Um während der Zeit des Auslesens keinen neuen Trigger auszulösen, wird über einen Gategenerator ein 12ms langes Inhibit-Signal erzeugt, das die Logic-Unit 2 sperrt (siehe Abb. 6.4). Bei einer Trig-

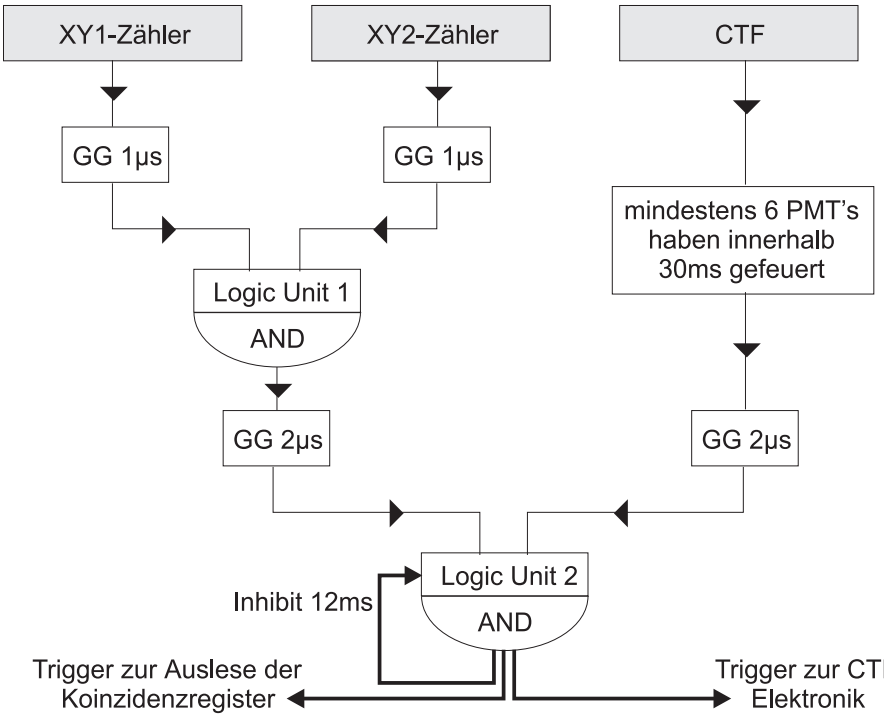


Abbildung 6.4: *Schematisches Schaltbild zur Bildung eines Hardware Myon-Triggers in Koinzidenz mit der CTF. (GG=Gategenerator).*

gerrate von ca. 300 Hz pro XY-Zähler ergibt sich bei einem Koinzidenz-Zeitfenster von 2μs eine zufällige 2-fach Koinzidenzrate der beiden Detektoren des Myon-Teleskops von ~ 0.4 Hz. Die gemessene Triggerrate der CTF beträgt 1.3 Hz. Daraus errechnet sich für die zufällige 3-fach Koinzidenzrate zwischen der CTF und beiden Detektoren des Myon-Teleskops ein Wert von $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ Hz. Die tatsächlich gemessene Hardware-Triggerrate für die 3-fach Koinzidenz liegt bei $6.4 \cdot 10^{-4}$ Hz (Meßperiode 1), $6.9 \cdot 10^{-4}$ Hz (Meßperiode 2) und $2.8 \cdot 10^{-4}$ Hz (Meßperiode 3). Dadurch wird verdeutlicht, daß es sich bei der gemessenen Rate um 'echte' Ereignisse und nicht nur um zufällige Koinzidenzen handelt.

In der Zeit zwischen August 1995 und Oktober 1996 wurden so während insgesamt 2364 Stunden Meßzeit 3341 Myonereignisse detektiert. Das entspricht einer Rate von ca. 2 μ/h für die beiden Meßperioden 1 und 2 mit direkt aufeinander liegenden XY-Zähler und einer Rate von ca. 1 μ/h für die Meßperiode 3, bei der sich die XY-Zähler in einem Abstand von 2m befanden. Eine Analyse der Daten ergab, daß ein überraschend hoher Anteil, nämlich $\sim$25% aller Myonsignale, in das Neutrinofenster (NW) zwischen 250 keV und 800 keV fällt.

	Meßperiode 1	Meßperiode 2	Meßperiode 3
gesamte Meßdauer	512.6 h	515.1 h	1336.5 h
gemessene Myonenrate	2.0 μ/h	2.5 μ/h	1.3 μ/h
insgesamt detektierte Myonen	1013	1305	1023
Myonereignisse im NW[2]	239	322	197
Verbleibende Myonereignisse nach Anwendung folgender Cuts:			
1. Meantime-Cut	208	264	261
2. r5-Cut	658	863	681
3. Asymmetry-Cut	561	687	671
Verbleibende Myonereignisse nach:			
Kombination der Cuts 1, 2 und 3	99	128	147
davon liegen im NW	19	17	37

Tabelle 6.1: *Zusammenstellung der mit dem Myon-Teleskop in den drei Meßperioden detektierten Myonereignisraten, vor und nach Anwendung der sogenannten* Borexino-*Standard Cuts.* ([2]*NW=Neutrinowindow, Energiebereich 250 keV<E<800 keV).*

Diese Ereignisse stammen aus dem Čerenkovlicht relativistischer Myonen, die zwar den Wassertank der CTF, nicht aber die Szintillatorkugel durchqueren. Ein Teil dieses Lichts wird direkt von den PMT's registriert, ein weiterer Anteil fällt auf die Szintillatorkugel, wird dort in Szintillationslicht konvertiert und isotrop in einem Raumwinkel von 4π emittiert.

Eine genaue Analyse dieser Signale ergibt in der Zeitverteilung der registrierten Photonen eine sehr viel breitere Struktur als zum Beispiel bei Beta- oder Alphaereignissen im Szintillator, die als punktförmige Pulse betrachtet werden können. Die Ereignissignatur der β- und α-Teilchen in der CTF wurde aus den beiden Testruns RUN77 (direkt nach der Füllung der IV mit Szintillator) und RUN373 (künstliche Radon-Quelle im Zentrum der IV) über die verzögerte Koinzidenz ^{214}Bi $\rightarrow^{214}$ Po($T_{1/2} = 164\mu$s) $\rightarrow^{210}$ Pb erhalten. In diesen Runs war die Radonkonzentration relativ hoch und die Signaturen der β/α-Teilchen konnten mit guter Statistik vermessen werden.
Die Ortsrekonstruktion in der CTF erfolgt über die Zeitverteilung des Ansprechens der einzelnen PMT's. Mit der Maximum-Likelihood-Methode wird der Ort bestimmt, von dem aus die Laufzeiten der Photonen zu den PMT's am wahrscheinlichsten die beobachtete Zeitverteilung ergeben [Man94]. Diese Methode funktioniert zwar für punktförmige Ereignisse (β/α-Teilchen) führt aber bei den oben beschriebenen Myonereignissen, die keine punktförmige Ereignisstruktur besitzen zu keinem sinnvollen Ergebnis. Die Messungen mit dem Myon-Teleskop ergaben, daß die Ortsrekonstruktion der Standard-CTF-Datenanalyse den Myonereignissen zu ca. 33% fälschlicherweise einen Ort im Szintillator zuordnete.

Um zu untersuchen, wieviel Prozent der Myonereignisse durch die Standard-Datenanalyse der CTF nicht erkannt werden und deshalb fälschlicherweise zum internen Untergrund des Detektors hinzugezählt werden, wurden auf die mit dem Myon-Teleskop ausgewählten Er-

eignisse die sogenannten BOREXINO-Cuts angewendet. Dabei handelt es sich im einzelnen um die drei Cuts:

- **Meantime-Cut:**
  Aus den Ansprechzeiten der einzelnen PMT-Kanäle[3] $t(i)(i = 1 \ldots 64)$ wird die mittlere Ankunftszeit t_{mean} der Photonen bzw. Photoelektronen des Signals in Bezug auf den zuerst zur Zeit t_{min} gefeuerten PMT-Kanal ermittelt. Bezeichnet N die Anzahl der angesprochenen PMT-Kanäle so ist

  $$t_{mean} \doteq \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{64} t_i \quad mit \;\; t_i = t(i) - t_{min}. \tag{6.1}$$

  Für punktförmige β/α-Ereignisse im Szintillator liegt t_{mean} zwischen 3ns und 16ns, was eine grobe Abschätzung verdeutlichen soll:
  Die PMT's sind 2.5m von der Oberfläche der Szintillatorkugel, die einen Durchmesser von 2m hat, entfernt. Mit den Brechungsindizes für PC ($n_{PC} = 1.45$) und Wasser ($n_{H_2O} = 1.34$) läßt sich die minimale Lichtlaufzeit $2.5\text{m} \cdot 1.34/(3 \cdot 10^8\text{m/s}) = 11\text{ns}$ und die maximale Lichtlaufzeit $(2\text{m} \cdot 1.45 + 2.5\text{m} \cdot 1.34)/(3 \cdot 10^8\text{m/s}) = 21\text{ns}$ abschätzen. Der Unterschied der Lichtlaufzeiten beträgt also maximal 10ns. 'Gute' Ereignisse liegen also zu 97% (2σ) im Bereich $3\text{ns} < \text{t}_{\text{mean}} < 16\text{ns}$[4], wodurch der Meantime-Cut in der CTF charakterisiert wird. Ereignisse mit einem deutlich größeren oder kleinerem Wert von t_{mean} müssen also außerhalb des Szintillators stattgefunden haben, was z.B. für nicht-punktförmige Ereignisse entlang einer Teilchenspur oder Čerenkovlicht von Myonen in der Wasserabschirmung der Fall ist.

- **r5-Cut:**
  Der sogenannte r5-Cut verwirft Ereignisse, bei denen innerhalb von 5ns nach dem ersten Ansprechen eines PMT's kein weiterer PMT feuert, da es sich bei derartigen Ereignissen mit hoher Wahrscheinlichkeit um einen 'Vor-Trigger' der CTF-Elektronik handelt. Der r5-Cut dient also nicht dazu Čerenkovereignisse zu diskriminieren, sondern wird vielmehr dazu benutzt, 'künstlich' erzeugte Ereignisse, die durch zufällige Koinzidenz mehrerer PMT's generiert werden, auszuschließen. Die Akzeptanz des Cuts liegt für β-Ereignisse bei $\sim 94\%$.

- **Asymmetry-Cut:**
  Beim Asymmetry-Cut macht man sich die Tatsache zunutze, daß von oben einfallende relativistische Myonen einen nach unten gerichteten Čerenkovlichtkegel erzeugen, wodurch hauptsächlich PMT's in der unteren Hemisphäre angesprochen werden. Da jedoch die Lichtkonzentratoren vor den PMT's so konstruiert sind, daß nur Photonen aus dem Raumwinkelbereich der Szintillatorkugel auf die Photokathode geleitet werden, kann ein Teil der von oben einfallenden Čerenkovphotonen von den Lichtkonzentratoren der PMT's der unteren Hemisphäre zurückreflektiert werden. Diese

[3] Die100 PMT's der CTF sind zu insgesamt 64 Kanälen zusammengefaßt.

[4] wegen Reflexionen an Detektormaterialien und einem PMT-Timejitter von $\approx 1\,\text{ns}$ können auch Zeiten größer 10 ns vorkommen.

Photonen können dann, wenn auch mit relativ geringer Wahrscheinlichkeit, mit einer Zeitverzögerung von 20-30ns in den PMT's der oberen Hemisphäre detektiert werden. Der Asymmetry-Cut wird durch das Verhältnis

$$A = \frac{Anzahl\,der\,registrierten\,Photoelektronen\,in\,der\,oberen\,Hemisphäre}{Gesamtzahl\,der\,registrierten\,Photoelektronen} \tag{6.2}$$

bestimmt. Für die Charakterisierung 'guter' Ereignisse wurde für den Wert von A in der CTF der Bereich $0.35 < A < 0.75$ definiert. Die Datenanalyse ergab für β-Ereignisse eine Akzeptanz von 99% für diesen Cut.

In Tabelle 6.1 sind alle Fakten und Ergebnisse der Myon-Teleskop Messungen für die drei unterschiedlichen Meßperioden zusammengefaßt. Wie man aus Tab 6.1 erkennen kann, werden rund 90% (Meßperioden 1/2), bzw. 86% (Meßperiode 3) aller detektierten Myonereignisse durch kombinierte Anwendung der drei BOREXINO-Cuts auf die Daten, zurückgewiesen.

Die geringere Effizienz für die Meßperiode 3 läßt sich auf den Ausfall einer großen Anzahl von PMT's während der Datennahme zwischen August 1995 und Oktober 1996 zurückführen. Während zu Beginn der Messungen 84 PMT's funktionsfähig waren, fiel diese Anzahl über die Meßperiode 2 mit 63 funktionierenden PMT's, bis zu einer Anzahl von nur noch 45 PMT's in Meßperiode 3 ab!
Die durch den Ausfall von mehr als 50% der PMT's verschlechterte Ereignisstatistik beeinflußt in erster Linie die Myonerkennung mit Hilfe des Meantime- und des Asymmetry-Cuts. Dagegen wird durch den PMT-Verlust die Effizienz für die Akzeptanz von 'guten' β-Ereignissen wesentlich weniger beeinflußt. Die Energiedeposition der ^{214}Bi-Zerfälle mit $Q(\beta,\gamma)$=3.2 MeV ist im Mittel sehr viel höher als die der Myonereignisse wodurch auch eine größere Zahl von PMT's angesprochen wird und somit die Cut-Effizienz nicht so sensitiv auf eine verschlechterte Statistik reagiert.

Aus Tabelle 6.1 kann man außerdem ablesen, daß nach Anwendung der drei BOREXINO-Cuts immerhin noch 1.6% (Meßperiode 1/2) aller detektierten Myon-Ereignisse in das ^{7}Be-Neutrinoenergiefenster (250 keV<E<800 keV) fallen, was einer Rate von 0.04 Ereignissen pro Stunde entspricht. Eine Abschätzung der Gesamtrate an myon-induzierten Signalen in der CTF, die einen Puls im ^{7}Be-Neutrinofenster erzeugen und nicht durch die angewendeten Cuts diskriminiert werden können, ergibt sich aus einer einfachen Flächenbetrachtung:
Die aktive Fläche der Myonkammern beträgt 3.4 m^2. Die gesamte Oberfläche des CTF-Tanks, die dem Myonfluß ausgesetzt ist, ist rund 440 m^2 (von unten kommende Myonen werden vernachlässigt). Man erwartet daher etwa 100 Ereignisse pro Tag, die von Myonen im ^{7}Be-Neutrinofenster verursacht werden und durch die angewendeten Cuts nicht erkannt werden.

6.3 Bestimmung des myon-induzierten Neutronenuntergrunds

Mit Hilfe des Myon-Teleskops konnte die Anzahl der myon-induzierten hadronischen Kaskaden, die für die Neutronenproduktion im Detektor verantwortlich sind, experimentell über die Methode der verzögerten Koinzidenzen bestimmt werden. Es sei jedoch erwähnt, daß die absolute Anzahl der myon-induzierten Neutronen, die mit verschiedenen Multiplizitäten in den hadronischen Schauern produziert werden, nicht *direkt* bestimmt werden konnte. Die CTF-Elektronik ist dazu nicht ausgelegt und kann nur jeweils eine verzögerte Koinzidenz in einem festgelegten Zeitfenster (8ms) aufzeichnen.
Die produzierten Neutronen können entweder im Wasser oder auch im Szintillator selbst durch inelastische Stöße abgebremst und thermalisiert werden um dann über die Reaktion

$$n + p \rightarrow d + 2.2MeV\ \gamma \tag{6.3}$$

überwiegend von Wasserstoffatomen bzw. Protonen eingefangen zu werden. Bei diesem Prozeß wird ein 2.2 MeV γ-Quant emittiert. Eine Abschtzung der energieabhängigen, charakteristischen Lebensdauer der Neutronen im Szintillator (PC) bzw. der Reinstwasserabschirmung ergibt $\tau \approx 200 - 300\,\mu$s.
Die Ereignisstruktur der Neutronen in der CTF läßt sich durch eine verzögerte 2-fach Koinzidenz zwischen dem promptem Signal des Myons bzw. des hadronischen Schauers und dem zeitlich verzögert emittierten 2.2 MeV γ-Quant beschreiben. Die potentiellen Neutronenkandidaten wurden mit Hilfe der folgenden Cuts aus den CTF-Daten ausgewählt:

1. Das promte Ereignis hat eine Energie von >3.5 MeV. Wegen der Absenz eines globalen Myon-Erkennungssystems in der CTF (das Myon-Teleskop diente nur der Auswahl einzelner Myonereignisse) ist der Energie-Cut die einzige Möglichkeit Myonen, deren Spuren nahe der IV liegen bzw. diese durchqueren, von anderen Signalen zu unterscheiden. Wie sich bei der Analyse der Daten herausstellte hatten aber Myonen, die solche energetischen Neutronen erzeugen, immer sehr hohe Energien was zu großen Pulshöhen und letztendlich auch zur Sättigung fast aller PMT's führte. Die Effizienz dieses Cuts kann deshalb mit 100% abgeschätzt werden.

2. Die Zeitverzögerung der beiden, aufeinander folgenden Ereignisse der Signalcharakteristik liegt im Bereich 10μs< Δt <2ms. Die obere Grenze wird dabei durch das mehr als 5-fache der Lebensdauer des Neutrons bestimmt.
   Die Effizienz für diesen Cut beträgt für Neutronen, die im PC thermalisiert wurden 97% und für Neutronen in der Wasserabschirmung 96%.

3. Die Energie des verzögerten Ereignisses liegt im Bereich 250 keV<E<3 MeV. Um die Effizienz dieses Cuts zu bestimmen, wurde die Energiedeposition der 2.2 MeV γ-Quanten in PC und Wasser simuliert. Für eine Thermalisierung des Neutrons im PC erhält man eine Cut-Effizienz von 95%. Wird das Neutron dagegen im Wasser thermalisiert, verschiebt sich das γ-Energiespektrum zu kleineren Energien hin, da nur ein Teil der γ-Energie im Szintillator deponiert wird. Die Cut-Effizienz beträgt in diesem Fall nur noch 60%.

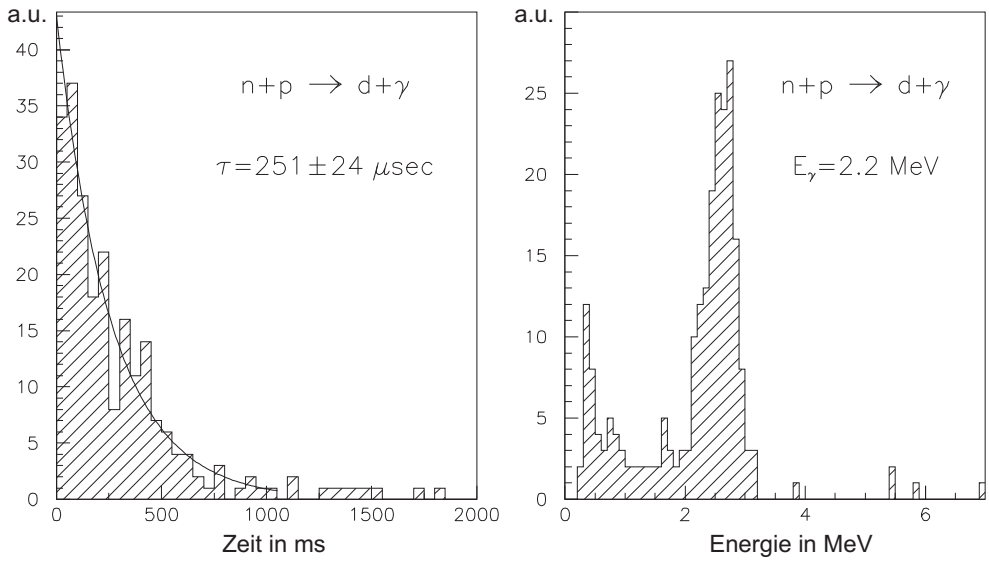


Abbildung 6.5: *Zeitverteilung (linkes Bild) und Energieverteilung (rechtes Bild) der mit dem Neutronen-Cut ausgewählten, verzögerten Ereignisse. Aus dem Fit an die exponentielle Zeitverteilung der verzögerten Signale ergibt sich für die Thermalisierung der Neutronen eine mittlere Lebensdauer von* $\tau = 251 \pm 24\mu$s. *Das rechte Bild zeigt die Energiedeposition des verzögert emittierten 2.2 MeV* γ*'s.*

Die totale Cut-Effizienz für die Erkennung von Neutronenereignissen beträgt demnach 92% für den Fall der Neutronenthermalisierung im PC und 58% für Wasser. Die Rate der zufälligen Koinzidenzen, die durch den Neutronen-Cut nicht verworfen werden beträgt R=10^{-6} Hz und kann in Bezug auf die tatsächlich gemessene Rate vernachlässigt werden.

Abbildung 6.5 zeigt die Zeitverteilung (linkes Bild) und Energieverteilung (rechtes Bild) der mit dem Neutronen-Cut ausgewählten, verzögerten Ereignisse. Aus dem exponentiellen Fit an die Zeitverteilung der verzögerten Signale ergibt sich für die Thermalisierung der Neutronen eine mittlere Lebensdauer von $\tau = 251 \pm 24\mu$s, was gut mit einer Kombination der theoretischen Werte für die Medien Wasser und PC übereinstimmt.
Die Ereignissignatur des verzögerten 2.2 MeV γ-Signals stimmt ebenfalls sehr gut mit dem Resultat der Monte-Carlo-Simulation für die Energiedeposition des γ's in Wasser und PC überein. Aus einem Vergleich dieser Simulation mit dem gemessenen Spektrum läßt sich die Anzahl N_{Kask} der myon-induzierten hadronischen Kaskaden, die für die Neutronenproduktion im Detektor verantwortlich sind berechnen,

$$N_{Kask}(CTF) = (1.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-2} \text{Ereignisse/m} \tag{6.4}$$

was einer Rate von ca. 0.35 Ereignissen pro Tag und Tonne Szintillator entspricht. Auf die Dimensionen von BOREXINO mit 300 t Flüssigszintillator übertragen, ergibt dies eine Rate an neutronenproduzierenden Ereignissen von

$$R_{Kask}(\text{Borexino}) \approx 100\,\text{d}/300\text{t} \; . \tag{6.5}$$

Wie in Kapitel 4.5.4 bereits erwähnt wurde, stammt die derzeit beste Abschätzung für die myon-induzierte Neutronenproduktion in Untergrunddetektoren vom LSD-Experiment,

das sich in einer Tiefe von 5200 mwe im Mont-Blanc-Tunnel befindet [Agl89]. Die mittlere Multiplizität der produzierten Neutronen wird in Referenz [Agl89] mit ≈ 4 angegeben. Aus den Messungen in der CTF kann man somit die Neutronenproduktionsrate in BOREXINO für 300 t Szintillator mit

$$N_n(\text{Borexino}) \approx 400\,\text{Neutronen} / (\text{d} \cdot 300\text{t}) \tag{6.6}$$

abschätzen. Die aus den LSD-Resultaten in Kapitel 4.5.4 für BOREXINO durchgeführte Abschätzung (siehe Gl. 4.35) ist mit

$$\langle N_n \rangle_{tot} \approx 460\,\text{Neutronen} / (\text{d} \cdot 300\text{t}) \tag{6.7}$$

mit dem in Gl. 6.6 angegebenen Ergebnis der CTF-Messung in Übereinstimmung.

6.4 Zusammenfassung der Messungen mit dem Myon-Teleskop

Obwohl ein Myonen-Erkennungssystem im Design der CTF nicht vorgesehen war, konnte mit Hilfe der Myon-Teleskop-Messungen gezeigt werden, daß die Myonwechselwirkungen im Detektor nicht zu vernachlässigen sind. Die Messungen in Koinzidenz mit der CTF zeigten, daß 25% aller Myonen, die den Wassertank der CTF durchqueren, Energie im ^{7}Be-Neutrinofenster zwischen 250 keV und 800 keV deponieren. Auch nach Anwendung der drei BOREXINO-Cuts verbleiben immerhin noch 1.6% aller Myon-Ereignisse in diesem Energiebereich, was in der CTF einer Rate von ca. 100 Untergrundereignissen pro Tag entspricht.
Überträgt man diesen Wert auf die Dimensionen des BOREXINO-Detektors, so könnte man mit Hilfe einer sehr groben Abschätzung, von einer Rate myon-induzierter Signale von ca. 300 Ereignissen pro Tag ausgehen. Ein Vergleich dieses Wertes mit der zu erwartenden Neutrinosignalrate von 10-50 Ereignissen pro Tag zeigt, daß die Effizienz der Software-Cuts bei weitem nicht ausreicht die kosmogene Untergrundrate auf ein mit dem Neutrinonachweis verträgliches Niveau von ca. 1 Ereignis pro Tag zu drücken.
Der BOREXINO-Detektor läßt sich zwar von den Dimensionen, dem Aufbau und der Verwendung unterschiedlicher Bufferflüssigkeiten nicht ganz mit der CTF vergleichen und die in Kapitel 9.2 beschriebenen Monte-Carlo-Simulationen versprechen für BOREXINO eher bessere Effizienzen für die Myonerkennung als die mit der CTF erhaltenen Werte. Dennoch können diese Simulationen niemals potentielle 'pathologische' Ereignisse mit einbeziehen, die zwar nur sehr selten vorkommen, aber doch von signifikanter Relevanz für ein Experiment mit derart geringen Zählraten wie BOREXINO sein können. Zum Beispiel können durch Myonen, die selbst nur den Bufferbereich durchqueren, hochenergetische Neutronen erzeugt werden, die in den inneren Detektorbereich gelangen und dort Signale auslösen können. Ohne ein Hardware Myon-Identifikationssystem (MIS) könnten solche Ereignisse nicht erkannt werden.
Außerdem könnte es sehr riskant sein die Myon-Erkennung in BOREXINO nur auf Sofware-Analysemethoden zu stützen, wie der Ausfall der PMT's und die damit verbundenen Cut-Effizienzeinbußen in der CTF-Analyse gezeigt haben. Solch eine Methode hängt zudem

sehr stark von der Kenntnis der systematischen Unsicherheiten ab. Diese könnten jedoch mit Hilfe eines Hardware-MIS experimentell bestimmt werden. Die Effizienz der Software-Cuts zur Erkennung von Myonen könnten genauso mit Hilfe des MIS 'kalibriert' werden wie die Effizienz für die Akzeptanz von guten Ereignissen.
Zudem konnte mit Hilfe des Myon-Teleskops die myon-induzierte Neutronenrate in der CTF gemessen werden. Mit einer Rate von ca. 0.35 Neutronen generierenden Ereignissen/Tag pro Tonne Szintillator ist in BOREXINO mit rund 100 solchen Ereignissen pro Tag in 300t Szintillator zu rechnen, wobei diese Neutronen wiederum durch Spallations- und Einfangsreaktionen zur Produktion instabiler Radionuklide im Flüssigsintillator beitragen können (siehe Kapitel 10).

Die Messungen mit dem Myon-Teleskop in Koinzidenz mit der CTF zeigen also die Notwendigkeit für die Installation eines hocheffizienten Myonen-Erkennungssystems in BOREXINO auf, das sich nicht nur auf die Softwareerkennung von Myonereignissen stützt.

Teil III

Das Myon-Identifikationssystem für Borexino

Kapitel 7

Konzeption des Myonen-Identifikationssystems für BOREXINO

Wie man aus den in Tabelle 4.6 (von Kapitel 4.5.3) zusammengefaßten Resultaten der in Monte-Carlo-Simulation berechneten, direkten Myonereignisraten in BOREXINO entnehmen kann, sind ca. 10^4 Myonereignisse pro Tag im gesamten Detektorvolumen zu erwarten. Diese Ereignisse werden entweder direkt über die Emission von Szintillations- und Čerenkovlicht durch die primären, den Detektor durchquerenden Myonen generiert, oder über myon-induzierte Sekundärteilchen wie Neutronen oder instabile Radionuklide.

Das Myonen-Identifikationssystem muß in der Lage sein, diese Signale eindeutig als myongenerierte Ereignisse zu erkennen und sie einwandfrei von Neutrinoereignissen, aber auch von radioaktivem Untergrund im Detektor zu unterscheiden. Auch wenn der Großteil der kosmogenen Untergrundereignisse im Detektor oberhalb des relevanten ^{7}Be-Neutrinoenergieintervalls von 250-800 keV liegt, wäre eine Fehl- oder Nicht-Erkennung dieser höherenergetischen Ereignisse genauso problematisch wie für Myonereignisse, die direkt innerhalb dieses Energieintervalls liegen und somit Neutrinoereignisse vortäuschen können.
Der Grund hierfür liegt darin, daß für eine genaue Bestimmung der ^{7}Be-Neutrinorate das gesamte Energiespektrum der detektierten Ereignisse simuliert bzw. angefittet werden muß. Hierfür ist jedoch gerade der Energiebereich oberhalb 800 keV von Bedeutung um die Rate und die spektrale Form des Untergrunds statistisch vom (ν-)Signal im Detektor abziehen zu können. Es ist also eine genaue Kenntnis *aller* Myonereignisse im Detektor notwendig. Das gesamte Myonen-Identifikationssystems sollte aus diesem Grund hocheffizient sein.

Das Design des Myonen-Identifikationssystems richtet sich nach den unterschiedlichen kosmogenen Untergrundereignissen, die ein einfallendes Myon in den verschiedenen Bereichen des Detektors erzeugen kann. Demnach wird der Detektor in folgende drei Teilbereiche eingeteilt:

- **Bereich der Reinstwasserabschirmung** zwischen externem Tank und Stahlkugel: ⇒ hauptsächlich Emission von Čerenkovlicht im Wasser.
- **Bereich der Abschirmflüssigkeit**, optional mit PC oder Wasser gefüllte Region zwischen Stahlkugel und Nylonballon (IV):
  ⇒ Emission von Szintillations- und Čerenkovlicht. Durch eventuelle Beigabe eines Quenchers kann die Emission von Szintillationslicht stark unterdrückt werden.
- **Nylonkugel** gefüllt mit 300 t Flüssigszintillator:
  ⇒ hauptsächlich Emission von Szintillationslicht. In diesem Bereich findet auch der eigentliche Nachweis der solaren Neutrinos statt.

Um die geforderte Effizienz des Myonen-Identifikationssystems erzielen zu können, stützt sich das Design auf drei unabhängige *Sub-Systeme* – zwei Hardware-Myonerkennungssysteme und ein Software-Myonerkennungssystem.
Diese sollen im folgenden kurz skizziert werden und in den nachfolgenden Kapiteln noch detaillierter beschrieben werden. Der Vorteil dieser Konzeption des Myonen-Identifikationssystems besteht darin, daß jedes dieser drei Sub-Systeme eigenständig getestet und kalibriert werden kann wodurch wiederum die systematischen Fehler bei der Myonenerkennung reduziert werden.

1. **Äußerer Myon-Detektor (OD)**

   Die Struktur des BOREXINO-Detektors legt es nahe, den äußeren Bereich zwischen Stahlkugel und externem Tank als Myonenveto zu nutzen. Da dieser Bereich durch Reinstwasser als Abschirmung gegen externe Strahlung dienen soll, kann er durch die Installation von Photovervielfachern auf der Außenseite der Stahlkugel auch gleichzeitig als *aktiver Wasser-Čerenkovdetektor* für hochenergetische, kosmische Myonen und der, durch sie erzeugten Sekundärteilchen dienen.
   Das OD-System besteht aus 208 Photovervielfachern (PMT's), die auf der Außenseite der Stahlkugel montiert sind und radial nach außen blicken. Die gesamte äußere Oberfläche der Stahlkugel und die Innenseite des externen Wassertanks werden zusätzlich von TYVEK-Bahnen abgedeckt – einem weißen, aus Polyethylenfasern bestehenden, wasserfesten papierartigen Material, das im sichtbaren Wellenlängenbereich eine diffuse Reflektivität von über 90% besitzt. Durch den diffusen Charakter der Reflektivität werden die Čerenkov-Photonen über einen großen Raumwinkelbereich gestreut wodurch die Gesamtnachweiseffizienz des emittierten Čerenkovlichts, als auch die Anzahl der ansprechenden PMT's signifikant erhöht wird.
   Myonen, die diesen Bereich des Detektors durchqueren, sollten mit einer Effizienz von mindestens 95% vom OD-System nachgewiesen werden. In Kapitel 8 werden die Detektorkomponenten des OD-Systems noch ausführlich behandelt und die quantitativen Ergebnisse der Monte-Carlo Simulationsrechnungen vorgestellt und diskutiert.

2. Innerer Myon-Detektor (ID)

Das innere Myon-Erkennungssystem ist in den Detektorbereich von BOREXINO (innerhalb der Stahlkugel) integriert, in dem auch der eigentliche Nachweis für die solaren Neutrinos stattfindet.
Somit kann für dieses implementierte ID-System im wesentlichen die gleiche charakteristische Verteilung der Photonen-Ankunftszeiten sowie die Pulshöhen- und Ortsverteilung der angesprochenen PMT's zur Datenaufnahme verwendet werden wie für die Neutrinodetektion .
Zur Detektion des Szintillationslichtes sind insgesamt 2240 PMT's homogen auf der Innenseite der Stahlkugel verteilt, die zum Zentrum des Nylonballons (IV) hin ausgerichtet sind. Von diesen PMT's sind 1866 *mit* Lichtkonzentratoren ausgestattet, die nur jene Photonen akzeptieren, die aus dem Bereich der mit 300 t Flüssigszintillator gefüllten Nylonkugel emittiert werden. Die restlichen 374 PMT's, also rund 17% der Gesamtanzahl an PMT's, werden *ohne* Lichtkonzentratoren auf der Stahlkugel montiert, was eine hohe Akzeptanz für Photonen, die aus der Region außerhalb des Szintillatorbereichs stammen gewährleistet. Somit kann eine höhere Effizienz für den Nachweis von Čerenkov-Photonen, die entlang einer Myonspur gebildet werden, erreicht werden. Vergleicht man nun für jedes registrierte Ereignis die Anzahl der Photoelektronen, die von den PMT's *ohne* Lichtkonzentratoren nachgewiesen wurden mit der Gesamtzahl der von allen PMT's detektierten Photoelektronen, so besteht die Möglichkeit zwischen Myon-Untergrundereignissen und eventuellen echten Neutrinoereignissen, die aus der IV-Region stammen, zu unterscheiden.
Die Effizienz für die Unterscheidung solcher Ereignisse sollte mit Hilfe des Inneren Myonen-Identifikationssystems bei mindestens 95% liegen. In Kapitel 9 wird die Funktionsweise des ID-Myonsystems noch genauer beschrieben, die Monte-Carlo Simulationsrechnungen vorgestellt und daraus die Effizienz des ID-Myonsystems abgeschätzt bzw. diskutiert.

3. Offline-Analyse

Wie in Kapitel 6 gezeigt wurde, hat die Auswertung der mit dem Myon-Teleskop gwonnenen CTF-Daten einige Strategien eröffnet um zwischen Myonen- und Betaereignissen[1] in der Offline-Datenanalyse unterscheiden zu können. Die meisten dieser Methoden beruhen auf der charakteristischen Signatur des detektierten Photonen-Ankunftszeitspektrums eines Myon-Signals im Vergleich zu der eines Betaereignisses.
Obwohl die Geometrie des CTF-Detektors, in bezug auf das Verhältnis Abschirmvolumen zu Szintillatorvolumen mit $\sim 3.5\%$ ungefähr 10 mal schlechter ist als das des BOREXINO-Detektors mit rund 30%, ist es doch notwendig die Möglichkeiten der Offline-Analyse noch weiter zu verbessern. Im Kapitel 9 werden diese zusätzlichen Analysemethoden beschrieben, die nach Monte-Carlo-Simulationen zufolge mit einer Effizienz $> 95\%$ zwischen Beta- und Myonereignissen unterscheiden können sollten.

[1] Als Betaereignisse werden im folgenden ν-Ereignisse und Ereignisse aus β^--Zerfällen bezeichnet, die sich anhand ihrer Signatur im Detektor nicht von ν-e-Streuereignissen unterscheiden lassen.

Zu einem einheitlichen System zusammengefaßt, sollte man mit diesen drei Sub-Systemen eine Effizienz von $\sim$ 99.99% für die Myonen-Identifikation in BOREXINO erreichen, d.h. von den 10,000 Myonen die pro Tag den Detektor treffen wird weniger als ein Myon pro Tag vom Vetosystem nicht erkannt und kann somit als ^{7}Be-Neutrinoereignis im Detektor misinterpretiert werden.
Eine solch hohe Effizienz für die Myonerkennung ist notwendig, wenn man bedenkt, daß für andere mögliche Ziele von BOREXINO wie zum Beispiel den pep- oder ^{8}B-Neutrinonachweis, die Detektion von terrestrischen Antineutrinos oder den Nachweis von Reaktor-Antineutrinos in einem Long-Baseline Experiment, die Anforderungen an ein hocheffizientes Myonerkennungssystem noch größer sind. Hier sollte der kosmogene Untergrund nicht den limitierenden Faktor für die Sensitivität dieser Experimente darstellen, die auf die Detektion extrem niedriger Zählraten angewiesen sind.

Konzeption des Datenaufnahmesystems und der Trigger-Bedingungen

Für beide Sub-Systeme – ID/OD-System – werden jeweils das Ladungssignal (Pe_sum), die Ankunftszeit der Photonen in den entprechenden PMT's, die Anzahl (N_PMT) sowie das sogenannte 'Hit-Pattern' der angesprochenen PMT's aufgezeichnet.
Dadurch, daß das ID-System auch bezüglich der Datenaufnahme in das Detektorsystem für den Neutrinonachweis integriert ist, wird im wesentlichen auch die Ausleseelektronik des ID-Systems durch die Standard-Ausleseelektronik für die Neutrinodetektion bestimmt. Für diese ist ein Koinzidenz-Zeitfenster von $\sim$50 ns festgesetzt, innerhalb dessen eine festgelegte Anzahl an PMT's (10-20 PMT's) ansprechen muß damit das Ereignis als potentielles Neutrinoereignis detektiert wird. Das OD-System kann im Gegensatz dazu, als von der Neutrinoausleseelektronik unabhängiges System betrachtet werden, an das folgende gesonderte Anforderungen gestellt werden:

- Dynamischer Bereich bis 30 Photoelektronen pro Auslesekanal
- Ladungsintegrationszeit im PMT von mindestens 40 ns
- Genauigkeit der Zeitauflösung für die Messung der Ankunftszeit der Photonen von mindestens 5 ns
- Koinzidenz-Zeitfenster von $\sim$100 ns für das gesamte OD-System (siehe Kapitel 8)

Um die größtmögliche Leistungsfähigkeit des Myonen-Identifikationssystems zu erreichen sind folgende Trigger-Bedingungen für die Auslese der einzelnen Sub-Systeme geplant. Das OD-System wird ausgelesen, wenn eine der drei Ereignissequenzen eintritt:

a) In ID- und OD-System wird gleichzeitig ein Trigger generiert.
b) Im OD-System wird ein Trigger generiert, nicht aber im ID-System.
c) Im ID-System wird ein Trigger generiert, ohne daß gleichzeitig das OD-System anspricht

Im Normalfall wird ein Myon, das den Detektor durchquert oder erst nach einer längeren Flugstrecke im Detektor gestoppt wird Signale im OD- als auch im ID-System erzeugen, die in beiden Teilsystemen oberhalb der Trigger-Energieschwelle liegen. Dieses Szenario wird durch die Bedingung (a) charakterisiert.
Bedingung (b) beschreibt den Fall, daß die Myonspur zwar den äußeren Detektor schneidet, aber nicht innerhalb des geforderten Koinzidenz-Zeitintervalls Δt im ID-System ein

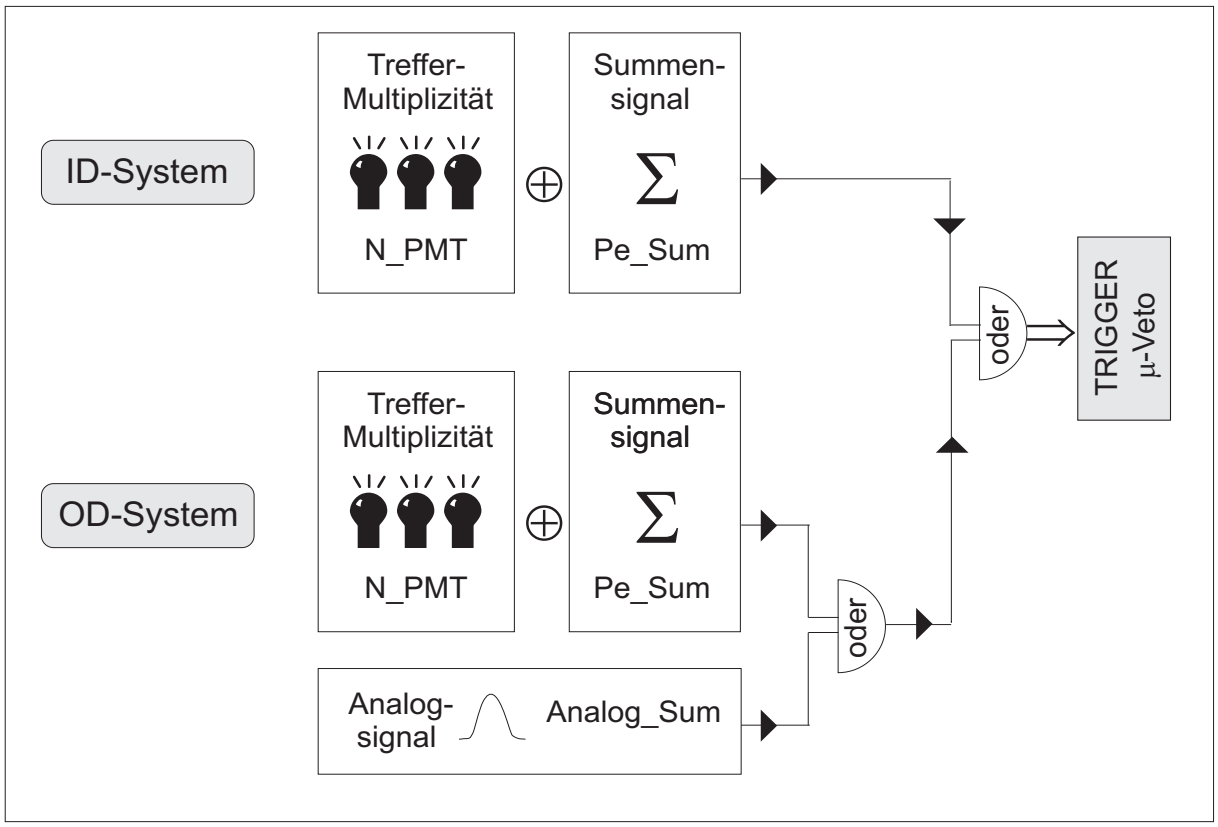


Abbildung 7.1: *Konzeption der Triggerbedingungen für das Myonen-Identifikationssystem für* BOREXINO

Triggersignal auslöst. Die in elektromagnetischen- und hadronischen Schauern durch das Myon produzierten Sekundärteilchen (wie zum Beispiel Neutronen) können jedoch im Abschirmflüssigkeitsbereich innerhalb der Stahlkugel Radioisotope erzeugen, die dann mit zeitlicher Verzögerung zum primären Myonsignal zerfallen und erst dann zu einem Ereignis im ID-System führen.
Das Szenarium (c) kann in den wenigen Fällen eintreten, bei denen im OD-System das durch das Myon generierte Signal zur Auslösung einer Triggers nicht ausreicht, jedoch zum Beispiel hochenergetische Neutronen das OD Volumen durchqueren und im ID-System einen Trigger auslösen.

In Abbildung 7.1 ist die Konzeption der Triggerbedingungen für das Myonen-Identifikationssystem noch einmal schematisch dargestellt. Im OD-System wird ein Trigger ausgelöst, wenn die Anzahl der innerhalb eines Zeitintervalls von 100 ns angesprochenen PMT's (N_PMT = Treffer-Multiplizität) in Kombination mit dem Gesamtladungssignal des Ereignisses (Pe_Sum = Summe der detektierten Photoelektronen) einen bestimmten, festgesetzten Wert erreicht. Zusätzlich kann zur Triggerbildung im OD-System auch noch das analoge Summensignal benutzt werden. Für das ID-System gelten im wesentlichen die selben Bedingungen, nur daß hier das Koinzidenz-Zeitintervall 50 ns anstatt 100 ns beträgt.

Kapitel 8

Der äußere Myon-Detektor (OD-System)

In diesem Kapitel soll die Funktionsweise des äußeren Detektors des Myonen-Identifikationssystems von BOREXINO beschrieben werden. Zuerst soll in den ersten Unterkapiteln auf die einzelnen Detektorkomponenten des OD-Systems wie z.B. das Reflektormaterial, die PMT-Designvorschläge oder die Wellenlängenschieberplatten eingegangen werden um anschließend die quantitativen Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationsrechnungen vorstellen und diskutieren zu können.

Der Bereich zwischen externem Tank (Ø=18m, Höhe =16.7m) und Stahlkugel (Ø=13.7m) ist mit rund 2150 m^3 deionisiertem, hochreinem radonarmen Wasser (Rn-Konzentration $< 3\,mBq/m^3$) gefüllt. Zur Detektion des in der Wasserabschirmung von kosmischen Myonen und deren Sekundärteilchen emittierten Čerenkovlichts, werden 208 8" PMT's homogen auf der Außenseite der Stahlkugel angeordnet, die radial nach außen blicken. Bei einer Stahlkugel-Oberfläche von 580 m^2 beträgt die mittlere Belegungsdichte an Photovervielfachern 1 PMT pro 2.8 m^2, d.h. die PMT's sind im Mittel 1.7 m voneinander entfernt.

Hochenergetische Myonen oder geladene Schauerteilchen senden beim Durchqueren des OD-Bereichs Čerenkovlicht aus, wenn ihre Geschwindigkeit βc größer ist als die lokale Phasengeschwindigkeit des Lichts in diesem Medium mit Brechnungsindex n. Die Photonen werden dabei in Form eines charakteristischen Čerenkov-Kegels emittiert, dessen halber Öffnungswinkel gegeben ist durch

$$\theta_c = arccos\left(\frac{1}{n\,\beta}\right) \tag{8.1}$$

Mit einer mittleren Energie von 320 GeV liegen die Myonen weit oberhalb der Schwellenenergie für die Erzeugung von Čerenkov-Strahlung. Mit $\beta \approx 1$ und dem mittleren Brechungsindex von n=1.344 für Wasser erhält man als typischen Öffnungswinkel $\theta_c \approx 42^o$.

Die Anzahl der Čerenkov-Photonen, die pro Wegstrecke dx im Energieintervall $dE = hd\nu$ von einem hochenergetischen Myon in der Wasserabschirmung emittiert werden, berechnet sich nach [Pdb99] wie folgt:

$$\frac{d^2N}{dE\,dx} = \frac{\alpha^2}{r_e\,m_e\,c^2}\left(1 - \frac{1}{\beta^2\,n^2(E)}\right) \approx 370\,\sin^2\theta_c(E)\ \mathrm{eV}^{-1}\mathrm{cm}^{-1} \tag{8.2}$$

In Abhängigkeit von der Wellenlänge λ der emittierten Photonen läßt sich Gl. 8.2 auch schreiben als

$$\frac{d^2N}{dx\,d\lambda} = \frac{2\pi\,\alpha^2}{\lambda^2}\left(1 - \frac{1}{\beta^2\,n^2(\lambda)}\right) \propto \frac{1}{\lambda^2}\,. \tag{8.3}$$

Die Anzahl der Čerenkov-Photonen, die pro Wegstrecke dx mit einer mittleren Energie $\langle E\rangle = hc/2\,\left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2}\right)$ im Wellenlängenbereich $[\lambda_1, \lambda_2]$ emittiert werden ist demnach

$$\frac{dN}{dx}[\lambda_1,\lambda_2] = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\frac{d^2N}{dx\,d\lambda}d\lambda = 2\pi\,\alpha\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\left(1 - \frac{1}{\beta^2\,n^2}\right) \tag{8.4}$$

Die Anzahl der Photoelektronen (pe), die letztendlich in den PMT's detektiert wird erhält man, wenn man die Quanteneffizienz $\epsilon_{PMT}(\lambda)$ der PMT's mit der Funktion $d^2N/dx\,d\lambda$ über den Wellenlängenbereich $[\lambda_1, \lambda_2]$ integriert. Bei der Umrechnung von Čerenkov-Photonen in Photoelektronen muß auch noch der semi-empirisch gewonnene sog. 'practical factor' p=0.6 mitberücksichtigt werden, der durch die Optoelektronik des jeweiligen PMT-Typs bestimmt wird [Ran98].

$$N_{pe} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\epsilon_{PMT}(\lambda)\cdot p\cdot\frac{d^2N}{dx\,d\lambda}d\lambda \tag{8.5}$$

Die gemessene Quanteneffizienz $\epsilon_{PMT}(\lambda)$ der in BOREXINO verwendeten PMT's im Wellenlängenbereich 250-650 nm ist zusammen mit dem Spektrum der Čerenkov-Photonen in Abbildung 8.1 dargestellt. Für BOREXINO erhält man demnach einen Wert von

$$N_{pe} = 45\ \mathrm{pe/cm}$$

an detektierbaren Photoelektonen pro cm Wegstrecke des Myons in der Wasserabschirmung. Der minimale Abstand zwischen externem Tank und innerer Stahlkugel beträgt 2.15 m, d.h. es werden im Mittel weit mehr als 9,700 pe pro Myon in der Wasserabschirmung erzeugt. Diese Čerenkovlicht-Ausbeute gilt es nun möglichst effektiv über eine große Oberfläche auf der Stahlkugel zu verteilen, so daß möglichst viele PMT's pro Myon ansprechen. Dies minimiert den Effizienzverlust bei Ausfall von PMT's, was einer Reduzierung der sogenannten toten Fläche'' zwischen den PMT's gleichkommt.
Dieser Effekt wird einerseits dadurch erreicht, daß die gesamte Oberfläche des äußeren Detektors mit einem weißen, gut reflektierenden Material überdeckt wird, worauf im nächsten Kapitel näher eingegengen wird. Andererseits kann die effektive, photosensitive Fläche der PMT's selbst vergrößert werden, indem man 60cm×60cm große mit einem Wellenlängenschieber versetzte Acrylplatten auf die PMT's montiert (PMT-Design N°1). Ein zweiter Design-Vorschlag für die OD-PMT's (PMT-Design N°2), der ebenfalls die Lichtausbeute für Čerenkovlicht erhöhen soll wird in Kapitel 8.2 vorgestellt.

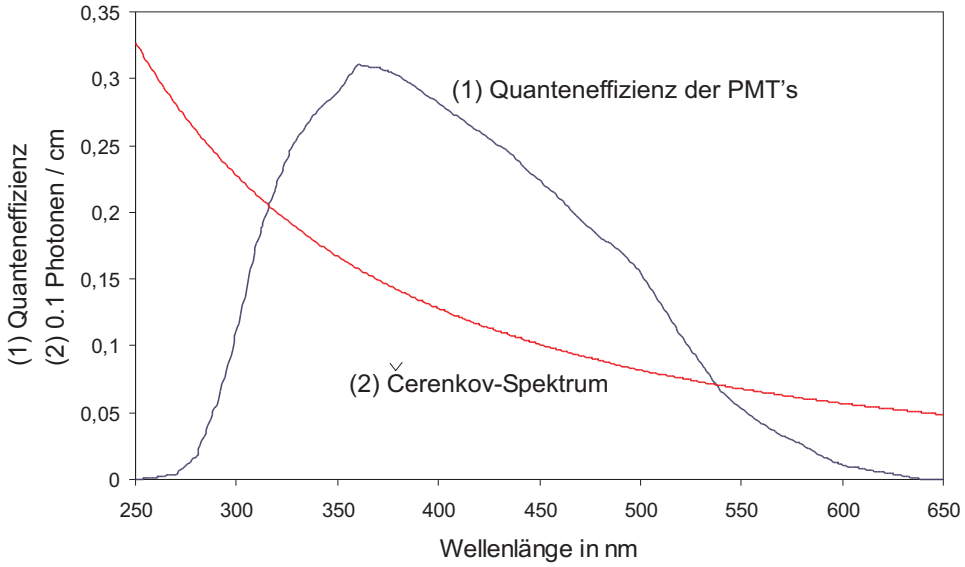


Abbildung 8.1: *Darstellung der Quanteneffizienz $\epsilon_{PMT}(\lambda)$ der in* Borexino *verwendeten PMT's im Wellenlängenbereich 250-650 nm (Kurve 1). Das Spektrum der Čerenkov-Photonen ist zum Vergleich in Kurve 2 abgebildet.*

8.1 Das Tyvek-Reflektormaterial

Das Tyvek-Reflektormaterial wurde bereits erfolgreich im (Super-)Kamiokande Neutrinoexperiment [Skam98] verwendet und dort langjährig getestet. Das Design des OD-Systems für Borexino orientiert sich sehr nahe an dem Myonveto-System dieses Experiments und baut im wesentlichen auf den Erfahrungen dieser Kollaboration mit den verwendeten Detektormaterialien auf.
Tyvek ist ein weißes, papierähnliches, wasserfestes Material, daß aus 0.5-10 μm dünnen Polyethylen-Fasern besteht. Diese Fasern werden versponnen und unter dem Einfluß hohen Drucks und Temperatur zu Bahnen von ca. 200 μm Dicke zusammengepreßt. Tyvek eignet sich vor allem wegen seiner guten Reflexionseigenschaften hervorragend für den Einsatz als Reflektormaterial im OD-System. Da die Effizienz des OD-Systems wegen der auf einen bestimmten Wellenlängenbereich beschränkten Photosensitivität der PMT's auch entscheidend von der Wellenlängenabhängigkeit des Reflexionskoeffizienten beeinflußt wird, wurde die Reflektivität speziell für das in Borexino verwendete Tyvek 1073B im Intervall $\lambda = 250 - 650$ nm vermessen. Wie man aus Abbildung 8.2 erkennen kann besitzt das Material im sichtbaren Wellenlängenbereich eine diffuse Reflektivität von $\sim 90\%$, die dann zwischen 450 nm und 250 nm zum UV-Bereich des Spektrums hin bis auf $\sim 44\%$ abfällt. Integriert man das Produkt aus gemessener Reflektivität und Quanteneffizienz $\epsilon_{PMT}(\lambda)$ der PMT's mit dem Čerenkovlicht-Spektrum aus Gl. 8.4 über den Wellenlängenbereich 250-650 nm, so erhält man für Tyvek 1073B eine *effektive diffuse Reflektivität* von $R_{eff} = 79.5\%$. Zum Vergleich ist zusätzlich noch die diffuse Reflektivität R der unbehandelten Stahlkugel- bzw. Tankoberfläche des Borexino-Detektors dargestellt (untere Kurve), die mit einem mittleren Wert von $R_{eff} \sim 38\%$ deutlich unterhalb

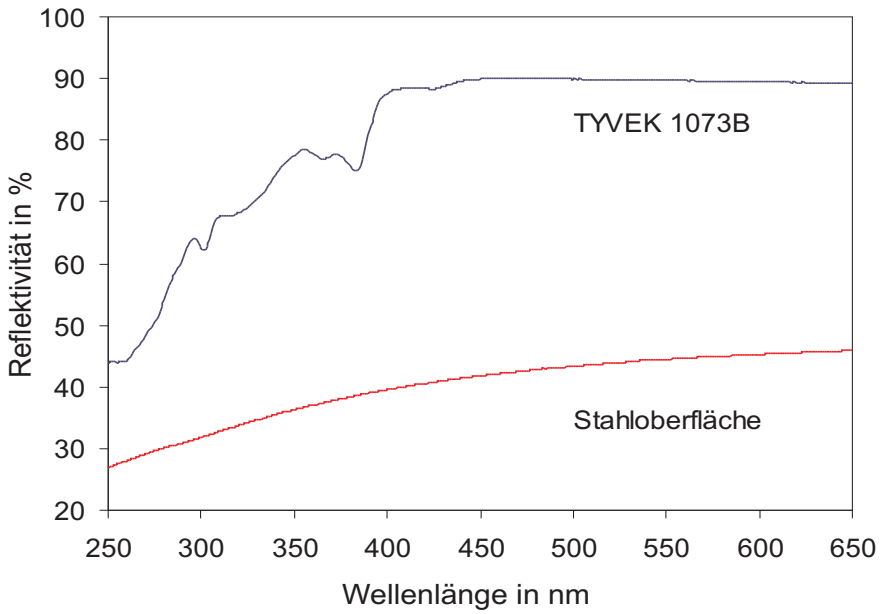


Abbildung 8.2: *Messung der diffusen Reflektivität für den in* BOREXINO *verwendeten Reflektor* TYVEK *1073B (obere Kurve) im Wellenlängenbereich* $\lambda = 250 - 650\,nm$ *. Zum Vergleich ist zusätzlich noch die diffuse Reflektivität der unbehandelten Stahlkugel- bzw. Tankoberfläche dargestellt (untere Kurve).*

der Kurve von TYVEK 1073B liegt. Neben der hohen, diffusen Reflektivität von TYVEK sind außerdem noch andere Eigenschaften dieses Materials für die Verwendung in BOREXINO entscheidend.

Einfluß auf die Wasserqualität:
Die hohe Reinheit der deionisierten Wasserabschirmung ist für die Funktionsweise des gesamten Neutrinodetektors sehr wichtig und darf durch die verwendeten Materialien des OD-Systems nicht beeinträchtigt werden. Um die größtmögliche Reinheit zu gewährleisten, wurde aus den in verschiedenen Fertigungsprozessen hergestellten TYVEK-Bahnen eine bestimmte TYVEK-Art ausgewählt, die keinerlei Oberflächenbeschichtung aufweist oder sonstige radioaktiv verunreinigte Zusätze enthält. Zu diesem Zweck wurde am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg die Radon-Emanation von TYVEK gemessen. Obwohl die mit dem TYVEK-Material abgedeckte Fläche $\sim 2000\,m^2$ beträgt, kann die Radon-Emanation bei einem Wert von $<1\,mBq/m^2$ [Heu99] vernachlässigt werden. Außerdem wird darauf geachtet, daß das für BOREXINO verwendete TYVEK-Material unter Reinraumbedingungen hergestellt wird.

Langzeitbeständigkeit in der Reinstwasserabschirmung:
Wegen seiner einfachen Stoffzusammensetzung und der Absenz aktiver Zusätze oder Lösungsmittel kann man annehmen, daß TYVEK seine Eigenschaften in der Wasserabschirmung mit der Zeit nicht ändert. Die Erfahrungen der SUPER-KAMIOKANDE-Kollaboration bestätigen diesen Sachverhalt.

Mechanische Eigenschaften und Installation:
Der Hersteller DuPont gibt in Referenz [Tyv90] folgende charakteristische mechanische Eigenschaften für TYVEK an. Die Zerreißfestigkeit beträgt 80 N/cm. Bei einer Dicke von 185 μm und einem Gewicht von 75 g/m^2 läßt sich die Dichte von TYVEK zu $\rho = 450\,\mathrm{kg/m^3} < \rho_{H_2O}$ berechnen, womit auf das Material im Wasser Auftriebskräfte wirken, die bei der Installation von TYVEK im OD-System beachtet werden müssen.
Die 1.6 m breiten TYVEK-Bahnen werden von 36 Rollen, die in 7.6 m Höhe nebeneinander an der Tankwand befestigt sind zum Boden hin abgerollt, wobei der gesamte Zylindermantel des externen Tanks und auch die an der Tankwand entlanglaufenden PMT-Kabel vom TYVEK-Material vollständig abgedeckt werden. In der gleichen Art und Weise wird auch der kugelförmige Dom des Stahltanks mit speziell zugeschnittenen TYVEK-Bahnen ausgekleidet. Die Befestigung an der Innenseite des externen Tanks erfolgt mit Hilfe von Halterungsstangen, die in Abständen von 30 cm-2 m in unterschiedlichen Höhen an den Wänden angebracht sind und an denen auch die PMT-Kabel hinter dem TYVEK-Material gehalten werden, was einen weiteren Vorteil für die Verwendung des Reflektor-Materials darstellt. Mit Hilfe dieser Abdeckung kann die Lichtabsorption im OD-Myonsystem durch Kabelbündel und Lichtleiterstränge minimiert werden.
Wegen des Auftriebs im Wasser ist es vorgesehen, die TYVEK-Bahnen am Tankboden, als auch auf der gesamten Oberfläche der Stahlkugel mit einem grobmaschigen, die Reflexion des Lichts nicht beeinflussenden Nylon-Netz zu befestigen.

8.2 Das PMT-Design für das OD-System

Für das OD-Myonerkennungssystem werden zur Zeit zwei verschiedene PMT-Designs diskutiert, die im folgenden näher beschrieben werden sollen.

PMT-Design N^{o}1 mit Wellenlängenschieber-Platten

Die Motivation für das PMT-Design N^{o}1 bestand darin, die effektive photosensitive Fläche der PMT's für das OD-System zu vergrößern, um einerseits die Čerenkov-Lichtausbeute zu erhöhen und andererseits, die Anfälligkeit des Systems bezüglich ausfallender PMT's („tote Fläche“) zu minimieren.
Dies kann erreicht werden indem 60 cm$\times$60 cm$\times$1.3 cm große Acrylplatten, in denen mit einer Konzentration von 50 mg/l der Wellenlängenschiebers bis-MSB ($C_{24}H_{22}$ = (p-bis(0-Methyl Styryl) Benzen) enthalten ist, auf die PMT's montiert werden. Wie man aus Abbildung 8.3 erkennen kann befindet sich der PMT in einem Loch im Zentrum der Platte, wobei die Schnittflächen des Loches genau an die Konturen der photosensitiven Fläche des PMT's angepaßt sind.
Čerenkov-Photonen, die die Photokathode nicht direkt treffen haben so die Möglichkeit in der Wellenlängenschieber-Platte (WS-Platte) absorbiert zu werden. Das mit einer größeren Wellenlänge in der WS-Platte reemittierte Licht wird mit einer Wahrscheinlichkeit von $\approx 30\%$ durch innere Totalreflexion an der Trennfläche Acryl-Wasser zur Photokathode des PMT's geleitet [Cla87].
Der Wellenlängenschieber bis-MSB wurde ausgewählt, da seine Fluoreszenz-Eigenschaften zwei wichtige Kriterien erfüllen:

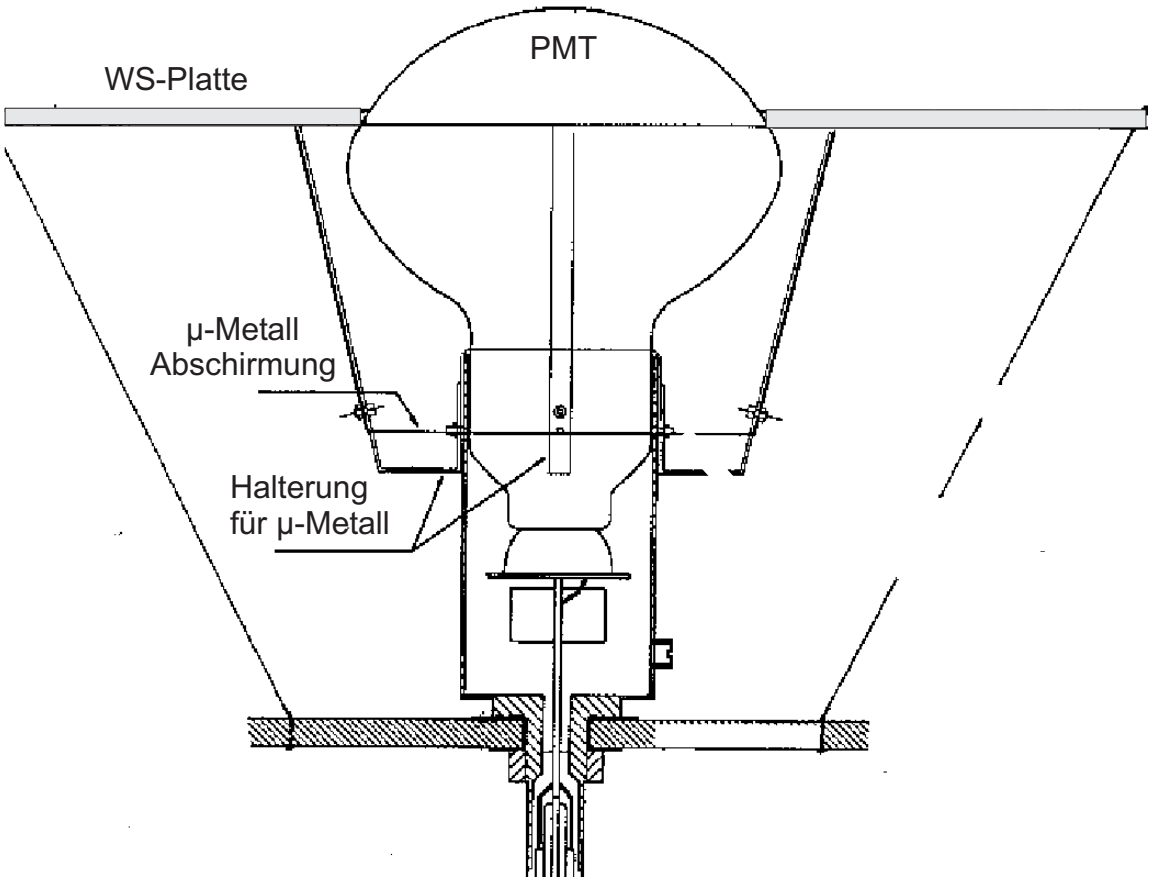


Abbildung 8.3: *Schematische Skizze des PMT-Designs N^{o}1 mit Wellenlängenschieber-Platte.*

- Das Absorptions-Spektrum von bis-MSB stimmt sehr gut mit dem Spektrum des in der Wasserabschirmung emittierten Čerenkov-Lichts überein. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon der Wellenlänge λ in der WS-Platte absorbiert wird ist gegeben durch

$$P_{abs} = 1 - e^{-n\,d\,M(\lambda)} \tag{8.6}$$

  wobei $M(\lambda)$ der molare Extinktionskoeffizient für bis-MSB ist [Cla87]. Die Konzentration von bis-MSB in der WS-Platte ist in diesem Fall $n = 1.6 \cdot 10^{-4}$ mol/l. Die minimale Strecke, die die Photonen in der Platte zurücklegen können ist $d = 1.3$ cm. Damit ergibt sich für den Wellenlängenbereich 280 nm$< \lambda <$390 nm eine Absorptionswahrscheinlichkeit von $P_{abs} \geq 95\%$.

- Das Spektrum des vom bis-MSB reemittierten Lichts deckt sich sehr gut mit der Quanteneffizienzkurve der verwendeten Thorn EMI 9531 PMT's.

Damit das direkt auf den PMT einfallende Licht nicht durch die WS-Platte abgeblockt wird, wird diese so weit hinten wie möglich am PMT befestigt wodurch auch gleichzeitig die maximale Ankopplungsfläche zwischen WS-Platte und photosensitiver PMT-Fläche erreicht wird. Messungen haben ergeben [Cla87], daß die Zeitauflösung der PMT's durch Ankopplung einer WS-Platte nur unwesentlich beeinflußt wird. Aufgrund der größeren

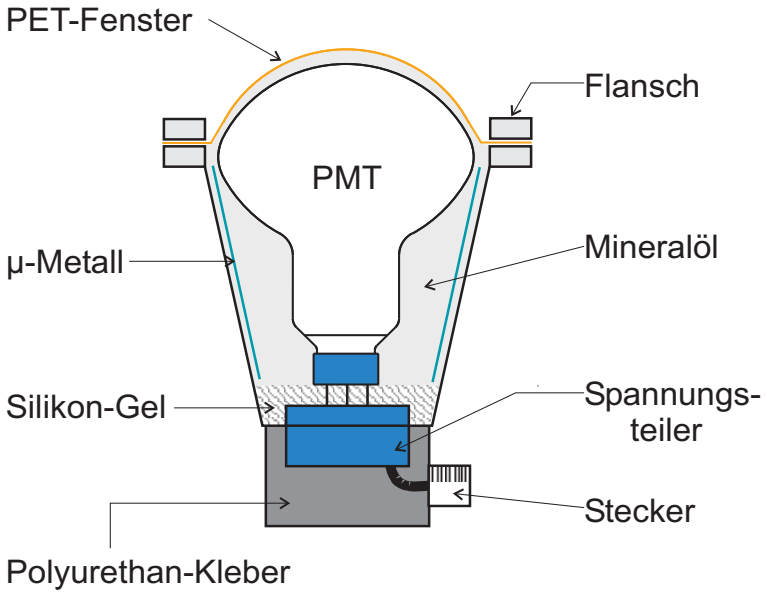


Abbildung 8.4: *Schematische Skizze des PMT-Designs N° 2 mit Einkapselung des PMT's*

Pulshöhe, dem längeren Weg, das das Licht in der WS-Platte zurücklegt und der endlichen Fluoreszenzzeit des bis-MSB wird die Zeitauflösung von ∼11 ns auf ∼15 ns (FWHM) verschlechtert, wobei die PMT's mit WS-Platte im Mittel ca. 3 ns früher ansprechen als die ohne WS-Platte, was jedoch für den Einsatz im OD-System unerheblich ist.

Auch die Tatsache, daß wegen der angekoppelten WS-Platte die μ-Metal Abschirmung nicht bis zum oberen Rand des PMT's hochgezogen werden kann, hat nur einen unwesentlichen Einfluß auf die Funktionsweise des PMT's im Erdmagnetfeld. Messungen haben ergeben, daß selbst bei ungünstigster Ausrichtung des PMT's zu den Erdmagnetfeldlinien, die Detektionseffizienz nicht mehr als 10% abnimmt [Ian98].

Der Einfluß der WS-Platten auf die Effizienz des OD-Systems wurde in einer Monte-Carlo Simulation, die in Kapitel 8.3.1 beschrieben wird, getestet.

PMT-Design N°2 mit Einkapselung des PMT's

Die Motivation für ein zweites PMT-Design für das OD-System in BOREXINO wurde hauptsächlich durch die hohe Ausfallrate der PMT's in der CTF bestimmt. Diese war im wesentlichen auf Lecks in unzureichenden Dichtungen der Kabel-Steckerverbindung und des Spannungsteilers der PMT's in der Wasserabschirmung zurückzuführen. Um den direkten Kontakt der PMT's mit dem aggressiven, deionisierten Wasser zu vermeiden und um mechanische Belastungen durch direkt am PMT angebrachte Klebedichtungen auszuschließen, sieht das neue Design eine vollständige Einkapselung des PMT's in einer Stahlummantelung vor.
Wie in Abbildung 8.4 dargestellt ist, werden der wasserempfindliche Spannungsteiler und die Base des PMT's mit Polyurethan-Kleber innerhalb des Stahlzylinders befestigt. Die Pins des PMT's werden mit einer ca. 3 cm hohen Schicht Silikon-Gel, das sehr weich und elastisch ist und dadurch die Steckverbindungen schützt, umgeben. Um den PMT gegen das Erdmagnetfeld abzuschirmen, wird zusätzlich eine μ-Metall Abschirmung in die

Stahlummantelung eingesetzt, die ähnlich wie beim PMT-Design N^{o}1 nur bis unter die photosensitiven Fläche des PMT's reicht.
Der Zwischenraum zwischen PMT und Stahlkapsel ist mit für IR-Spektroskopie geeignetem Mineralöl gefüllt, das im relevanten Wellenlängenbereich transparent ist und einen sehr guten optischen Kontakt zwischen Čerenkov-Medium und Photokathode herstellt.
Der Oberteil der Stahlkapsel ist mit einem durchsichtigen PET-Fenster abgeschlossen, das mit einem Flansch wasserdicht an der Einkapselung befestigt ist. Das PET-Fenster erfüllt dabei folgende Eigenschaften:

- Transparenz für Photonen im Wellenlängenbereich 350 nm$< \lambda <$500 nm:
  Messungen, die hierzu durchgeführt wurden ergaben, daß die verwendete PET-Folie *fluoreszierende Eigenschaften* besitzt [Sei00]. Das heißt, durch die PET-Folie wird gerade der im Čerenkov-Spektrum überwiegende Anteil des UV-Lichts absorbiert und anschließend in einem längeren Wellenlängenbereich reemittiert, in dem die Quanteneffizienz der PMT's weitaus größer ist. Absorptionsverluste durch das PET-Fenster werden also durch den Fluoreszenzprozeß über *Stokes-Shift* kompensiert wodurch effektiv die Lichtausbeute des OD-Systems erhöht wird.
  Ähnlich wie bei der Verwendung von WS-Platten, wird auch hier die Zeitauflösung des PMT's durch die Absorptions- und Reemissionsprozesse in der PET-Folie nur unwesentlich beeinträchtigt (Zeitverzögerung im Mittel $\sim$0.3 ns).

- Schutz vor Wasserdiffusion:
  PET besitzt von allen untersuchten Plastikmaterialien die geringste Wasserdiffusionrate und eignet sich auch zur Abdichtung hervorragend für den Einsatz im PMT-Design für das OD-System in BOREXINO.

- Schutz vor Radon Emanation:
  Das PET-Fenster als auch die gesamte Einkapselung unterbinden die Radon-Emanation aus den diversen PMT-Bauteilen inclusive Spannungsteiler in die Wasserabschirmung. Der Schutz vor Rn-Emanation gewinnt besonders an Bedeutung für den Fall, daß dieses PMT-Design auch im inneren Detektor eingesetzt wird. Hier würde die PMT-Einkapselung als eine zweite, zusätzliche Radon-Barriere zur Nylonhülle („*Rn-shroud*“) fungieren.

- Kompensation des Druckunterschieds:
  Die 0.3 mm starke PET-Folie ist in der Lage den Druckunterschied der sich zwischen dem Innenraum der Stahlummantelung und der Abschirmflüssigkeit aufbaut durch Verformung zu kompensieren. Der Wasserdruck lastet also nicht mehr ausschließlich auf den Dichtungen der PMT-Einkapselung was dazu führt, daß dieses Design wesentlich unanfälliger gegenüber Wasserlecks ist als das alte.

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß beide PMT-Design Vorschläge für das OD-Myonenerkennungssystem zur Erhöhung der Čerenkov-Lichtausbeute geeignet sind.
Die Funktionsweise des PMT-Designs N^{o}1 mit WS-Platte wurde bereits erfolgreich im SUPER-KAMIOKANDE-Detektor getestet.

Die Fertigung des eingekapselten PMT-Designs N^{o}2 wurde im Mai 1999 an der TU-München beendet. 16 Stück dieser PMT's werden derzeit im neu aufgebauten Prototypdetektor – der CTF II – als Myonveto-PMT's eingesetzt und ihre Funktionsweise getestet. Der Vorteil letzteren Systems gegenüber dem Design N^{o}1 ist, daß erstens die Kosten für die Wellenlängenschieberplatten und deren Montage entfallen und zweitens, das eingekapselte PMT-Design mit geringfügigen Änderungen auch eine Lösung des PMT-Problems für den inneren Detektor darstellt, da dieses Design unabhängig von der verwendeten Abschirmflüssigkeit (PC oder Wasser) ist.
Aus oben genannten Gründen wird das eingekapselte PMT-Design für das endgültige OD-System in BOREXINO favorisiert. Das PMT-Design N^{o}1 bleibt jedoch als Alternativlösung bestehen.

8.3 Monte-Carlo-Simulationen für das OD-System

Der Einfluß der soeben beschriebenen Detektorkomponenten auf die Funktionsweise und Effizienz des OD-Systems wurde mit Hilfe eines Monte-Carlo-Codes simuliert. Die Software-Pakete EGS und GEANT liefern dabei die Eingabe-Parameter bezüglich der Produktion und Ausbreitung von myon-induzierten Schauern in der Wasserabschirmung.
In der Monte-Carlo-Simulation wird jede einzelne Spur der im Wasser generierten Čerenkov-Photonen im äußeren Detektor so lange verfolgt, bis das Photon entweder absorbiert wird oder ein Signal in einem der 208 PMT's erzeugt. Dabei werden im Monte-Carlo-Code die gesamte Detektorgeometrie sowie die einzelnen physikalischen Prozesse der Lichtausbreitung wie zum Beispiel Streuung, Absorption- und Reemission und Reflexion an Oberflächen, berücksichtigt.
Mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation konnte so einerseits die Anzahl der PMT's bestimmt werden, die erforderlich ist um die Funktionsweise des OD-Systems auch unter Berücksichtigung einer potentiellen PMT-Ausfallrate innerhalb einer gewissen Sicherheitsspanne zu gewährleisten. Andererseits konnte die Effizienz des Systems für unterschiedliche Detektorkonfigurationen wie zum Beispiel:

- unterschiedliche Oberflächenreflektivitäten
- PMT's mit/ohne Wellenlängenschieber-Platten
- zufälliger Ausfall von PMT's
- Lichtobstruktion durch Kabel und Halterungsstrukturen

für die BOREXINO-Detektorgeometrie simuliert werden, worauf in den nachfolgenden Unterkapiteln kurz eingegangen werden soll.

8.3.1 Einfluß der Oberflächenreflektivität und der Wellenlängenschieber-Platten

Um den Einfluß der Oberflächenreflektivität auf die Effizienz des OD-Systems zu testen wurden jeweils 1000 Myonen mit der von MACRO gemessenen Zenitwinkelverteilung generiert, wobei nur die Untergruppe der Myonen betrachtet wurde, deren Spuren den Bereich zwischen Nylonballon (IV) und Stahlkugel durchqueren. Die WS-Platten wurden bei dieser Simulation noch nicht mit einbezogen.

In Tabelle 8.1 ist die mittlere Anzahl der pro Myon in den 208 PMT's detektierten Photoelektronen (pe) und die mittlere Anzahl der PMT's in denen ein Signal generiert wurde (Anzahl N_{sig} der 'getriggerten' PMT's) in Abhängigkeit von der integralen, diffusen Reflektivität der Detektoroberflächen angegeben.

Reflektivität in %	Lichtausbeute in pe	Anzahl N_{sig} der getriggerten PMT's
0	64	4
20	92	20
40	129	37
60	210	64
80	445	126
90	904	185

Tabelle 8.1: *Monte Carlo Simulation der durch ein μ-Ereignis im OD-System insgesamt in den PMT's erzeugten Photoelektronen (pe) und der Anzahl N_{sig} der getriggerten PMT's in Abhängigkeit von der diffusen Oberflächen-Reflektivität der Detektorwände [MUR97].*

Wie man aus Tab. 8.1 erkennen kann, hängt die Anzahl der getriggerten PMT's, als auch die Zahl der insgesamt in den PMT's erzeugten Photoelektronen sehr stark von der Reflektivität der Detektorwände ab. Durch die Abdeckung der gesamten Oberfläche des äußeren Detektors mit TYVEK-Bahnen mit $R \approx 80\%$, werden wegen des diffusen Charakters der Reflektivität die Čerenkov-Photonen über einen großen Raumwinkelbereich gestreut. Dadurch wird vor allem die Anzahl der getriggerten PMT's signifikant erhöht. Das TYVEK-Material ist somit eine relativ preisgünstige Methode, die Funktionsweise des OD-Myonsystems entscheidend zu verbessern, ohne daß gleichzeitig die Gesamtanzahl der verwendeten PMT's vergrößert werden muß. Auch in Hinblick auf die Tiggerbildung im OD-System, zu der die sogenannte Treffer-Multiplizität N_{sig} in Kombination mit dem Gesamtladungssignal des Ereignisses herangezogen wird, erfährt das System durch die Installation des TYVEK-Reflektormaterials eine signifikante Verbesserung.

Im Monte-Carlo-Code wurden nun die 208 PMT's mit 60 cm×60 cm×1.3 cm großen Wellenlängenschieber-Platten bestückt. Das linke Bild in Abbildung 8.5 zeigt eine Simulation des Ansprechverhaltens der mit bis-MSB dotierten Acrylplatte. Der Farbcode spiegelt die Wahrscheinlichkeit wider, daß ein Photon das von der Platte absorbiert wird, die Photokathode des PMT erreicht und dort ein Signal erzeugt. Im rechten Bild ist dargestellt, wie sich die Lichtausbeute eines mit einer WS-Platte bestückten PMT's, relativ zur Lichtausbeute eines PMT's ohne WS-Platte, mit der Seitenlänge der Platte ändert. Zur Vereinfachung wurde dabei eine gleichmäßige Beleuchtung des Systems WS-Platte/PMT angenommen, was im Falle eines auf die Platte auftreffenden Čerenkovkegels jedoch nicht erfüllt ist. Der relative Gewinn von einem Faktor ∼1.4 in der Lichtausbeute für eine WS-Plattenseitenlänge von 60 cm wird auch von der SUPER-KAMIOKANDE-Gruppe experimentell bestätigt.

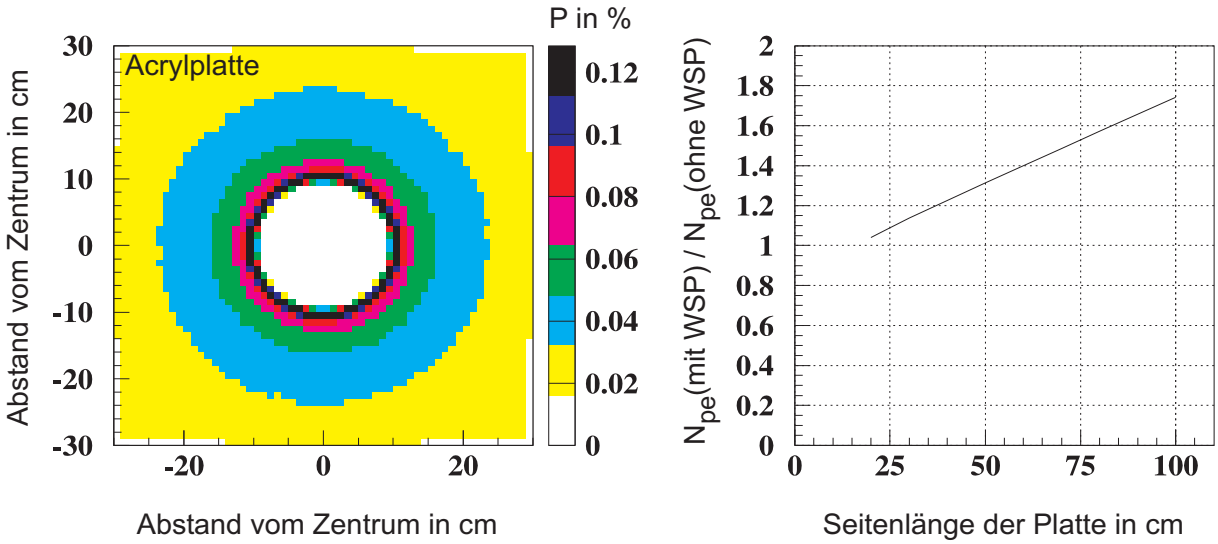


Abbildung 8.5: *Linkes Bild: Simulation des Ansprechverhaltens der mit bis-MSB dotierten Acrylplatte. Der Farbcode spiegelt die Wahrscheinlichkeit P wider, daß ein Photon das von der Platte absorbiert wird, die Photokathode des PMT erreicht und dort ein Signal erzeugt. Rechtes Bild: Simulierte Änderung der Lichtausbeute eines mit einer WS-Platte der Seitenlänge L bestückten PMT's relativ zur Lichtausbeute eines PMT's ohne WS-Platte [MUR97].*

Um den Einfluß der WS-Platten auf die Funktionsweise des OD-Systems zu testen, wurden in einer Monte-Carlo-Simulation 1000 Myon Ereignisse generiert, die vertikal den Abschirmflüssigkeitsbereich zwischen IV und Stahlkugel durchqueren. In Tabelle 8.2 sind die Mittelwerte für die Anzahl an getriggerten PMT's (N_{sig}) und für die Anzahl der insgesamt in den PMT's erzeugten Photoelektronen (Pe_Sum), für ein PMT-Design *ohne* bzw. *mit* WS-Platten aufgelistet. Die WS-Platten verbessern die Photoelektronen-Ausbeute also im Mittel um 26% wobei die Anzahl der getriggerten PMT's im Mittel nur um 5% erhöht wird.

	Lichtausbeute in pe	Anzahl N_{sig} der getriggerten PMT's
(a) ohne Wellenlängenschieber-Platten	446	126
(b) mit Wellenlängenschieber-Platten	564	132

Tabelle 8.2: *Monte-Carlo-Simulation der durch ein μ-Ereignis im OD-System insgesamt in den PMT's erzeugten Photoelektronen (pe) und der Anzahl N_{sig} der getriggerten PMT's für die beiden Fälle: (a) mit Wellenlängenschieber-Platten und (b) ohne Wellenlängenschieber-Platten.*

8.3.2 Erkennung der Myon-Spur im OD-Myonsystem

Der kürzeste Abstand der Myonspur vom Zentrum des Detektors (Mittelpunkt des Szintillatorballons IV) wird charakterisiert durch den sogenannten *Impaktparameter* δ. Da die Strecke, die das Myon in der Wasserabschirmung zurücklegt mit dem Impaktparameter

zunimmt, ist zu erwarten, daß auch die insgesamt in den PMT's erzeugte Anzahl an Photoelektronen mit dem Parameter δ anwächst.
Für die Simulation der Werte von N_{sig} und Pe_Sum wurde im Monte-Carlo-Code zwischen drei verschiedenen Detektorregionen unterschieden:

- Region 1: Bereich der IV
- Region 2: Bereich zwischen IV und Stahlkugel
- Region 3: Bereich zwischen Stahlkugel und Wassertank

Die Ergebnisse dieser Simulation sind in Tabelle 8.3 aufgelistet. Die Anzahl der insgesamt in den PMT's erzeugten Photoelektronen ist jedoch nicht gleichmäßig über die PMT's des OD-Systems verteilt. Vielmehr gibt es gerade am Schnittpunkt der Myonspur mit der Stahlkugel einzelne Bereiche in denen die Photoelektronendichte sehr hoch sein kann. Bis zu einigen 100 pe können dort von einem oder zwei PMT's detektiert werden, während in benachbarten PMT's typischerweise nur noch Werte um die 10 pe nachgewiesen werden. Bei PMT's, die sich in größerer Entfernung zur Myonspur befinden, liegt das Signal nur noch in der Größenordnung einzelner Photoelektronen.
An dieser Stelle sei noch einmal erwähnt, daß das OD-System für die Myon Erkennung optimiert wurde. Darüber hinaus kann die Inhomogenität in der gemessenen Lichtausbeute der PMT's, in Kombination mit der Zeitinformation der getriggerten PMT's, dazu benutzt werden, die Myonspur durch den Detektor grob zu bestimmen. In Abbildung 8.6 werden dazu zwei Beispiele dargestellt.

	Impaktparameter δ	Lichtausbeute in pe	Anzahl N_{sig} der getriggerten PMT's
Region 1	$\delta < 4.25$ m	262	90
Region 2	$4.25 < \delta < 6.80$ m	445	126
Region 3	$6.80 < \delta < 9.0$ m	694	149

Tabelle 8.3: *Monte-Carlo-Simulation der durch ein μ-Ereignis im OD-System insgesamt erzeugten Photoelektronen (pe) und der Anzahl N_{sig} der getriggerten PMT's für unterschiedliche Abstände der Myonspur vom Mittelpunkt der IV (Impaktparameter δ) [MUR97].*

In Bild 1 verläuft die Myonspur direkt auf der vertikalen Symmetrieachse des Detektors. Die Größe der Rechtecke ist dabei proportional zu der im jeweiligen PMT erzeugten Anzahl der Photoelektronen wobei der Farbcode die zugehörige Zeitinformation charakterisiert, d.h. die Ankunftszeit des Signals im jeweiligen PMT in Intervallen von 10 ns angibt. Der oberste PMT, der direkt vom Čerenkovkegel getroffen wird registriert 470 pe während die PMT's auf dem ersten Ring darunter nur noch ca. 10 pe detektieren. Bemerkenswert ist auch, daß der allerunterste PMT, der entgegen der Ausbreitungsrichtung des direkten Čerenkovlichts ausgerichtet ist mit ca. 400 pe noch eine sehr hohe Photoelektronenanzahl detektiert. Diese kommt durch Reflexion der primären Čerenkovphotonen an den mit TYVEK bedeckten Tankwänden zustande. Das Zeitintervall zwischen dem Ansprechen des obersten und des untersten PMT's beträgt ca. 60 ns. Bild 2 stellt ein Myonereignis mit einem Impaktparameter von $\delta = 7.5$ m dar.
Die ungefähre Lage der Myonspur kann also durch die Verteilung der Photoelektronen-

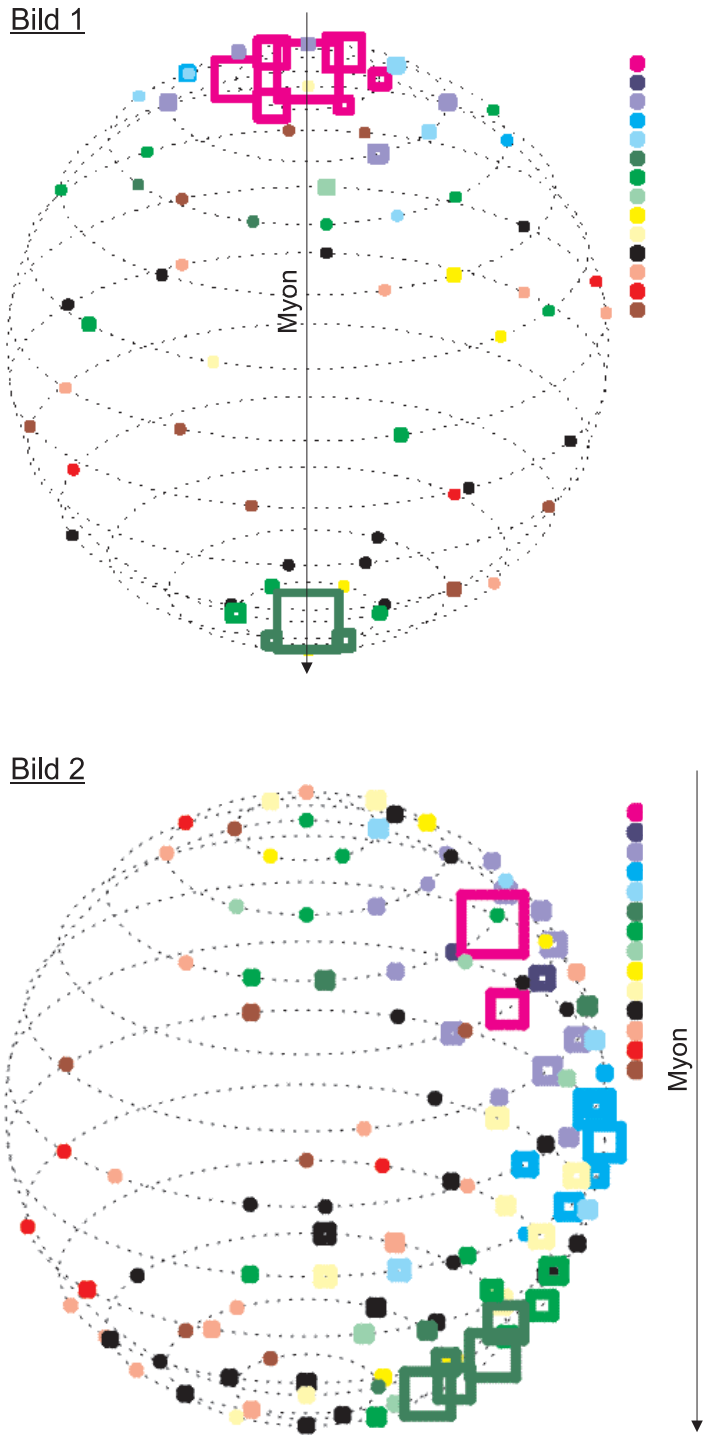


Abbildung 8.6: *OD-Simulation für ein Myonereignis, dessen Spur direkt auf der vertikalen Symmetrieachse des Detektors verläuft (Bild 1). Bild 2 zeigt ein Myonereignis mit einem Impaktparameter von $\delta = 7.50\,m$. Die Größe der Rechtecke ist proportional zur Anzahl der im PMT detektierten Photoelektronen wobei der Farbcode die zugehörige Zeitinformation in Intervallen von 10 ns angibt [MUR97].*

dichte in den 208 PMT's bestimmt werden, wobei die Richtungsinformation aus dem Zeitverhalten der getriggerten PMT's entnommen wird. Bei Ereignissen wie in Bild 1 dargestellt, funktioniert dieses Verfahren noch sehr gut, während Myonspuren, die die Region 3 durchqueren und zudem keinen Schnittpunkt mit der Stahlkugel besitzen, deutlich schwieriger zu rekonstruieren sind. Es ist deshalb geplant, in der Zukunft ein Myon-Spur-Erkennungsprogramm für das OD-System als auch für das ID-System zu entwickeln, um die Flugbahn des Myons für alle Impaktparameter eindeutig rekonstruieren zu können.

8.3.3 Einfluß der PMT-Ausfallsrate auf die OD-Funktionsweise

Wie die Messungen mit der CTF gezeigt haben, ist mit einer bestimmten Ausfallrate an PMT's während der Datennahme zu rechnen. Angesichts der Tatsache, daß fehlerhafte oder kaputte PMT's nur mit sehr großem Aufwand (OD-System) oder sogar überhaupt nicht (ID-System) im nachhinein ausgewechselt werden können, muß das Myonerkennungssystem so konzipiert sein, daß bei einem PMT-Verlust von typischerweise 20% die Funktionsweise des Systems noch nicht kritisch beeinflußt wird.
Um dies in einer Monte-Carlo-Simulation zu testen wurden jeweils 42 der 208 PMT's mit einem Zufallsgenerator als „defekte" PMT's ausgewählt und für die Konfiguration mit/ohne WS-Platten die Größen Pe_Sum und N_{sig} berechnet. Das Ergebnis dieser Simulation für die Untergruppe der Myonen, die Region 3 durchquert, zeigt Tabelle 8.4.

Annahme: 20% der 208 PMT's sind nicht funktionsfähig

	Lichtausbeute in pe	Anzahl N_{sig} der getriggerten PMT's
(a) ohne Wellenlängenschieber-Platten	356	101
(b) mit Wellenlängenschieber-Platten	479	120

Tabelle 8.4: *Monte-Carlo-Simulation der insgesamt erzeugten Photoelektronen (pe) und der Anzahl N_{sig} der getriggerten PMT's für die Detektor-Konfiguration mit/ohne WS-Platten unter der Annahme, daß 20% der PMT's funktionsunfähig sind.*

Eine zufällige Ausfallrate von ca. 20% der PMT's während der Meßzeit wäre also auch für die Detektor-Konfiguration ohne WS-Platten noch tolerierbar. Für den relativ unwahrscheinlichen Fall eines Ausfalls von mehreren nebeneinander liegenden PMT's, die eine „tote Fläche" von einigen m^2 erzeugen würden oder dem Ausfall eines gesamten Detektorrings, kann die Detektoreffizienz für das OD-System in diesem Bereich jedoch stark nachlassen.

8.3.4 Einfluß der Lichtabsorption im OD-Myonsystem

Ein weiterer Punkt, der die Effizienz des äußeren Myon-Detektors negativ beeinflussen könnte ist die Absorption des Čerenkovlichts in diversen Strukturelementen des OD-Systems. Dieses sind vor allem die Hochspannungskabel der über 2000 PMT's des inneren

und äußeren Detektors, die zu den PMT's führenden Lichtleiterkabel sowie die 20 Stützpfeiler der Stahlkugel, die jeweils einen Durchmesser von 30 cm haben.
Bei den bis jetzt besprochenen Simulationsrechnungen wurde ein *idealer* Detektor, ohne lichtobstruktive Elemente in der Wasserabschirmung angenommen, was in der Realität wie oben angedeutet natürlich nicht der Fall ist.
Um dennoch eine optimale Lichtausbreitung in der Wasserabschirmung zu gewährleisten werden erstens alle Oberflächen dieser Strukturelemente mit TYVEK-Reflektormaterial umwickelt. Zweitens werden die PMT-Kabel der oberen Hemisphäre jeweils in Bündeln von ca. 50 Stück in Schläuchen mit 30 cm Durchmesser zusammengefaßt und *radial* nach außen zur Tankwand geleitet. Myonen, die einen solchen Kabelschlauch längs durchqueren werden zwar im OD-System selbst nicht nachgewiesen, durchdringen aber wegen der radialen Ausrichtung des Kabelstrangs den Szintillatorballon und werden dort wegen ihrer großen Pulshöhe vom ID-System als Myonereignisse erkannt. Myonen die nur einen Teil des Kabelschlauchs durchqueren erzeugen in der Wasserabschirmung immer noch so viel Licht, um im OD-System nachgewiesen werden zu können.
Die Kabelstränge der unteren Hemisphäre werden an den Stützpfeilern der Stahlkugel zum Tankboden geleitet und von dort zusammen mit den anderen Kabeln der oberen Hemisphäre hinter der TYVEK-Abdeckung an den Wänden entlang zu den Durchführungskaminen am kugelförmigen Dach (Dom) des externen Tanks geführt.

Das ungünstigste Szenarium für die Lichtabsorption im OD-System stellen also Myonen dar, die die Stützpfeiler der Stahlkugel vertikal durchqueren und somit die Čerenkovlicht-Emission in der unteren Hemisphäre des Detektors völlig unterbunden wird. In einer Monte-Carlo Simulation wurden derartige, potentielle Myonereignisse generiert wobei sich herausstellte, daß in diesem Fall immerhin noch 391 pe insgesamt in den PMT's nachgewiesen werden konnten und im Mittel 106 PMT's ein Signal sehen. Im Vergleich dazu erzeugt ein Myon mit derselben Trajektorie, dessen Lichtemission nicht durch die Stützpfeiler beeinträchtigt wird 845 pe bei durchschnittlich 157 getriggerten PMT's. Obwohl die detektierte Photoelektronenzahl in diesem sogenannten *„worst case“* Szenarium um die Hälfte reduziert ist, ist durch die Detektorgeometrie eine ausreichend lange Flugstrecke des Myons in der oberen Hemisphäre der Wasserabschirmung gewährleistet, so daß die Lichtausbeute ausreicht, um auch solche potentiellen Ereignisse als kosmogenen Untergrund im OD-System zu identifizieren.

Kapitel 9

Der innere Myon-Detektor (ID-System)

Das innere Myon-Erkennungssystem ist in den Detektorbereich innerhalb der Stahlkugel (Ø=13.7 m) integriert, in dem auch der eigentliche Nachweis für die solaren Neutrinos stattfindet. Die Randbedingung für die Implementierung dieses zusätzlichen Systems war, daß die Orts- und Energieauflösung des Detektors dadurch nicht negativ beeinflußt werden darf. Der innere Detektor läßt sich in den Bereich der Szintillatorkugel (Ø=8.5 m) und den ca. 1000 m^3 großen Abschirmflüssigkeitsbereich einteilen.
Die Myonen-Identifikation im Inneren Detektor erfolgt über bestimmte Auswahlkriterien, die auf der charakteristischen Verteilung der Photonen-Ankunftszeiten sowie der Pulshöhen- und Ortsverteilung der angesprochenen PMT's für Myonereignisse beruhen.
Zur Detektion des Szintillationslichtes sind insgesamt 2240 PMT's homogen auf der Innenseite der Stahlkugel verteilt von denen 1866 *mit* Lichtkonzentratoren ausgestattet sind, die nur jene Photonen akzeptieren, die aus dem Bereich der mit 300 t Flüssigszintillator gefüllten Nylonkugel emittiert werden. Die restlichen 374 PMT's zur Myonerkennung werden *ohne* Lichtkonzentratoren auf der Stahlkugel montiert. Durch die Implementierung der rund 400 PMT's des ID-Myonsystems wird die Lichtausbeute für die eigentliche Neutrinodetektion nicht beeinträchtigt. Es wird vielmehr die Akzeptanz für Photonen, die aus der Region außerhalb des Szintillatorbereichs stammen erhöht und somit die Nachweiseffizienz für Myonereignisse verbessert, was in den nachfolgenden Unterkapitel beschrieben werden soll.

9.1 Monte-Carlo-Simulationen für das ID-System

Um die Myonen-Erkennung im ID-System zu optimieren und die Auswahlkriterien zu bestimmen mit denen Myon-Ereignisse von Beta-Ereignissen im Szintillator unterschieden werden können, wurde ein Monte-Carlo-Code erstellt, mit dem das Ansprechverhalten des ID-Systems auf bestimmte Myonereignisse simuliert werden kann.
Myonen, die den Bereich der IV durchqueren erzeugen so viel Szintillationslicht, daß sich die meisten PMT's in Sättigung befinden und das Myonereignis aufgrund der riesigen Pulshöhe leicht zu identifizieren ist.

Myonen, die den Bereich des inneren Detektors zwischen Stahlkugel und IV durchqueren, erzeugen in der Pseudokumol (PC)-Abschirmung[1] hauptsächlich Čerenkovlicht, aber auch eine nicht zu vernachlässigende Menge Szintillationslicht, die jedoch aufgrund der Absenz des Wellenlängenschiebers PPO stark unterdrückt ist. Die Anregung der PC-Moleküle kann dabei direkt über Ionisation entlang der Myonspur erfolgen oder durch Fluoreszenz des PC's, hervorgerufen durch Absorption des UV-Anteils des myon-induzierten Čerenkovlichtes.
Durch die Zugabe eines Quenchers in der PC-Abschirmung kann eine kontrollierte Reduktion der Fluoreszenzlichtausbeute erzielt werden, ohne daß dabei die Transparenz für UV-Licht beeinträchtigt wird. Als Quencher für den Abschirmflüssigkeitsbereich in BOREXINO eignet sich am besten Dimethylphtalat (DMP) wie Messungen, die in Perugia durchgeführt wurden, ergeben haben [Eli98]. Bei einer Konzentration von nur 5 Gramm DMP pro Liter PC kann eine Reduktion der Szintillationslichtausbeute in PC um einen Faktor ∼20 erreicht werden und so der Photonen-induzierte Untergrund von Verunreinigungen der Stahloberflächen und PMT's stark unterdrückt werden.

Das Simulationsprogramm berücksichtigt für die Lichtausbreitung der einzelnen Čerenkov- und Szintillationsphotonen im inneren Detektorbereich folgende physikalischen Prozesse:

- Rayleigh Streuung der Photonen an den Szintillatormolekülen
- Absorption- und Reemission im PC
- Absorption im DMP
- Absorption- und Reemission in der Szintillatorkugel mit PC+PPO
- Reflexion der Photonen an der Stahlkugeloberfläche
- Reflexion der Photonen an der spiegelnden Innenseite der Lichtkonzentratoren
- Reflexion der Photonen an der Außenseite der Lichtkonzentratoren
- Licht aus dem Abschirmbereich führt zu Anregungen im PC+PPO Bereich der IV

Das Monte-Carlo Programm besteht aus einem sogenannten "ray-tracing"-Algorithmus, bei dem jedes einzelne Photon bis zur endgültigen Absorption oder dem Entkommen aus dem Bereich des inneren Detektors verfolgt wird. Beim Durchgang eines Myons durch den PC-Abschirmbereich (Brechungsindex $n_{PC} = 1.45$) wird nach Gl. 8.1 Čerenkovlicht unter einem Winkel von $\theta_c = 46.4^o$ emittiert, wobei $N_{pe} = 53$ pe/cm detektierbare Photoelektronen pro cm Wegstrecke des Myons in der PC-Abschirmung erzeugt werden (siehe Gl. 8.5).
Jedem dieser Čerenkov-Photonen wird eine Wellenlänge gemäß dem Čerenkov-Spektrum aus Gl. 8.3 zugeordnet. Für die Wechselwirkung der Photonen mit der PC-Abschirmung lassen sich im Allgemeinen zwei Fälle mit $\lambda > 320\,\text{nm}$ und $\lambda < 320\,\text{nm}$ unterscheiden, für

[1] Die erste Wahl des Szintillators für BOREXINO ist PC mit einer Konzentration von 0.15% PPO. Für der Abschirmbereich sind ca. 1000 t reines PC bzw. PC+Quencher vorgesehen. Alternativ wird auch die Lösung mit PXE als Szintillator und Wasser als Abschirmflüssigkeit diskutiert.

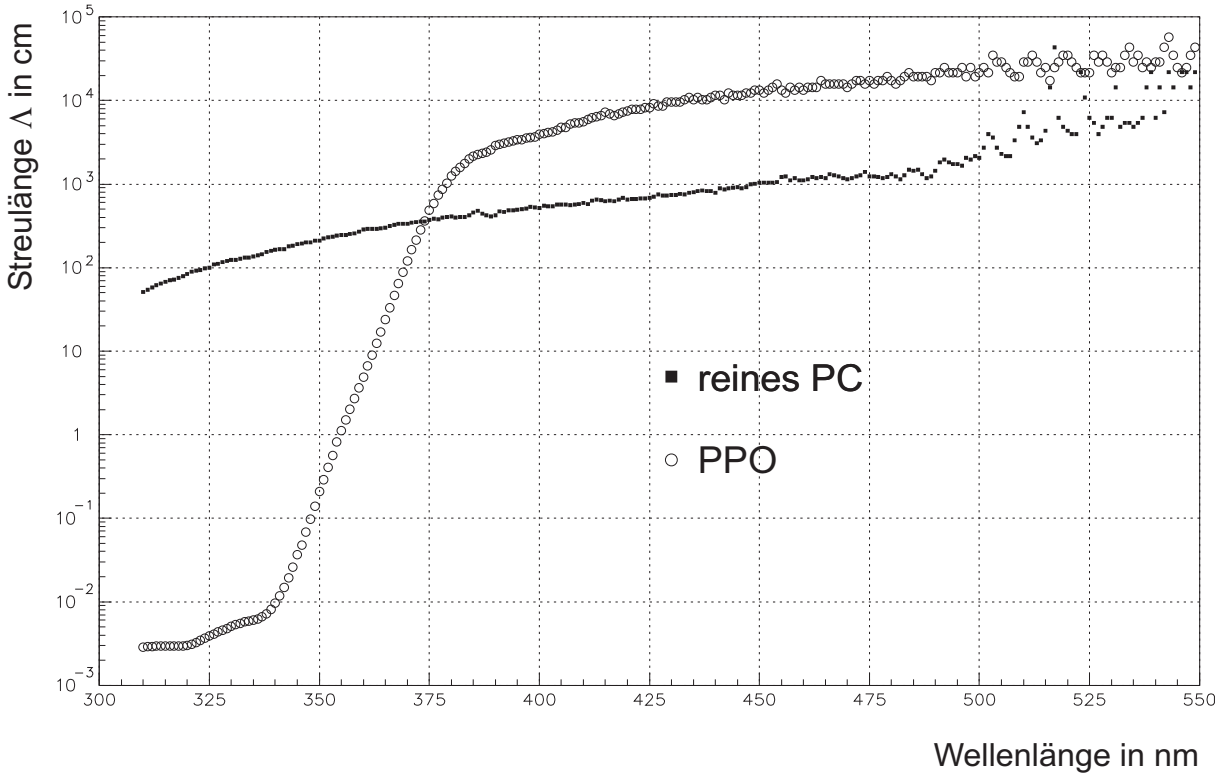


Abbildung 9.1: *Streulängen Λ für Lichtabsorption in reinem PC (•) und PPO (○) in Abhängigkeit von der Wellenlänge des einfallenden Photons [Ali00]. Die Werte von PPO beziehen sich auf eine Lösung von 1.5 g PPO in 1 l PC, wobei der Beitrag von PC zur Streulänge bereits abgezogen ist.*

die das Absorptions- und Emissionsspektrum von PC [Bor98c] zugrunde gelegt wurde. In der Simulation werden die jeweiligen Wahrscheinlichkeiten hierfür aus den gemessenen Extinktionskoeffizienten für PC berechnet.
Liegt die Wellenlänge des Photons im Bereich zwischen 250 nm und 320 nm, so kann das Photon entweder *mit*- oder *ohne* anschließender Reemission vom PC-Molekül absorbiert werden. Ersteres ist mit einer Wahrscheinlichkeit von 34.2% der Fall. Dabei werden die Photonen unter einem Raumwinkel von 4π mit einer Wellenlänge λ_{re} reemittiert, die größer ist als die ursprüngliche Wellenlänge λ_{abs} des Photons („Stokes-Shift“ der Photonen). Die mit dieser Reemission verbundene Zeitverzögerung ist durch den exponentiellen Abfall des Fluoreszenzlichts mit einer Lebensdauer von $\tau = 1.6\,\text{ns}$ für PC+PPO und $\tau = 27\,\text{ns}$ für reines PC [Ali00] gegeben.
Liegt die Wellenlänge des Photons oberhalb 320 nm ist die Wahrscheinlichkeit für eine Absorption des Photons im PC vernachlässigbar klein. Hier dominiert der Prozeß der elastischen Streuung der Photonen an den PC-Molekülen, der im Monte-Carlo-Code über die Formel der *Rayleigh-Streuung* mit der Winkel- bzw. Wellenlängenabhängigkeit der Streuintensität $I(\theta, \lambda) \propto \lambda^{-4} \cdot (1 + cos^2\theta)$ simuliert wurde. Im Gegensatz zum Prozeß der Reemission der Photonen bleibt bei diesem Streuprozeß die Wellenlänge des Photons erhalten und es tritt keine effektive Zeitverzögerung durch die Streuung des Photons auf.

Analoge Überlegungen lassen sich für den Fall anstellen, daß das Photon den Szintillatorbereich der IV durchquert. Hier liegt die Grenzwellenlänge für die beiden unterschiedlichen Wechselwirkungsprozesse der Absorption und der elastischen Streuung wegen des zu höheren Wellenlängen hin verschobenen Absorptionsspektrums von PC+PPO bei rund 380 nm. Die Wahrscheinlichkeit der Absorption von Photonen mit anschließender Reemission ist mit ca. 80% im Szintillator deutlich größer als der analoge Prozeß im Abschirmungsbereich mit reinem PC.
In Abbildung 9.1 sind noch einmal die Streulängen Λ für Lichtabsorption im Lösungsmittel PC ($\bullet$) und im Szintilllator PC+PPO ($\circ$) in Abhängigkeit von der Wellenlänge des einfallenden Photons dargestellt [Ali00]. Aus dem Vergleich der beiden Kurven wird deutlich, daß die Absorption im Wellenlängenschieber PPO der wahrscheinlichste Prozeß für Photonen mit $\lambda < 375\,\mathrm{nm}$ ist, während Photonen mit $\lambda > 380\,\mathrm{nm}$ überwiegend mit dem Lösungsmittel PC wechselwirken, auch wenn in diesem Bereich die Streulängen mit $\Lambda > 5\,\mathrm{m}$ schon in der Größenordnung der Dimensionen des inneren Detektors liegen und damit die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit sehr klein ist.

Die Anzahl der bei einem Myonereignis insgesamt in den PMT's nachgewiesenen Photoelektronen hängt von der Länge der Myonspur im Detektor ab, die durch den Impaktparameter δ charakterisiert wird. Je größer δ desto kleiner ist die Länge der Myonspur im Detektor. In Abbildung 9.2 ist die Zahl der in den 2240 PMT's detektierten Photoeletronen in Abhängigkeit vom Impaktparameter dargestellt. Wie man aus dem Ergebnis dieser Monte-Carlo-Simulation erkennen kann, liegt die Pulshöhe für Myonen, die die Abschirmungsregion ($4.25\,\mathrm{m} < \delta < 6.85\,\mathrm{m}$) durchqueren für die überwiegende Mehrheit der Ereignisse weit oberhalb des relevanten ^{7}Be-Energieintervalls und stellt somit keine ernstzunehmende Gefahr für den kosmogenen Untergrund in diesem Energiebereich dar. Für die Umrechnung von detektierten Photoelektronen (pe) in deponierte Energie wurde dabei die Energieskala von BOREXINO für Szintillatorereignisse in der IV mit 400 pe/MeV angenommen. Nach Abb. 9.2 erzeugen nur Myonen mit Impaktparametern $\delta > 6.5\,\mathrm{m}$ – also Myonen, deren Spuren sehr nahe der Stahlkugeloberfläche verlaufen – Pulshöhen, die in den Energiebereich unterhalb 1 MeV fallen. Deshalb ist es besonders wichtig, daß gerade diese Myonereignisse mit großen Impaktparametern vom ID-System effizient identifiziert werden.
Es ist zu bermerken, daß die Resultate in Abb. 9.2 für den, in bezug auf das Myonerkennungssystem, ungünstigsten Fall mit Wasser als Abschirmflüssigkeit simuliert wurden. Verwendet man reines PC als Abschirmflüssigkeit, so erhöht sich die Lichtausbeute noch einmal um einen Faktor $\sim$20 was wiederum die Myonen-Identifikation des ID-Systems verbessern würde. Jedoch führt eine erhöhte Lichtausbeute in der PC-Abschirmung auch zu einer unerwünschten Erhöhung des γ-Untergrundes im Detektor, hervorgerufen durch radioaktive Verunreinigungen der PMT's, der Stahlkugeloberfläche und anderer Detektormaterialien. Letztendlich hängt die Entscheidung für eine Verwendung des DMP Quenchers von der chemischen Verträglichkeit und Langzeitbeständigkeit dieses Stoffes in der PC-Abschirmflüssigkeit ab, was derzeit aber noch getestet wird. Für die Funktionsweise des ID-Systems hätte jedoch die Verwendung des reinen Lösungsmittels PC ohne Quencher nur Vorteile für die Myonenidentifikation.

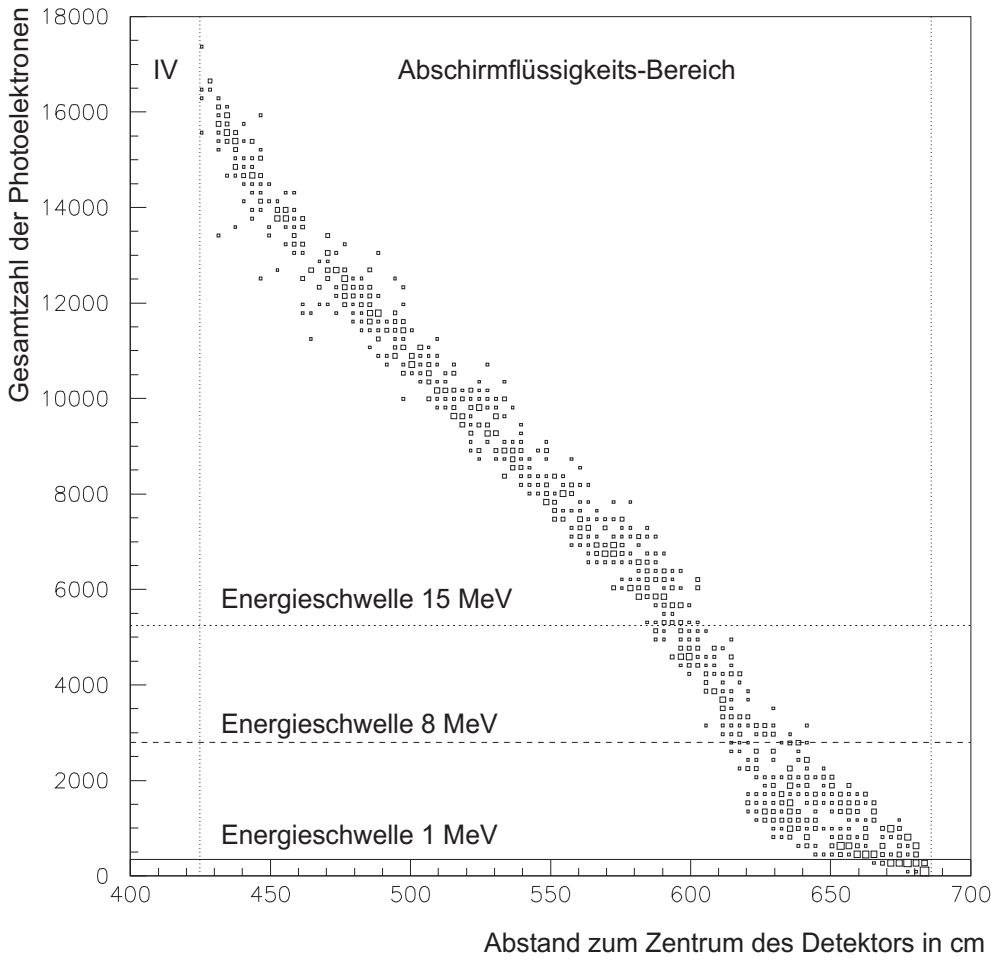


Abbildung 9.2: *Lichtausbeute (in Einheiten von Photoelektronen) für Myonen, die den Inneren Detektor durchqueren als Funktion des Abstandes vom Detektorzentrum [MUR97]. Eingezeichnet sind die entsprechenden Energieschwellen in MeV.*

Abbildung 9.3 zeigt in einer 3-dimensionalen Darstellung die Funktionsweise des ID-Systems für ein vertikal einfallendes Myon, das den Abschirmbereich mit einem Impaktparameter $\delta = 6.7\,\mathrm{m}$ durchquert. Die Schwelle für das Ansprechen eines PMT's liegt hier bei 1 pe, wobei die Größe der dargestellten Quadrate proportional zur Pulshöhe im jeweiligen PMT ist. Der am rechten Rand der Abbildung angegebene Farbcode gibt die Ankunftszeit des Signals im jeweiligen PMT in bezug auf das zuerst detektierte Signal wieder. Die Zeitverteilung der myon-induzierten Signale in der Abschirmregion besteht einerseits aus einer schnellen Komponente (magentafarbene und blaue Quadrate) und andererseits aus einer zeitlich verzögerten Komponente, die hauptsächlich in den PMT's *mit* Lichtkonzentratoren auf der unteren Hemisphäre der Stahlkugel nachgewiesen wird (rote Quadrate). Da sich das von den PC-Molekülen emittierte *Szintillationslicht* ($\lambda_{em} \approx 300\,\mathrm{nm}$) in der PC-Abschirmung aufgrund der relativ kleinen Streulängen von einigen cm nicht weit ausbreiten kann, stammen die Signale mit den kürzesten Ankunftszeiten ($t < 20\,\mathrm{ns}$) von Szintillationsereignissen nahe der Myonspur oder von Čerenkovlicht, das in nahen PMT's ohne Lichtkonzentratoren detektiert wird.

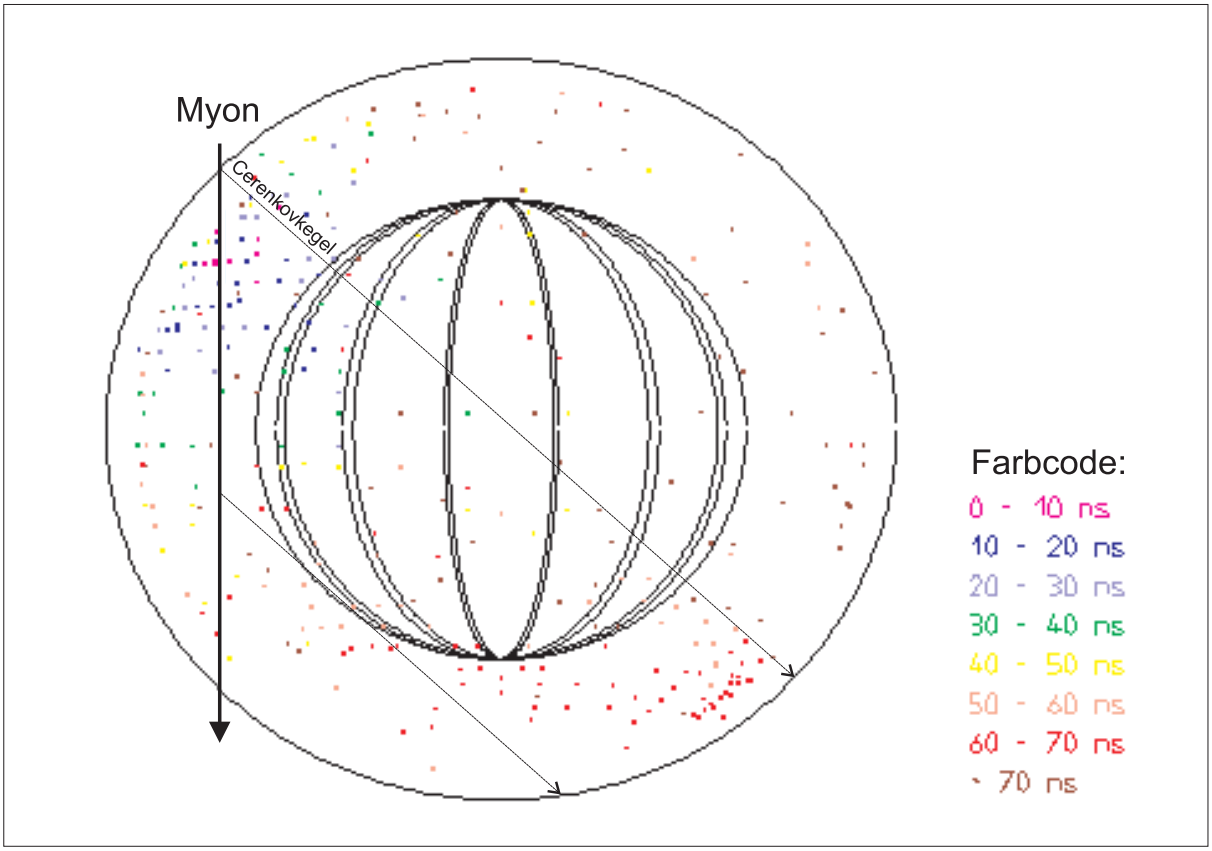


Abbildung 9.3: *3-dimensionalen Darstellung der Funktionsweise des ID-Systems für ein vertikal einfallendes Myon, das den Abschirmbereich mit einem Impaktparameter δ=6.7 m durchquert. Die Größe der dargestellten Quadrate ist proportional zur Pulshöhe im jeweiligen PMT. Der angegebene Farbcode gibt die Ankunftszeit des Signals im PMT in bezug auf das zuerst detektierte Signal wieder [MUR97].*

Die zeitlich verzögerten Signale stammen hauptsächlich von *Čerenkovphotonen* mit einer Wellenlänge von $\lambda \approx 430\,\mathrm{nm}$, für die wegen der großen Streulängen in diesem Wellenlängenbereich die IV als transparent angesehen werden kann und die somit bis ans andere Ende des Detektor gelangen können. In Abb. 9.3 ist die Ausbreitungsrichtung dieser Čerenkovphotonen durch die beiden gestrichelten Linien angedeutet. Dadurch, daß diese Photonen aus dem Bereich der Szintillatorkugel zu kommen scheinen, werden sie verstärkt in den PMT's *mit* Lichtkonzentratoren auf der unteren Hemisphäre der Stahlkugel nachgewiesen, was deutlich an der erhöhten Anzahl der roten Quadrate zwischen den beiden gestrichelten Linien zu sehen ist. Diese nicht zu vernachlässigenden, verzögerten Pulse schieben die mittlere Ankunftszeit der Photonen eines Myonereignisses in den Bereich von 50-60 ns. Da dieser Effekt relativ unabhängig vom verwendeten optischen Modell und damit auch vom verwendeten Abschirmungs- bzw. Szintillatormedium ist[2], kann die mittlere Ankunftszeit der Photonen t_{mean} dazu verwendet werden um zwischen Myonereignissen in der Abschirmflüssigkeit und Betaereignissen im Szintillator zu unter-

[2]die Streulänge der Photonen mit Wellenlängen $\lambda > 430\,\mathrm{nm}$ hat unabhängig vom verwendeten Abschirmungsmedium eine mit den Dimensionen des Detektors vergleichbare Größe von einigen Metern.

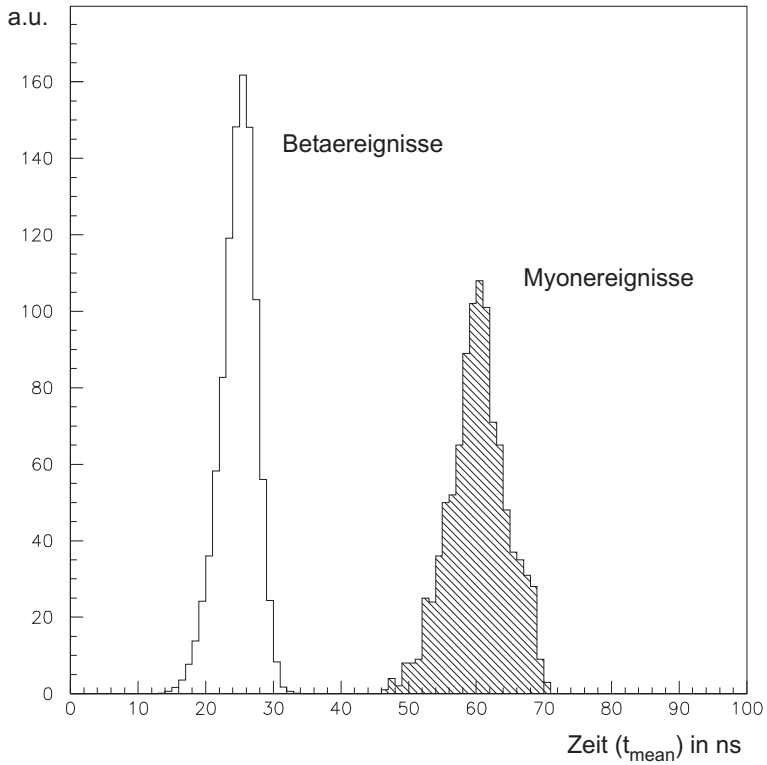


Abbildung 9.4: *Verteilung der mittleren Ankunftszeiten der Photonen (t_{mean}) für Myonereignisse in der Abschirmflüssigkeit und Betaereignisse im Szintillator. Deutlich zu sehen ist die gute Seperation der beiden Verteilungen [MUR97].*

scheiden. Letztere haben mit $t_{mean} \approx 25$ ns eine deutlich kürzere mittlere Zeitververteilung als Myonereignisse, was in Abbildung 9.4 deutlich zu erkennen ist. Die Stabilität der Effizienz dieses *1. Myon-Identifikationskriteriums* (t_{mean}-Cut) wurde auch für das Szenarium von PMT Ausfällen getestet. Es stellte sich heraus, daß sogar bei einer Ausfallquote von 50% die Güte des t_{mean}-Cuts nicht wesentlich beeinträchtigt wird.

Ein *2.Identifikationskriterium* für Myonen beruht auf der Tatsache, daß die ansprechenden PMT's für Myonereignisse mit großen Impaktparametern nicht homogen auf der Stahlkugel verteilt sind wie es bei Beta- bzw. Neutrinoereignissen der Fall ist. Für diese Gruppe von Myonereignissen deren Spuren nahe der Stahlkugeloberfläche verlaufen und damit Energien im relevanten ^{7}Be-Energieintervall deponieren können, gibt es vielmehr Regionen mit sehr hoher Ansprechwahrscheinlichkeit wie zum Beispiel am Eintrittspunkt des Myons in den ID-Bereich. Tabelle 9.1 vergleicht die maximale Anzahl an Photoelektronen, die in einem einzelnen PMT detektiert wird mit der über alle 2240 PMT's gemittelten, durchschnittlich detektierten Photoelektronenanzahl für Myonereignisse mit $\delta = 6.8$ m und Betaereignisse mit 500 keV Energiedeposition im Szintillator (am Ort r = 300 cm). Das Vorhandensein von sogenannten „hot spots" – Bereichen mit erhöhter Photoelektronen-Nachweiswahrscheinlichkeit – unter den angesprochenen PMT's bietet nun ein weiteres, effizientes Auswahlkriterium um zwischen Myon- und Neutrinoereignissen zu unterscheiden. Allerdings muß hinzugefügt werden, daß dieses Kriterium nicht ganz so stabil gegenüber PMT Ausfällen oder anderen Fehlfunktionen, wie zum Beispiel

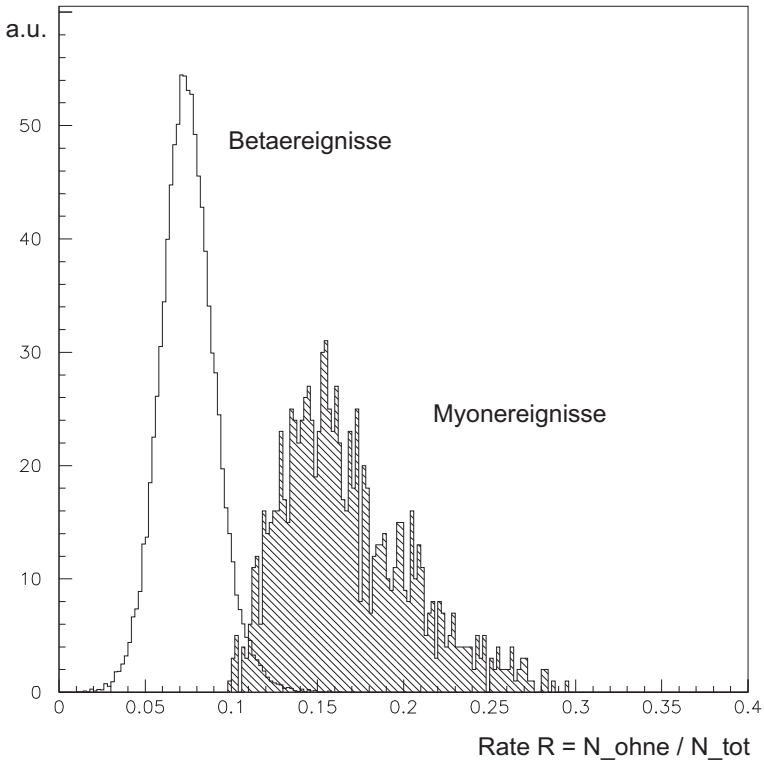


Abbildung 9.5: *Wirkungsweise des 3.Identifikationskriteriums. Die Rate R gibt das Verhältnis an zwischen der Anzahl der Photoelektronen, die von den 374 PMT's ohne Lichtleiter nachgewiesen werden und der Gesamtzahl der von allen 2240 PMT's detektierten Photoelektronen. Deutlich zu sehen ist das Potential des Parameters R für eine signifikate Trennung von Myonereignissen und Beta-bzw. Neutrinoereignissen.*

einer Veränderung des dynamischen Bereichs der PMT's ist, wie der zuvor besprochene T_{mean}-Cut.

Ein sehr effizientes *3.Identifikationskriterium* für Myonen bietet die unterschiedliche Raumwinkelakzeptanz der PMT's *mit-* und *ohne* Lichtleiter. Die Lichtleiter sind so konstruiert, daß sie mit hoher Effizienz nur jene Photonen akzeptieren, die aus dem Bereich der mit 300 t Flüssigszintillator gefüllten Nylonkugel emittiert werden, jedoch gleichzeitig den Nachweis von Photonen aus dem Raumwinkelbereich der Abschirmflüssigkeit unterdrücken. Die genaue Form der Lichtleiter ist Referenz [Bor98c] zu entnehmen.

Ereignisart	mittlere pe-Anzahl pro PMT	maximale pe-Anzahl pro PMT
Myonereignis mit $\delta = 6.80$ m	2.0 ± 0.1	14.2 ± 2.5
Betaereignis mit E=500 keV, r=3 m	1.07 ± 0.03	2.6 ± 0.9

Tabelle 9.1: *Vergleich der maximalen Anzahl an Photoelektronen, die in einem einzelnen PMT detektiert wird mit der über alle 2240 PMT's gemittelten, durchschnittlich detektierten Photoelektronenanzahl für Myon- und Betaereignisse.*

Im Gegensatz dazu weisen die PMT's *ohne* Lichtleiter eine höhere Effizienz für den Nachweis von Čerenkov- oder Szintillationsphotonen auf, die entlang einer Myonspur in der Abschirmflüssigkeit emittiert werden[3].
Vergleicht man nun für jedes registrierte Ereignis die Anzahl der Photoelektronen, die von den 374 PMT's *ohne* Lichtleiter nachgewiesen wurden mit der Gesamtzahl der von allen 2240 PMT's detektierten Photoelektronen, so besteht die Möglichkeit sehr effektiv zwischen Myon-Untergrundereignissen und eventuellen echten Neutrinoereignissen, die aus der IV-Region stammen, zu unterscheiden. Die Positionen der PMT's ohne Lichtleiter wurden mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation so optimiert, daß vor allem die für den Untergrund in BOREXINO gefährliche Gruppe von Myonen mit großen Impaktparametern vom ID-System effizient nachgewiesen werden kann. Abbildung 9.5 zeigt die Wirkungsweise dieses 3.Identifikationskriteriums für simulierte Myon- und Betaereignisse. Auf der Ordinate ist dabei die Rate

$$R = \frac{\text{Summe der in den 374 PMT's } \textit{ohne} \text{ Lichtleiter detektierten Photoelektronen}}{\text{Summe der insgesamt in den 2240 PMT's detektierten Photoelektronen}} = \frac{N_{ohne}}{N_{tot}}$$

aufgetragen. Deutlich zu sehen ist das Potential des Parameters R für eine signifikate Trennung von Myonereignissen und Beta- bzw. Neutrinoereignissen. Während für Betaereignisse R annähernd gaussförmig um einen Mittelwert von $R \sim 0.07$ ($\sigma = 0.03$) verteilt ist liegt für Myonereignisse der Wertebereich von R zwischen 0.1 und 0.3, wobei die Verteilung deutlich breiter als für Betaereignisse ist.

In Abbildung 9.6 ist die Verteilung von R noch einmal in Abhängigkeit vom Abstand der Myonspur zur Detektormitte aufgetragen. Wie man deutlich erkennen kann steigt R vom Rand der Szintillatorkugel (R = 0.1-0.15) im Mittel bis zu einem Abstand $d \approx 6.3$ m monoton an (R = 0.15-0.3) um dann im Bereich der letzten 50 cm zur Stahlkugeloberfläche wieder auf Werte zwischen 0.1 und 0.2 abzufallen. Je weiter das Myonereignis von der IV-Oberfläche entfernt ist, desto größer ist die Akzeptanz für PMT's *ohne* Lichtleiter während die Photonnachweiswahrscheinlichkeit für PMT's *mit* Lichtleiter im Abschirmbereich stark abfällt. Die beiden vertikalen Linien bei d=6.22 m und d=6.43 m sollen andeuten, wie weit die PMT's *mit* (gestrichelte Linie) bzw. *ohne* Lichtleiter (gepunktete Linie) von der Stahlkugeloberfläche in den Abschirmungsbereich hineinreichen. Durchquert ein Myon also den Abschirmungsbereich am äußersten Rand ($d > 6.22$ m) zwischen den auf der Stahlkugel montierten PMT's, so kommt es aufgrund der erhöhten Lichtobstruktion in diesem Bereich zu einem Abfall in der Rate R.
Um einen Schatteneffekt der Lichtleiter zu vermeiden wurde diskutiert, die PMT's *ohne* Lichtleiter um ca. 25 cm vorzuziehen. Da ein Teil des Myonsignals jedoch von Szintillationsereignissen in der PC-Abschirmflüssigkeit herrührt und für eine Wellenlänge von ≈ 320 nm die Streulänge nur ca. 50 cm beträgt, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für diese Photonen aber gerade dann erhöht, wenn die PMT's *ohne* Lichtleiter nicht vorgezogen werden. Mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation konnte gezeigt werden, daß so auch noch für Myonereignisse mit extrem großen Impaktparameter eine hohe Nachweiseffizienz gewährleistet werden kann.

[3] In 1. Ordnung ist die Quanteneffizienz der PMT's unabhängig von der Einfallsrichtung der Photonen.

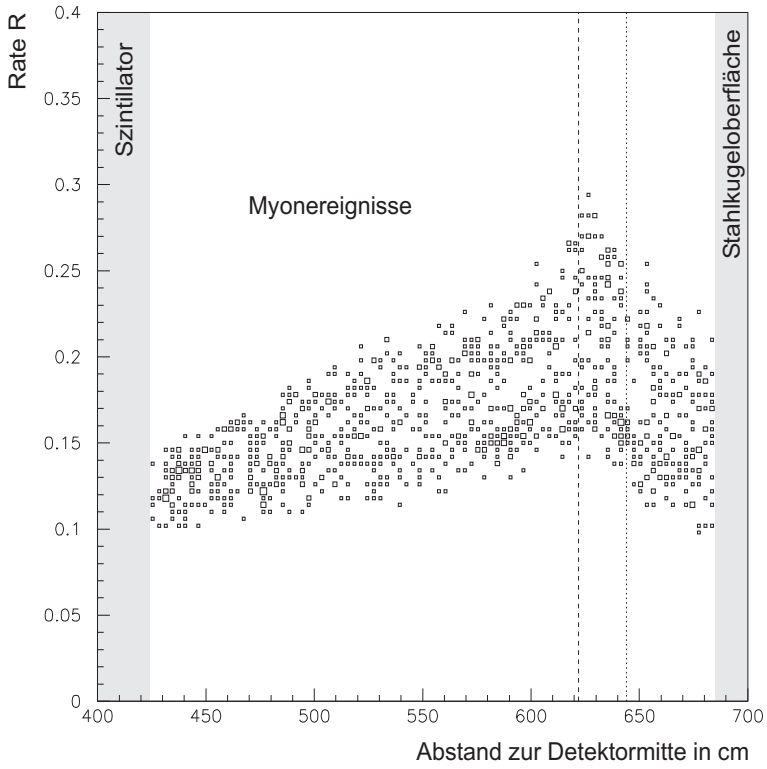


Abbildung 9.6: *Verteilung der Rate R in Abhängigkeit vom Abstand der Myonspur zur Detektormitte (Impaktparameter δ). Die beiden vertikalen Linien bei d=6.22 m und d=6.43 m deuten an, wie weit die PMT's* **mit** *(gestrichelte Linie) bzw.* **ohne** *Lichtleiter (gepunktete Linie) von der Stahlkugeloberfläche in den Abschirmbereich hineinreichen.*

9.2 Effizienz des ID-Myonsystems

Nach den oben beschriebenen Resultaten der Monte-Carlo-Simulationen und dem danach optimierten ID-Design sollte also eine effektive Erkennung von Myonereignissen in BOREXINO gewährleistet sein. Die Möglichkeit vier verschiedene, voneinander unabhängige

Indentifikationskriterium	Identifikation von Beta- bzw. Neutrinoereignissen in %	Myonen-Mißintentifikation in %
Pulshöhe	≈ 100	< 14
Inhomogenität der Pe-Verteilung	> 99	~ 3
Verhältnis $R=N_{ohne}/N_{tot}$	> 99	2.3
Zeitverteilung (t_{mean}-Cut)	≈ 100	< 0.1

Tabelle 9.2: *Auflistung der einzelnen Myon-Identifikationskriterien. Dargestellt sind die entsprechenden Effizienzen für die Identifikation von Beta- bzw. Neutrinoereignissen und der Prozentsatz einer Myonen-Mißidentifikation.*

Identifikationskriterien für die Myonerkennung zu nutzen, erhöht die Redundanz und damit letztendlich die Effizienz des ID-Systems. In Tabelle 9.2 sind noch einmal die oben diskutierten Größen für die Myonerkennung – Pulshöhe, Inhomogenität der Pe-Verteilung,

Verhältnis $R=N_{ohne}/N_{tot}$ und die Zeitverteilung (t_{mean}-Cut) – zusammengefaßt. Aufgetragen sind jeweils die entsprechenden Effizienzen für eine Identifkation von Beta- bzw. Neutrinoereignissen und der Prozentsatz einer Myonen-Mißidentifikation („Myonenleckrate“) für die einzelnen Identifikationskriterien. Für die Simulation wurde als Abschirmflüssigkeit reines PC, dem der Quencher DMP mit einer Konzentration von 5 g/l zugefügt wurde, angenommen. Die angegebenen Größen beziehen sich auf eine volle Funktionsfähigkeit des ID-Systems ohne PMT Ausfälle.
Die Simulationen haben ergeben, daß nur 14% aller Myonen, die den Bereich der Stahlkugel durchqueren zum kosmogenen Untergrund im relevanten ^{7}Be-Neutrinoenergieintervall beitragen. Durch die Anwendung der beiden Identifikationskriterien der Zeitverteilung (t_{mean}-Cut) und des Verhältnisses $R=N_{ohne}/N_{tot}$ (R-Cut) können mehr als 99% der Myonenereignisse ausgesondert werden, ohne daß dabei ein Effizienzverlust für die Erkennung von Betaereignissen verbunden wäre.
Dabei ist zu erwähnen, daß sich die angegebenen Effizienzen bei einer Änderung des optischen Modells bzw. einer Änderung der Abschirmflüssigkeit von PC+DMP nach reinem PC oder Wasser, sehr stabil verhalten.
Sogar unter der Annahme einer homogenen PMT-Ausfallrate von 50% sollte die Effizienz des ID-Systems für eine Myonerkennung noch bei 95% liegen. Für den pathologischen Fall einer Fehlfunktion von ganzen Detektorbereichen bzw. dem Ausfall von mehreren nebeneinanderliegenden PMT-Clustern, ist jedoch mit einer signifikanten Reduktion der Nachweiseffizienz zu rechnen.

Teil IV

Myon-induzierte Produktion von Radionukliden

Kapitel 10

Bestrahlungsmessungen am SPS-Myonstrahl (CERN)

Myonen, die den Detektor durchqueren, können neben direktem Szintillations- und Čerenkovlicht im Targetvolumen auch über die durch sie erzeugten elektromagnetischen- und hadronischen Schauer in πA-, γA oder nA-Reaktionen (A=Atomkern) Radioisotope erzeugen. Beim Zerfall dieser Radioisotope werden hochenergetische Elektronen und γ-Quanten emittiert, durch die im Detektor Untergrundsignale generiert werden können, welche nur sehr schwer oder im Falle langer Halbwertszeiten der Radioisotope auch gar nicht von Neutrinosignalen zu unterscheiden sind.
Für Detektoren mit Flüssigszintillatortargets sind vor allem zwei Prozesse für die Entstehung kosmogenen Untergrunds von besonderer Wichtigkeit.

- Die Produktion myon-induzierter, langlebiger Radionuklide während der Herstellung oder des Transportes des Szintillators an der Erdoberfläche.

- Die kosmogene in-situ Produktion von Radionukliden während der Laufzeit des Experimentes.

In beiden Fällen stellen hadronische- und elektromagnetische Schauer, die durch kosmische Myonen erzeugt wurden, die dominante Quelle kosmogenen Untergrunds im Detektor dar.

In Kapitel 4.5.5 wurden schon vorausgreifend die relevanten Isotope, die durch Wechselwirkung der Myonen mit dem Szintillatortarget erzeugt werden können, aufgelistet (siehe Tab. 4.7) und ihr Beitrag zum kosmogenen Untergrund in solaren Neutrinoexperimenten wie z.B. BOREXINO, KAMLAND und LENS qualtitativ diskutiert.

In diesem Kapitel sollen nun der Aufbau und die Resultate des NA54-Experiments am SPS-Myonenstrahl des CERN beschrieben werden, mit dem die Wirkungsquerschnitte für die myon-induzierte Produktion der in Tab. 4.7 genannten Isotope in ^{12}C-Targets bestimmt werden konnten.
Nachdem die Energieabhängigkeit der gemessenen Wirkungsquerschnitte in Kapitel 10.5 behandelt wird, sollen im darauffolgenden Kapitel 10.6 die kosmogenen Untergrundraten für die Neutrinoexperimente BOREXINO und KamLAND im Vergleich diskutiert werden.

Eine weitere physikalische Motivation für die Bestrahlungen am CERN bestand in einer Messung des myon-induzierten Untergrunds in den Targetmaterialien Gd_2O_3 und Yb_2O_3, der von Bedeutung für die Realisierung des geplanten Neutrinoexperiments LENS ist. In Kapitel 10.7 sollen deshalb die Ergebnisse dieser Messungen vorgestellt werden.

10.1 Das NA54 Experiment am CERN SPS-Myonenstrahl

Wie schon bereits in Kapitel 4.5.5 erläutert wurde ist eine genaue, quantitative Kenntnis des myon-induzierten Untergrunds für den Nachweis des niederenergetischen Teils des solaren Neutrinospektrums unerläßlich. Die Motivation für die Durchführung eines geeigneten Experiments zur Bestimmung der Produktionsraten myon-induzierter Radionuklide entstammte dabei der konkreten Fragestellung nach dem kosmogenen Untergrund in BOREXINO. Da jedoch auch KAMLAND und das geplante LENS jeweils mehrere hundert Tonnen organischen Flüssigszintillators als Targetmaterial benutzen, sind die Meßergebnisse auch von Relevanz für diese zukünftigen Neutrino-Experimente.
Eine *statistische Subtraktion* der durch Myonen induzierten Ereignisse ist nur möglich, wenn die Wirkungsquerschnitte für die Produktion dieser Radionuklide bekannt sind. Bis jetzt gab es noch keine genaue Bestimmung dieser Produktionsraten, die bislang nur über die Anzahl der freigesetzten Neutronen in einem Myonenschauer abgeschätzt werden konnten [Kha95].
Im November 1997 wurde deshalb ein Experiment am SPS-Hochenergiemyonenstrahl des CERN durchgeführt mit folgender Zielsetzung:

1. Bestimmung der **effektiven Wirkungsquerschnitte** für die myon-induzierte Produktion von Radioisotopen, bzw. Bestimmung der durch hochenergetische Myonen ($E \sim 10^2$ GeV) und sekundäre Schauerteilchen induzierten Produktionsraten sämtlicher Radionuklide, die in Flüssigszintillator- (^{12}C) Targets über die Reaktion

$$\mu \quad (\ \&\ \textit{elektromagnetische und hadronische Schauer}\ ) + \quad {}^{12}C \rightarrow {}^{A}_{Z}X$$

   erzeugt werden können.

2. Bestimmung der **Energieabhängigkeit** der effektiven Wirkungsquerschnitte.

3. Bestimmung des **lateralen Aktivierungsprofils** für die Isotope ^{11}C und ^{7}Be, d.h. Bestimmung der Wahrscheinlichkeit, daß diese Isotope in einem definierten Abstand von der Myonenspur erzeugt werden.

Letzteres ist von Bedeutung, wenn in der Datenanalyse von BOREXINO sogenannte „räumliche Spallations-Cuts“ angewendet werden, um die Untergrundsignale von ^{11}C identifizieren zu können. Darauf soll jedoch in Kapitel 10.2 noch näher eingegangen werden.

10.1.1 Experimenteller Aufbau und Meßmethodik

Das Experiment wurde im November 1997 am SPS-Hochenergie-Myonenstrahl des CERN im Rahmen des NA54 Experimentes [Hei98] durchgeführt. Das NA54 Experiment wurde 1995 zur Bestimmung von myon-induzierten Wirkungsquerschnitten langlebiger Radionuklide, die mit Beschleunigermassenspektrometri (AMS) gemessen wurden, am CERN genehmigt.
1997 konnte nun dieser Experimentierplatz in der Halle EHN2 auf dem Nordgelände des CERN in Prevessin für Simulationsexperimente mit Myonen zur Bestimmung des kosmogenen Untergrunds in Detektoren mit Flüssigszintillator-Targets, genutzt werden. Dabei konnte teilweise parasitär zu Testmessungen der COMPASS Kollaboration (NA58) gemessen werden, teilweise aber auch als Hauptnutzer des Myonenstrahls. Nach dem Abbau des Experimentaufbaus der "Spin-Myon-Kollaboration (SMC)" wurden die Bestrahlungen im hinteren Bereich der Halle EHN2 unmittelbar nach dem Magneten MNP26 durchgeführt. In Abbildung 10.1 ist eine schematische Skizze der Experimentierhalle EHN2 mit der Position des NA54 Experiments dargestellt.

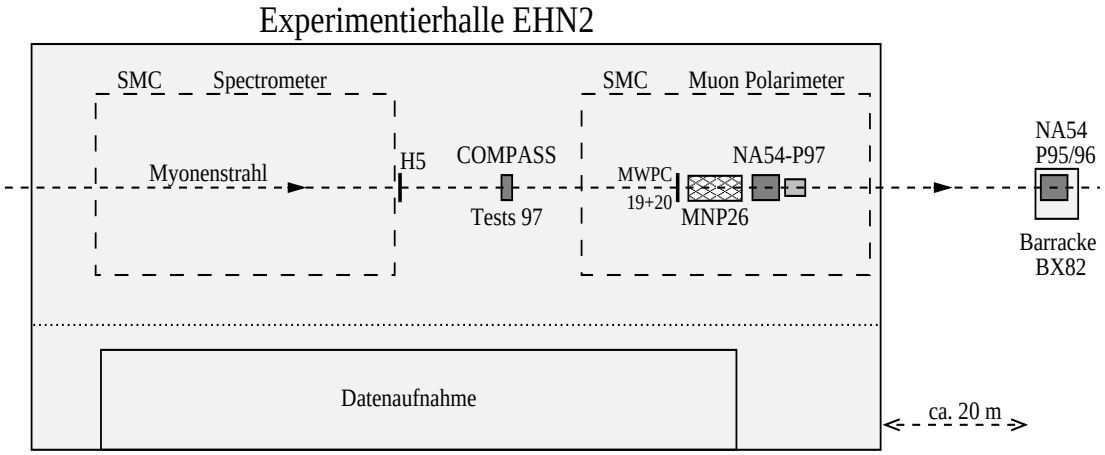


Abbildung 10.1: *Schematische Skizze der Experimentierhalle EHN2 am CERN in Prevessin. Dargestellt ist die Position des NA54 Experiments (NA54-P97), des Hodoskops H5 und der Vieldrahtproportionalkammern MWPC 19+20 vor dem Magneten MNP26 [Hei98].*

Um den Aufbau des Experiments am CERN so nah wie möglich an die experimentellen Gegebenheiten des BOREXINO Detektors im Gran Sasso Untergrundlabor anzupassen, wurden als Absorbermaterialien für die Erzeugung des Myonenschauers Beton und Wasser gewählt. Der 2.4m lange Betonabsorber, der eine ähnliche Dichte und mittlere Kernladungszahl wie Standardgestein besitzt, simuliert dabei die Schauerentwicklung in der Gesteinsabschirmung des Gran Sasso Masivs. Hinter dem Betonabsorber wurden zusätzlich drei Wassertanks mit ca. 2 m Gesamtlänge in den Myonen-Strahlengang gebracht um die Erzeugung von sekundären Schauern in der Wasserabschirmung von BOREXINO zu simulieren. Die für eine Sättigung des Schauers erforderliche Absorberlänge wird in Kapitel 10.1.2 noch genauer diskutiert.
Da sich die Halbwertszeiten der zu untersuchenden Radionuklide im Bereich von wenigen μ-Sekunden bis hin zu mehreren Minuten bewegen, waren unterschiedliche, auf die einzelnen Isotope abgestimmte Meßmethoden erforderlich. Danach richtete sich auch die Wahl

der ^{12}C Targets, die hinter dem Beton- und Wasserabsorber zur Bestrahlung positioniert wurden. Zur Bestimmung sämtlicher muon-induzierter Produktionsquerschnitte wurden drei verschiedene Meßmethoden, bzw. Kohlenstoff-Targets verwendet, die im folgenden beschrieben werden sollen und in Abbildung 10.2 nochmals zur Übersicht zusammengefaßt sind.

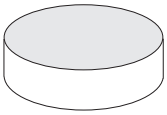
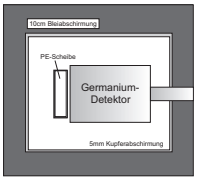
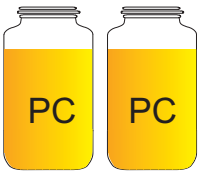
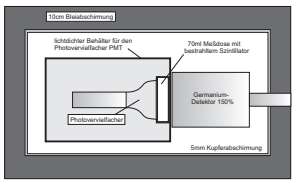
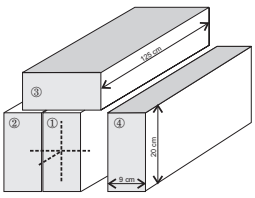
Nuklid	^{12}C-Target	Meßmethode
^{7}Be (+ Aktivierungs-profilmessung)	PE-Scheiben 	untergrundarme γ-Spektroskopie 
^{11}C (+ Aktivierungs-profilmessung)	Flüssigszintillator (PC) in Flaschen 	β-γ-Koinzidenz Methode 
β⁻-Emitter: ^{11}Be, ^{11}Li, ^{9}Li, ^{8}Li, ^{8}He, ^{6}He β⁺-Emitter: ^{11}C, ^{10}C ^{9}C, ^{8}B	Szintillatorzellen 	In-Situ-Szintillationsspektroskopie 1.) Single-Mode Auslese 2.) 3-fach Koinzidenz Auslese

Abbildung 10.2: *Überblick über die verschiedenen myon-induzierten Radionuklide, den zugehörigen ^{12}C-Targets und den jeweiligen Meßmethoden.*

Bestimmung von $\sigma(^7\mathrm{Be})$ und Messung des Aktivierungsprofils:

Target:
Als Targetmaterial zur Bestimmung der Produktionsquerschnitte für das Isotop ^{7}Be mit der längsten Halbwertszeit von $T_{1/2} = 53.3\,\mathrm{d}$ wurden Polyethylen (PE) Scheiben mit einem Durchmesser von 7 cm und einer Dicke von 2 cm verwendet. Polyethylen ist in seiner chemischen Zusammensetzung (C:H=1:2) Flüssigszintillatoren sehr ähnlich. Für die beiden Myonenenergien von 100 GeV und 190 GeV wurde jeweils ein Set von 7 PE-Scheiben bestrahlt, die für die zusätzliche Messung des Aktivierungsprofils senkrecht zum Myon-Strahl, nebeneinander angeordnet wurden.

Meßmethode:
Die Bestimmung der ^{7}Be Aktivität erfolgte mittels untergrundarmer Gammaspektroskopie am Gran Sasso Untergrundlabor und an einem untergrundarmen Meßplatz in Heidelberg. Die Resultate dieser Messung werden in Kapitel 10.3 beschrieben.

Bestimmung von $\sigma(^{11}\mathrm{C})$ und Messung des Aktivierungsprofils:

Target:
Für das Isotop ^{11}C mit der Halbwertszeit von $T_{1/2} = 20.38\,\mathrm{min}$ wurde als Target der Flüssigszintillator Pseudukumol (PC) benutzt, der in PET-Flaschen mit einem Volumen von $\approx 1\,\mathrm{l}$ abgefüllt wurde. Jeweils 6 dieser Szintillatorflaschen wurden hinter den PE-Scheiben, senkrecht zum Myonenstrahl angeordnet, um auch hier eine Vermessung des lateralen Aktivierungsprofils zu ermöglichen.

Meßmethode:
Im Gegensatz zu der Bestrahlung der PE-Scheiben, die während der gesamten Strahlzeit im Myonenstrahl aktiviert wurden, wurden die Szintillatorflaschen nach jeweils ca. 1 Stunde aus dem Strahl genommen und die ^{11}C-Aktivität mittels einer $\beta-\gamma-$Koinzidenzanordnung direkt in Halle EHN2 gemessen. Die Resultate dieser Messung werden ebenfalls in Kapitel 10.2 beschrieben.

Bestimmung von σ für alle übrigen, kurzlebigen Radionuklide:

Target und Meßmethode:
Als Target für die Bestimmung der Produktionsquerschnitte für die verbleibenden kurzlebigen Radionuklide mit Halbwertszeiten im Bereich weniger μs bis hin zu einigen Sekunden, wurden 4 Detektorzellen verwendet, die mit dem auf Mineralöl basierenden Flüssigszintillator NE235C gefüllt waren.
NE235C ist in seiner Zusammensetzung mit den Szintillatoren bzw. Wellenlängenschiebern, die in BOREXINO (PC+PPO) und KamLAND (80% Isoparaffin und 20% PC+PPO) verwendet werden sollen, sehr ähnlich. Verglichen mit der Teilchenzahldichte von ^{12}C in reinem PC, sind die Elemente Sauerstoff und Stickstoff nur im Verhältnis von $\sim 10^{-4}$ in NE235C vorhanden. Deswegen kann auch der Beitrag an den im Sauerstoff und Stickstoff kosmogen produzierten Isotopen bei der Datenanalyse vernachlässigt werden.
Die Zellenanordnung bestand aus einer zentralen Targetzelle, die sich direkt hinter den Szintillatorflaschen auf der Strahlachse befand und drei daneben angeordneten Triggerzellen. Da diese Szintillatorzellen über jeweils zwei an den Seiten angebrachte Photovervielfacher ausgelesen werden konnten, dienten die Zellen sowohl als ^{11}C Target für den

Myonenschauer als auch als Detektor mit dem die Aktivitäten der produzierten Radionuklide in-situ nachgewiesen werden konnten. Mit Hilfe der in-situ-Szintillationsspektroskopie und einer geeigneten Datenanalyse war es möglich, sämtliche Wirkungsquerschnitte der kurzlebigen myon-induzierten Radionuklide zu bestimmen. Eine detaillierte Beschreibung der Analysemethoden und der Ergebnisse der in-situ-Szintillationsspektroskopie wird in Kapitel 10.4 gegeben.

Abb. 10.3 zeigt eine schematische Skizze des gesamten experimentellen Aufbaus mit den verschiedenen ^{12}C Targets und ihrer räumlichen Anordung hinter dem Beton- und Wasserabsorber. Außerdem ist auch noch die Bestrahlungsposition für zwei weitere Proben - Gd_2O_3 und Yb_2O_3 - eingezeichnet, die in diesem Kapitel noch nicht erwähnt wurden. Sie dienten der Untersuchung des kosmogenen Untergrunds im geplanten Sonnenneutrino-Experiment LENS und werden in Kapitel 10.7 noch genauer behandelt.

10.1.2 Der SPS-Hochenergie Myonenstrahl M2 am CERN

Strahleigenschaften:

Zur Erzeugung des Hochenergie-Myonenstrahls am Super-Proton-Synchrotron (SPS) des CERN werden Protonen mit einer Energie von 450 GeV aus dem SPS Speicherring extrahiert und treffen dann auf ein ca. 50 cm dickes, gekühltes Beryllium Target. Die dabei entstehenden positiv und negativ geladenen Kaonen ($K^{\pm}$) und Pionen ($\pi^{\pm}$) werden dann durch einen ca. 600 m langen Zerfallskanal geleitet in dem ein Teil von ihnen im Flug zu Myonen zerfällt. In Abb. 10.4 ist die Lage des NA54-Experiments und des SPS-Speicherrings neben den anderen Beschleunigereinrichtungen auf dem CERN Forschungsgelände schematisch dargestellt.

Während der Strahlzeit 1997 bestand der Myonenstrahl ausschließlich aus positiven Myonen μ^+. Dies wird erreicht, indem die geladenen Teilchen $K^{\pm}$ und $\pi^{\pm}$ noch vor dem Zerfallskanal einen Magnetseperator durchlaufen, in dem die gewünschte Ladungskomponente herausgefiltert wird. In unserem Fall also K^+ und π^+. Nach der Zerfallsstrecke werden die erzeugten μ^+ noch in einem ca. 400 m langen Flugkanal von der hadronischen Komponente gereinigt bevor sie zur Experimentierhalle EHN2 weitergeleitet werden. Die Extraktion der Protonen aus dem SPS-Speicherring erfolgt mit einer Wiederholungsrate von 1/14.4 Hz. Das hat zur Folge, daß auch der Myonenstrahl mit der selben Taktfrequenz gepulst ist - man spricht dabei auch von der μ-Spillrate. Die Dauer eines solchen μ-Spills beträgt jeweils 2.37 s, wobei der zeitliche Verlauf der μ-Flußdichte sehr gut durch eine Rechteckfunktion angenähert werden kann. Abbildung 10.5 zeigt eine typische μ-Spill Zeitstruktur, wie sie während des Experiments aufgenommen werden konnte. Während der Strahlzeit im November 1997 standen die beiden Myonenergien $E_\mu = 100\,GeV$ und $E_\mu = 190\,GeV$ zur Verfügung, was einer Energieselektion bei den Kaonen und Pionen von 110 GeV bzw. 208 GeV entspricht. Die Energie des Myonenstrahls kann dabei mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 3\%$ [Dob94] bestimmt werden. Die maximal erreichbaren Myonintensitäten liegen bei einer Protonenrate von $3.5 \cdot 10^{12}$ p/Spill zwischen $7 \cdot 10^7 \mu$/Spill (für $E_\mu = 190\,GeV$) und $1 \cdot 10^8 \mu$/Spill für (für $E_\mu = 100\,GeV$). In Tabelle 10.1 sind noch einmal die wichtigsten Strahlcharakteristika zusammengestellt.

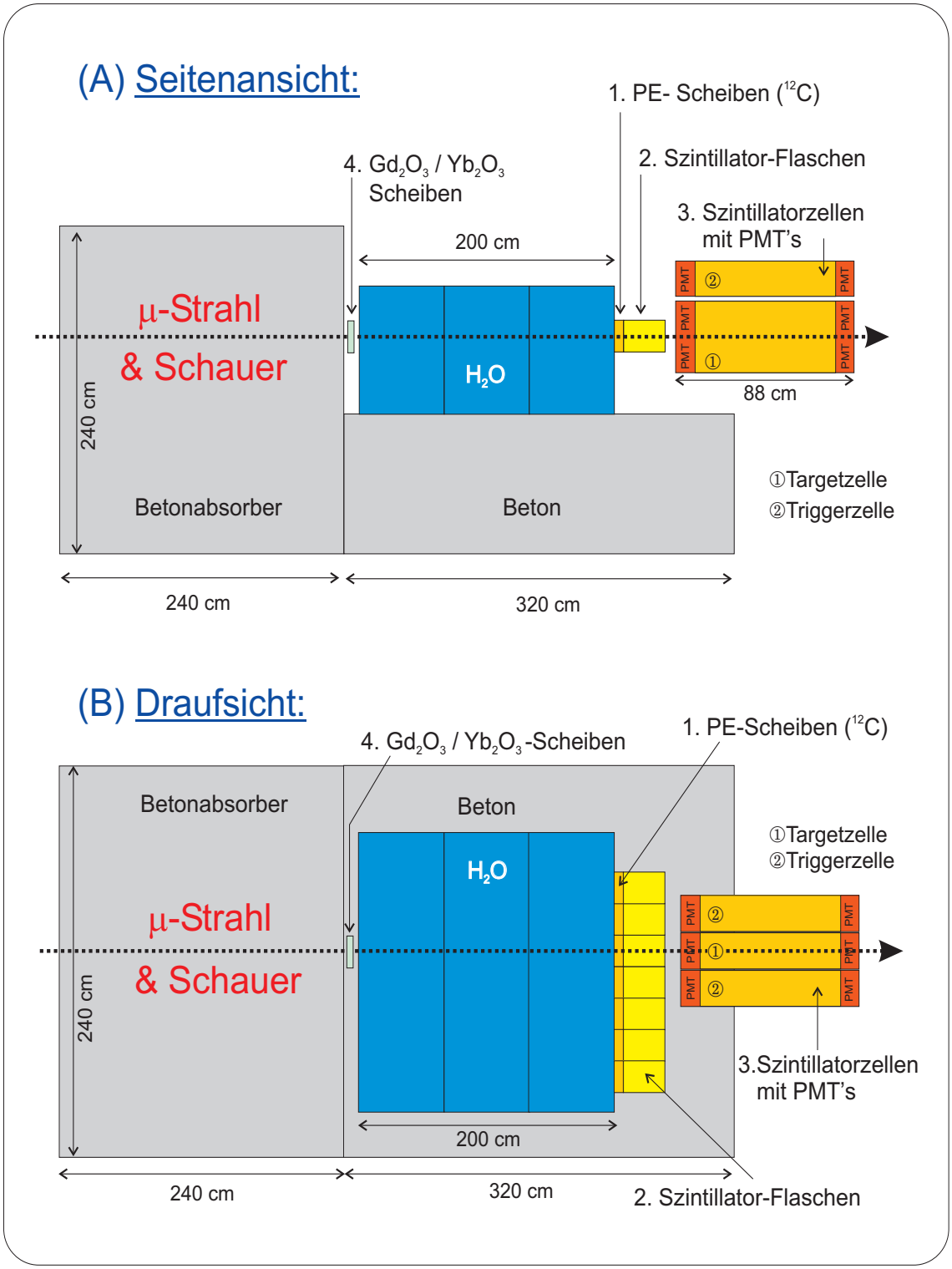
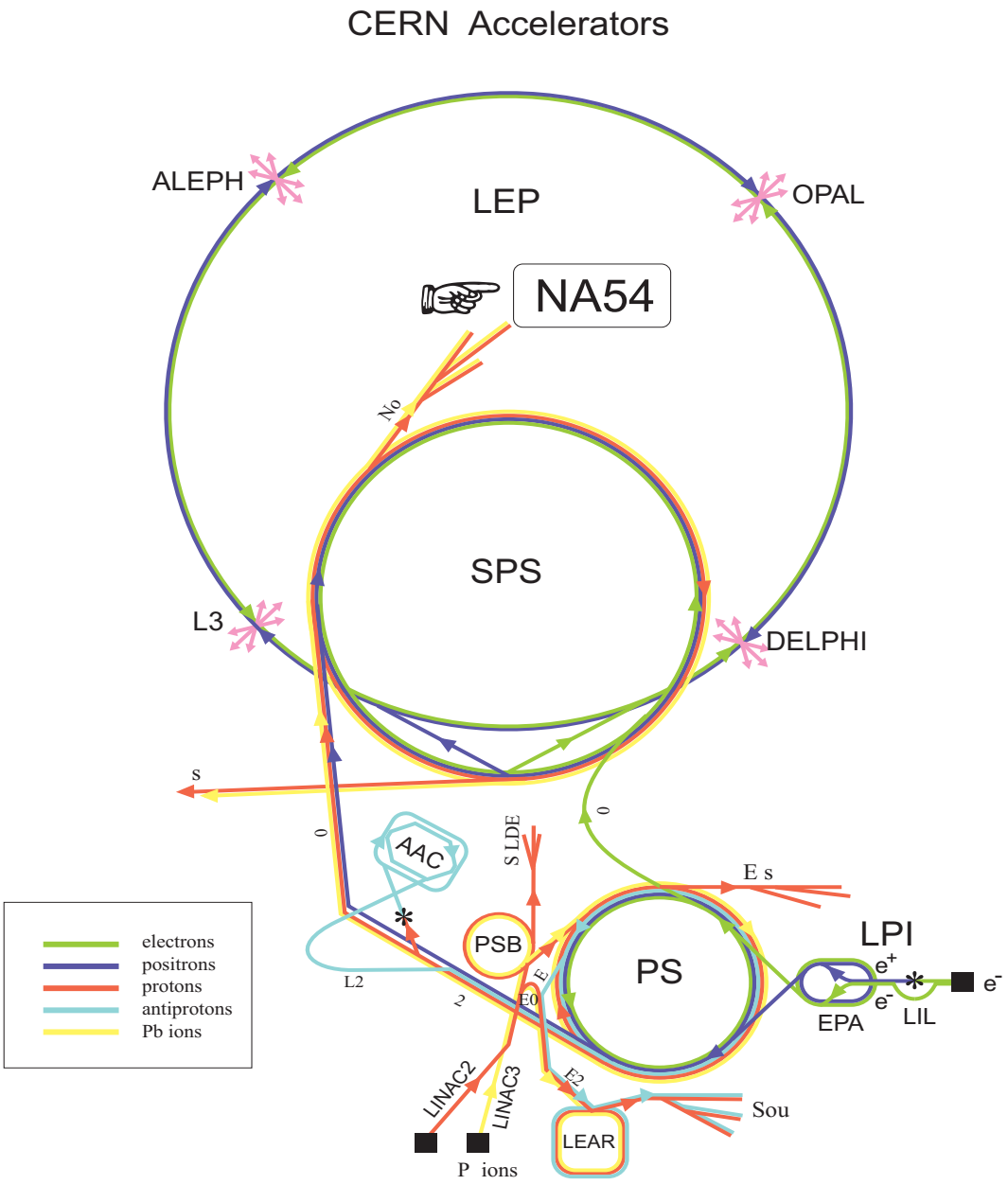


Abbildung 10.3: *Schematische Skizze des gesamten experimentellen Aufbaus am* CERN *SPS-Myonstrahl. Dargestellt sind die verschiedenen* ^{12}C *Targets und ihre räumliche Anordung hinter dem Beton- und Wasserabsorber. Zusätzlich ist noch die Bestrahlungsposition für die* Gd_2O_3 *und* Yb_2O_3 *Proben eingezeichnet.*



LEP: Large Electron Positron collider
SPS: Super Proton Synchrotron
AAC: Antiproton Accumulator Complex
ISOLDE: Isotope Separator OnLine DEvice
PSB: Proton Synchrotron Booster
PS: Proton Synchrotron
LPI: Lep Pre-Injector
EPA: Electron Positron Accumulator
LIL: Lep Injector Linac
LINAC: LINear ACcelerator
LEAR: Low Energy Antiproton Ring

Rudolf LEY, PS Division, CERN, 02.09.96

Abbildung 10.4: *Schematische Skizze aller Beschleunigereinrichtungen am CERN. Die Lage des Super-Proton-Synchrotrons (SPS), das unter anderem zur Erzeugung des Hochenergie-Myonstrahls verwendet wird ist in der Bildmitte zu sehen.*

Protonenergie	450 GeV	
Pulsfrequenz des Strahls (Spillrate) Pulsdauer (Spilldauer)	1 spill / 14.4 s 2.37 s	
Energie der Hadronen K^+ und π^+ Energie der Myonen μ^+	110 GeV 100 GeV	208 GeV 190 GeV
Energieunschärfe der K^+, π^+ Energieunschärfe der μ^+	$\pm 4\,\%$ $\pm 3.2\,\%$	$\pm 5\,\%$ $\pm 2.8\,\%$
max. Protonenintensität pro Spill max. Myonenintensität pro Spill	$3.5 \cdot 10^{12}$ $1 \cdot 10^8$	 $7 \cdot 10^7$
Strahlprofil (FWHM) am Eingang zum Magneten MNP26	horizontal 53 mm vertikal 55 mm	horizontal 50 mm vertikal 53 mm

Tabelle 10.1: *Strahleigenschaften des SPS-Hochenergie-Myonenstrahls M2 am* CERN. *Die angegebenen Werte entsprechen typischen gemessenen Werten [Dob94].*

Strahlprofil und Strahlposition:

Der Verlauf des Myonstrahls in der Experimentierhalle wurde mit einer Reihe von Vieldrahtproportionalkammern (MWPC19+20), die sich vor dem Experimentaufbau von NA54 befanden, kontrolliert. Die Strahlposition in der Halle wich dabei nur wenige mm von der Nullkoordinate der Strahlachse ab und war während der gesamten Meßperiode sehr stabil. Die Strahlführung ist so ausgelegt, daß die Strahldivergenz möglichst klein bleibt und der Durchmesser des μ-Strahls im größten Teil der Halle im Bereich von 50 mm (FWHM) liegt. In Abbildung 10.6 ist das horizontale- und vertikale Strahlprofil zu sehen, wie es am Eingang des Magneten MNP26, also unmittelbar vor dem Experimentaufbau, mit Hilfe zweier Vieldrahtproportionalkammern aufgezeichnet wurde. Das Strahlprofil läßt sich in horizontaler- als auch in vertikaler Richtung gut durch eine Gausskurve mit $\sigma \approx 26$ mm annähern, wie aus Abbildung 10.6 zu erkennen ist.
Neben dem eigentlichen Myonenstrahl wird in Referenz [Dob94] auch noch der sogenannte Strahlhalo definiert, der sich grob in zwei Bereiche einteilen läßt:

- naher Strahlhalo:
  Anteil der Myonen, die in einem Bereich von 5 cm bis 50 cm außerhalb der Strahlachse liegen.

- ferner Strahlhalo:
  Anteil der Myonen, die in einem Bereich von 50 cm bis 4 m außerhalb der Strahlachse liegen.

Von der Spin-Myon-Kollaboration wurde für den Ort des polarisierten Targets, an dem sich 1997 unser Experimentaufbau befand, ein naher Strahlhalo von 2% und ein ferner Halo von 0.5% für $E_\mu = 190$ GeV angegeben [Dob94].

Für die exakte Bestimmung der Wirkungsquerschnitte und des lateralen Aktivierungsprofils ist eine genaue Zentrierung des gesamten Meßaufbaus auf der μ-Strahlachse unerläßlich. Zur ersten, gröberen Positionierung der ^{12}C Targets wurde deshalb an drei

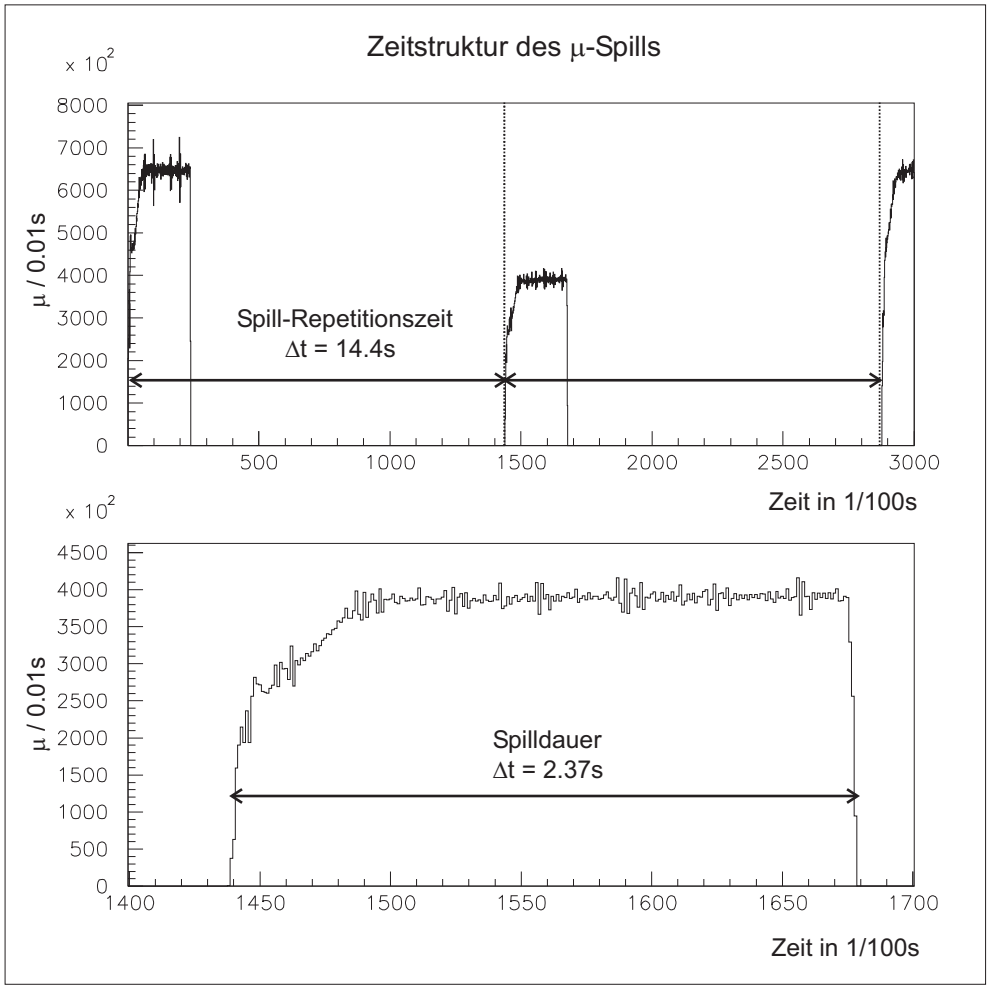


Abbildung 10.5: *Darstellung der gemessenen μ-Spill Zeitstruktur. Das obere Bild zeigt 3 aufeinanderfolgende μ-Spills mit der typischen Repetitionsrate von 1spill/14.4s. Das untere Bild zeigt die Zeitstruktur eines einzelnen μ-Spills mit einer Spilldauer von 2.37s.*

Stellen – vor dem Betonabsorber (1), zwischen Beton- und Wasserabsorber (2) und hinter dem Wasserabsorber (3) – jeweils ein hochempfindlicher Polaroidfilm (3000 ASA, Bestrahlungsdauer ca. 15 min) im μ-Strahl „belichtet". Die kreisrunde, belichtete Fläche des Films ergab eine Halbwertsbreite des μ-Strahls von etwas mehr als 50 mm für die Positionen (1) und (2). Deutlich zu sehen war auch eine Vergrößerung ($\varnothing \approx 80$ mm) und Verschmierung der belichteten Kreisscheibe in Position (3), was sich durch eine Strahlaufweitung und eine verstärkte Schauerbildung im Wasserabsorber erklären läst. Zur genauen Positionierung und Zentrierung der Meßanordnung wurde dann noch der μ-Strahl direkt vor den ^{12}C Targets mit Hilfe eines Szintillationszählers, mit einer aktiven Fläche von $2 \times 10\,\mathrm{cm}^2$, in horizontaler- und vertikaler Richtung abgetastet.

Bestimmung- und Eichung des Myonenflusses

Von großer Wichtigkeit ist auch die genaue Kenntnis des Myonenflusses dessen Fehler direkt in die Berechnung der Produktionsquerschnitte eingeht. Um sich nicht nur auf einen einzigen Strahlmonitor verlassen zu müssen, wurde mit Hilfe von drei unterschiedlichen

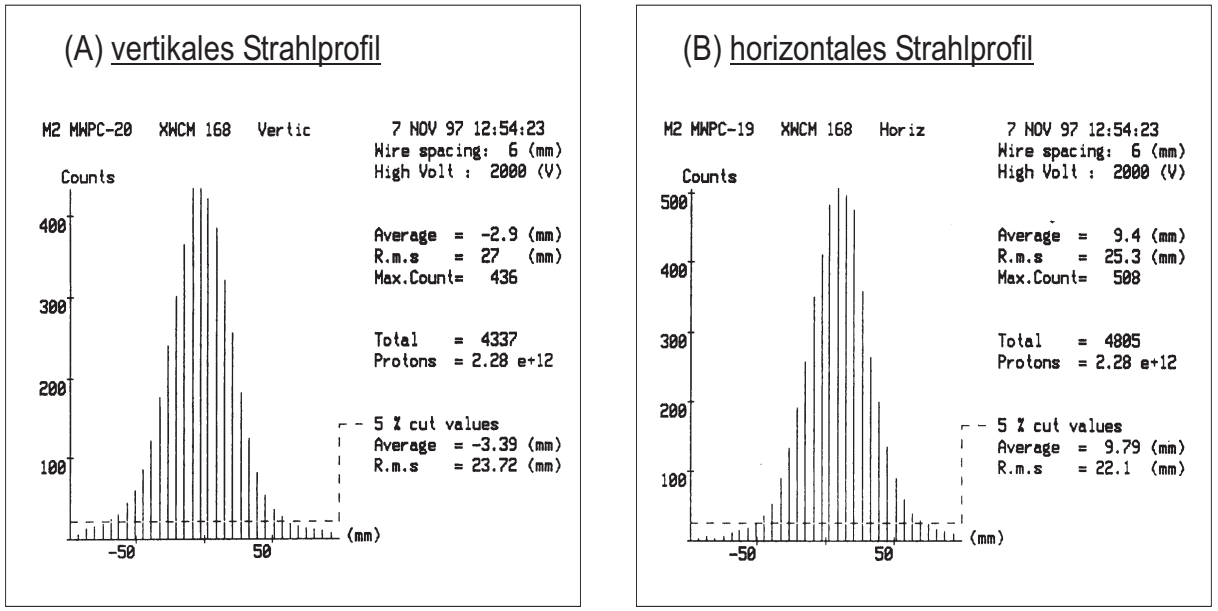


Abbildung 10.6: *Vertikales- (A) und horizontales (B) Strahlprofil, aufgezeichnet mit Hilfe zweier Vieldrahtproportionalkammern. Das Strahlprofil läßt sich in horizontaler- als auch in vertikaler Richtung gut durch eine Gausskurve mit $\sigma \approx 26\,mm$ annähern.*

Detektoren an verschiedenen Orten der Halle die Myonenintensität des Strahls bestimmt. Als Zähler wurden dazu verwendet:

- Hodoskop H5:
  Das Hodoskop H5 ist ein segmentierter Szintillationszähler mit einer effektiven Fläche von $20 \times 20\,cm^2$ der in zwei, in Koinzidenz geschalteten, orthogonal zueinander liegenden Ebenen angeordnet ist. Das H5 wurde von der SMC-Gruppe installiert und befand sich ca. 60 m vor dem Experimentaufbau von NA54.

- Szintillationszähler:
  Um den Myonenfluß direkt am Ort unseres Experiments bestimmen zu können, wurde unmittelbar vor dem Betonabsorber ein eigener Szintillationszähler mit einer aktiven Fläche von $15 \times 15\,cm^2$ installiert und gleichzeitig mit den anderen Zählern ausgelesen.

- Ionisationszähler:
  Mit Hilfe eines Ionisationszählers, der sich zwischen dem Hodoskop und dem Szintillationszähler befand konnten auch extrem hohe Myonintensitäten von $> 2{\cdot}10^8\,\mu$/Spill gemessen werden. Aufgrund der zu großen Totzeiten bei derart hohen Strahlintensitäten, lieferten die beiden Szintillationszähler hier keine zuverlässigen Meßergebnisse mehr. Der Ionisationszähler wurde ebenfalls von der SMC-Gruppe bereitgestellt und befand sich ca. 30 m vor dem NA54-Experimentaufbau.

- Eisen- und Nickelscheiben als integraler Strahlmonitor :
  Fe und Ni-Scheiben, für die die Produktionsraten von ^{54}Mn, ^{56}Co, ^{57}Co und ^{58}Co in Testmessungen bestimmt wurden, konnten unter anderem für die Bestrahlung der

Gd_2O_3 und Yb_2O_3 Targets, als Strahlmonitor eingesetzt werden [Hei98]. Die Targets wurden zusammen mit den Fe- und Ni-Scheiben bestrahlt, womit auch eine zusätzliche Information über eventuelle Änderungen in den hintereinander angeordneten Targets gegeben war [Hei98].

Die Zählraten der drei elektronischen Strahlmonitore wurden getrennt, über den Zeitraum der gesamte Meßperiode, von einen Zähler (Scaler) aufintegriert. Da für die Analyse der kurzlebigen Radionuklide jedoch auch eine zeitaufgelöste Kenntnis des Myonenflusses erforderlich war, wurden außerdem noch die Zählraten jedes einzelnen Spills aufgezeichnet. Für die spätere Datenanalyse wurde die vom Ionisationszähler aufgezeichnete Myonintensität verwendet, da dieser Zähler im gesamten μ-Flußbereich bis $3 \cdot 10^8$ μ/Spill stabil lief. Dazu wurde der Ionisationszähler bei niederen und mittleren Zählraten ($< 10^7$ μ/Spill) über die, in diesem Bereich noch stabile Szintillatorzählrate geeicht. Die Eichung mußte jedoch für die beiden Myonenergien von 100 GeV und 190 GeV gesondert durchgeführt werden, da der Ionisationsverlust der Myonen im Zähler nach der Bethe-Bloch Formel, energieabhängig ist.

Schauerentwicklung im Absorber und Wahl der Absorberdicke:

Wie in Kapitel 4.5.1 bereits erläutert wurde, werden beim Durchgang von hochenergetischen Myonen durch Gesteinsschichten bzw. Absorbermaterialien, elektromagnetische- und hadronische Schauer gebildet, die sich entlang der Myonbahn ausbreiten. Für die Bestimmung der effektiven Produktionsquerschnitte ist es entscheidend, daß die Länge des Absorbers in Strahlrichtung für eine vollständige Ausbildung des Schauers ausreicht.
In vorangegangenen Experimenten, die auch am Myonenstrahl M2 durchgeführt wurden (siehe [Cri97] und [Neu90]), wurde der Einfluß der Beton-Absorberdicke auf die Schauerentwicklung und insbesondere auf die produzierten Aktivitäten einzelner Radionuklide bereits quantitativ ermittelt. Demnach konnte experimentell gezeigt werden, daß die Anzahldichte der myon-induzierten Schauerteilchen ab einer Absorberlänge von ca. 2 m konstant bleibt.
Messungen, die von D. Vignaud et al. beim Protonenzerfallsexperiment im Frejus-Tunnel durchgeführt wurden, bestätigen diese Ergebnisse [Neu90]. Demnach haben Schauer eine Sättigungslänge von < 3 m, wobei Schauer mit einem großen hadronischen Anteil ($\pi^{\pm}$, π^0, $K^{\pm}$, K^0, n, p) meist eine Sättigungslänge von 1-2 m besitzen.

Die sekundären Schauerteilchen treten je nach Art und Energie mit einer unterschiedlich breiten Verteilung aus der Absorberoberfläche aus und können somit auch weit außerhalb der Strahlachse die Targets, die in einer Ebene senkrecht zum Strahl angeordnet sind, aktivieren. Für die Normierung der gemessenen Produktionsraten auf die gesamte Targetebene ist deshalb eine genaue Erfassung des lateralen Aktivierungsprofils unerläßlich.
Um einen Eindruck von der Energieabhängigkeit der lateralen Schauerentwicklung am Ort der ^{12}C Targets zu bekommen, wurde zusätzlich zu dem Szintillationszähler *vor* dem Betonabsorber (SZ1) ein weiterer Zähler (SZ2) mit einer aktiven Fläche von $14 \times 14\,\mathrm{cm}^2$ und einer Dicke von 1 cm *hinter* dem Beton- und Wasserabsorber verwendet. Nach der Eichung mit Hilfe einer ^{137}Cs-Eichquelle (Compton-Kante bei E = 477 keV) wurde der Zähler SZ2 mit zwei verschiedenen Energieschwellen $E_{thr} = 1$ MeV und $E_{thr} = 4$ MeV ausgelesen. Zusätzlich konnte dieser Zähler in horizontaler Richtung, senkrecht zur Strahlachse

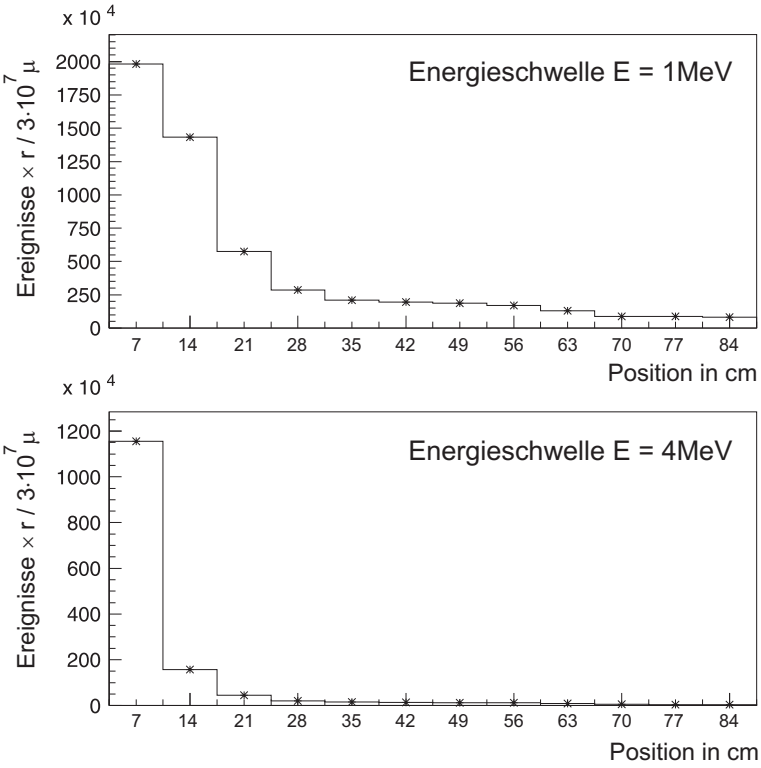


Abbildung 10.7: *Messung des Schauerprofils mit Hilfe eines Szintillationszählers, der in verschiedenen Positionen, lateral zur Strahlachse mit zwei verschiedenen Energieschwellen $E_{\mathrm{thr}} = 1\,MeV$ (oberes Bild) und $E_{\mathrm{thr}} = 4\,MeV$ (unteres Bild), betrieben wurde.*

verschoben werden, wobei die Zählraten von SZ2 für die beiden Energieschwellen in verschiedenen Positionen, lateral zur Strahlachse bestimmt wurden. Abbildung 10.7 zeigt die Ergebnisse dieser Messung, wobei sehr deutlich die unterschiedlichen Breiten des Schauerprofils bei den beiden Energieschwellen $E_{\mathrm{thr}} = 1\,\mathrm{MeV}$ (oberes Bild) und $E_{\mathrm{thr}} = 4\,\mathrm{MeV}$ (unteres Bild) zu sehen sind. Das obere Bild zeigt, daß man unterhalb der gesetzten Schwelle von 4 MeV auf alle geladenen Teilchen sensitiv ist, da selbst minimal ionisierende Schauerteilchen mit einer Energiedeposition von $\sim 2\,\mathrm{MeV/cm}$ zum Signal beitragen. Dagegen können Protonen mit einer Energie kleiner $\sim 250\,\mathrm{MeV}$ Pulse über 4 MeV im 1 cm dicken Szintillatorkristall erzeugen, während Elektronen in diesem Energiebereich nicht nachgewiesen werden. Das untere Bild zeigt deshalb die laterale Schauerverteilung, die dominant von der hadronischen Komponente des Schauers gebildet wird und relativ zur μ-Strahlachse, nach Abb. 10.7 sehr viel schmaler ist, als die mit einer Schwelle von 1 MeV aufgenommene Verteilung.

10.2 Meßergebnisse für die myon-induzierte Produktion von ^{11}C

Eines der wichtigsten Radionuklide, das maßgeblich für den kosmogenen Untergrund im pep-Neutrinointervall (0.8 MeV<E<1.4 MeV) verantwortlich ist, ist das Isotop ^{11}C. Es

zerfällt mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 20.38\,\text{min}$ über β^+-Zerfall zu 100% auf den Grundzustand von ^{11}B:

$$^{11}C \longrightarrow {}^{11}B + e^+ + \nu_e \tag{10.1}$$

Die β^+-Endpunktenergie beträgt dabei $E_{\beta^+} = 960\,\text{keV}$, d.h. im Detektor wird beim ^{11}C-Zerfall Energie im Bereich zwischen 1 MeV und 2 MeV deponiert, da das Energiespektrum durch die Emission der beiden 511 keV Annihilationsquanten um ca. 1 MeV nach oben verschoben wird. In Detektoren mit Flüssigszintillator-Targets (C_nH_m) kann ^{11}C zum Beispiel über die Reaktionen

$$\begin{aligned} &^{12}C\,(n,2n)\,^{11}C \\ &^{12}C\,(\gamma,n)\,^{11}C \\ &^{12}C\,(p,np)\,^{11}C \end{aligned} \tag{10.2}$$

in myon-induzierten elektromagnetischen- oder hadronischen Schauern gebildet werden. Zur Bestimmung des ^{11}C-Produktionsquerschnitts am SPS-Myonstrahl wurden PET-Flaschen (Ø=9cm, V≈1l) mit dem für BOREXINO vorgesehenen Flüssigszintillator PC (C_9H_{12}) als Target, gefüllt. Jeweils 6 dieser Flaschen wurden nebeneinander, lateral zur Strahlachse hinter dem Beton- und Wasserabsorber angeordnet, wobei die mittlere Flasche (F0) längs der Strahlachse zentriert war (siehe Abb. 10.8). In Abb. 10.8 ist die ^{11}C-Produktion N(t) mit

$$N(t) \propto \tau \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \quad , \quad \tau = \frac{1}{\lambda} = 1764.1\,\text{s} \tag{10.3}$$

in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdauer t im μ-Strahl dargestellt. Demnach befindet sich die ^{11}C-Produktionsrate nach einer kontinuierlichen Bestrahlungsdauer von ca. 100 Minuten oder ca. 3.5 Halbwertszeiten, in Sättigung. Die einzelnen PC-Flaschen wurden nun nach einer Mindestbestrahlungsdauer (Sättigungsdauer) von ca. 1 3/4 Stunden aus dem μ-Strahl genommen und ein Teil des aktivierten Szintillators sofort in eine PTFE-Meßdose mit einem Volumen von 70 ml gefüllt. Um eine Reduzierung der Lichtausbeute durch den im Szintillator gelösten Sauerstoff zu vermeiden (Quenching), wurde der Szintillator in der Meßdose ca. 1 min mit Stickstoff „gespült“ und danach luftdicht abgeschlossen.

Die Bestimmung der Aktivität der Probe erfolgte mit Hilfe der $\beta-\gamma-$Koinzidenzmethode direkt in der Experimentierhalle EHN2. In Abbildung 10.9 ist der Aufbau für diese Koinzidenzanordnung schematisch dargestellt. Die PTFE-Meßdose mit dem aktivierten Szintillator befindet sich zwischen einem Photovervielfacher (PMT) und einem n-Typ LOAx-Germanium-Detektor, der durch seinen großflächigen ($Ø = 70.7\,\text{mm}$), aber relativ dünnen ($d = 30.2\,\text{mm}$) Ge-Kristall besonders für den Nachweis der niederenergetischen 511 keV Annihilationsquanten aus dem β^+-Zerfall des ^{11}C geeignet ist. Die Energieauflösung des LOAx-Detektors beträgt 391 eV (bei 6 keV) bzw. 680 eV (bei 122 keV). Die Meßdose ist über eine Quarzglasscheibe an den PMT optisch angekoppelt, wobei die Lichtausbeute für den β^+-Zerfall durch das weiße PTFE optimiert ist. Beide Detektoren sind mit 10 cm Blei umgeben, wobei durch eine innere Schicht von 5 mm Kupfer die Fluoreszenz-Röntgenquanten aus dem Blei absorbiert werden. Die Effizienz dieser Koinzidenzanordnung ist aus

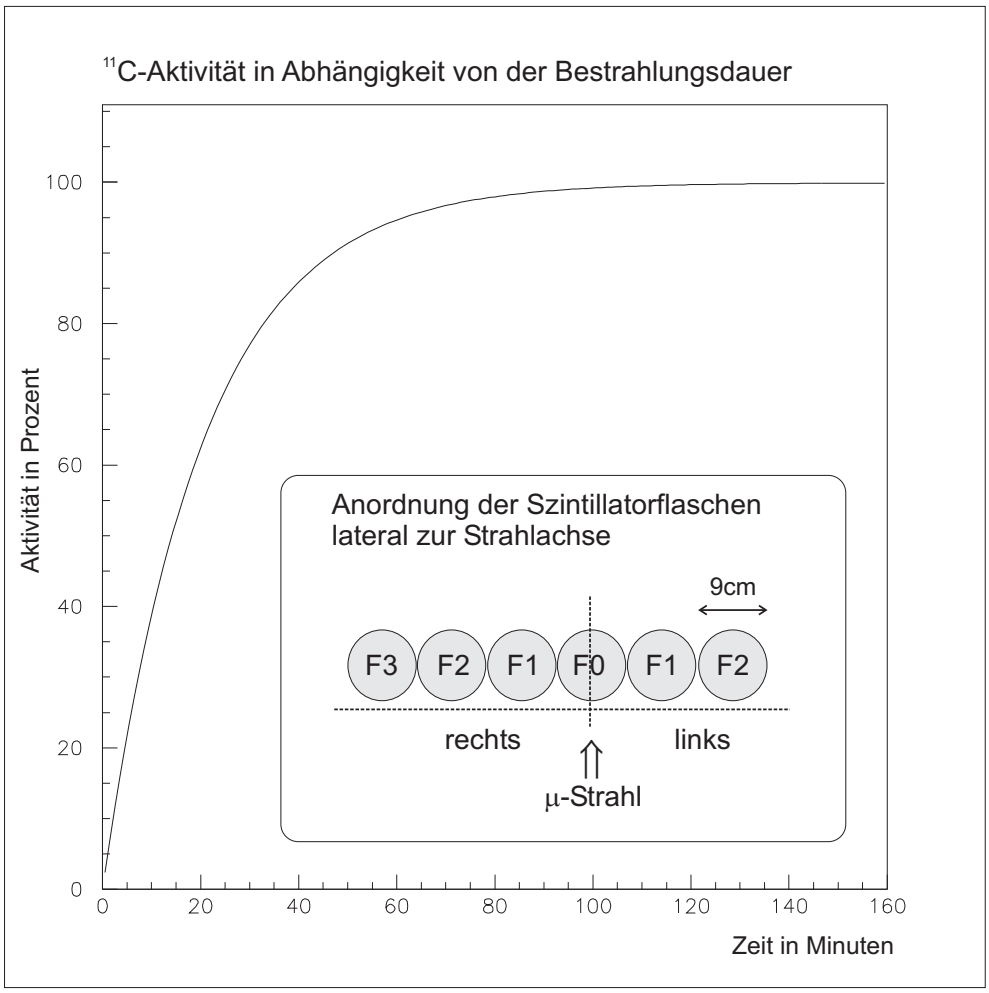


Abbildung 10.8: *^{11}C-Produktion in Abhängigkeit von einer kontinuierlichen Bestrahlungsdauer t im μ-Strahl. Die ^{11}C-Aktivität ist in Prozent der Sättigungsaktivität angegeben. Außerdem ist im kleinen Bild die Anordnung der 6 mit Flüssigszintillator gefüllten Polyethylen-Flaschen dargestellt, die lateral zur Strahlachse hinter dem Beton- und Wasserabsorber angeordnet wurden.*

den NAA-Messungen [Hen99, Hen98] mit der gleichen Geometrie bereits bekannt und beträgt $\epsilon_{Det} = 6.042\%$. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die myon-induzierte Produktion von ^{11}C wurde nun nach folgenden Schritten vorgegangen.

1. Zuerst wurde die ^{11}C-Zählrate in der bestrahlten Szintillatorprobe N_{counts} bestimmt. Dazu wurde die Anzahl der Ereignisse innerhalb des angefitteten 511 keV-Peaks im Spektrum des Germanium-Detektors ermittelt, der in Koinzidenz mit dem PMT geschaltet war.

2. Für die einzelnen Szintillatorproben wurde jeweils der sogenannte *effektive Wirkungsquerschnitt* σ_{eff} für die jeweiligen Bestrahlungspositionen lateral zur Strahlachse ermittelt. Korrekturfaktoren bezüglich der Geometrie der bestrahlten Proben-Targetfläche und des Strahl- und Schauerprofils sind in ihm noch nicht berücksichtigt. Der effektive Wirkungsquerschnitt σ_{eff} bezeichnet also den noch unkorrigierten Wirkungsquerschnitt.

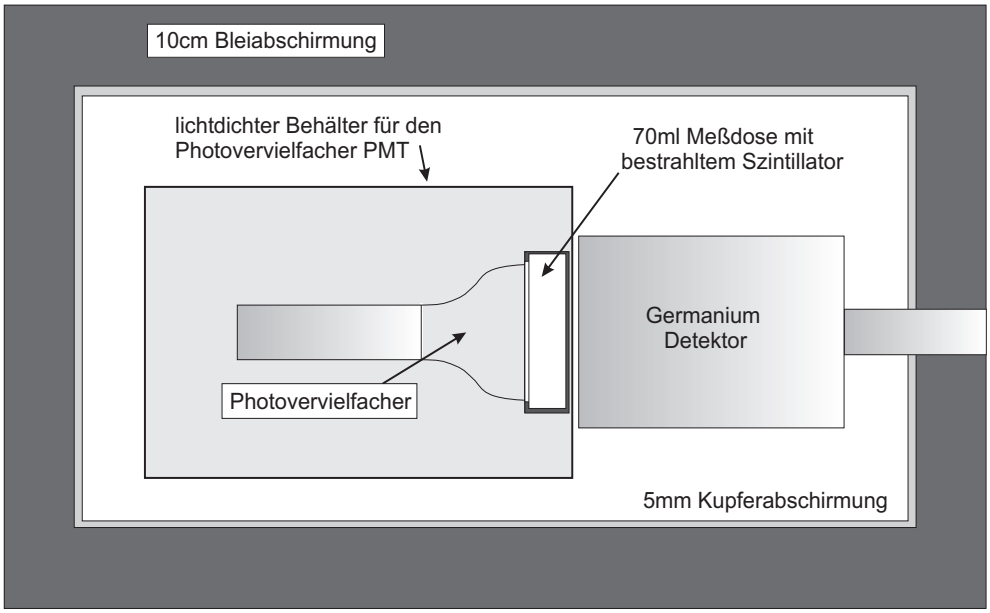


Abbildung 10.9: *Schematische Darstellung des Meßaufbaus für die $\beta-\gamma-$Koinzidenzmethode zur Bestimmung der ^{11}C-Aktivität der bestrahlten Probe [Hen99].*

3. Aus der Abhängigkeit der effektiven Wirkungsquerschnitte von der lateralen Bestrahlungsposition wurde nun mit Hilfe eines Fits an die Meßdaten über χ^2 Minimierung das *laterale Aktivierungsprofil* für ^{11}C bestimmt.

4. Basierend auf der nun bekannten Aktivierungsverteilung konnte die Normierung der tatsächlich bestrahlten Proben-Targetfläche auf die totale Aktivität in der gesamten Targetfläche erfolgen, sprich die Umrechnung von effektiven- in *totalen Wirkungsquerschnitt* σ_{tot}.

10.2.1 Bestimmung des effektiven Wirkungsquerschnitts

Bei allen Entnahmen von Szintillatorproben aus dem Myonstrahl war eine Sättigung der ^{11}C-Aktivität des Targets gewährleistet. Für die Bestimmung des effektiven Wirkungsquerschnitts kann deshalb von einem Gleichgewicht zwischen der ^{11}C-Produktionsrate und der ^{11}C-Zerfallsrate ausgegangen werden:

$$\begin{aligned} \text{Produktionsrate}\,^{11}\text{C} &= \text{Zerfallsrate}\,^{11}\text{C} \\ \Phi_\mu \cdot \sigma_{eff} \cdot \eta_{^{12}C} &= \lambda \cdot N_{^{11}C} \end{aligned}$$

Dabei bezeichnet $\tau = 1/\lambda = 1764.1\,\text{s}$ die Lebensdauer von ^{11}C und $N_{^{11}C}$ die Anzahl der ^{11}C-Atome zum Zeitpunkt der Entnahme der Probe aus dem Myonstrahl. Die Flächendichte $\eta_{^{12}C}$ der ^{12}C-Targetatome in der Meßdose läßt sich aus der Dichte von PC ($\rho_{PC} = 0.89\,\text{g/cm}^3$) und aus seiner molaren Masse von $n_m = 120.195\,\text{g/mol}$ zu $\eta_{^{12}C} = 7.3{\cdot}10^{22}\text{cm}^{-2}$ berechnen. Φ_μ ist die Intensität des Myonenstrahls in μ/s. Im Falle einer konstanten Intensität Φ_μ ergibt sich für den effektiven Wirkungsquerschnitt folgender Ausdruck:

$$\sigma_{eff} = \frac{N_{^{11}C} \times 10^{30}}{\tau \cdot \eta_{^{12}C} \cdot \Phi_\mu} \quad [\mu barn] \tag{10.4}$$

Die Anzahl der ^{11}C-Atome zum Zeitpunkt t_0 der Entnahme der Probe aus dem Myonstrahl, läßt sich berechnen aus:

$$N_{^{11}C} = \frac{N_{counts}}{\epsilon_{Det} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{mess}})(e^{-\lambda \Delta t})} \tag{10.5}$$

wobei t_{mess} die Meßdauer der aktivierten Szintillatorprobe in der $\beta - \gamma-$ Koinzidenzanordnung bezeichnet. Δt ist die Zeitspanne zwischen dem Ende der Bestrahlung t_0 und dem Beginn der $\beta - \gamma-$Koinzidenz Messung. N_{counts} gibt die Anzahl der ^{11}C-Zerfälle während der Meßdauer t_{mess} an.

Wegen großer zeitlicher Intensitätsschwankungen des Myonenflusses Φ_μ während der Strahlzeit und um einer damit verbundenen Produktionsratenschwankung Rechnung zu tragen, wurde zur genauen Bestimmung des effektiven Wirkungsquerschnitts, eine neue mit der Halbwertszeit von ^{11}C korrigierte Größe definiert, die sogenannte *effektive Myonzahl* N_μ^{eff}:

$$N_\mu^{eff}(t_0) = \int_0^{t_0} N_\mu(t') \cdot e^{-\lambda(t_0 - t')}\, dt' \tag{10.6}$$

Die effektive Myonzahl N_μ^{eff} zur Zeit t_0 wird also durch eine Wichtung der tatsächlichen, zur Zeit t gemessenen Myonzahl $N_\mu(t)$ mit dem exponentiellen Zerfallsterm des Isotops ^{11}C, bestimmt. Mit Hilfe dieser Definition und unter Verwendung von Formel 10.5 läßt sich der effektive Wirkungsquerschnitt wie folgt berechnen:

$$\sigma_{eff} = \frac{10^{30}}{\eta_{^{12}C} \cdot N_\mu^{eff}(t_0)} \cdot \frac{N_{counts}}{\epsilon_{Det} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{mess}})(e^{-\lambda \Delta t})} \quad [\mu barn] \tag{10.7}$$

In Tabelle 10.2 ist eine Zusammenstellung der Meßergebnisse aller bestrahlten PC-Flaschen zu sehen, die nebeneinander lateral zur Strahlachse angeordnet waren. Dargestellt für die einzelnen Positionen der Szintillatorproben ist jeweils die effektive Myonenzahl N_μ^{eff} zum Zeitpunkt der Probenentnahme und der daraus berechnete effektive Wirkungsquerschnitt σ_{eff}. Im nachfolgenden Kapitel soll nun beschrieben werden, wie ausgehend von diesen Meßergebnissen das laterale Aktivierungsprofil für die myonen-induzierte Produktion von ^{11}C bestimmt werden und somit der totale Wirkungsquerschnitt für ^{11}C berechnet werden kann.

10.2.2 Bestimmung des Aktivierungsprofils für das Isotop ^{11}C

Um die gemessenen Produktionsraten bzw. die effektiven Wirkungsquerschnitte auf die gesamte Targetebene normieren zu können, ist eine genaue Erfassung des lateralen Aktivierungsprofils unerläßlich. Da sich die laterale Schauerverteilung innerhalb der Targetdimensionen signifikant ändern kann, muß die Ausdehnung des Targets in der Datenanalyse berücksichtigt werden.
In vorausgegangenen Experimenten [Hei98, Neu90] wurde unter anderem die Produktion von ^{56}Co, ^{57}Co, ^{58}Co und ^{54}Mn mit Hilfe von ^{58}Ni-, ^{60}Ni- und ^{54}Fe-Targets am SPS-Myonstrahl untersucht. Nach den Ergebnissen dieser Profilmessungen, läßt sich das laterale Aktivierungsprofil der angegebenen Isotope sehr gut durch eine Superposition einer

		E_μ=100 GeV		E_μ=190 GeV	
Probe	Position	N_μ^{eff}	σ_{eff} [$\mu barn$]	N_μ^{eff}	σ_{eff} [$\mu barn$]
F0	x = 0 cm	$4.2 \cdot 10^9$	184.0 ± 5.0	$3.7 \cdot 10^9$	316.9 ± 15.0
		$4.4 \cdot 10^9$	177.2 ± 4.0	$2.0 \cdot 10^9$	311.7 ± 8.5
		$17.7 \cdot 10^9$	180.5 ± 3.0		
		$7.0 \cdot 10^9$	172.8 ± 3.0		
F1-R	x = +9.3cm	$4.0 \cdot 10^9$	27.0 ± 2.0	$1.8 \cdot 10^9$	32.8 ± 3.7
		$4.4 \cdot 10^9$	29.4 ± 2.0	$4.0 \cdot 10^9$	34.6 ± 1.9
		$7.7 \cdot 10^9$	31.2 ± 1.0		
F1-L	x = −9.3cm	$5.3 \cdot 10^9$	23.0 ± 1.2	$3.4 \cdot 10^9$	46.7 ± 2.6
		$8.1 \cdot 10^9$	25.5 ± 1.2	$3.3 \cdot 10^9$	43.3 ± 2.5
F2-R	x = +18.5cm	$22.0 \cdot 10^9$	4.4 ± 0.3	$3.8 \cdot 10^9$	6.8 ± 1.0
		$5.8 \cdot 10^9$	5.7 ± 0.8	$4.1 \cdot 10^9$	6.6 ± 1.0
F2-L	x = −18.5cm	$7.8 \cdot 10^9$	4.2 ± 0.6	$3.8 \cdot 10^9$	9.6 ± 1.2
				$3.5 \cdot 10^9$	7.8 ± 1.1
F3-R	x = +27.7cm	$21.8 \cdot 10^9$	1.8 ± 0.2	$3.4 \cdot 10^9$	2.9 ± 0.9
		$5.9 \cdot 10^9$	3.2 ± 0.6	$3.7 \cdot 10^9$	2.4 ± 0.8
		$5.8 \cdot 10^9$	2.7 ± 0.6		
F4-R	x = +36.9cm	$21.0 \cdot 10^9$	1.7 ± 0.2	$3.6 \cdot 10^9$	2.4 ± 0.8
		$20.3 \cdot 10^9$	1.1 ± 0.2	$3.3 \cdot 10^9$	2.2 ± 0.8
		$7.7 \cdot 10^9$	1.3 ± 0.4		

Tabelle 10.2: *Zusammenfassung der Meßergebnisse für die beiden Myonstrahl-Energien $E_\mu = 100\,GeV$ und $E_\mu = 190\,GeV$. Dargestellt für die einzelnen Positionen der Szintillatorproben ist jeweils die effektive Myonenzahl N_μ^{eff} zum Zeitpunkt der Probenentnahme und der daraus berechnete effektive Wirkungsquerschnitt σ_{eff}.*

Gaussfunktion (im zentralen Bereich nahe der Myonstrahlachse) und einem exponentiellen Abfall (vor allem für Abstände r> 15 cm von der Achse) beschreiben.

$$\Phi(r) = C_0\, e^{-ar^2} + C_1\, e^{-br} \tag{10.8}$$

Der gemessene effektive Wirkungsquerschnitt σ_{eff} in einer mit Szintillator gefüllten Targetflasche läßt sich durch das Integral des lateralen Aktivierungsprofils über die jeweilige Flaschenquerschnittsfläche im Abstand r zur Myonstrahlachse darstellen

$$\sigma_{eff}(Flasche) = \int_{\emptyset Flasche} \sigma \cdot \Phi(r') 2\pi r' dr' \tag{10.9}$$

wobei σ den gesuchten totalen Wirkungsquerschnitt beschreibt. Für die normierte Verteilungsfunktion $\Phi(r)$ gilt dabei

$$\int_0^\infty \Phi(r) 2\pi r dr = 1 \quad . \tag{10.10}$$

Mit Hilfe einer selbstkonsistenten χ^2-Minimierung der Funktion $\Phi(r)$ in bezug auf die in verschienenen Bestrahlungspositionen erhaltenen Meßdaten, konnte die Produktions-

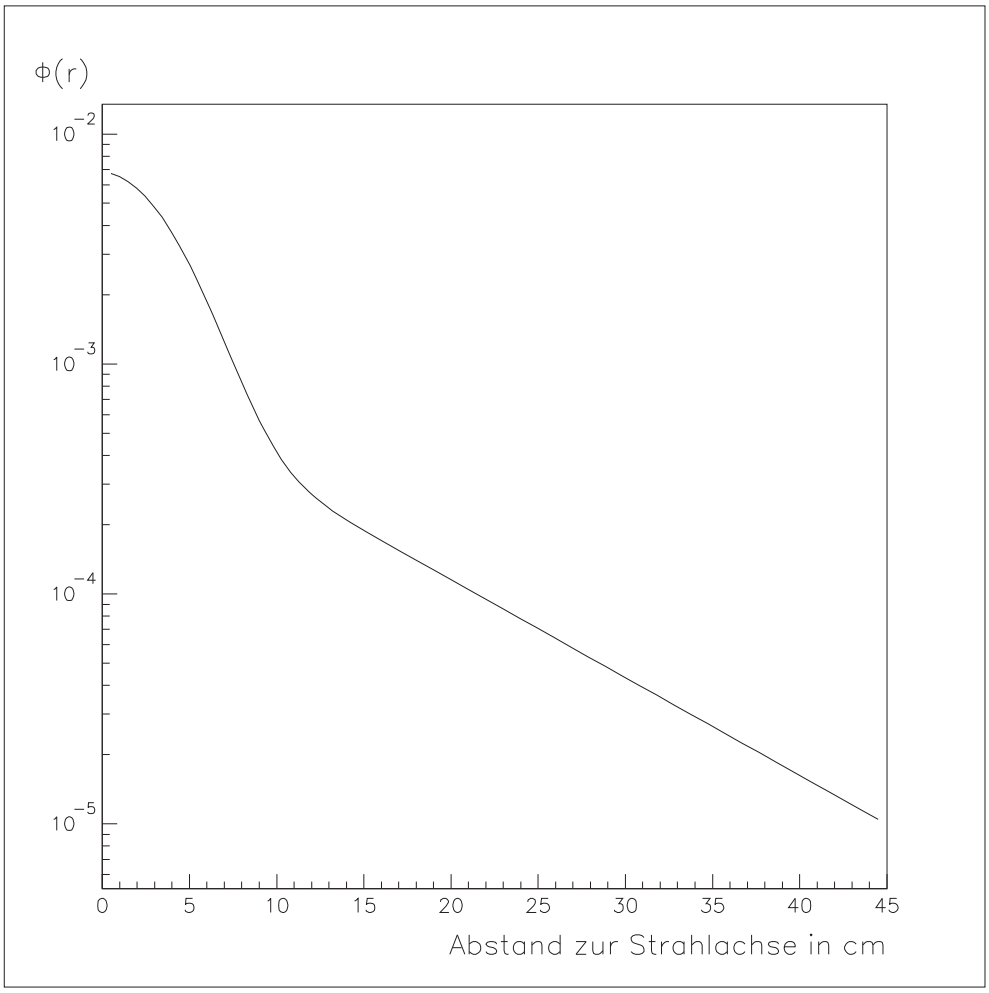


Abbildung 10.10: *Laterales Aktivierungsprofil $\Phi(r)$ für ^{11}C. Diese Verteilung beschreibt die normierte Wahrscheinlichkeitsdichte, daß das Isotop ^{11}C in einem bestimmten Abstand r senkrecht zum Myonstrahl erzeugt wird. Die Unsicherheit von $\Phi(r)$ für r kleiner $\sim 10\,cm$ beträgt $\sim 3\%$, für größere laterale Abstände steigt dieser Wert an (z.B. $\sim 18\%$ für $r \sim 30\,cm$, siehe Tab. 10.2).*

wahrscheinlichkeit eines Isotops in einem Kreisring der Fläche $2\pi r dr$ bestimmt werden. Aus den Daten erhält man somit die laterale Verteilungsfunktion für ^{11}C

$$\Phi(r) = \frac{1}{166} \cdot e^{-0.0403\,r^2} + \frac{1}{1223} \cdot e^{-0.098\,r} \tag{10.11}$$

wobei r in cm gegeben ist (siehe Abb. 10.10). An dieser Stelle sei noch bemerkt, daß sich alle in dieser Arbeit angegebenen Wirkungsquerschnitte σ auf die Produktion der Radionuklide in einer Kreisfläche mit Radius 45 cm um die Achse des Myonstrahls beziehen. Wie aus Gleichung 10.11 zu entnehmen ist, werden in dieser Fläche 96% der insgesamt erzeugten Radionuklide produziert. Abb. 10.11 zeigt noch einmal den Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma(r)$ in Abhängigkeit der betrachteten Targetfläche mit Radius r. Als systematische Unsicherheiten, die in die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts σ eingehen, wurden als Quellen die Detektoreffizienz, die statistische Unsicherheit bei der Messung von $\Phi(r)$, die relative Position des Targets zur Achse des Myonstrahls und die

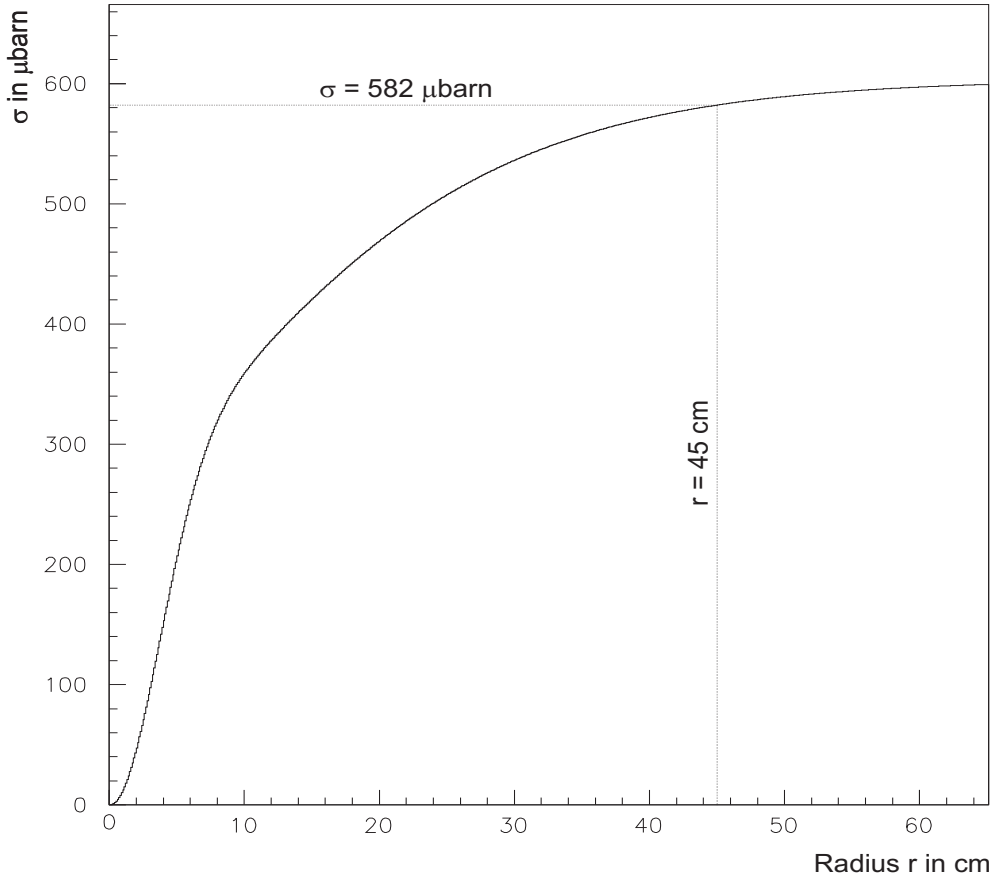


Abbildung 10.11: *Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma(r)$ in Abhängigkeit der betrachteten Targetfläche mit Radius r.*

Eichung der Myonstrahlintensität des in Betracht gezogen. In Tabelle. 10.3 sind diese Unsicherheiten noch einmal quantitativ zusammengestellt. Als systematische Gesamtunsicherheit des berechneten Wirkungsquerschnitts σ erhält man 9.1%. Bei der Berechnung von σ wurde allerdings der noch etwas konservativere Wert für die Gesamtunsicherheit von 10% angenommen.

Quellen für systematische Unsicherheiten:	
Detektoreffizienz	$\sim 1\%$
statistische Unsicherheit bei der Messung von $\Phi(r)$	$\sim 3\%$
relative Position des Targets zur Myonstrahl-Achse	$\sim 6\%$
Eichung der Intensität des Myonstrahls	$\sim 6\%$
systematische Gesamtunsicherheit	9.1%

Tabelle 10.3: *Zusammenstellung der Quellen für systematische Unsicherheiten, die in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts von ^{11}C bzw. ^{7}Be eingehen.*

Für die in diesem Kapitel beschriebene Detektionsmethode kann nun mit der Verteilungsfunktion aus Gleichung 10.11, ein totaler Wirkungsquerschnitt für ^{11}C von σ=(582 $\pm$ 58) μbarn für $E_\mu = 100\,GeV$ bzw. σ=(925 $\pm$ 93) μbarn für $E_\mu = 190\,GeV$ errechnet werden.

10.3 Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts für das Isotop ^{7}Be

Die Produktion von ^{7}Be erfolgt in Flüssigszintillator-Targets bzw. in den als ^{12}C-Target verwendeten PE-Scheiben z.B. über die Reaktionen

$$^{12}C\,(n,\,2n\,\alpha)\,^{7}Be$$
$$^{12}C\,(p,\,n\,p\,\alpha)\,^{7}Be$$
$$^{12}C\,(\gamma,\,n\,\alpha)\,^{7}Be$$

An der Erdoberfläche stammen die, für die ^{7}Be-Produktion verantwortlichen Protonen und Neutronen, vorwiegend aus der hadronischen Komponente der Höhenstrahlung, während sie in Untergrundlabors als sekundäre Schauerteilchen beim Durchgang von Myonen durch die Detektorabschirmung gebildet werden. Das gleiche gilt auch für die vorwiegend aus der elektromagnetischen Komponente der Höhenstrahlung stammenden Photonen.
Das Isotop ^{7}Be zerfällt mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 53.3\,d$ über die Elektroneneinfangsreaktion $^7Be + e^- \rightarrow {}^7Li + \nu_e$. Dabei wird in 10.52% der Fälle ein γ-Quant der Energie $E_\gamma = 478\,keV$ emittiert (siehe Abbildung 10.12).
Da diese Energie direkt in das für den Nachweis der ^{7}Be-Neutrinos so wichtige Energieintervall zwischen 250 keV und 800 keV fällt, ist eine genaue Bestimmung des myoninduzierten Produktionsquerschnitts für dieses Isotop von großer Bedeutung.

Zwei Sets, bestehend aus je 7 PE-Scheiben ($\emptyset = 7cm$, $d = 2cm$), die lateral zum μ-Strahl angeordnet waren, wurden jeweils bei $E_\mu = 100\,GeV$ (A-Probe) und $E_\mu = 190\,GeV$ (B-Probe) bestrahlt. Die bei diesen Energien während der 8-tägigen (bei 100 GeV) und 4-tägigen (bei 190 GeV) Bestrahlung akkumulierten Myonzahlen sind aus Tabelle 10.4 zu entnehmen. Die Messung der ^{7}Be-Aktivität der einzelnen PE-Scheiben erfolgte mittels low-level-γ-Spektroskopie mit Hilfe von Ge-Detektoren an untergrundarmen Meßplätzen in Heidelberg [Heu98] (Auswertung der A-Proben) und am Gran Sasso Untergrundla-

	E_μ= 100 GeV ($\sim$ 8 Tage)	E_μ= 190 GeV ($\sim$ 4 Tage)
totale, integrale Myonzahl N_μ	$1.53 \cdot 10^{12}$	$3.45 \cdot 10^{11}$
effektive Myonzahl N_μ^{eff} für ^{7}Be	$1.39 \cdot 10^{12}$	$3.36 \cdot 10^{11}$

Tabelle 10.4: *Die bei der Bestrahlung der PE-Scheiben aufgetretenen integralen Myonzahlen N_μ, aufgelistet für die beiden Strahl-Energien E_μ=100 GeV und E_μ=190 GeV. Außerdem ist noch die mit der Halbwertszeit von ^{7}Be gewichtete effektive Myonzahl N_μ^{eff} gegeben.*

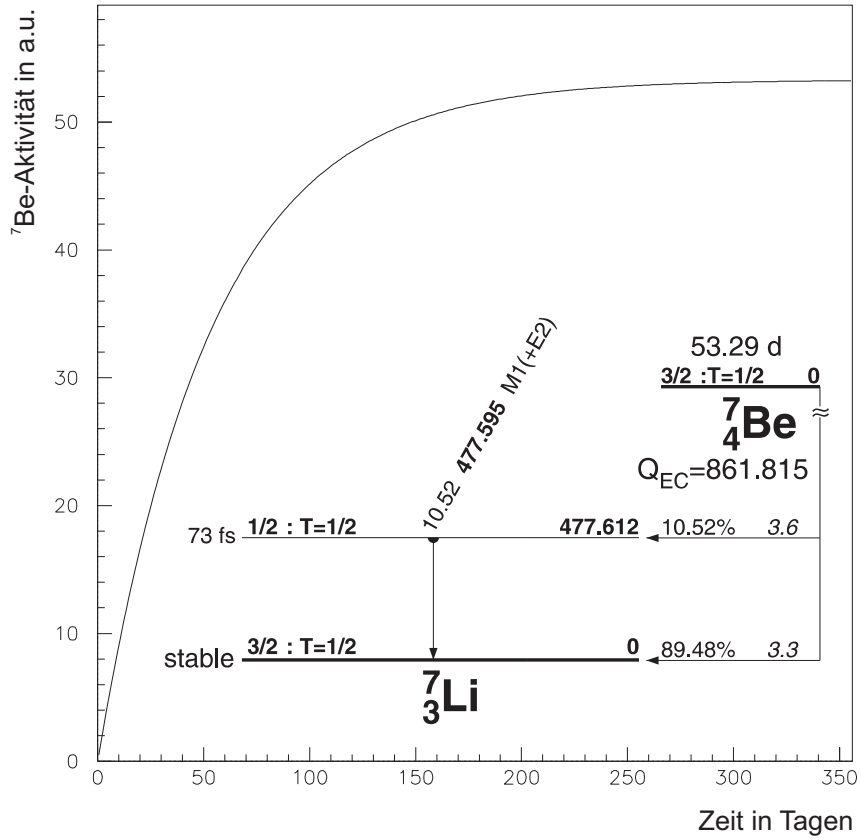


Abbildung 10.12: *^{7}Be-Produktion im Myonstrahl in Abhängigkeit von einer, als kontinuierlich angenommenen Bestrahlungsdauer in Tagen (durchgezogene Kurve) und Darstellung des Zerfallsschemas von ^{7}Be (eingebettete Grafik).*

bor [Lau98] (Auswertung der B-Proben). Unter Verwendung der effektiven Myonzahl (siehe Formel 10.6) für das Isotop ^{7}Be läßt sich σ_{eff} aus

$$\sigma_{eff} \quad = \quad \frac{\tau \cdot A}{\eta_{^{12}C} \cdot N_\mu^{eff}} \tag{10.12}$$

berechnen, wobei A die durch γ-Spektroskopie gemessene ^{7}Be-Aktivität zum Zeitpunkt der Probenentnahme bezeichnet. Die Flächendichte der ^{12}C Targetatome in der PE-Scheibe (m = 72.2 g) ist $\eta_{^{12}C} = 8.06 \cdot 10^{22}\,\mathrm{cm}^{-2}$. Die Ergebnisse der Aktivitäts-Messungen sind zusammen mit den berechneten effektiven Wirkungsquerschnitten in Tabelle 10.5 aufgelistet. Von den 7 PE-Scheiben konnten allerdings nur die innersten Proben bis zu einem maximalen lateralen Abstand von 14cm von der Strahlachse $\gamma-$spektroskopisch vermessen werden. Für die äußersten Scheiben war die Zählrate bereits zu gering um im Ge-Detektor noch zuverlässig nachgewiesen werden zu können. Deshalb war es nicht möglich ein eigenes laterales Aktivierungsprofil für die myon-induzierte Produktion von ^{7}Be zu erstellen, da die wenigen Meßpunkte dazu nicht ausreichten.
Da jedoch die Meßwerte innerhalb der systematischen Fehler sehr gut mit der lateralen Verteilung von ^{11}C übereinstimmen, kann für die Berechnung des *totalen Wirkungsquerschnitts* auf das in Kapitel 10.2.2 bestimmte laterale Aktivierungsprofil von ^{11}C zurückgegriffen werden. Dieses sollte sich auch der Theorie nach nicht stark von dem für ^{7}Be

	Probe	Position	A(^{7}Be) in Bq	σ_{eff} [μbarn]
$E_\mu = 100\,GeV$	A0	x = 0 cm	0.513 ± 0.030	30.4 ± 1.9
	A1-R	x = +7cm	0.105 ± 0.022	6.2 ± 1.4
	A1-L	x = − 7cm	0.082 ± 0.019	4.9 ± 1.2
$E_\mu = 190\,GeV$	B0	x = 0 cm	0.226 ± 0.017	55.5 ± 4.2
	B1-R	x = +7cm	0.036 ± 0.005	8.8 ± 1.3
	B1-L	x = − 7cm	0.055 ± 0.006	13.5 ± 1.5
	B2-R	x = +14cm	0.005 ± 0.002	1.2 ± 0.5

Tabelle 10.5: *Zusammenfassung der Meßergebnisse der bestrahlten PE-Scheiben zur Bestimmung des myon-induzierten Produktionsquerschnitts von ^{7}Be. Für die beiden Myonstrahl-Energien E_μ=100 GeV und E_μ=190 GeV ist jeweils die durch γ-Spektroskopie gemessene ^{7}Be-Aktivität zum Zeitpunkt der Probenentnahme und der daraus berechnete effektive Wirkungsquerschnitt σ_{eff} angegeben.*

zu erwartenden Aktivierungsprofil unterscheiden, da die Produktion von ^{11}C ebenfalls hauptsächlich über die hadronische Komponente des Myonschauers (Neutronen, Protonen etc.) erfolgt. Mit Hilfe von $\Phi(r)$ aus Gl. 10.11 läßt sich nun das Aktivierungsprofil an die Meßdaten angleichen und man erhält für die myon-induzierte Produktion von ^{7}Be für $E_\mu = 100\,GeV$ einen Wirkungsquerschnitt von σ=$(126 \pm 13)\,\mu$barn bzw. für $E_\mu = 190\,GeV$ einen Wirkungsquerschnitt von σ=$(230 \pm 23)\,\mu$barn.

10.4 Resultate der in-situ Szintillations-Spektroskopie

Mit Hilfe der Meßmethoden der low-level γ-Spektroskopie und der β-γ-Koinzidenztechnik konnten die langlebigen Isotope mit Halbwertszeiten oberhalb einiger Minuten nachgewiesen werden. Für den Nachweis der verbleibenden kurzlebigen myon-induzierten Isotope, die in einem ^{12}C-Target produziert werden können und Halbwertszeiten von wenigen Sekunden (^{11}Be, ^{10}C, ^{8}Li, ^{6}He, ^{8}B) bzw. Millisekunden (^{12}Be, ^{11}Li, ^{8}He, ^{9}C) besitzen (siehe Tabelle 4.7), war jedoch eine dritte Detektionstechnik nötig – die sogenannte *in-situ Szintillationsspektroskopie*. Hierbei werden die Radionuklide im Detektor selbst produziert und nachgewiesen, womit auch noch Radioisotope mit Halbwertszeiten bis in den Milli-Sekundenbereich analysiert werden konnten.

Die in-situ Szintillationsspektroskopie Messungen wurden ebenfalls bei den Myonenergien $E_\mu = 100\,GeV$ und $E_\mu = 190\,GeV$ durchgeführt, mit typischen Myonraten von $\Phi_\mu = 6 \cdot 10^7 \mu$/Spill (bei 100 GeV) und $\Phi_\mu = 3 \cdot 10^7 \mu$/Spill (bei 190 GeV).

In diesem Kapitel soll der Aufbau und die elektronische Auslesetechnik der Szintillatorzellen-Anordnung beschrieben werden, die Monte-Carlo-Simulationen zur Detektoreffizienzbestimmung besprochen und vor allem die Ergebnisse der Messungen zusammengefaßt werden.

10.4.1 Aufbau und elektronische Auslese

Experimenteller Aufbau der Detektoranordnung:

Für den Aufbau der in-situ-Szintillationsmessungen wurden insgesamt vier gleichgeartete Szintillatorzellen verwendet, die hinter dem Beton- und Wasserabsorber angeordnet waren. Das System der 4 Detektorzellen bestand dabei aus einer zentralen *Targetzelle (Zelle 1)*, die sich direkt auf der Strahlachse befand und als ^{12}C-Target diente und 3 lateral daneben angeordneten *Triggerzellen (Zellen 2,3 und 4)*. Die Aufgabe der Triggerzellen bestand darin, die beiden 511 keV γ-Quanten aus der Annihilation des Positrons, das beim β^+-Zerfall eines Radionuklids in der Targetzelle entsteht, in Koinzidenz mit dieser nachzuweisen. Mit Hilfe dieser geforderten 3-fach Koinzidenz zwischen Zelle 1 und je zwei

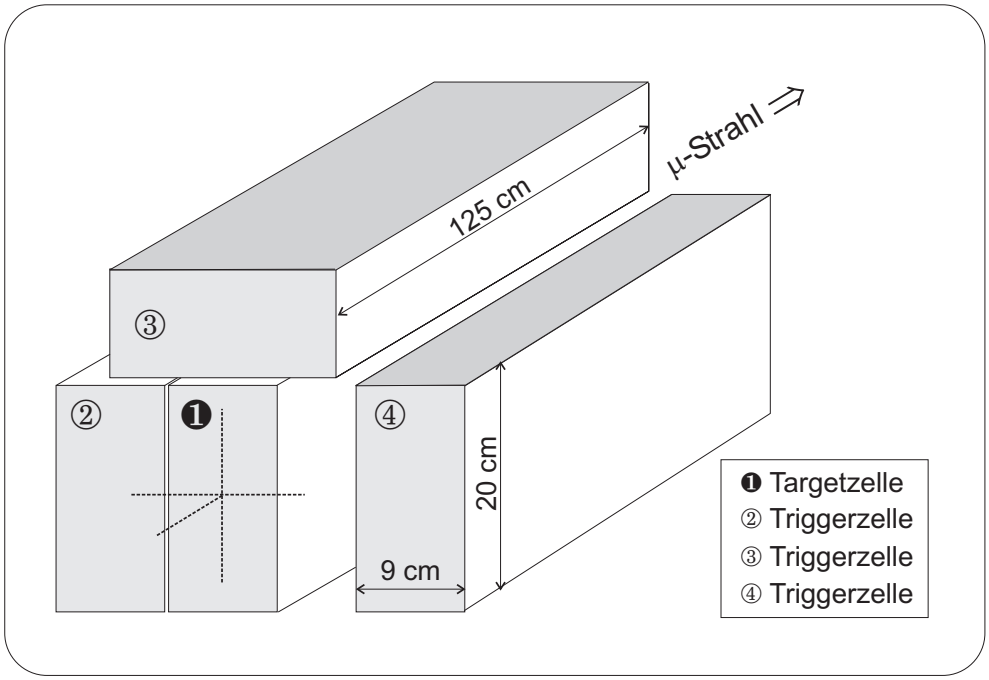


Abbildung 10.13: *Schematische Skizze der Szintillatorzellen-Anordnung mit Targetzelle (1) und Triggerzellen (2, 3, 4) relativ zur μ-Strahl Achse.*

der Triggerzellen, war es möglich zwischen β^+- und β^--Emittern zu unterscheiden, was für die spätere Analyse der verschiedenen Produktionsquerschnitte unerläßlich war. Während die koinzidente Auslese von Target- und Triggerzellen im folgenden „TFC-Mode“ (three fold coincidence mode) genannt werden soll, wird die einfache Auslese der Targetzelle als „SGL-Mode“ (single mode) bezeichnet.

Die Detektorzellen, die schon für das Gösgen-Neutrinooszillations-Experiment [Zac86] benutzt wurden, bestanden jeweils aus einem rechteckigen Plexiglasbehälter mit einer äußeren Abmessung von 88cm $\times$ 20cm $\times$ 9cm, der mit dem auf Mineralöl basierenden Szintillator NE235C gefüllt war. Die Dicke der Plexiglaswände betrug 0.635 cm womit sich ein effektives Detektionsvolumen von V = 12 557 cm^3 ergab. Durch Totalreflexion an der Grenzschicht Plexiglas-Luft wurde das Szintillationslicht auf jeweils vier PMT's geleitet, die an den Enden der Zelle optisch angekoppelt waren und einen Durchmesser von 7.5 cm

und eine maximale spektrale Sensitivität bei ca. 400 nm hatten. Um die Lichtausbeute zu maximieren wurden die Zellen zusätzlich mit einer lichtundurchlässigen, mit Aluminium bedampften Folie umwickelt. In Abbildung 10.13 ist noch einmal die genaue schematische Anordung der Zellen dargestellt und Abbildung 10.3 zeigt die Position der Szintillatorzellen im gesamten experimentellen Aufbau des NA54 Experiments.

Prinzip der elektronischen Auslese der Szintillatorzellen

Um die Szintillatorzellen beim Beschuß mit den hochenergetischen Myonen des Strahls nicht zu beschädigen, wurde die Spannungsversorgung der Zellen über ein programmierbares CAMAC-Netzteil gesteuert. Jeweils kurz vor Ende eines Myonenspills mit 2.4 s Dauer wurde die Spannung hochgefahren, so daß unmittelbar nach dem Spillende die volle Betriebsspannung von ca. 1200 V an den Szintillatorzellen anlag. Um den Zerfall der produzierten Radionuklide in der Zellenanordnung zeitlich auflösen zu können, wurden die Zählraten der Targetzelle alle 0.1 s, in einer späteren Meßperiode sogar alle 0.01 s über ein Zeitintervall von 10 s mit einem Scaler ausgelesen. Die Meßdauer von jeweils 10 s wurde so gewählt, daß noch vor dem Eintreffen des nächsten Spills die Hochspannung wieder ausgeschalten werden konnte um die Szintillatorzellen nicht zu beschädigen. In Abb. 10.14 wird dieser Sachverhalt noch einmal in einer schematischen Skizze veranschaulicht.

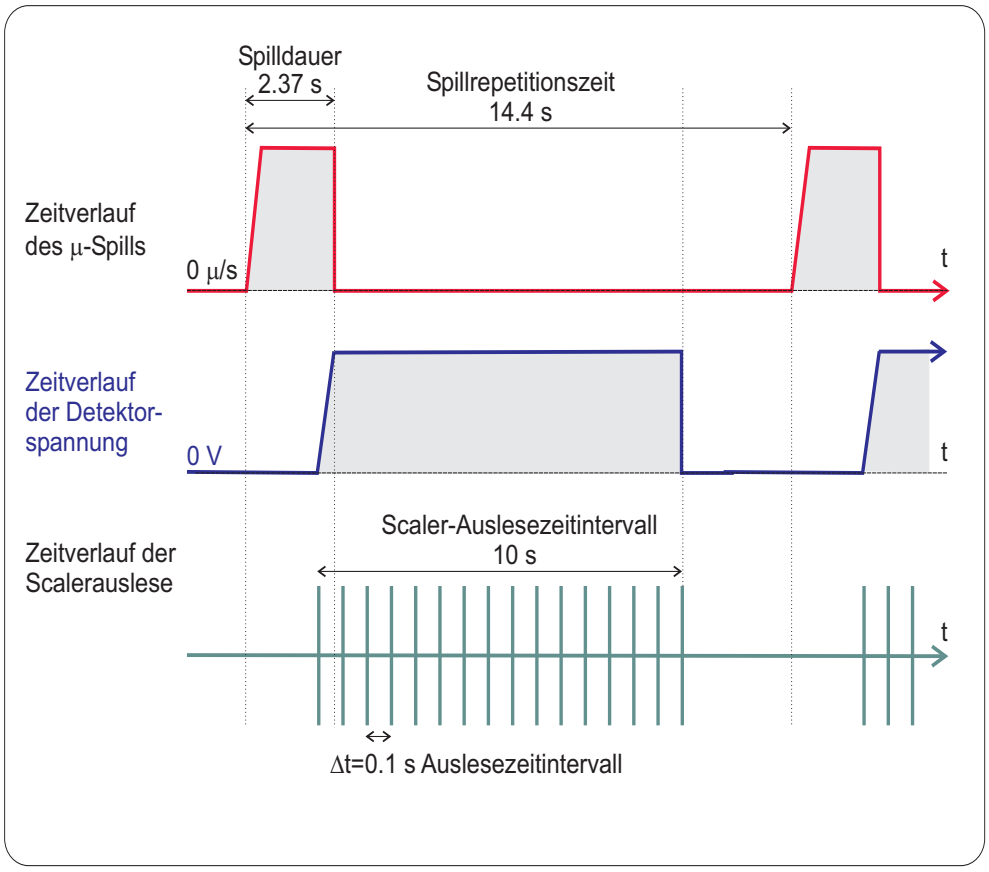


Abbildung 10.14: *Schematische Skizze des zeitlichen Verlaufs von Detektorhochspannung und Scaler-Auslesezeit relativ zum μ-Spill Zeitverlauf.*

Um zwischen den verschiedenen, im Szintillator-Target produzierten Radionukliden mit ähnlichen bzw. gleichen Halbwertszeiten, jedoch unterschiedlichen $\beta-$Endpunktenergien unterscheiden zu können, wurde die Targetzelle über verschiedene Diskriminatorschwellen in sieben, unabhängige Scaler-Kanäle ausgelesen. Für die Auslese im SGL-Mode wurde die Zählrate in fünf Scaler-Kanälen mit Energieschwellen von 110 keV, 1 MeV, 4 MeV, 12 MeV und 20 MeV aufgezeichnet. Die restlichen zwei Scaler-Kanäle wurden für die Auslese der Targetzelle im TFC-Mode bereitgestellt, wobei hier für die Unterscheidung der β^+-Emitter die beiden Energieschwellen von 110 keV und 1 MeV ausreichten. Tabelle 10.6 gibt noch einmal einen Überblick über die beiden Nachweismodi mit den verwendeten Energieschwellen für die Auslese der Targetzelle. Die drei Triggerzellen wurden mit niedrigeren Energieschwellen, 42 keV (Zelle 2 und 3) und 96 keV (Zelle 4), die oberhalb des Rauschens der jeweiligen Zelle lagen, betrieben.

	Single-Mode (SGL-Mode)	3-fach Koinzidenz-Mode (TFC-Mode)
Bemerkung	für den Nachweis von β^-- und β^+-Emittern	ausschließlich für den Nachweis von β^+-Emittern
Daten-Auslese	Zählrate von Zelle 1	Auslese der Zählrate von Zelle 1, nur wenn eine 3-fach-Koinzidenz mit jeweils zwei der drei Triggerzellen vorhanden ist.
Energie-Schwellen von Zelle 1	110 keV 1 MeV 4 MeV 12 MeV 20 MeV	110 keV 1 MeV

Tabelle 10.6: *Überblick über die beiden Auslese-Modi der in-situ-Szintillationsmessungen und der zugehörigen Energieschwellen für die Unterscheidung der Radionuklide.*

10.4.2 Eichung der Szintillatorzellen

Die Genauigkeit der eingestellten Diskriminator- bzw. Energieschwellen für die Auslese der Szintillatorzellen ist für die Unterscheidung der verschiedenen Radionuklide und vor allem für die Bestimmung der Detektoreffizienzen ϵ in den jeweiligen Energieintervallen von entscheidender Bedeutung, da hier eventuelle Ungenauigkeiten direkt in die Berechnung der totalen Produktionsquerschnitte eingehen.
Die im vorhergehenden Abschnitt erwähnten Energieschwellen zwischen 110 keV und 20 MeV wurden am CERN mit Hilfe der 477 keV-Comptonkante einer ^{137}Cs-Eichquelle eingestellt, die zu diesem Zweck in der Mitte der jeweiligen Zelle positioniert war. Die Genauigkeit der Zuordnung zwischen deponierter Energie und Oszilloskopsignal lag dabei bei ca. 10%. Da jedoch die Lichtausbeute von den Rändern der Zelle zur Mitte hin abfällt, d.h. von der Position des Ereignisses in der Szintillatorzelle abhängt, wurde im Zuge der

Auswertung des Experiments in München noch einmal eine genaue Eichung der Szintillatorzellen vorgenommen und die effektive Energieschwellenänderung entlang der Zellenachse vermessen. Der experimentelle Aufbau für die Eichmessungen ist in Abbildung 10.15

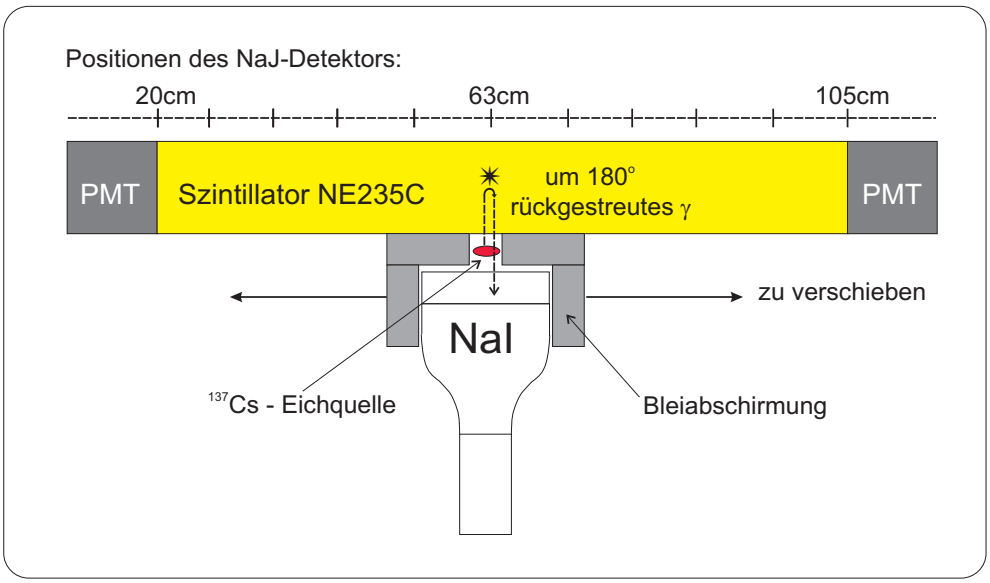


Abbildung 10.15: *Darstellung des experimentellen Aufbaus für die Eichmessungen mit Hilfe der Compton-Rückstreu-Methode mit der die effektive Energieschwellenänderung entlang der Zellenachse vermessen wurde.*

dargestellt. Jede Zelle wurde mit der gleichen Hochspannung und Auslesemethode wie am CERN betrieben. Zur Messung der Lichtausbeutekurve entlang der Zelle wurde eine mit Blei kollimierte ^{137}Cs-Eichquelle ($E_\gamma = 662\,\text{keV}$) auf der Längsachse der Zelle in $\sim 10\,\text{cm}$ Abständen verschoben und die jeweilige Lichtausbeute der Zelle in Koinzidenz mit einem NaI-Zähler, der sich in einer Pb-Abschirmung hinter der Cs-Quelle befand, gemessen. Die in der Szintillatorzelle unter 180^o rückgestreuten und im NaI-Zähler mit einer Energie von $E'_\gamma = 184\,\text{keV}$ nachgewiesenen $\gamma-$Quanten deponieren dabei eine wohldefinierte Energie von 477 keV im Szintillator. Die Lichtausbeute, die dieser definierten Energiedeposition von 477 keV in der Zelle entspricht, kann nun für verschiedene Positionen entlang der Zellenachse bestimmt werden. Die Ergebnisse der auf diese Art und Weise bestimmten Lichtausbeutekurven für die am CERN verwendeten Szintillatorzellen zeigt Abbildung 10.16. Die Änderung der Lichtausbeute wurde hierbei auf die Zellenmitte bezogen. Wie man sieht, ist die Lichtausbeute an den Rändern der Zelle im Mittel um ca. 30% höher als im Zentrum, wobei sich die einzelnen Zellen relativ stark voneinander unterscheiden.

Eine erhöhte Lichtausbeute an den Zellenrändern bedeutet wiederum, daß dort eine effektiv niedrigere Energieschwelle, bezogen auf die am CERN eingestellte Schwelle in der Zellenmitte, vorliegt.

Neben der Messung der positionsabhängigen Lichtausbeutekurven wurde auch noch die Energieauflösung der Szintillatorzellen bestimmt, die ebenso wie die effektive Energieschwellenänderung in die Monte-Carlo-Simulationen zur Bestimmung der Detektoreffizi-

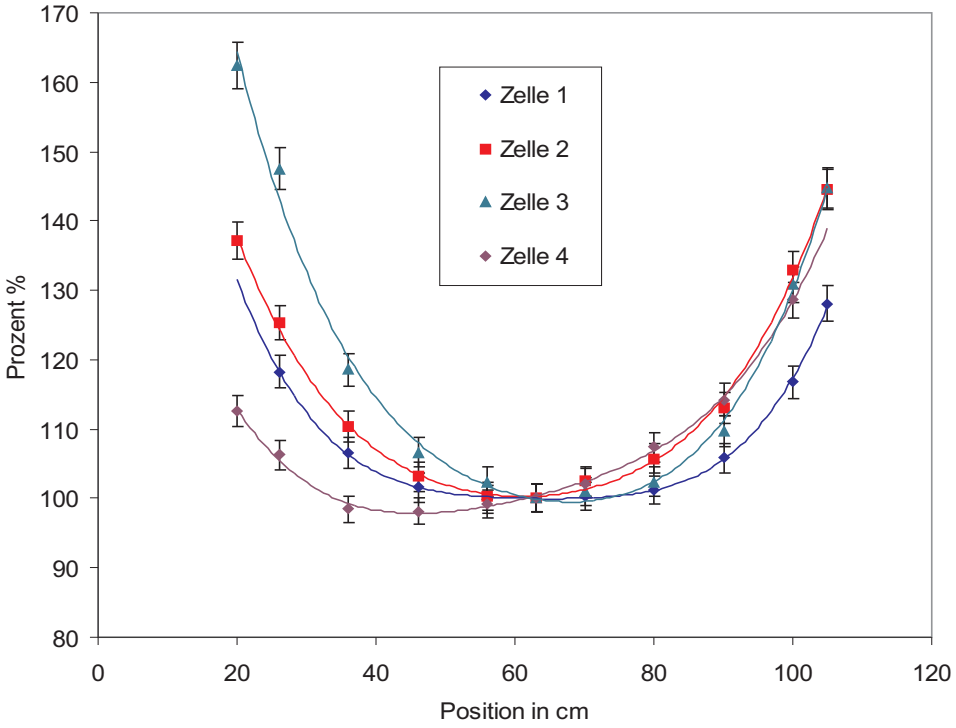


Abbildung 10.16: *Lichtausbeutekurven für die am* CERN *verwendeten Szintillatorzellen – Targetzelle (Zelle1) und 3 Triggerzellen (Zelle 2, 3, 4). Die prozentuale Änderung der Lichtausbeute wurde hierbei auf die Zellenmitte bezogen.*

enz eingeht. Aus der Breite σ des mit einer Gausskurve angefitteten Compton-Rückstreupeaks wurde eine relative Energieauflösung der Zellen von $\Delta E/E = \sigma/E = 14\%$ bei 477 keV bestimmt.

10.4.3 Bestimmung der Detektoreffizienzen mittels Monte-Carlo-Simulation

Die Bestimmung der Detektoreffizienzen ϵ_{Det} der Szintillatorzellen-Anordnung ist ein weiterer wichtiger Punkt bei der Datenanalyse der in-situ-Szintillationsmessungen, da Unsicherheiten direkt in die Berechnung der Produktionsquerschnitte der verschiedenen Radioisotope eingehen.
Aus diesem Grund wurde ein Monte-Carlo Code entwickelt, mit dem die Detektoreffizienzen für jedes einzelne, myon-induzierte Isotop in der Szintillatorzellen-Anordnung und für die in der Datenanalyse relevanten Energiebereiche, simuliert werden konnten. Dabei wurde zwischen den beiden Auslesemodi für Single- und 3-fach-Koinzidenz unterschieden und ein jeweils eigener Code für die Bestimmung von ϵ_{SGL} und ϵ_{TFC} verwendet.

Im Monte-Carlo (MC) Code wurde dabei nach folgenden Schritten vorgegangen:

- Der Erzeugungsort des myon-induzierten Radioisotops innerhalb der Szintillatorzellen-Anordnung wurde gemäß des in Kapitel 10.2.2 bestimmten Aktivierungsprofils von ^{11}C gewürfelt. Der Fehler, den man bei der Benutzung ein und desselben

	Detektoreffizienzen ϵ_{SGL} für den Single-Auslesemodus (SGL-Mode) in den Energieintervallen:		
Isotop	E>110 keV	1 MeV<E< 4 MeV	4 MeV<E< 12 MeV
^{11}C	$(83.03 \pm 0.42)\%$		
^{10}C		$(61.79 \pm 2.57)\%$	
^{8}B		$(6.59 \pm 1.03)\%$	$(57.03 \pm 4.22)\%$
^{11}Be		$(21.77 \pm 0.41)\%$	$(56.28 \pm 0.51)\%$
^{8}Li		$(6.89 \pm 0.25)\%$	$(57.34 \pm 0.49)\%$
^{6}He		$(59.56 \pm 0.45)\%$	
^{8}He			$(54.98 \pm 0.51)\%$
^{9}Li			$(53.10 \pm 0.49)\%$

	Detektoreffizienzen ϵ_{TFC} für den 3-fach-Koinzidenz Auslesemodus (TFC-Mode) in den Energieintervallen:	
Isotop	E > 110 keV	E > 1 MeV
^{11}C	$(6.08 \pm 0.30)\%$	
^{10}C	$(12.41 \pm 0.41)\%$	$(8.45 \pm 0.50)\%$
^{8}B	$(6.23 \pm 0.30)\%$	$(5.93 \pm 0.28)\%$
^{9}C		$(6.00 \pm 0.60)\%$

Tabelle 10.7: *Zusammenfassung der mit Monte-Carlo-Simulation bestimmten Detektoreffizienzen zum Nachweis der verschiedenen Radionuklide in der Szintillatorzellenanordnung. Angegeben sind die Detektoreffizienzen ϵ_{SGL} und ϵ_{TFC} für den Single(SGL)- und 3-fach-Koinzidenz(TFC)-Auslesemodus, für die verschiedenen Energieintervalle in denen die Produktionsquerschnitte der jeweiligen Radionuklide bestimmt wurden.*

Aktivierungsprofils für die verschiedenen Isotope macht, liegt innerhalb des statistischen Fehlers des MC Resultats und kann deshalb vernachlässigt werden.

In Abbildung 10.17 ist noch einmal eine 2-dimensionale Frontansicht der 4 Szintillatorzellen dargestellt, wobei die Ortsverteilung der Isotopenproduktion gemäß des Aktivierungsprofils im Bild angedeutet ist. Demnach liegt der Erzeugungsort eines Radioisotops zu $\sim 78\%$ innerhalb der zentralen Targetzelle.

- Je nach Zerfallsart des Isotops, wird die Energiedeposition des β^- bzw. β^+-Teilchens in der jeweiligen Szintillatorzelle gemäß des berechneten Betaspektrums gewürfelt. Die Anzahl der emittierten β-Teilchen mit Impuls p im Intervall zwischen $p + dp$ wurde dabei nach der folgenden Formel berechnet.

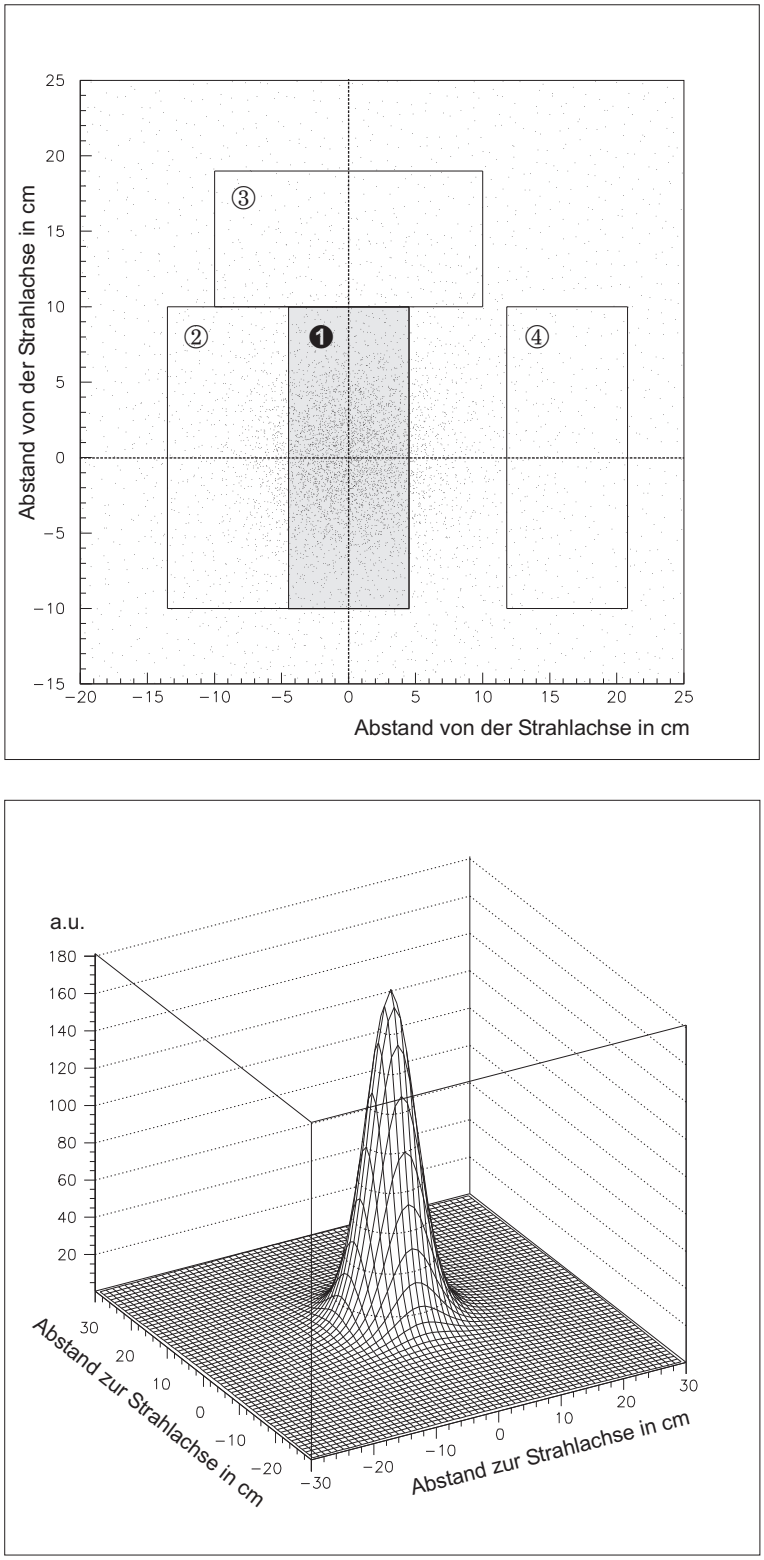


Abbildung 10.17: *Darstellung der 2-dimensionalen Ortsverteilung der Isotopenproduktion (Aktivierungsprofil) in der Frontansicht der Szintillatorzellen-Anordnung (obere Abb.).* $\sim 78\%$ *der myon-induzierten Isotope liegen innerhalb der zentralen Targetzelle. Die untere Abbildung zeigt das 3-dimensionale Aktivierungsprofil, das für die obere Abb. zugrunde gelegt wurde.*

$$N(p_e)dp_e \propto \frac{g^2}{2\pi^3}\, p_e^2 \cdot p_\nu^2 \cdot F(Z, W_e)\, dp_e\,, \qquad \text{wobei} \tag{10.13}$$

$$\begin{aligned}
g &= \text{Konstante der schwachen Wechselwirkung} \\
p_e &= \text{Elektronenimpuls in Einheiten von } m_0c \\
W_e &= \sqrt{p_e^2 + 1} = \text{Gesamtenergie der Elektronen in} \\
&\quad \text{Einheiten von } m_0c^2 \\
W_{max} &= \text{maximaler Wert von } W_e \\
p_\nu &= W_{max} - W_e = \text{Energie bzw. Impuls des} \\
&\quad \text{Neutrinos in Einheiten von } m_0c^2 \text{ bzw. } m_0c \\
Z &= \text{Kernladungszahl des Tochterkerns} \\
F(Z, W_e) &= \text{Fermifunktion des } \beta - \text{Zerfalls}
\end{aligned}$$

Die Fermifunktion $F(Z, W_e)$ wurde durch einen Fit an die jeweiligen tabellierten Fermifunktionswerte mit Coulombkorrektur aus Referenz [Lan69] bestimmt.

- Die Streuprozesse der beim Zerfall des Radioisotops entstehenden γ-Quanten (wie z.B bei ^{10}C) oder β^+-Annihilationsquanten, wurden im MC simuliert, wobei die daraus resultierenden Energiedepositionen in jeder Zelle gesondert aufsummiert wurden. Die gemessenen Lichtausbeutekurven jeder einzelnen Szintillatorzelle (siehe Kapitel 10.4.2) wurden dabei im MC-Code berücksichtigt.

- Zu Beginn der Detektor-Effizienzbestimmung werden die „tatsächlich eingestellten" Energieschwellen der Szintillatorzellen aus einem Intervall $E_{thr} \pm 10\%$ gewürfelt, da die am CERN mit Hilfe einer Cs-Eichquelle am Oszilloskop eingestellten Energieschwellen E_{thr} mit einer Unsicherheit von 10% behaftet sind. Zusätzlich wurde jede Energiedeposition in einer Zelle mit der gemessenen Energieauflösung von 14% bei 477 keV, gefaltet.

- Am Ende des MC-Codes wurden die Koinzidenzbedingungen für die beiden Auslesemodi der Single Auslese bzw. 3-fach Koizidenz Auslese überprüft und die Zerfälle, im für die Datenanalyse relevanten Energiebereich, gezählt.

- Die Detektoreffizienz für den jeweiligen Zerfalls- bzw. Auslesemodus wurde aus 10^4 gestarteten Einzelereignissen bestimmt. Dieser Vorgang wurde insgesamt 10^3 mal wiederholt wobei die in Tab. 10.7 angegebenen Detektoreffizienzen dann anschließend aus dem Mittelwert und der Breite der gaussförmig verteilten MC-Einzelresultate bestimmt wurden.

Die Strategie für die Datenanalyse der myon-induzierten kurzlebigen Isotope mit Hilfe der in-situ-Szintillationsspektroskopie war nun die folgende:

Zuerst wurde auf eine zweite, zusätzliche Art und Weise, die von der in Kapitel 10.2 beschriebenen $\beta - \gamma-$Koinzidenzmethode weitgehend unabhängig ist, der Produktionsquerschnitt von ^{11}C bestimmt. Aus dem Vergleich der berechneten Wirkungsquerschnitte

der beiden Detektionsmethoden konnte die Richtigkeit der Monte-Carlo simulierten Detektionseffizienzen für beide Auslesemodi überprüft werden. Darauf aufbauend konnten nun mit dieser „Detektor-Kalibration“ für ^{11}C alle übrigen Produktionsquerschnitte der kurzlebigen Isotope bestimmt werden.

10.4.4 Analyse des ^{11}C Isotops

Für die Analyse des ^{11}C Isotops wurden nach jedem Myonenspill zur Zeit t die Zählraten der Targetzelle $a_i(t)$ (i=1,2,...,100) in den 0.1 s langen Zeitintervallen über die gesamte Scaler-Auslesezeit von 10 s Dauer aufsummiert:

$$A(t) = \sum_{i=61}^{100} a_i(t) \tag{10.14}$$

Um den Einfluß der kurzlebigen Isotope mit Halbwertszeiten kleiner 1 Sekunde in der Zählrate A(t) so gering wie möglich zu halten, wurde jeweils nur über die letzten 4 Sekunden der Scaler-Auslesezeit aufsummiert. A(t)' = A(t)/4 s kann also als Aktivität des ^{11}C Isotops zur Zeit t bezeichnet werden, da während der 10- bzw. 4-sekündigen Scalerauslese und der vergleichsweise sehr viel längeren Halbwertszeit des Isotops die Anzahl der ^{11}C Atome als konstant angesehen werden kann.
Der Wirkungsquerschnitt σ für die myon-induzierte Produktion von ^{11}C läßt sich analog zu Gleichung 10.12 berechnen:

$$\sigma \quad = \quad \frac{\tau \cdot A'(t_0)}{\eta_{^{12}C} \cdot N_\mu^{eff}(t_0) \cdot \epsilon_{Det}} \tag{10.15}$$

wobei $A'(t_0)$ die Aktivität von ^{11}C zur Meßzeit t_0, $\tau = 1764.13$ s seine Lebensdauer und ϵ_{Det} die im vorhergehenden Kapitel beschriebene Detektoreffizienz ist. Die Flächendichte der ^{12}C Atome in den verwendeten Szintillatorzellen beträgt $\eta_{^{12}C} = 3.26 \cdot 10^{24}\,\mathrm{cm}^{-2}$.

Während der Strahlzeit am CERN stand uns keine kontinuierlich, gleich hohe Myonenintensität des SPS-Strahls zur Verfügung. Vielmehr fluktuierte die Intensität des Myonenstrahls zeitlich sehr stark was zwei unterschiedliche Fitmethoden für die ^{11}C Datenanalyse erforderlich machte.

1. Fitmethode (Fit der Myonen-Spillaussetzer):

Während der Strahlzeit am CERN kam es vor, daß der kontinuierliche Myonenstrahlbetrieb während einer Messung für längere Zeit unterbrochen wurde. Solche Runs mit ausgedehnten Spillaussetzern, in denen nach einer stabilen Laufzeit des Strahls (^{11}C in Sättigung) der Myonfluß über einen Zeitraum von ~ 1 h ausfiel, konnten für einen einfachen exponentiellen Fit an die Daten in diesem Zeitintervall benutzt werden. Aus der mit diesem Fit bestimmten ^{11}C Sättigungs-Aktivität zum Zeitpunkt des Spillausfalls, konnte nach Gleichung 10.15 der Wirkungsquerschnitt von ^{11}C bestimmt werden. Dabei sei an dieser Stelle bemerkt, daß hierbei, wie auch bei den nachfolgenden Wirkungsquerschnitts-Bestimmungen, der Untergrund mit einer Konstanten angefittet wurde.
Abbildung 10.18 zeigt den exponentiellen Abfall der ^{11}C Zählrate und den Fit an die Daten in einem Run, in dem es zu einem ausgedehnten Spillaussetzer von ~ 42 min kam.

2. Fitmethode (Fit des gesamten Runs):

Da solche Runs mit derart langen Myonen-Spillaussetzern relativ selten vorkamen, wurde eine zweite, globale Fitmethode entwickelt, mit der aus jedem einzelnen Meßrun der Wirkungsquerschnitt von ^{11}C bestimmt werden konnte. Diese numerische Fitmethode berücksichtigt sowohl den Aufbau an ^{11}C im Szintillatortarget während eines kontinuierlichen Myonenstrahlbetriebs als auch den Zerfall von ^{11}C nach Myonenspill-Aussetzern. In Abbildung 10.19 ist die zeitliche Variation der ^{11}C Zählrate der Szintillator-Targetzelle in Abhängigkeit von der Myonenstrahlintensität für zwei verschiedene Meßruns aufgetragen, wobei die durchgezogene, schwarze Linie den Fit an die Daten (hellgraue, zackige Kurve) darstellt.
Für den Fit an die Meßdaten mit Hilfe der MINUIT-Fitroutine wurde ein numerisches Iterationsverfahren verwendet, das für jedes 14.4s lange Zeitintervall Δt (Spill-Repetitionszeit), über den Myonenfluß Φ_i des i-ten Spills, die gesamte Anzahl N_i der ^{11}C-Atome nach dem i-ten Spill berechnet. N_i setzt sich zusammen aus den vom $(i-1)$.ten Spill verbliebenen ^{11}C-Atomen N_{i-1} und dem Zuwachs ΔN_i an ^{11}C im i-ten Spill:

$$\begin{aligned} N_i &= N_{i-1} + \Delta N_i \qquad mit \\ \Delta N_i &= \eta_{^{12}C}\, \sigma\, \Phi_i\, \Delta t - \lambda\, N_{i-1}\, \Delta t \\ \Rightarrow \quad N_i &= N_{i-1} + \eta_{^{12}C}\, \sigma\, \Phi_i\, \Delta t - \lambda\, N_{i-1}\, \Delta t \\ \Rightarrow \quad N_i &= N_{i-1}(1 - \lambda\, \Delta t) + \eta_{^{12}C}\, \sigma\, \Phi_i\, \Delta t \end{aligned} \tag{10.16}$$

Der Wirkungsquerschnitt σ wird als Fitvariable so lange variiert, bis der χ^2-Wert des Fits, der ein Maß für die Güte der Übereinstimmung der Fitwerte mit den Meßdaten darstellt, ein Minimum erreicht.
Für den β^+-Emitter ^{11}C konnten zur Bestimmung von σ mit Hilfe der beiden Fitmethoden zwei Datensätze analysiert werden: (1) der Datensatz der 3-fach Koinzidenz (TFC) Auslese mit einer Energieschwelle von 110 keV und (2) die Daten des Single-Auslesemodes (SGL) mit der selben Energieschwelle von 110 keV.
Letzterer Datensatz hat zwar wegen der sehr viel höheren Detektoreffizienz gegenüber den TFC-Daten eine höhere Zählrate und damit auch bessere Statistik, jedoch ist die Güte des Fits wegen der sehr viel effizienteren Störungs- und Untergrundunterdrückung im Falle der TFC-Auslese wesentlich besser ($\chi^2_{run} \approx 1.0$) als für die SGL-Mode Daten ($\chi^2_{run} \approx 2.4$) [1].

Aus diesem Grund wurde nur die Analyse der TFC-Mode Daten für die Bestimmung von $\sigma(^{11}\mathrm{C})$ herangezogen. Tabelle 10.8 faßt die Resultate der Wirkungsquerschnitte, aus der unter Kapitel 10.2 beschriebenen $\beta - \gamma$−Koinzidenzmethode (A) und der in-situ Szintillationsmessung (B), für die beiden Strahlenergien 100 GeV und 190 GeV zusammen.

Wie man aus Tabelle 10.8 erkennen kann, stimmen die Werte für $\sigma(^{11}\mathrm{C})$, die man aus der Messung der bestrahlten Szintillatorflaschen erhalten hat, sehr gut mit den Werten aus der Analyse der TFC-Mode Daten der Szintillatorzellen überein. Aus dem gewichtete Mittelwert der beiden verschiedenen Detektionsmethoden (A) und (B) erhält man als Wirkungsquerschnitt σ für die myoneninduzierte Produktion von ^{11}C in einem Szintillatortarget $\sigma = (576 \pm 45)\,\mu$barn (für $E_\mu = 100\,$GeV) und $\sigma = (905 \pm 58)\,\mu$barn (für

[1] Die angegebenen χ^2-Werte verstehen sich bereits als reduzierte χ^2-Werte.

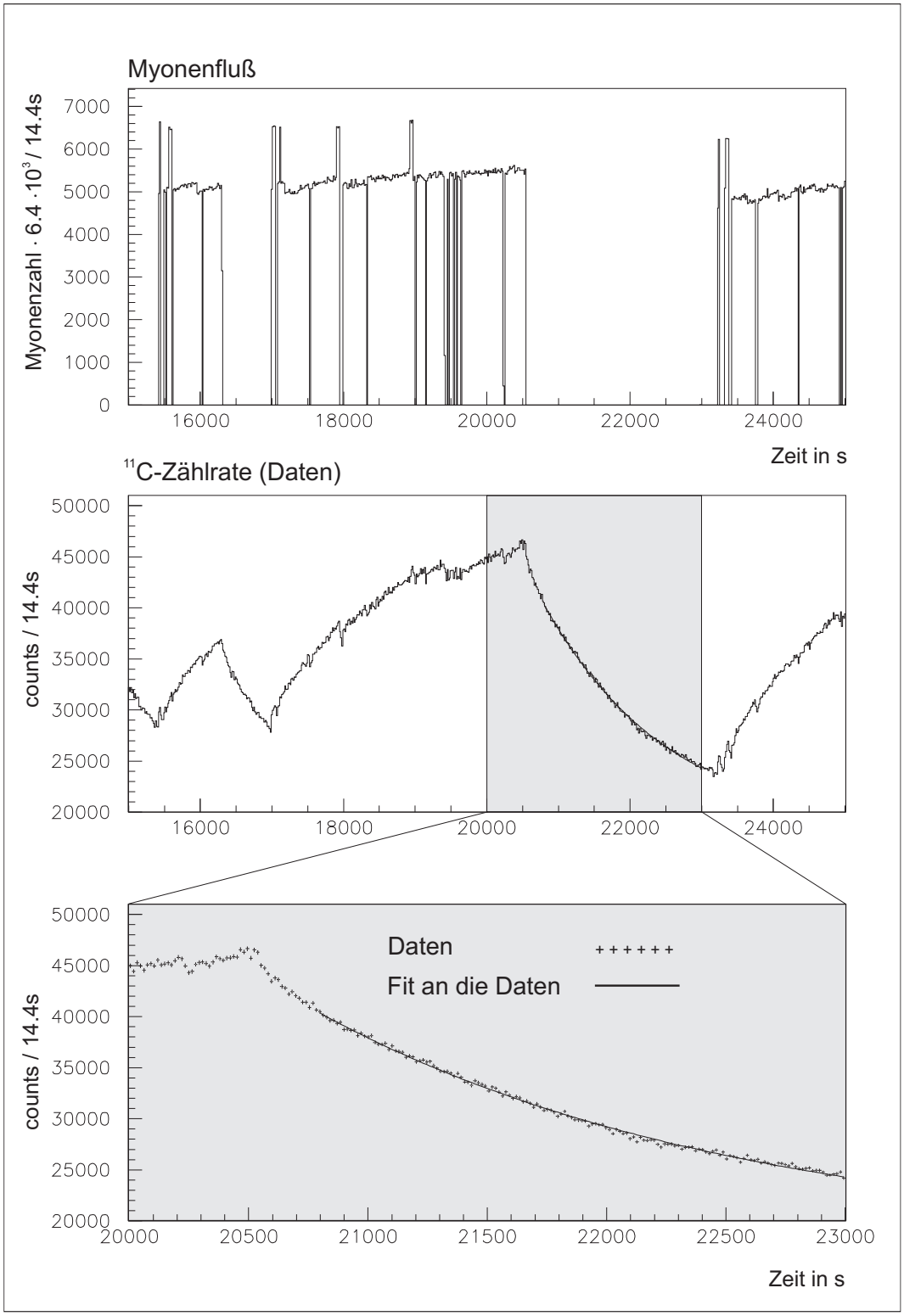


Abbildung 10.18: *Bestimmung des myon-induzierten Wirkungsquerschnitts von ^{11}C mit Hilfe eines Fits (1. Fitmethode) an die Daten in einem Run, in dem es zu einem ausgedehntem Spillaussetzer von $\sim 42\,min$ kam. Dargestellt sind der Myonenfluß pro Zeit (1), die zeitliche Variation der ^{11}C-Zählrate (2) und der exponentielle Fit an die Daten im Zeitintervall des Myonspill-Aussetzers.*

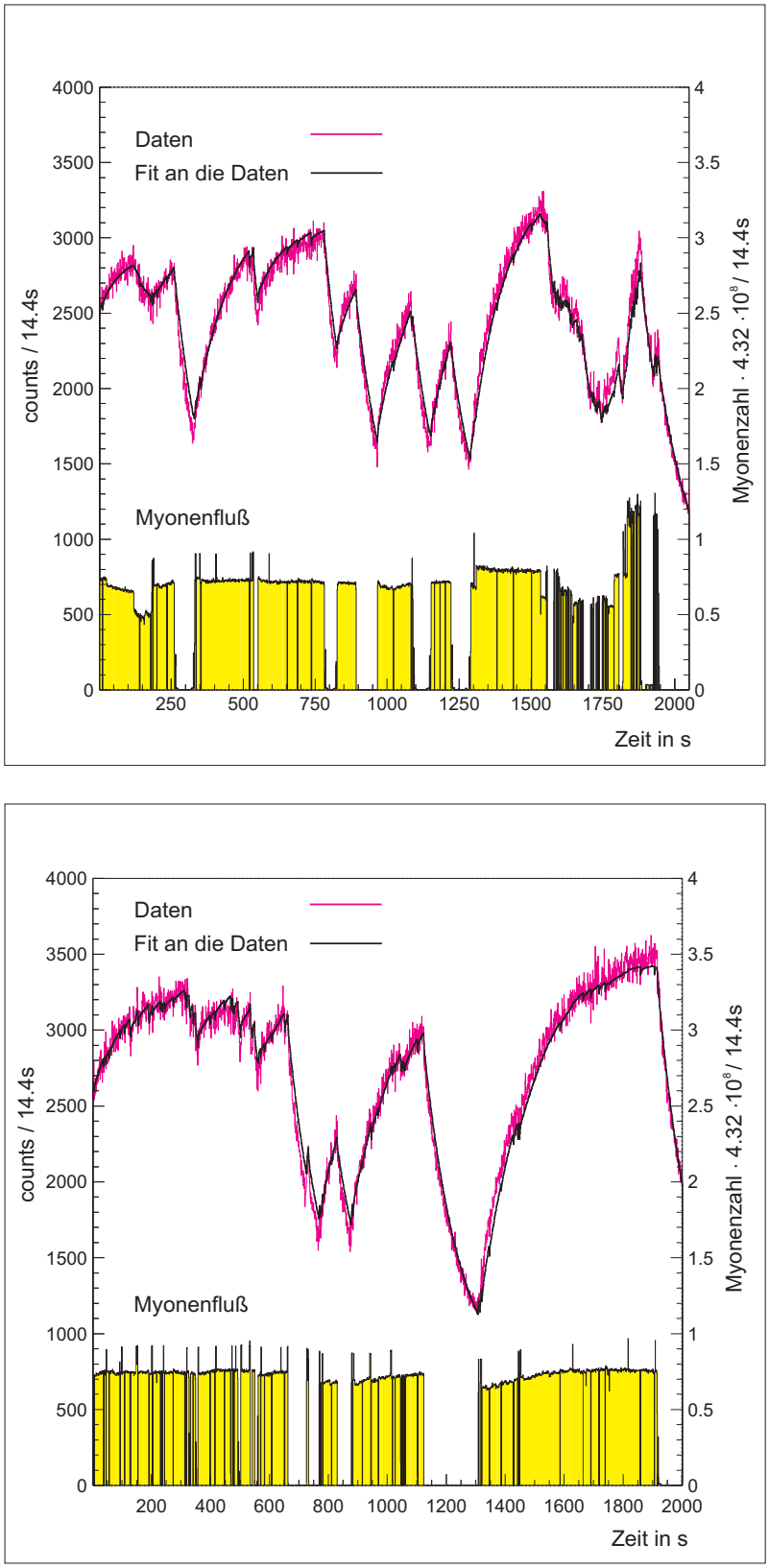


Abbildung 10.19: *Zeitliche Variation der ^{11}C Zählrate in der Szintillator-Targetzelle in Abhängigkeit von der Myonenstrahlintensität, dargestellt für zwei verschiedene Meßruns. Die durchgezogene, schwarze Linie zeigt den Fit nach Methode 2 an die Daten (hellgraue, zackige Kurve).*

Detektionsart- and Technik	$\sigma(^{11}\mathrm{C})$ in μbarn für E_μ =100 GeV	E_μ =190 GeV
(A) $\beta-\gamma$ Koinzidenzmessung (Szintillatorflaschen)	582 ± 58	925 ± 93
(B) in-situ Szintillationsspektroskopie (Szintillatorzellen)	566 ± 73	892 ± 74
Mittelwert von (A) und (B)	576 ± 45	905 ± 58

Tabelle 10.8: *Vergleich der myon-induzierten Produktionsquerschnitte σ für das Isotop ^{11}C, die mit Hilfe der beiden Detektionsmethoden: (A) $\beta-\gamma$ Koinzidenz Technik und (B) in-situ Szintillationsspektroskopie, bestimmt wurden. In der letzten Zeile ist der gewichtete Mittelwert für $\sigma(^{11}C)$ gegeben, der aus (A) und (B) berechnet wurde.*

$E_\mu = 190\,\mathrm{GeV}$). Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß bei der Berechnung von $\sigma(^{11}\mathrm{C})$ aus den TFC-Mode Daten für die Myonenergie 190 GeV ein Korrekturfaktor verwendet werden mußte. Die Ursache dafür war, daß nach einem Stromausfall in der gesamten Experimentierhalle EHN2 des CERN während der Meßperiode mit $\mathrm{E}_\mu = 190$ GeV eine Fehlfunktion der Triggerzellen auftrat. Dies äußerte sich darin, daß die Zählraten für die 3-fach Koinzidenz Auslese im ersten Meßrun nach dem Stromausfall sprunghaft auf einen signifikant höheren Wert anstiegen, der in den folgenden Meßruns bei $\mathrm{E}_\mu = 190$ GeV beibehalten wurde.
Aus den Daten dieses ersten Meßruns wurde experimentell der sogenannte *Sprungfaktor* f_s für ^{11}C ermittelt, dem ein Wert von 1.52 ± 0.10 zugeordnet werden konnte. Ein solcher Wert konnte auch verifiziert werden, indem das ständige Ansprechen einer defekten Triggerzelle im Monte-Carlo-Programm zur Bestimmung der Detektoreffizienzen simuliert wurde. Dazu wurde die Energieschwelle für das Ansprechen einer der drei Triggerzellen auf einen minimalen Wert herabgesetzt und im MC-Programm die daraus resultierende Erhöhung der Effizienz bestimmt. Der so simulierte Wert von $f_s = 1.44 \pm 0.09$ stimmt sehr gut mit dem experimentell ermittelten Wert überein.

Nachdem die Konsistenz der im Monte-Carlo-Code simulierten Detektoreffizienzen und die Funktionsweise der Szintillatorzellen-Anordnung am Beispiel von ^{11}C überprüft wurden, können nun alle übrigen Produktionsquerschnitte der kurzlebigen Isotope ermittelt werden. Sie lassen sich gemäß ihrer unterschiedlichen Lebensdauer in drei Untergruppen:

- Isotope mit $\mathrm{T}_{1/2} > 1\,\mathrm{s}$ wie ^{10}C, ^{11}Be
- Isotope mit $0.5\mathrm{s} < \mathrm{T}_{1/2} < 1\,\mathrm{s}$ wie ^{8}B, ^{8}Li, ^{6}He
- Isotope mit $100\,\mathrm{ms} < \mathrm{T}_{1/2} < 200\,\mathrm{ms}$ wie ^{9}C, ^{9}Li, ^{8}He

einteilen, die in den nachfolgenden Kapiteln behandelt werden sollen. Auch für die Analyse der kurzlebigen Isotope sei an dieser Stelle bemerkt, daß sich alle nachfolgenden, berechneten Wirkungsquerschnitte σ auf die Produktion der Radionuklide in einer Kreisfläche mit Radius 45 cm um die Myonstrahlachse beziehen, in der 96% der insgesamt erzeugten Radionuklide produziert werden. In die Fehlerberechnung gehen jeweils die statistischen

Unsicherheiten der Meßdaten, die Meßunsicherheit der absoluten, bzw. effektiven Myonenzahl und die Fehler der mit MC-Simulation erhaltenen Detektoreffizienzen ein. Die Wirkungsquerschnitte σ wurden unter der Annahme berechnet, daß die laterale Verteilungsfunktion der jeweiligen kurzlebigen Isotope durch das Aktivierungsprofil von ^{11}C beschrieben werden kann.

10.4.5 Analyse der Isotope mit 1s $<$ T $_{1/2}$ $<$ 20 s

In dieses Zeitintervall fällt das Isotop ^{10}C (β^+-Emitter mit $T_{1/2} = 19.3\,s$) und das Isotop ^{11}Be (β^--Emitter mit $T_{1/2} = 13.8\,s$).
Der Wirkungsquerschnitt von ^{10}C wurde bestimmt, indem ähnlich wie bei der 1. Fitmethode für ^{11}C, der exponentielle Zerfall des Isotops während kurzfristiger ($>200\,s$) Muon-Spillaussetzer angefittet wurde. Dazu wurden die Zählraten der Targetzelle $a_i(t)$ (i=16;...;20) über ein 0.5 s langes Zeitintervall, jeweils 0.9 s nach Beendigung des Myonspills aufsummiert

$$A(t) = \sum_{i=16}^{20} a_i(t) \quad . \tag{10.17}$$

Der Wirkungsquerschnitt wurde analog zu Gleichung 10.15 mit

$$A'(t) = A(t) \cdot \frac{1}{0.5s \cdot 0.96 \cdot e^{-\lambda \cdot 0.9s}} \tag{10.18}$$

bestimmt, wobei im Faktor 0.96 der Zerfall von ^{10}C während des 2.4 s langen μ-Spills berücksichtigt ist und der Faktor $e^{-\lambda \cdot 0.9s}$ den Zerfall während der 0.9 s langen Wartezeit nach Spillende beschreibt.
Um den, wegen des sehr viel größeren Wirkungsquerschnitts dominierenden Anteil an ^{11}C in der Zählrate A(t) zu unterdrücken, wurde eine Energieschwelle von 1 MeV für die ^{10}C-Datenanalyse gewählt. Wegen ungenügender Statistik in den TFC-Mode Daten wurde die SGL-Mode Auslese mit einer Effizienz von $\epsilon = (61.79 \pm 2.57)\%$ zur Bestimmung von $\sigma(^{10}C)$ herangezogen.

Die Ergebnisse der einzelnen Meßruns stimmen innerhalb der Fehler sehr gut überein, wobei sich ein gewichteter Mittelwert von $\sigma = (77.4 \pm 4.9)\,\mu$barn bei $E_\mu = 100\,$GeV und $\sigma = (115.4 \pm 14.6)\,\mu$barn bei $E_\mu = 190\,$GeV ergibt.
Abb. 10.20 zeigt den Fit mittels zweier Exponentialfunktionen an die Daten eines einzelnen Meßruns, wobei der noch verbleibende Anteil an ^{11}C gut zu sehen ist. Der Beitrag an ^{11}Be in diesem Datensatz kann dabei vernachlässigt werden, da bei fast gleicher Detektoreffizienz der Produktionsquerschnitt für die (n,2p)-Reaktion sehr viel kleiner ist als für die Produktion von ^{10}C (siehe Kapitel 10.4.6). Der Wirkungsquerschnitt für ^{11}Be wurde deshalb mit einer anderen Methode bestimmt, die im folgenden Kapitel beschrieben werden soll.

10.4.6 Analyse der Isotope mit 0.5 s $<$ T $_{1/2}$ $<$ 1 s

Für die Bestimmung der Produktionsquerschnitte der Isotope ^{8}B, ^{8}Li und ^{6}He, deren Halbwertszeiten innerhalb des Zeitintervalls 0.5 s $<$ T $_{1/2}$ $<$ 1 s liegen und somit kleiner als

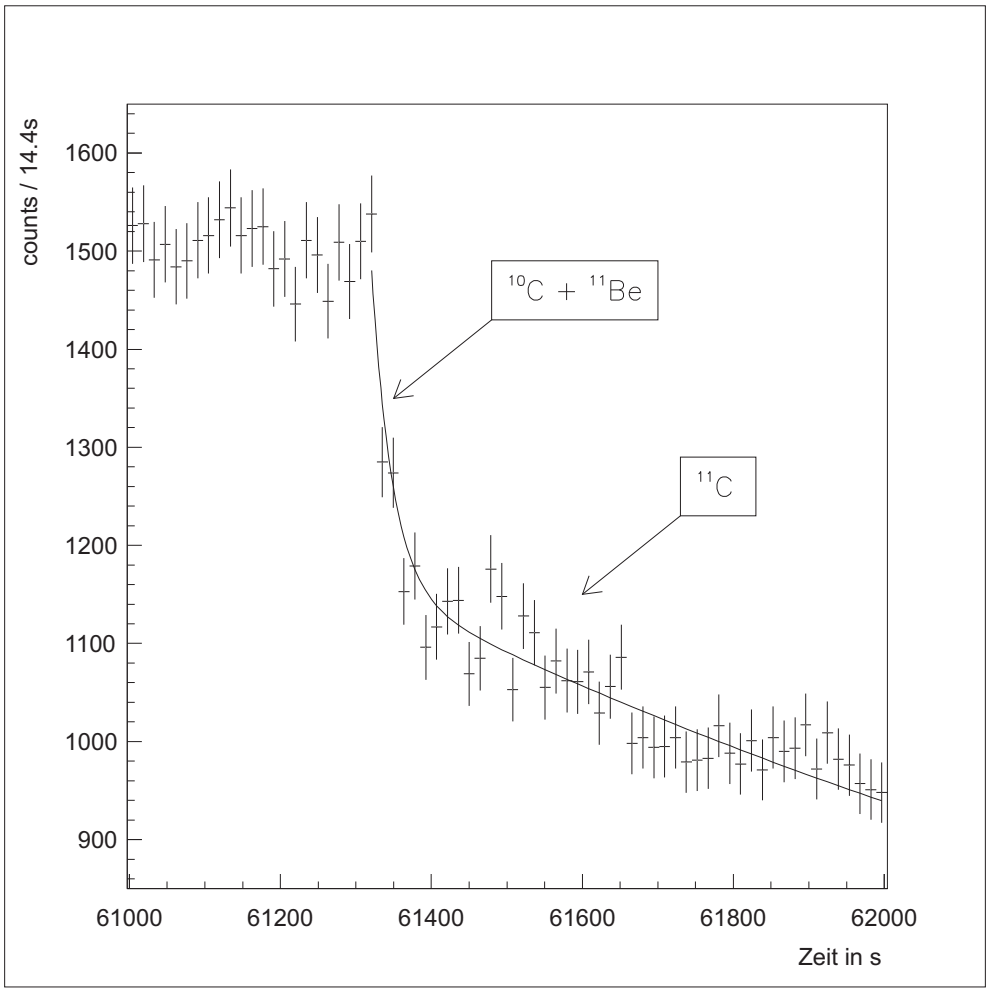


Abbildung 10.20: *Bestimmung des myon-induzierten Wirkungsquerschnitts von ^{10}C aus dem exponentiellen Zerfall des Isotops während μ-Spillaussetzern von mindestens 200s Länge. Die durchgezogene Linie zeigt den Fit an die SGL-Mode Daten für eine Energieschwelle von $E_{thr} = 1\,MeV$.*

die μ-Spillrepetitionsrate sind, mußten die Daten auf eine andere Art und Weise aufbereitet werden.
Die Zählraten $a_n(t_i)$ des i-ten Zeitbins t_i (mit $t_i = 0,\ 0.1,\ 0.2, \ldots,\ 10s$), die nach dem n-ten μ-Spill aufgenommen wurden, wurden über die Gesamtzahl der μ-Spills N aufintegriert.

$$A(t_i) = \sum_{spill\ n=1}^{N} a_n(t_i) \tag{10.19}$$

Die Aktivität $A_{Isotop}(t_0)$ des gesuchten Isotops zur Zeit t_0 erhält man dann aus einem exponentiellen Fit $f(t) = p_0 + p_1 e^{-\lambda_1 t} + p_2 e^{-\lambda_2 t} + \cdots + p_j e^{-\lambda_j t}$ an die Daten $A(t_i)$, wobei den im Datensatz noch vorhandenen j-1 anderen Isotopen durch die zusätzlichen Zerfallsterme Rechnung getragen wird. Der Wirkungsquerschnitt σ für die myon-induzierte Produktion

berechnet sich dann analog zu Gleichung 10.15 nach

$$\sigma \quad = \quad \frac{\tau \cdot A_{Isotop}(t_0)}{\eta_{^{12}C} \cdot N_\mu^{eff}(t_0) \cdot \epsilon_{Det}} \quad . \tag{10.20}$$

Die effektive Myonzahl $N_\mu^{eff}(t_0)$ zur Zeit t_0 ist dabei für die kurzlebigen Isotope wie folgt definiert

$$N_\mu^{eff}(t_0) = \sum_{t_j=0}^{2.4s} \frac{N_\mu \Delta t}{2.4s} \cdot e^{-\frac{(t_0 - t_j)}{\tau}} \qquad mit \quad t_j = 0, 0.1, \ldots, 2.4s \ , \tag{10.21}$$

wobei 2.4 s die μ-Spilldauer, $\Delta t = 0.1$ s das Scaler-Auslesezeitintervall und N_μ die integrale Anzahl der Myonen im gesamten Meßrun darstellt.

Die verschiedenen myon-induzierten Isotope können im Datensatz aufgrund ihrer unterschiedlichen Halbwertszeiten, Zerfallsmodi (β^+bzw.β^-) oder ihrer β-Endpunktenergien unterschieden werden. Für die Datenanalyse wurden die zu untersuchenden Isotope deshalb in Analysegruppen aufgeteilt, die sich in der Art der Auslesemodi und durch die betrachteten Energieintervalle unterscheiden (siehe Tab. 10.9 und Tab. 10.10).
Aus diesen Analysegruppen können dann die Wirkungsquerschnitte jedes einzelnen Isotops der Reihe nach bestimmt werden, indem auf die Ergebnisse aus der vorhergehenden Gruppe zurückgegriffen wird. Tab. 10.9 zeigt die 3 Analysegruppen für den Datensatz der Isotope mit 0.5 s $< T_{1/2} <$ 1 s woraus mit $\Delta t = 1/10$ s die Produktionsquerschnitte $\sigma(^8\mathrm{B})$, $\sigma(^{11}\mathrm{Be})$, $\sigma(^8\mathrm{Li})$ und $\sigma(^6\mathrm{He})$ nach Formel 10.20 bestimmt werden.

Bestimmung von $\sigma(^8\mathrm{B})$ aus der 1.Analysegruppe:

Der Produktionsquerschnitt des β^+-Emitters ^{8}B wurde aus den TFC-Mode Daten mit den beiden verfügbaren Energieschwellen von 110 keV und 1 MeV bestimmt.
Der Beitrag des sehr kurzlebigen ^{9}C mit $T_{1/2} = 130$ ms kann in diesem Datensatz vernachlässigt werden, da das Isotop zum Zeitpunkt t_0 bereits auf weniger als 1% der Anfangsaktivität zerfallen ist. Ebenfalls können die langlebigen Isotope ^{11}C und ^{7}Be außer Acht gelassen werden, da sie in dem Scaler-Auslesezeitfenster von 10 s nur zu einen konstanten Untergrund beitragen. Wie in Abb. 10.21 zu sehen ist können die verbleibenden Isotope ^{8}B und ^{10}C aufgrund ihrer unterschiedlichen Halbwertszeiten sehr gut unterschieden werden.
Die Produktionsquerschnitte, die man aus den verschiedenen Meßruns und den beiden Datensätzen mit $E_{thr} > 110$ keV und $E_{thr} > 1$ MeV erhält, stimmen innerhalb der Fehler sehr gut miteinander überein.

Als gewichteten Mittelwert erhält man für ^{8}B als Produktionsquerschnitt $\sigma(^8B) = (4.16 \pm 0.81)\,\mu$barn für $E_\mu = 100$ GeV und für $E_\mu = 190$ GeV $\sigma(^8B) = (7.13 \pm 1.46)\,\mu$barn.

In den für die Myonenergie von 190 GeV berechneten Produktionsquerschnitt geht auch hier wieder der sogenannte *Sprungfaktor* f_s ein, der in Kapitel 10.4.4 bereits erwähnt wurde und für ^{11}C bestimmt werden konnte. Da ^{11}C und ^{8}B den selben Zerfallsmodus haben und für $E_{thr} > 110$ keV auch annähernd die selben Detektoreffizienzen besitzen, wirkt sich ein Sprung in der Zählrate dieser beiden Isotope gleichartig aus, d.h. der für

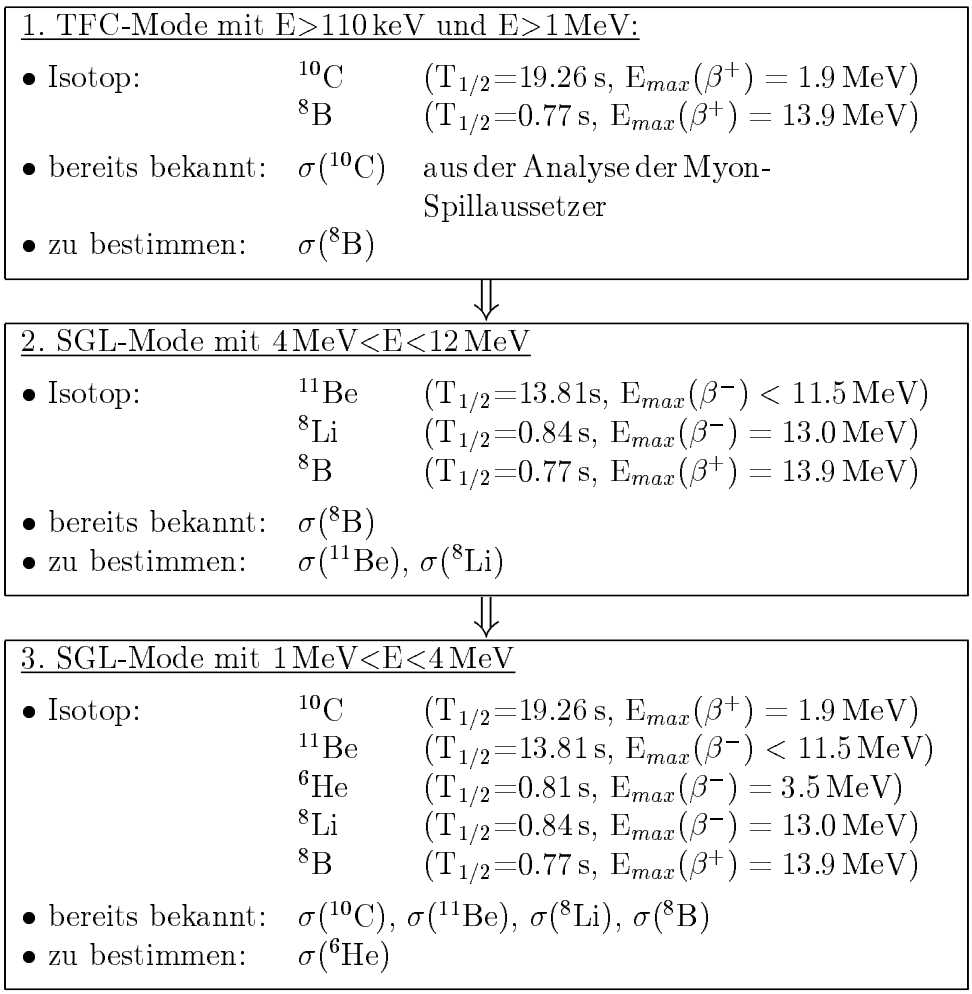


Tabelle 10.9: *Der Datensatz mit einem Zeitintervall von $\Delta t = 1/10\,s$ für die Scaler-Auslese wurde in 3 Analysegruppen unterteilt, aus denen dann der Reihe nach die Wirkungsquerschnitte für die myon-induzierten Radionuklide bestimmt werden konneten. Als erstes wurde aus einem Fit an die TFC-Mode Daten $\sigma(^8B)$ bestimmt. Im zweiten Schritt konnten dann, mit Hilfe von $\sigma(^8B)$, $\sigma(^{11}Be)$ und $\sigma(^8Li)$ aus den SGL-Mode Daten berechnet werden. Aus der 3.Analysegruppe wurde dann $\sigma(^6He)$ bestimmt wobei die σ-Werte aus 1. und 2. benutzt wurden.*

^{11}C bestimmte Faktor f_s kann für ^{8}B übernommen werden.

Bestimmung von $\sigma(^{11}$Be) und $\sigma(^{8}$Li) aus der 2.Analysegruppe:

Die Wirkungsquerschnitte für die β^--Emitter ^{11}Be und ^{8}Li wurden aus dem SGL-Mode Datensatz im Energieintervall 4 MeV<E<12 MeV bestimmt.
Da ^{6}He und ^{10}C mit ihren β-Endpunktenergieen unterhalb der Energieschwelle von 4 MeV liegen, tauchen sie im Datensatz der 2. Analysegruppe nicht auf.

Mit Hilfe des nun schon bekannten Produktionsquerschnitts von ^{8}B können also $\sigma(^{11}$Be) und $\sigma(^{8}$Li) eindeutig bestimmt werden, da sich ihre Halbwertszeiten $T_{1/2}$=13.81s bzw. $T_{1/2}$=0.84s im Fit sehr gut unterscheiden lassen.

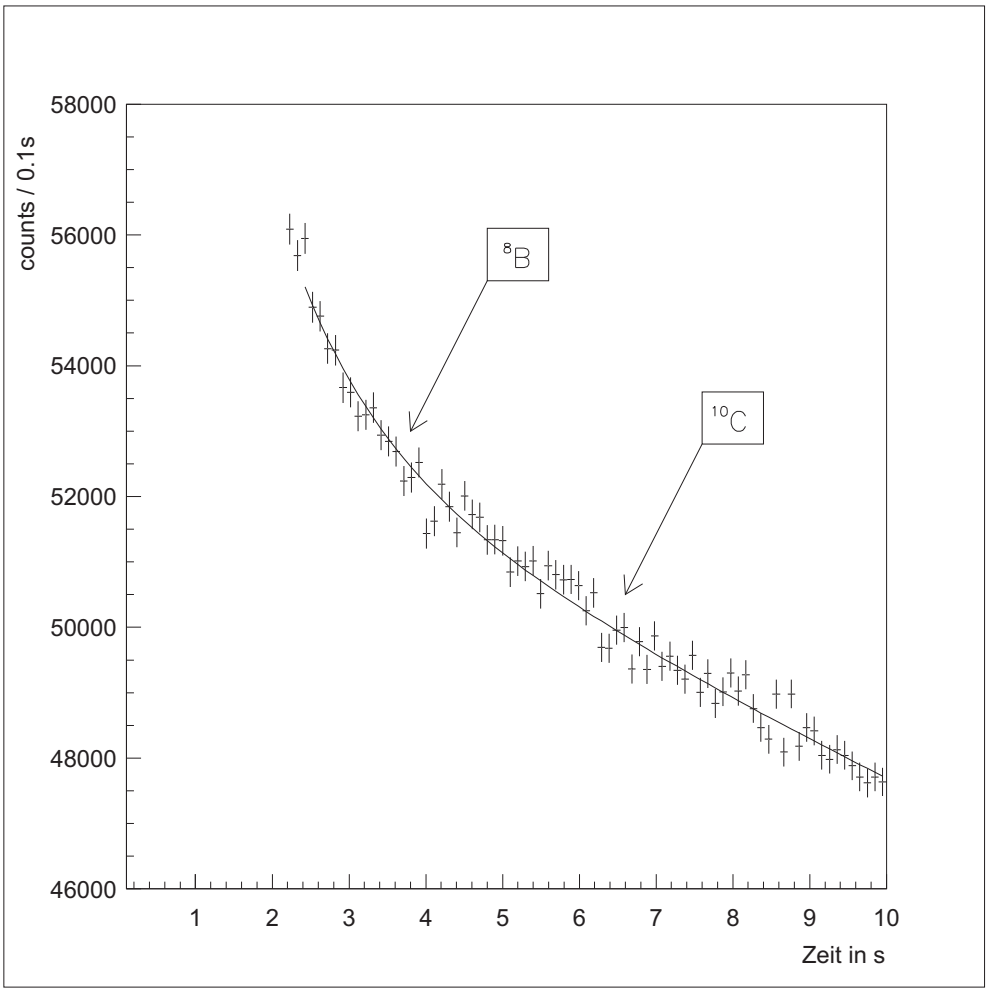


Abbildung 10.21: *Bestimmung des myon-induzierten Wirkungsquerschnitts von ^8B aus dem exponentiellen Zerfall der Isotope ^8B ($T_{1/2}$=0.77s) und ^{10}C ($T_{1/2}$=19.3s). Die durchgezogene Linie zeigt den Fit an die TFC-Mode Daten für eine Energieschwelle von $E_{thr} = 1\,MeV$ und einer Myonenergie von 100GeV.*

Mit einer Detektoreffizienz von $\epsilon = (57.34 \pm 0.49)\%$ erhält man für ^{8}Li einen über alle Meßruns gewichteten Mittelwert von $\sigma(^8Li) = (2.93 \pm 0.80)\,\mu$barn für $E_\mu = 100\,$GeV und $\sigma(^8Li) = (4.02 \pm 1.46)\,\mu$barn für $E_\mu = 190\,$GeV. Wie man aus Abb. 10.22 erkennen kann stimmt der Fit mit einem χ^2 von 0.99 sehr gut mit den SGL-Mode Daten überein.

Im Gegensatz zu ^{8}Li kann für ^{11}Be nur eine obere Grenze für $\sigma(^{11}$Be) angegeben werden. Der eigentliche Wert für $\sigma(^{11}$Be) ist in Wirklichkeit kleiner als der durch den Fit an die Daten bestimmte Wert. Das liegt daran, daß bei der Aufintegration der Zählraten in Gleichung 10.19 nicht berücksichtigt wird, daß die Atome, die beim n-ten μ-Spill produziert wurden noch zur Zählrate nach dem (n+1)-ten μ-Spill beitragen, da die Halbwertszeit von ^{11}Be größer ist als die μ-Spillrepetitionszeit von 14.4s.

Als obere Grenze für den Produktionsquerschnitt von ^{11}Be erhält man dann für $E_\mu = 100\,$GeV $\sigma(^{11}$Be) $< 1.22\,\mu$barn (68% CL) und für $E_\mu = 190\,$GeV $\sigma(^{11}$Be) $< 2.34\,\mu$barn (68% CL).

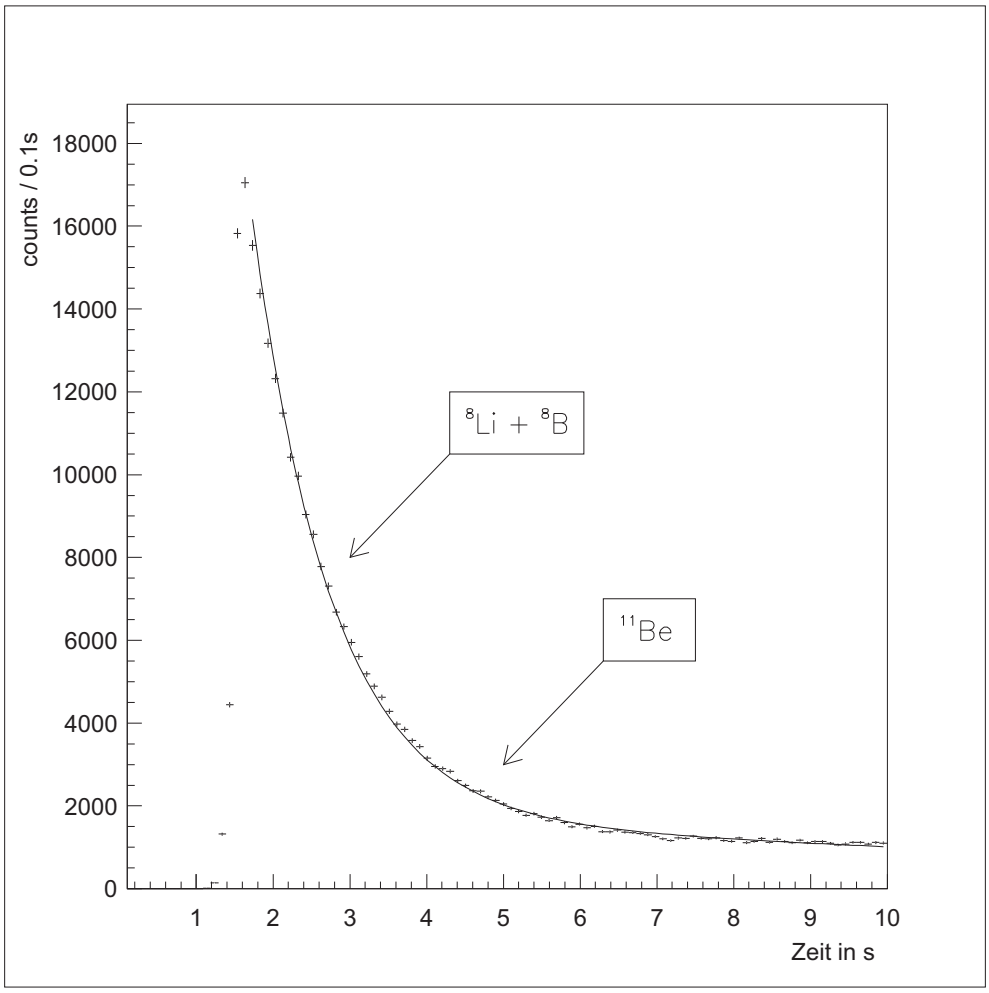


Abbildung 10.22: *Bestimmung des myon-induzierten Wirkungsquerschnitts von ^{11}Be und ^{8}Li. Die durchgezogene Linie zeigt den Fit ($\chi^2_{red} = 0.99$) an die SGL-Mode Daten im Energieintervall 4 MeV<E<12 MeV bei der Myonenergie von 100GeV.*

Bestimmung von $\sigma(^6\text{He})$ aus der 3.Analysegruppe:

Der letzte Wirkungsquerschnitt, der aus der Gruppe der kurzlebigen Isotope mit 0.5 s< $T_{1/2}$ <20 s noch zu bestimmen ist, ist $\sigma(^6\text{He})$. Mit Hilfe der nun schon bekannten Produktionsquerschnitte von ^{10}C, ^{11}Be, ^{8}Li und ^{8}B kann aus den SGL-Mode Daten im Energieintervall 1 MeV<E<4 MeV der Produktionsquerschnitt von ^{6}He bestimmt werden, der für $E_\mu = 100$ GeV einen Wert von $\sigma(^6He) = (10.2 \pm 1.0)\,\mu$barn und für $E_\mu = 190$ GeV einen Wert von $\sigma(^6He) = (16.0 \pm 1.6)\,\mu$barn annimmt.

Der Einfluß des nur mit einer oberen Grenze angegebenen $\sigma(^{11}\text{Be})$ auf den Fit an die Daten ist nur marginal, da der Zerfallsterm für die langen Halbwertszeiten mit $T_{1/2} > 10$ s von ^{10}C dominiert wird. Deshalb kann hier für $\sigma(^6\text{He})$ ein exakter Wert anstatt einer oberen Grenze angegeben werden.

10.4.7 Analyse der Isotope mit 100 ms < $T_{1/2}$ < 200 ms

Um die Wirkungsquerschnitte der äußerst kurzlebigen Isotope ^{9}C, ^{9}Li und ^{8}He mit Halbwertszeiten im Bereich zwischen 100 ms und 200 ms bestimmen zu können, war es notwendig das Scaler-Auslesezeitintervall von $\Delta t = 1/10$ s auf $\Delta t = 1/100$ s zu verkürzen. Außerdem wurden die Szintillatorzellen nun mit kontinuierlicher Hochspannung, die im Unterschied zu den vorhergehenden Messungen auch während des μ-Spills anlag, betrieben. Da diese Umstellung in der CAMAC-Programmierung erst bei der Myonenergie E_μ=190 GeV durchgeführt wurde, konnten die Produktionsquerschnitte $\sigma(^9\text{C})$, $\sigma(^9\text{Li})$ und $\sigma(^8\text{He})$ nur für diese Energie bestimmt werden. In Tab. 10.10 ist die Unterteilung in zwei Analysegruppen dargestellt.

1. TFC-Mode mit E>1 MeV:

• Isotope:	^{10}C	($T_{1/2}$=19.26 s, $E_{max}(\beta^+) = 1.9$ MeV)
	^{8}B	($T_{1/2}$=0.77 s, $E_{max}(\beta^+) = 13.9$ MeV)
	^{9}C	($T_{1/2}$=0.13 s, $E_{max}(\beta^+) < 16.0$ MeV)
• bereits bekannt:	$\sigma(^{10}\text{C})$, $\sigma(^8\text{B})$	
• zu bestimmen:	$\sigma(^9\text{C})$	

⇓

2. SGL-Mode mit 4 MeV<E<12 MeV

• Isotope:	^{8}Li	($T_{1/2}$=0.84 s, $E_{max}(\beta^-) = 13.0$ MeV)
	^{8}B	($T_{1/2}$=0.77 s, $E_{max}(\beta^+) = 13.9$ MeV)
	^{9}Li	($T_{1/2}$=0.18 s, $E_{max}(\beta^-) < 13.6$ MeV)
	^{8}He	($T_{1/2}$=0.12 s, $E_{max}(\beta^-) = 10.6$ MeV)
• bereits bekannt:	$\sigma(^8\text{Li})$, $\sigma(^8\text{B})$	
• zu bestimmen:	$\sigma(^9\text{Li} +^8 \text{He})$	

Tabelle 10.10: *Für die Bestimmung der Produktionsquerschnitte der sehr kurzlebigen Isotope (100 ms < $T_{1/2}$ < 200 ms) wurde der Datensatz mit einem Scaler-Auslesezeitintervall von $\Delta t = 1/100$ s in zwei Analysegruppen unterteilt. $\sigma(^9C)$ wird aus dem Fit an die TFC-Mode Daten mit E> 1 MeV bestimmt. Für ^{9}Li und ^{8}He konnte aus den SGL-Mode Daten mit 4 MeV<E<12 MeV nur ein kombinierter Wirkungsquerschitt $\sigma(^9Li +^8 He)$ bestimmt werden.*

Bestimmung von $\sigma(^9\text{C})$ aus der 1.Analysegruppe:

Wie man aus Tab. 10.10 entnehmen kann, wird $\sigma(^9\text{C})$ aus einem Fit an die TFC-Mode Daten mit einer Energieschwelle von E_{thr}=1 MeV bestimmt. Diese Energieschwelle wurde gewählt, um den sonst über ^{9}C dominierenden Beitrag an ^{11}C in der Zählrate zu unterdrücken. Aus dem in Abb. 10.23 dargestellten Fit, erhält man für eine Energie von $E_\mu = 190$ GeV einen Produktionsquerschnitt von $\sigma(^9\text{C}) = (4.8 \pm 1.5)\,\mu$barn.

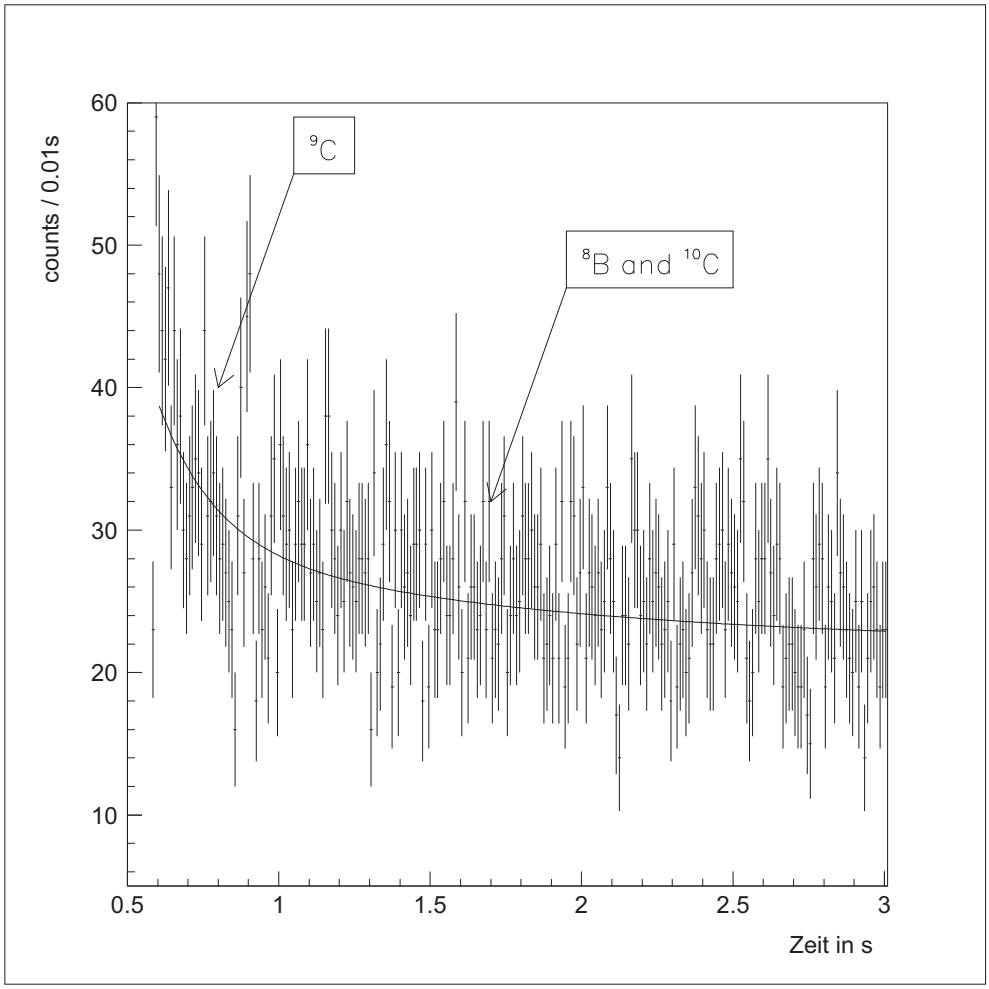


Abbildung 10.23: *Bestimmung des myon-induzierten Wirkungsquerschnitts von ^{9}C. Die durchgezogene Linie zeigt den Fit ($\chi^2 = 1.09$) an die TFC-Mode Daten für E_{thr}=1 MeV.*

Bestimmung von $\sigma(^{9}\mathrm{Li} + ^{8}\mathrm{He})$ aus der 2.Analysegruppe:

Für die beiden letzten verbleibenden Isotope ^{9}Li und ^{8}He konnte nur ein kombinierter Wirkungsquerschnitt $\sigma(^{9}\mathrm{Li} + ^{8}\mathrm{He})$ bestimmt werden. Die Halbwertszeiten der beiden Isotope liegen mit $T_{1/2}$ =180 ms (^{9}Li) und $T_{1/2}$= 120 ms (^{8}He) zu nahe beieinander und können deshalb im Fit nicht hinreichend gut unterschieden werden. Da ^{6}He mit einer β-Endpunktenergie von 3.5 MeV nicht in das Energieintervall von 4 MeV <E< 12 MeV fällt und der Beitrag von ^{11}Be wegen des zu geringen Produktionsquerschnitts zu vernachlässigen ist, verbleiben nur die Isotope ^{8}Li, ^{8}B, ^{9}Li und ^{8}He im Datensatz der 2.Analysegruppe. Abb. 10.24 zeigt einen Fit an die SGL-Mode Daten im Energieintervall 4 MeV <E< 12 MeV mit variablen Halbwertszeiten T_1 und T_2. Mit χ^2=0.35 ergibt sich aus dem Fit T_1 = (0.12 ± 0.06) s und T_2 = (0.82 ± 0.03) s, was sehr gut mit den Halbwertszeiten der in Tab. 10.10 angegebenen Isotope übereinstimmt. Zu bemerken ist auch, daß die in Abb. 10.24 dargestellten Meßdaten nahezu untergrundfrei sind und das Isotop ^{11}Be mit $T_{1/2}$ =13.8 s zu recht vernachlässigt werden kann. Gemittelt über alle Meßruns erhält man so einen gewichteten Mittelwert von $\sigma(^{9}\mathrm{Li} + ^{8}\mathrm{He}) = (2.12 \pm 0.35)\,\mu$barn für E_μ = 190 GeV.

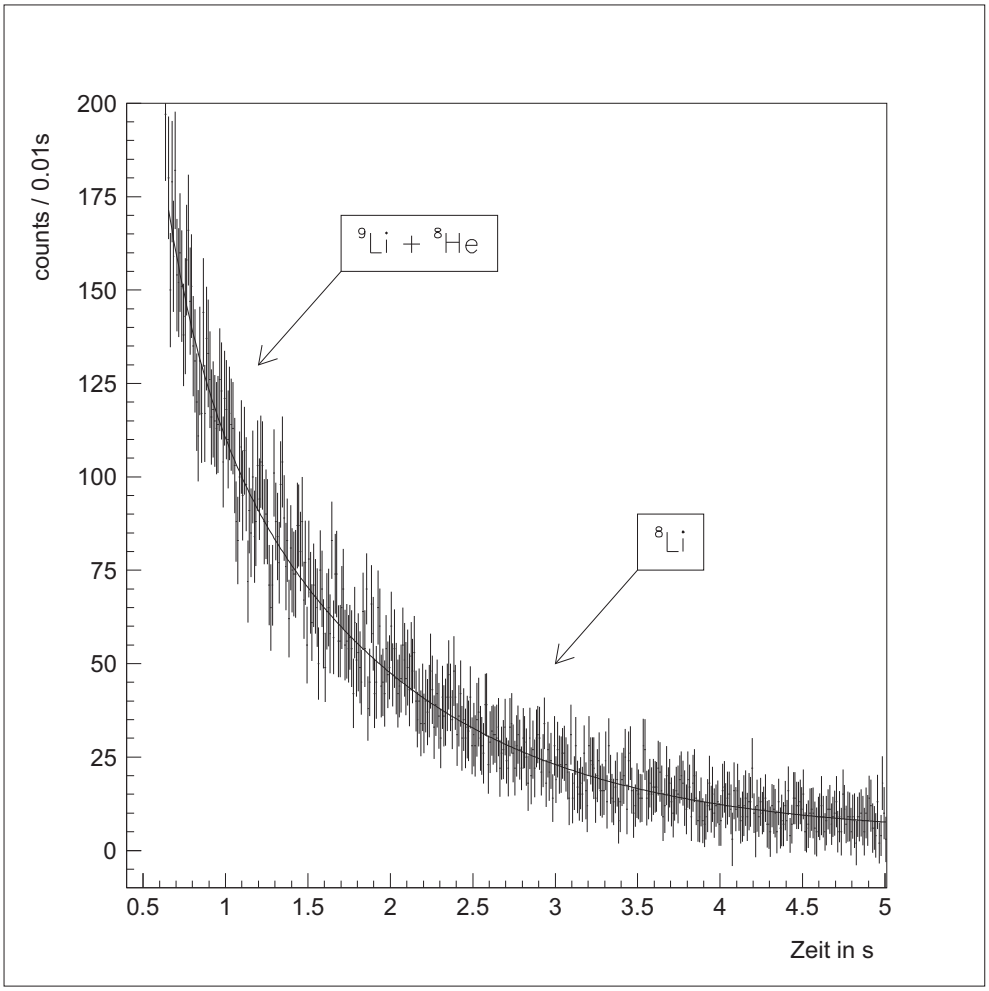


Abbildung 10.24: *Bestimmung des kombinierten, myon-induzierten Wirkungsquerschnitts von ^{9}Li und ^{8}He aus einem Fit an die SGL-Mode Daten im Energieintervall 4 MeV<E<12 MeV.*

Am Schluß dieses Kapitels sind die Wirkungsquerschnitte σ für die myon-induzierte Produktion von Radionukliden in Flüssigszintillatoren (^{12}C-Targets) noch einmal in Tab. 10.11 zusammengefaßt.

Das in Tab. 4.7 (Kapitel 4.5.5) aufgeführte Isotop ^{12}B mit einer Halbwertszeit von nur 20 ms konnte mit Hilfe der in-situ-Szintillationsspektroskopie nicht nachgewiesen werden. Die gewählte zeitliche Auflösung der Targetzellenauslese (Scaler-Auslesezeitinterval $\Delta t = 1/100$ s) reichte dafür nicht aus.

10.5 Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte

Die im vorangegangenen Kapitel erwähnten Radioisotope wurden in hadronischen- und elektromagnetischen Schauern erzeugt, die vom monoenergetischen SPS-Myonenstrahl in

Isotope	σ_{eff} in μbarn für E_μ 100 GeV	190 GeV	Energieabhängigkeit Exponent α
^{11}C	576 ± 45	905 ± 58	0.70 ± 0.16
^{7}Be	127 ± 13	230 ± 23	0.93 ± 0.23
^{11}Be	< 1.22 (68% CL)	< 2.34 (68% CL)	
^{10}C	77.4 ± 4.9	115.4 ± 14.6	0.62 ± 0.22
^{8}Li	2.93 ± 0.80	4.02 ± 1.46	0.50 ± 0.71
^{6}He	10.15 ± 1.0	16.02 ± 1.60	0.71 ± 0.22
^{8}B	4.16 ± 0.81	7.13 ± 1.46	0.84 ± 0.45
^{9}C		4.83 ± 1.51	
^{9}Li+ ^{8}He		2.12 ± 0.35	

Tabelle 10.11: *Zusammenfassung der Wirkungsquerschnitte σ und Energieabhängigkeiten α für alle Radionuklide, die durch Myonen oder sekundäre Schauerteilchen im Flüssigszintillator bzw. ^{12}C-Target produziert werden können. Die Wirkungsquerschnitte wurden für zwei Energien, E_μ=100 GeV und E_μ=190 GeV, bestimmt. Der gewichtete Mittelwert des Exponenten α berträgt* $\langle\alpha\rangle = 0.73 \pm 0.10$

den Absorbermaterialien induziert wurden. Faßt man die unter Kapitel 4.5.1 beschriebenen verschiedenen Reaktionswege zusammen, dann läßt sich die myon-induzierte Produktion von Radionukliden durch ein Myon der Energie E_μ mit einem gemeinsamen Wirkungsquerschnitt $\sigma(E_\mu)$ beschreiben. Dieser hängt allerdings auch von dem jeweiligen Medium bzw. Absorbermaterial ab, in dem sich der Schauer ausbildet.
Da die Motivation unserer Messungen die Bestimmung des myonischen Untergrundbeitrags in BOREXINO war, wurden als Absorbermaterialien für die Erzeugung des Myonenschauers Beton und Wasser gewählt, um den Aufbau des Experiments am CERN so nah wie möglich an die experimentellen Gegebenheiten des BOREXINO Detektors im Gran Sasso Untergrundlabor anzupassen.
Die experimentellen Ergebnisse von Bergamasco et al. [Ber71], Enikeev et al. [Eni87] und Wolfendale et al. [Wolf] legen es nahe, die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte durch ein Potenzgesetz (Gleichung 10.22) zu beschreiben.
Ebenso läßt sich die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts aus theoretischen Überlegungen [Kha95] analog zur Energieabhängigkeit der Neutronenzahl in hadronischen- bzw. elektromagnetischen Schauern ableiten, die mit Hilfe des Potenzgesetzes

$$\sigma_{tot}(E_\mu) \propto E_\mu^\alpha \tag{10.22}$$

beschrieben werden kann, wobei die Energie in GeV gegeben ist.

Aus dem Verhältnis, der bei den beiden Myonenergien 100 GeV und 190 GeV gemessenen Produktionsquerschnitten $\sigma(100\,\text{GeV})$ bzw. $\sigma(190\,\text{GeV})$ läßt sich der Exponent α nach

Gleichung 10.23 bestimmen.

$$\alpha = \frac{\ln\left(\frac{\sigma(190\,\mathrm{GeV})}{\sigma(100\,\mathrm{GeV})}\right)}{\ln\left(\frac{190\,\mathrm{GeV}}{100\,\mathrm{GeV}}\right)} \tag{10.23}$$

In Tabelle 10.11 sind die berechneten Werte für den Exponenten α für jedes einzelne myon-induzierte Isotop aufgelistet. Wie man aus Tab. 10.11 ablesen kann, variiert α zwischen 0.5 (allerdings mit einer sehr großen Unsicherheit) und 0.93. Aus den sechs bestimmten Werten von α erhält man also als gewichteten Mittelwert für die Energieabhängigkeit der Produktionsquerschnitte den Exponent

$$\langle\alpha\rangle = 0.73 \pm 0.10\ .$$

Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit anderen, experimentellen Resultaten von Beschleunigerexperimenten, die unterschiedliche Targetmaterialien benutzten. So wurde zum Beispiel bei der Bestrahlung von Ga, die ebenfalls am SPS-Myonstrahl erfolgte, bei den Energien 100GeV, 200GeV und 280GeV für das Isotop ^{71}Ge ein Exponent α=0.7 gemessen [Cri97]. Monte-Carlo Simulationen dazu zeigen eine etwas höhere Abhängigkeit von der Energie mit α=0.8 [Cri97].

Von [Neu90] werden für die Produktion von ^{202}Tl, ^{205}Bi und ^{206}Bi aus natürlichem Blei, das bei $E_\mu = 120\,\mathrm{GeV}$ und $E_\mu = 280\,\mathrm{GeV}$ bestrahlt wurde Exponenten von $\alpha = 0.61 \pm 0.24$ bis hin zu $\alpha = 0.91 \pm 0.35$ angegeben.

Auch die Messungen am SPS-Myonstrahl mit Fe-, Ni- und Cu-Targets bei $E_\mu = 100\,\mathrm{GeV}$ und $E_\mu = 190\,\mathrm{GeV}$, die parallel zur Bestrahlung der ^{12}C-Targets durchgeführt wurden (siehe [Hei98]) zeigen eine Energieabhängigkeit, die mit dem oben genannten Wert $\langle\alpha\rangle = 0.73 \pm 0.10$ gut verträglich ist.

Von Khalchukov et al. [Kha95] wird aus theoretischen Überlegungen und Berechnungen zur myon-induzierten Neutronenproduktion in elektromagnetischen- und hadronischen Schauern ein Wert von $\alpha = 0.75 \pm 0.05$ angegeben, der ebenfalls sehr gut mit dem gemessenen Wert übereinstimmt.

10.6 Vergleich der kosmogenen Untergrundraten in BOREXINO und KamLAND

Ausgehend von der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte können nun die myon-induzierten Untergrundraten für jedes im Flüssigszintillatortarget erzeugte Isotop berechnet werden. Die genaue Bestimmung des kosmogenen Untergrunds ist vor allem für Neutrinoexperimente mit organischen Flüssigszintillator-Targets, die mit sehr geringen Ereignisraten zu tun haben von großer Bedeutung. In diesem Kapitel sollen nun die experimentell bestimmten myon-induzierten Untergrundraten für BOREXINO und KamLAND, in den für die solare Neutrinophysik relevanten Energiebereichen berechnet, verglichen und diskutiert werden.

10.6.1 Der kosmogene Untergrund in BOREXINO

Die myon-induzierte Untergrundrate R_{Isotop} eines bestimmten Radioisotops ist abhängig vom differentiellen Myonenergie-Spektrum $\frac{dN_\mu}{dE_\mu}$ am Ort des Detektors in der Tiefe h, der Anzahl der Targetatome $N_{^{12}C}$, dem Exponenten α und dem (in der Literatur oft auf 1 GeV bezogenen) Wirkungsquerschnitt σ_0.

$$R_{isotope} = N_{^{12}C} \cdot \sigma_0 \cdot \int_0^\infty \left(\frac{E_\mu}{1\,\mathrm{GeV}}\right)^\alpha \frac{dN_\mu}{dE_\mu}\, dE_\mu \tag{10.24}$$

Da das differentielle Myonenergie-Spektrum am Ort des Detektors oft nicht so genau bekannt ist wie die mittlere Myonenergie $\langle E_\mu \rangle$, ist es sinnvoll die Produktionsrate in Abhängigkeit von $\langle E_\mu \rangle$ anzugeben.

$$R_{isotope} = \beta_\alpha \cdot N_{^{12}C} \cdot \sigma_0 \cdot \left(\frac{\langle E_\mu \rangle}{1\,\mathrm{GeV}}\right)^\alpha \cdot \Phi_\mu \tag{10.25}$$

Hierbei bezeichnet Φ_μ den totalen Myonfluß am Ort des Detektors. Der einzige Unterschied in den beiden angesprochenen Wegen zur Berechnung der Produktionsraten liegt in den verschiedenen Mittelungen der Myonenergie. Deshalb wird in Gleichung 10.25 ein sogenannter Korrekturfaktor β_α eingeführt, der das Verhältnis

$$\beta_\alpha = \frac{\langle E_\mu^\alpha \rangle}{\langle E_\mu \rangle^\alpha} \tag{10.26}$$

in Abhängigkeit vom Exponenten α beschreibt. Die Schwankungen von β_α mit der Tiefe h sind nur klein und betragen maximal 2% [Hei98].
Für die nachfolgenden Berechnungen wurde für α der in dieser Arbeit bestimmte Exponent $\alpha = 0.73 \pm 0.10$ benutzt, woraus sich ein Korrekturfaktor $\beta_{0.73} = 0.87 \pm 0.03$ berechnet.

Für die Bestimmung der myon-induzierten Untergrundraten in BOREXINO wird für die mittlere Energie am Ort des Detektors der von der MACRO-Kollaboration [Mac95] gemessene Wert

$$\langle E_\mu \rangle = 320 \pm 4(\mathrm{stat.}) \pm 11(\mathrm{syst.})\ \mathrm{GeV}\ [\mathrm{Mac99}]$$

benutzt. Der MACRO Detektor befindet sich ebenfalls am Gran Sasso Untergrundlabor und ist in der parallel neben Halle C liegenden Experimentierhalle B aufgebaut. Somit berücksichtigt der oben genannte Wert für $\langle E_\mu \rangle$ bereits das lokale Gesteinsabschirmungsprofil oberhalb des BOREXINO Detektors und wird deshalb dem Wert $\langle E_\mu \rangle = 281$ GeV, den man aus der Integration des differentiellen Myonenergiespektrums von Lipari et al. [Lip91] für eine flache Topografie erhält, vorgezogen.

Für die Berechnung von R_{Isotop} in BOREXINO wird nicht wie in Gleichung 10.25 angegeben, der auf $E_\mu = 1$ GeV bezogene Wert σ_0 verwendet, sondern der für $E_\mu = 190$ GeV bestimmte Fitwert σ_{190}. Dies hat den Vorteil, daß der Fehler in der berechneten Produktionsrate, den man bei der Extrapolation auf $\langle E_\mu \rangle = 320$ GeV macht, klein ist. Analog zu Gleichung 10.25 erhält man also für die myon-induzierte Produktionsrate eines Isotops

$$R_{isotope} = \beta_\alpha \cdot N_{^{12}C} \cdot \sigma_{190} \cdot \left(\frac{\langle E_\mu \rangle}{190\,\mathrm{GeV}}\right)^\alpha \cdot \Phi_\mu \tag{10.27}$$

wobei σ_{190} aus einem Fit an die Meßdaten $\sigma(100\,\mathrm{GeV})$ und $\sigma(190\,\mathrm{GeV})$ mit der Funktion $f(E) \sim E^{0.73}$ bestimmt wird.

Als Myonfluß am Ort des Detektors wurde der in Referenz [Cri97] angegebene Wert $\Phi_\mu = (1.16 \pm 0.09)\,\mu/\mathrm{h}\cdot\mathrm{m}^2$ benutzt. Die Anzahl der ^{12}C-Targetatome in 100t Flüssigszintillator PC ($\rho_{PC} = 0.89\,\mathrm{g/cm}^3$) berechnet sich zu $\mathrm{N}_{^{12}C} = 4.51 \cdot 10^{30}$. Damit lassen sich aus Gleichung 10.27 sämtliche myon-induzierten Produktionsraten in BOREXINO berechnen, die in Tabelle 10.12 zusammengefaßt sind. Zusätzlich zu den totalen Produktionsraten der einzelnen Isotope sind in Tabelle 10.12 auch die jeweiligen Untergrundraten in den für die solare Neutrinophysik relevanten Energiebereichen für die Detektion von

1. ^{7}Be-Neutrinos (250 keV<E<800 keV)
2. pep-Neutrinos (0.8 MeV<E<1.4 MeV)
3. ^{8}B-Neutrinos (2.8 MeV<E<5.5 MeV)

aufgelistet.

	Myon-induzierte Untergrundraten in BOREXINO in Ereignissen/(d·100t) für die Energieintervalle:			
Isotop	Gesamter Energiebereich	250 keV<E<800 keV ^{7}Be-ν Region	0.8 MeV<E<1.4 MeV pep-ν Region	2.8 MeV<E<5.5 MeV ^{8}B-ν Region
^{11}C	14.55 ± 1.49	0	7.36 ± 0.75	0
^{7}Be	0.34 ± 0.04	0.34 ± 0.04	0	0
^{11}Be	< 0.034	$< 4.3 \cdot 10^{-4}$	$< 1.0 \cdot 10^{-4}$	< 0.01
^{10}C	1.95 ± 0.21	0	0	0.56 ± 0.06
^{8}Li	0.070 ± 0.017	$(2.5 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$	$(8.0 \pm 2.0) \cdot 10^{-4}$	0.020 ± 0.005
^{6}He	0.26 ± 0.03	0.040 ± 0.004	0.07 ± 0.01	0.011 ± 0.001
^{8}B	0.11 ± 0.02	0	$(3.3 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}$	0.020 ± 0.004
^{9}C	0.077 ± 0.025	0	0	0.016 ± 0.005
^{9}Li+^{8}He	0.034 ± 0.007	$< 6.8 \cdot 10^{-4}$	$< 1.0 \cdot 10^{-3}$	< 0.014
Summe	~ 17.4	~ 0.38	~ 7.4	~ 0.65
ν-Rate (SSM)		~ 50	~ 1.5	~ 0.53

Tabelle 10.12: *Myon-induzierte Untergrundraten in* BOREXINO, *berechnet für die in der solaren Neutrinophysik relevanten Energiebereiche zum Nachweis der ^{7}Be-ν, pep-ν und ^{8}B-ν. Die Untergrundraten sind in Ereignissen/d angegeben, normalisiert auf 100t Targetmasse (FV).*

Für die Berechnung der energieabhängigen kosmogenen Untergrundraten wurden die einzelnen β-Zerfallsspektren der Radioisotope mit der Energieauflösung von BOREXINO gefaltet und anschließend der prozentuale Anteil der Energiedeposition im gefragten Energiebereich bestimmt.
Die Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E}$ in BOREXINO läßt sich aus der statistischen Fluktuation der detektierten Photoelektronen wie folgt bestimmen. Bei einer deponierten Energie von 1 MeV werden im Flüssigszintillator ca. 10^4 Photonen emittiert. Die prozentuale Abdeckung der rund 2000 mit Konzentratoren bestückten Photovervielfacher beträgt 30%. Bei einer Photokathoden-Effizienz von 12% werden somit im Mittel also $10^4 \cdot 0.3 \cdot 0.12 = 360$ Photoelektronen pro 1 MeV Energiedeposition erzeugt, was einer Energieauflösung von 5.3% bei 1 MeV entspricht.

10.6.2 Der kosmogene Untergrund in KamLAND

Obwohl die Motivation der Messungen am CERN der Bestimmung des kosmogenen Untergrunds in BOREXINO galt, sind die Ergebnisse auch von großer Relevanz für das ebensfalls im Aufbau begriffene KamLAND-Experiment (siehe Kapitel 3.4). In diesem Kapitel soll deshalb der in Tab. 10.12 angegebene myon-induzierte Untergrund mit dem in KamLAND zu erwartenden kosmogenen Untergrund verglichen werden.

Zwar wurde KamLAND in erster Linie als Long-Baseline Experiment zur Detektion von Reaktor Anti-Neutrinos konzipiert, daneben kann es aber auch als solarer Neutrinodetektor, vor allem für die Detektion der mittelenergetischen ^{7}Be-Neutrinos fungieren falls der interne Untergrund bezüglich Uran und Thorium weniger als $\approx 10^{-16}$ g/g beträgt.
Der Detektoraufbau von KamLAND ist im wesentlichen dem von BOREXINO nachempfunden. Die Detektion der solaren Neutrinos findet ebenfalls über $\nu - e^-$-Streuung statt, allerdings in einem 1200 m^3 großen Flüssigzintillator Target, das im Vergleich zu BOREXINO aus 80% Isoparaffin und 20% PC+PPO besteht. Isoparaffin, für das die chemische Formel nCH_2 angegeben wird [Kam99a] besitzt eine Dichte von $\rho_{Iso} = 0.787\,\mathrm{g/cm^3}$, womit sich für die auf 100 t Targetmasse bezogene Anzahl der ^{12}C-Atome für KamLAND ein Wert von $N_{^{12}C} = 4.31 \cdot 10^{30}$ ergibt.
Der KamLAND Detektor befindet sich in einer Tiefe von 2700 mwe in der Kamioka Mine in Japan, hat also eine etwas geringere Gesteinsabschirmung als BOREXINO und ist somit einem ca. 8 mal so hohen Myonfluß [Kamy99] im Vergleich zu BOREXINO ausgesetzt. Aus der geringeren Tiefe von KamLAND gegenüber BOREXINO resultiert auch ein etwas kleinerer Wert für die mittlere Energie des totalen Myonflusses $\langle E_\mu^{tot} \rangle$ am Ort des Detektors.

Der Wert für $\langle E_\mu^{tot} \rangle$ in der Tiefe h = 2700 mwe läßt sich aus dem Integral über die mittleren Energien des vertikalen Myonflusses $\langle E_\mu^{v} \rangle$ bei verschiedenen Neigungsrichtungen, gewichtet mit der Winkelverteilung des Myonflusses, nach [Hei98] mit folgender Formel abschätzen:

$$\langle E_\mu^{tot}(h) \rangle = \frac{2\pi \int_0^1 I_v(h) \cdot cos^n\theta \cdot \langle E_\mu^v(\frac{h}{cos\theta}) \rangle \, dcos\theta}{\frac{2\pi}{n+1} I_v(h)} \qquad (10.28)$$

Der Parameter n bezeichnet dabei die Abhängigkeit der Myonenintensität vom Zenithwinkel θ. Als mittlere Energie des vertikalen Myonflusses $\langle E_\mu^{v}(h) \rangle$ wurde der in der Arbeit

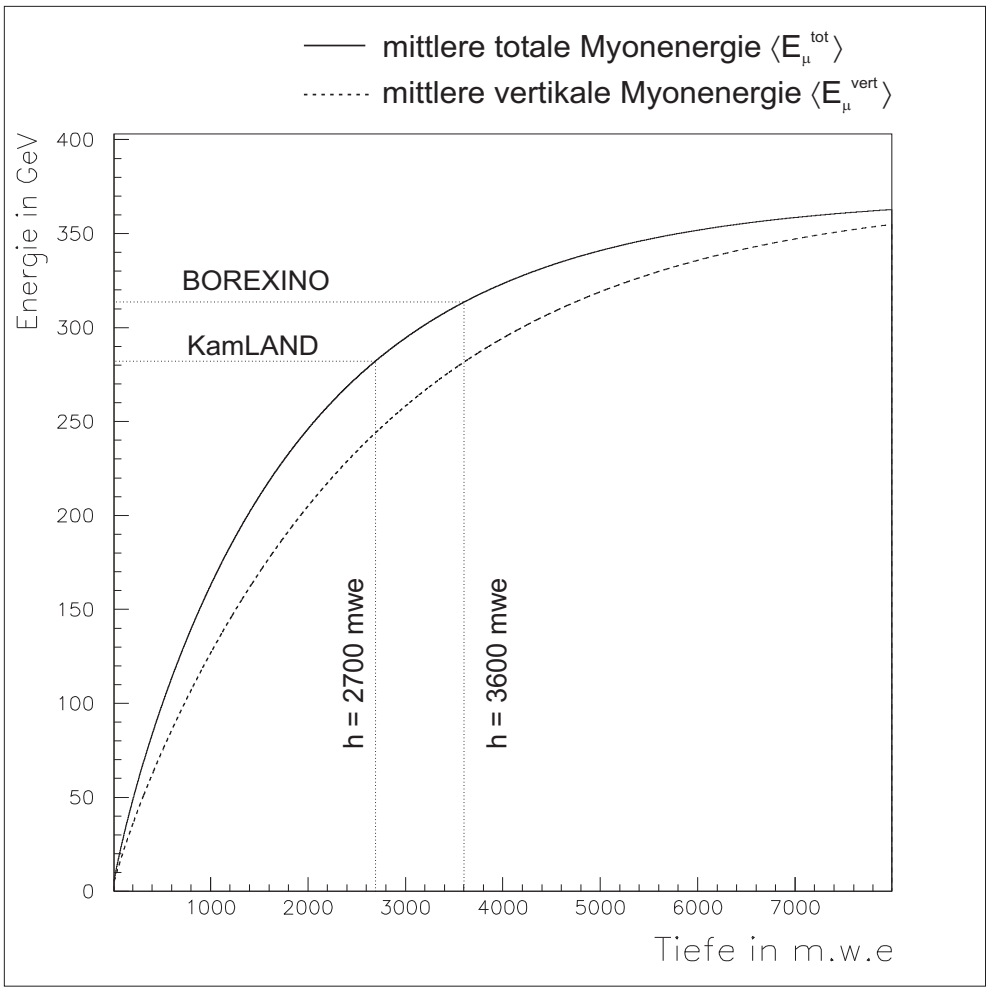


Abbildung 10.25: *Darstellung der mittleren totalen Myonenergie $\langle E_\mu^{tot} \rangle$ (durchgezogene Linie) und der mittleren vertikalen Myonenergie $\langle E_\mu^{v} \rangle$ (gestrichelte Linie) in Abhängigkeit von der Tiefe h des Detektors. Für* KAMLAND *läßt sich der Wert $\langle E_\mu^{tot} \rangle = 285\ GeV$ ablesen.*

von [Hei98] verwendete Fit an die Daten aus Abb. 4.11 (durchgezogene Linie) benutzt. Dieser läßt sich durch die doppelte Anwendung des Ausdrucks aus Gl. 4.26 und einer Konstanten in der Parametrisierung durch

$$\langle E_\mu^{v}(h) \rangle = a_1(1 - e^{-b_1 h}) + a_2(1 - e^{-b_2 h}) + c \qquad (10.29)$$

mit $a_1 = 359.63\,\mathrm{GeV}$, $a_2 = 8.27\,\mathrm{GeV}$, $b_1 = 3.855 \cdot 10^{-4}$, $b_2 = 5.320 \cdot 10^{-3}$ und $c = 3.485\,\mathrm{GeV}$ darstellen. Der vertikale Myonfluß $I_v(h)$ ist durch den Ausdruck aus Gleichung 4.28 gegeben, wobei die Tiefe h in Einheiten von mwe einzusetzen ist. Die Zenitwinkelverteilung des Myonflusses kann in KamLAND gut durch eine $\cos^2\theta$-Verteilung approximiert werden [Kamy99], d.h. in Gleichung 10.28 kann n=2 gesetzt werden.
In Abbildung 10.25 ist die nach Gleichung 10.29 berechnete mittlere vertikale Myonenergie bzw. die nach Gleichung 10.28 berechnete mittlere totale Myonenergie in Abhängigkeit von der Tiefe h dargestellt. Für KamLAND kann man daraus für die Tiefe $h = 2700\,\mathrm{mwe}$ eine mittlere totale Myonenergie von $\langle E_\mu^{tot} \rangle = 285\,\mathrm{GeV}$ ablesen, wobei der analog dazu berechnete Wert für BOREXINO mit $\langle E_\mu^{tot} \rangle = 315\,\mathrm{GeV}$ bei einer Tiefe von $h = 3600\,\mathrm{mwe}$ sehr

	BOREXINO	KamLAND
Tiefe in mwe	3600	2700
Mittlere μ-Energie $\langle E_\mu \rangle$ in GeV	320	285
Myonfluß Φ_μ in $\mu/\mathrm{h} \cdot \mathrm{m}^2$	(1.16 ± 0.09)	~ 9.3
$N_{^{12}C}$ in 100t Targetmaterial	$4.51 \cdot 10^{30}$	$4.31 \cdot 10^{30}$

Tabelle 10.13: *Vergleich der charakteristischen, in die Berechnung des kosmogenen Untergrunds eingehenden Detektorgrößen von* BOREXINO *und Kam*LAND.

gut mit dem experimentell bestimmten Wert von (320±12) GeV [Mac99] übereinstimmt. In Tabelle 10.13 sind noch einmal alle charakteristischen, in die Berechnung des kosmogenen Untergrunds eingehenden Detektorgrößen von BOREXINO und KAMLAND dargestellt.

Mit Hilfe Gleichung 10.27 kann man nun die myon-induzierten Untergrundraten R_{Isotop} beider Neutrinoexperimente vergleichen. Normalisiert auf 100 t Targetmasse erhält man:

$$\frac{R_{Isotop}^{Borexino}}{R_{Isotop}^{Kamland}} = \frac{N_{^{12}C}^{Borexino}}{N_{^{12}C}^{Kamland}} \cdot \left(\frac{\langle E_\mu^{Borexino} \rangle}{\langle E_\mu^{Kamland} \rangle} \right)^{0.73} \cdot \frac{\Phi_\mu^{Borexino}}{\Phi_\mu^{Kamland}} = 0.14 \qquad (10.30)$$

Der kosmogene Untergrund für das KAMLAND-Experiment ist also um einen Faktor ∼7 höher als für BOREXINO.

10.6.3 Diskussion der kosmogenen Untergrundraten

In diesem Unterkapitel sollen nun die Resultate der Bestrahlungsmessungen am CERN, in Hinblick auf die zu erwartenden kosmogenen Untergrundraten in BOREXINO in den relevanten Energieintervallen für die ^{7}Be-, pep- und ^{8}B-Neutrinodetektion, diskutiert werden.

1.) Kosmogener Untergrund im $\nu(^7Be)$-Energieintervall:

Wie man aus Tab. 10.12 entnehmen kann, stammt der größte Untergrundbeitrag im für die $\nu(^7Be)$-Detektion relevanten Energieintervall 250 keV-800 keV vom Isotop ^{7}Be.
In BOREXINO wird die solare $\nu(^7Be)$-Rate bestimmt, indem über die Ereignisraten in diesem Energieintervall, das die comptonartige Kante im Spektrum des Rückstoßelektrons bei 660 keV abdeckt, aufintegriert wird. Die Energieauflösung in BOREXINO sollte bei einer Energie von 660 keV erwartungsgemäß bei $\sim 6\%$ liegen. Somit trägt das beim Zerfall von ^{7}Be, mit einem Verzweigungsverhältnis von 10% emittierte Gamma mit $E_\gamma = 478$ keV zwar nicht direkt zur Energieverschmierung der Compton-Kante bei, jedoch aber zur integralen Zählrate in diesem sogenannten ^{7}Be-Neutrinofenster (250 keV<E<800 keV).

Verglichen mit einer zu erwartenden Neutrinorate von ≈50 Ereignissen/(d·100t) (gemäß SSM) ist ein kosmogener Untergrund von ≈0.4 Ereignissen/(d·100t) in BOREXINO zu tolerieren. Selbst im Falle von totaler Neutrinoflavour-Konversion ($\nu_e \rightarrow \nu_\mu$) liegt die Signalrate mit ≈10 Ereignissen/(d·100t) immer noch signifikant über der des kosmogenen Untergrunds. Für KAMLAND ist dagegen eine myon-induzierte Untergrundrate von ≈3 Ereignissen/(d·100t) zu erwarten.

Produktion von ^{7}Be auf der Erdoberfläche:

Ein weiterer, nicht zu vernachlässigender Aspekt bei der Bestimmung des kosmogenen Untergrunds in diesem Energieintervall ist die Produktion von ^{7}Be im Flüssigszintillator während der Lagerung und des Transports *an der Erdoberfläche*. Im Gleichgewichtszustand ist die Produktionsrate von ^{7}Be mit seiner Zerfallsrate gleichzusetzen. Mit Hilfe der Anzahl $N_{^{12}C}$ der ^{12}C-Targetatome in 100 t Szintillator und der Anzahl $N_{^7Be}$ der produzierten ^{7}Be-Atome im Gleichgewichtszustand läßt sich für die Gleichgewichtsrate R an der Erdoberfläche schreiben

$$R \;=\; \Phi_\mu \cdot N_{^{12}C} \cdot \sigma(^7Be) = \lambda \cdot N_{^7Be}\;. \tag{10.31}$$

Dabei bezeichnet $\lambda = \ln 2/T_{1/2}$ die Zerfallskonstante von ^{7}Be und Φ_μ den Myonenfluß an der Erdoberfläche. Mit der in Kapitel 10.5 bestimmten Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts gilt

$$N_{^7Be} \;=\; \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \cdot \Phi_\mu \cdot N_{^{12}C} \cdot \sigma_0 \langle E \rangle^{0.73} \tag{10.32}$$

Der Myonenfluß an der Erdoberfläche beträgt $\Phi_\mu = 2.1 \cdot 10^7 \mu$ m^{-2}d^{-1} [Con88] bei einer mittleren Energie der Myonen von $\langle$E$\rangle = 4$ GeV [Pdb99].
Mit Hilfe des in den vorhergehenden Kapiteln bestimmten Wirkungsquerschnitts für ^{7}Be kann, wenn überhaupt, nur eine sehr grobe, untere Grenze für die Produktion von ^{7}Be im Szintillator auf der Erdoberfläche angegeben werden. Erstens war das Experiment am CERN darauf ausgelegt den kosmogenen Untergrund in einer Tiefe von $\sim$3600 mwe zu simulieren, in der die mittlere Myonenergie sehr viel höher ist ($\langle E \rangle \sim 300$ GeV) als an der Erdoberfläche und damit eine Extrapolation auf 4 GeV sehr ungenau wäre.
Zweitens ist der Erzeugungsprozeß für die myon-induzierten Isotope über die am CERN gemessene Reaktion μ (& *em. und hadr. Schauer*) + $^{12}C \rightarrow {}^A_Z X$ ein ganz anderer als an der Erdoberfläche. Hier stellt die Produktion von ^{7}Be über die myonische Komponente der primären Höhenstrahlung nur einen Teilprozeß dar. Die dominanten Reaktionen $^{12}C\,(n,\,2n\,\alpha)$, $^{12}C\,(p,\,n\,p\,\alpha)\,^7Be$ und $^{12}C\,(\gamma,\,n\,\alpha)\,^7Be$ werden durch die in der Atmosphäre sekundär erzeugten hadronischen- und elektromagnetischen Schauerteilchen ausgelöst.
Für die Abschätzung der ^{7}Be-Produktionsrate im Szintillator auf der Erdoberfläche muß deshalb auf andere Quellen zurückgegriffen werden.
In Referenz [Vog96] wird die Produktion von ^{7}Be über die hadronische Höhenstrahlungskomponente, also über die Teilreaktionen

$$^{12}C\,(n,\,2n\,\alpha)\,^7Be$$
$$^{12}C\,(p,\,n\,p\,\alpha)\,^7Be$$

abgeschätzt. Dazu wurde am Protonen-Zyklotron in Princeton der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{12}C\,(p,x)\,^7Be$ gemessen, dessen Energieabhängigkeit in Abb. 10.26 dargestellt ist. Mit Hilfe des bekannten kosmogenen Neutronen- und Protonenflusses auf der Erdoberfläche [Beri60] erhält man für den Gleichgewichtszustand auf der Erdoberfläche eine Rate von $\mathrm{R_{n,p}} = 2.7 \cdot 10^6\ \mathrm{N_{^7Be}/(d \cdot 100t)}$ bzw. $\mathrm{R_{n,p}} = 2.7 \cdot 10^5\ \gamma_{478}/(\mathrm{d \cdot 100t})$ [Vog96].

Die Rate der Produktionsreaktion über die elektromagnetische Höhenstrahlungskomponente

$$^{12}C\,(\gamma,\,n\,\alpha)\,^7Be$$

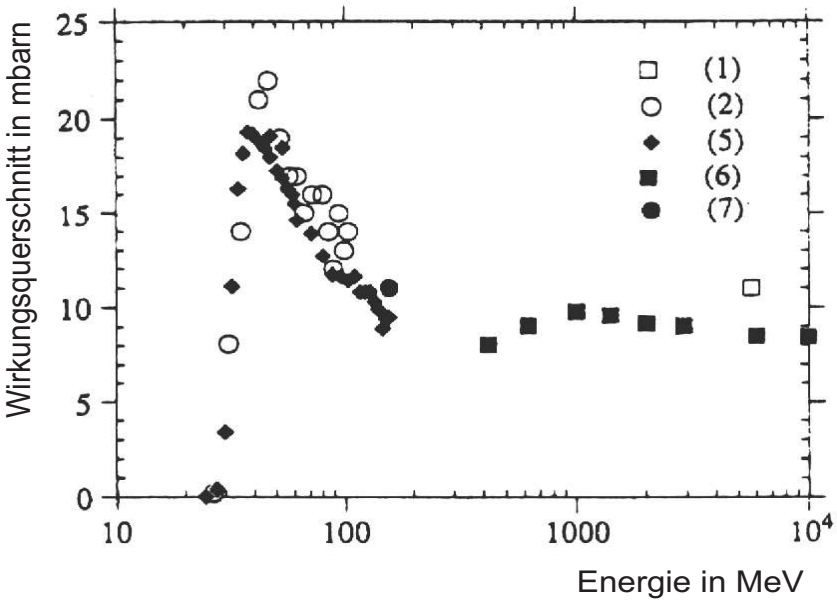


Abbildung 10.26: *Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Reaktion* $^{12}C\,(p,x)\,^{7}Be$ *[Vog96].*

wurde in Referenz [Con88] abgeschätzt. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion wurde indirekt über die Methode der inversen Bremsstrahlungsmessung von Myonen an Kohlenstoffatomen bestimmt. Als Gleichgewichtsproduktionsrate für den elektromagnetischen Teilprozeß erhält man so $R_\gamma = 4{\cdot}10^6\ N_{^7Be}/(d{\cdot}100t)$ bzw. $R_\gamma = 4{\cdot}10^5\ \gamma_{478}/(d{\cdot}100t)$ [Con88]. Insgesamt kann also für die ^{7}Be-Produktionsrate im Szintillator *auf der Erdoberfläche* ein Wert von $R = R_{n,p} + R_\gamma = 6.7 \cdot 10^5\ \gamma_{478}/(d \cdot 100t)$ angeben werden.
Damit diese Untergrundrate auf einen mit der Neutrinoereignisrate verträglichen Wert von $\sim 1\ \gamma_{478}/(d \cdot 100t)$ abgeklungen ist, müsste man den Szintillator über eine Zeitdauer von

$$T_w = \frac{53.3d}{\ln 2} \cdot \ln\left(6.7 \cdot 10^5\right) = 1032\,d \approx 2.8\,a \qquad (10.33)$$

im Untergrund lagern, was bei einem Szintillatorvolumen von über 1000t (inclusive Bufferflüssigkeit) riesige Speicher- und Lagerungstanks im Untergrundlabor voraussetzen würde und über einen solch langen Zeitraum mit den geforderten Reinheitsgraden nicht, oder nur mit enorm hohen technischen und finanziellen Aufwand zu realisieren wäre.
Es ist also auf jeden Fall ein schneller Transport des Szintillators von der Produktionsstätte ins Untergrundlabor ratsam. Zusätzlich wird für BOREXINO eine Reinigung des Szintillators direkt im Untergrundlabor vorgesehen. Es hat sich herausgestellt, daß *Destillation* die effizientenste Methode ist um den Szintillator von ^{7}Be-Verunreinigen zu säubern. Schon bei einer einfachen Zirkulation des Szintillators in der Destillationsanlage kann die Konzentration von ^{7}Be um das 1000-fache reduziert werden [Vog96]. *Wasserextraktion* des Szintillators ist eine zweite mögliche, jedoch nicht ganz so effektive Methode bei der die ^{7}Be-Verunreinigung nur um einen Faktor 2 pro Zirkulation reduziert wird [Vog96].

2.) Kosmogener Untergrund im ν(pep)-Energieintervall:

Für die Detektion der solaren pep-Neutrinos sieht die Lage problematischer aus. Der weitaus größte Untergrundbeitrag stammt hier vom β^+-Emitter ^{11}C. Da bei jedem Zerfall von ^{11}C durch die Annihilation des Positrons zusätzlich eine Energie von 1.022 MeV frei wird, verschiebt sich die Energiedeposition im Szintillatortarget zu Energien oberhalb dieser Schwelle.
Insgesamt fallen 50.61% der ^{11}C-Zerfälle in das pep-Neutrinoenergieintervall zwischen 0.8 MeV und 1.4 MeV was nach Tabelle 10.12 einer kosmogenen Untergrundrate von 7.4 Ereignissen/(d·100t) in BOREXINO entspricht. Die in diesem Energieintervall nach dem SSM erwartete pep-Neutrinorate beträgt jedoch nur 1.5 Ereignisse/(d·100t). Für verschiedenste MSW-Szenarien liegt das Signal zu Untergrund Verhältnis sogar noch weit unterhalb einem Wert von 0.1.
Das heißt also, daß die Detektion der pep-Neutrinos wegen des sehr hohen Untergrundbeitrags des myon-induzierten ^{11}C in BOREXINO als auch in KamLAND nur möglich sein wird, wenn es gelänge, die ^{11}C-Ereignisse durch einen effizienten räumlichen- und zeitlichen Software-Cut zu indentifizieren. Dies könnte zum Beispiel folgendermaßen erreicht werden.
Das bei der Produktion von ^{11}C freigesetzte Neutron wird nach ca. 200 μs im Szintillator eingefangen und kann über das bei dieser Einfangsreaktion emittierte 2.2 MeV γ-Quant orts- und zeitauflösend im Detektor nachgewiesen werden. Theoretisch könnten nun mit Hilfe einer Software-Analyse alle (^{11}C-) Ereignisse verworfen werden, die sich innerhalb einer Kugel mit definiertem Radius r_n um das Neutronereignis befinden und innerhalb eines gesetzten Zeitfensters von ca. 1 Stunde ($\sim$3 Halbwertszeiten von ^{11}C) nach Detektion des μ- bzw. Neutronereignisses, liegen. Praktisch ist diese Art von Cut aber aus zwei Gründen sehr schwierig zu realisieren. Zum einen stellt wegen der langen, ca. 20 minütigen Halbwertszeit von ^{11}C die Konvektion des Isotops im Szintillator während des ausgedehnten Zeitintervalls von 1 Stunde ein Problem dar, wodurch die räumliche Korrelation zwischen dem Ort des Neutronereignisses und dem myon-induzierten ^{11}C Isotop nicht mehr gewährleistet ist. Zweitens ist aufgrund der unbekannten Energieverteilung der entstehenden Neutronen der Radius r_n des räumlichen Cuts nur schwer festzulegen.

3.) Kosmogener Untergrund im ν(^{8}B)-Energieintervall:

Das solare ^{8}B-Neutrinospektrum wird derzeit nur von zwei Neutrinoexperimenten, SuperKAMIOKANDE und SNO vermessen, wobei die Energieschwelle für diese Experimente bei $\sim$5.5 MeV (Elektron-Rückstoßenergie) liegt. Von besonderer Wichtigkeit ist jedoch auch der Energiebereich unterhalb einer Energie von 5.5 MeV, da in dieser Region die spektrale Verformung des ^{8}B-Neutrinospektrums aufgrund des MSW-Effekts [MSW79] (siehe Abb. 4.4) am stärksten ausgeprägt ist.
Die einzigen Experimente, die in der Lage sind den niederenergetischen Teil des ^{8}B-Spektrums unterhalb 5.5 MeV in Zukunft zu vermessen sind BOREXINO, KamLAND und das geplante LENS.
Außer dem β- und γ-Zerfall von ^{208}Tl ($T_{1/2} = 3.03$ min, $E_{max} = 5$ MeV) sind oberhalb $\sim$3 MeV im wesentlichen keine Untergrundbeiträge aus den Zerfallsketten der primordialen Radionuklide ^{238}U, ^{232}Th und ^{40}K etc. mehr zu erwarten. Die ^{208}Tl Ereignisse soll-

ten jedoch über die Messung der verzögerten Koinzidenz zwischen dem vorausgehenden α-Zerfall von ^{212}Bi und dem ^{208}Tl Signal selbst, identifiziert werden können. Alle übrigen, in den Zerfallsketten vorkommenden α-Zerfälle mit Energieen weit oberhalb 3 MeV können für die Bestimmung der Untergrundbeiträge außer Acht gelassen werden, da die α-Energieen in einem organischen Flüssigszintillator mit einem Faktor $\sim$10 gequenscht werden und somit ihre Energiedeposition vernachlässigbar ist.

Daher stellen die myon-induzierten Radionuklide die einzige Quelle für Untergrundbeiträge in dem in Tab. 10.12 angegebenen Energieintervall zwischen 2.8 MeV und 5.5 MeV dar, wobei das Isotop ^{10}C mit 0.6 Ereignissen/(d·100t) die dominierende Rolle spielt.
Zwar liegt der kosmogene Untergrund mit rund 0.6 Ereignissen/(d·100t) in der gleichen Größenordnung wie die in diesem Energieintervall zu erwartende Neutrinoereignisrate mit 0.53 Ereignissen/(d·100t), dennoch besteht die Möglichkeit die kosmogenen Untergrundbeiträge statistisch vom ^{8}B-Neutrinosignal zu subtrahieren. Allerdings kann die Signal zu Untergrundrate nochmals drastisch verbessert werden, indem man das zu betrachtende ^{8}B-Neutrinointervall noch weiter auf einen Bereich von 3.8 MeV<E<5.5 MeV einschränkt. Die maximal beim Zerfall von ^{10}C im Szintillator deponierte Energie beträgt $\sim$3.7 MeV. Sie setzt sich aus der β-Endpunktenergie von 1.9 MeV, den beiden Annihilationsquanten mit 1.022 MeV und dem zu 98.53% emmitierten Gamma mit 0.72 MeV zusammen. Somit kann die kosmogene Untergrundrate im Energieintervall 3.8 MeV<E<5.5 MeV auf einen Wert <0.1 Ereignissen/(d·100t) reduziert werden. Mit einer nach dem SSM zu erwartenden ^{8}B-Neutrinorate von 0.31 Ereignissen/(d·100t) läßt sich somit in diesem Energiebereich das Signal zu Untergrundverhältnis auf einen Wert $\sim$3 verbessern.
Abschließend sei noch erwähnt, daß in Analogie zur Diskussion unter Punkt 2, auch hier ein effizienter räumlicher- und zeitlicher Software-Cut, auf das die Produktion von ^{10}C begleitende Neutronsignal angewendet werden könnte, um die ^{10}C-Ereignisse zu indentifizieren. Wegen der im Vergleich zu ^{11}C sehr viel kürzeren Halbwertszeit von ^{10}C ($T_{1/2}$ = 19.3 s) und des daher zu vernachlässigenden Problems der Konvektion, sollte es möglich sein die ^{10}C-Untergrundereignisse in einem Zeitintervall von ca. 1 Minute nach dem μ-Ereignis, zu erkennen.

10.7 Messungen zum kosmogenen Untergrund für das geplante Neutrinoexperiment LENS

Die Detektionsreaktion in LENS findet über den Neutrinoeinfang in einem stabilen Target (Atommasse A, Kernladungszahl Z) statt, das dadurch aus dem Grundzustand 0^+ in einen angeregten, metastabilen Zustand 1^+ des Nuklids (A, Z+1)* übergeht, der wiederum mit einer Lebensdauer von $\tau \sim 10^{-8} - 10^{-6}$ s unter γ-Emission zerfällt.

$$\begin{aligned} \nu_e + (A,Z) \quad &\longrightarrow \quad (A,Z+1)^* + e^- \\ &\qquad\qquad \downarrow \\ &\qquad\qquad \longrightarrow (A,Z+1) + \gamma\ (verz\ddot{o}gert) \end{aligned} \tag{10.34}$$

Über die kinetische Energie des bei dieser Einfangsreaktion emittierten Elektrons E_e und der Anregungsenergie des Kerns Q_ν kann direkt auf die Energie des einfallenden Neutrinos

$E_e = E_\nu - Q_\nu$ geschlossen werden. Mit Hilfe der Methode der verzögerten Koinzidenz zwischen Signal-Elektron und dem mit einer wohldefinierten Energie, in einem bestimmten Zeitintervall ($\sim 0.01 - 1\,\mu$s) emittierten γ-Quant, kann mittels der zeitlichen und lokalen Korrelation dieser beiden Ereignisse der Untergrund im Neutrinodetektor drastisch reduziert werden.
Als Targetelemente wurden von R.S. Raghavan die Elemente ^{160}Gd, ^{176}Yb und ^{82}Se vorgeschlagen deren Energieschwellen für die Neutrinoeinfangsreaktionen noch unterhalb der Endpunktenergie der pp-Neutrinos ($E_{\max}$=420 keV) liegen.

$$\nu_e + {}^{176}\mathrm{Yb} \longrightarrow {}^{176}\mathrm{Lu} + e^- + \gamma \quad (10.35)$$

$$\nu_e + {}^{160}\mathrm{Gd} \longrightarrow {}^{160}\mathrm{Tb} + e^- + \gamma \quad (10.36)$$

$$\nu_e + {}^{82}\mathrm{Se} \longrightarrow {}^{82}\mathrm{Br} + e^- + \gamma \quad (10.37)$$

Für den Aufbau von LENS werden derzeit im wesentlichen drei Detektorkonzepte diskutiert:

- Ein mit einer Massenkonzentration von $\sim$ 10% mit den Targetelementen Yb und Gd beladener Flüssigszintillator. Realisierbar sind Detektionsvolumina mit $\sim$100t Szintillator und einer Beladung von $\sim$20 t Gd bzw. $\sim$10 t Yb.

- Szintillatorkristalle aus Gd-Verbindungen (GSO) mit hoher Dichte ($\rho = 6.7\mathrm{g/cm}^3$) und hoher Gd Konzentration (74%).

- TPC-Spurendetektoren mit einem Zählgas, das das Isotop ^{82}Se als Targetelement beinhaltet.

In Abb. 10.27 sind die Niveauschemata mit den isomeren Anregungszuständen für die Targetelemente Gd, Yb und Se dargestellt, wobei am linken und rechten Rand der Abbildung die solaren ν_e-Energien bzw. die ν_e-Energien der ^{51}Cr-Eichquelle zum Vergleich mit den Q_ν-Werten aufgeführt sind. Wie in Tab. 10.14 zu sehen ist, sind die nach dem Standardsonnenmodell zu erwartenden Neutrinoereignisraten mit maximal 0.4 Ereignissen/(10t·d) äußerst gering, so daß eine effiziente Reduzierung des Untergrunds über die zeitlich- und örtlich korrelierte Ereignissequenz Elektron + verzögertes Gamma unbedingt erforderlich ist. Je nach Art des verwendeten Targetmaterials werden unterschiedliche Koinzidenzbedingungen gefordert:

- Im **Yb-Target** ist die geforderte Signalcharakteristik für den Anregungskanal A (mit Q_ν=301 keV):
  $\langle$ promptes Elektron $\oplus$ γ_2/e (E=72 keV, verzögert um $\sim$ 50ns) $\rangle$.
  Für den Anregungskanal B (mit Q_ν=445 keV), der also nicht zum Nachweis von pp-Neutrinos verwendet werden kann, ist die Signalcharakteristik:
  $\langle$ promptes (e^-+γ_1/e, E=144 keV) $\oplus$ γ_2/e (E=72 keV, verzögert um $\sim$50 ns) $\rangle$.
  In großvolumigen Detektoren, in denen sich die prompten, niederenergetischen Signale kalorimetrisch aufsummieren wird also ein wohldefiniertes Neutrinoereignis-Spektrum erzeugt, das unabhängig vom Anregungskanal ist.

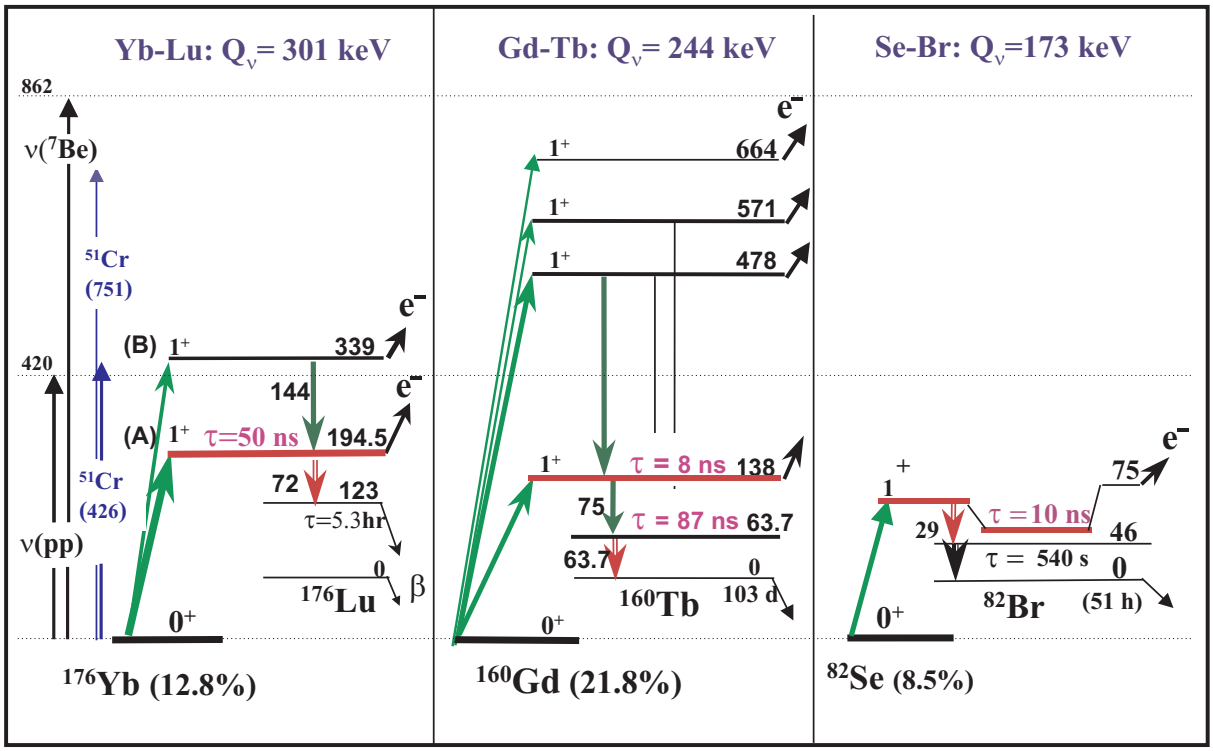


Abbildung 10.27: *Darstellung der Niveauschemata mit den isomeren Anregungszuständen für die drei möglichen Targetelemente Gd, Yb und Se im Neutrinoexperiment* LENS. *Am linken Rand der Abbildung sind die solaren ν_e-Energien bzw. die ν_e-Energien der ^{51}Cr-Eichquelle zum Vergleich mit den Q_ν-Werten aufgeführt [Rag97a].*

- Der Neutrinoeinfang im **Gd-Target** findet hauptsächlich über 4 Anregungszustände von Tb statt, wobei zwei Signalcharakteristiken hervorzuheben sind:
  1.) Bei allen Anregungszuständen wird ein 75 keV Gamma emittiert, das sich zur Energie des Singnal-Elektrons dazuaddiert und somit das Neutrinoereignis-Spektrum um 75 keV nach oben verschiebt. Dies wiederum verhindert Verluste in der Signalrate nahe der Detektorschwelle.
  2.) Der niedrigste und damit für pp-Neutrinos sensitive Anregungszustand mit Q_ν=244 keV zerfällt über zwei isomere Zustände mit Halbwertszeiten von $\tau = 8$ ns (E=75 keV) und $\tau = 86.5$ ns (E=64 keV), was zu einer zusätzlichen Verschärfung der Signalcharakteristik ausgenützt werden kann.

Die oben beschriebene Signalcharakteristik, basierend auf zwei Ereignissen ($e^- + \gamma$), die in einem bestimmten Zeitintervall von einigen 10 ns am selben Ort stattfinden, kann durch Untergrundereignisse der selben Ereignisstruktur überlagert werden. Dabei unterscheidet man zwischen *korreliertem-* und *unkorreliertem* Untergrund.

Unkorrelierten Untergrund können vor allem Gammas (aus der Felsabschirmung, den PMT's, den Detektorkomponenten etc.), α's, β's, γ's (aus den Zerfallsketten interner radioaktiver Verunreinigungen) und kosmogene Myonen, Neutronen und sekundäre Schauerteilchen erzeugen.

solare Neutrinos	Ytterbium-Target Ereignisse/(10t·a)	Gadolinium-Target Ereignisse/(20t·a)
ν(pp)	146	119
$\nu(^7\mathrm{Be})$	100	109
ν(CNO)	36	28
ν(pep)	8	10
$\nu(^8\mathrm{B})$	3	5

Tabelle 10.14: *Nach dem Standardsonnenmodell in* LENS *zu erwartende solare Neutrinoereignisraten in einem Flüssigszintillatortarget, das mit 10t Yb bzw. 20t Gd beladen ist [Rag99a].*

Korrelierter Untergrund entsteht vor allem durch verzögerte Ereigniskaskaden aus den Zerfallsketten interner radioaktiver Verunreinigungen, Myon-Spallation im Untergrund (& neutron-induzierten Aktivitäten) und verzögerten Ereigniskaskaden von langlebigen Oberflächenverunreinigungen die durch kosmogene Myonen erzeugt wurden.

Ich will hier jedoch nicht im Detail auf die erwähnten Untergrundkomponenten eingehen, die in den Referenzen [Rag97a, Rag97b, Rag99a] genauer behandelt werden. Vielmehr soll der mögliche *kosmogene Untergrund* basierend auf den Wirkungsquerschnitts-Messungen am CERN für das Experiment LENS diskutiert werden. Da die Massenkonzentration der Targetnuklide im Bereich ∼10% liegt, können die im Gd und Yb myon-induzierten Radionuklide zusätzlich zu den im Szintillator erzeugten Nukliden, die in den vorhergehenden Kapiteln behandelt wurden, eine nicht zu vernachlässigende Untergrundquelle darstellen.

Um dies zu untersuchen wurden während der Messungen am CERN neben den ^{12}C-Targets auch Targetscheiben (Ø=7cm) aus Gd_2O_3 und Yb_2O_3 zwischen dem Beton- und Wasserabsorber bei einer Myonenergie von 100GeV bestrahlt (siehe Abb 10.3). In Tabelle 10.15 sind für alle möglichen myon-induzierten Radionuklide in Gd und Yb Halbwertszeit, Zerfallsart, eventuelle isomere Zustände (angegeben ist die γ-Energie und die Lebensdauer des Zustandes) und vor allem die am CERN gemessenen Wirkungsquerschnitte aufgelistet. Von diesen myon-induzierten Nukliden sind vor allem diejenigen für den Untergrund in LENS von Bedeutung, die über β^--Zerfall auf einen isomeren Zustand zerfallen und so ein Neutrinoereignis vortäuschen können.

Bei *Ytterbium* gibt es vier Radionuklide, bei denen isomere Zustände mit ähnlichen γ-Energien und Lebensdauern wie von der Neutrinoereignissequenz gefordert, angeregt werden. Jedoch findet der Zerfall ausnahmslos über Elektroneneinfang (EC) statt, weswegen die β^--Signatur fehlt und somit diese myon-induzierten Radionuklide keine „direkte“ Untergrundquelle für das Experiment darstellen.
Allerdings muß der Vollständigkeit halber auch erwähnt werden, daß auch trotz des EC-Prozesses, durch das bei dieser Reaktion emittierte Röntgenquant, eine Neutrino-Ereignissignatur simuliert werden könnte. Ein potentiell gefährlicher Kandidat hierfür wäre ^{169}Yb, bei dessen EC-Zerfall ein Röntgenquant der Energie 63 keV und einer Halbwertszeit von 50 ns emittiert wird. Aufgrund des darauffolgenden Zerfalls mit $E_\gamma = 316$ keV, der mit einer Halbwertszeit von 660 ns erfolgt, kann jedoch über diese Gammakaskadenstruktur der EC-Zerfall von ^{169}Yb als Untergrundereignis identifiziert werden.

Target-element	Nuklid	Halbwertszeit	Zerfall	Isomerer Zustand	Wirkungsquerschnitt σ(100GeV) in mb
Gd	^{160}Tb	72.3 a	β^-	–	0.03 ± 0.01
	^{155}Tb	5.32 d	EC	–	0.07 ± 0.03
	^{159}Gd	18.48 h	β^-	–	9.3 ± 1.0
	^{153}Gd	241.6 d	EC	103 keV, 5.5 ns	2.1 ± 0.3
	^{157}Eu	15.18 h	β^-	64 keV, 460 ns	0.35 ± 0.11
	^{159}Eu	18.1 min	β^-	68 keV, 26.2 ns	steht noch aus
	^{156}Eu	15.19 d	β^+	–	0.11 ± 0.06
Yb	^{172}Lu	6.7 d	EC	–	0.11 ± 0.04
	^{171}Lu	8.24 d	EC	95 keV, 5.2ms	0.15 ± 0.03
	^{175}Yb	4.19 d	β^-	–	27.7 ± 3.9
	^{169}Yb	32.03 d	EC	63 keV, 50 ns 316 keV, 660 ns	7.5 ± 1.1
	^{166}Yb	56.7 h	EC	–	0.6 ± 0.2
	^{168}Tm	93.1 d	EC	1 MeV, 100 ns	0.56 ± 0.25
	^{167}Tm	9.25 d	EC	208 keV, 2.3s	1.4 ± 0.3
	^{165}Tm	30.08 h	EC	–	0.6 ± 0.2
	^{172}Eu	49.3 h	β^-	–	0.36 ± 0.09

Tabelle 10.15: *Zusammenstellung aller im ^{160}Gd- bzw. ^{176}Yb-Target myon-induzierten Radionuklide. In der letzten Spalte sind die am CERN gemessenen Wirkungsquerschnitte [Hei98] aufgelistet.*

Problematischer hingegen sieht es jedoch bei der Wahl eines *Gadolinium*-Targets aus. Hier könnte das produzierte ^{159}Eu, das über β^--Zerfall ($E_\beta = 2.5$ MeV) auf einen isomeren Zustand von ^{159}Gd mit einer Lebensdauer von 26.2 ns ($E_\gamma = 67.8$ keV) zerfällt ein ernstzunehmendes Problem für LENS darstellen. Seine Ereignissignatur deckt sich genau mit der geforderten Neutrinosignatur. Die ^{159}Eu- Zerfälle können somit nicht von einem 'echten' Neutrinoereignis unterschieden werden. Der Wirkungsquerschnitt für die myon-induzierte Erzeugung von ^{159}Eu konnte mit dem beschriebenen Aufbau am CERN von 1997, der ja für die Messung der myon-induzierten Radioisotope in ^{12}C optimiert war, wegen der relativ kleinen Halbwertszeit von 18.1 min noch nicht gemessen werden. Um dies nachzuholen, wurde eine neue Strahlzeit am CERN für das Jahr 2000 beantragt.
Außer ^{159}Eu zerfällt auch ^{157}Eu über β^--Zerfall ($E_\beta = 1.4$ MeV) auf einen isomeren Zustand, allerdings mit einer etwas längeren und damit für die Untergrundreduktion nicht ganz so kritischen Lebensdauer von 460 ns ($E_\gamma = 64$ keV). Mit einem Wirkungsquerschnitt von 0.35 mb (bei 100 GeV) ergibt sich für eine Beladung des Szintillators mit 20t Gd eine Untergrundrate von ~ 50 ^{157}Eu-Ereignissen pro Jahr, was verglichen mit der nach dem SSM zu erwartenden ^{7}Be-Neutrinoereignisrate von 109 Ereignissen pro Jahr einen durchaus ernst zunehmenden Untergrundbeitrag darstellt.

Neben den myon-induzierten Radionukliden *im Untergrund* stellen auch die *an der Erdoberfläche* über die hadronische Höhenstrahlungskomponente in (n,2n)-Reaktionen gebil-

deten Radioisotope ^{153}Gd und ^{151}Gd eine potentielle Untergrundquelle dar. Zwar kann die, in einer groben Abschätzung erhaltene $^{153/151}$Gd-Ereignisrate von $\sim 2{\cdot}10^6$ Zerfällen/(20t·a) durch einen Zeit-Cut von $\sim$60 ns zu fast 100 % unterdrückt werden, jedoch wäre damit ein Detektoreffizienzverlust von 50% verbunden.

Die größte Sorge gilt im Falle eines Gd-Targets aber der im natürlichen Gd zu $\sim 2\ ^{o}/_{oo}$ vorkommenden ^{152}Gd-Verunreinigung, die durch keine Reinigungsmethode zu entfernen ist. Die Energie des über α-Emission zerfallenden ^{152}Gd (E_α=2.1 MeV) wird durch den Quenching-Effekt im Szintillator zu niedrigeren Energien in den Bereich der pp-Neutrinos verschoben, was bei einer Rate von $\sim 10^{12}$ Zerfällen/(20 t·a) die Messung dieses Neutrinozweiges unmöglich machen würde.

Aus diesen und anderen hier nicht genannten Gründen erscheint eine Beladung des Flüssigszintillators mit Yb gegenüber Gd die sicherere Lösung in bezug auf die Untergrundreduktion in LENS zu sein. Um die Untergrundbeiträge der myon-induzierten Radionuklide jedoch noch genauer studieren zu können, sind in naher Zukunft am CERN weitere umfangreiche Messungen geplant bei denen Gd, Yb und auch Se mit Myonen verschiedener Energien betrahlt werden sollen.

Kapitel 11

Zusammenfassung und Ausblick

Motiviert durch das nun schon seit über 30 Jahren bestehende solare Neutrinorätsel, hat sich auf dem Gebiet der Astroteilchenphysik in den letzten Jahren eine große Aktivität entwickelt, was den Bau und die Planung von Echtzeit-Experimenten betrifft, die den niederenergetischen Teil des Sonnenneutrino-Spektrums vermessen. Da es sich bei diesen Projekten um Experimente mit extrem niedrigen Zählraten von wenigen Ereignissen pro Tag handelt, stellt die Unterdrückung des Untergrunds eines der größten Probleme für die Realisierung dieser Experimente dar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde diskutiert, inwiefern speziell der kosmogene Untergrund die Detektion der nieder- und mittelenergetischen Neutrinos im solaren Neutrinoexperiment BOREXINO gefährden könnte. Anhand von Messungen, die mit Hilfe zweier Vieldrahtproportionalzähler in der "Counting Test Facility" (CTF), dem Prototypdetektor von BOREXINO durchgeführt wurden, konnte gezeigt werden, daß die Myonwechselwirkungen im Detektor nicht zu vernachlässigen sind. Rund 25% aller Myonen, die den Wassertank der CTF durchqueren, deponieren Energie im ^{7}Be-Neutrinofenster zwischen 250 keV und 800 keV. Auch nach Anwendung der drei BOREXINO-Cuts verbleiben immerhin noch 1.6% aller Myon-Ereignisse in diesem Energiebereich, was in der CTF einer Rate von ca. 100 Untergrundereignissen pro Tag entspricht und deshalb ein ernsthaftes Problem für die Neutrinodetektion in BOREXINO darstellen könnte.

Durch die CTF-Messungen wurde die Notwendigkeit für die Installation eines hocheffizienten Myonen-Identifikationssystems für BOREXINO aufgezeigt, das nicht nur auf der alleinigen Softwareerkennung von Myonereignissen beruhen sollte. Basierend auf den CTF-Resultaten konnte so ein Konzept für ein kombiniertes System aus Wasser-Čerenkov Detektor (äußerer Detektor) und innerem Myon-Detektor, der in das eigentliche Detektorsystem für den Neutrinonachweis integriert ist, entwickelt werden. Simulationen haben ergeben, daß es mit Hilfe dieses dualen Myonen-Erkennungssystems und einer geeigneten Softwareanalyse möglich sein sollte, mehr als 99.99% der Myonereignisse auszusondern, ohne daß dabei ein Effizienzverlust für die Neutrinosignalerkennung verbunden wäre.

Da neben BOREXINO auch die kommenden Neutrinoexperimente, wie z.B. KAMLAND oder das geplante LENS jeweils mehrere hundert Tonnen Flüssigszintillator als Targetmaterial benutzen, lag ein zweiter Schwerpunkt dieser Arbeit auf der Bestimmung der

myon-induzierten Produktionsraten von Radionukliden in organischen Flüssigszintillatoren.
Dazu wurden im Rahmen des NA54 Experimentes Bestrahlungsmessungen am CERN SPS-Myonenstrahl bei Energien von 100 GeV und 190 GeV durchgeführt. Aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten für die myon-induzierte Produktion von ^{11}C, ^{7}Be, ^{11}Be, ^{10}C, ^{8}Li, ^{6}He, ^{8}B, ^{9}C, ^{9}Li und ^{8}He an einem ^{12}C-Target, konnten somit die jeweiligen Untergrundraten dieser Isotope in BOREXINO für die relevanten Energieintervalle berechnet werden.

Es stellte sich heraus, daß der größte Untergrundbeitrag, im für die $\nu(^{7}\text{Be})$-Detektion wichtigen Energieintervall 250 keV-800 keV, vom Isotop ^{7}Be stammt. Verglichen mit einer zu erwartenden Neutrinorate von ≈ 10 Ereignissen/(d·100t) (im Falle totaler Flavour-Konversion $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$) bis zu 50 Ereignissen/(d·100t) (nach SSM), ist ein kosmogener Untergrund von ≈ 0.4 Ereignissen/(d·100t) in BOREXINO zu tolerieren.

Für das pep-Neutrinoenergieintervall zwischen 0.8 MeV und 1.4 MeV konnte gezeigt werden, daß der weitaus größte Untergrundbeitrag mit 7.4 Ereignissen/(d·100t) in BOREXINO vom β^+-Emitter ^{11}C stammt, während die in diesem Energieintervall nach dem SSM erwartete pep-Neutrinorate bei nur 1.5 Ereignissen/(d·100t) liegt. Das heißt, daß die Detektion der pep-Neutrinos wegen des sehr hohen Untergrundbeitrags des myon-induzierten ^{11}C in BOREXINO (als auch in KamLAND) nur möglich sein wird, wenn es gelänge, die ^{11}C-Ereignisse durch einen effizienten räumlichen- und zeitlichen Software-Cut zu indentifizieren.

Weiterhin konnte gezeigt werden, daß die myon-induzierten Radionuklide die wichtigste Quelle für Untergrundbeiträge im Energieintervall zwischen 2.8 MeV und 5.5 MeV darstellen, wobei das Isotop ^{10}C mit 0.6 Ereignissen/(d·100t) die dominierende Rolle spielt. Zwar liegt der kosmogene Untergrund damit in der gleichen Größenordnung wie die in diesem Energieintervall zu erwartende Neutrinoereignisrate mit 0.53 Ereignissen/(d·100t), dennoch besteht die Möglichkeit, die kosmogenen Untergrundbeiträge statistisch vom ^{8}B-Neutrinosignal zu subtrahieren.

Ein Vergleich der berechneten kosmogenen Untergrundraten von BOREXINO und KAMLAND ergab, daß der myon-induzierte Untergrund für KAMLAND rund einen Faktor $\sim$7 höher sein sollte als für BOREXINO.

Da diese Arbeit vor dem allgemeinen Hintergrund der solaren Neutrinophysik durchgeführt wurde, will ich zum Abschluß noch einmal auf den gegenwärtigen Stand der solaren Neutrinoforschung eingehen und einen Ausblick auf die noch offenen Fragen und geplanten experimentellen Lösungsmöglichkeiten geben.

Aus den experimentellen Daten der fünf solaren Neutrinoexperimente HOMESTAKE, GALLEX, SAGE und (Super-)KAMIOKANDE läßt sich eindeutig ein signifikantes Defizit zwischen dem gemessenen und dem nach dem Standardsonnenmodell theoretisch vorhergesagten Neutrinofluß ableiten. Die Signifikanz der Abweichung liegt dabei, je nach Experiment, im Bereich zwischen $3.7\,\sigma$ und $6.2\,\sigma$.
Neben dem globalen Neutrinoflußdefizit, stellt das scheinbare Nichtvorhandensein der ^{7}Be-Neutrinos bzw. die beobachtete ^{7}Be-^{8}B Diskrepanz, die aus der Tatsache des stärkeren Defizits an ^{7}Be-Neutrinos gegenüber den nachgewiesenen ^{8}B-Neutrinos resultiert, den wichtigsten Aspekt des solaren Neutrinorätsels in seiner heutigen Form dar.

Nicht zuletzt aufgrund der hervorragenden Übereinstimmung der helioseismologischen Daten mit den theoretischen Vorhersagen der Standard-Sonnenmodelle scheiden jedoch astrophysikalische als auch kernphysikalische Erklärungen als Lösung des solaren Neutrinorätsels mit großer Sicherheit aus.
Dagegen vermag die Theorie der Neutrinooszillationen, die massive Neutrinos und Neutrinomischung, kurzum Physik jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik voraussetzt, die experimentellen Resultate sehr gut zu erklären. Während heutzutage, nach mehr als 30 Jahren Neutrinoforschung, keine prinzipiellen Zweifel mehr darüber bestehen, daß Neutrinooszillationen wirklich als Lösung des solaren Neutrinoproblems infrage kommen, steht ihr eindeutiger, *direkter* Nachweis - im amerikanischen Sprachgebrauch auch oft „Smoking Gun“ genannt - noch aus. Alle bisherigen solaren Neutrinoexperimente konnten nur *indirekte*, auf dem Verschwinden (“disappearance“) eines Neutrinoflavours beruhende Hinweise auf Neutrinooszillationen geben.
In vielerlei Hinsicht trifft dies auch für die erst kürzlich (1998) von Super-KAMIOKANDE beobachtete, signifikante $\nu_e - \nu_\mu$-Anomalie der kosmogen erzeugten atmosphärischen Neutrinos zu. Diese Daten lassen sich am besten durch $\nu_\mu - \nu_\tau$-Neutrinooszillationen im Erdinnern mit $\Delta m^2 \approx 5 \cdot 10^{-3}\,eV^2$ und fast vollständiger Flavourmischung ($\sin^2 2\theta \approx 1$) beschreiben [Kaj99].
Analog zur Beobachtung der solaren Neutrinos, deutet die unabhängige Messung der atmosphärischen Neutrinos, also auch auf das Phänomen der Neutrinooszillationen hin. Obwohl auch hier die Evidenz für Physik jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik durchaus überzeugend ist, steht ein *direkter* Nachweis massiver Neutrinos noch aus.

Eine endgültige Aussage über Neutrinomischungsparameter- und Massen kann zum Beispiel die quantitative Bestimmung der monoenergetischen ^{7}Be- und pep-Neutrinoflüsse, die Beobachtung einer diskreten, zeitabhängigen Modulation der solaren Neutrinorate (Tag/Nacht Effekt, saisonale Variationen) oder der explizite Nachweis (“appearance“) von $\nu_{\mu,\tau}$ in neutralen Stromreaktionen liefern.
Um diesen Fragestellungen nachgehen zu können muß einerseits die Statistik der bestehenden Experimente (wie z.B. Super-KAMIOKANDE, GNO) verbessert werden. Andererseits müssen aber auch neue solare Neutrinoexperimente durchgeführt werden, von denen als die wichtigsten BOREXINO, SNO , KamLAND und LENS genannt werden sollen.

Das in dieser Arbeit detailliert beschriebene BOREXINO-Experiment besitzt das physikalische Potential, durch die erstmalige, zeitaufgelöste und energiedispersive Messung des monoenergetischen ^{7}Be-Neutrinoflusses, der aufgrund der MSW-Theorie maximal unterdrückt sein sollte und im Falle von Vakuum-Neutrinooszillationen saisonalen Schwankungen von bis zu 60% unterlegen ist, die Existenz massiver Neutrinos eindeutig zu bestätigen. Sollte die gemessene ^{7}Be-Neutrinorate deutlich unterhalb $\sim$ 10/d liegen, so wäre dieses Resultat in BOREXINO ein erstmaliger Hinweis auf eine Konversion von ν_e in sterile Neutrinos.

In Experimenten wie SNO oder Super-KAMIOKANDE ist dagegen die saisonale ν-Signatur wegen des breiten Energiespektrums der ^{8}B-Neutrinos sehr viel schwächer ausgeprägt. Hier könnte jedoch die Beobachtung einer Deformation des ^{8}B-Neutrinospektrums einen wertvollen Beitrag zur Lösung des solaren Neutrinoproblems erbringen.

Neben BOREXINO besitzt das SNO-Experiment, das seit Ende 1999 mit der Datennahme begonnen hat, zusätzlich das physikalische Potential, aus einem Vergleich der ν-Flußraten aus CC- und NC-Reaktion, unabhängig vom Sonnenmodell einen konkreten Beweis zu liefern, ob Neutrinooszillationen für das solare Neutrinorätsel verantwortlich sind.

Gemeinsam werden BOREXINO, SNO, GNO und Super-KAMIOKANDE die Energieabhängigkeit des solaren Neutrinodefizits bestimmen. Somit besteht die begründete Hoffnung, in wenigen Jahren die Neutrino-Oszillationsparameter genau festlegen zu können und das schon über 30 Jahre andauernde Rätsel der Sonnenneutrinos, einen der klarsten Hinweise auf Physik jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik, zu lösen. Mit der Kenntnis der Oszillationsparameter, insbesondere der Neutrinomasse, ließe sich dann sowohl der Anteil von Neutrinos an der Dunklen Materie im Universum bestimmen als auch ein Grundstein für neue Ansätze theoretischer Modelle legen.

Glossar

AMS	Accelerator Mass Spectroscopy
ADC	Analog to Digital Converter
AU	Astronomical Unit
bis-MSB	1,4-bis-(2-Methylstyryl)-Benzol
CAMAC	Computer Aided Measurement And Control
CC	Charged Current (geladene Stromwechselwirkung)
C.L.	Confidence Level (Vertrauensniveau)
CTF	Counting Test Facility
DMP	Dimethylphtalat
$\delta_{\alpha\beta}$	Kronecker Symbol
FV	Fiducial Volume
ID-System	Inner Detector System
IV	Inner Vessel
kmwe	kilometers of water equivalent
LMA	Large Mixing Angle
LOW	Low Mass- Low Probability Solution
MSW-Effekt	Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein-Effekt
mwe	meters of water equivalent
MWPC	Multi Wire Proportional Chamber
NAA	Neutronenaktivierungsanalyse
NC	Neutral Current (neutrale Stromwechselwirkung)
OD-System	Outer Detector System
PC	Pseudocumol, 1,2,4-Trimethylbenzol
Pe	Photoelektronen
PMT	Photomultiplier Tube
PPO	2,5-Diphenyloxazol
p-Tp	p-Terphenyl, p-Diphenylbenzol
PXE	Phenyl-ortho-xylylethan
SGL-Mode	Single-Mode
SMA	Small Mixing Angle
SNU	Solar Neutrino Unit
SPS	Super-Proton-Synchrotron, CERN
SSM	Standard-Sonnenmodell
SSS	Stainless Steel Sphere
TFC-Mode	Three-Fold-Coincidence Mode
WS-Platte	Wave-Shifter Platte

Verzeichnis der Abbildungen

1.1 Schematische Darstellung des solaren pp-Zyklus 4
1.2 Schematische Darstellung des solaren CNO-Zyklus 4
1.3 Solares Neutrinospektrum nach [BBP98] 6

2.1 Darstellung des von Super-KAMIOKANDE gemessenen ^{8}B Neutrinospektrums nach 708 Tagen Datennahme 9

3.1 Graphische Darstellung der experimentellen Resultate der fünf solaren Neutrinoexperimente im Vergleich zum SSM von [BBP98] 14
3.2 Vergleich mehrerer verschiedener Standardsonnenmodelle mit den Meßergebnissen der vier solaren Neutrinoexperimente Homestake, Gallex, Sage und Super-Kamiokande 15
3.3 Lösungsinseln für MSW und Vakuum Neutrinooszillationen 22
3.4 Darstellung der Wahrscheinlichkeit $P_{\nu_e \to \nu_e}$ in Abhängigkeit von der solaren Neutrinoenergie für die 6 verschiedenen Neutrino-Oszillations-Szenarien der LMA, SMA, LOW, VAC$_S$, VAC$_L$ Lösung und für sterile Neutrinos . . . 23

4.1 Neutrinoereignissignatur in BOREXINO 28
4.2 Übersichtsplan der Halle C mit BOREXINO und der CTF 31
4.3 Schematische Darstellung vom Aufbau des BOREXINO-Detektors 33
4.4 Test der materieinduzierten Neutrinooszillationen für die beiden Szenarien der LMA- und SMA-Lösung in BOREXINO 34
4.5 Test der Vakuum-Neutrinooszillationslösung in BOREXINO 36
4.6 Graphische Darstellung der in BOREXINO zu erwartenden $\nu(^7\mathrm{Be})$-Signalrate für die 5 verschiedenen Neutrinooszillations-Szenarien, bezogen auf das Standardsonnenmodell [BBP98] 37
4.7 Simuliertes Elektron-Rückstoßenergie-Spektrum für solare Neutrinoereignisse in BOREXINO 44
4.8 Schematischer Überblick über die Reaktionskanäle von Myonen in Materie 48
4.9 Energieverlust von hochenergetischen Myonen in Standardgestein 51
4.10 Lokales Myon-Energiespektrum im Gran Sasso Untergrundlabor 54
4.11 Mittlere Energie des vertikalen Myonenflusses $\overline{E}_\mu^v(h)$ 55
4.12 Vertikale Myonflußdichte in Abhängigkeit von der Tiefe h 56
4.13 Anzahl der pro einfallendem Myon erzeugten Neutronen N_n in Abhängigkeit von der mittleren Myonenergie $\langle E_\mu \rangle$ in der Tiefe h 59

4.14 Anzahl der pro einfallendem Myon erzeugten Photonen N_γ in Abhängigkeit von der mittleren Myonenergie $\langle E_\mu \rangle$ in der Tiefe h 60

5.1 Schematische Skizze (oberes Bild) und Photo (unteres Bild) der Counting Test Facility (CTF) 69

6.1 Schematische Seitenansicht der Vieldrahtproportionalzähler 74
6.2 Experimenteller Aufbau des Myon-Teleskops auf dem CTF-Tank 75
6.3 Verarbeitung der Signale der Vieldrahtproportionalzähler 76
6.4 Schematisches Schaltbild zur Bildung eines Hardware Myon-Triggers 77
6.5 Bestimmung des Neutronenuntergrunds in der CTF 82

7.1 Konzeption der Triggerbedingungen für das Myonen-Identifikationssystem für BOREXINO 91

8.1 Darstellung des Čerenkovlicht-Spektrums und der Quanteneffizienz der PMT's im Wellenlängenbereich 250-650 nm 94
8.2 Diffuse Reflektivität von TYVEK 1073B und der unbehandelten Stahlkugel- bzw. Tankoberfläche im BOREXINO-Detektor 95
8.3 Schematische Skizze des PMT-Designs mit Wellenlängenschieber-Platte . . 97
8.4 Schematische Skizze des PMT-Designs N°2 mit Einkapselung des PMT's . 98
8.5 Simulation des Ansprechverhaltens der mit bis-MSB beladenen Acrylplatte 102
8.6 Ansprechverhalten des OD-Myonerkennungssystems in Abhängigkeit von der Lage der Myonspur im Detektor (Beispiele 1 und 2) 104

9.1 Streulängen Λ für Lichtabsorption in reinem PC und PPO 109
9.2 Lichtausbeuten für Myonen, die den Inneren Detektor durchqueren in Abhängigkeit vom Impaktparameter 111
9.3 3-dimensionalen Darstellung der Funktionsweise des ID-Systems 112
9.4 Zeitverteilung der mittleren Ankunftszeit der Photonen (t_{mean}) für Myonereignisse in der Abschirmflüssigkeit und Betaereignisse im Szintillator . . . 113
9.5 Darstellung der Wirkungsweise des 3.Identifikationskriteriums 114
9.6 Verteilung der Rate R in Abhängigkeit vom Impaktparameter δ 116

10.1 Schematische Skizze der Experimentierhalle EHN2 am CERN in Prevessin . 123
10.2 Überblick über die verschiedenen myon-induzierten Radionuklide, den zugehörigen ^{12}C-Targets und den jeweiligen Meßmethoden 124
10.3 Schematische Skizze des gesamten experimentellen Aufbaus am CERN SPS-Myonstrahl 127
10.4 Schematische Skizze aller Beschleunigereinrichtungen am CERN 128
10.5 Darstellung der gemessenen μ-Spill Zeitstruktur 130
10.6 Vertikales- und horizontales Strahlprofil, aufgezeichnet mit Hilfe zweier Vieldrahtproportionalkammern 131
10.7 Messung des Schauerprofils mit Hilfe eines Szintillationszählers 133
10.8 ^{11}C-Produktion in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdauer t im μ-Strahl . 135
10.9 Schematische Darstellung des Meßaufbaus für die β-γ-Koinzidenzmethode . 136
10.10 Laterales Aktivierungsprofil $\Phi(r)$ für ^{11}C 139

10.11 Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma(r)$ in Abhängigkeit der betrachteten Targetfläche mit Radius r 140
10.12 Darstellung des Zerfallsschemas von ^{7}Be 142
10.13 Schematische Skizze der Szintillatorzellen-Anordnung 144
10.14 Schematische Skizze des zeitlichen Verlaufs von Detektorhochspannung und Scaler-Auslesezeit relativ zum μ-Spill Zeitverlauf 145
10.15 Darstellung des experimentellen Aufbaus für die Eichmessungen mit Hilfe der Compton-Rückstreu-Methode 147
10.16 Lichtausbeutekurven für die am CERN verwendeten Szintillatorzellen . . . 148
10.17 Darstellung (a) der 2-dimensionalen Ortsverteilung der Isotopenproduktion (Aktivierungsprofil) in der Frontansicht der Szintillatorzellen-Anordnung und (b) des verwendeten 3-dimensionalen Aktivierungsprofils 150
10.18 Bestimmung des myon-induzierten Wirkungsquerschnitts von ^{11}C mit Hilfe der 1. Fitmethode 154
10.19 Zeitliche Variation der ^{11}C Zählrate in der Szintillator-Targetzelle in Abhängigkeit von der Myonenstrahlintensität 155
10.20 Bestimmung des myon-induzierten Wirkungsquerschnitts von ^{10}C aus dem exponentiellen Zerfall des Isotops während μ-Spillaussetzern von mindestens 200s Länge 158
10.21 Bestimmung des myon-induzierten Wirkungsquerschnitts von ^{8}B aus dem exponentiellen Zerfall der Isotope ^{8}B und ^{10}C 161
10.22 Bestimmung des myon-induzierten Wirkungsquerschnitts von ^{11}Be und ^{8}Li 162
10.23 Bestimmung des myon-induzierten Wirkungsquerschnitts von ^{9}C 164
10.24 Bestimmung des kombinierten, myon-induzierten Wirkungsquerschnitts von ^{9}Li und ^{8}He 165
10.25 Darstellung der mittleren totalen Myonenergie $\langle E_\mu^{tot} \rangle$ und der mittleren vertikalen Myonenergie $\langle E_\mu^{v} \rangle$ in Abhängigkeit von der Tiefe des Detektors . 171
10.26 Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{12}\mathrm{C}\,(\mathrm{p},\mathrm{x})\,^{7}\mathrm{Be}$ 174
10.27 Darstellung der Niveauschemata mit den isomeren Anregungszuständen für die drei möglichen Targetelemente Gd, Yb und Se im Neutrinoexperiment LENS 178

Verzeichnis der Tabellen

1.1 Energien und Produktionsraten der einzelnen solaren Neutrinozweige, berechnet nach dem Standardsonnenmodell von [BBP98] 5

2.1 Vergleich der Resultate aller fünf solaren Neutrinoexperimente mit den Vorhersagen des Standardsonnenmodells [BBP98] 12

3.1 Zusammenfassung der besten Fit-Ergebnisse für die verschiedenen Szenarien der Vakuum-Oszillationen (VAC_S, VAC_L) und Materie-Neutrinooszillationen (SMA, LMA, LOW) sowie für sterile Neutrinos 21

4.1 Signalraten in BOREXINO für die unterschiedlichen Szenarien SSM, SMA, LMA und LOW 30
4.2 Wertebereiche für das ^{7}Be-Neutrinosignal in BOREXINO für die 5 verschiedenen Neutrinooszillations-Szenarien (SMA, LMA, LOW, VAC and Sterile Neutrinos), bezogen auf das Standardsonnenmodell [BBP98] 37
4.3 Simulierte, externe γ-Untergrundraten in BOREXINO 41
4.4 Chemische Zusammensetzung des Gran Sasso Gesteins 52
4.5 Vergleich der Parameter von Standardgestein mit Gran Sasso Gestein . . . 53
4.6 In einer Monte-Carlo-Simulation berechnete, direkte Myonereignisraten in verschiedenen Bereichen des BOREXINO-Detektors 57
4.7 Liste der radioaktiven Isotope, die durch Myonen und sekundäre Schauerteilchen in organischen Szintillatoren (^{12}C Targets) gebildet werden können 62

5.1 Resultate der mit der CTF gemessenen radioaktiven Spurenelemente in PC und PXE 71

6.1 Zusammenstellung der Meßergebnisse mit dem Myon-Teleskop 78

8.1 Monte Carlo Simulation der pe-Ausbeute und der Anzahl der getriggerten PMT's in Abhängigkeit von der diffusen Oberflächen-Reflektivität der Detektorwände 101
8.2 Monte Carlo Simulation der pe-Ausbeute und der Anzahl der getriggerten PMT's für die beiden Fälle: (a) mit Wellenlängenschieber-Platten und (b) ohne Wellenlängenschieber-Platten 102
8.3 Abhängigkeit von Pe_Sum und N_{sig} für unterschiedliche Impaktparameter . 103
8.4 Monte-Carlo-Simulation der Größen N_{pe} und N_{sig} unter der Annahme, daß 20% der PMT's funktionsunfähig sind 105

9.1 Vergleich der maximalen- und der durchschnittlichen in einem einzelnen PMT detektierten Photoelektronenanzahl für Myon- und Betaereignisse . . 114
9.2 Auflistung der einzelnen Myon-Identifikationskriterien für das ID-System . 116

10.1 Strahleigenschaften des SPS-Hochenergie-Myonenstrahls M2 am CERN . . 129
10.2 Zusammenfassung der Meßergebnisse aller bestrahlten PC-Flaschen für die beiden Myonstrahl-Energien E_μ=100 GeV und E_μ=190 GeV 138
10.3 Zusammenstellung der Quellen für systematische Unsicherheiten 140
10.4 Auflistung der bei der Bestrahlung der PE-Scheiben aufgetretenen integralen- und effektiven Myonzahlen N_μ und N_μ^{eff} 141
10.5 Zusammenfassung der Meßergebnisse der bestrahlten PE-Scheiben zur Bestimmung des myon-induzierten Produktionsquerschnitts von ^{7}Be 143
10.6 Überblick über die beiden Auslese-Modi der in-situ-Szintillationsmessungen und der zugehörigen Energieschwellen für die Unterscheidung der Radionuklide 146
10.7 Zusammenfassung der mit Monte-Carlo-Simulation bestimmten Detektoreffizienzen zum Nachweis der verschiedenen Radionuklide in der Szintillatorzellenanordnung 149
10.8 Vergleich der myon-induzierten Produktionsquerschnitte σ für das Isotop ^{11}C, die mit Hilfe der beiden Detektionsmethoden: (A) $\beta-\gamma$ Koinzidenz Technik und (B) in-situ Szintillationsspektroskopie, bestimmt wurden . . . 156
10.9 Darstellung der drei Analysegruppen für den Datensatz mit einem Scaler-Auslesezeitintervall von $\Delta t = 1/10\,\mathrm{s}$ 160
10.10 Darstellung der zwei Analysegruppen für den Datensatz mit einem Scaler-Auslesezeitintervall von $\Delta t = 1/100\,\mathrm{s}$ 163
10.11 Zusammenfassung der Wirkungsquerschnitte σ und Energieabhängigkeiten α für alle Radionuklide, die durch Myonen oder sekundäre Schauerteilchen im Flüssigszintillator bzw. ^{12}C-Target produziert werden können 166
10.12 Myon-induzierte Untergrundraten in BOREXINO, berechnet für die in der solaren Neutrinophysik relevanten Energiebereiche zum Nachweis der ^{7}Be-ν, *pep*-ν und ^{8}B-ν 169
10.13 Vergleich der charakteristischen, in die Berechnung des kosmogenen Unter grunds eingehenden Detektorgrößen von BOREXINO und KamLAND 172
10.14 Zusammenstellung der nach dem Standardsonnenmodell in LENS zu erwar tenden solaren Neutrinoereignisraten in einem Flüssigszintillatortarget, das mit 10t Yb bzw. 20t Gd beladen ist 179
10.15 Zusammenstellung aller im ^{160}Gd- bzw. ^{176}Yb-Target myon-induzierten Radionuklide 180

Literaturverzeichnis

[Ade98] E.G. Adelberger et al., „Solar Fusion Cross Sections“, Rev. Mod. Phys., Vol. 70, No. 4, Oktober 1998.

[Agl89] M. Aglietta et al., „Neutron Flux Generated by Cosmic-Ray Muons at 5200 mwe Underground...“, Nuovo Cimento, 12C, (1989), 467.

[Ali00] G. Alimonti et al.,„Light Propagation in a large volume liquid Scintillator“, Nuc. Inst. and Meth. in Phys. Res. A, 404, (2000), 360-371.

[All75] O.K. Allkofer, „Introduction to Cosmic Radiation“, Buchreihe der Atomkernenergie Bd. 10, Verlag Karl Thiemig, München 1975.

[Alt96] M. Altmann, Dissertation, Technische Universität München (1996)

[Amb95] M. Ambrosio et al., „Vertical Muon Intensity measured with MACRO at Gran Sasso“, Phys. Rev. D, 52, (1995), 3793-3802..

[And87] Y.M. Andreyev et al., „Proceedings of the 20th Int. Conf. on Cosmic Rays“, Moskau, Vol. 6, (1987), 200-203.

[Ant97] P. Antonioli et al., „A three-dimensional code for muon propagation through the rock: Music., Astropart. Phys., 7, (1997), 357-368.

[Bah89] J.N. Bahcall, Neutrino Astrophysics, Cambridge University Press (1989)

[Bah92] J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault, Rev. Mod. Phys., 64 (1992), 885

[Bah95] J.N. Bahcall, M.H. Pinsonneault, „Solar models with helium and heavy element diffusion“, Rev. Mod. Phys., 67 (1995), 781

[Bah97] J.N. Bahcall, M.H. Pinsonneault, S. Basu et al. „Are Standard Solar Models reliable?“, Phys. Rev. Lett., 78 (1997), 171-174.

[BBP98] J.N.Bahcall, S. Basu, M.H. Pinsonneault,„ How uncertain are solar neutrino predictions?“, Physics Letters B, 433, 1-8 (August 6, 1998)

[Bah99] J.N. Bahcall, I. Krastev, A. Smirnov, Phys. Rev. D, 60, hep-ph/9905220 (1. November 1999).

[Bah00] J.N. Bahcall, I. Krastev, A. Smirnov, Phys. Lett. B, 477 (2000), 401.

[Bar83] A.I. Barbouti et al., Journ. Phys. G, 9, (1983) 1577-1595.

[Ber71] L. Bergamasco et al.„Muon Intensities Underground (50-4300)mwe and the S.L. Energy Spectrum“, Nuovo Cimento B, 3, (1971), 59-67.

[Bere96] V. Berezinsky et al., Phys. Lett. B, 185 (1996), 185.

[Berg89] Ch. Berger et al., Fréjus-Kollaboration, Phys. Rev. D, 40 (1989), 2163-2171.

[Beri60] P.A. Berioff , Phys. Rev., 119 (1960), 316.

[Bet38] H.A. Bethe, C. Critchfield, Phys. Rev., 54 (1938), 248.

[Bet39] H.A. Bethe, Phys. Rev., 55 (1939), 434.

[Bez73] L.B. Bezrukov et al., Sov. Journ. Nucl. Phys., 17 (1973), 98.

[Bil89] H.Bilokon et al., Nuc. Inst. and Meth. in Phys. Res. A, 303, (1989), 381-392.

[Bor91] C. Arpesella et al., „BOREXINO at Gran Sasso“ (Ed. G.Bellini and R.S.Raghavan), INFN Milano report (1991).

[Bor98a] G. Alimonti et al., BOREXINO Kollaboration, Astr. Part. Phys. 8 (1998), 141.

[Bor98b] G. Alimonti et al., BOREXINO Kollaboration, Phys. Lett. B 422, (1998), 349.

[Bor98c] G. Alimonti et al., BOREXINO Kollaboration, Nucl. Instr. Meth. A 406 (1998), 411.

[Bor99] BOREXINO Kollaboration, Addendum zum BOREXINO Proposal „Physics beyond solar Neutrinos“, Editor F. Calaprice, (1999).

[Bor00] G. Alimonti et al., BOREXINO Kollaboration, wird in Astroparticle Physics veröffentlicht (2000).

[Cac99] B. Caccianiga, M. Giammarci, Veröffentlichung in Astroparticle Physics geplant (1999).

[Cad99] L. Cadonati et al., Preprint Princeton University 1999.

[Cas97] V.Castellani et al., Phys. Rep., 281, (1997), 390

[Cas99] V.Castellani et al., Nucl. Phys. B. Proc. Suppl., 70 (1999), 301

[Cast95] C. Castagnoli et al., „Observations of electromagnetic interactions of high energy muons deep underground“, Phys. Rev. D, 52, (1995), 2673.

[Cast97] C. Castagnoli et al., Astropart. Phys., 6, (1997), 187-195.

[Cat86] P.G. Catalano et al., Mem. Soc. Geol. It., 35 (1986), 647.

[Cla87] R. Claus et al., „A waveshifter light Collector for a water Cherenkov Detector“, Nucl. Instr. Meth. A 261 (1987), 540-542.

[Cle97] B.T. Cleveland et al., Proceedings of the „Fourth International Solar Neutrino Conference“, Herausgeber W.Hampel, Heidelberg, April 8-11 (1997), 85.

[Cri97] M. Cribier et al., Astr. Part. Phys. 6 (1997), 129-141.

[Cro73] J.N. Crookes et al., Nucl. Phys. B, 58, (1973), 93-109.

[Crou87] M.F. Crouch, „Proceedings of the 20th Int. Conf. on Cosmic Rays“,Moskau, Vol. 6, (1987), 165-168.

[Con88] J.S. O'Connell and F.J. Schima, „Muon induced radioactivity in underground detectors“, Phys. Rev. D, 38, (1988), 2277.

[Dar96] A. Dar, G. Shaviv, Nucl. Phys. B Proc. Suppl., 48 (1996), 335

[Dav64] R. Davis Jr., Phys. Rev. Lett. 12, 303 , (1964)

[Dav98] R. Davis et. al., Astrophys. J., 495 (1998)

[Dob94] N. Doble et al., Nucl. Instr. Meth. A 343 (1994), 351-362.

[Eli98] F. Elisei, F. Masetti, U. Mazzucato, interner BOREXINO Bericht 1998.

[Eni87] R.I. Enikeev et al., „Hadrons generated by cosmic-ray muons underground“, Sov. J. Nucl. Phys., 46, (1987), 883-889.

[Eni81] R.I. Enikeev et al., „Proceedings of the 17th Int. Conf. on Cosmic Rays“,Paris, Vol. 10, (1981), 359-362.

[Fir96] R. Firestone et al., „Table of Isotopes“, John Wiley & Sons, Inc., 8th Edition, 1996.

[Fuk96] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett., 77, (1996), 1683.

[Fuk98] Y. Fukuda et al., „Measurement of the Solar Neutrino Energy Spectrum Using Neutrino-Electron-Scattering“, (1998)

[Gai90] T.K. Gaisser, „Cosmic Rays and Particle Physics“, Cambridge University Press, (1990)

[GAL98] GALLEX Collaboration, Phys. Lett. B, 436, (1998) 158.

[GAL99] GALLEX Collaboration, Phys. Lett. B, 447, (1999) 127.

[Gel79] M.P. Gell-Mann et al., in „Supergravity“, (North Holland, Amsterdam 1979).

[Gol97] T. Goldbrunner, Dissertation, Technische Universität München (1997).

[Gre66] K. Greisen, Phys. Rev. Lett., 16, (1966), 748.

[Gri00] C. Grieb, Diplomarbeit, Technische Universität München (2000).

[Gur87] V.I. Gurentsov, „Background Conditions ... at the Baksan Neutrino Observatory“, Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser., 51, (1987), 185.

[Gur76] V.I. Gurentsov et al., Sov. J. Nucl. Phys. 23, (1976), 527.

[Hag94] C. Hagner, Dissertation, Technische Universität München (1994)

[Hag99a] T. Hagner, „Status of the Solar Neutrino Experiment BOREXINO and its Muon Identification System“, Proc. der „10th Int. School on Particles and Cosmology“, Baksan, Russland, 19-25.4.1999.

[Hag99b] T. Hagner et al., „Muon Induced Production of Radioactive Isotopes in Scintillation Detectors“, Astroparticle Physics 14 (2000) 33-47.

[Hat94] N. Hata, S. Bludman, P. Langacker, Phys. Rev. D, 49(7), (1994), 3622.

[Hat95] N. Hata und P. Langacker, Phys. Rev. D, 52, (1995), 420.

[Hei98] B. Heisinger, Dissertation, Technische Universität München, 1998.

[Hen99] R.v. Hentig, Dissertation, „ Spurenanalyse primordialer Radionuklide für das solare Neutrinoexperiment BOREXINO “, Technische Universität München (1999)

[Hen98] R.v. Hentig, „ Records in Ultra Low Radioactivity Measurements with Neutron Activation Analysis“, Proc. von „ International Conference on Advanced Technology and Particle Physics “, Como, Oktober 5-9 (1998).

[Her95] R. Hertenberger et al.,„Muon-Induced Neutron and Pion Production in an organic liquid scintillator at a shallow depth“, Phys. Rev. C, 52 (1995) 3449.

[Heu98] private Mitteilung von G. Heusser 1998.

[Heu99] private Mitteilung von G. Heusser 1999.

[Hoo71] G. 't Hooft, Phys. Lett. B, 37 (1971), 195.

[Ian98] A. Ianni et al., „BOREXINO-internal report“, 1998.

[Ian99] A. Ianni und D. Montanino, Astroparticle Physics 10, 1999, 331.

[Kaj99] T. Kajita, Konferenzvortrag bei „XVIII. Int. Conference on Neutrino Physics and Astrophysics“, Takajama, Japan 1998, Herausgeber Y. Suzuki und Y. Totsuka, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl), 77, 1999.

[Kam99a] „Proposal for US Participation in KamLAND“, zur Begutachtung eingereicht an das Department of Energy (DoE), siehe auch
`http://citnp.caltech.edu/andreas/kam_prop.html`.

[Kam99b] A. Suzuki, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 77 (1999) 171-176.

[Kamy99] Y.A. Kamyshkov, private Mitteilung, 10th Int. School „Particles and Cosmology“, 19-25.4.1999, Baksan, Russland.

[Kha95] F.F. Khalchukov et al., „Hadrons and other Secondaries Generated by Cosmic-Ray Muons Underground“, Il Nuovo Cimento Vol. 18C, N.5, (1995), 517-529.

[Kir99a] T. Kirsten, Rev. Mod. Phys., Vol. 71, No. 4, Juli 1999, 1219.

[Kir99b] T. Kirsten, Konferenzvortrag bei „XVIII. Int. Conference on Neutrino Physics and Astrophysics“, Takajama, Japan 1998, Herausgeber Y. Suzuki und Y. Totsuka, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl), 77, 1999.

[Kla95] H.V. Klapdor-Kleingrothaus „Teilchenphysik ohne Beschleuniger“, B.G. Teubner-Verlag, Stuttgart 1995.

[Kok71] R.P. Kokoulin und A.A. Petrukhin, „Proceedings of the XII Intern. Conference on Cosmic Rays“, Vol.6, (Hobart 1971), 2436-2444.

[Kot69] Y.D. Kotov und V.M. Logunov in „Proceedings of the XI Intern. Conference on Cosmic Rays“, (Budapest 1969).

[Kuz66] V. Kuzmin, Sov. Phys. JETP 22, (1966), 1051.

[Lan69] Landoldt-Börnstein, „Numerische Tabellen für Beta-Zerfall und Elektroneneinfang“, Neue Serie I4, Herausgeber H. Schopper, Springer Verlag 1969.

[Lan81] P. Langacker, Phys. Rep. 72, (1981) 185.

[Lag91] A.A. Lagutin et al., „Proceedings of the 22th. Intern. Conference on Cosmic Rays“, Vol.2, (Dublin 1991), 752-755.

[Lau98] private Mitteilung von M. Laubenstein 1998.

[Lip91] P. Lipari,„Propagation of Multi-TeV Muons“, Phys. Rev. D, 44 (1991) 3543.

[Loh85] W. Lohmann et al., „Energy Loss of Muons in the Energy Range 1-10000GeV“, Preprint CERN 85-3, 40-178.

[Lun98] LUNA-Collaboration, „First Measurement of the ^{3}He(^{3}He,2p)^{4}He Cross Section down to the Lower Edge of the Solar Gamov Peak“, Phys. Rev. C, 57 (1998), 2700.

[Mac95] MACRO Collaboration, M. Ambrosio et al., Phys. Rev. D, 52 (1995), 3793.

[Mac99] MACRO Collaboration, „Measurements of the energy spectrum of underground muons at Gran Sasso with a transition radiation detector“, Astr. Part. Phys., 10, (1999), 11-20.

[Man94] I.Manno, „Reconstruction of Scintillation Events“, BOREXINO-Interner Report, Mailand (1994).

[Mat84] S. Matsuno et al., Phys. Rev. D, 29, (1984), 22-25.

[Mik86] S. Mikheyev, A. Smirnov, „Resonant Amplification of Neutrino Oscillations in Matter and Solar-Neutrino Spectroscopy“, Nuovo Cimento 9C, 17 (1986)

[Mot94] T. Motobayashi et al., Phys. Rev. Lett., 73, (1994), 2680.

[MSW79] S.P. Mikheyev, A. Yu. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. 42, (1985), 913. L. Wolfenstein, Phys. Rev. D20, (1979), 2634.

[MUR97] L. Oberauer und S. Schönert für die BOREXINO Collaboration, „Status Report on the BOREXINO Muon Identification System“, 29. Februar, 1997.

[Nef96] M. Neff, Diplomarbeit, Technische Universität München (1996)

[Neu90] S.Neumaier, Dissertation, Technische Universität München, 1990.

[Obe92] L. Oberauer, F.v. Feilitzsch, „Neutrino Oscillations“, Rep. Prog. Phys., 55, (1992), 1093.

[Obe99] L. Oberauer, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 77, (1999), 48-54.

[Pdb99] C. Caso et al., Particle Data Group, „ Review of Particle Physics“, The European Physical Journal C3, 1 (1999).

[Pon57] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP 6 (1958) 429; 7 (1958), 172; 26 (1968), 984.

[Rag97a] R.S. Raghavan, „New Possibilities for Tagged Real Time Detection of Sub MeV Electron Neutrinos from the Sun“, Proc. of „Fourth International Solar Neutrino Conference“, Herausgeber W.Hampel, Heidelberg, April 8-11 (1997) 248.

[Rag97b] R.S. Raghavan, „New Prospects for Real-Time Spectroscopy of Low Energy Electron Neutrinos from the Sun“, Phys. Rev. Lett. 78, (1997), 3618.

[Rag98] R.S. Raghavan et al., Phys. Rev. Letters 80, (1998), 636.

[Rag99a] R.S. Raghavan, LENS, Letter of Intent, unveröffentlicht (28.1.1999)

[Ran98] G. Ranucci, A. Goretti, P. Lombardi, Nucl. Inst. Meth. A 412, (1998) 374.

[Rau99] Persönliche Mitteilung von Wolgang Rau

[Rho93] W. Rhode, Dissertation Universität Wuppertal, 1993.

[Ros56] B. Rossi, „High Energy Particles“, Prentice-Hall, Englewood-Cliffs, 1956.

[SAG95] T. Bowles, SAGE Collaboration, „Results on SAGE on Solar Neutrino Detection“, Proc. of „Int. School Particles and Cosmology“, Baksan (1995)

[SAG97] J.N. Abdurashitov, Proceedings der „Fourth International Solar Neutrino Conference“, Herausgeber W.Hampel, Heidelberg, April 8-11 (1997), 109.

[SAG99] J.N. Abdurashitov, Proceedings der „XVIII. Int. Conference on Neutrino Physics and Astrophysics“, Takajama, Japan 1998, Herausgeber Y. Suzuki und Y. Totsuka, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl), 77, 1999.

[Schl00] H. Schlattl, Dissertation, Max Planck Institut für Astrophysik (2000)

[Schm97] N. Schmitz„„Neutrinophysik“, Teubner-Verlag, Stuttgart (1997)

[Schö99] S. Schönert, Nucl. Phys. B 70, (Proc. Suppl.), (1999), 195.

[Sei00] H. Seidl, Diplomarbeit, Technische Universität München, 2000.

[Shi94] X.Shi, D.N. Schramm, D.S. Dearborn, Phys. Rev. D, 50 (1994), 2414.

[SNO99] A.B. McDonald, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 77, (1999), 43-47.

[Skam98] Super-Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. Letters 81, (1998), 1562-1567.

[Ste84] Sternheimer et al., Atomic Data and Nucl. Data Tables 30, (1984), 261.

[Suz99a] A. Suzuki, Proceedings der „XVIII. Int. Conference on Neutrino Physics and Astrophysics“, Takajama, Japan 1998, Herausgeber Y. Suzuki und Y. Totsuka, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl), 77, 1999.

[Suz99b] A. Suzuki, WIN99 „Int. Workshop on Weak Interactions and Neutrinos“, Cape Town, Südafrika, 1999.

[Tur93] S.Turck-Chieze, I.Lopez, Astrophys. Journal, 408 (1993), 347.

[Tur97] S. Turck-Chieze., Proceedings of the „Fourth International Solar Neutrino Conference“, Herausgeber W.Hampel, Heidelberg, April 8-11 (1997), 41.

[Tyv90] Du Pont, TYVEK-Marketing, „Product Properties and end-users Handbook“, 1990.

[Vog96] R.B. Vogelaar, „Removal of Cosmogenic ^{7}Be from scintillators“, Nucl. Instr. Meth. A 372 (1996), 59-62.

[Wol78] L. Wolfenstein„„Neutrino Oscillations in Matter“, Phys. Rev. D, 17 (1978), 2369.

[Wol81] C. Wolfenstein, Phys. Lett. B, 107 (1981) 77.

[Wolf] A.W. Wolfendale et al.„„Indirect Determination of the Photonuclear Cross Section above 20 GeV“, Nature Phys. Sci., 238, (1972), 130-131.

[Zac86] G. Zacek et al., Phys. Rev. D 34, (1986), 2621-2636.

[Zat66a] G.T. Zatsepin et al. , „Proceedings of the IX Intern. Conference on Cosmic Rays“, Vol.3, (London 1966), 987.

[Zat66b] G.T. Zatsepin und V.A. Kuzmin, Sov. Phys. JETP Lett., 4, (1966), 78.

[Zat65] G.T. Zatsepin und O.G. Ryazhskaya, „Calculation of Neutron Production by Muons at different depth underground“, Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser., (1965), 1779-1782.

Danksagung

Da das Gelingen einer Doktorarbeit nicht zuletzt auch von der Betreuung und vom kollegialen Umfeld am Institut abhängt, möchte ich mich hier bei all denen bedanken, die zur außergewöhnlich guten und kameradschaftlichen Atmosphäre am Lehrstuhl E15 beigetragen haben.

Zu allererst möchte ich Prof. F.v. Feilitzsch dafür danken, daß er mir die Möglichkeit gegeben hat über die Teilnahme am BOREXINO Experiment in einer internationalen Kollaboration auf dem hochaktuellen Gebiet der solaren Neutrinophysik mitwirken zu dürfen, wodurch ich wertvolle Erfahrungen auch außerhalb der Physik sammeln konnte. Zudem hat er es ermöglicht, daß ich meine Forschungsaktivitäten weitgehend selbstverantwortlich gestalten konnte. Auf den zahllosen Fahrten an den Gran Sasso wurde ich neben den vielen Diskussionen über BOREXINO von ihm auch mit der Anatomie von Rauhfußbussarden, den „1000 schönsten Wildkrankheiten“ und den Tücken der Wildschweinjagd vertraut gemacht.

Ganz herzlich möchte ich mich auch bei Prof. Martin Deutsch für die Einladung und die Ermöglichung eines Stipendiums zu einem mehr als einjährigen Forschungsaufenthalt am *Massachusetts Institute of Technology* (MIT) in Cambridge, USA bedanken. Die oft stundenlangen Gespräche über Physik auf seiner Farm in New Hampshire, in seinem schönen Haus in Cambridge oder am MIT, die oft nahtlos in Anekdoten und Erzählungen – vom Manhatten Project angefangen bis hin zur Psychoanalyse Siegmund Freuds – übergingen, haben bei mir einen starken und bleibenden Eindruck hinterlassen. Unvergeßlich werden mir auch die beiden „Thanksgiving Dinners“ in seinem Haus bleiben, wofür ich nicht zuletzt auch ganz herzlich seiner Frau Suzanne Deutsch danken möchte.

Ein ganz besonders herzlicher Dank gebührt auch Lothar Oberauer für die ausgezeichnete Betreuung der Arbeit. Er nahm sich stets Zeit Fragen aller Art zu beantworten und stand mir mit seinem großen experimentellen Geschick und physikalischen Gespür immer hilfreich und tatkräftig zur Seite. Es hat einfach Spaß gemacht mit ihm zusammenzuarbeiten, egal ob im „dunklen Tunnelloch“ des Gran Sasso Labors oder bei den zahlreichen Bergtouren auf den Corno Grande, Monte Cefalone, Monte Prena etc. um die „Myonenabschirmung“ zu überprüfen.

In diesem Zusammenhang seien auch die vielen Berg-, Radl-, Kletter- und Skitouren mit meinen Kollegen und Freunden Roger von Hentig, Michael Altmann und meiner Schwester Caren Hagner erwähnt, an die ich mich gerne zurückerinnere und die stets eine willkommene Abwechslung zum Institutsalltag boten.

Dem Gourmetkoch und Konditionswunder Roger von Hentig, mit dem ich lange Zeit mein Büro teilte, gilt ein besonders herzlicher Dank für seine stets hilfsbereite und nette Art. Nicht unerwähnt sollen auch seine delikaten, selbst gebeizten Lachsfilets bleiben, die an das gesamte Insitut zu Weihnachten incl. Weißwurstessen verteilt wurden.
Nicht minder herzlich möchte ich unserem Neutrino- und Computerexperten Michael Altmann danken, der lange Zeit unser VMS-Cluster am laufen hielt und immer rettend einsprang wenn es wieder einmal hieß: „Miiichiiiii, der Computer spinnt ..... !“.

Es ist mir jedoch nie gelungen ihn davon zu überzeugen, daß es keinen Sinn macht seine Trinkflasche *leer* auf einen Berg hinauf- und anschließend wieder hinunterzuschleppen weil auf dem Gipfel nicht zufällig eine Quelle entsprang um sie zu füllen. Obwohl er an seiner Theorie beharrlich festhielt, konnte ich ihn doch mehrmals vor dem Verdursten erretten.

Dem Diplom Zauberer und im wahrsten Sinne des Wortes großen Meister des Kryostaten Hans Schnagl danke ich für die freundschaftliche Zusammenarbeit, die auch über die eigentliche Arbeit hinausging. Als Zauberlehrling wurde ich von ihm in die Geheimnisse der Knotenbearbeitung in COREL Draw eingewiesen, was mir später so manchen Ärger mit unzähmbaren Bildern ersparte.

Ebenso möchte ich mich bei meiner Schwester Caren Hagner bedanken, die mir zwei ihrer für das Bugey Neutrinozerfallsexperiment entwickelten „jolie“ Vieldrahtproportionalkammern für die CTF-Messungen vererbte. Ihrer Motivation ausstrahlenden optimistischen Art verdanke ich das nötige Durchhaltevermögen.

„Maestro“ Stefan Schönert und seiner Frau Elisa Resconi ein herzliches Dankeschön für die gastfreundliche Aufnahme in ihrer Wohnung in L'Aquila während der vielen Dienstreisen an den Gran Sasso. Gerne erinnere ich mich an die vielen Parties in ihrem Palazzo, die leckeren Bruschette am Kaminfeuer inklusive der herrliche Aussicht auf das Treiben am Domplatz von L'Aquila. Mit seinem organisatorischen Talent und seiner lustigen Art hat Stefan Schönert zudem dazu beigetragen, daß sprichwörtlich in letzter Minute die Bestrahlungsmessungen der kurzlebigen Isotope am CERN erfolgreich durchgeführt werden konnten.

I am also indebted to Dr. Frank X. Hartmann, the so-called „Master of Cleanliness“ of the BOREXINO Collaboration. Due to his unconventional way to solve all kinds of physics and chemistry related problems, the work together with him at the Gran Sasso laboratory was always very instructive, interesting, full of surprises and most of all very funny.

Marianne Neff danke ich für die engagierte Übernahme der Computer Systemverwaltung. Ohne ihre Hilfe wäre ein Arbeiten mit den in letzter Zeit immer häufiger streikenden PC's und ihrer Netzwerkanbindung schier unmöglich geworden.

Unvergeßlich bleibt mir auch die eine oder andere rasante Autofahrt an den Gran Sasso mit unserem „Engenere Carlo Enzo“ alias Karl-Heinz Schuhbeck, der es verstand, dem mit empfindlichen Meßgeräten vollgestopften TU-Institutsbus die gleiche Fahrweise aufzuzwingen wie sonst seinem geliebten „Motorradl“.

Herr Prof. Eckehart Nolte hat mit seinen oft interessanten Ratschlägen und Tips wesentlich zur Genehmigung der Bestrahlungsmessungen im Rahmen des NA54 Experiments am CERN beigetragen.
Ebenso möchte ich Bernhard Heisinger für die gute und freundschaftliche Zusammenarbeit, die sich nicht nur auf die Strahlzeit am CERN beschränkte, danken. Er hat durch sein großes Wissen auf dem Gebiet der myon-induzierten Produktion von Radionukliden und seinen vielen Anregungen sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Auch bei allen anderen Mitarbeitern des Instituts E15, die dem Stamme der „Kryos“, „GNOme“ oder „Nolteken“ angehören und nicht alle namentlich genannt werden können, bedanke ich mich für ihre Unterstützung während dieser Arbeit. Sie alle haben zum an-

genehmen und lustigen Arbeitsklima am Institut beigetragen.

Vielen Dank auch an die BOREXINESEN aus Heidelberg, Dr. Gerd Heusser und Wolfgang Rau, die die Aktivitätsmessung der bestrahlten PE-Proben an ihrem untergrundarmen Meßplatz durchführten. Dasselbe gilt auch für Matthias Laubenstein vom LNGS. Danke!

Ein Dankeschön auch an unseren Ingenieur a.D. Eckehard Kellner und an die „Herren der Werkstatt“ Erich Seitz und Harald Hess, für ihre fachkundige und tatkräftige Ausführung aller mechanischen Arbeiten, ihre Unterstützung beim Transport der Vieldrahtproportionalkammern und vor allem für ihre Geduld bei so mancher Kamikaze Installationsaktion am Gran Sasso.

Unserer E15 Administratorin Beatrice van Bellen und unserer SFB-Sektretärin Alexandra Füldner möchte ich für die kompetente und rasante Abwicklung von verwaltungstechnischen Angelegenheiten aller Art danken. Ohne ihren Einsatz in letzter Minute wäre so manches schiefgelaufen.

Gewöhnlich zuletzt, aber eigentlich an erste Stelle gehört mein Dank an meine Eltern, die mir das Studium der Physik erst ermöglicht haben und mich auch sonst in jeder Hinsicht unterstützt haben.