

Übersicht

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Myon-Veto des solaren Neutrinoexperiments Borexino.

In Kapitel 1 werden die solaren Neutrinoexperimente sowie das in Verbindung damit stehende Neutrinorätsel diskutiert.

Im zweiten Kapitel wird das solare Neutrinoexperiment Borexino vorgestellt. Dabei wird detailliert auf die Reinheitsanforderungen des Detektors eingegangen.

In Kapitel 3 werden die Ergebnisse des in der CTF II zum Einsatz gekommenen Myon-Vetos näher durchleuchtet.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Datenanalyse der Meßperiode CTF II und geht auf die myoninduzierte Neutronenstreuung ein.

In Kapitel 5 wird schließlich das Myon-Veto des Borexino-Experiments näher vorgestellt. Auf die Arbeiten, die für die Einkapselung der PMTs notwendig waren, wird detailliert eingegangen.

Inhaltsverzeichnis

1	Solare Neutrinos	1
	1.1 Das Standardsonnenmodell	1
	1.2 Sonnenneutrinoexperimente und Ergebnisse	3
	1.2.1 Das Homestacke-Experiment	3
	1.2.2 Die Gallium-Experimente Gallex und Sage	4
	1.2.3 Die Experimente Kamiokande und Superkamiokande	4
	1.3 Neutrinorätsel und Lösungsansätze	6
	1.3.1 Astrophysikalische Lösungsansätze	7
	1.3.2 Kernphysikalische Lösungsansätze	7
	1.3.3 Teilchenphysikalische Lösungsansätze	8
	1.4 Zukünftige Sonnenneutrinoexperimente	12
2	Das Borexino-Experiment	14
	2.1 Physikalische Zielsetzungen von Borexino	14
	2.2 Detektor-Konzept	15
	2.3 Aufbau des Detektors	17
	2.4 Reinheitsanforderungen	20
	2.4.1 Externer Untergrund	20
	2.4.2 Interner Untergrund	21
	2.4.3 Kosmogener Untergrund	22
	2.5 Die Counting Test Facility (CTF)	23
3	Das Myon-Veto der CTF II	26
	3.1 Die Notwendigkeit des Myon-Vetos	26
	3.2 Das Konzept des Myon Vetos für die CTF	27
	3.2.1 Simulation des Myon Vetos	27
	3.2.2 Design	29
	3.2.3 Elektronik	29
	3.2.4 LEDs	30
	3.3 Zeiteichung der 16 PMTs	31
	3.4 Versuch einer Rekonstruktion der Myon-Spur	33

4	Myon-induzierte Neutronenstreuung	37
	4.1 Motivation	38
	4.2 Resultate der Myon-induzierten Neutronenstreuung in der CTF II	40
	4.2.1 Die Energiespektren der Neutronenkandidaten	40
	4.2.2 Die Koinzidenzzeiten	42
	4.3 Die Simulation der 2,2 MeV γ 's	45
	4.4 Simulation der Myon-induzierten Neutronenstreuung	46
	4.4.1 Das Modell der Simulation	46
	4.4.2 Vergleich mit der Datenanalyse	47
5	Das Myon-Veto des Borexino	49
	5.1 Die drei Sub-Systeme des Myon-Identifikationssystems	49
	5.1.1 Der Äußere Myon Detektor	49
	5.1.2 Der Innere Myon Detektor	51
	5.1.3 Die Offline Analyse	52
	5.2 Design der benutzten Photomultiplier	53
	5.2.1 Die verschiedenen Komponenten	53
	5.2.2 Optimierung des Designs und Konstruktion der 210 Photomultiplier	57
	5.3 Test der 210 PMTs	58
	5.3.1 Design der Testanlage	58
	5.3.2 Einstellung der single Photo-Elektron-Peak Spannung	60
6.	Zusammenfassung	62

1 Solare Neutrinos

1.1 Das Standardsonnenmodell

Die Sonne, ein Hauptreihenstern mittleren Alters, befindet sich im Stadium eines sich langsam verändernden Gleichgewichtszustands, in dem sich der durch das heiße Gas ausgeübte Druck und die Eigengravitation der Gasmasse die Waage halten. Die langsame Veränderung des Gleichgewichtszustands resultiert aus der Energieabstrahlung des Sterns in Form von Licht, aus den Fusionsreaktionen im Kern, die das Gas aufheizen und die abgestrahlte Energie ausgleichen und aus einem finiten strukturellen Abgleich, der die Änderungen in der Entropie und der Zusammensetzung des Sterns kompensiert.

Man kann das Zentrum der Sonne nicht direkt beobachten, da die mittlere freie Weglänge eines Photons in Bezug auf Absorption und Streuung so gering ist, daß die Zeitskala der Strahlungsdiffusion in der Größenordnung von 10^6 Jahren liegt. Allerdings werden bei der Fusion von Wasserstoff zu Helium, dem sog. pp-Zyklus oder dem CNO-Zyklus, Neutrinos freigesetzt. Diese haben einen so kleinen Wechselwirkungsquerschnitt mit Materie, daß ein hoher Prozentsatz ungehindert die Sonne verlassen kann und auf der Erde ankommt. Sie können experimentell beobachtet werden und geben Einblick in das Sonneninnere.

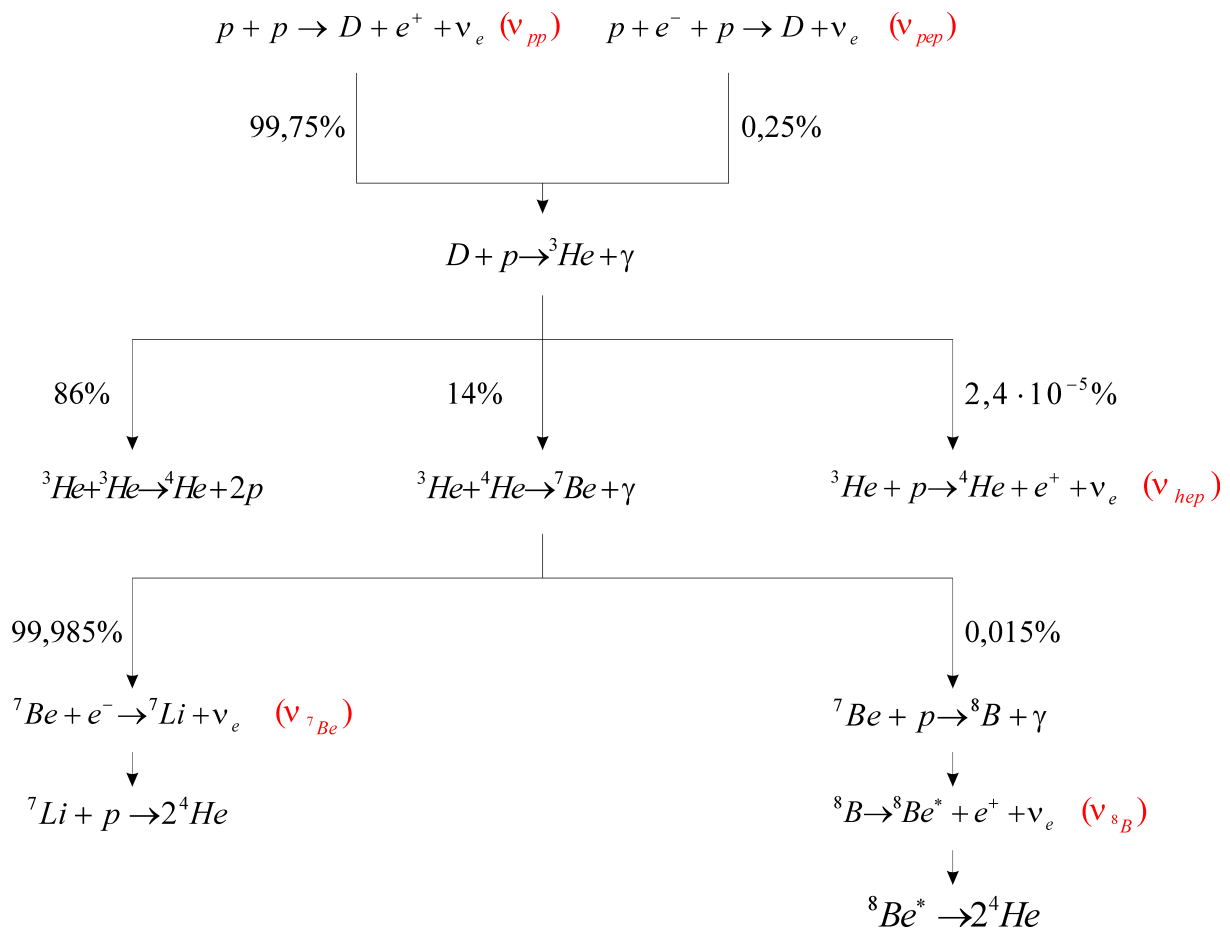
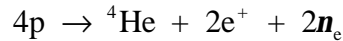


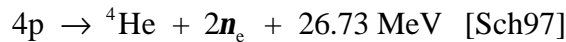
Abbildung 1.1 Der pp-Zyklus mit den daran beteiligten Reaktionen und den Verzweungsverhältnissen. In den Klammern sind die Bezeichnungen der an der jeweiligen Reaktion beteiligten Neutrinos angegeben [Gri00].

Der in der Abbildung 1.1 dargestellte pp-Zyklus ist mit 98,5% der dominierende Mechanismus bei der Erzeugung der Sonnenenergie, während die ^{12}C -katalysierte Fusion (CNO- oder auch Bethe-Weizsäcker-Zyklus), die in heißeren Sternen wichtig wird, lediglich mit 1,5% zur Energiefreisetzung beiträgt.

Bei der exothermen thermonuklearen Fusion von Wasserstoff zu Helium lautet die Bruttoreaktion:



Da die beiden e^+ anschließend mit zwei Elektronen annihilieren, lautet die für die Energieerzeugung relevante Gesamtreaktion:



Die bei einigen der Reaktionen emittierten Elektronen-Neutrinos werden nach den jeweiligen Ausgangsisotopen bezeichnet, so z.B. als pp-, ${}^7\text{Be}$ - oder ${}^8\text{B}$ -Neutrinos. Ihr Energiespektrum ist in Abbildung 1.2 gezeigt. Neutrinos tragen im Mittel etwa 2% der Gesamtenergie weg.

Aus Beobachtungen der Luminosität kann man auf eine im Mittel, in Form von elektromagnetischer Strahlung, abgegebene Leistung der Sonne von $P_{\text{sol}} = 3,8 \cdot 10^{26} \text{ W} = 2,4 \cdot 10^{45} \text{ eV/s}$ schließen.

Damit läßt sich der totale Sonnenneutrinofluß auf der Erde leicht abschätzen¹:

$$\Phi_{\nu} \approx \frac{1}{4\pi d_{\text{S-E}}^2} \cdot \frac{2P_{\text{sol}}}{0,98 \cdot 26,7 \text{ MeV}} = 6,6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad [\text{Alt96}]$$

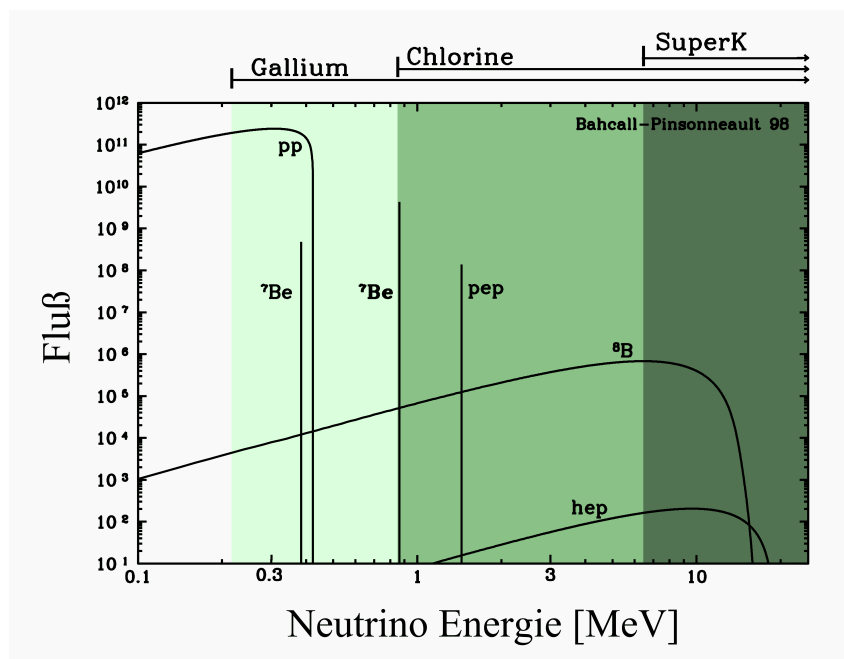


Abbildung 1.2: Das Neutrinospektrum resultierend aus den Fusionsreaktionen der Sonne. Die Flüsse sind in $\text{MeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ für kontinuierliche Spektren und für Linien in $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ angegeben. [Bah98] Die Energieschwellen der im Kapitel 1.2 beschriebenen Neutrinoexperimente sind durch unterschiedliche Schattierungen angedeutet. Die zwei ${}^7\text{Be}$ -Linien kommen dadurch zustande, daß die Reaktion zu 90% zum Grundzustand und zu 10% zum angeregten Zustand des ${}^7\text{Li}$ führt.

¹ $d_{\text{S-E}} = 1,5 \cdot 10^8 \text{ km}$ ist der mittlere Abstand zwischen Sonne und Erde

Nicht zuletzt ist der Neutrinofluß von Eingangsparametern der einzelnen Sonnenmodelle abhängig.

Fluß	[Bah98a]	[Tur93]	[Cas99]	[Shi94]	[Dar96]
pp $\left[\frac{10^{10}}{\text{cm}^2 \text{s}}\right]$	$5,94 \pm 0,06$	6,0	6,0	6,1	6,1
${}^7\text{Be}$ $\left[\frac{10^9}{\text{cm}^2 \text{s}}\right]$	$4,80 \pm 0,432$	4,33	$4,81 \pm 1,05$	3,9	3,7
${}^8\text{B}$ $\left[\frac{10^6}{\text{cm}^2 \text{s}}\right]$	$5,15 \pm_{0,721}^{0,978}$	$4,4 \pm 1$	$5,96 \pm 2,44$	3,0	2,49
pep $\left[\frac{10^8}{\text{cm}^2 \text{s}}\right]$	$1,39 \pm 0,013$	-	-	-	1,43

Tabelle 1.1: Übersicht über die Flüsse von pp-, ${}^7\text{Be}$ -, ${}^8\text{B}$ - und pep-Neutrinos in verschiedenen Sonnenmodellen [Hen99]. Deutlich zu sehen ist, daß der pp-Neutrinofluß weitgehend unabhängig vom Sonnenmodell ist, da dieser direkt durch die beobachtbare Luminosität der Sonne festgelegt wird. Die relativ hohe Abhängigkeit der ${}^8\text{B}$ -Neutrinos vom Sonnenmodell beruht weitgehend auf verschiedenen Eingangsparameter in den Wirkungsquerschnitten der einzelnen Reaktionen im pp-Zyklus.

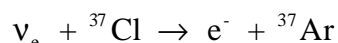
1.2 Sonnenneutrinoexperimente und Ergebnisse

Solare Neutrinos werden nun schon seit über 30 Jahren mit verschiedenen Detektoren nachgewiesen. Dabei lassen sich die Detektoren bezüglich ihrer Nachweismethoden in zwei Gruppen einteilen. Zum einen gibt es die radiochemischen Experimente, die sich auf den inversen Betazerfall stützen. Dabei wird die Einfangrate der Elektronneutrinos (am Betazerfall sind natürlich nur Elektronneutrinos beteiligt) über die Beobachtung des Rückzerfalls, der durch Elektroneneinfang des instabilen Tochterkerns zustande kommt, gemessen. Die Informationen über Einfallszeit, Energie und Richtung gehen bei dieser Nachweismethode verloren.

Zum anderen existieren die Echtzeitexperimente, die die Neutrino-Elektron-Streuung als Nachweis benutzen. An der Neutrino-Elektron-Streuung nehmen nicht nur Elektronneutrinos über geladenen und neutralen Strom (CC bzw. NC) teil, sondern prinzipiell auch die anderen Neutrinoarten über den neutralen Strom*. In den dazu verwendeten Wasser-Cerenkov-Detektoren wird die Spur eines Ereignisses über die sog. Cerenkovphotonen aufgezeichnet, wodurch die Information über Richtung, Energie und Einfallszeit festgehalten wird. In den nächsten Kapiteln sollen fünf Experimente vorgestellt werden, die solare Neutrinos beobachtet und gemessen haben.

1.2.1 Das Homestake-Experiment

1964 schlugen Ray Davis und John Bahcall den erlaubten inversen β -Zerfall des Chloratoms als Detektionsmechanismus für solare Neutrinos vor.



Das seit 1968 in der Homestake-Mine (South Dekota, USA) betriebene Homestake-Experiment basiert auf diesem Prinzip. Der radiochemische Detektor, der sich in einer Tiefe von 1478 m (ca. 4200 mwe²) befindet, besteht aus einem 615 Tonnen umfassenden Tank mit Perchloräthylen (C₂Cl₄). Die dabei entstandenen instabilen Argonatome werden nach einer Expositionsdauer von

² mwe = meters of water equivalent

* Letzteres kann für den Fall von ν -Oszillation wichtig sein (s. Kap. 1.3.3).

einigen Monaten aus dem C_2Cl_4 separiert und ihr Rückzerfall, mit einer Halbwertszeit von 35 Tagen, zu ^{37}Cl in Proportionalzählern gemessen.

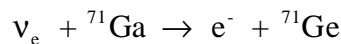
Den inversen β -Zerfall des Chloratoms können nur Neutrinos mit einer Energie = 0,814 MeV auslösen, weswegen die pp-Neutrinos ($E_\nu = 422 \text{ keV}$) im Detektor nicht nachgewiesen werden können. Folglich tragen hauptsächlich die ^8B -Neutrinos (mit $\sim 76\%$) so wie die ^7Be -Neutrinos (mit $\sim 15\%$) zu den gemessenen Neutrinoereignissen bei. Insgesamt ist nach [BBP98] eine Neutrinorate von $(7,7 \pm_{1,0}^{1,2}) \text{ SNU}^3$ (1σ) zu erwarten.

Die gemessene Ereignisrate beträgt $(2,55 \pm 0,25) \text{ SNU}$ [Dav98] und liegt damit signifikant unter den Voraussagen aller Sonnenmodelle.

Das Homestake-Chlor-Experiment war das erste Experiment, das solare Neutrinos nachgewiesen hat. Die Tatsache, daß die gemessene Neutrinorate nur ca. 1/3 von der SSM-vorhergesagten Rate beträgt, wird als erstes "Sonnenneutrino-Rätsel" bezeichnet.

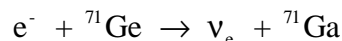
1.2.2 Die Gallium-Experimente GALLEX und SAGE

GALLEX⁴ (GALLium EXperiment, Gran Sasso Labor, Italien) und SAGE (Sowjetisch Amerikanisches Gallium Experiment, Baksan, Rußland) sind weitere radiochemische Experimente. Sie verwenden die Reaktion



um solare Neutrinos oberhalb einer Energieschwelle von 233 keV nachzuweisen. Die sehr geringe Energieschwelle ermöglicht die Messung der in der Sonne hauptsächlich vorkommenden pp-Neutrinos (Energie $pp < 430 \text{ keV}$).

Gallex benutzt dazu in einer Tiefe von 3600 mwe 30 Tonnen Gallium in Form von 101 Tonnen salzsaurer GaCl_3 -Lösung. Das russische Sage-Experiment (4700 mwe) greift auf 60 Tonnen metallisches Gallium zurück. Beide Experimente stützen sich auf dasselbe Nachweisprinzip, wobei nach mehrwöchiger Expositionsdauer das mit einer Rate von ca. 0,7 Atomen pro Tag produzierte ^{71}Ge aus dem Galliumtarget extrahiert wird. Den Rückzerfall



beobachtet man in miniaturisierten Proportionalzählern.

Die Ergebnisse beider Experimente stehen im Rahmen ihrer statistischen und systematischen Fehler in gutem Einklang miteinander,

$$S_{\text{GNO}} = (74,1 \pm 5,4[\text{stat.}] \pm_{-4,2}^{+4,0}[\text{syst.}]) \text{ SNU} (1 \sigma) [\text{Bel01}]$$

$$S_{\text{SAGE}} = (75,4 \pm_{6,8}^{7,0}[\text{stat.}] \pm_{3,0}^{3,5}[\text{syst.}]) \text{ SNU} (1 \sigma) [\text{Gav01}]$$

während sich die Vorhersagen aller Sonnenmodelle über einen Bereich von 115 bis 140 SNU erstrecken.

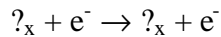
³ 1 SNU = Solar Neutrino Unit = 1 Neutrinoereignis pro Sekunde und 10^{36} Targetatomen

⁴ Gallex heißt seit April 1998 GNO (Gallium Neutrino Observatory)

1.2.3 Kamiokande und Super-Kamiokande

Der solare ^8B -Neutrinofluß wurde in Kamiokande, einem Wasser-Cerenkov-Detektor in der Kamioka-Mine in Japan, gemessen. Es wurden über einen Zeitraum von 1987 bis 1995 Daten gesammelt.

Der Detektor, bestehend aus einem zylindrischen Tank mit einer Höhe von 16,1 m und einem Durchmesser von 15,6 m, war mit insgesamt 3000 Tonnen hochreinem Wasser gefüllt. Die inneren 680 Tonnen wurden als effektives Volumen (FV⁵) für folgende Nachweisreaktion benutzt:



Dabei wurde das vom Rückstoßelektron ausgesandte Cerenkovlicht von 948 Photovervielfachern aufgenommen.

Das 1996 nach einer Meßzeit von 2079 Tagen von der Kamiokande-Kollaboration veröffentlichte Ergebnis des gemessenen ^8B -Neutrino-Flusses lautet (unter der Annahme $\nu_x \equiv \nu_e$ also keine Neutrinooszillation s. Kap. 1.3.3):

$$\phi_\nu = (2,82 \pm 0,19 [\text{stat.}] \pm 0,33 [\text{syst.}]) \cdot 10^6 \nu_e / \text{cm}^2 \text{s}$$

Es gibt nur 55% des nach dem Standardsonnenmodell [BBP98] vorausgesagten Wertes von $(5,15 \pm_{0,72}^{0,98}) \cdot 10^6 \nu_e / \text{cm}^2 \text{s}$ wider.

Für das 33 mal größere Nachfolgeexperiment Superkamiokande mit 11920 Photomultipliern (PM) und einem Volumen von 50.000 Tonnen ultrareinem Wasser (effektives Volumen = 22,5 kTonnen), das im April 1996 seinen Betrieb aufnahm, wurde nach 1117 Tagen Meßzeit folgender Wert des ^8B -Neutrinoflusses veröffentlicht:

$$\phi_\nu = (2,40 \pm 0,03 [\text{stat.}] \pm_{0,07}^{0,08} [\text{syst.}]) \cdot 10^6 \nu_e / \text{cm}^2 \text{s} [\text{Suz01}]$$

Die Energieschwelle für den Nachweis der solaren Neutrinos wurde von 9,3 MeV (1987) auf 5 MeV (1995) kontinuierlich reduziert .

Ein großer Vorteil des (Super-)Kamiokande-Detektors ist der Gewinn der Information über die Richtung der wechselwirkenden Neutrinos (Genauigkeit: 26° für 12 MeV Neutrinos). Abbildung 1.3 zeigt, daß (Super-)Kamiokande das erste "Neutrino-Teleskop" ist.

⁵ FV = Fiducial Volume

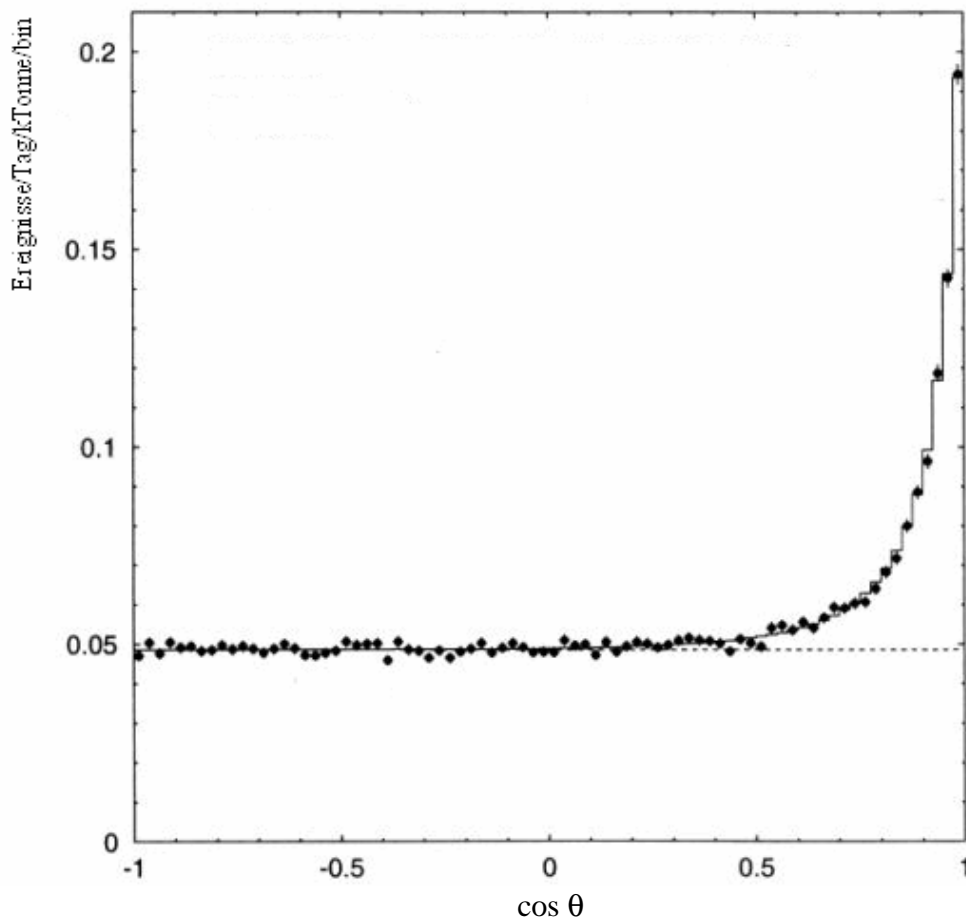


Abbildung 1.3: Winkelverteilung der Neutrinos in Super-Kamiokande. Die Daten zeigen eindeutig in Richtung der Sonne.

1.3 Neutrinorätsel und Lösungsansätze

Die in den letzten Kapiteln vorgestellten Sonnenneutrinoexperimente haben eindeutig gezeigt, daß die grundsätzliche Annahme der Energieerzeugung durch nukleare Fusionsreaktionen in der Sonne richtig ist. Jedoch haben alle Detektoren ein signifikantes Defizit zwischen dem gemessenen und dem nach dem SSM theoretisch vorhergesagten Neutrinofluß nachgewiesen. In Abbildung 1.4 ist dieses, seit dem Homestake-Experiment als erstes solares "Neutrinorätsel" bezeichnetes Phänomen dargestellt.

Eine Verschärfung der Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie erfolgt durch den Vergleich der ν -Raten der einzelnen Experimente untereinander. Die mittlere in Gallex und Sage gemessene ν -Rate beträgt (72 ± 5) SNU. Die theoretisch zu erwartende ν -Rate der dominanten und nahezu modellunabhängigen pp-Neutrinos beträgt 73 SNU. Legt man die Messung von Super-Kamiokande zugrunde, dann tragen die ${}^8\text{B}$ -Neutrinos in Gallex mit 6 SNU bei, was insgesamt zu einer Rate von 79 SNU führt. Dies verträgt sich gut mit der in Gallex gemessenen Rate von 78 ± 8 SNU, läßt aber keinen Raum für die ebenfalls mit 34 ± 3 SNU (SSM) zum Signal beitragenden ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos. Dieses Fehlen der ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos auf der Erde stellt ein weiteres Neutrinorätsel dar, da die Existenz der ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos in der Sonne durch den Nachweis des daraus indirekt hervorgehenden ${}^8\text{B}$ -Neutrinoflusses in Super-Kamiokande bewiesen wurde.

In Abbildung 1.4 sind die berechneten ${}^7\text{Be}$ - und ${}^8\text{B}$ -Neutrinoflüsse aller 19 Sonnenmodelle der letzten 10 Jahre dargestellt im Vergleich zu der Kombination der Meßergebnisse, der im

vorherigem Kapitel beschriebenen Neutrinoexperimenten. Die Abbildung zeigt deutlich, daß die experimentellen Resultate weit ab (20σ) von denen vom SSM vorhergesagten Werten liegen.

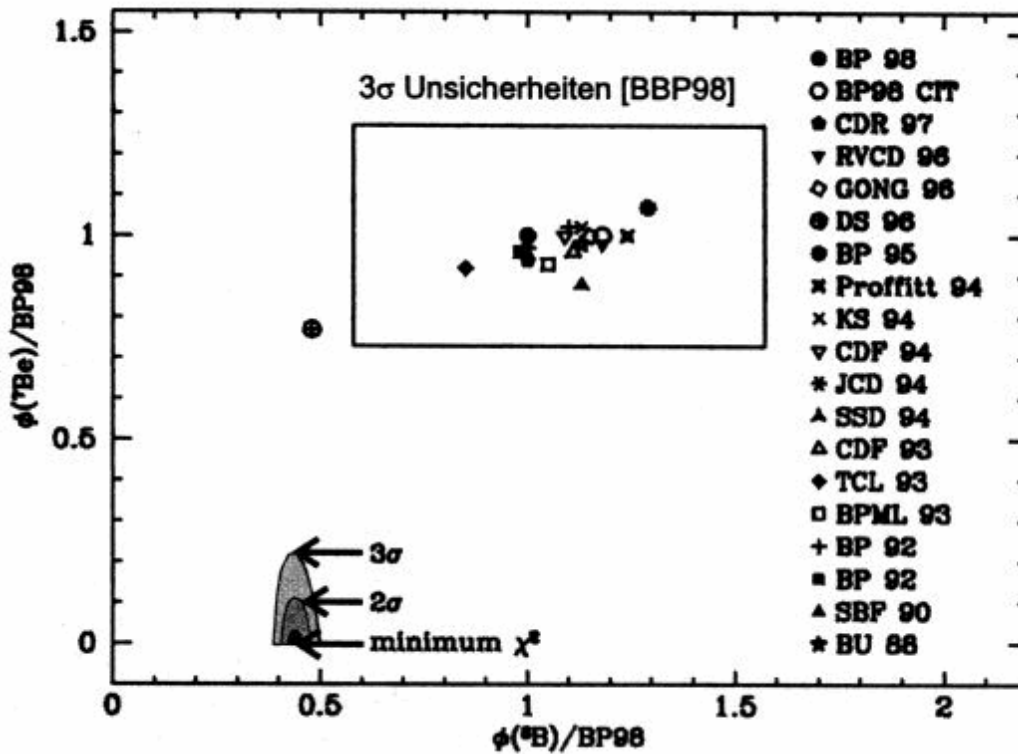


Abbildung 1.4: Die berechneten ^7Be - und ^8B -Neutrinoströme der Sonnenmodelle der letzten zehn Jahre im Vergleich mit dem besten Fit aus der Kombination der im Kapitel 1.2 beschriebenen Neutrinoexperimente. [Hag00]

In den folgenden Kapiteln werden Lösungsansätze diskutiert, die zur Lösung des Neutrinorätsels beitragen können.

1.3.1 Astrophysikalischer Lösungsansatz

Ein möglicher Ansatz zur Lösung des Neutrinoproblems besteht darin, die Lücken im SSM zu suchen. Effekte, die bei der Modellbildung unberücksichtigt bleiben, wie z.B. Turbulenzen, Rotation des Sonnenkerns, Magnetfelder und Plasmaeffekte [Tsy96], könnten die Zentraltemperatur T_c der Sonne senken, ohne dabei den sonstigen Beobachtungen, wie die der Luminosität, Oberflächentemperatur oder Häufigkeit der Elemente, zu widersprechen. Die einzelnen Neutrinoströme hängen empirisch wie folgt von T_c ab:

$$\Phi_{pp} \propto T_c^{-1,2} \quad \Phi_{^7\text{Be}} \propto T_c^8 \quad \Phi_{^8\text{B}} \propto T_c^{18}$$

Eine Reduktion der Zentraltemperatur könnte also durchaus die theoretischen Voraussagen in Richtung der experimentellen Befunde optimieren. Eine Erklärung für das Fehlen des ^7Be -Neutrinoströme geben sie allerdings nicht, denn eine Senkung der Zentraltemperatur würde den ^8B -Fluß gegenüber dem ^7Be -Fluß senken und nicht umgekehrt.

Eine astrophysikalische Lösung des solaren Neutrinorätsels, die ohne Änderungen der Wirkungsquerschnitte der Fusionsreaktionen auskommt, wird aus heutiger Sicht ausgeschlossen.

1.3.2 Kernphysikalischer Lösungsansatz

Durch Modifikation der kernphysikalischen Wirkungsquerschnitte bzw. der schwächer von der Energie abhängigen S_{xy} -Faktoren⁶ [Hat94] der solaren Fusionsreaktionen, kann man versuchen dem Defizit der ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos gerecht zu werden.

Der S-Faktor S_0 einer niederenergetischen Kernreaktion ist gegeben durch die Beziehung:

$$\sigma(E) \equiv \frac{S(E)}{E} \cdot e^{-2\pi\eta} \quad \text{mit } S_0 = S(0) \text{ und } e^{-2\pi\eta} \text{ als Gamov-Eindringfaktor (Coulomb-Barriere) [Sch97]}$$

Um die im Vergleich zum ${}^8\text{B}$ -Fluß stärkere Reduktion des ${}^7\text{Be}$ -Flusses zu beschreiben, muß der S_{17} -Faktor erhöht werden, was zu einer Reduktion des Wirkungsquerschnittes der Reaktionen ${}^7\text{Be}(e^-, \nu_e){}^7\text{Li}$ gegenüber dem der Reaktion ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ führt. Alternativ dazu kann auch T_e erhöht werden, was allerdings im Widerspruch zum astrophysikalischen Lösungsansatz steht, bei dem erst eine Erniedrigung der Zentraltemperatur zu einer Unterdrückung des ${}^7\text{Be}$ - bzw. ${}^8\text{B}$ -Neutrinflusses führt. Desweiteren haben Messungen von der LUNA-Kolaboration [Lun98] und [Mot94] gezeigt, daß der S_{17} -Faktor sogar kleiner ist als im SSM angenommen.

Eine Lösung des solaren Neutrinoproblems ist aus dem astrophysikalischen bzw. kernphysikalischen Lösungsansatz oder auch aus einer Kombination beider Ansätze nicht zu gewinnen. Das Problem scheint vielmehr mit den Eigenschaften des Neutrinos selbst korreliert zu sein.

1.3.3 Teilchenphysikalischer Lösungsansatz

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt Neutrinos als masselose Leptonen, die nur an der schwachen Wechselwirkung beteiligt sind. Leptonen sind Spin1/2-Teilchen, also Fermionen und werden in der relativistischen Quantenmechanik durch die Dirac-Gleichung beschrieben. Für masselose neutrale Fermionen hat diese Gleichung zwei Lösungen, die man als rechtshändige bzw. linkshändige Chiralität bezeichnet. An der schwachen Wechselwirkung mit geladenen Strömen nehmen nur linkshändige Neutrinos bzw. rechtshändige Antineutrinos teil, weshalb Neutrinos maximal ladungskonjugations- und paritätsverletzend sind. Die Annahme des masselosen Neutrinos beruht auf vielen Experimenten, die eine immer kleinere Obergrenze der Neutrinomassen angeben können.

Durch die Ergebnisse der solaren Neutrino-experimente sowie der atmosphärischen ν -Anomalie [Bar01] wird die Masselosigkeit der Neutrinos in Frage gestellt, was weitreichende Konsequenzen für das Standardmodell hätte. Eine davon ist die Nichterhaltung der Leptonflavour-zahlen, also die Umwandlung des Neutrinoflavours auf dem Weg von der Erzeugung bis zum Detektor.

In Analogie zu der Flavourmischung im Quarksektor kann eine unitäre⁷ Mischungsmatrix U definiert werden, die die in der schwachen Wechselwirkung auftretenden Flavoureigenzustände $|v_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) als Linearkombination der Masseneigenzustände $|v_i\rangle$ darstellt:

$$|v_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |v_i\rangle \Rightarrow |v_i\rangle = \sum_{\alpha} U_{i\alpha}^+ |v_\alpha\rangle$$

Für Antineutrinos ist $U_{\alpha i}$ durch $U_{\alpha i}^*$ zu ersetzen. Die Zustände $|v_i\rangle$ sind nicht entartete, stationäre Eigenzustände zum Massenoperator M mit festen Massen m_i .

⁶ Die S-Faktoren für die pp , $p{}^7\text{Be}$, ${}^3\text{He}{}^3\text{He}$, und ${}^3\text{He}{}^4\text{He}$ -Reaktionen werden mit S_{11} , S_{17} , S_{33} bzw. S_{34} bezeichnet.

⁷ unitär bedeutet, daß das Produkt der komplex konjugierten Matrix U^\dagger mit der Matrix U gleich 1 ist: $U^\dagger U = 1$

Ihre Zeitabhängigkeit lautet:

$$|v_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |v_i\rangle \text{ mit } E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \approx E + \frac{m_i^2}{2E}$$

für $p \gg m_i$ ⁸, wobei $E \approx p$ die Neutrinoenergie ist.

Ein zur Zeit $t=0$ reiner Flavourzustand $|v_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |v_i\rangle$ entwickelt sich mit der Zeit zu einem anderen Zustand $|v_\beta\rangle$ mit der zeitabhängigen Übergangsamplitude

$$A(\alpha \rightarrow \beta; t) \equiv \langle v_\beta | v_\alpha(t) \rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-iE_i t}$$

Für die Übergangsamplitude von Antineutrinos $A(\bar{\alpha} \rightarrow \bar{\beta}; t)$ müssen die Mischungsmatrizen komplex konjugiert werden. Es gilt die allgemeine Beziehung:

$$A(\bar{\alpha} \rightarrow \bar{\beta}) = A(\beta \rightarrow \alpha) \neq A(\alpha \rightarrow \beta),$$

die gleichzeitig CP-Verletzung und CPT-Erhaltung ausdrückt. Für reelle Mischungsmatrizen, gilt CP-Erhaltung.

Die Übergangswahrscheinlichkeiten $P(\alpha \rightarrow \beta; t)$ ergeben sich aus den Übergangsamplituden:

$$P(\alpha \rightarrow \beta; t) = |A(\alpha \rightarrow \beta; t)|^2 = \left| \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-iE_i t} \right|^2$$

Für den einfachsten Fall der Mischung zwischen zwei Flavourzuständen kann die Mischungsmatrix $U_{\alpha i}$ geschrieben werden als:

$$U_{\alpha i} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$$

In diesem Fall gibt es nur einen Mischungswinkel und keine CP-verletzende Phase (d.h. der Neutrino-flavourübergang ist gegenüber einer gleichzeitigen Ladungs- und Paritätstransformation invariant), da keine imaginären Matrixelemente vorhanden sind. Damit ergibt sich für die Übergangswahrscheinlichkeit:

$$P(\alpha \rightarrow \beta; t) = \frac{1}{2}(\sin^2 2\theta) \cdot \left(1 - \cos \frac{2\pi L}{L_0} \right)$$

mit der Oszillationslänge $L_0 = 4\pi\hbar c \frac{E}{|\delta m^2|} = 2,480 \cdot \frac{E / \text{MeV}}{|\delta m^2| / \text{eV}^2} \text{ m}$ und $\delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$

Die Länge $L=ct$ ist die Länge von der Erzeugung des Neutrinos bis zu seinem Nachweis im Detektor.

⁸ $c=1$; $\hbar=1$

Für den realistischen Fall der Mischung zwischen drei Flavourzuständen entspricht die Mischungsmatrix der CKM-Matrix der Quarkmischung. Eine unitäre 3×3 -Matrix kann durch drei Mischungswinkel $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ und eine CP-verletzende Phase δ (imaginäre Phase) ausgedrückt werden.

Das Phänomen der Flavourübergänge wird Neutrinooszillation genannt und bietet eine mögliche Lösung des beschriebenen Neutrinorätsels. Der hier geschilderte Fall der Neutrinooszillationen bezieht sich auf Oszillationen im Vakuum und findet seine Allgemeinheit in den sog. Materieoszillationen.

Durch die schwache Wechselwirkung der Neutrinos mit den Elektronen in Materie ist ihr Oszillationsverhalten gegenüber der Situation im Vakuum wesentlich verändert. Die elastische Neutrino-Elektron-Streuung ist für μ bzw. τ -Neutrinos eine reine NC-Wechselwirkung, während zur ν_e -Elektron-Streuung noch der Term der CC-Wechselwirkung beiträgt. Diese Differenz in den Vorwärtstreuamplituden der verschiedenen Neutrino Flavours läßt sich durch Materie-

Brechungsindizes n_α mit $n_e \neq n_{\mu, \tau}$ ausdrücken. Es kommt zur Phase $\frac{-m^2 t}{2p}$ die zusätzliche Phase $(n-1)px$ hinzu, mit $x = t$ für Neutrinos. Diese Addition läßt sich durch eine Ersetzung der effektiven Masse ausdrücken (im Weiteren wird nur der einfachste Fall zweier Flavourzustände e, x beschrieben):

$$m_{e-\text{Vak}}^2 \rightarrow m_{e-\text{Mat}}^2 = m_{e-\text{Vak}}^2 - 2p^2(n_e - n_x)$$

Die Einführung der effektiven Materie-Neutrinomasse führt auch zu einem Mischungswinkel θ_m der Neutrino Flavours in der Materie. Die Oszillationslänge ist im Vergleich zum Vakuum um einen Faktor⁹ A/D , die Oszillationsamplitude um $(A/D)^2$ unterdrückt:

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{\sin^2 2\theta}{\left(\frac{A}{D} - \cos 2\theta\right) + \sin^2 2\theta}$$

Für $A/D \ll 1$ (kleine Elektronendichte) übt die Materie praktisch keinen Einfluß auf die Flavours aus und man erhält die Lösungen für die Vakuumoszillationen. Ist der Quotient $A/D \gg 1$ (hohe Elektronendichte), so ist $\sin^2 2\theta_m \approx 0$ (d.h. $\theta_m \approx 90^\circ$). Für $A/D \approx \cos 2\theta$ nimmt die Oszillationsamplitude mit $\sin^2 2\theta_m = 1$ (d.h. $\theta_m = 45^\circ$) ihr resonantes Maximum ein und die Wahrscheinlichkeit für ν_e bzw. ν_μ oszilliert zwischen den Extremwerten 0 und 1, unabhängig vom Vakuummischungswinkel θ (Voraussetzung für die Materieoszillation ist ein endlicher Mischungswinkel θ). Es liegt in diesem Resonanzfall eine maximale Mischung von ν_e und ν_x vor. In einem Medium mit konstanter Elektronendichte N_e , also konstantem A , ist in der Regel die Resonanzbedingung $A/D \approx \cos 2\theta$ nicht erfüllt. Solare Neutrinos, die im Inneren der Sonne bei hoher Dichte $\rho \approx 150 \text{ g/cm}^3$ erzeugt werden und daraufhin sich allmählich (adiabatisch) ändernde Dichten $N_e(r)$ durchfliegen, können auf den Weg zum Sonnenrand ($A/D = 0$) eine Materieschicht durchqueren, bei der die oben genannte Resonanzbedingung erfüllt ist. [Sch97]

Der hier beschriebene Effekt der Materieoszillation wird nach seinen Entdeckern (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) MSW-Effekt benannt.

Die folgenden Darstellungen in der $\Delta m^2 - (\sin 2\theta)^2$ -Ebene veranschaulichen die möglichen Wertepaare, die aus den oben beschriebenen Experimenten resultieren.

⁹ $A = 2\sqrt{2}G_F N_e p$ (G_F =Fermi-Konstante; N_e = Teilchendichte der Elektronen; p Impuls der Neutrinos)
 $D = m_{1-\text{Mat}}^2 - m_{2-\text{Mat}}^2$ (Massendifferenz oder Massenaufspaltung)

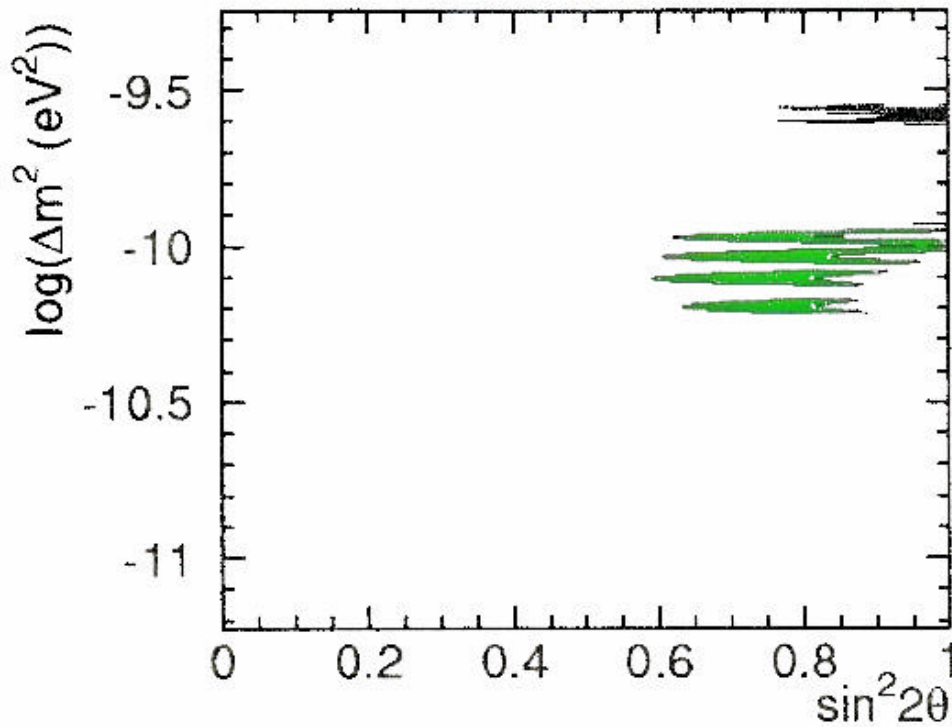


Abbildung 1.5: Aufgrund von Vakuumoszillationen verträgliche $\Delta m^2 - (\sin^2 2\theta)$ -Wertepaare. Berücksichtigt wurden dafür die gemessenen globalen Neutrinoflüsse der Experimente Homestake, Gallex, Sage und Superkamiokande [Suz00].

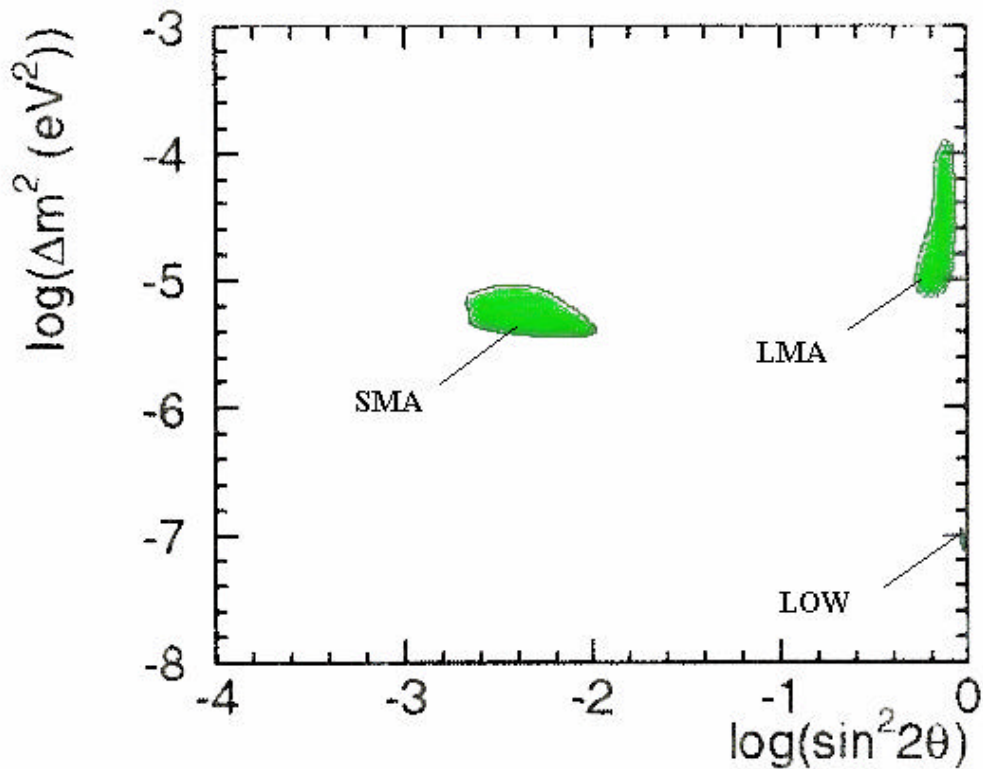


Abbildung 1.6: Aufgrund von Materieoszillationen verträgliche $\Delta m^2 - (\sin^2 2\theta)$ -Wertepaare. Berücksichtigt wurden dafür die gemessenen globalen Neutrinoflüsse der Experimente Homestake, Gallex, Sage und Superkamiokande [Suz00].

1.4 Zukünftige Neutrinoexperimente

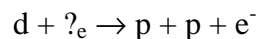
In den zukünftigen Neutrinoexperimenten sollen die oben diskutierten Theorien getestet werden. Zwei Experimente werden hier kurz vorgestellt, bevor in Kapitel 2 detailliert auf das Borexino-Experiment eingegangen wird.

1.4.1 Das SNO-Experiment

SNO (Sudbury Neutrino Observatory, Kanada) ist ein auf 1000 Tonnen Schwerwasser (D_2O) basierender Detektor, der sich 2 km unter der Erdoberfläche in der Creighton-Mine in der Nähe von Sudbury, Ontario befindet. Im Mai 1999 wurde der Detektor mit 7300 Tonnen hochreinem Wasser gefüllt, das der Untergrundabschirmung dient. Vor ca. einem Jahr wurde mit der Füllung des hochreinen Schwerwassers begonnen, das sich in einer Acrylkugel befindet. Gleichzeitig begann auch die Datennahme.

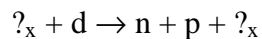
Solare 8B -Neutrinos werden zusätzlich zur ν -e-Streuung abhängig von ihrem Flavour in folgenden Reaktionen nachgewiesen:

1. Nur die Elektroneneutrinos über die CC-Reaktion:



Diese Reaktion hat eine Schwelle von 1,4 MeV. Die Energie des Elektrons steht in direkter Verbindung mit der Energie des Neutrinos und erlaubt damit eine sehr sensitive Messung der Verformungen im Spektrum der 8B -Neutrinos.

2. Alle Neutrino flavours gleichermaßen über die NC-Reaktion:



Diese Reaktion hat eine Schwelle von 2,2 MeV und wird anhand des Neutrons nachgewiesen. Für den Neutronennachweis existieren zwei Detektionskonzepte. 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, in D_2O -Wassertank befestigten 3He -Proportionalzählern, nachzuweisen.

Wird die gemessene Rate der Elektroneneutrinos im Vergleich zu der der anderen Neutrinos aufgetragen (vor allem auch im Vergleich zu dem Ergebnis aus Super-Kamiokande), so kann eine Entfaltung der geladenen und neutralen Stromwechselwirkungskomponenten für 8B -Neutrinos durchgeführt werden.

Von einer Neutrinodeckung wurde bereits ohne Angabe des Flusses berichtet [McD01]. In diesen Monaten wird noch mit einer Veröffentlichung des gemessenen Neutrino fluxes gerechnet.

1.4.2 Das LENS-Experiment

LENS (Low Energy Neutrino Spectroscopy) ist ein Experiment, das den niederenergetischen Anteil der solaren Neutrinos in CC-Reaktionen messen soll. Dies geschieht über die Anregung eines isomeren Zustandes durch den inversen β -Zerfall eines Kerns mit niedriger Energieschwelle. Als mögliche Targetmaterialien kommen unter anderem ${}^{176}Yb$ - und ${}^{160}Gd$ -Atome in Frage, deren

Energieschwellen für den inversen β -Zerfall mit 301 keV bzw. 244 keV unterhalb der Endpunktsenergie der pp-Neutrinos liegen.

LENS wird für die SMA-Lösung im Gegensatz zu den Experimenten, die zum Neutrinonachweis die Neutrino-Elektron-Streuung benutzen und daher sowohl auf den geladenen wie auch den neutralen Strom sensitiv sind, einen deutlich reduzierten Neutrinofluß messen. Im Fall der Vakuumoszillationen als Lösung des Neutrinoproblems wird LENS saisonale Änderungen im ${}^7\text{Be}$ -Neutrinofluß messen.

LENS kann zusammen mit dem im nächsten Kapitel beschriebenen Borexino-Experiment, das vor allem auf solare ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos sensitiv ist und sowohl ν_e als auch mögliche $\nu_{\mu,\tau}$ nachweisen wird, eine Entfaltung der geladenen- und neutralen Stromwechselwirkungskomponenten für ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos durchführen.

2 Das Borexino-Experiment

Wie in den vorherigen Kapitel geschildert, spielen die ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos, die im Gegensatz zu den anderen solaren Neutrinos fast vollständig unterdrückt zu sein scheinen, ($\Phi({}^7\text{Be})_{\text{max}} / \Phi(\text{SSM}) < 0,21$ [Gal99]) eine sehr wichtige Rolle bei der Lösung des Neutrino-Problems. Das erklärte Ziel des Borexino-Experiments ist es, zum ersten Mal den zeitaufgelösten ${}^7\text{Be}$ -Neutrino-Fluß zu messen. Welche Schlußfolgerungen die direkte Messung des ${}^7\text{Be}$ -Neutrino-Flusses mit sich zieht, soll im nächsten Kapitel diskutiert werden.

2.1 Physikalische Zielsetzungen von Borexino

Für den Fall, daß die Unterdrückung des ${}^7\text{Be}$ -Neutrino-Flusses eine Folge von Vakuum-Neutrinooszillationen ist, kann die Wahrscheinlichkeit für den Flavourübergang von $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ ausgedrückt werden durch:

$$P(e \rightarrow \mu) = \frac{1}{2} (\sin^2 2\theta) \cdot \left(1 - \cos \frac{1,267 \cdot \Delta m^2 [\text{eV}^2] \cdot L [\text{m}]}{E_\nu [\text{MeV}]} \right) = \sin^2 2\theta \cdot \left(\sin^2 \pi \frac{L}{L_{\text{Osz}}} \right)$$

Da die Unterdrückung stark sein sollte, kann man für den Fall von Vakuumoszillationen von nahezu vollständiger Mischung, also $\sin^2 2\theta \approx 1$, ausgehen. Für ${}^7\text{Be}$ -Neutrinoenergien von ≈ 1 MeV und $\Delta m^2 \approx 10^{-11} \text{ eV}^2$ wird die Oszillationslänge $L_{\text{Osz}} \approx 2,5 \cdot 10^{11} \text{ m}$ vergleichbar mit dem Abstand Erde-Sonne. Die Flavourübergangswahrscheinlichkeit wäre in diesem Fall sehr empfindlich vom Abstand Erde-Sonne, so daß starke saisonale Schwankungen in der beobachteten Neutrinorate registriert werden würden.

In Abbildung 2.1 sind die nach dem SSM erwarteten solaren Neutrino-flüsse in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie und die Wahrscheinlichkeit $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$, daß ein in der Sonne entstandenes Elektroneneutrino auch im Detektor als solches ankommt, dargestellt. Dabei bezieht sich $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$ auf Neutrinooszillation in Materie und zwar für die beiden Lösungen SMA und LMA. Deutlich zu erkennen ist, daß im Fall der SMA-Lösung eine totale Flavourkonversion der ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos aber auch der pep-Neutrinos erwartet wird. In diesem Fall würde man ein reines $\nu_{\mu,\tau}$ -Signal mit $\approx 23\%$ des SSM-Signals im Borexino-Detektor messen.

Die LMA-Lösung würde sich durch einen deutlich höheren ${}^7\text{Be}$ -Neutrino-Fluß, von ca. 60% des SSM-Signals, im Borexino-Detektor bemerkbar machen.

Die LOW-Lösung geht von einer fast vollständigen Mischung $\sin^2 2\theta \approx 1$ und von Massendifferenzen $\Delta m^2 \approx 1,0 \cdot 10^{-7} \text{ eV}^2$ aus. Diese Lösung kann in Borexino sehr sensitiv über den sog. Tag-Nacht-Effekt gemessen werden. Die gemessene Neutrinorate sollte dabei in der Nacht höher sein als am Tag, da Neutrinos die bei Nacht gemessen werden auf ihrem im Mittel $\approx 1,2 \cdot 10^4 \text{ km}$ langem Weg durch die Erde von $\nu_{\mu,\tau}$ nach ν_e zurück konvertiert werden können. Die Differenz zwischen der Tag- und Nachtsignalrate ist natürlich von der Weglänge der Neutrinos durch die Erde abhängig und dadurch von ihrem Einfallswinkel, weswegen zusätzlich zum Tag-Nacht-Effekt saisonale Schwankungen beobachtet werden können.

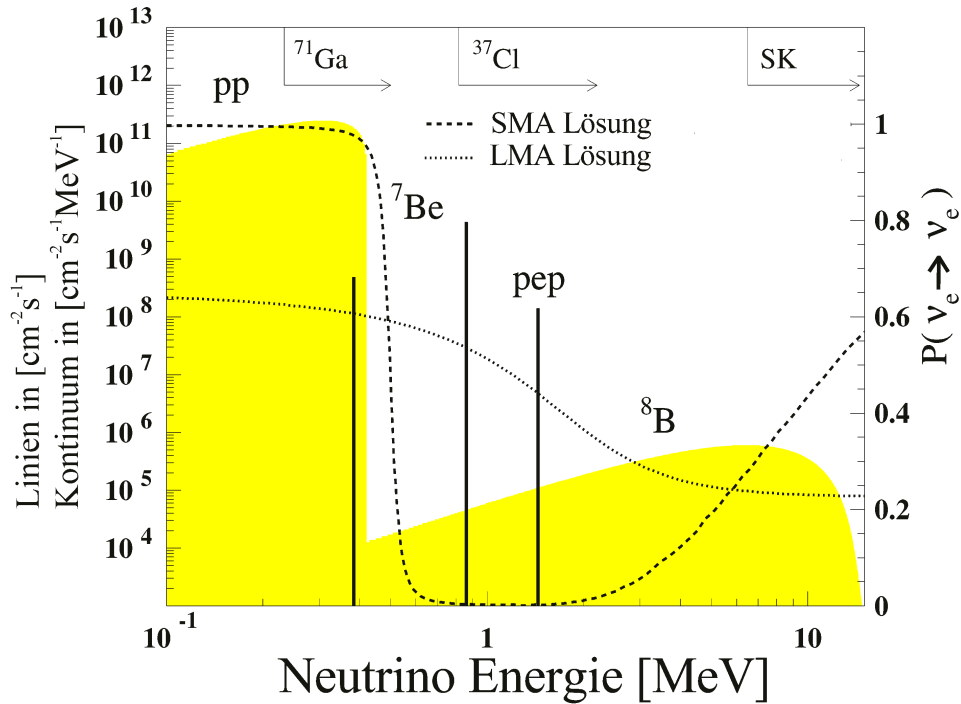


Abbildung 2.1 Die Energieabhängigkeit der Überlebenswahrscheinlichkeit solarer ν_e für die SMA- und die LMA-Lösung, aufgetragen über das nach dem SSM erwartete Neutrinospektrum [Bor00].

2.2 Detektorkonzept

Der zeitaufgelöste Nachweis der solaren Neutrinos erfolgt in Borexino über die elastische Neutrino-Elektron-Streuung. In Abbildung 2.2 sind die möglichen ν_x - e^- -Wechselwirkungen dargestellt.

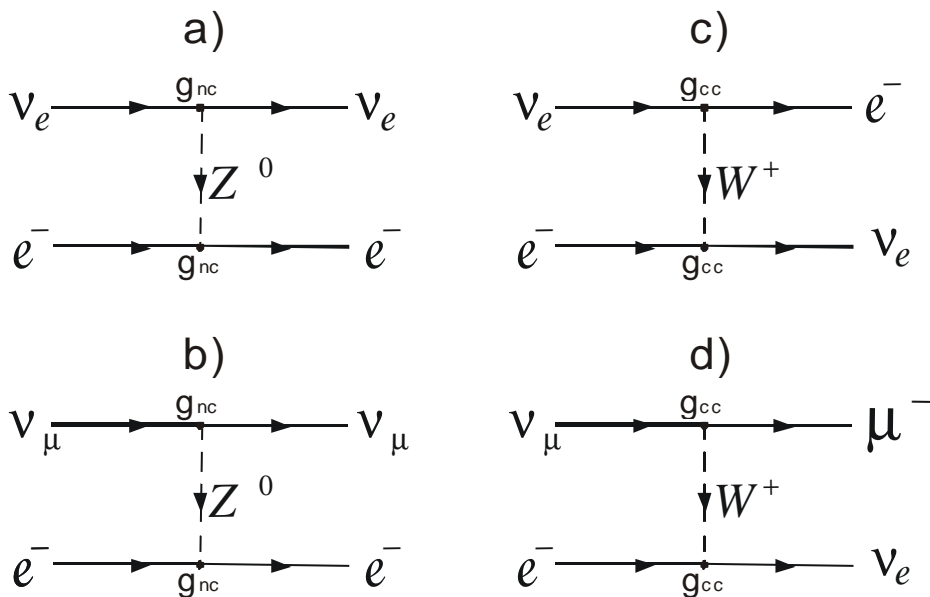


Abbildung 2.2: Graphen für die elastische Neutrino-Elektron-Reaktionen. a) und b) $\nu_e e^-$ - bzw. $\nu_\mu e^-$ -Streuung (NC). c) $\nu_e e^-$ -Streuung (CC). Der inverse μ -Zerfall in der Reaktion d) ist wegen der zu großen Ruheenergie des entstehenden Myons von $\gg 105$ MeV in Borexino ausgeschlossen, da nur Neutrinos mit einer Energie von einem MeV gemessen werden.

Das gestreute Elektron erzeugt im Target Szintillationslicht, welches dann mit Photomultipliern (PM) gemessen werden kann. Die Energie des gestreuten Elektrons hängt von der Energie und dem Streuwinkel des Neutrinos ab, wobei das Elektron die maximale Energie im Fall der Rückwärtsstreuung erhält:

$$T_{\Theta=180^\circ} = \frac{2 \cdot E_\nu^2}{m_e c^2 + 2E_\nu}$$

Für die ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos mit einer Energie von 862 keV beträgt die maximale Energie des gestreuten Elektrons 665 keV. Abbildung 2.3 zeigt das Rückstoßspektrum der ν_e und der ν_μ .

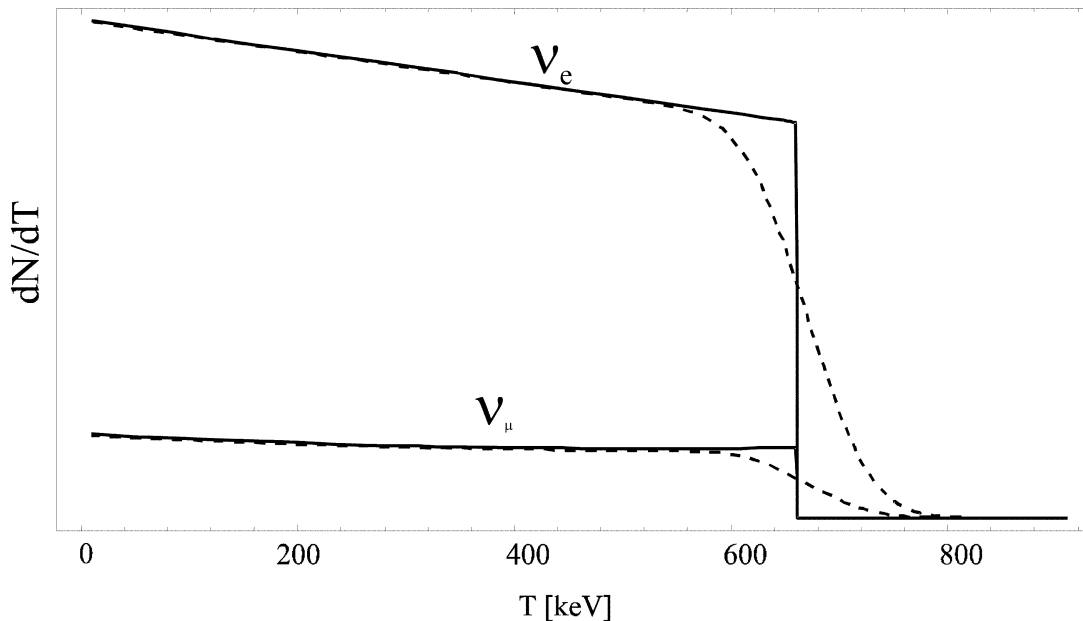


Abbildung 2.3: Das Rückstoßspektrum für Be-Neutrinos. Die obere Kurve gibt die Ereignisrate für die Summe aus den Wechselwirkungen über den geladenen und neutralen Strom (ν_e), die untere die für die Wechselwirkung über den neutralen Strom (ν_μ, τ). Gestrichelt gezeichnet sind die mit der Energieauflösung des Detektors gefalteten Verteilungen[Gri00].

Die Energieinformation läßt sich durch die Messung des Szintillationslichts festhalten, jedoch geht die Richtungsinformation verloren, da das Szintillationslicht isotrop emittiert wird.

Als Targetmedium dient im Gegensatz zu den anderen Echtzeitexperimenten, wie Super-Kamiokande, nicht Wasser sondern 300 Tonnen (100 Tonnen FV) Flüssigszintillator, wodurch die Energieschwelle für den Neutrinonachweis drastisch abgesenkt wird. Das Neutrino muß im Wasser ($n = 1,33$) mindestens eine Energie von ca. einem MeV haben, um auf das gestreute Elektron eine Schwellenenergie für den Cerenkoeffekt von ca. 750 keV zu übertragen. Erst ab dieser Energieschwelle wäre ein maximal reiner und vom thermischen Rauschen der PMs befreiter Wasser-Cerenkovdetektor in der Lage, Neutrinos nachzuweisen¹⁰. Im Flüssigszintillator benötigt ein Elektron eine Energie von mehr als 100 eV, um ein Photon anzuregen. Deshalb liegt die Energieschwelle des streuenden Neutrinos bei ca. 125 eV. Allerdings ergibt sich allein durch das thermische Rauschen der PMs bereits eine wesentlich höhere Schwelle von ca. 70 keV.

Durch den stark ansteigenden Untergrund (im wesentlichen bedingt durch ${}^{14}\text{C}$, siehe Kapitel 2.3) erhöht sich diese Energieschwelle noch auf ca. 250 keV bzgl. der Rückstoßenergie des Elektrons

¹⁰ In Super-Kamiokande liegt die Energieschwelle für den Neutrinonachweis tatsächlich bei 5 MeV. Siehe Kapitel 1.2.3

bzw. 410 keV bzgl. der Neutrinoenergie. Demzufolge können im Borexino die ^7Be -Neutrinos (nur die Linie mit 862 keV, da die 384 keV -Linie von den hohen pp-Neutrinofluß vollständig überlagert wird) nachgewiesen werden.

Nach dem Standardsonnenmodell [BBP98] ist in dem effektiven Volumen FV (100 Tonnen Flüssigszintillator) des Borexino-Detektors eine Signalrate von 55 Neutrinoereignissen pro Tag im Energieintervall $250 \text{ keV} < E < 800 \text{ keV}$ (bzgl. Rückstoßelektron) zu erwarten. Die höchste Rate in diesem Intervall ist die ^7Be -Neutrinorate mit 43 Ereignissen pro Tag. In Tabelle 2.1 sind die nach dem SSM zu erwartenden Raten der solaren Neutrinoarten in Borexino zusammen mit den Raten der Materieoszillationslösungen aufgeschlüsselt:

Neutrinoquelle	SSM [d^{-1}]	LMA [d^{-1}]	SMA [d^{-1}]	LOW [d^{-1}]
Pp	0,22	0,15	0,08	0,13
^7Be	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
^8B	0,08	0,03	0,04	0,04
Summe	55,2	30,7	11,7	29,0

Tabelle 2.1: *Signalraten im sog. "Neutrinoenster" zwischen 250 keV und 800 keV für die nach dem SSM sowie nach den verschiedenen MSW-Neutrinooszillationsszenarien zu erwartenden Neutrinoflüsse [Bor00].*

2.3 Aufbau des Detektors

Der Borexino-Detektor befindet sich in der Halle C des Gran Sasso Untergrundlabors (LNGS) ca. 15 km entfernt von L'Aquila, der Hauptstadt der Region Abruzzo, Italien. Die Abschirmung durch die 1300 m dicke Gesteinsschicht des Gran Sasso Bergmassivs ist vergleichbar zu 3600 m Wasserabschirmung (mwe¹¹). Abbildung 2.4 zeigt den Aufbau des Experiments in der Halle C.

Die schalenförmige Struktur des Detektors (s. Abbildung 2.5) ist so optimiert, daß sie das Detektionsvolumen effektiv gegen externe Strahlung abschirmt, wobei die Anforderungen an die Reinheit der Materialien bezüglich ihrer radioaktiven Verunreinigungen von außen nach innen extrem zunehmen.

Die Detektion der solaren Neutrinos basiert in Borexino hauptsächlich auf der Benutzung von 300 Tonnen hochreinem Flüssigszintillator, der sich in einem transparenten Nylonballon ("Inner Vessel" IV) mit einem Durchmesser von 8,5 m befindet. Mit Hilfe räumlicher Software-Cuts, die im wesentlichen auf der Analyse der Ankunftszeiten der Photonen an den individuellen Photomultipliern beruhen, werden die innersten 100 Tonnen als Detektionstarget definiert. Das ermöglicht, die restlichen 200 Tonnen als Abschirmmedium gegen den radioaktivem Untergrund aus dem Material der Nylonkugel zu nutzen. Zwei verschiedene Flüssigszintillatoren wurden auf ihre Eignung als Targetmaterial hin überprüft. Es sind dies die organischen Lösungsmittel 1,2,4-Trimethylbenzol (C_9H_{12}), bekannt unter dem Namen Pseudocumol (PC), und Phenyl-o-xylylethan (PXE, $\text{C}_{16}\text{H}_{18}$). Beide Szintillatoren benötigen die Beimischung sog. Wellenlängenschieber, um zu verhindern, daß das Szintillationslicht vom Szintillator selbst absorbiert wird. Im Fall von PC wird 2,5-Diphenyloxazol (PPO) in einer Konzentration von 1,5 g/l verwendet. Die Lichtausbeute dieser Szintillationskombination beträgt ca. 10^4 Photonen/MeV. Für PXE müssen die beiden Wellenlängenschieber p-Diphenylbenzol (pTP) und 1,4-bis-(2-Methylstyryl)-Benzol (Bis-MSB)

¹¹ mwe = meter of water equivalent

beigemischt werden. Beide Szintillatoren senden Licht in einem schmalen Wellenlängenbereich um ca. 380 nm aus [Nie00].

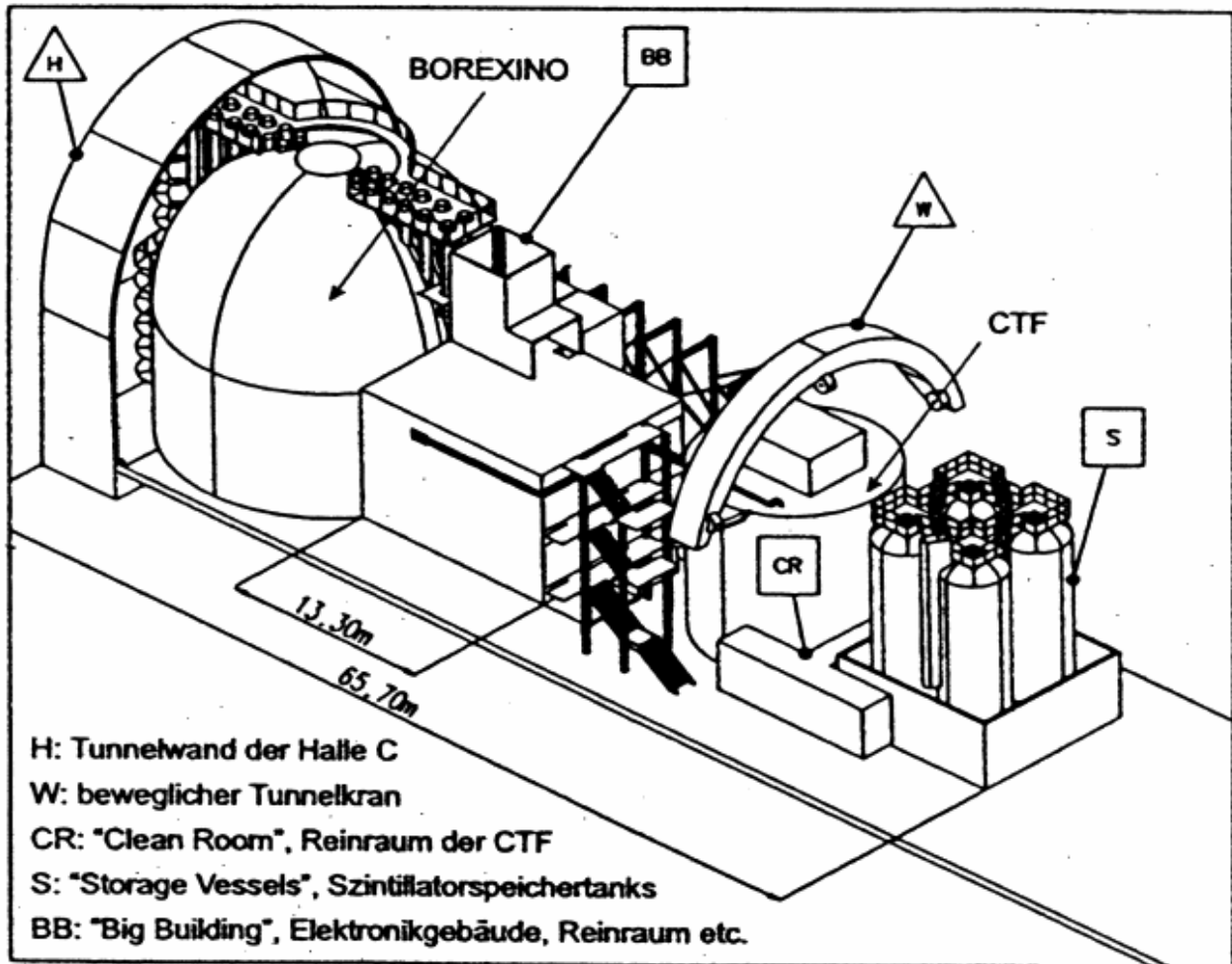


Abbildung 2.4: Schematische Übersicht über die Räumlichkeiten in Halle C des Gran Sasso Untergrundlabors.

Außerhalb der Inner Vessel dient eine transparente, kugelschalenförmige Flüssigkeitsschicht als Abschirmmedium gegen die Radioaktivität aus den äußeren Bauteilen des Detektors. Die Wahl dieser Abschirmflüssigkeit ("Buffer", ca. 1000 m^3) hängt von der Wahl des Szintillators ab. Wird PXE mit einer Dichte von ca. $\rho_{\text{PXE}} = 0,99 \cdot \rho_{\text{Wasser}}$ als Szintillator benutzt, so kann man als Buffer Reinstwasser benutzen, denn die Tragkraft der Inner Vessel reicht aus, um die Kraft, die sich aus dem Dichteunterschied der beiden Medien ergibt, zu kompensieren. Da die IV aber nur aus Nylon besteht, reicht ihre Tragkraft nicht aus, um den Dichteunterschied zwischen PC ($\rho_{\text{PC}} = 0,88 \cdot \rho_{\text{Wasser}}$) und Wasser zu kompensieren. Bei dieser Szintillatorwahl muß als Buffer ebenfalls PC verwendet werden. Zu PC im Buffer müßte noch ein sog. Quencher, nämlich DMP beigemischt werden, um das Szintillieren in diesem Bereich zu vermeiden. Beide Bufferlösungen haben Vor- und Nachteile. So hat PXE einen höheren Flammpunkt als PC, was aus Sicherheitsgründen für PXE spricht. Auch hat das Wasser aufgrund der höheren Dichte bessere Abschirmeigenschaften als PC. Die unterschiedlichen Brechungsindizes für PXE, Nylon und Wasser würden jedoch die Ortsrekonstruktion aufgrund zusätzlicher Reflexionen erschweren.

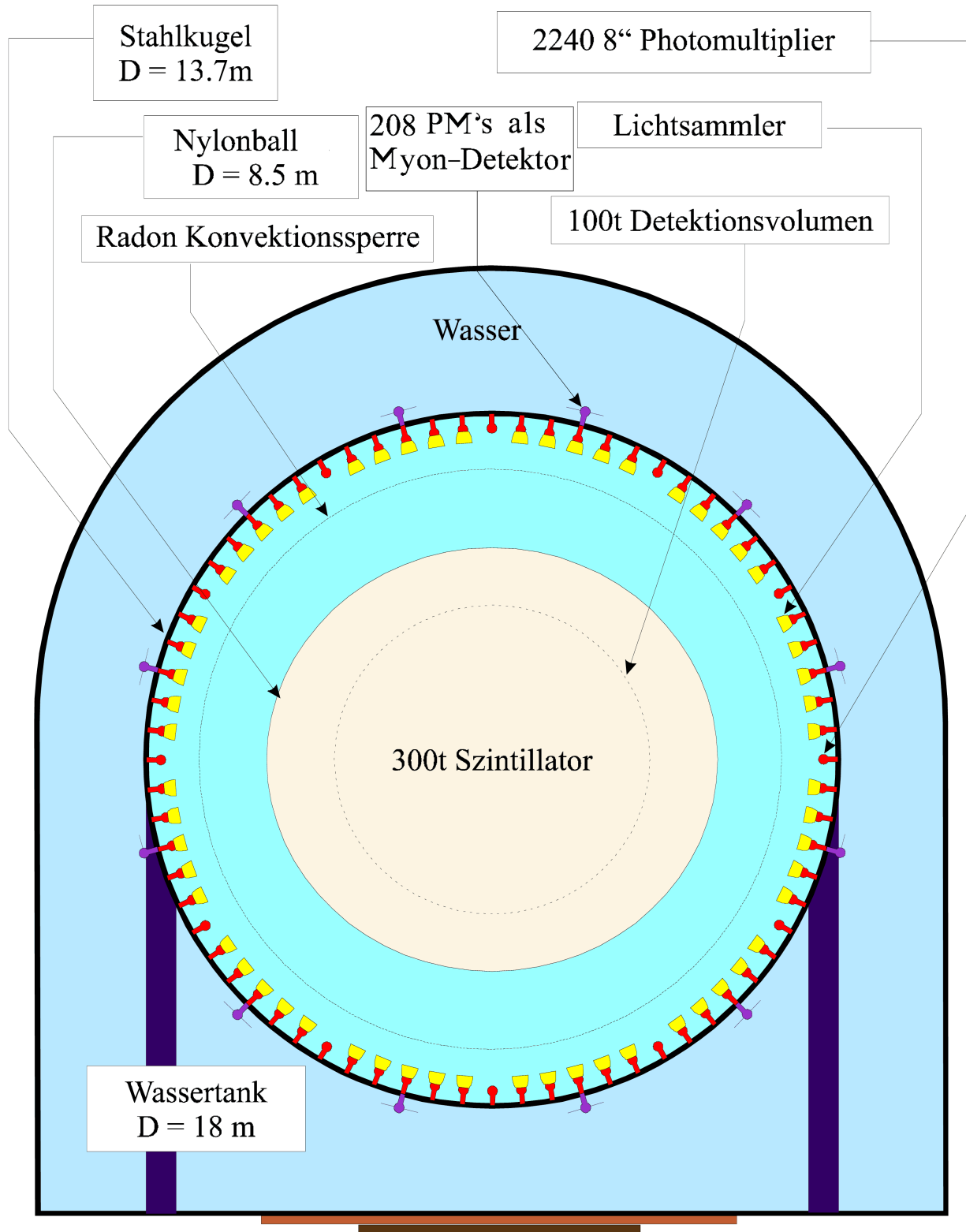


Abbildung 2.5: *Querschnitt durch den Borexino-Detektor. Deutlich zu sehen sind die unterschiedlichen Strukturelemente.*

Innerhalb der Bufferschicht (s. Abbildung 2.5) befindet sich ein zweiter Nylonball, der das Detektorinnere vor Radon-Konvektion schützen soll. Radon könnte aus den äußeren Teilen des Detektors emaniert werden und durch Konvektion in den sensitiven Bereich transportiert werden.

Die Abschirmflüssigkeit ist von einer Stahlkugel ("Stainless Steel Sphere", SSS) von 13,7 m Durchmesser umgeben. An ihrer Innenseite sind 2200 Photomultiplier (PMs) mit einem Kathodendurchmesser von 20 cm zur Detektion des Szintillationslichtes befestigt. Von den PMs sind 1866 mit Lichtkonzentratoren ausgestattet. Diese erhöhen die Photonenausbeute pro PM und akzeptieren nur Photonen aus der Richtung der IV. Die totale geometrische Abdeckung des Szintillatorvolumens durch die PMT's liegt bei ca. 30%. Die mittlere Photonenausbeute im Detektor beträgt ca. 400 pe/MeV, was eine Energieauflösung von etwa 6% (1s) im Bereich der maximalen Rückstoßenergie der ^7Be -Neutrinos erwarten läßt.

Die Stahlkugel kann die Kräfte, die durch den Dichteunterschied zwischen Wasser und PC auftreten können, aufnehmen. Der gesamte innere Detektoraufbau befindet sich in einem Stahltank mit einem Durchmesser von 18 m und einer Höhe von 17 m. Der Raum zwischen der Stahlkugel und dem Stahltank ist mit 2500 Tonnen hochreinem, deionisiertem Wasser gefüllt. Dieser Bereich dient einerseits als Abschirmung gegen hochenergetische γ 's oder Neutronen aus den Hallenwänden, wird aber andererseits auch als aktiver Cerenkov-Detektor für Myon-Untergründereignisse verwendet (siehe Kapitel 5). Deswegen sind an der Außenseite der Stahlkugel 208 zusätzliche PMs angebracht.

2.4 Reinheitsanforderungen

Wie in Kapitel 2.2 geschildert, werden solare Neutrinos in Borexino über ν -e-Streuung im Szintillator nachgewiesen. Diese Ereignisse weisen aber keine besondere Signifikanz auf und können nicht oder nur sehr schwer von α -, β -, oder γ -Untergründereignissen unterschieden werden. Die meisten β -Zerfälle haben eine Endpunktsenergie von über 200 keV und fallen somit in das Neutrinofenster (250-800 keV). Auch die α -Zerfälle können trotz wesentlich höheren α -Energien aufgrund des α -Quenchings [Bir64] ebenfalls zur Rate im Neutrinofenster beitragen. Um die ν -Ereignisrate dennoch beobachten zu können, müssen sehr hohe Anforderungen an die Reinheit der Detektorkomponenten gestellt werden.

Der Untergrund in Borexino läßt sich in drei Kategorien einteilen – den externen, den internen und den kosmogenen Untergrund. Die nächsten drei Kapitel geben einen Überblick über diese drei Untergrundkategorien.

2.4.1 Externer Untergrund

Der externe Untergrund im Detektor wird hauptsächlich durch γ 's dominiert, die aus den radioaktiven Verunreinigungen der Detektorkomponenten außerhalb des Szintillators stammen. Zu diesen radioaktiven Verunreinigungen zählen vor allem ^{40}K und die Nuklide der Uran- und Thorium-Zerfallsreihen. Von den Materialien emittierte Photonen können hierbei die Abschirmung durchdringen und ν -Ereignisse im Szintillator vortäuschen. In Tabelle 2.2 sind die Beiträge der verschiedenen Detektorkomponenten zum Untergrund in Borexino im ^7Be -Energieintervall $250 \text{ keV} < E < 800 \text{ keV}$ dargestellt. Den höchsten Beitrag zur externen Untergrundrate liefern die 2240 Photomultiplier mit 0,1 Ereignissen/(d·100 Tonnen). Neben den 2000 Lichtkonzentratoren und dem Nylonballon, die zusammen ebenfalls mit einer Rate von 0,1 Ereignissen/(d·100 Tonnen) zum externen Untergrund beitragen, stellt die Radon-Emanation mit einer Rate von 0,03 Ereignissen/(d·100 Tonnen) einen nicht zu vernachlässigenden Anteil am externen Untergrund dar. Dieser Anteil stammt vom Isotop ^{222}Rn (Halbwertszeit $\approx 3,8$ Tage), dessen Aktivität 1 mBq/m^3 in der Abschirmflüssigkeit beträgt. Radon ist chemisch inaktiv und als Edelgas relativ mobil. Es entsteht in den Zerfallsketten von U und Th und wird deshalb aus verunreinigten Materialien emaniert. Es trägt zur Aktivität der Umgebungsluft bei. Wenn Radon durch Konvektion in die Nähe

des Szintillators gelangt, kann die geforderte Aktivitätsgrenze in der Abschirmflüssigkeit überschritten werden, obwohl ihre intrinsische Reinheit selbst ausreichend wäre.

Detektor-Komponente	Konzentration der primordialen Elemente			Untergrundrate Pro (d·100Tonnen)
	Uran [g/g]	Thorium [g/g]	Kalium [g/g]	
2240 PMs	$3 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-5}$	<0,1
2000 Lichtkonzentratoren	$7 \cdot 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-6}$	<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
Radon in der Abschirm- Flüssigkeit	Annahme Rn-Aktivität: 1mBq/m ³			0,03
Gesamt				<0,25

Tabelle 2.2: *Simulierte, externe g-Untergrundraten in Borexino, basierend auf den angegebenen Konzentrationen primordialer Elemente in den verschiedenen Detektorkomponenten. Die Werte beziehen sich auf das n-Fenster ($250 \text{ keV} < E < 800 \text{ keV}$) [Hag00].*

2.4.2 Interner Untergrund

Während sich der externe Untergrund durch die Definition eines effektiven Detektionsvolumens FV von 100 Tonnen größtenteils unterdrücken läßt, stellt der interne Untergrund, das ist die intrinsische radioaktive Verunreinigung des Szintillators selbst, ein größeres Problem dar. Hierbei tragen wiederum ⁴⁰K und die Nuklide Uran und Thorium mit ihren Zerfallsketten entscheidend zum radioaktiven Untergrund bei. Um den intrinsischen Untergrund auf einen mit dem erwarteten ν -Signal verträglichen Wert, der unter einem Ereignis/(d·100 Tonnen) im Energieintervall ($250 \text{ keV} < E < 800 \text{ keV}$) liegt, zu reduzieren, darf der Gehalt an natürlichen Radionukliden einen gewissen Höchstsatz nicht überschreiten.

Durch Monte-Carlo Simulationen des Untergrunds wurden folgende Grenzen für die Konzentrationen von natürlichen Radionukliden im Szintillator ermittelt [Nef96]:

Element	Konzentration [g/g]
Cd	$2,8 \cdot 10^{-9}$
In	$2,4 \cdot 10^{-12}$
K	$7,8 \cdot 10^{-15}$
La	$1,2 \cdot 10^{-12}$
Lu	$3,7 \cdot 10^{-15}$
Rb	$3,2 \cdot 10^{-14}$
U	$2,3 \cdot 10^{-17}$
Th	$5,8 \cdot 10^{-16}$

Tabelle 2.3: *Die Konzentrationen natürlicher Radionuklide im Szintillator, die in 100 t Detektionsvolumen ein Ereignis pro Tag im Energiebereich von 250 keV-800 keV erzeugen.*

Die in Tabelle 2.3 dargestellten Metalle lassen sich zu einer Gruppe von Verunreinigungen zusammenfassen, die folgende Eigenschaft erfüllen: Sie lassen sich durch chemische Verfahren wie Destillation, Säulenchromatographie oder Wasserextraktion¹² aus dem Szintillator entfernen [Gri00].

In den oberen Atmosphärenschichten entsteht bei der Reaktion $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ das Isotop ^{14}C . ^{14}C ist ein β^- -Emitter mit einer Endpunktenergie von 156,5 keV. Diese Energie liegt im Energiebereich der resultierenden Elektron-Rückstoßspektren der solaren pp- (0-250 keV) und ^7Be -Neutrinos (0-667 keV). ^{14}C kann nicht durch chemische Reinigungsmethoden aus der Kohlenwasserstoffmatrix des Szintillators entfernt werden. Es trägt sogar bei einem gegenüber organischen Materialien um den Faktor 10^6 reduzierten Verhältnis von $^{14}\text{C}/^{12}\text{C} \approx 10^{-18}$ mit einer Untergrundrate von ca. $2 \cdot 10^6 / (\text{d} \cdot 100 \text{ Tonnen})$ im Energieintervall 0-250keV bei. Dies würde bei weitem die erwarteten Raten der pp- und der ^7Be -Neutrinos übertreffen, weswegen die untere Energieschwelle des Detektors durch den Zerfall des ^{14}C bestimmt wird.

Da wegen der begrenzten Energieauflösung des Detektors und "pile-up"-Effekten ^{14}C dennoch Untergrundereignisse im Neutrinofenster erzeugen kann, darf das $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ -Verhältnis 10^{-18} nicht übersteigen. Dies ist prinzipiell möglich, denn die Szintillatorkomponenten werden aus Erdöl gewonnen, das weit mehr als 10^8 Jahre alt ist. Bei einer Halbwertszeit des ^{14}C von $T_{1/2}=5730$ Jahre sollte somit das in organischen Materialien vorkommende Verhältnis von $^{14}\text{C}/^{12}\text{C} \approx 1,2 \cdot 10^{-12}$ auf ein Verhältnis von $<10^{-18}$ reduziert sein.

2.4.3 Kosmogener Untergrund

Hochenergetische kosmische Myonen können trotz der 1300 m Gesteinsabschirmung des Gran Sasso Untergrundlaborators den Borexino-Detektor durchqueren. Der charakteristische Energieübertrag eines direkten Myon-Ereignisses im Szintillator liegt mit ca. 2MeV/cm weit außerhalb des relevanten Energiebereichs für die Neutrinodetektion. Zusätzlich können Myonen mit Hilfe des in Kapitel 5 beschriebenen Myon-Vetos mit sehr hoher Effizienz identifiziert werden. Größere Schwierigkeiten bereiten allerdings durch Myonen induzierte Sekundärteilchen (z.B. Neutronen) im Szintillator, Detektor oder im umliegenden Gestein (siehe auch Kapitel 4). Diese können wiederum radioaktive Kerne im Szintillator erzeugen. In Tabelle 2.4 wird ein Überblick über diese Kerne und ihre radioaktiven Signale gegeben.

Zerfallsart	Isotop	Halbwertszeit	$E_{\max}(\beta)$ in MeV	E in MeV; Wahrsch.
β^-	^{12}B	0,02 s	13,4	
	^{11}Be	13,80 s	11,5	
	^{10}Be	$1,5 \cdot 10^6$ a	0,56	
	^{11}Li	0,09 s	20,8	
	^9Li	0,18 s	13,6	
	^8Li	0,84 s	16,0	
	^8He	0,12 s	10,6	
	^6He	0,81 s	3,5	
β^+	^{11}C	20,38 min	0,96	+0,72; mit 98,53%
	^{10}C	19,30 s	1,9	
	^9C	0,13 s	16,0	
	^8B	0,77 s	13,7	
EC	^7Be	53,3 d	-	0,478; mit 10%

Tabelle 2.4: Durch Myonen in ^{12}C -Targets induzierte Sekundärteilchen [Fir96], [Hag00]

¹² Bei der Wasserextraktion wird der unpolare Szintillator mit Wasser vermischt und geschüttelt. Polare Verunreinigungen reichern sich dabei im Wasser an.

Mit Hilfe des Myon-Vetos und eines sog. Veto-Cuts in der Offline-Analyse werden die Ereignisse innerhalb von zwei Sekunden nach einem Myonereignis identifiziert. Alle Zerfälle mit einer Halbwertszeit unter einer Sekunde können so identifiziert werden. Die Aktivität von ^{10}Be spielt wegen der langen Halbwertszeit von 1,5 Millionen Jahren keine Rolle.

^{11}Be verursacht wegen seiner hohen Endpunktenergie von 11,5 MeV nur sehr wenige Ereignisse im Neutrinoenster.

^{10}C und ^{11}C sind β^+ -Emitter und ihre Energiedeposition ist aufgrund des Annihilationsprozesses um ca. ein MeV nach oben verschoben. Sie tragen also zur Ereignisrate im Neutrinoenster (250 keV-800 keV) nicht bei. Allerdings führt ^{11}C mit einer Zählrate in Borexino von $7,36 \pm 0,75$ Ereignissen pro Tag [Hag00] zu Problemen im Bereich des pep-Neutrinoesters (800 keV – 1400 keV).

^7Be muß gesondert betrachtet werden, da es über reinen Elektroneneinfang zerfällt und in 10% aller Fälle ein γ -Quant mit $E_\gamma = 478$ keV emittiert. Diese Energie fällt direkt in das relevante Neutrinoenster. Ein größeres Problem ergibt sich vor allem durch die oberirdische Herstellung bzw. Anlieferung des Szintillators, bei der die Aktivität des Szintillators im Gleichgewicht 10^6 Bq in 100 Tonnen Szintillator beträgt [Hen99].

2.5 Die CTF (Counting Test Facility)

In der Halle C des Gran Sasso Untergrundlabors wurde 1994 die Counting Test Facility (CTF), ein vereinfachter Prototyp des Borexino-Detektors, gebaut (s. Abbildung 2.6). Man wollte testen, ob die extrem hohen Reinheitsanforderungen der beiden zur Auswahl stehenden Szintillatoren erreicht werden können. Zusätzlich konnten Detektorkomponenten wie Inner Vessel, Photomultiplier und deren Einkapselung in Hinsicht auf ihre physikalische Beständigkeit getestet werden.

Die CTF wurde nach ähnlichen Designkriterien wie Borexino gebaut. Sie besteht aus einem transparenten Nylonballon mit einem Durchmesser von 2,1 m, der mit 4,8 Tonnen organischem Flüssigszintillator gefüllt ist und sich im Zentrum eines mit 1000 Tonnen Reinstwasser gefüllten, zylindrischen Stahltank befindet. Der Stahltank hat einen Durchmesser von 11 m und eine Höhe von 10 m.

Die Ereignisse in der Inner Vessel werden von 100 mit Lichtkonzentratoren ausgestatteten Photomultipliern aufgenommen. Die ersten Messungen der CTF I (die einzelnen Meßabschnitte der CTF werden durchnumeriert) wurden von Februar 1995 bis Ende Januar 1997 durchgeführt. Bis Mitte Mai 1996 wurde in der CTF I die Szintillatorkombination PC als Lösungsmittel und PPO als Wellenlängenschieber getestet. Von Herbst 1996 bis Ende Januar 1997 wurde die Szintillatorkombination PXE und pTP,Bis-MSB getestet, bis Januar 1997 durch den Ausfall von mehr als 80% der Photomultiplier die Tests abgebrochen werden mußten und die CTF geleert wurde. Während der Meßzeit von CTF I wurde ein externes Myonidentifikationssystem auf dem Dach der CTF montiert. Dieses hat eindeutig die Notwendigkeit eines Myon-Vetos in Borexino aufgezeigt [Nef96].

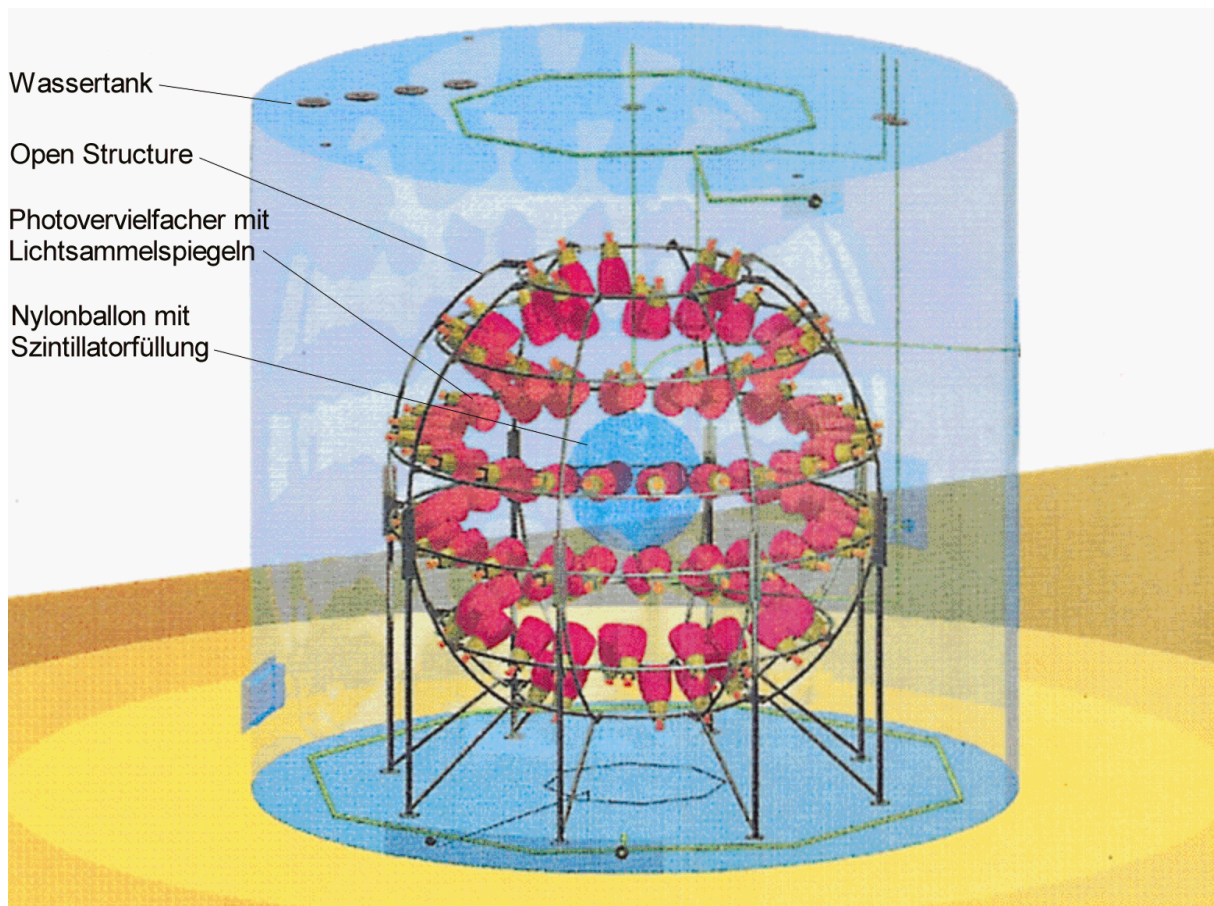


Abbildung 2.6: Schematische Skizze der CTF [Gri00].

Tabelle 2.4 faßt die wichtigsten Resultate der im Rahmen von CTF I gemessenen radioaktiven Spurenelemente in den verwendeten Flüssigszintillatoren PC und PXE zusammen.

	PC	PXE
$^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$	$(1,94 \pm 0,09) \cdot 10^{-18}$	$(9,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-18}$
Uran $[\text{g/g}]$	$(3,5 \pm 1,3) \cdot 10^{-16}$	$(1,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-15}$
Thorium $[\text{g/g}]$	$< 3,6 \cdot 10^{-16}$ (90% C.L.)	$(2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-15}$

Tabelle 2.4: Konzentrationen radioaktiver Spurenelemente in den mit der CTF untersuchten Flüssigszintillatoren unter der Annahme säkularen Zerfallsgleichgewichts [Hen99].

Die Uran- und Thorium-Konzentration wird in der CTF mit Hilfe der Methode der $^{214}\text{BiPo}$ - und $^{212}\text{BiPo}$ -Koinzidenzen unter Annahme eines Gleichgewichts in den Zerfallsketten bestimmt. Um eine statistische Subtraktion des uran- und thoriuminduzierten Untergrunds in Borexino zu ermöglichen, wurde parallel zur CTF I eine Neutronenaktivierungsanalyse (NAA) am Forschungsreaktor (FRM1) in Garching durchgeführt [Gol97], [Hen99]. Diese sollte Aufschluß darüber geben, inwieweit das Zerfallsgleichgewicht in der Uran- und Thoriumkette eingehalten wird.

Die NAA-Messungen von unbehandeltem PXE bestätigen die CTF I - Ergebnisse. In nachfolgenden Versuchen zur Szintillatorreinigung mittels einer Kieselgelsäule und mit Wasserextraktion konnten dann durch NAA nur noch obere Grenzen (Uran: $2 \cdot 10^{-16}$, Thorium: $1 \cdot 10^{-17}$) festgestellt werden [Hen99].

In der Meßzeit zwischen Mai und Oktober 2000 der CTF II wurde ein internes Myon-Veto in der CTF eingebaut (siehe Kapitel 3). In dieser Meßperiode wurden eingehende Tests mit dem Szintillator PXE bezüglich seiner optischen Eigenschaften durchgeführt. Er liefert positive Ergebnisse bezüglich Lichtausbeute, Ortsrekonstruktion und der α - β -Diskrimination. Quantitative Resultate werden der Arbeit von M. Göger-Neff zu entnehmen sein [Gög01]. Außerdem konnte gleichzeitig auch das fertiggestellte Fluid-Handling-System „Modul zero“ getestet werden [Nie00].

In der nun anlaufenden Meßperiode CTF III werden noch einmal Tests mit dem Szintillator PC durchgeführt werden, da diese Szintillatorwahl momentan favorisiert wird und somit im Borexino-Experiment zum Einsatz kommen wird. Abbildung 2.6 zeigt die CTF von innen zum momentanen Zeitpunkt.

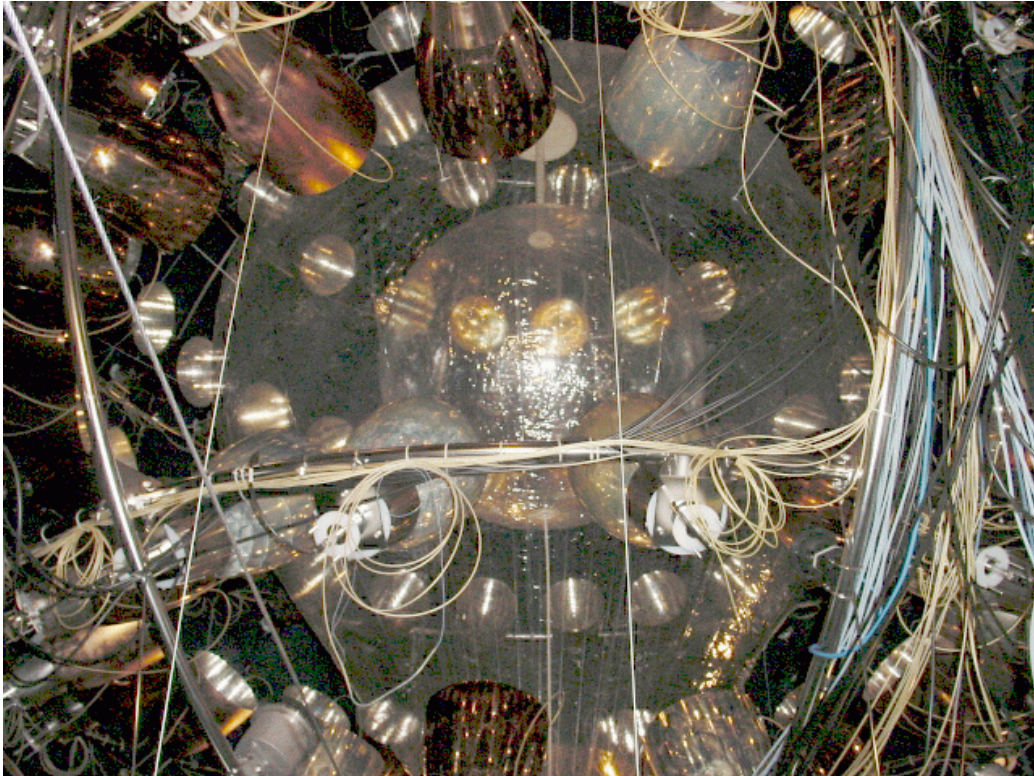


Abbildung 2.6: *Inner Vessel, Shroud, und PMs in der CTF vor der Meßperiode CTF III im April 2001.*

3. Das Myon-Veto der CTF II

In der CTF I-Meßperiode wurde ein sog. Myon-Teleskop auf dem CTF-Detektor installiert, um die Myonereignisse im Detektor studieren zu können. Dieses Myon-Teleskop bestand aus zwei ortsauflösenden, übereinander stehenden Vieldrahtproportionalkammern und wurde in Koinzidenz mit der Elektronik der CTF I betrieben [Hag00].

In den nächsten beiden Kapiteln werden die Notwendigkeit und das Konzept des in der CTF II zum ersten Mal verwendeten Myon-Vetos skizziert.

3.1 Die Notwendigkeit des Myon-Vetos

Die Myonrate im Gran Sasso Untergrundlabor (3600 mwe) ist, wie bereits in Kapitel 2 erwähnt, um den Faktor $\sim 10^6$ gegenüber der Erdoberfläche reduziert. Sie beträgt 1,16 Myonen/m²h mit einer mittleren Energie von ca. 320 GeV. Bei einer Oberfläche des CTF-Tanks von über 100 m² durchqueren also über 3000 Myonen am Tag die CTF. Diese hochenergetischen Myonen erzeugen beim Durchqueren der Abschirmflüssigkeit Cerenkov-Photonen. Die Photonen werden dabei in Form eines charakteristischen Cerenkov-Kegels emittiert. Durch folgende Formel ist der halbe Öffnungswinkel dieses Kegels gegeben:

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

Bei der hohen mittleren Energie der Myonen ist $\beta \approx 1$. Mit einem mittleren Brechungsindex von $n=1,344$ für Wasser erhält man $\theta_c \approx 42^\circ$. Die Anzahl der Cerenkov-Photonen, die pro Wegstrecke dx im Energieintervall $dE = hdf$ von einem hochenergetischen Myon in der Wasserabschirmung emittiert werden, berechnet sich nach [Pdb99] wie folgt:

$$\frac{d^2N}{dEdx} = \frac{\alpha^2}{r_e m_e c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(E)}\right) \approx 370 \cdot \sin^2 \theta_c(E) \text{eV}^{-1} \text{cm}^{-1}$$

Berücksichtigt man noch die optischen Eigenschaften der Photomultiplier und ihre Quanteneffizienz, so erhält man einen Wert von

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

an detektierten Photoelektronen pro cm Wegstrecke des Myons in der Wasserabschirmung bei vollständiger geometrischer Abdeckung durch die Photomultiplier.

Je nach mittlerem Abstand der Myonspur von der Inner Vessel werden mehr oder weniger Photonen von den PMs gesehen. In einem bestimmten Abstandsbereich der Myonspur zur Inner Vessel fällt die von einem Myon in der Inner Vessel deponierte Energie in das Neutrinoenster. In Tabelle 5.1 sind die Messergebnisse, die mit Hilfe des Myon-Teleskops der CTF I entstanden, zusammengestellt. Daraus wird deutlich, daß trotz Anwendung der sogenannten Offline-Analyse (siehe Kapitel 5) 73 Myonen (ca 3%), die im Neutrinoenster lagen, von der Offline-Analyse nicht als Myonen identifiziert wurden. Bei einer Rate von 9000 Myonen pro Tag, die den Borexino-Detektor durchqueren, bedeutet dies, daß ca. 300 Myonen unidentifizierbar ein Signal im Neutrinoenster erzeugen. Vergleicht man diesen Wert mit der zu erwartenden Neutrinosignallrate von 10-50 Ereignissen pro Tag, so ist leicht einzusehen, daß die Effizienz der Offline-Analyse bei weitem nicht ausreicht. Dies führte letztendlich zu der Entscheidung, ein Myon-Identifikationssystem für Borexino zu errichten.

	Meßperiode CTF I
Gesamte Meßdauer	2364 h
gemessene Myonrate	2 μ /h
Insgesamt detektierte Myonen	3341
Davon Myonereignisse im Neutrinoenster	758
Nicht identifizierte Myonen nach Offline-Analyse	374
davon Myonereignisse im Neutrinoenster	73

Tabelle 3.1: Zusammenstellung der mit dem Myon-Teleskop während der Meßperiode CTF I detektierten Myonereignisraten, vor und nach Anwendung der Offline-Analyse [Hag00].

3.2 Das Konzept des Myon-Vetos für die CTF

In der Meßperiode CTF II zwischen Mai und Oktober 2000 wurde ein Prototyp des in Borexino zum Einsatz kommenden Myon-Vetos getestet.

3.2.1 Simulation des Myon-Vetos [Gri00]

In einer zuvor angefertigten Simulation [Gri00] wurde gezeigt, daß das Myon-Veto zwischen β -Ereignissen und Myonereignissen effizient unterscheiden kann, obwohl nur 16 PMs zur Verfügung standen. Gleichzeitig mußte mit Hilfe der Simulation eine günstige Anordnung der PMs ermittelt werden. Eingangsparmeter waren die in Abbildung 3.1 von MACRO am Gran Sasso Untergrundlabor gemessene Winkelverteilung der Myonen, die optischen und statistischen Eigenschaften der PMs, sowie die durch die Elektronik vorgegebene Koinkidenz.

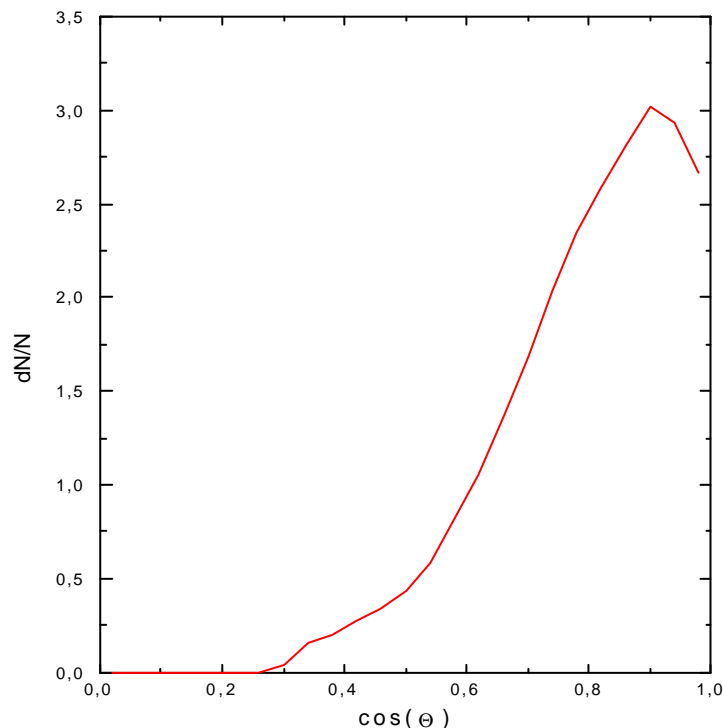


Abbildung 3.1: Der relative Myonenfluß in Abhängigkeit des Zenitwinkels. Die Kurve

ist so normiert, daß $\int_{\cos\Theta} \frac{dN}{N} = 1$ gilt.

Mit Hilfe dieser Simulation wurde gezeigt, daß es am günstigsten ist, die 16 PMs am Boden des CTF-Tanks nach oben schauend anzubringen (siehe auch Abbildung 3.6). In Abbildung 3.2 ist die Häufigkeitsverteilung der im Myon-Veto erzeugten Photoelektronen pro simuliertes Myon im Neutrinoenster für diese spezielle Anordnung dargestellt.

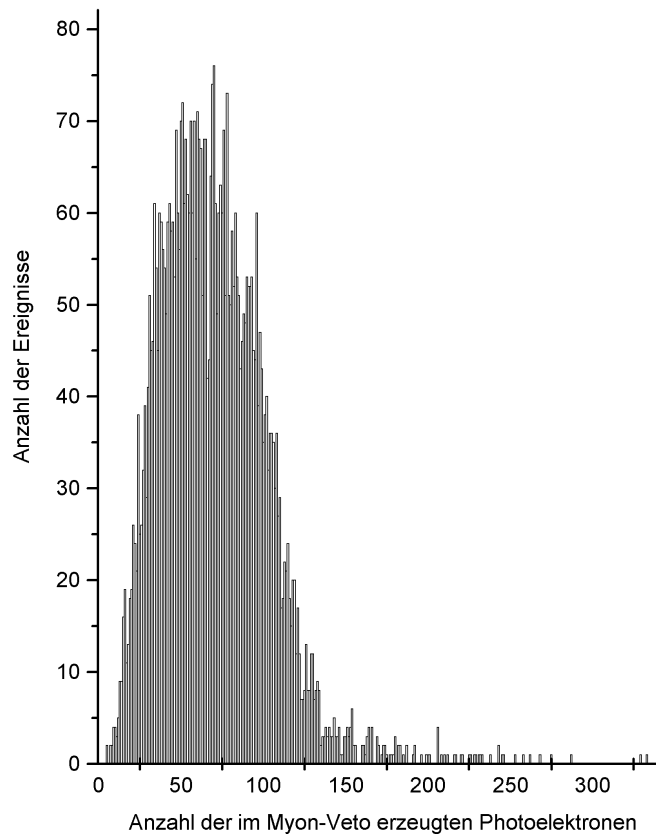


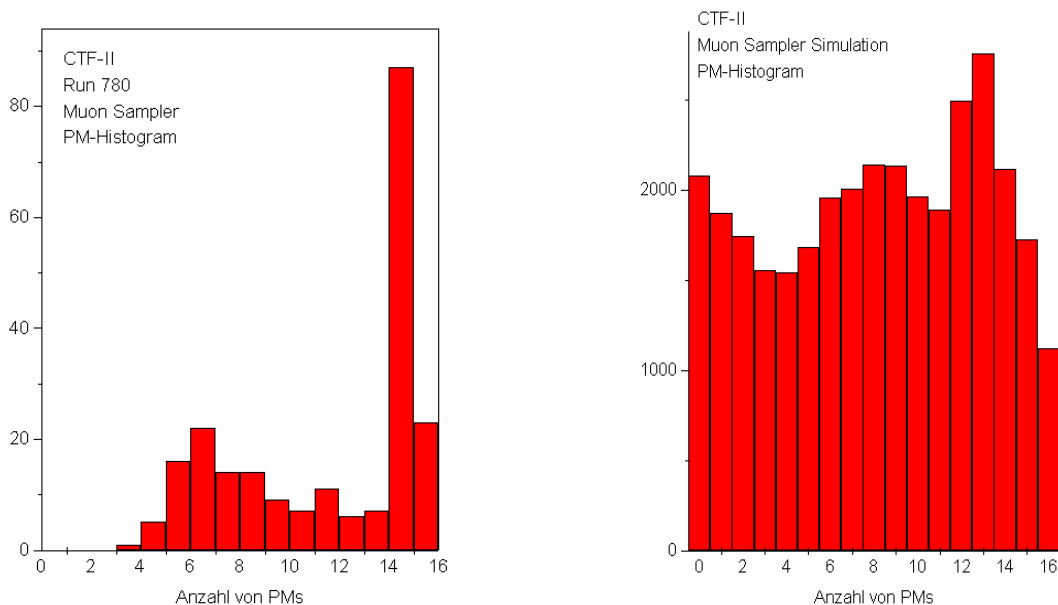
Abbildung 3.2: Die Häufigkeit der Myonereignisse gegenüber der pro Myon im Myon-Veto erzeugten Anzahl von Photoelektronen. Nur solche Myonen sind berücksichtigt, die ein Signal im Neutrinoenster (250 keV - 800 keV) erzeugt haben.

Die vorgegebene Koinzidenzbedingung war, daß mindestens 4 Photoelektronen im Myon-Veto generiert werden, um ein Myon als identifiziert zu deklarieren. Mit dieser Bedingung beträgt die simulierte Effizienz des Myon-Vetos 99,20% [Gri00].

Die in der CTF II-Elektronik eingestellte Koinzidenzbedingung wurde von mindestens vier Photoelektronen auf mindestens vier gleichzeitig gefeuerte PMs geändert. Für diesen Fall verringert sich die simulierte Effizienz nur geringfügig auf 99,06%.

Aufgrund der in Kapitel 5 diskutierten Designmängel in der Einkapselung der PMs in der CTF II sind zwei von 16 PMs während dieser Meßperiode ausgefallen. Trotz dieser Einschränkung liegt die in der Datenanalyse berechnete Effizienz des Myon-Vetos der CTF II bei über 95% [Dan01], was die Effektivität des Vetos bestätigt.

Die Abbildungen 3.3 a und b zeigen im Vergleich die Spektren der Anzahl der gefeuerten PMs für den Run 780 bzw. die Simulation des Myon-Vetos. Berücksichtigt man, daß im CTF-Run die Schwelle für das Myon-Veto auf vier PMs gesetzt war und daß zwei PMs ausgefallen sind, so kann man von einer sehr guten Übereinstimmung der Simulation mit dem realen Run sprechen.



a)

b)

Abbildung 3.3: Häufigkeit der in Koinzidenz gefeuerten PMs für a) CTF-Run 780 und b) Myon-Veto-Simulation

3.2.2 Das Design

Das Ergebnis der Simulation ging in den Aufbau des Myon-Vetos der CTF II ein, d.h. die vorhandenen 16 PMs wurden auf dem Boden des CTF-Tanks montiert. Dabei wurden auf zwei konzentrischen Kreisen mit den Radien 2,4 m bzw. 4,9 m jeweils 8 PMs montiert (s. Abb. 3.6).

Das Design der PMs wurde nach dem Versagen von 80% der PMs während der Meßperiode CTF I neu konzipiert. Die PMT wurde komplett eingekapselt (s. Kapitel 5). Das neue Einkapselungsdesign entspricht bis auf wenige Details jenem, das bei der Herstellung der 210 Borexino-Myon-Veto-PMs angewendet wurde. Dadurch kann die Einkapselung der PMs über einen Zeitraum von mehreren Monaten (CTF II und CTF III) auf seine Tauglichkeit getestet werden. Zwei der 16 PMs waren nach Beendigung der Meßperiode CTF II nicht mehr funktionsfähig. Ein Test in München hat gezeigt, daß sich die PMT aus der Halterung gelöst hat und dadurch der elektrische Kontakt nicht mehr vorhanden war. Dieses Problem wurde bei dem verbesserten Einkapselungsdesign der Borexino-Myon-Veto-PMs berücksichtigt, wie in Kapitel 5 ausführlich geschildert wird.

3.2.3 Die Elektronik

Die Elektronik des Myon-Vetos der CTF II wurde nicht in die Elektronik der CTF II einbezogen. Es ist bis auf ein Kabel, das dem inneren Detektor das Triggersignal übergibt, unabhängig von der Elektronik des inneren Detektors. Die Elektronik des inneren Detektors ist im Anhang A dargestellt. Jeder PM wird nur über ein einziges Hochspannungskabel angeschlossen. Über dieses Kabel wird sowohl die PMT mit Hochspannung versorgt als auch das Signal der PMT zu der sog. „Decoupling-Station“ geleitet. In der Decoupling Station wird mittels eines Hochpasses das Signal der PMT von der Hochspannung entkoppelt. Das Signal wird zehnfach verstärkt und anschließend in einen Diskriminator geleitet.

Die Schwelle des Diskriminators ist so eingestellt, daß ein einzelnes Photo-Elektron der PMT diese Schwelle überwinden kann. Vom Diskriminator wird das Signal in den entsprechenden Kanal eines ADCs¹³ geleitet. Der Myon-Veto-Trigger wird der Summenausgabe des Diskriminators entnommen. Die Ausgangsspannung des Diskriminators liefert dadurch die Information, wieviele PMs in Koinzidenz gefeuert haben. Das Summensignal löst, wenn es 158 mV übersteigt, die Schwelle eines zweiten Diskriminators aus. Das entspricht der Summenspannung von mindestens vier in Koinzidenz gefeuerten PMs. Es dauert insgesamt 40 ns bis das Signal vom Verstärker über den zweiten Diskriminator läuft und in einem Logic Fan In/Fan Out aufgespalten wird. Einerseits wird das Signal als Startsignal für die TDCs¹⁴ benutzt, andererseits dient es als Verbindung zum Inneren Detektor, wo ein 1 ms Fenster gestartet wird. Der Trigger des zweiten Diskriminators wird auch dazu benutzt, um einen Gate-Generator zu starten, der das Gate für die 16 Kanäle des ADCs öffnet. Das Ausgangssignal der PMs wird nach seiner zehnfachen Verstärkung noch mit Hilfe eines 150 ns Lemokabels verzögert, bevor es zum ADC geleitet wird. Diese Verzögerung soll die Zeit bis zum Ankommen des Gates am ADC kompensieren.

Der erste Diskriminator besitzt zusätzlich zur Summenausgabe für jeden der 16 Eingänge zwei zusätzliche Ausgänge. Der erste Ausgang wird dazu benutzt, um den entsprechenden TDC Kanal, der die Ankunftszeit des Signals relativ zur Ankunftszeit des Myon-Veto-Triggers mißt, anzuhalten. Das zweite Ausgangssignal wird in einen Scaler, der die Gesamtzahl der Pulse jedes PMs zählt, geleitet. Mit Hilfe dieses Wertes kann in zeitlichen Abständen das thermische Rauschen der PMT aufgezeichnet werden.

3.2.4 Die LEDs¹⁵

Eine der wichtigsten Aufgaben bei der Durchführung des Borexino-Experiments ist die genaue Eichung des Detektors. Im Falle des Inneren Detektors geschieht dies über sehr kurze Laserpulse ($\lambda = 400 \text{ nm}$, $\sim 1 \text{ ns}$), die über sog. Lichtleiter auf die PMTs treffen. Die Intensität dieser Pulse wird so gewählt, daß im Mittel ein Photo-Elektron in jeder PMT erzeugt wird.

Das Myon-Veto benutzt als Kalibriereinheit nicht diese Laserpulse. Die Signale, die vom Myon-Veto gesehen werden, sind nämlich Cherenkov-Photonen, die eine ca. zehn Mal höhere Intensität haben als die für den inneren Detektor typischen Signale. Aus diesem Grund wird das Myon-Veto über eine andere Kalibriereinheit geeicht, nämlich über LEDs. Die Hauptidee bestand darin, eine punktförmige Lichtquelle im Tank zu plazieren, über die gleichzeitig mehrere PMTs kalibriert werden können. Die Anforderungen, die an die Kalibriereinheit gestellt wurden, waren geringe räumliche Maße, Wellenlängen zwischen 350 und 500 nm, isotrope Intensitätsverteilung und ein wasserdichtes Design.

Die im Borexino-Experiment zum Einsatz kommenden PMTs besitzen eine maximale Quanteneffizienz bei 420 nm (26%). Die Wellenlänge der benutzten LEDs liegt mit 450 nm (blau) sehr nahe an dieser Wellenlänge. Die Lichtemission der LED nimmt ab einem Winkel von 13° rapide ab, weshalb ein Streukörper aus Teflon die LED umfaßt und so den Emissionswinkel deutlich erhöht. In Abbildung 3.3 ist dieser schematische Aufbau dargestellt. Um ein wasserdichtes Design zu gewährleisten, wurde die LED-Einheit in einen Stahlzylinder eingekapselt. Master-Bond, der Kleber, der auch für die Einkapselung der PMTs zum Einsatz kam, wurde auch hier verwendet. Um den aggressiven Eigenschaften des deionisierten Wassers standhalten zu können, wurden sämtliche Stahlelemente des Gehäuses passiviert, die mit dem Wasser in Kontakt stehen.

¹³ ADC = Analogue to Digital Converter, wird hier benutzt um die Gesamtladung eines PMT-Pulses zu bestimmen.

¹⁴ TDC = Time to Digital Converter, mißt die vergangene Zeit zwischen zwei Ereignissen.

¹⁵ LED = Light Emitting Diode.

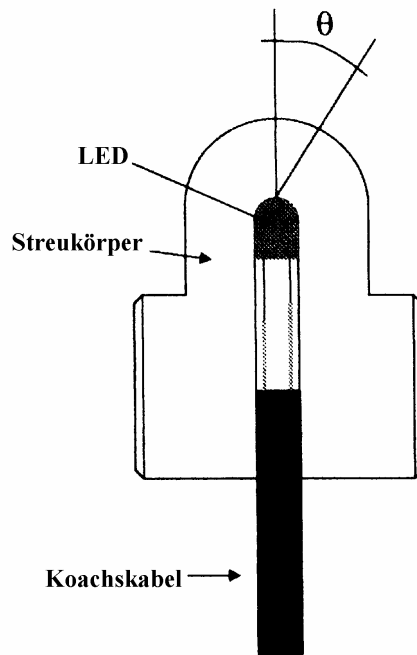


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau einer für das Myon-Veto benutzten LED [Sei00].

In Abbildung 3.4 ist eine Projektion des Myon-Vetos zusammen mit den vier LEDs auf den Boden des CTF-Tanks abgebildet.

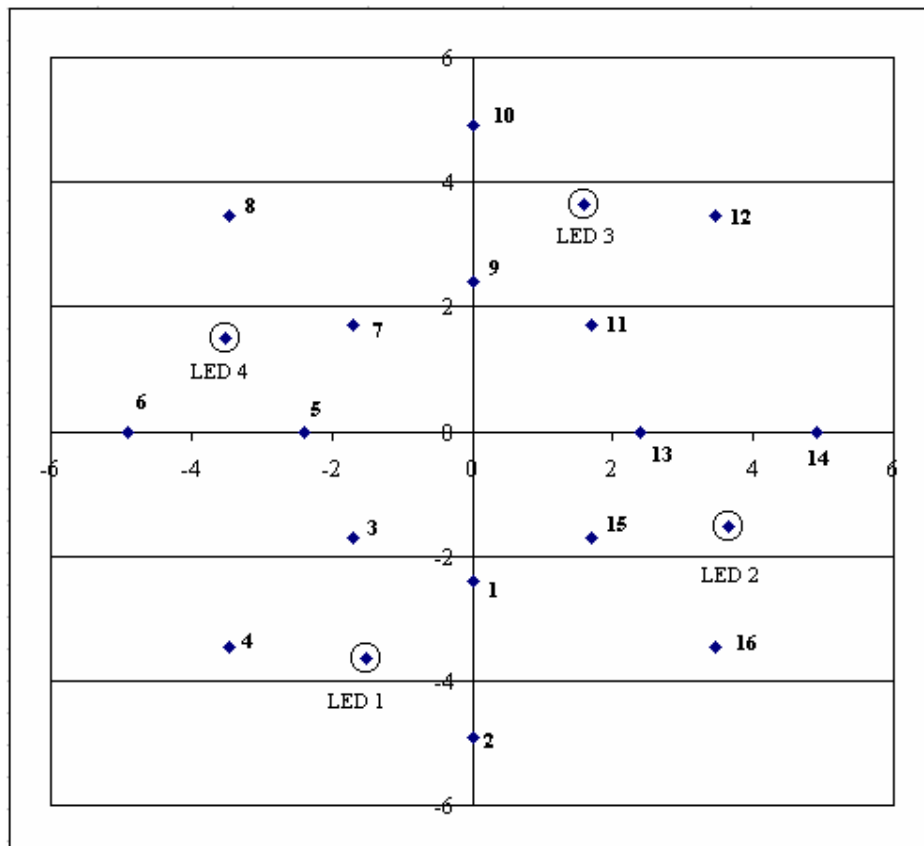


Abbildung 3.4: Projektion der 16 Photomultiplier und der vier LEDs des Myon-Vetos auf den Boden des CTF-Tanks. Eine Einheit entspricht einem Meter.

Im Borexino-Myon-Veto werden für 208 PMs 63 LEDs benutzt, die so plaziert sind, daß sie den selben Abstand zu 3 bis 4 PMs haben. Für das Myon-Veto der CTF II wurden vier LEDs benutzt, die in ihrem Design komplett mit den Borexino-LEDs übereinstimmen. Jede LED hat auch hier zu jeweils vier PMs den selben Abstand.

3.3 Zeiteichung der 16 PMTs

Da für die Datennahme der CTF II nur ein sogenanntes Myonflag ausgegeben wurde, das ausschließlich die Information liefert, ob das Veto getriggert wurde oder nicht, war eine Zeiteichung der PMs nach ihrem Einbau in die CTF II im Februar 2000 nicht zwingend notwendig. Erst der Wunsch nach der Rekonstruktion der Myonspur machte eine Zeiteichung des Myon-Vetos unumgänglich.

Zusammen mit dem sog. „Myonflag“, der lediglich eine Aussage darüber macht, ob mehr als vier PMs des Myon-Vetos in Koinzidenz gefeuert haben, wurden wie auch in Kapitel 3.2.3 beschrieben die TDC-Zeiten und die ADC-Werte der PMs aufgezeichnet.

Nach Beendigung der Meßphase CTF II im Oktober 2000 wurden mit einem niederfrequenten Signal der LEDs von 1,87 Hz und einer mit Pulslänge zwischen 60-120 ns mehrere TDC-Spektren aufgenommen. Abbildung 3.4 zeigt das TDC-Spektrum des Photomultipliers Nr. 7 .

Zwei der vier LEDs sind leider nach der Meßzeit CTF II nicht mehr funktionsfähig gewesen, weswegen die Zeiteichung der PMs zu unerwarteten Schwierigkeiten führte. Der Grund für das Versagen der LEDs wird in einem Kabelkurzschluß vermutet und soll während der CTF III eingehend untersucht werden. Unabhängig davon wird das Design der LEDs auch in München in einem Langzeittest auf Wasserdichtheit untersucht und falls nötig Designänderungen vorgenommen, um die Wahrscheinlichkeit des Versagens im Borexino-Experiment zu minimieren.

Nachdem mit Hilfe der beiden LEDs die Spektren für die vierzehn funktionsfähigen PMs aufgezeichnet wurden, konnten die mittleren Ankunftszeiten der Photonen von den einzelnen LEDs berechnet werden. In Abbildung 3.5 liegt die mittlere Ankunftszeit für den PM Nr.3 bei Kanal 1792. Die Streuung σ um diesen Mittelwert beträgt ± 314 Kanäle. Bei 1697 Pulsen beträgt somit der Fehler des Mittelwertes:

$$\frac{314^2}{1703} \text{ Kanalnummern} = 57,9 \text{ Kanalnummern} \sim 1,1 \text{ ns}$$

Mit Hilfe der in Tabelle 3.2 berechneten geometrischen Abstände der einzelnen PMTs zur feuernden LED konnten die zeitlichen Abstände der PMs zueinander ermittelt werden. Eine sog. Offset-Tabelle wurde erstellt, in der die relativen zeitlichen Abstände der 16 PMs zur ersten feuernden PMT in Kanalnummern angegeben wurden. Die Offsets wurden nachträglich von den gespeicherten Kanalnummern abgezogen und mit einem Faktor:

$$\frac{1}{52,4} \cdot \frac{\text{ns}}{\text{Kanalnr.}}$$

multipliziert. 52,4 ist der Relationsfaktor des benutzen TDCs.

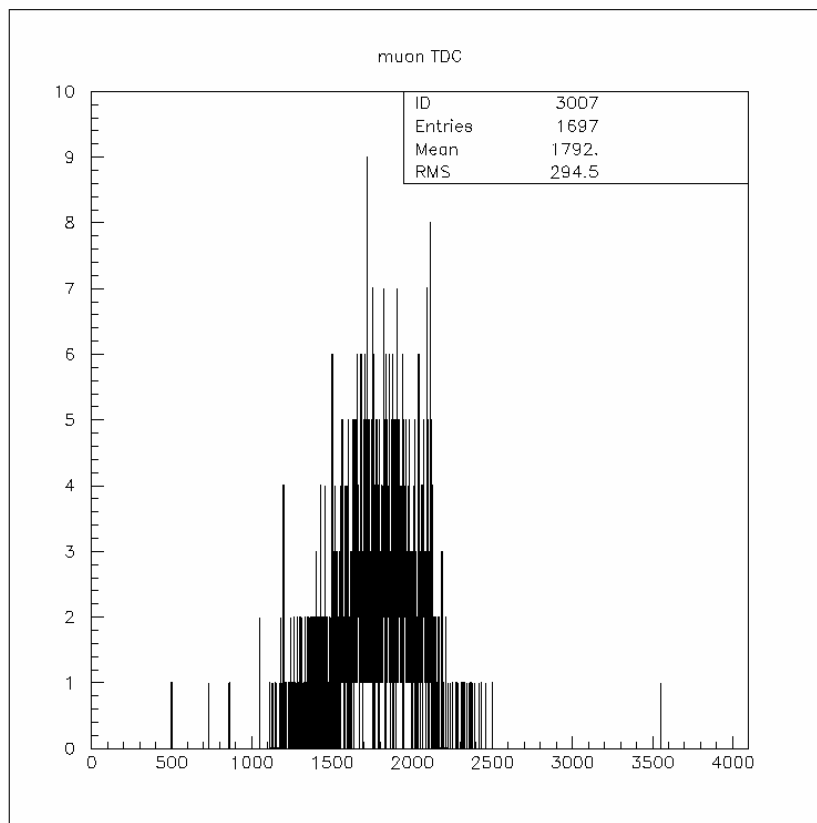


Abbildung 3.5: Das TDC-Spektrum der PMT Nr. 7 bei der Eichung mit der LED Nr. 4

Diese Prozedur wurde für alle Ereignisse, bei denen ein Myonflag gesetzt wurde, mit Hilfe eines C-Programms durchgeführt. Die Ausgabe des Programms war ein sog. „Zeit-Muster“ des Myon-Vetos, mit dem man schließlich eine Rekonstruktion der Myon-Spur versuchen konnte.

PM Nr.	Abstand zur LED 1 in m	Ankunftszeit der Photonen in ns (LED 1)	Abstand zur LED 4 in m	Ankunftszeit der Photonen in ns (LED 4)
1	3,60	15,96	6,14	27,24
2	3,60	15,96	7,97	35,34
3	3,60	15,96	4,82	21,37
4	3,60	15,96	5,82	25,80
5	4,82	21,37	3,60	15,96
6	5,83	25,83	3,60	15,96
7	6,15	27,25	3,60	15,96
8	7,97	35,33	3,60	15,96
9	6,93	30,72	4,82	21,37
10	9,19	40,76	5,83	25,83
11	6,93	30,74	6,15	27,25
12	9,19	40,73	7,97	35,33
13	6,14	27,24	6,93	30,72
14	7,97	35,34	9,19	40,76
15	4,82	21,37	6,93	30,74
16	5,82	25,80	9,19	40,73

Tabelle 3.2: Geometrische Abstände der 16 PMs zu den beiden LEDs Nr. 1 und 4. Die daraus resultierenden Ankunftszeiten der Photonen der LEDs sind in den Spalten 3 und 5 angegeben.

3.4 Versuch einer Rekonstruktion der Myon-Spur in der CTF II

Die geforderte Effizienz des Myon-Identifikationssystems im Borexino-Experiment liegt bei über 99,99%. Dieser sehr hohe Anspruch wird durch eine Reihe von redundanten Identifikationssystemen erfüllt (s. Kapitel 5). Um eine Information über den von den Myonen im Detektor induzierten Untergrund zu bekommen, ist die Rekonstruktion der Myonspur von großer Bedeutung. Wie bei der Ortsrekonstruktion von Ereignissen in der Inner Vessel werden auch hier Maximum-Likelihood-Verfahren benutzt. Sogar über den Einsatz von neuronalen Netzen für ein sich mit der Zeit selbstverbesserndes Rekonstruktionssystem wird nachgedacht.

In der CTF II standen nur 16 PMs zur Verfügung, von denen sogar zwei während der Meßperiode ausgefallen sind.

In diesem Kapitel wird lediglich ein Versuch erläutert, eine Myon-Spur-Identifikation aus den vorliegenden Daten der CTF II zu gewinnen. Die geleisteten Arbeiten sollen als Anfang einer komplexen Rekonstruktion der Myon-Spur für Borexino gesehen werden.

Die Zeiteichung der 16 PMs hat ein Zeit-Muster geliefert, das eine Aussage über die Myon-Spur zuläßt. In Abhängigkeit des Schnittpunktes des Myons mit dem CTF-Tank und seinem Raumwinkel wird ein unterschiedliches Zeit-Muster im Myon-Veto hinterlegt. Da im Nachhinein die Spurinformation in dieser Zeitsignatur sehr komplex (z.B. Reflektionen an den Tankwänden) enthalten ist, wurde von einer direkten Berechnung der Spur abgesehen.

Eine Möglichkeit, die zur Identifikation der Myon-Spur führen kann, ist folgende:

- Mit der in Kapitel 3.2.1 beschriebenen Simulation des Myon-Vetos wird eine große Anzahl (5.000) an Myonen simuliert. Vor allem wird über Raumwinkel der Myon-Spur und über dessen Schnittpunkt mit dem CTF-Tank gewürfelt, wodurch sich fast jede beliebige Spur in der CTF simulieren läßt (Voraussetzung ist eine sehr große Anzahl an simulierten Myonen → hohe Rechenleistung)
- Von den simulierten Myonereignissen wird das Zeit-Muster der PMs gespeichert.
- Die Zeit-Muster der realen Myonereignisse werden mit Hilfe der Offsetliste ausgegeben.
- Für jede PM-Nr. wird die gewichtete Differenz $D = \sqrt{|t_{\text{real}}^2 - t_{\text{sim}}^2|}$ gebildet.
- Die Summe über die Differenzen der 14 PMs wird ausgerechnet. (PM Nr. 11 und 13 wurden aus der Summe ausgeschlossen, da sie nicht bis zum Ende der Meßperiode CTF II funktioniert haben.)
- Diese Summe wird für alle 40.000 simulierten Myon-Ereignisse gebildet und anschließend nach der Größe der Summe sortiert.
- Das simulierte Ereignis mit der kleinsten Summe kommt dem realen Ereignis am nächsten.

Ein beliebiges reales Myon-Ereignis (Nr. 14071) wird im folgenden explizit dargestellt.

In Tabelle 3.3 sind im Vergleich zueinander die zehn Myonereignisse aufgezählt, die nach den obigen Vergleichskriterien die kleinsten Summen haben. Das Zeit-Muster des simulierten Ereignisses 1155 stimmt demnach am besten mit dem Zeit-Muster des realen Ereignisses 14071 überein.

Nummer des simulierten Myon-Events	Anzahl der gefeuerten PMs	x-Schnittpunkt	y-Schnittpunkt	z-Schnittpunkt	Schnittwinkel mit der x-y-Ebene	Spurlänge im Tank	Summe über die Zeitdifferenzen
2010	16	398,8	-32,1	550,0	30,5	1160,0	69,9829065
2391	16	-8,0	-454,4	550,0	33,9	1204,4	69,6796011
736	16	514,4	-31,7	550,0	29,3	1146,6	69,2903394
3086	15	221,3	-382,3	550,0	29,6	1150,1	68,9387101
390	16	253,1	-488,3	531,9	33,8	1181,4	67,9234625
484	15	227,4	-500,8	479,4	38,2	1182,1	66,3410991
1846	16	546,2	-64,2	525,7	42,6	1326,4	65,752773
3770	16	251,3	-247,0	550,0	30,9	1165,9	64,1644577
1448	15	177,9	-124,0	550,0	17,0	1045,8	63,8511208
1155	16	285,1	52,7	550,0	17,7	1049,6	56,7527226

Tabelle 3.3: Sortiert nach den Summen ihrer Zeitdifferenzen sind die simulierten Ereignisse dargestellt, die dem realen Ereignis am nächsten kommen.

In Tabelle 3.4 ist das reale Myon-Ereignis 14071 zusammen mit den beiden simulierten Myon-Ereignissen 1155 und 1448, die nach dem oben beschriebenen Vergleichskriterium dem realen Ereignis am ähnlichsten sind, dargestellt.

PM Nr.	Relative Ankunftszeit der Photonen Ereignis 1155	Relative Ankunftszeit der Photonen Ereignis 1448	Relative Ankunftszeit der Photonen reales Ereignis 14071
1	0,00	1,5602	2,07
2	0,78	2,3281	0,00
3	2,31	2,5863	3,52
4	3,55	1,4481	4,84
5	3,60	0	0,13
6	2,68	0,1296	6,61
7	1,46	0,6297	0,23
8	0,44	0,7032	9,41
9	4,23	5,9966	3,21
10	5,31	8,2673	5,47
11	8,62	80	-
12	11,58	10,1637	11,00
13	12,59	9,0857	-
14	11,95	7,9298	12,84
15	9,24	6,1362	0,21
16	6,12	5,0719	1,79

Tabelle 3.4: Zeit-Muster der beiden simulierten Ereignisse 1155 und 1448 sowie des realen Ereignisses 14071.

Das „zweitähnlichste“ simulierte Ereignis 1448 stimmt mit dem Ereignis 1155 sowohl im Schnittwinkel mit der x-y-Ebene als auch in der Spurlänge im Tank relativ gut überein. Das reale Ereignis hat in der Inner Vessel eine Energie entsprechend 2153 PE deponiert. Das simulierte Myon-Ereignis 1155 hat 2145 PE in der Inner Vessel deponiert.

In den Abbildungen 3.6 und 3.7 sind die Ereignisse 1155 und 1448 graphisch dargestellt. Die recht guten Übereinstimmungen dieser einfachen Rekonstruktionsmethode haben gezeigt, daß auch trotz der schwierigen Ausgangskonfiguration eine Identifikation der Myon-Spur möglich ist.

Muon veto simulation for CTF II

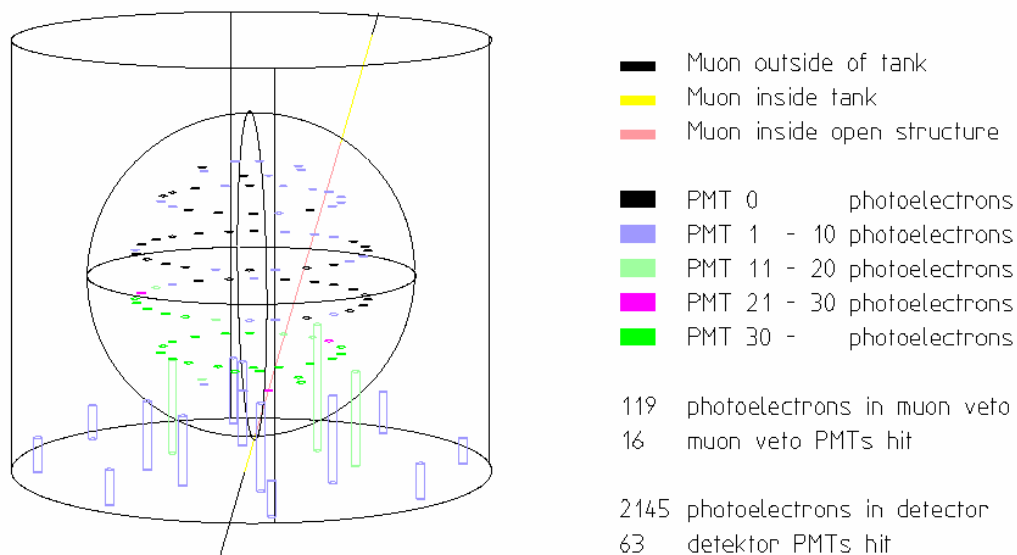


Abbildung 3.6: Das simulierte Myon-Ereignis 1155. Die Myon-Spur geht durch die Inner Vessel. Alle 16 PMs haben gefeuert.

Muon veto simulation for CTF II

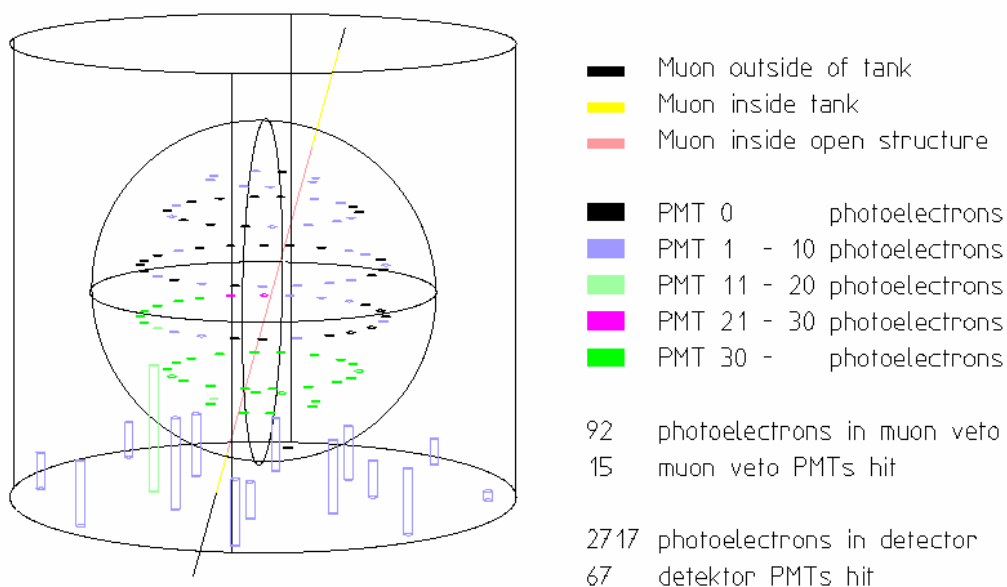


Abbildung 3.7: Das simulierte Ereignis 1448. Die Myon-Spur geht durch die Inner Vessel. 15 PMs haben gefeuert.

4. Myon-induzierte Neutronenstreuung

Hochenergetische Myonen können beim Durchgang durch Materie in vier verschiedenen Mechanismen Energie in der Materie deponieren. In Abbildung 4.1 sind diese Energieverlustmechanismen mit ihren Reaktionskanälen dargestellt.

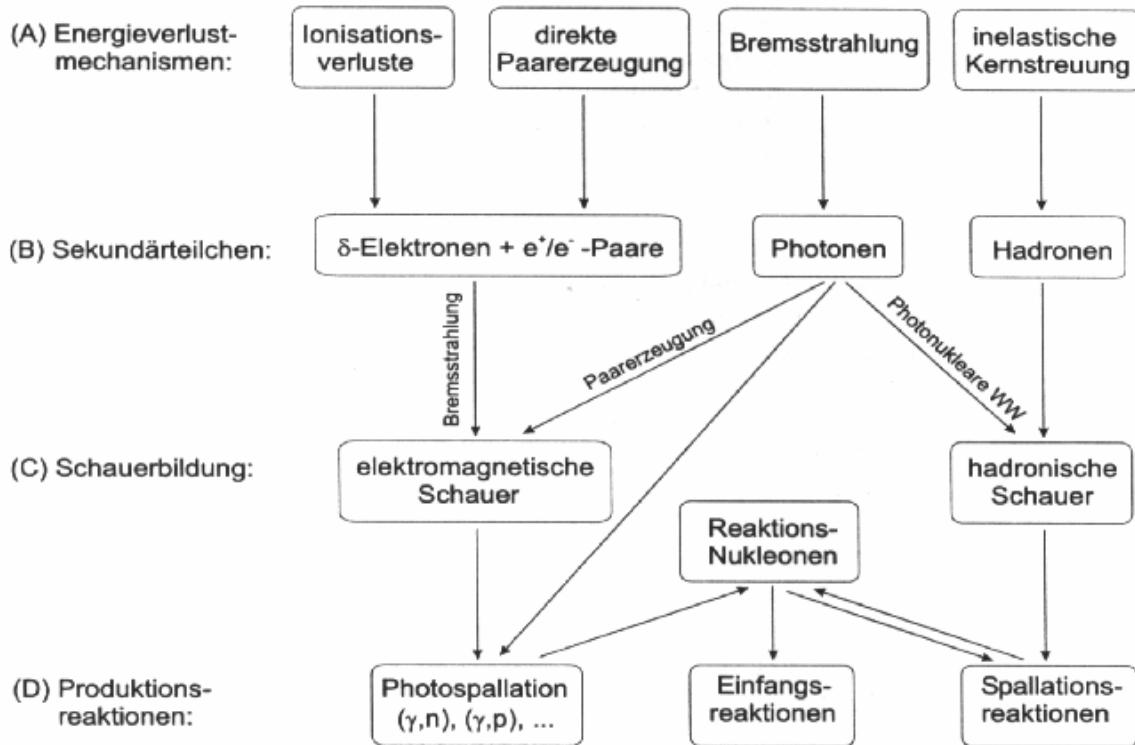
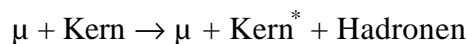


Abbildung 4.1: Schematischer Überblick über die Reaktionskanäle von Myonen in Materie [Hei98].

Bei der inelastischen Myon-Kern-Streuung koppelt das Myon über virtuelle Photonen direkt an die Nukleonen im Kern.



Bei entsprechend hohem Energieübertrag können hadronische Schauer auftreten, wobei sich der Restkern über die Emission von Nukleonen abregt. Die Photoproduktion von Neutronen durch inelastische Myon-Kern-Streuung ist die Hauptreaktion, durch die Myon-induzierte Neutronen im Untergrund entstehen. Die mittlere Anzahl der pro einfallendem Myon erzeugten Neutronen/(Myon g/cm^2) N_n hängt wie folgt von der mittleren Myonenergie $\langle E_\mu(h)/GeV \rangle$ in der entsprechenden Tiefe h ab [Zat65, Kha95]:

$$N_n(h) \propto \langle E_\mu(h)/GeV \rangle^\alpha, \quad \text{mit } \alpha = 0,75.$$

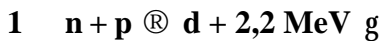
4.1 Motivation

Die Anzahl der Myon-induzierten Neutronen in der Inner Vessel des Borexino beträgt pro Tag [Hag00]:

$$\langle N_n \rangle_{\text{tot}} \approx 460 \text{ Neutronen / (Tag} \cdot 300 \text{ Tonnen)}$$

Diese Anzahl wurde mit Hilfe der Daten der LSD-Kollaboration [Agl89] abgeschätzt.

Die Myon-induzierten Neutronen können entweder im Wasser oder auch im Szintillator selbst durch inelastische Stöße abgebremst und thermalisiert werden. Sie werden dann überwiegend von Wasserstoffatomen bzw. Protonen über die Reaktion



eingefangen. Bei dieser Einfangsreaktion wird ein 2,2 MeV γ emittiert, das zum Detektoruntergrund beiträgt. Die γ -Energie liegt weit außerhalb des Neutrinofensters und ist dadurch für das Experiment ungefährlich. Dennoch wird im weiteren gezeigt, daß eine große Anzahl der γ 's bei weitem nicht die vollen 2,2 MeV im Szintillator deponiert und deswegen durchaus Untergrundbeiträge im Neutrinofenster liefern kann.

Die Ereignisstruktur der Neutronen in der CTF läßt sich durch verzögerte Koinzidenzen zwischen dem prompten Signal des Myons und dem zeitlich verzögert emittierten 2.2 MeV γ -Quant beschreiben. Eine Abschätzung der energieabhängigen charakteristischen Lebensdauer der Neutronen im Szintillator ergibt $\tau \approx 200 - 300 \mu\text{s}$. Die Elektronik der CTF öffnet 50 ns nach einem prompten Ereignis (Gruppe 1 - Ereignis) ein zweites Auslesefenster mit 8ms Länge, um ein mit dem ersten Ereignis in Koinzidenz stehendes zweites Ereignis (Gruppe 2 - Ereignis) dem ersten zuordnen zu können. Die potentiellen Neutronenkandidaten wurden mit Hilfe folgender Cuts aus den CTF I-Daten ausgewählt:

Ein Myon, das die Inner Vessel der CTF durchquert hat oder den Wasserbereich nahe der IV passiert hat, hat eine Energie von $> 3,5 \text{ MeV}$ ($> 1000 \text{ PE}$) im inneren Detektor deponiert, was der Sättigungsgrenze der Photomultiplier entsprach. Wegen der Absenz eines globalen Myon-Vetos in der CTF I war der Energie-Cut neben der Zeitanalyse die einzige Möglichkeit, Myonen, deren Spuren nahe der IV liegen bzw. diese durchqueren, von anderen Signalen zu unterscheiden.

Die Zeitverzögerung der beiden Ereignisse, die vom Detektor registriert werden, liegt im Bereich $10 \mu\text{s} < \Delta t < 2 \text{ ms}$, wobei die obere Grenze durch das mehr als fünffache der Einfangszeit des Neutrons bestimmt wird.

Die Energie des verzögerten Ereignisses liegt im Bereich $250 \text{ keV} < E < 3 \text{ MeV}$.

Abbildung 4.2 zeigt a) die Zeitverteilung und b) die Energieverteilung der mit den Neutronen-Cuts ausgewählten, verzögerten Ereignisse. Der Fit an die Zeitverteilung der verzögerten Signale ergibt für die Thermalisierung der Neutronen eine mittlere Lebensdauer von $\tau = 251 \pm 24 \mu\text{s}$.

Aus den Messungen der CTF I [Hag00] kann man die Neutronenproduktionsrate in Borexino für 300 Tonnen Szintillator mit

$$\langle N_n \rangle_{\text{tot}} \approx 400 \text{ Neutronen / (Tag} \cdot 300 \text{ Tonnen)}$$

abschätzen.

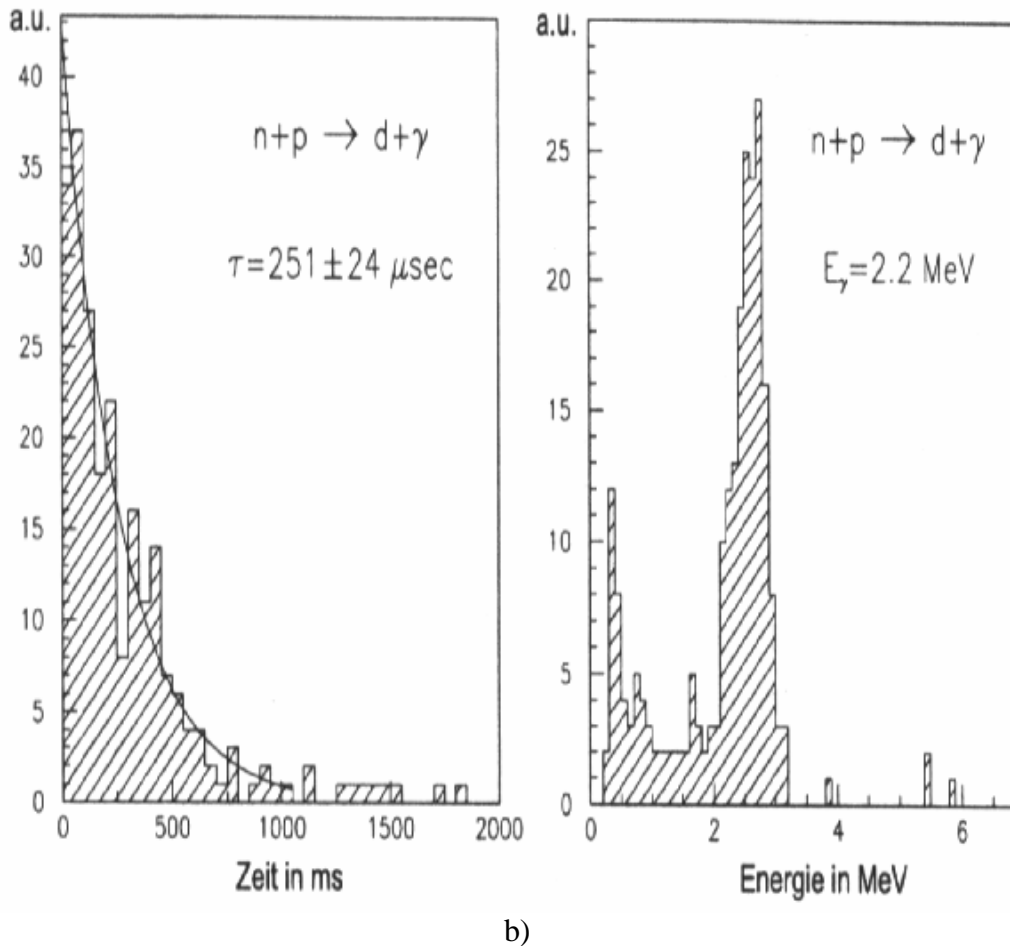


Abbildung 4.2: a) Zeitverteilung und b) Energieverteilung der mit dem Neutronen-Cut der CTF I ausgewählten, verzögerten Ereignisse.

Mit Hilfe des Myon-Vetos der CTF II konnte die Analyse der Myon-induzierten Neutronen ausgeweitet werden. Ein Energie-Cut, wie er oben beschrieben wurde, um Myonen zu identifizieren, war nicht mehr notwendig.

Jedoch fehlte in der Elektronik der CTF II ein Veto auf hochenergetische Signale (>2000 PE). Dieses Veto hat in der CTF I -Elektronik ein $1 \mu\text{s}$ großes Fenster nach einem prompten hochenergetischen Signal aufgemacht, in dem die Elektronik des Gruppe 2 - Ereignisses keine Daten aufzeichnen konnte. Dadurch wurde verhindert, daß das ausgelöste Signal von einem hochenergetischen Myon, das den Bereich der Inner Vessel durchquert, auch die Gruppe 2 - Elektronik triggert. Solch ein Signal im Szintillator braucht bis zur einer μs , um auf einen Wert unterhalb der Triggerschwelle der Elektronik zu relaxieren.

Die Myonen, die den Bereich der IV durchquert haben, triggerten in der CTF II auch die Gruppe 2 - Elektronik, wodurch eine Registrierung von Koinzidenzereignissen von Neutronen für solche Myonen nicht mehr möglich war.

Die Myonen, die in einem gewissen Abstand von der IV den CTF-Tank durchquerten, konnten jedoch analysiert werden. In den folgenden Kapiteln wird auf die Datenanalyse dieser Myon-induzierten Ereignisse außerhalb der Inner Vessel eingegangen.

4.2 Resultate der Myon-induzierten Neutronenstreuung in der CTF II

Durch das Fehlen des Elektronik-Vetos auf hochenergetische Signale in der Meßperiode CTF II wurde nicht nur die Information über die Myon-induzierten Neutronen im Szintillator verloren, sondern auch die Ereignis-Cuts für die Neutronenkandidaten mußten modifiziert werden. Die Selektion der Myonen beschränkte sich jetzt nur auf den Bereich außerhalb der IV. Die Myonen, die diesen Bereich durchqueren, können wie erwähnt nicht mehr durch reine Software-Cuts identifiziert werden. Ihre im Detektor deponierte Energie kann sogar ins Neutrinofenster fallen. Nur das Myon-Veto, das wie im Kapitel 3 erwähnt mit einer sehr hohen Effizienz von über 95% arbeitet, bietet die Möglichkeit der Identifizierung dieser Ereignisse.

Mit Hilfe der folgenden Cuts wurde versucht, die Myon-induzierten Neutronen zu identifizieren:

- Das Myon-Veto muß getriggert haben. Nur die Information, ob mehr als vier PMs des Myon-Vetos in Koinzidenz gefeuert haben, ist benutzt worden und als sog. Myonflag in der Datenanalyse aufgezeichnet worden.
- Die Energie des Gruppe 1 - Ereignisses muß geringer sein als 1000 PE (3.3 MeV). Dieser Cut liefert eindeutig eine Einschränkung, was die Distanz der Myon-Spur zur Inner Vessel betrifft. Jedoch war ein Herausheben dieser Einschränkung nicht möglich, da in diesem Bereich, wie oben beschrieben, die Myonen nicht nur ein Gruppe 1 - Ereignis, sondern auch ein Gruppe 2 - Ereignis in der Elektronik induziert haben. Das bedeutet aber, daß ein Bereich ca. 20 bis 50 cm außerhalb um die Inner Vessel nicht analysiert werden konnte.
- Die Mindestenergie des Gruppe 1 - und Gruppe 2 - Ereignisses muß die Schwelle von 60 PE (200 keV) übersteigen. Diese untere Schwelle wird durch die Elektronik des inneren Detektors bestimmt.
- Die Koinzidenzzeit zwischen Gruppe 1 und Gruppe 2 liegt zwischen 10 μ s und 2ms. Die untere Grenze kann nach den CTF I - Messungen keinen großen Einfluß auf die Effizienz des Neutroneneinfangs haben. Andererseits wird durch den 10 μ s-Cut verhindert, daß elektronische Artefakte wie Reflexionen, Koinzidenzen simulieren können. Die obere Grenze wurde großzügig mit dem mehr als Fünffachen der Einfangszeit der Neutronen festgelegt.
- Die Rate an zufälligen Untergrundereignissen, die nicht von Myon-induzierten Neutronen stammen, wurde in der Koinzidenzzeit zwischen 2ms und 4ms gemessen und später statistisch abgezogen.
- Durch diese statistische Subtraktion des Samples an Untergrundereignissen gewinnt man auch Information über das Energie- und Zeitspektrum der Neutronenkandidaten.

4.2.1 Die Energiespektren der Neutronenkandidaten

In Abbildung 4.3 ist das Energiespektrum der Neutronenkandidaten vor und nach dem statistischen Abzug des Untergrundes dargestellt. Der Energie-Cut des Gruppe 1 - Ereignisses wurde auf <1000 PE gesetzt.

Nach der Subtraktion verbleibt eine Anzahl von 50 Neutronenkandidaten. Deutlich zu sehen ist, daß der Peak aus der Abbildung 4.2 b) bei 2,2 MeV (ca. 650-750 PE) vollkommen fehlt. In dem Bereich zwischen 2 und 2,2 MeV sind nur zwei potentielle Neutronenkandidaten auszumachen. Das läßt sich mit der durch die Cuts vorgenommenen Selektierung des Abstands der Myon-Spur zur IV erklären. Nur wenige 2,2 MeV γ 's haben ihre Energie vollständig im Szintillator deponiert.

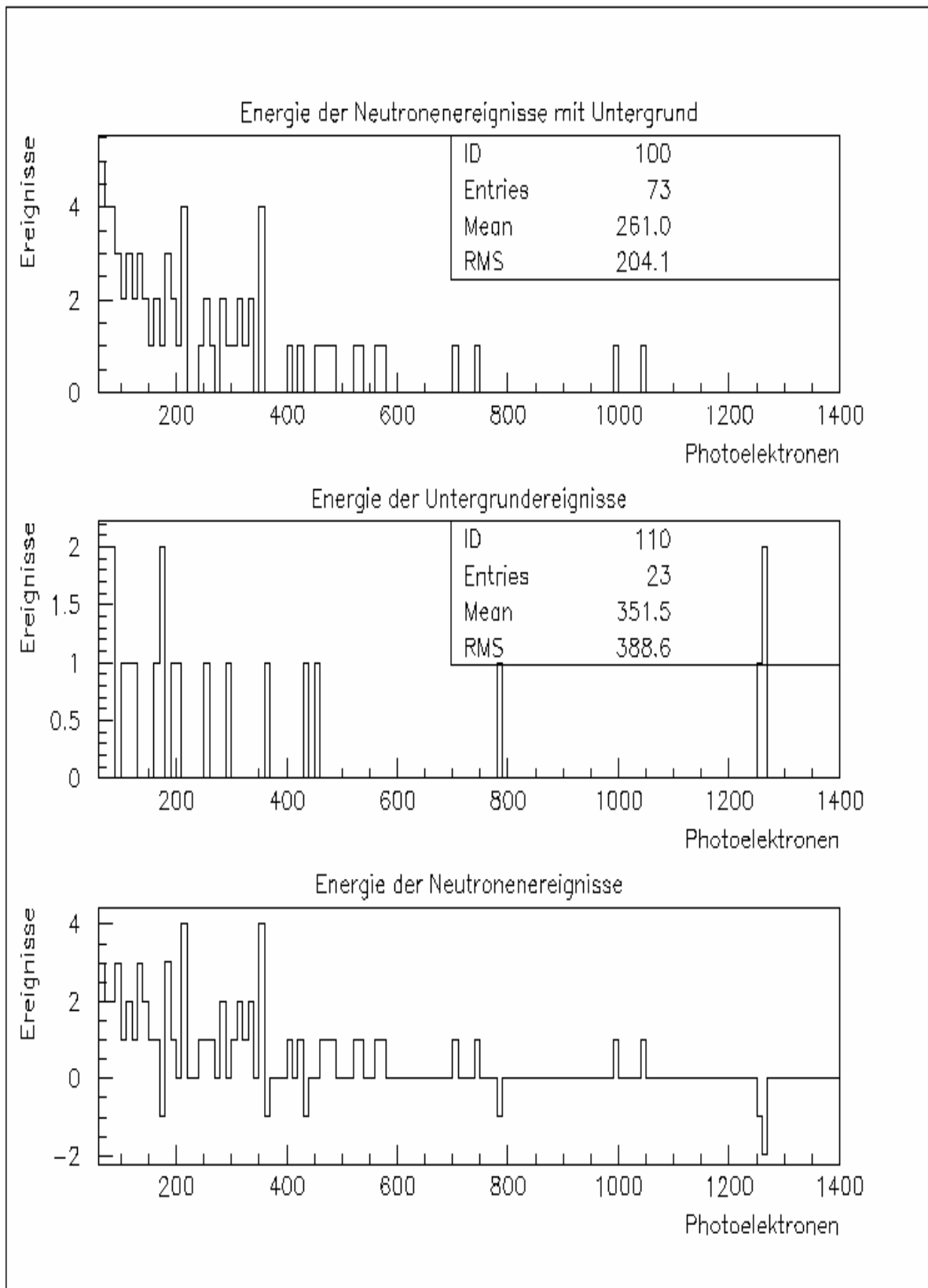


Abbildung 4.3: Oben ist das Energiespektrum, das mit dem Cut auf Neutronenereignisse entstand, dargestellt. In der Mitte ist das Energiespektrum, das mit dem Cut auf Untergrundeignisse entstand, dargestellt. Unten ist das Ergebnis der statistischen Subtraktion dargestellt.

Eine wichtige zu stellende Frage ist, ob zeitlich verzögerte Koinzidenzen von Untergrundeignissen (z.B. γ -Sequenzen), bedingt durch Spurenelemente von Uran und

Thorium im Szintillator, Neutronenereignisse simulieren können. Hauptkandidat dafür ist die ^{214}Bi - ^{214}Po Kaskade von ^{214}Bi - ^{214}Po mit einer Halbwertszeit von 164 μs . In der Untergrundanalyse von CTF II wurden diese Koinzidenzen einwandfrei nachgewiesen. Hauptursache für das Auftreten dieser Ereignisse dürfte der Eintrag von Radon (^{222}Rn) in den Szintillator sein. Unter der Annahme des radioaktiven Gleichgewichts in der Zerfallskette konnte so eine Urankonzentration im Szintillator von ca. 10^{-15} g/g errechnet werden. Insgesamt wurden über 1165 ^{214}Bi - ^{214}Po -Ereignisse nachgewiesen. Dabei wurde die Korrelation der Positionen beider Signale und die Pulsformanalyse für das Ereignis benutzt. Das ^{214}Bi Spektrum hat einen Q-Wert von 3,3 MeV. In keinem der erfaßten Ereignisse hat das Myon-Veto die Triggerschwelle überschritten [Dan01b]. Die Wahrscheinlichkeit dafür liegt also unter einem Promille. Damit kann die Möglichkeit, daß Bi-Po-Ereignisse Neutronensignale simulieren, eindeutig ausgeschlossen werden. Ein weiteres gegen Bi-Po-Ereignisse sprechendes Argument ist, daß die Anzahl der Ereignisse im α -Bereich zwischen 0,7 und 0,9 MeV (210 und 270 PE) nicht größer ist als die Anzahl der Ereignisse im Bereich zwischen 1,0 und 1,2 MeV (310 und 370 PE).

In weiteren Cuts wurde die Energie der Gruppe 1 - Ereignisse bis auf 700 keV gesenkt, wodurch ein immer größerer Bereich um die IV heraus selektiert wurde. Die Anzahl der im Myon-Veto nachgewiesenen Myonen verringert sich, wodurch auch eine geringere Anzahl an Neutronkandidaten nachgewiesen werden. In Tabelle 4.1 wird dieser Zusammenhang in Zahlen ausgedrückt.

Energie des Gruppe 1 – Ereignisses in PE	Anzahl der Koinzidenzereignisse zwischen 10 μs und 2 ms	Anzahl der Koinzidenzereignisse zwischen 2 ms und 4 ms	Anzahl der Ereignisse nach Subtraktion der beiden Cuts
<1000	73	23	50
<800	71	23	48
<600	69	23	46
<400	67	22	45
<200	55	19	36

Tabelle 4.1: Zusammenhang zwischen Energie-Cut der Myonen und Anzahl der Neutronkandidaten.

4.2.2 Die Koinzidenzzeiten

In der Abbildung 4.4 sind nach der selben im vorherigen Kapitel erwähnten Methode die Koinzidenzzeiten der Neutronkandidaten dargestellt. Der Fit an das Koinzidenzspektrum der Neutronkandidaten ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Es liefert eine mittlere Lebensdauer von $\tau = 199 \pm 39 \mu\text{s}$. Dieses Ergebnis paßt gut mit der in der Arbeit [Hag00] berechneten mittleren Lebensdauer von $251 \pm 24 \mu\text{s}$ überein.

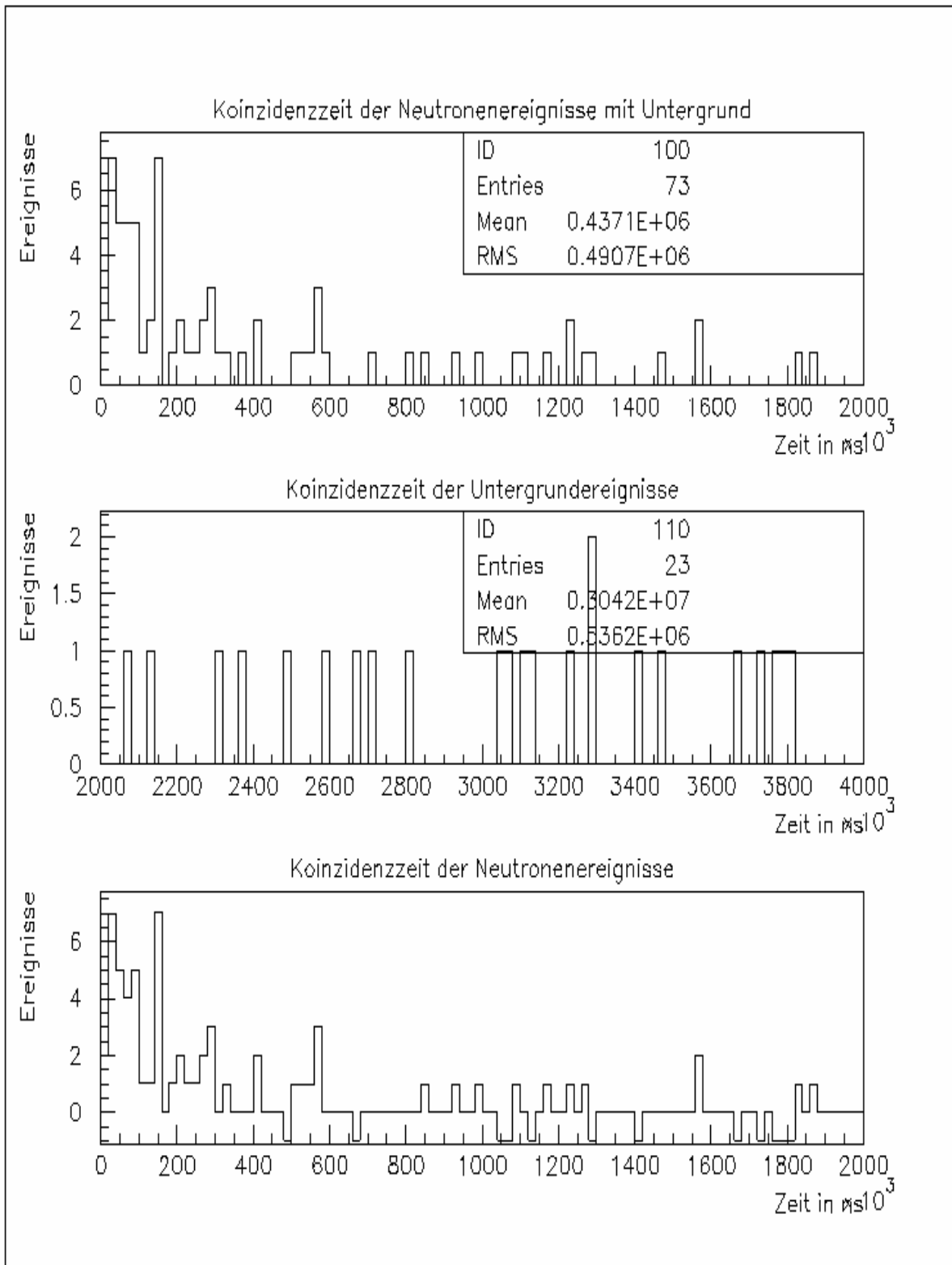


Abbildung 4.4: Oben ist das Koinzidenzspektrum, das mit dem Cut auf Neutronenereignisse entstand, dargestellt. In der Mitte ist das Koinzidenzspektrum, das mit dem Cut auf Untergrundereignisse entstand, dargestellt. Unten ist das Ergebnis der statistischen Subtraktion dargestellt.

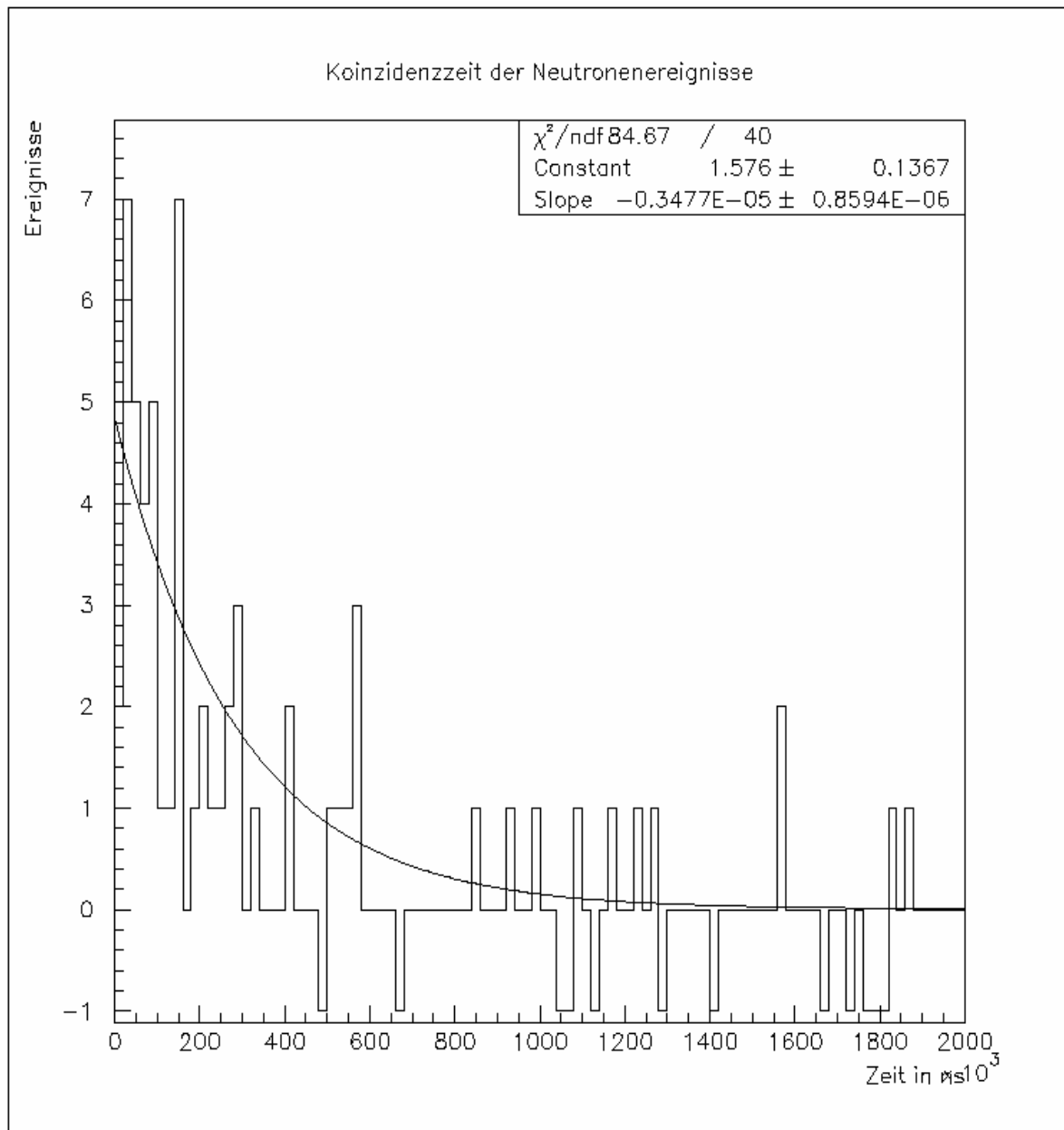


Abbildung 4.5 Das Koinzidenzzeitpektrum der Neutronenkandidaten. Der beste Fit an das Spektrum liefert eine mittlere Lebensdauer für die Thermalisierung der Neutronen von $t = 199 \pm 39 \mu\text{s}$.

Um die aus der Meßperiode CTF II gewonnen Aussagen über die Anzahl der Neutronen-kandidaten zu untermauern, wurden zwei Simulationen durchgeführt, die in den folgenden Kapiteln diskutiert werden.

4.3 Die Simulation der 2,2 MeV-Gammas

Im ersten Schritt wurden die 2,2 MeV γ 's, die bei der Neutroneneinfangsreaktion freigesetzt werden, simuliert. Diese Simulation sollte den Zusammenhang zwischen der Energie-deposition des γ -Quants in der IV und dem Abstand des Neutroneneinfangs erleuchten. Für die Simulation wurde die Software EGS benutzt.

EGS ist ein Software-Paket, das speziell für Simulationen im teilchenphysikalischen Bereich konzipiert wurde. Dabei werden die Anweisungen in einer zu Fortran ähnlichen Programmiersprache namens Mortran eingegeben.

Die Geometrie des CTF-Tanks wurde zunächst einprogrammiert. Für den Bereich der Inner Vessel mit einem Meter Durchmesser wurden die Daten des Flüssigszintillators PXE eingegeben. Der Bereich außerhalb der Inner Vessel ist mit Wasser gefüllt. Ein 2,2 MeV Gamma wurde nun in einem gewissen Abstand vom Zentrum der Inner Vessel gestartet. Die Ausgabe der Simulation war die in der Inner Vessel deponierte Energie. Simuliert wurden jeweils 1.000.000 Gammas in 10 cm Schritten. Die Ergebnisse dieser Simulation sind in Tabelle 4.2 a) innerhalb der Inner Vessel und b) außerhalb der Inner Vessel dargestellt.

PXE-Bereich	Abstand in cm vom Mittelpunkt IV	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
Energie-Bereich in keV												
0-200		1,39	1,44	1,62	2,06	2,65	3,65	5,31	8,11	13,05	22,51	42,75
201-400		0,42	0,44	0,48	0,57	0,69	0,84	1,13	1,52	2,06	2,90	4,22
401-600		0,40	0,42	0,46	0,52	0,61	0,76	0,96	1,22	1,51	1,84	1,92
601-800		0,43	0,44	0,47	0,54	0,64	0,80	0,98	1,23	1,48	1,65	1,30
801-1000		0,46	0,47	0,51	0,58	0,70	0,85	1,05	1,28	1,54	1,69	1,17
1001-1200		0,51	0,52	0,58	0,64	0,76	0,93	1,13	1,37	1,67	1,78	1,21
1201-1400		0,58	0,60	0,65	0,75	0,87	1,06	1,28	1,57	1,87	1,97	1,34
1401-1600		0,68	0,70	0,76	0,86	1,02	1,23	1,53	1,88	2,23	2,49	1,83
1601-1800		0,80	0,82	0,91	1,03	1,26	1,56	1,95	2,49	3,09	3,62	3,03
1801-2000		1,07	1,11	1,23	1,42	1,74	2,20	2,82	3,76	4,90	6,27	6,50
2001-2200		93,25	93,04	92,32	91,03	89,06	86,11	81,86	75,56	66,60	53,28	34,73

Tabelle 4.2 a): Die prozentuellen Energiedepositionen in Abhängigkeit vom Energiebereich und Abstand zum Mittelpunkt der Inner Vessel. Simulation innerhalb der IV.

Wasser-Bereich	Abstand in cm vom Mittelpunkt IV	110	120	130	140	150	170	200	250
Energie-Bereich In keV									
0-200		72,41	84,80	91,62	95,34	97,36	99,13	99,83	99,99
201-400		4,19	2,78	1,69	1,01	0,59	0,20	0,04	0,00
401-600		2,27	1,63	1,04	0,62	0,37	0,13	0,03	0,00
601-800		1,49	1,09	0,72	0,43	0,26	0,10	0,02	0,00
801-1000		1,22	0,88	0,58	0,35	0,21	0,08	0,02	0,00
1001-1200		1,12	0,80	0,50	0,30	0,18	0,06	0,01	0,00
1201-1400		1,08	0,74	0,45	0,26	0,15	0,05	0,01	0,00
1401-1600		1,18	0,72	0,43	0,25	0,14	0,05	0,01	0,00
1601-1800		1,47	0,83	0,44	0,24	0,13	0,04	0,01	0,00
1801-2000		2,45	1,16	0,57	0,28	0,16	0,05	0,01	0,00
2001-2200		11,13	4,56	1,96	0,92	0,44	0,12	0,02	0,00

Tabelle 4.2 b): Die prozentuellen Energiedepositionen in Abhängigkeit vom Energiebereich und Abstand zum Mittelpunkt der Inner Vessel. Simulation außerhalb der IV.

Aus den Ergebnissen der Simulation ist gut zu erkennen, daß außerhalb der IV die prozentuelle Energiedeposition des 2,2 MeV Gammas rapide mit dem Radius abnimmt. Die Datenanalyse der Myon-induzierten Neutronenereignisse haben im Bereich zwischen 2 und 2,2 MeV ein bis zwei Ereignisse ergeben. Mit Hilfe der Simulation kann man daraus schließen, daß der mittlere Abstand der Einfangsreaktion von der IV ca. 20-30 cm beträgt.

4.4 Simulation der Myon-induzierten Neutronenstreuung

Im zweiten Schritt wurde mit Hilfe einiger Annahmen, die weiter unten erklärt werden und mit der Simulation der 2,2 MeV Gammas eine einfache Simulation der Myon-induzierten Neutronenstreuung ausgeführt.

4.4.1 Das Modell der Simulation

Der Simulation wurde ein vereinfachtes Modell zugrunde gelegt. Dieses Modell geht von folgenden Kriterien aus:

- Die Myonen durchqueren von oben senkrecht das Dach der CTF. Ihre Flugstrecke durch die CTF beträgt somit 10 m. Das ist insofern eine Vereinfachung der Realität, da wie aus Abbildung 3.1 ersichtlich wird, die Winkelverteilung der Myonen in der Halle C am Gran Sasso, bis zu einem Zenitwinkel von über 70° sich erstreckt .
- Die Myonen durchqueren nicht die Inner Vessel. Diese Annahme war notwendig, um mit der Datenanalyse im Einklang zu stehen.
- Die Myonenenergie wurde auf die mittlere Myonenenergie am Gran Sasso Untergrundlaborator festgesetzt. Dadurch erhält man mit der oberen Gleichung für die mittlere Anzahl der Myon-induzierten Neutronen 0,53 Neutronen/Myon.
- Die Verteilung der Neutronenanzahl um den Mittelwert entspricht einer Poisson-Verteilung.

- Aus der Arbeit [Hag00] „Kap. 10 Myon-induzierte Produktion von Radionukliden“ wurde die Information über die Reichweite der Neutronen, also über ihre Thermalisierungslänge, gewonnen. Hier wird die Verteilungsfunktion für das Radionuklid ^{11}C in einem Flüssigszintillatortarget in Abhängigkeit vom Abstand zu einem hochenergetischem Myonstrahl wie folgt angegeben:

$$\Phi(r) = \frac{1}{166} \cdot e^{-0,0403r^2} + \frac{1}{1223} \cdot e^{-0,098r}$$

Das Radionuklid ^{11}C entsteht hauptsächlich aus der Reaktion $^{12}\text{C}(n,2n)^{11}\text{C}$. Dadurch kann man die Annahme machen, daß die Verteilungsfunktion des ^{11}C mit der Reichweite der Neutronen weitgehend übereinstimmen kann. Eine Einschränkung der Realität ergibt sich durch die Tatsache, daß die Verteilungsfunktion nur in einer Ebene senkrecht zum Myonstrahl gegeben ist.

Die Resultate der mit diesen Annahmen durchgeführten Simulation werden im nächsten Kapitel diskutiert.

4.4.2 Vergleich mit der Datenanalyse

100.000 Myonen wurden mit den obigen Annahmen simuliert. Diese Zahl entspricht bis auf wenige Prozent Unterschied der Anzahl an detektierten Myonen in der Meßperiode CTF II. 53423 Neutronen wurden durch die 100.000 Myonen induziert. Davon haben 66 Neutronen in der Einfangsreaktion ein Gamma produziert, dessen deponierte Energie im Inneren Detektor größer als 0 war. Legt man die Schwelle, wie sie für die Datenanalyse festgelegt wurde, auf 200 keV, so verbleiben noch 46 Ereignisse. Das Energiespektrum dieser Ereignisse ist in Abbildung 4.7 gezeigt.

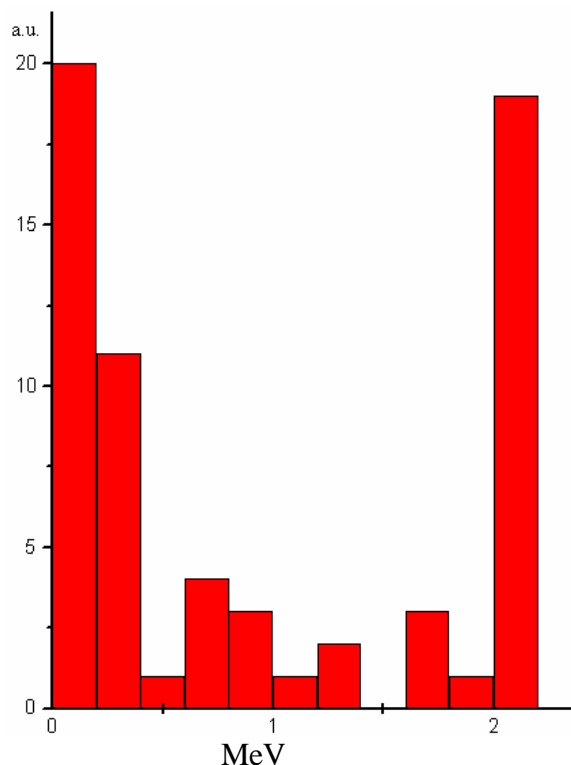


Abbildung 4.7 *Energiespektrum der simulierten Myon-induzierten Neutronen. 19 Ereignisse liegen im Energieintervall zwischen 2,0 und 2,2 MeV.*

Ein deutlicher Peak (19 Ereignisse) ist im Energiebereich zwischen 2 und 2,2 MeV zu beobachten. Dieser minimiert sich, wenn man einen Cut auf den Abstand der Myon-Spur zur Inner Vessel setzt. Ein passabler Wert hierfür ist mit 20-30 cm durch die Simulation der Gammas gegeben. Abbildung 4.8 zeigt das Energiespektrum der simulierten Ereignisse mit den Abstand-Cut.

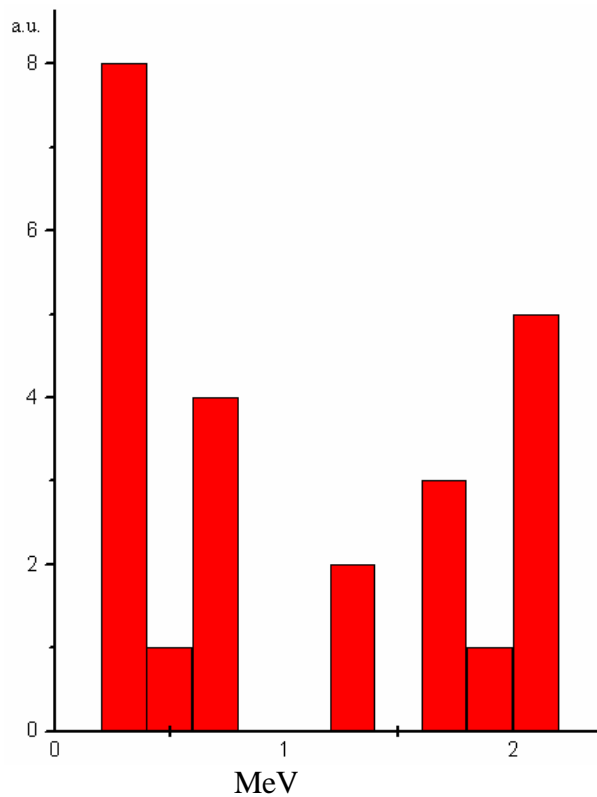


Abbildung 4.8: *Energiespektrum der simulierten Myon-induzierten Neutronen nach dem Cut auf den Abstand zur Inner Vessel. 5 Ereignisse liegen im Energieintervall zwischen 2,0 und 2,2 MeV.*

5 Das Myon-Veto des Borexino

5.1 Konzept

Um die geforderte Effizienz des Myon-Vetos für den Borexino-Detektor zu erzielen, wurden drei Sub-Systeme, bestehend aus zwei Hardware-Myonererkennungssystemen und einem Software-erkennungssystem, konzipiert, die eigenständig getestet und kalibriert werden können. Jedes der drei voneinander unabhängigen Sub-Systeme hat einen systematischen Fehler bei der Myon-erkennung, der unter 5 % liegt, wodurch sich eine Effizienz von:

$$1-(0,05)^3 = 0,999875, \text{ also ca. } 99,99\%$$

ergibt. Das heißt, daß von 10000 Myonen, die am Tag den Detektor passieren, nur ein einziges nicht als Myon identifiziert wird und somit in das Neutrino-Fenster fallen kann.

Die Sub-Systeme sollen im folgenden kurz skizziert werden:

5.1.1 Der äußere Myon Detektor

Der äußere Myon Detektor befindet sich zwischen der Stahlkugel und der externen Tankwand, also im Bereich des hochreinen, deionisierten Wassers. Er besteht aus 208 an der Außenseite der Stahlkugel montierten und radial nach außen blickenden Photomultipliern (das Design der im Myon-Veto benutzten PMs wird im Kapitel 5.2 detailliert beschrieben) und ist ein reiner Wasser-Cerenkov-Detektor für hochenergetische Myonen und die von ihnen erzeugten Sekundärteilchen.

Die mittlere Energie eines Myons in der Halle C liegt bei ca. 320 GeV ($\beta \approx 1$) und dadurch weit oberhalb der Schwellenenergie für die Erzeugung von Cerenkov-Photonen im Wasser (Brechungsindex $n = 1,344$).

Um die Photonenausbeute pro Myon zu erhöhen, wird sowohl die Stahlkugel als auch die Innenseite des externen Wassertanks mit einem Reflektormaterial abgedeckt. Hierbei lehnt man sich an das (Super-)Kamiokande Experiment an, bei dem erfolgreich Tyvek als Reflektormaterial benutzt (wurde) wird. Tyvek ist ein weißes, papierähnliches, wasserfestes Material, das aus 0,5-10 μm dünnen Polyethylen-Fasern besteht. Die effektive diffuse Reflektivität für Tyvek 1073B beträgt $R_{\text{eff}} \sim 80\%$. Die Abhängigkeit der erzeugten Photoelektronen (pe) und die mittlere Anzahl der feuernenden Photomultiplier (N_{sig}) pro Myon im Myon-Veto von der Reflektivität ist in Tabelle 5.1 gegeben.

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

Tabelle 5.1: Monte Carlo Simulation der von den 208 PMTs gesehenen Photoelektronen und die Anzahl der getriggerten PMTs in Abhängigkeit von der Reflektivität des Tyvekmaterials im Myon-Veto pro Myon [MUR97].

Wie man in Tabelle 5.1 erkennen kann, erhöht das verwendete Tyvekmaterial die Anzahl der Photoelektronen (595%) und die Anzahl der getriggerten PMTs (3050%) sehr stark.

Das Tyvekreflektormaterial wird in Form trapezartiger Folien nach dem Einbau der Myon-Veto PMTs an der Innenseite des externen Wassertanks und an die äußere Stahlkugel angebracht. Während der Fixierung der Folie an die Innenseite des externen Wassertanks mit geringem Aufwand durchgeführt werden kann, wirft die Anbringung der Tyvek-Folien an die Stahlkugel einige Schwierigkeiten auf:

- Die Verbindung zwischen den einzelnen Tyvek-Folien darf nicht reißen.
- Die Tyvek-Folien müssen so angebracht werden, dass sie auf keinen Fall die Optik der PMTs beeinflussen.

Das aktuelle Design der Tyvek-Folien ist im Abbildung 5.1 gezeigt. Hierzu werden Stahlringe um die Stahlkugel montiert, an denen die trapezförmigen Tyvek-Folien fixiert werden können. An den PMTs wird von unten an den Flansch ein ca. 5 cm dicker Teflonring angebracht. Nachdem die Tyvek-Folie an den Stahlringen befestigt ist, wird um den PMT ein Kreis aus der Tyvek-Folie ausgeschnitten, so dass der PMT wieder freie Sicht hat. Danach wird die Folie mit Hilfe von vier M4-Schrauben an den Teflonring des PMTs festgeschraubt. In München wurde eine Konstruktion aufgebaut, die einen Teil der Stahlkugel und der Stahlringe darstellt, um die anspruchsvolle Montage der Tyvek-Folien üben zu können.

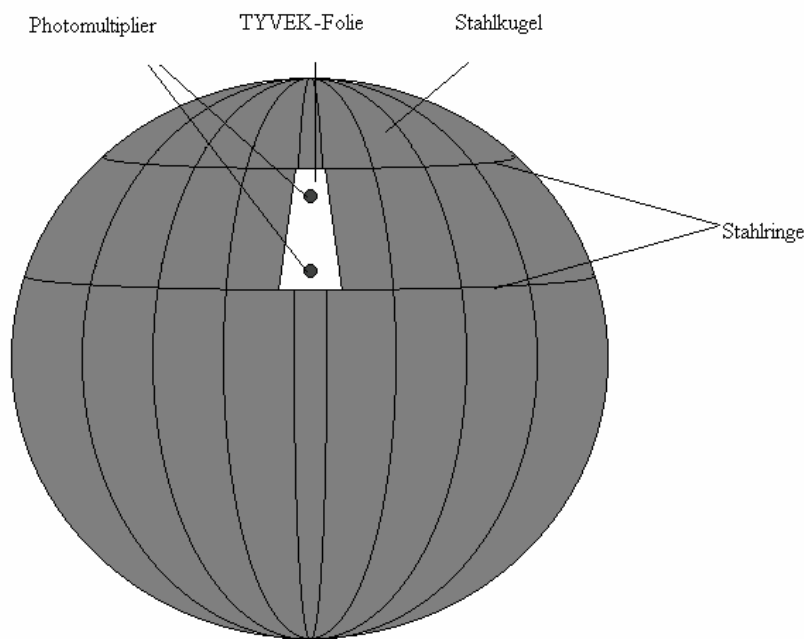


Abbildung 5.1: Skizze einer Tyvek-Folie nach der Montage an der Stahlkugel

5.1.2 Der innere Myon-Detektor

Der innere Myon-Detektor befindet sich innerhalb der Stahlkugel, dort wo die Neutrinoereignisse von 2240 PMTs gemessen werden. 1866 dieser PMTs sind mit Lichtkonzentratoren ausgestattet, deren Geometrie so optimiert ist, daß nur die emittierten Photonen aus der mit 300 t Szintillator gefüllten Inner Vessel auf die PMTs treffen. 374 PMTs haben keinen Lichtkonzentrator und haben somit eine höhere Effizienz für den Nachweis von Cerenkov-Photonen, die außerhalb der Inner Vessel von Myonen im Buffer emittiert werden. Man kann nun für jedes Ereignis einen Vergleich anstellen zwischen den Photoelektronen, die in den 374 PMTs ohne Lichtkonzentratoren registriert wurden und der Gesamtzahl der in allen PMTs registrierten Photoelektronen. Der Quotient R ist in Abbildung 5.2 dargestellt.

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

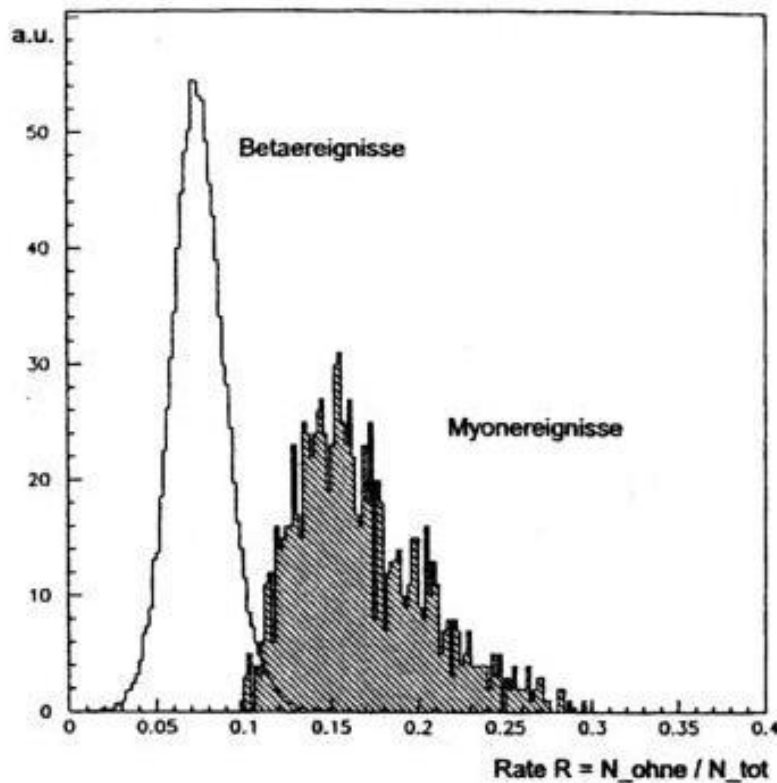


Abbildung 5.2: Wirkungsweise des inneren Myon-Vetos. Die Rate R gibt das Verhältnis an zwischen der Anzahl der Photoelektronen, die von den 374 PMTs ohne Lichtkonzentratoren nachgewiesen werden und der Gesamtzahl der von den 2240 PMTs detektierten Photoelektronen. Deutlich zu sehen ist das Potential des Parameters R für eine signifikante Trennung von Myonereignissen und β - bzw. Neutrinoereignissen [Hag00].

¹⁶ Als Betaereignisse werden im weiteren ν -Ereignisse und Ereignisse aus β -Zerfällen bezeichnet, die sich anhand ihrer Signatur nicht von ν -Ereignissen unterscheiden lassen.

5.1.3 Die Offline Analyse

Ein erstes Identifikationskriterium der Myonen im Inneren der Stahlkugel benutzt die mittlere Ankunftszeit der Photonen eines Ereignisses in den PMTs. Abbildung 5.3 zeigt als Ergebnis einer Monte Carlo Simulation die Verteilung der mittleren Ankunftszeiten von Beta-Ereignissen und Myon-Ereignissen.

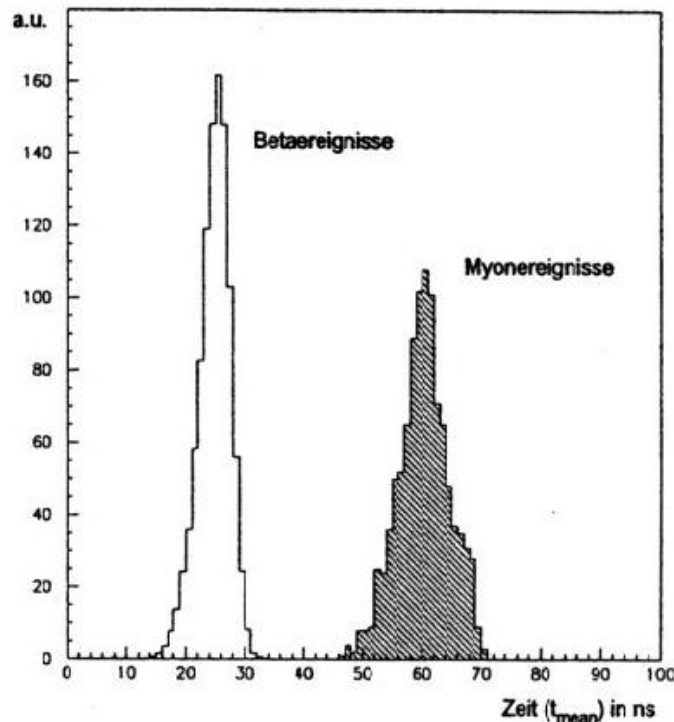


Abbildung 5.3: Verteilung der mittleren Ankunftszeiten der Photonen (t_{mean}) für Myonereignisse in der Abschirmflüssigkeit und Betaereignisse im Szintillator. Deutlich zu sehen ist die gute Separation der beiden Verteilungen [MUR97].

Der signifikante Unterschied der mittleren Ankunftszeiten der Photonen von Beta-Ereignissen und Myonereignissen ist auf die unterschiedlichen Entstehungsorte der Photonen zurückzuführen. Während ein Betaereignis an einem bestimmten Punkt in der Inner Vesel stattfindet und dort auch die Photonen emittiert werden, erzeugt ein Myon über seine gesamte Flugstrecke durch die Stahlkugel Cerenkov-Photonen. Die Betaereignis-Photonen treffen wegen ihrer gleichzeitigen Entstehung zeitlich schnell aufeinanderfolgend, fast gleichzeitig auf die PMTs, wohingegen Myonereignis-Photonen, deren Entstehungsort sich über den gesamten Durchmesser der Stahlkugel erstrecken kann zeitlich stark versetzt auf die PMTs treffen. Die mittlere Ankunftszeit von Myonereignissen in der Stahlkugel ist deswegen deutlich größer als die von Betaereignissen.

Ein zweites Identifikationskriterium für Myonen kann daraus abgeleitet werden, daß im Gegensatz zu Betaereignissen die Verteilung der Photoelektronen in den PMTs, für Myonen deren Spuren nahe an der Stahlkugel verlaufen und deren Energie deswegen im Neutrinofenster liegt, nicht homogen auf der Stahlkugel verteilt ist. Es gibt vielmehr am Eintrittsort des Myons Regionen mit hoher Photoelektronendichte, sog. "hot spots".

5.2 Design der Photomultipliereinkapselung für das äußere Myon-Veto

Die sehr hohe Ausfallquote der in der CTF I benutzten Photomultiplier hat dazu geführt, daß eine Einkapselung der PMTs designet wurde. Da das Borexino-Experiment mehrere Jahre laufen soll, muß eine hohe Anforderung an das Einkapselungsdesign gestellt werden. Folgende Kriterien sind dabei zu beachten:

- Die Einkapselung muß wasserdicht sein. Es muß unter allen Umständen vermieden werden, dass Wasser an die elektrischen Kontakte des Photomultipliers gelangt, wodurch es zu einen Kurzschluß kommen könnte.
- Die Optik des Photomultipliers darf nicht gestört werden. Der freie PM darf nicht mehr Photonen sehen als der eingekapselte.
- Mechanische Spannung an der PMT, wie sie z.B. durch Auftriebskräfte entstehen kann, muß vermieden werden, da die PMTs aus Glas bestehen und dadurch leicht brechen könnten.

Jeder einzelne Einkapselungsschritt muß sorgfältig im Hinblick auf diese drei Kriterien getestet werden und gegebenenfalls Redundanzen eingeführt werden. Im folgenden werden alle bei der Einkapselung benutzten Komponenten dargestellt. Danach wird auf die Einkapselung an sich eingegangen.

5.2.1 Die verschiedenen Komponenten

Das Einkapselungsdesign besteht im wesentlichen aus folgenden Komponenten:

- einem V2A-Stahlkonus mit aufgeschweißtem Flansch,
- einem V2A-Steckerbecher,
- einem V2A-Flansch,
- einer 0,3 mm starken PET¹⁷-Folie,
- einem μ -Metall, das eine Abschirmung gegen das Magnetfeld der Erde darstellt,
- einem sog. B20-Stecker mit dem die PMT mittels 20 Kontakten annexiert wird,
- einem Spannungsteiler, der an der unteren Seite des B20-Steckers an die 20 Kontakte des B20-Steckers angelötet wird und die Hochspannung auf die Dynoden der PMT aufteilt,
- einem koaxialen Kabel RG58, das an den Spannungsteiler angelötet wird und mit dem Jupiterstecker verbunden ist,
- einem Jupiterstecker, der wasserdicht an dem 64 m langen Hochspannungskabel angeschraubt wird
- und der PMT selbst.

Da die PMs des Myon-Vetos sich im Bereich des hochreinen, deionisierten Wassers befinden, müssen die Komponenten, die aus V2A-Stahl bestehen (rostet im normalem Wasser nicht, wird aber vom aggressiven deionisierten Wasser angegriffen), passiviert¹⁸ werden.

Die PET-Folie muß mehrere Aufgaben erfüllen. Sie muß das Eintreten des Wassers in die Einkapselung verhindern, da sonst das Wasser an die Kontaktpins des PMTs gelangen könnte und dort einen Kurzschluß verursachen würde. Sie ist in der Lage, den Druckunterschied, der sich zwischen den Innenraum der Stahlmantelung und der Abschirmflüssigkeit aufbaut, durch Verformung zu kompensieren. Der Wasserdruck lastet also nicht mehr ausschließlich auf den Dichtungen der Einkapselung (wie es der Fall bei er CTF I Einkapselung war), was dazu führt, daß dieses Design wesentlich unanfälliger gegenüber Wasserlecks ist als das alte.

¹⁷ PET ist die Abkürzung für Polyethylen, ein Plastik mit einer sehr niedrigen Wasserdiffusionsrate

¹⁸ Bei der Passivierung wird der V2A-Stahl in verdünnte HNO₂-Säure oxidiert

Von besonderer Wichtigkeit ist die Transparenz der PET-Folie im Wellenlängenbereich zwischen 350 nm $\lambda < 500$ nm. Messungen zur Transparenz haben gezeigt, daß die PET-Folie gerade den im Cerenkov-Spektrum überwiegenden Anteil des UV-Lichts absorbiert, um ihn anschließend in einem längeren Wellenlängenbereich zu reemittieren, in dem die Quanteneffizienz der PMT weitaus größer ist. D.h., daß die Absorptionsverluste durch das PET-Fenster durch den Fluoreszenzprozeß über Stokes-Shift kompensiert werden, wodurch effektiv die Lichtausbeute des Myon-Vetos erhöht wird.

Falls das Einkapselungsdesign des inneren Detektors Probleme aufwerfen wird, kann das Münchener Design auch für die inneren 2240 PMTs benutzt werden. In diesem Fall bietet die 0,3 mm dicke PET-Folie eine zusätzliche Radonbarriere.

An der Universität von Mailand, wo das Design für die Einkapselung der inneren PMTs entwickelt wurde, wurden mehrere Kleber auf ihre Radioaktivität und ihre Widerstandsfähigkeit gegenüber PC getestet. MasterBond, ein 2-Phasen-Epoxy-Harz erfüllte alle gestellten Anforderungen. Es wird nach einer zehn stündigen Wärmebestrahlung bei 70° glasartig. Die Haltbarkeit an Stahl-Stahl Verbindungen ist extrem hoch. Da das Münchener Design so konzipiert wurde, daß es auch PC-tauglich ist, hat man sich für den Einsatz desselben Klebers für die Einkapselung entschieden.

Der zweite Kleber, der in der Einkapselung zum Einsatz kommt, ist Polyurethan (PU). PU ist ebenfalls ein 2-Phasen-Kleber, der den B20-Stecker mit dem Spannungsteiler und mit dem Steckerbecher vergießt. Außerdem kann das PU als redundante Maßnahme für das Verhindern von Wassereintritt durch die gefährdeten Stellen am unteren Teil der Einkapselung angesehen werden.

Der Raum zwischen PMT und Stahlkonus ist mit für IR-Spektroskopie geeignetem Mineralöl gefüllt, das im relevanten Wellenlängenbereich transparent ist und eine sehr gute optische Ankopplung zwischen der Photokathode und dem Wasser darstellt. Da das Öl während der gesamten Laufzeit des Borexino-Experiments im Kontakt mit den verschiedenen Klebern steht, wurde eine Reihe von spektroskopischen Tests mit Mineralöl und den Klebern durchgeführt. Dabei wurde die Transmission von reinem Mineralöl und Mineralöl, welches über längere Zeit im Kontakt mit Kleber stand, miteinander verglichen. Bei diesen Tests konnten keine Einflüsse auf das Transmissionsverhalten des Mineralöls festgestellt werden.

Da die zeitliche Wasserdiffusionsrate der PET-Folie nicht bekannt ist, muß man annehmen, daß nach längerer Zeit Wasser durch die PET-Folie in das Öl diffundieren könnte und sich das Öl mit Wasser sättigt. Dies würde möglicherweise zu einem Kurzschluß führen, da die Kontakte der PMT im Kontakt mit dem Öl stehen. Dies muß unter allem Umständen vermieden werden, weswegen die Pins der PMTs mit einer ca. 3 cm hohen Schicht Silikon-Gel, daß sehr weich und elastisch ist und dadurch die Steckverbindung schützt, umgeben werden.

In Abbildung 5.4 ist die komplett eingekapselte PMT mit den wesentlichen Einkapselungskomponenten dargestellt.

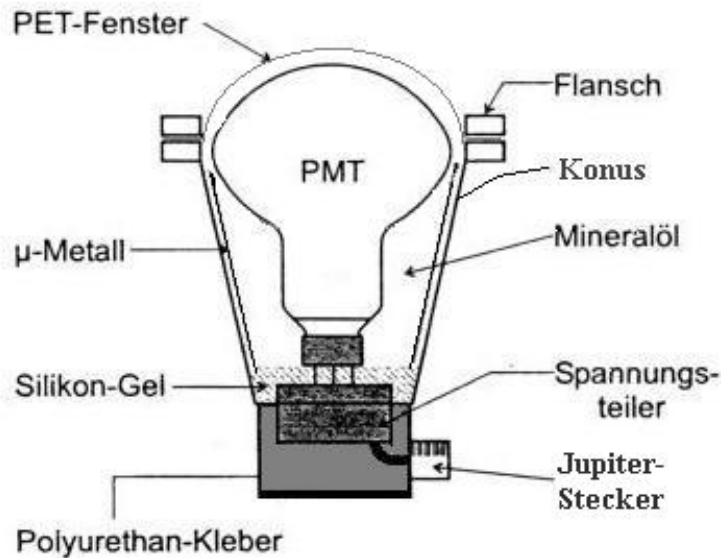


Abbildung 5.4: Münchener Einkapselungsdesign der Myon-Veto PMTs für die CTF und für Borexino .

Im folgenden wird der Einkapselungsvorgang in 9 Schritten genau erläutert:

Schritt 1: Die 20 Kontakte des B20-Steckers werden an der Spannungsteilerplatine angelötet.

Schritt 2: Die Höhe der PMT zusammen mit dem B20-Stecker wird gemessen und anschließend ein B20-Stecker mit dem aufgelöteten Spannungsteiler in einer Abstandsvorrichtung so fixiert, daß zwischen der später eingebauten PMT und der PET-Folie genau 1 cm Abstand ist. Die Abstandsvorrichtung wird am Flansch des Stahlkonusses handfest verschraubt.

Schritt 3: Der zweikomponentige MasterBond Kleber wird im Verhältnis 3/10 zu 7/10 angerührt. Die obere Kante des Steckerbechers und das Gewinde des Jupitersteckers werden dünn mit MasterBond bestrichen. Der Jupiterstecker wird nun in den Steckerbecher handfest eingeschraubt.

Schritt 4: Das koaxiale Kabel des Jupitersteckers wird auf 13 cm verkürzt, anschließend verzinkt und an den Spannungsteiler angelötet. Jetzt kann der Steckerbecher an dem Stahlkonus angeschraubt werden. Dazu werden vier M4 Schrauben zuerst in MasterBond eingetaucht und anschließend von der unteren Lippe des Stahlkonusses in den Steckerbecher eingeschraubt. Das koaxiale Kabel muß dabei vorsichtig in den Steckerbecher eingedreht werden, und es muß darauf geachtet werden, daß der Lötkontakt nicht bricht.

Schritt 5: Das MasterBond in der Spalte zwischen dem Steckerbecher und dem Stahlkonus muß nun aushärten, um diese Kleb- und Schraubverbindung wasserdicht abzuschließen. Dazu wird die Einkapselung in einem Ofen bei 70° über zehn Stunden erhitzt. Nach zehn Stunden wird der Ofen ausgeschaltet und für weitere zwei Stunden wird die Einkapselung auf 25 Grad abgekühlt. Nun ist der MasterBond-Kleber ausgehärtet und die Verbindung wasserdicht.

Schritt 6: Der Polyurethan-Kleber wird im Verhältnis 2/3 zu 1/3 angerührt. Mittels einer Spritze und eines Schlauches wird vorsichtig an dem B20-Stecker vorbei das PU in den Steckerbecher bis 1 cm unter dem oberen Rand des B20-Steckers vergossen. Das PU härtet bei Zimmertemperatur nach ca. 18 Stunden aus. Der Spannungsteiler und das koaxiale Kabel sind nun wasserdicht eingegossen, so

daß die Abstandsvorrichtung entfernt werden kann. Um sichergehen zu können, daß bei den letzten Schritten sich die Lötverbindung nicht gelöst hat, werden die Kontakte des B20-Steckers überprüft.

Schritt 7: Eine ca. 3 cm hohe Schicht Silikon-Gel (ebenfalls 2-Phasen-Kleber; Mischverhältnis 1:1) wird angerührt und mit Hilfe einer Spritze über das PU und die Kontakte des B20-Steckers vergossen. Dieses Gel ist sehr weich und umschließt dadurch die Kontakte sehr gut. Die PMT kann nun in den B20-Stecker gesteckt werden. Eine Erhöhung in der Steckverbindung verhindert ein falsches Einsetzen der PMT. Nach ca. fünf Stunden ist das Silikon-Gel elastisch geworden und kann nicht mehr fließen.

Schritt 8: Das μ Metall wird vorsichtig an der PMT vorbei in die Einkapselung eingerollt. Der V2A -Flansch kann nun auf den aufgeschweißten Flansch des Stahlkonusses aufgeschraubt werden. Zwischen diese beiden Flansche wird die PET-Folie eingeschraubt. Um eine hohe Wasserdichtigkeit zu gewähren, wurden auf dem Flansch des Stahlkonusses drei ca. 2 mm hohe Dichtlippen eingearbeitet, die sich in die PET-Folie eindrücken. Mit zwölf M5 Schrauben werden die beiden Flansche und die PET-Folie miteinander verschraubt. Zehn dieser Schrauben werden mit einem Drehmomentschlüssel angezogen, zwei bleiben bis nach der Ölfüllprozedur leicht verschraubt.

Schritt 9: Im letzten Schritt wird das Öl in die Einkapselung gefüllt. Da die Luft, die sich zwischen dem μ -Metall und der Konuswand festsetzt, bei er Ölfüllprozedur nicht aus der Einkapselung verdrängt werden kann, wird sich diese nach einiger Zeit (bis zu einem Monat) an der Unterseite der PET-Folie sammeln. Die Ölfüllprozedur wurde so konzipiert, daß sie jederzeit wiederholt werden kann, so daß auch die restliche Luft aus der Einkapselung verdrängt werden kann.

Bis auf den Unterschied in der Ölfüllprozedur unterscheidet sich die Einkapselung der 16 PMTs des Myon-Vetos der CTF II nicht von der Einkapselung des Borexino Myon-Vetos.

5.2.2. Optimierung des Designs und Konstruktion der 210 PMTs

Im Myon-Veto der CTF II , das im Kapitel 3 skizziert wurde, kamen 16 PMTs nach dem obigen Design zum Einsatz. Während der Meßdauer von sechs Monaten sind zwei dieser PMTs ausgefallen. Da bei angelegter Hochspannung an diese beiden PMTs immer noch ein beträchtlicher Strom floß, lag die Vermutung nahe, daß nicht ein Kurzschluß den Ausfall verursacht hat, sondern daß der Kontakt zwischen der PMT und dem B20-Stecker nicht mehr vorhanden war. Dies kann dadurch zustande kommen, daß in Folge der Auftriebskraft im Öl die PMT sich aus dem B20 Stecker löst und von unten an der PET-Folie schwebt. Nach dem Ausbau des Myon-Vetos im Januar 2001 wurden diese beiden PMTs in München getestet, und die Vermutung hatte sich bestätigt.

Um dieses Problem im Myon-Veto des Borexino zu vermeiden, wurden drei Blechfedern zwischen μ -Metall und Stahlkonus eingebaut. Diese werden von dem Flansch nach unten gedrückt und drücken ihrerseits die PMT nach unten in den B20-Stecker. Ein Herauslösen der PMT aus dem B20-Stecker ist deswegen nicht mehr möglich. In Abbildung 5.5 ist ein nach dem optimierten Design eingekapselter PM dargestellt.

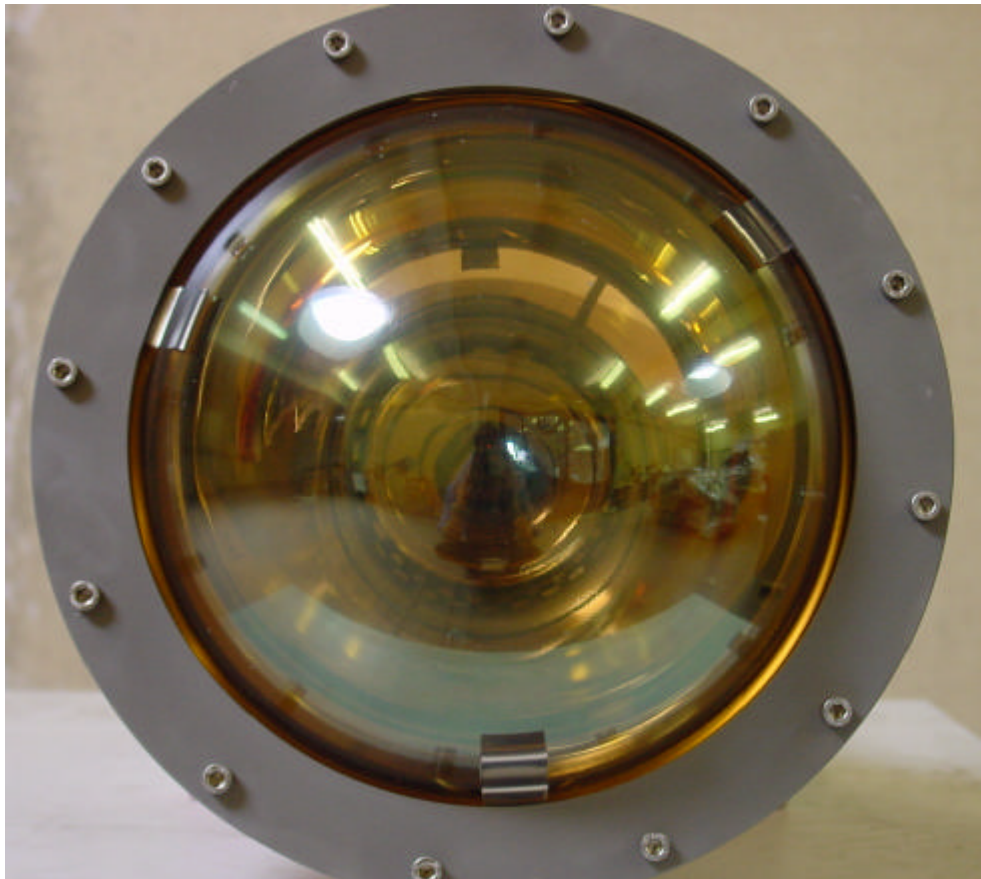


Abbildung 5.5: Nach dem optimierten Design eingekapselte PMT. Deutlich zu erkennen sind die drei Blechfedern.

Ein weiteres Problem stellte das Eifüllen des Öls dar. Das Eintauchen der PMT in das Ölbad und das anschließende Verschrauben des Flansches unter Öl erforderte mindestens zwei Personen und eine Menge Durchhaltevermögen. Schließlich gelangte durch häufiges Eintauchen der PMs in das Ölbad immer mehr Staub in das Öl und dadurch auch in die Einkapselung.

Um dies zu vermeiden, wurde eine Ölfüllprozedur entwickelt, die diesen letzten Einkapselungsschritt erheblich vereinfacht. Dazu wurde in den Boden des Steckerbechers ein M4 Loch gebohrt. In dieses Loch wird noch vor dem Vergießen des Steckerbechers mit PU ein ca. 11 cm langes und 4 mm breites Rohr eingeschraubt. Durch dieses Rohr wird das Öl eingefüllt. Um die Luft entweichen lassen zu können, werden zwei der zwölf M5 Schrauben des oberen Flansches solange nicht angezogen, bis die Einkapselung komplett mit Öl gefüllt ist. Anschließend werden auch diese Schrauben mit einem Drehmomentschlüssel angezogen und in die Ölfüllöffnung des Steckerbechers wird eine M5-Schraube mit einer Teflondichtung eingeschraubt. Für den Fall, daß sich in der Einkapselung nach einiger Zeit Luftblasen sammeln, die sich beim Füllen nicht vollständig aus der Einkapselung verdrängen lassen, kann die Einfüllprozedur wiederholt werden.

Im Mai 2000 ist die Produktion der 208 PMT-Einkapselungen an der TU München angelaufen. Es wurden innerhalb eines Monats 21 PMTs eingekapselt, die daraufhin eine Testphase von sechs Monaten durchlaufen haben. In dieser Zeit wurde die Funktionalität des Designs ständig überprüft. Im August 2000 wurde mit der Serienanfertigung der restlichen PMT-Einkapselungen begonnen. Eine Gruppe von drei Werkstudenten der TU München wurde eingearbeitet und konnte ca. 30 PMTs im Monat einkapseln. Im März 2001 wurde die Einkapselung der 208 PMTs erfolgreich beendet um für die nächsten Monate einen kleinen Überschuß an PMs zu fertigen. Die im nächsten Kapitel beschriebene Testphase der PMs läuft noch bis Ende April 2001.

Der momentan gültige Zeitplan des Borexino-Experiments sieht den Einbau der Myon-Veto PMs für Anfang August 2001 vor.

5.3 Test der 210 PMTs

Um sichergehen zu können, dass das oben beschriebene Design der Einkapselung die mechanischen Anforderungen des Borexino-Detektors erfüllt muß jede PMT während der Einkapselung eine Reihe von Tests durchlaufen. In einer zeitlichen Reihenfolge lassen sich diese wie folgt beschreiben:

- Jede von ETL in München eingetroffene PMT wird vor der Einkapselung mit Hochspannung versorgt und in einer mit schwarzem Samt umhüllten Kiste ("black box") auf ihre Funktionsweise hin überprüft.
- Jeder B20-Stecker wird auf die Richtigkeit der Widerstände hin getestet.
- Nach dem Anlöten des Jupiterkabels an den B20-Stecker werden die Widerstände des B20-Steckers noch einmal überprüft.
- Nach dem Aushärten des PU wird die Einkapselung ohne PMT geschlossen und in ein Wasserbad gesetzt. Werden dabei Luftbläschen von der verklebten Spalte zwischen Becher und Konus freigesetzt, so ist die Einkapselung undicht und darf nicht weiter verwendet werden.
- Die eingekapselte PMT wird noch einmal in der "black box" getestet bevor, sie zur Testanlage gelangt.

5.3.1 Die Testanlage

Um die hohen Ansprüche an die Einkapselung der PMTs bezüglich Wasserdichtheit und Druckfestigkeit zu gewährleisten, wurde eine Testanlage in München aufgebaut. Die Testanlage besteht aus drei Ebenen à 7 PMs, so daß gleichzeitig 21 eingekapselte PMs getestet werden können. Für die Versorgung mit Hochspannung wurden die gleichen Hochspannungskabel benutzt, die auch später im Borexino-Experiment zum Einsatz kommen werden.

Nach dem Einbau der PMs in die Testanlage verschließt ein Stahltank die Anlage wasserdicht. Es wird anschließend Wasser in den Tank gepumpt und sobald die richtige Füllhöhe erreicht ist, ein Überdruck von 2 bar in den Stahltank erzeugt. Dieser Druck entspricht dem Wasserdruck in 20 Metern Höhe, also dem Druck am Boden des mit Wasser gefülltem Borexinotanks.

Danach wird die Hochspannung eingeschaltet und die Meßapparatur gestartet. Beim Entleeren des Tanks gelangt das Wasser über ein zusätzliches Auffangbecken ins Freie, um sicherzustellen, daß das Wasser aus dem Stahltank nicht durch undicht gewordene PMs verunreinigt wird. Abbildung 5.6 zeigt die offene Anlage vor dem ersten Test mit 21 PMs.

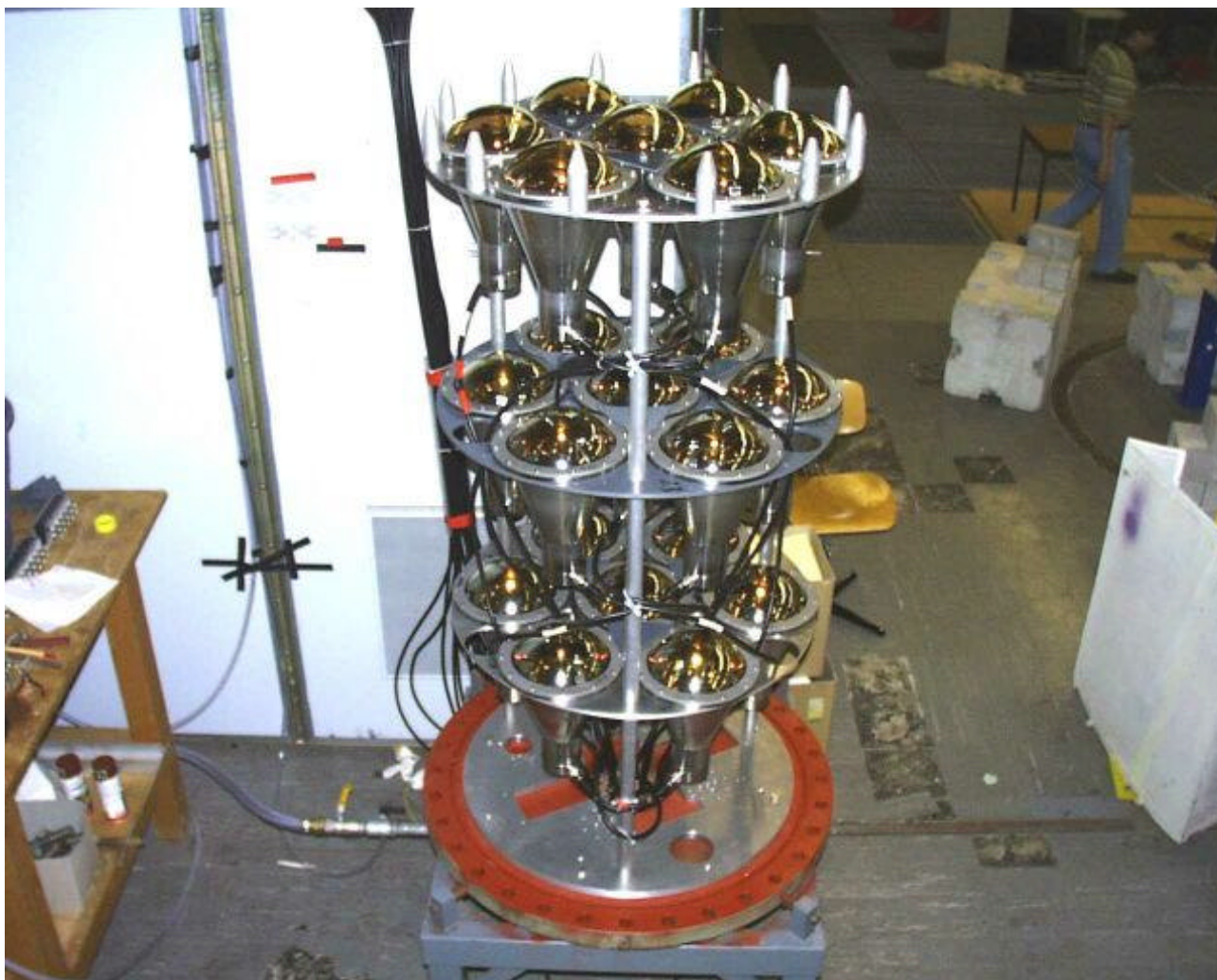


Abbildung 5.6: *Offene Testanlage mit 21 PMs auf drei Ebenen a 7 PMs*

Jede der 208 PMs durchlaufen eine fünftägige Testphase in der Anlage. Hat der eingekapselte PMT die Testphase ohne Probleme durchlaufen, dann wird er als "Borexino-tauglich" definiert und für den Transport zum Gran Sasso bereitgestellt.

Die ersten 21 PMs wurden über eine Zeitdauer von sechs Monaten in der Testanlage belassen, um in einen Langzeittest Probleme des Einkapselungsdesigns aufzudecken, die in der fünftägigen Testphase nicht auftreten. Da bei diesem Test alle 21 PMs auch nach 6 Monaten keine Veränderung ihrer Funktionalität gezeigt haben, wurde nach dem oben beschriebenen Einkapselungsdesign 210 PMTs gefertigt.

Während der Testzeit wird gleichzeitig die sPEP-Spannung (siehe Kapitel 5.3.2) der PMTs in einer Meßanordnung ermittelt. Die Meßanordnung wurde so konzipiert, daß die Feststellung der sPEP-Spannung möglich ist. Dazu wird sowohl ein Camac-Crate wie auch ein Nim-Crate benutzt.

Das Signal von der Decoupling Station wird zunächst zehnfach verstärkt. Vom Verstärker geht das Signalkabel in einen Linear-Fan-In-Fan-Out (FIFO), wo es dupliziert wird. Ein Kanal wird für die Erzeugung des Gates verwendet, das die ADC Auslesung startet. Dazu wird das Signal einem Diskriminator zugeführt. Dieser hat eine Triggerschwelle von 30 mV und gibt ein logisches Signal aus, wenn diese Schwelle überschritten wird. Das logische Signal wird zu einem Gategenerator geleitet, wo die Zeitdauer des Gates eingestellt werden kann. Das so entstandene Gate wird anschließend in den ADC geleitet. Der zweite Kanal aus dem FIFO wird mit Hilfe eines

Oszilloskops und einer einstellbaren Delay-Line so verzögert, daß das im Gategenerator erzeugte Gate vollständig das Signal einschließt. Anschließend wird das Signal zum ADC geleitet.

Ein extra für diese Meßanordnung geschriebenes Labview-Programm liest den ADC aus. Das Kanalspektrum des ADCs wird aufgezeichnet (siehe Kapitel 5.3.2) und anschließend mit Matlab weiterbearbeitet. Nach einer Aufzeichnung von fünf Minuten wird die Hochspannung des PMs jeweils fünf Mal um ± 10 V erhöht/erniedrigt und das dazugehörige Spektrum aufgezeichnet. Diejenige Hochspannung, deren Spektrum am besten den single-Photo-Elektron-Peak wiedergibt, wird festgehalten.

5.3.2 Einstellung des single Photo-Elektron-Peaks (sPEP)

Da die PMTs in Folge ihrer Einzelanfertigung unterschiedlich in ihrer Effizienz sind, muß man versuchen, ein Kriterium zu finden, alle PMTs so einzustellen, daß dieselbe Anzahl an Photonen, die auf die PMT-Kathode auftreffen, im optimalen Fall in allen PMTs auch dieselbe Ladung impliziert. Das kann man erreichen, indem man den sPEP für alle PMTs auf denselben Ladungswert festlegt. Abbildung 5.7 zeigt das mit der im Kapitel 5.3.1 beschriebenen Anordnung aufgenommene Ladungsspektrum einer PMT.

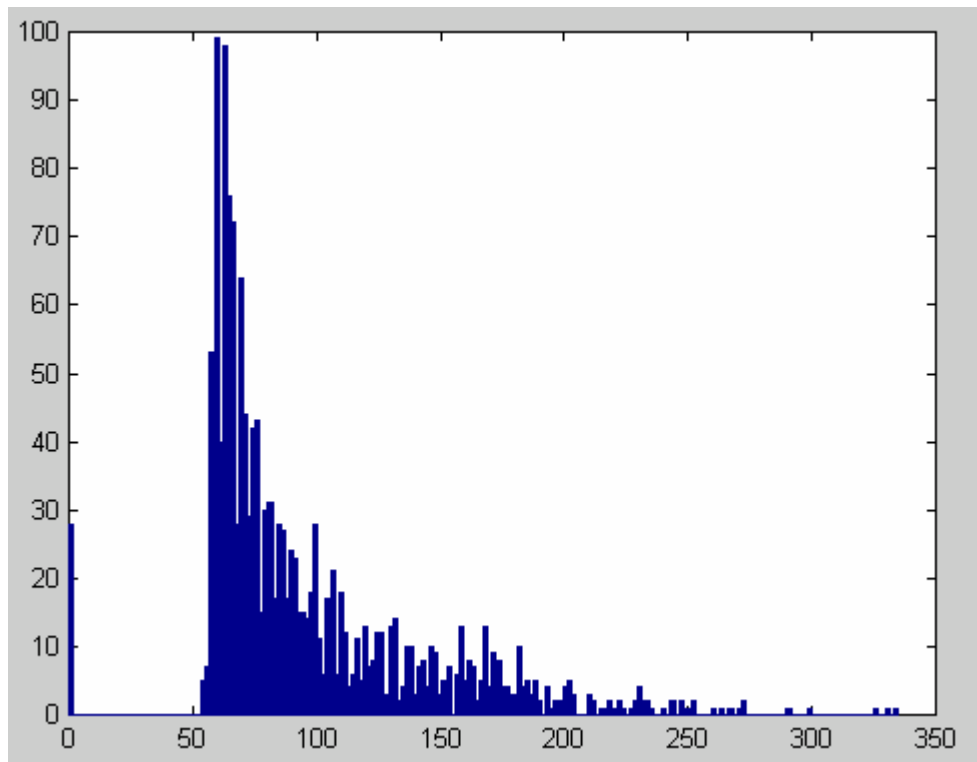


Abbildung 5.7: Ladungsspektrum eines PMs nach der Eichung des ADCs. Der Peak der Gaußverteilung bei Kanalnummer 165 ist schwer zu identifizieren.

Da die Kalibrierung im Wassertank durchgeführt wurde, sind sehr hohe Signale zu erwarten. Diese können aber vom ADC nicht mehr verarbeitet werden und werden vom ADC dem Offset zugeteilt. Der sPEP ist in Abbildung 5.7 dadurch stark unterdrückt.

Im folgenden soll die Durchführung der Kalibrierung der PMTs dargestellt werden:

Im ersten Schritt wird die Höhe des sPEP einer PMT mit Hilfe eines Oszilloskops auf 10 mV festgelegt. Über die den PMTs zugeführte Hochspannung kann die Höhe des sPEP eingestellt werden.

Im zweiten Schritt wird das thermische Rauschen der einzelnen PMTs mit Hilfe eines ADCs aufgezeichnet. Zuerst wird der ADC mit einem monoenergetischen Puls eines Pulsgenerators gespeist. Der Ladungspuls des Pulsgenerators wird mit einem C-Programm gesteuert. Es wird ein Eichspektrum aufgezeichnet. Das unverstärkte Signal vom sPEP des thermischen Rauschens der PMT soll auf 1,6 pC geeicht werden. Dieses über die Spannung integrierte Ladungssignal entspricht ca. der im ersten Schritt eingestellten sPEP-Höhe von 10mV. Die Kanalnummer des ADCs, die dem zehnfach verstärkten Ladungssignal von 16 pC entspricht, wird festgehalten.

Mit Hilfe der nun bekannten Kanalnummer wird die Hochspannung so eingestellt, daß im aufgenommenen Ladungsspektrum der sPEP bei dieser Kanalnummer liegt. Die Arbeitsspannung des PMTs ist nun bekannt.

Zwei PMs wurden am Gran Sasso getestet. Hier benutzt man Leserpulse für die Kalibrierung der PMs. Die Abbildung 5.8 zeigt einen PM der mit dieser Anordnung getestet wurde. Hier ist die Gaußverteilung deutlich auszumachen.

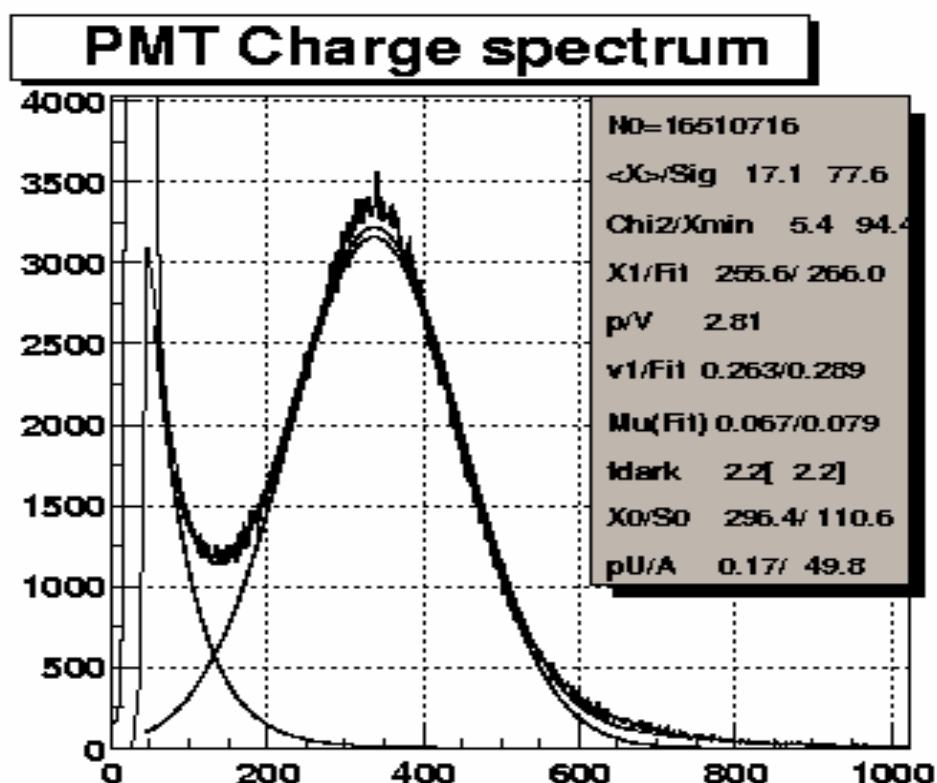


Abbildung 5.8: Ladungsspektrum aufgenommen mit der Testanordnung für die PMs des inneren Detektors.

6 Zusammenfassung

Alle bisher durchgeführten Sonnenneutrinoexperimente haben gezeigt, daß die existierenden Standardmodelle der Sonnen- und Teilchenphysik die gemessenen Flüsse der solaren Neutrinos nicht erklären können. Die Erweiterung des Standardmodells der Teilchenphysik mit der Einführung von Neutrinomassen und Neutrinomischung scheint momentan am besten die Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment zu beschreiben. Diese konzeptionelle Erweiterung wird indirekt auch durch die Evidenz von Oszillationen atmosphärischer Neutrinos, wie sie in Super-Kamiokande beobachtet werden, bestätigt.

In Kapitel 2 wurde das solare Neutrinoexperiment Borexino detailliert beschrieben. Borexino strebt die Spektroskopie niederenergetischer Neutrinos über die Streuung an Elektronen mit einem Target aus hochreinem Szintillator an. Insbesondere sollen die monoenergetischen (862 keV) solaren ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos erfaßt werden. Nach den bisherigen Ergebnissen kann erwartet werden, daß in diesem Energiebereich messbare Effekte wie z.B. saisonale Fluktuationen auftreten, die unzweifelhaft und unabhängig von allen Sonnenmodellen die Existenz von Neutrinomassen und Neutrinomischung belegen. Darüber hinaus wird in diesem Fall der mögliche Wertebereich für die Amplitude der Mischung und der Massendifferenzen stark eingeschränkt werden.

Im Weiteren wurde in dieser Arbeit die Untergrundproblematik des Detektors durchleuchtet. Die Counting Test Facility CTF I von Borexino und gammaspektroskopische Analysen von Szintillatorproben mittels Neutronenaktivierung haben gezeigt, daß der interne Untergrund im Borexino-Detektor prinzipiell beherrschbar ist. Auch der externe Untergrund, der durch hochenergetische Gammastrahlung verursacht wird, wurde untersucht. Die Vorselektion aller Detektormaterialien, die passive Abschirmung sowie die örtliche Rekonstruktion der Ereignisse lassen eine effektive Unterdrückung der Ereignisrate im 'Fiducial Volume' des Detektors weit unterhalb der Neutrinorate wahrscheinlich erscheinen. Kosmogener Untergrund durch die 'in situ' Erzeugung radioaktiver Nuklide durch kosmische Myonen ist für den Bereich der ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos um ca. zwei Größenordnungen unterdrückt. In dieser Arbeit wurde nun der mögliche Untergrundbeitrag durch kosmogen erzeugte Neutronen anhand von CTF II Daten, die im Sommer 2000 gewonnen wurden, studiert.

Das in der CTF II neu installierte Myon-Veto spielt dabei eine Hauptrolle und wird in Kapitel 3 vorgestellt. Die Effizienz des Vetos wurde experimentell getestet und mit Monte-Carlo Rechnungen überprüft. In dieser Arbeit konnten zum ersten Mal in Borexino eindeutig Signale von Neutronen nachgewiesen werden, die von Myonen erzeugt wurden, deren Spur außerhalb des Szintillators lag. Die Rate dieser Ereignisse liegt für den 4.1t Detektor der CTF II bei ca. 1.9 Neutronen pro Tag. Aus der Analyse des Energiespektrums wurde ein einfaches Modell zur Neutronenerzeugung aus hochenergetischen Myonen getestet. Im weiteren wurde anhand einer einfachen Methode das Zeitmuster der Myon-Spuren mit jenem von simulierten Myonen verglichen und versucht, Information über die Lage der Myon-Spur in der CTF II zu gewinnen. Diese Arbeit soll als Anfang gesehen werden zu einer komplexen Rekonstruktion der Spur in Borexino.

Die experimentelle Haupttätigkeit dieser Diplomarbeit bestand in der Einkapselung und dem Testen der Photomultiplier für das Myon-Veto des Borexino-Detektors. Diese Arbeiten wurden detailliert im Kapitel 5 behandelt. Bis zum Zeitpunkt der Beendigung dieser Diplomarbeit waren die Tätigkeiten in München komplett abgeschlossen. Mehr als 210 PMTs wurden eingekapselt, getestet und an den Gran Sasso transportiert. Die noch anstehenden Arbeiten am Myon-Veto des Borexino-Detektors sind nicht zu vernachlässigen. Vor allem für die Fixierung der Tyvek-Folien muß ein lückenloser Plan erstellt werden. Die Beendigung der Arbeiten am Myon-Veto ist für Mitte September 2001 vorgesehen.

Literaturverzeichnis

- [Alt96] M. Altmann, Dissertation, Technische Universität München, 1996
- [Bah98] John Bahcall's Homepage:
<http://www.sns.ias.edu/~jnb/Papers/Preprint/Solarfusion/paper.ps>
- [BBP98] J.N. Bahcall, S. Basu, M.H. Pinsonneault, "How uncertain are solar neutrino predictions?", Physics Letters B, 433.1-8 (August 6, 1998)
- [Bel01] E. Bellotti, "First results from GNO", Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 91 (2001) January 2001
- [Bor00] G. Alimontiet al, BOREXINO-Collaboration, wird in Astroparticle Physics veröffentlicht (2000)
- [Dan01a] D. D'Angelo, Diplomarbeit, vorläufige Fassung, Universität von Mailand, 2001
- [Dan01b] D. D'Angelo, persönliche Mitteilung, 2001
- [Dav98] R. Davis et. al., Astrophys. J., 495 (1998)
- [Fir96] R. Firestone et al, Table of Isotopes, John Wiley & Sons, Inc., 8th Edition, 1996
- [Gal99] GALLEX Collaboration, Phys. Lett. B, 447, 127 (1999)
- [Gav01] V.N. Gavrin, "Solar neutrino results from SAGE", Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 91 (2001) January 2001
- [Gög01] M. Gögger-Neff, Dissertation, vorläufige Fassung, Technische Universität München, 2001
- [Gol97] Thomas Goldbrunner, Dissertation, Technische Universität München, 1997
- [Gri00] Christian Grieb, Diplomarbeit, Technische Universität München, 2000
- [Hag00] Tanja Hagner, Dissertation, Technische Universität München, 2000
- [Hat94] N. Hata, S. Bludman, P. Langacker, Phys. Rev. D, 49(7), (1994), 3622
- [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
- [Lun98] LUNA- Collaboration, " First Measurement of the ${}^3\text{He}({}^3\text{He},2p){}^4\text{He}$ Cross Section down to the Lower Edge of the solar Gamov Peak", Phys, Rev. C 57 (1998), 2700
- [MCD01] A.B. McDonald, " First neutrino observations from the Sudbury Neutrino Observatory", Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 91 (2001) January 2001
- [Mot94] T. Motobayashi et al, Phys. Rev. Lett., 73, (1994). 2680

- [MUR97] L. Oberauer und S. Schönert für die BOREXINO Collaboration, "Status Report o the BOREXINO Muon Identification System", 29. Februar, 1997
- [Nef96] Marianne Neff, Diplomarbeit, Technische Universität München, 1996
- [Nie00] Ludwig Niedermeier, Diplomarbeit, Technische Universität München, 2000
- [Pdb99] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP 6 (1958) 429; 7 (1958), 172;26 (1968),984
- [Sch97] S. Schönert, "Probing the Solar MSW Large Mixing Angle Solution with Terrestrial Antineutrinos from European Nuclear Reactors with BOREXINO", Proc. of Topics in Astroparticle and Underground Physics TAUP97, Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Italy, 7.-11. September 1997
- [Sei00] H. Seidl, Diplomarbeit, Technische Universität München, 2000
- [Suz00] Y. Suzuki, XIX, International Conference on Neutrino Physics & Astrophysics, Sudbury, Canada, 16.-21- Juni 2000, <http://nu2000.sno.laurentian.ca/Y.Suzuki>
- [Suz01] Y. Suzuki, "Solar neutrino results from Super- Kamiokande", Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 91 (2001) January 2001