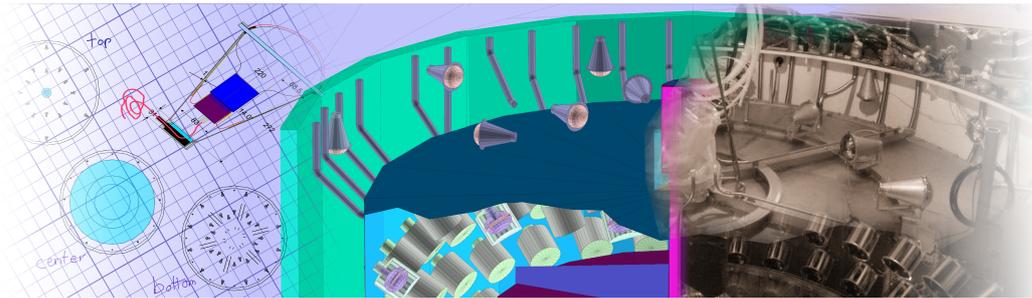


# DESIGN UND AUFBAU DES DOUBLE CHOOZ MYON-VETOS



## Dissertation

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Eberhard Karls Universität Tübingen  
zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von  
Daniel Bernd Greiner  
aus Backnang

Tübingen  
2013

Tag der mündlichen Qualifikation:

Dekan:

1. Berichterstatter

2. Berichterstatter

20.12.2013

Prof. Dr. Wolfgang Rosenstiel

Prof. Dr. Josef Jochum

Prof. Dr. Tobias Lachenmaier

## Design and Implementation of the Double Chooz Muon Veto

The Double Chooz experiment is one of three second generation reactor neutrino experiments developed and conducted to measure the formerly undetermined third neutrino mixing angle  $\Theta_{13}$ . In 2011, its first publication presented strong indications for a non-vanishing value of  $\sin^2 2\Theta_{13}$ . With the quickly following results published by both Double Chooz and the competing second-generation experiments Daya Bay and Reno, a global value of  $\sin^2 2\Theta_{13} = 0,090_{-0,0082}^{+0,0086}$  has been established. These results could only be obtained through a strong suppression of the initial and a thorough understanding of the remaining background. Therefore, aside from careful material selection and monitoring, a main focus of the experiment design was set on controlling the background induced by cosmic muons.

This thesis encompassed the development of the Double Chooz Inner Muon Veto detector, concentrating on the far detector utilized for the first phase of the experiment. We started from well published general detector schemes and took into account preconditions imposed by location and intended performance of the complete Double Chooz experiment. To this end, several setup drafts of the liquid scintillator based Veto detector were implemented in a dedicated Monte Carlo simulation software based on CERN's Geant4 framework. This allowed comparing their performances concerning relevant event types and selecting the optimal solution for the far detector with respect to the criteria developed in this thesis. The C++ code developed for these studies is integrated in the common Double Chooz detector Monte Carlo and widely used. During the implementation period of the simulation code, the original version of the ROOT-based data format used for both Monte Carlo and real experimental data was defined and realized in the source code as well.

The Monte Carlo results were used to calculate trigger thresholds based on photoelectron numbers detected by the Inner Muon Veto photomultipliers, which combined high muon tagging efficiencies in excess of 99.89% with a modest increase in detector dead time of about 1% of life time, caused by radioactivity induced events misclassified as muons. Real muon event dead time is shown to be 4% of life time. For the full phase one target period of 18 months data taking with the far detector, the sensitivity limit for  $\Theta_{13}$  is degraded by the remaining background to  $7,1^\circ$ , compared to a sensitivity limit of  $6,1^\circ$  for an ideal veto.

Prototypes of the detector components – 78 8-inch photomultipliers encapsulated in stainless steel and the mirror foil arrangement and fixtures for the wall of the buffer vessel – were constructed and tested prior to the buildup of the complete series. To this end, PMT characterizations as well as measurements of magnetic shielding factors due to  $\mu$  metal shielding included in the encapsulation were performed and the influence of the orientation of the PMTs in the earth magnetic field was determined. All components were installed and commissioned by the DC Inner Veto group in the far detector during the course of this thesis. The final construction schemes used for the far detector are reused for the near detector with minor adaptations.

A dedicated analysis determining the background contributions caused by cosmogenic  ${}^9\text{Li}$  for the first Double Chooz publication was also part of the work presented here. We found a rate of  $2 \pm 1$  background events per day due to cosmogenic radioisotopes, which was consistent with the number of events observed in the short reactor off time intervals for which data was available at that time. The second Double Chooz publication has meanwhile improved this result to  $2,05_{-0,52}^{+0,62}$  events per day.

With the imminent commissioning of the Double Chooz near detector, the experiment will enter its second phase. By comparing the neutrino fluxed in both detectors, the systematic uncertainties which fundamentally limit the first phase will be greatly reduced. Even if Double Chooz data by itself will probably not lead to a significant improvement in the precision of our knowledge of  $\Theta_{13}$ , we will benefit greatly by the much more detailed understanding of our detectors and backgrounds. Unique reactor off data, which allows an in situ measurement of backgrounds, will allow simpler and cleaner background analysis, by which not only Double Chooz, but many similar experiments may profit.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einführung</b>	<b>1</b>
1.1. Der Neutrinomischungswinkel $\Theta_{13}$ und das Double Chooz-Experiment . . . .	1
1.1.1. Wieso Neutrinophysik? . . . . .	1
1.1.2. Wieso Double Chooz? . . . . .	2
1.1.3. Reaktor-neutrinos und Neutrinomischungswinkel . . . . .	3
1.1.4. Das Double Chooz-Konzept . . . . .	4
1.2. Myonen als Untergrundquelle in Neutrino-Experimenten . . . . .	5
1.2.1. Kosmische Strahlung . . . . .	5
1.2.2. Myon-induzierter Untergrund . . . . .	6
1.3. Konventionen . . . . .	7
<b>2. Theoretische Grundlagen und experimenteller Stand</b>	<b>9</b>
2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	9
2.1.1. Kräfte . . . . .	10
2.1.2. Teilchen . . . . .	11
2.1.3. Mathematische Beschreibung . . . . .	16
2.1.4. Neutrinos im Standardmodell . . . . .	18
2.1.5. Kosmologie . . . . .	18
2.2. Neutrinophysik jenseits des Standardmodells . . . . .	19
2.2.1. Experimentelle Hinweise auf Physik jenseits des Standardmodells . . .	20
2.2.2. Massive Neutrinos . . . . .	21
2.2.3. Neutrinooszillationen . . . . .	24
2.2.4. Weitergehende Ergänzungen zum Standardmodell . . . . .	27
2.3. Bedeutende Experimente in der Neutrinophysik . . . . .	29
2.3.1. Solare Neutrinos . . . . .	29
2.3.2. Atmosphärische Neutrinos . . . . .	36
2.3.3. Reaktor-neutrinos . . . . .	40
2.3.4. Daya-Bay . . . . .	46
2.3.5. RENO . . . . .	46

2.4.	Kosmische Strahlung . . . . .	47
2.4.1.	Primäre kosmische Strahlung . . . . .	47
2.4.2.	Sekundäre kosmische Strahlung . . . . .	48
2.4.3.	Myonen in Materie . . . . .	51
2.4.4.	Myoninduzierte Neutronen . . . . .	55
<b>3.</b>	<b>Das Double Chooz-Experiment</b>	<b>57</b>
3.1.	Übersicht . . . . .	57
3.1.1.	Einordnung und Definition . . . . .	57
3.1.2.	Der Detektor . . . . .	58
3.1.3.	Das Zwei-Detektor-Konzept . . . . .	59
3.1.4.	Der Standort . . . . .	61
3.2.	Methoden und Instrumente . . . . .	64
3.2.1.	Szintillation . . . . .	64
3.2.2.	<i>Cherenkov</i> -Strahlung . . . . .	66
3.2.3.	Photomultiplier . . . . .	68
3.2.4.	Vorverstärker und FADCs . . . . .	70
3.3.	Neutrinodetektion . . . . .	71
3.3.1.	Volumen und Instrumentierung . . . . .	71
3.3.2.	Ereignissignatur . . . . .	77
3.3.3.	Untergrund . . . . .	79
3.3.4.	Kalibration . . . . .	83
3.4.	Inneres Myon-Veto . . . . .	84
3.4.1.	Geometrie . . . . .	84
3.4.2.	Instrumentierung . . . . .	86
3.4.3.	Ereignissignatur . . . . .	87
3.5.	Äußeres Myon-Veto . . . . .	88
3.5.1.	Geometrie und Instrumentierung . . . . .	88
3.5.2.	Ereignissignatur . . . . .	89
<b>4.</b>	<b>Design-Studien mit Monte-Carlo-Simulationen für das Double Chooz Myon-Veto</b>	<b>91</b>
4.1.	Voraussetzungen und Zielparameter . . . . .	91
4.1.1.	Vorgaben durch Labor und Gesamtdetektor . . . . .	92
4.1.2.	Erwartete Ereignisraten . . . . .	94
4.1.3.	Untergrundbeiträge . . . . .	95
4.2.	Das Double Chooz Monte-Carlo-Softwarepaket DOGS . . . . .	96
4.2.1.	Geant4-Detektorsimulation . . . . .	96

4.2.2.	Teilchengeneratoren . . . . .	103
4.2.3.	Datenstruktur . . . . .	104
4.3.	Das Myon-Spektrum . . . . .	113
4.3.1.	Myonen auf der Oberfläche . . . . .	113
4.3.2.	Die Topologie in Chooz . . . . .	114
4.3.3.	Die Monte-Carlo-Simulationssoftware MUSIC . . . . .	114
4.3.4.	Myon-Spektren am Ort der Detektoren . . . . .	115
4.3.5.	Myon-Raten am Ort der Detektoren . . . . .	115
4.4.	Lichtpropagation im Veto . . . . .	119
4.4.1.	Optische Eigenschaften des Szintillators . . . . .	120
4.5.	PMT-Positionierung und Oberflächenoptimierung . . . . .	124
4.5.1.	Photomultiplierzahl und -verteilungen . . . . .	124
4.5.2.	Oberflächen im Veto . . . . .	126
4.6.	Untergrundbeiträge durch Radioaktivität . . . . .	136
4.6.1.	Materialien im Veto . . . . .	137
4.6.2.	Spektren der Zerfallsprodukte im Veto . . . . .	137
4.6.3.	Untergrundraten in Abhängigkeit von den Triggerschwellen . . . . .	138
4.7.	Veto-Effizienz für verschiedene Typen von Untergrundereignissen . . . . .	145
4.7.1.	Myon-Ereignisse . . . . .	145
4.7.2.	Korrelierter Untergrund . . . . .	149
4.7.3.	Gesamtuntergrund und Relevanz für die Bestimmung von $\Theta_{13}$ . . . . .	152
<b>5.</b>	<b>Herstellung der Komponenten und Integration des Myon-Vetos für den fernen Detektor</b>	<b>157</b>
5.1.	Die Subsysteme des Myon-Vetos und ihre Komponenten . . . . .	157
5.2.	Die Photomultiplier . . . . .	157
5.2.1.	Eigenschaften der R1408-Photomultiplier . . . . .	159
5.2.2.	Die Kapselung der Photomultiplier . . . . .	167
5.2.3.	Montage und Anschluss von Photomultipliern und Glasfasern . . . . .	182
5.3.	Die Elektronik zur Stromversorgung und Datennahme . . . . .	188
5.3.1.	Splitterboxen . . . . .	188
5.3.2.	Frontend-Elektronik . . . . .	188
5.3.3.	Trigger-System . . . . .	196
5.3.4.	FADCs . . . . .	201
5.3.5.	HV-Versorgung . . . . .	202
5.4.	Temperatur- und Füllstandkontrollsysteme . . . . .	202

## Inhaltsverzeichnis

5.5.	Die VM2000-Verkleidung der Buffer-Außenwand . . . . .	203
5.5.1.	Eigenschaften der VM2000-Folie . . . . .	203
5.5.2.	Das Konzept zur Installation der Folie . . . . .	203
<b>6.</b>	<b>Die erste Datennahmeperiode im Double Chooz-Experiment</b>	<b>209</b>
6.1.	Ablauf der Datennahme . . . . .	209
6.1.1.	Datenquellen und -beschreibung . . . . .	209
6.1.2.	Abweichungen von der Konzeption und Defekte . . . . .	211
6.2.	Ereignisklassifikation . . . . .	211
6.2.1.	Myonen . . . . .	211
6.2.2.	Light noise . . . . .	215
6.2.3.	Neutrinoereignisse . . . . .	216
6.2.4.	Unsicherheitsquellen . . . . .	216
6.3.	Datenanalyse . . . . .	217
6.3.1.	Untergrundraten . . . . .	217
6.3.2.	Vergleich mit Reaktordaten und erste Ergebnisse zu $\Theta_{13}$ . . . . .	218
6.3.3.	$^9\text{Li}$ -Analyse . . . . .	218
6.3.4.	Reactor-Off-Messung . . . . .	226
6.3.5.	Reactor-Off und die Vermessung des $^9\text{Li}$ -Untergrunds . . . . .	230
<b>7.</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>233</b>
<b>A.</b>	<b>Technische Zeichnungen</b>	<b>235</b>
A.1.	Veto-PMT-Kapsel . . . . .	235
A.2.	PET-Haube . . . . .	241
A.3.	$\mu$ -Metall . . . . .	244
A.4.	Kapselhalterungen . . . . .	245
A.5.	VM-2000 . . . . .	247
	<b>Danksagung</b>	<b>251</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>259</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>263</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>265</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>266</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>267</b>

# 1. Einführung

Die vorliegende Dissertation dokumentiert die am Physikalischen Institut der Universität Tübingen im Rahmen des **Double Chooz-Experiments** geleistete Arbeit an einem Detektor-Teilsystem, dem **inneren Myon-Veto**. Die folgenden Seiten sollen einen kurzen, einführenden Blick über das Experiment selbst, die ihm zugrundeliegende Physik sowie sein Verhältnis zum Thema dieser Arbeit geben und als Wegweiser und Inhaltsangabe zum gesamten Text dienen.

Im folgenden Kapitel werden die im nächsten Abschnitt aufgeführten Informationen zur Physik der Neutrinos in Kapitel 2 vertieft und in ihrem Kontext dargestellt. Das Kapitel 3 beschreibt das Double Chooz-Experiment und seine Komponenten ausführlich, während sich in den Kapiteln 4 und 5 die detaillierten Informationen zu Design und Aufbau des Myon-Vetos, dem zentralen Thema dieser Arbeit, befinden. Das Kapitel 6 beschäftigt sich mit der Analyse der zu erwartenden Daten, wobei auch hier der Schwerpunkt auf dem Beitrag der Myon-Veto-Daten liegt. Im Kapitel 7 findet sich ein zusammenfassender Überblick über die Ausgangsfragestellung und die hier erarbeiteten Erkenntnisse. Den Abschluss bildet der Anhang A der die technische Zeichnungen umfasst, sowie das Literaturverzeichnis.

## 1.1. Der Neutrinomischungswinkel $\Theta_{13}$ und das Double Chooz-Experiment

### 1.1.1. Wieso Neutrinophysik?

In den letzten Jahren haben sich unser Verständnis und unsere Kenntnisse über die Physik der Neutrinos einem grundlegenden Wandel unterzogen, der sogar eine Ergänzung des ansonsten extrem erfolgreichen Standardmodells der Teilchenphysik erforderte. Beginnend mit den (lange Zeit angezweifelten) Resultaten des Radiochemieexperiments von *R. Davis* in der **Homestake Mine** in South Dakota, USA, das in den späten 60er Jahren des 20. Jahrhunderts begann und bis 1994 den Fluss solarer Elektroneneutrinos vermaß, konnte eine ganze Reihe experimenteller Ergebnisse nicht konsistent erklärt werden, ohne neue Physik jenseits des Standardmodells anzunehmen.

Die mittlerweile akzeptierteste Variante dieser Erweiterung besteht im Hinzunehmen dreier

		$1\sigma$	$3\sigma$	
$\Delta m_{21}^2$	7,45	+0,19 -0,16	+0,60 -0,47	$\times 10^{-5} \text{ eV}^2$
$\Delta m_{31,\text{norm}}^2$	+2,421	+0,022 -0,023	+0,191 -0,173	$\times 10^{-3} \text{ eV}^2$
$\Delta m_{32,\text{inv}}^2$	-2,410	+0,062 -0,063	+0,184 -0,193	$\times 10^{-3} \text{ eV}^2$
$\Theta_{12}$	33,57	+0,77 -0,75	+2,44 -2,19	o
$\Theta_{23}$	41,4	+3,5 -1,8	+12,6 -4,7	o
$\Theta_{13}$	8,75	+0,42 -0,44	+1,21 -1,46	o
$\delta_{\mathcal{CP}}$	341	+58 -46	+19 -341	o

Tabelle 1.1.: Aktuelle Best-Fit-Werte der Neutrino-Parameter, aus [Gonzalez-Garcia u. a., 2012]

voneinander verschiedener **Neutrinomassen**. Dies erlaubt es, den Mechanismus der CKM-Matrix<sup>1</sup> des Quarksektors auf den Neutrino-sektor zu übertragen und Umwandlungen zwischen den verschiedenen Neutrino-Flavors zuzulassen. Die so eingeführte unitäre PMNS-Matrix<sup>2</sup>, die die Massen- und die Flavor-Eigenzustände der Neutrinos in Beziehung setzt, kann (im Fall dreier Flavor- und Masseneigenzustände) durch drei **Mischungswinkel**  $\Theta_{ij}$  und eine zusätzliche **CP-verletzende Phase**  $\delta_{\mathcal{CP}}$  parametrisiert werden<sup>3</sup>.

Die Neutrino-Parameter aus einer gemeinsamen Analyse aller verfügbarer experimenteller Ergebnisse [Gonzalez-Garcia u. a., 2012] für Neutrinomassengrenzen und Oszillationsparametern, wie sie in dieser Arbeit angenommen werden, sind in Tabelle 1.1 aufgelistet.

Die Bandbreite offener Fragen und zusätzlicher möglicherweise erforderlicher Erweiterungen ist groß; aktuelle Stichworte sind hierzu weitere, „sterile“ Neutrinosorten mit eventuell großer Masse, die Suche nach dem neutrinolosen doppelten Betazerfall zur Klärung der *Majorana*- oder *Dirac*-Natur der Neutrinos, sowie die Frage nach der Massenhierarchie.

### 1.1.2. Wieso Double Chooz?

Das Double Chooz-Experiment wurde konzipiert, um einer sich nach den Ergebnissen vorangegangener Neutrinoexperimente aufdrängenden Frage nachzugehen: der Frage nach der Größe bzw. dem Verschwinden des **dritten Mischungswinkels**  $\Theta_{13}$  in der PMNS-Matrix der Neutrinos. Diese Matrix beschreibt die Transformation zwischen verschiedenen Flavor-

<sup>1</sup>benannt nach *Cabbibo*, *Kobayashi* und *Maskawa*

<sup>2</sup>nach *Pontecorvo*, *Maki*, *Nakagawa* und *Sakata*

<sup>3</sup>Das ist strenggenommen nur richtig für *Dirac*-Neutrinos – sollten Neutrinos *Majorana*-Teilchen, also ihr eigenes Antiteilchen sein, kommen zwei weitere Phasen hinzu, die aber in Reaktor-Neutrinoexperimenten nicht zugänglich sind.

bzw. Masseneigenzuständen. Die Außerdiagonalelemente geben dabei sozusagen die Abweichung der Flavor- von den Masseneigenzuständen an, die Voraussetzung für Oszillationen analog zu dem im Quarksektor seit längerem akzeptierten Schema der CKM-Matrix ist. Nach aktuellem Kenntnisstand ist einer der Mischungswinkel nahezu maximal ( $\approx 45^\circ$ ), der zweite immerhin groß ( $\approx 30^\circ$ ), der dritte aber klein (ca.  $9^\circ$ ), wie die ersten Ergebnisse des Double Chooz-Experiments und anderer laufender Reaktorneutrinoexperimente nahelegen.

Während schon alleine diese starke Varianz innerhalb der Mischungswinkel unerwartet ist, betrifft das mögliche Verschwinden von  $\Theta_{13}$  unmittelbar eines der zehn größten noch unverstandenen Rätsel der modernen Physik, nämlich die augenscheinliche **Asymmetrie im Materie-Antimaterie-Gehalt** des Universums. Analog zur CKM-Matrix kann in der PMNS-Matrix eine CP-verletzende Phase  $\delta_{\mathcal{CP}}$  auftreten, die aber, falls auch nur einer der Mischungswinkel null sein sollte, nicht beobachtbar ist (und natürlich für sehr kleine Werte von  $\Theta_{13}$  beliebig schwierig nachzuweisen ist). Für die **Planung zukünftiger Experimente** zur Bestimmung von  $\delta_{\mathcal{CP}}$  ist die Kenntnis von  $\Theta_{13}$  daher von unschätzbbarer Bedeutung, zumal die Analysen der Ergebnisse von Strahlexperimenten, die hierzu durchgeführt werden, nahezu immer durch Korrelationen zwischen den verschiedenen unbekanntem Größen erschwert werden<sup>4</sup>, so dass eine eindeutige Bestimmung dieser Größen ohne zusätzliche unabhängige Informationen unmöglich ist. Diese unabhängigen Informationen können beispielsweise durch Experimente mit Reaktorneutrinos wie Double Chooz erlangt werden.

### 1.1.3. Reaktorneutrinos und Neutrinomischungswinkel

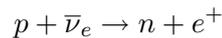
Die Bestimmung von  $\Theta_{13}$  in einem Reaktorexperiment erfolgt über das „Wegoszillieren“ der in den Brennstäben des Reaktors bei Betazerfällen freiwerdenden **Elektronantineutrinos** in andere Flavors, weshalb man von einem „**Disappearance-Experiment**“ spricht. Die **Überlebenswahrscheinlichkeit** der Elektronantineutrinos über eine bestimmte Wegstrecke hängt von Neutrinoenergie, den Neutrinomassen und  $\Theta_{13}$  ab. Da das energetische Spektrum der Neutrinos am Entstehungsort mit hinreichender Genauigkeit bekannt ist, und die Neutrinomassen nur in Form der bereits experimentell bestimmten Massenquadratdifferenzen  $\Delta m_{ij}^2$  eingehen, führt die Messung des Neutrinoflusses in einer definierten Entfernung direkt auf  $\Theta_{13}$ . Zusätzliche Informationen können aus der Form des Neutrinospektrums am Detektorort erhalten werden und führen zu einer weiteren Verbesserung der Sensitivität. Von besonderer Bedeutung ist, dass  $\delta_{\mathcal{CP}}$  in der Überlebenswahrscheinlichkeit keine Rolle spielt und aufgrund der kurzen Entfernung und niedrigen Neutrinoenergie von einigen MeV auch keine Masseneffekte berücksichtigt werden müssen, so dass eine reine  $\Theta_{13}$ -Messung durchgeführt

<sup>4</sup>Eine Möglichkeit, dieses Problem zu umgehen, ist es, das Experiment über eine Entfernung von rund 8000 km durchzuführen, die sogenannte „magic baseline“, bei der sich die meisten Korrelationen durch günstiges gegenseitiges Kombinieren verschiedener Terme vermeiden lassen.

werden kann.

#### 1.1.4. Das Double Chooz-Konzept

Der Nachweis der Elektronantineutrinos aus Kernreaktoren erfolgt in praktisch allen Experimenten durch die Beobachtung einer **verzögerten Koinzidenz** nach einem inversen Betazerfall. Bei diesem entstehen gemäß



ein Neutron und ein Positron. Das Positron deponiert seine kinetische Energie (die aus kinematischen Gründen direkt die Bestimmung der Neutrinoenergie erlaubt - vgl. Gleichung (3.4) ) und zerstrahlt dann mit einem Elektron. Mit einer vom Einfangquerschnitt des Umgebungsmaterials für Neutronen abhängigen Verzögerung (typischerweise im Bereich einiger zehn bis hundert Mikrosekunden) wird das Neutron an einem Kern eingefangen, der daraufhin seine (isotopentypische) Anregungsenergie in Gammastrahlung abgibt. Finden diese Prozesse in einem szintillierenden Material statt (was bei den notwendigen großen Volumina im Regelfall Flüssigszintillatoren bedeutet), so können diese Ereignisse als „**prompter**“ und „**verzögerter**“ **Lichtblitz** detektiert werden. Man sucht also effektiv nach zwei Ereignissen in je einem definierten Energiefenster, die sich innerhalb einer typischen Verzögerungszeit abgespielt haben. Auf diese Weise reduziert sich der Untergrund bereits deutlich, vorausgesetzt die Rate an einzelnen Untergrundereignissen im relevanten Energiebereich ist niedrig im Vergleich zum Koinzidenzzeitfenster.

Nachdem die Ergebnisse der ersten Generation von Reaktorneutrino-Experimenten lediglich eine obere Grenze für  $\Theta_{13}$  ergaben, wurden Konzepte erarbeitet, die eine **signifikante Steigerung der Messgenauigkeit** um mindestens eine Größenordnung erlauben sollten [Anderson u. a., 2004]. Die wichtigsten Verbesserungspunkte umfassten dabei:

- Bessere Statistik durch längere Laufzeit und/oder größere Targetmasse
- Kleinere systematische Fehler durch ein **Mehrdetektorkonzept**, das eine relative Messung des Neutrinoflusses einer Quelle in verschiedenen Entfernungen erlaubt
- Niedrigere Untergrundraten durch reinere Materialien und adaptiertes Detektordesign

Alle laufenden oder im Aufbau befindlichen Generation-2-Experimente setzen diese Vorschläge mehr oder weniger konsequent um. Im Fall von Double Chooz bedeutet dies den Einsatz zweier identischer Detektoren mit jeweils einem knapp verdoppelten Targetvolumen gegenüber dem CHOOZ-Experiment, einer Laufzeit von etwa fünf Jahren gegenüber einem

knappen dreiviertel Jahr bei CHOOZ, strenge Materialauswahl und zwei unabhängige Myon-Veto-Systeme, um den kosmogenen Untergrund mit hoher Präzision überwachen zu können. Der Double Chooz-Detektor wird im Detail in Kapitel 3 vorgestellt.

Der entscheidende Aspekt des Mehrdetektorkonzeptes besteht darin, den Elektronantineutrinofluss der Quelle in zwei unterschiedlichen Entfernungen zu messen – idealerweise einmal direkt an der Quelle, das zweite mal dicht an dem Ort, an dem der Oszillationseffekt maximal wird<sup>5</sup>. Im **Vergleich der gemessenen Raten** und unter Berücksichtigung der  $r^{-2}$ -Abhängigkeit kann das Verschwinden eines Bruchteils der Reaktorantineutrinos untersucht werden, ohne auf die Kenntnis des Quellflusses angewiesen zu sein. Gerade die Ungenauigkeit in der Kenntnis des Quellflusses war aber der dominierende Beitrag zum systematischen Fehler der Experimente der ersten Generation.

## 1.2. Myonen als Untergrundquelle in Neutrino-Experimenten

Experimente mit Neutrinos weisen aufgrund der involvierten niedrigen Wirkungsquerschnitte typischerweise eine **sehr geringe Zählrate** auf und sind daher anfällig für jede Art von Untergrund, der nicht praktisch vollständig von den zu beobachtenden Ereignissen abgetrennt werden kann. Je nach untersuchter Signatur sind dies radioaktive Zerfälle im Detektormaterial oder auch durch kosmische Strahlung induzierte Sekundärteilchen und Energiedepositionen. Während erstere in günstigen Fällen durch Materialauswahl verringert und durch relativ simple Energie- und Zeitfenster-Selektionen unterdrückt werden können, verursachen letztere eine Vielzahl unterschiedlichster Ereignisarten und erfordern besondere Anstrengungen zu ihrer Kontrolle. Wie wir im nächsten Abschnitt sehen werden, sind die für uns relevanten Bestandteile der kosmischen Strahlung Myonen, die selbst in Tiefen von einigen 1000 m.w.e. vordringen.

### 1.2.1. Kosmische Strahlung

Wenn an dieser Stelle etwas unscharf gesprochen von kosmischer Strahlung die Rede ist, meint man nicht im eigentlichen Sinne die kosmische Strahlung – die ja die Vereinigung aller auf die Erdatmosphäre auftreffenden extraterrestrischen Teilchen ist – sondern vielmehr deren auf dem Erdboden und weit darunter nachweisbaren Folgeprodukte. Die wörtlich kosmische Strahlung, die bis Energien von  $10^{21}$  eV nachgewiesen ist, besteht zu etwa 90% aus hochenergetischen Protonen. Sie interagiert mit Atomen der Erdatmosphäre und produziert dabei

---

<sup>5</sup>Die Oszillationswellenlänge ist durch die Massenquadrate festgelegt, so dass auch ohne Kenntniss des Mischungswinkels bestimmt werden kann, wo sich das Maximum befindet. Tatsächlich ist aufgrund der  $r^{-2}$ -Abhängigkeit des Neutrinoflusses der vorteilhafteste Ort für den zweiten Detektor nicht genau im Maximum, sondern etwas in Richtung der Quelle verschoben. Mehr dazu in Abschnitt 3.1.

hauptsächlich geladene Mesonen, deren Zerfall unter anderem zu **Myonen und Antimyonen** führt. In einer als Kaskade bezeichneten Kettenreaktion können diese weitere Sekundärteilchen erzeugen, so dass auf der Erdoberfläche ausgedehnte **atmosphärische Schauer** auftreten.

Diejenigen unter den Myonen mit ausreichend großen Energien können dann bis in große Tiefen propagieren, bevor sie schließlich zerfallen oder an einem Kern eingefangen werden. Dabei beobachtet man, dass mit zunehmender Tiefe ihre Rate naturgemäß abnimmt, die durchschnittliche Energie der Myonen dagegen zunimmt. Die hochenergetischen Proton- und Elektronkomponenten der Schauer, die in großen Höhen größere Intensitäten als die Myonkomponente aufweisen, werden deutlich stärker absorbiert, so dass letztere auf der Erdoberfläche (man verwendet als Fixpunkt gerne die Meereshöhe) dominiert.

### 1.2.2. Myon-induzierter Untergrund

Als geladene Teilchen produzieren Myonen beim Durchgang durch Materie Bremsstrahlungsphotonen, Elektronen durch Ionisation oder Paarerzeugung – dabei natürlich ebenso Positronen – aber auch (z.T. instabile) Isotope, Protonen und Neutronen durch Spallation oder als Folge von Einfangreaktionen. Diese können wiederum weitere Sekundärteilchen erzeugen, so dass letztendlich eine große Bandbreite an Reaktionen als Folge eines Myons möglich ist, sogar wenn es selbst den Detektor gar nicht durchquert. An den Standorten der Double Chooz-Detektoren entfällt auf den Ionisationsenergieverlust der mit Abstand größte Anteil, da die mittlere Myon-Energie mit etwa 10 GeV für den nahen und 63 GeV für den fernen Detektor verglichen mit tiefen Untergrundlaboren niedrig ist.

Nach den Ausführungen des Abschnitts 1.1.4 ist nachvollziehbar, dass im Fall von Double Chooz Reaktionen, die schnelle Neutronen erzeugen, und solche, bei denen  $\beta$ -instabile Isotope entstehen, die zusätzlich noch Neutronen aussenden (wie beispielsweise  ${}^9\text{Li}$ ), von besonderem Interesse sind, da sie für sich genommen bereits eine Signatur aufweisen, die mit der der Neutrinoereignisse überlappt. Man spricht bei solchen Untergründereignissen von **korreliertem Untergrund**, im Gegensatz zum **zufälligen Untergrund**, bei dem zwei unabhängige Einzelereignisse zu einem Untergründereignis kombinieren. Mit Hilfe sorgfältiger und ausführlicher Monte-Carlo-Simulationen kann im Fall von Double Chooz gezeigt werden, dass der myoninduzierte zufällige Untergrund gegenüber dem korrelierten gering ist und die erwartete myoninduzierte Untergrundrate insgesamt nicht zuletzt dank der zwei Myon-Veto-Systeme auf etwa 2,2 Ereignisse pro Tag beschränkt ist.

m.w.e.	Meter Wasseräquivalent	Einheit zur Beschreibung einer Abschirmdicke, die den Vergleich zwischen verschiedenen Zusammensetzungen erlaubt.
SPE	single photoelectron	Photomultipliersignal, bei dem nur ein einziges primäres Photoelektron an der Photokathode ausgelöst wird.
SNU	solar neutrino unit	Einheit für Raten bei Experimenten mit solaren Neutrinos, $1 \text{ SNU} = 10^{-36}$ Neutrinoeinfänge pro Targetatom und Sekunde
DUQ	Digital Unit of Charge	Ladungseinheit, die den minimalen Unterschied im Ausgangssignal eines ADCs bzw. QDCs darstellt. Im vorliegenden Fall gilt in etwa $1 \text{ SPE} \approx 50 \text{ DUQ}$ (inneres Veto) bzw. $1 \text{ SPE} \approx 200 \text{ DUQ}$ (innerer Detektor).

Tabelle 1.2.: Abkürzungen und ihre Bedeutung

### 1.3. Konventionen

Im ganzen Text werden *Namen* hervorgehoben, ebenso wurde beschlossen, **zentrale Begriffe** zu kennzeichnen, um ein rasches Auffinden relevanter Stellen zu erleichtern. Tabelle 1.2 listet die verwendeten weniger gebräuchlichen Abkürzungen auf.

Wenn nicht ausdrücklich anders angegeben, gilt die *Einstein*-Summenkonvention, die festlegt, dass über einen Index, der sowohl kovariant als auch kontravariant auftritt, summiert wird. Die verwendete *Minkowski*-Metrik folgt der Vorzeichenkonvention  $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}[-+++]$ . Zur übersichtlicheren Darstellung werden Gleichungen in natürlichen Einheiten wiedergegeben, so dass gilt  $c = \hbar = 1$ . Tabelle 1.3 erläutert die für mathematische Objekte oder ihre Komponenten verwendeten Schreibweisen.

$\vec{v}$	Vektor
$v_\alpha$	$\alpha$ -te Komponente eines Vierervektors
$\mathbf{M}$	Matrix
$\mathcal{O}$	quantenmechanischer Operator
$\not{a}$	<i>Dirac</i> -Schreibweise für $\gamma^\mu a_\mu$
$\gamma^\mu$	$4 \times 4$ Gamma-Matrizen, beinhalten die <i>Pauli</i> -Spin-Matrizen $\sigma^k$ es gilt $\gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & -\mathbf{i} \\ -\mathbf{i} & \mathbf{0} \end{pmatrix}$ , $\gamma^k = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & -i\sigma^k \\ i\sigma^k & \mathbf{0} \end{pmatrix}$
$D$	kovariante Ableitung, $D_\mu \phi^i(x) = \partial_\mu \phi^i(x) - iA_\mu^a(x)(T_a)_j^i \phi^j(x)$ , wobei $A_\mu^a$ die Spin-1-Felder und $T_a$ die Generatoren des Symmetriegruppe sind.

Tabelle 1.3.: Schreibweisen mathematischer Objekte



## 2. Theoretische Grundlagen und experimenteller Stand

In diesem Kapitel sollen die für diese Arbeit grundlegenden Modelle und Ergebnisse der modernen Teilchenphysik vorgestellt und, wo relevant, eingehender besprochen werden. Dazu gehört natürlich vor allem das sogenannte **Standardmodell der Teilchenphysik**, dem der erste Abschnitt gewidmet ist. Wie wir sehen werden, erfordern mittlerweile gut gesicherte experimentelle Resultate (vgl. Kapitel 2.3) eine Erweiterung des Standardmodells zumindest im Neutrinosektor. Nachdem im zweiten Teil des Kapitels diese Erweiterungen vorgestellt werden, wendet sich der dritte Abschnitt den Experimenten zu und soll einen kurzen Abriss ihrer Methoden und Ergebnisse vorstellen. Im vierten und letzten Teil des Kapitels wechselt der Fokus von Neutrinos hin zu **kosmischer Strahlung**, insbesondere Myonen und ihren Sekundärteilchen.

### 2.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik vereinigt die Beschreibung der bekannten Elementarteilchen und der ihren Interaktionen zugrundeliegenden Kräften. Es hat die Form einer **renormierbaren, Lorentz-invarianten Quantenfeldtheorie**, ist unitär und lokal, mit einem nach unten begrenzten Spektrum des *Hamilton*-Operators [Burgess und Moore, 2007] und wird als *Lagrange*-Dichte  $\mathcal{L}$ , die eine Summe von freie-Teilchen-Termen und Wechselwirkungstermen enthält, dargestellt. Während die moderne Physik vier grundlegende Wechselwirkungen kennt, sind im Standardmodell dabei lediglich drei von ihnen, nämlich die starke, schwache und elektromagnetische Wechselwirkung, inkorporiert. Die Gravitation kann nicht innerhalb des Formalismus des Standardmodells behandelt werden (die Allgemeine Relativitätstheorie ist nicht renormierbar, vgl. z.B. [Weinberg, 1995]). Aufgrund ihrer relativen Schwäche auf mikroskopischen Skalen stellt dies jedoch kein Problem für die Vorhersagekraft des Standardmodells dar. Ganz im Gegenteil konnten eine Reihe bis dahin unbekannter Teilchen wie das **top**- oder **charm**-Quark ([Glashow u. a., 1970; Kobayashi und Maskawa, 1973]) nach Vorhersagen des Standardmodells in Beschleunigerexperimenten nachgewiesen werden, wobei die gemessenen mit den vorhergesagten Eigenschaften in ausgezeichneter Übereinstim-

mung sind.

Grundlegend für die mathematische Struktur des Standardmodells sind die den Wechselwirkungen innewohnenden Symmetrien bzw. deren spontane Brechung, auf die im Unterabschnitt 2.1.3 näher eingegangen wird. Dem *Noether*-Theorem folgend existieren zu jeder (ungebrochenen) Symmetrie Erhaltungsgrößen, die die möglichen Übergänge innerhalb des Modells definieren.

Um das Standardmodell vollständig zu bestimmen, ist die experimentelle Festlegung von 19 freien Parametern [Griffiths, 2008] notwendig (15 davon im *Higgs*-Sektor der *Lagrange*-Dichte), die nicht aus dem Modell heraus erklärt werden können – eine Tatsache, die als Hinweis auf eine noch unbekanntere fundamentalere Theorie verstanden werden kann.

Bemerkenswert ist das Auftreten **dreier Teilchengenerationen**, die sich im Wesentlichen durch ihre Massen voneinander unterscheiden. Die einzigen stabilen Teilchen sind dabei diejenigen, die lediglich aus Bauteilen der leichtesten Generation zusammengesetzt sind, wie im Abschnitt 2.1.2 zu sehen sein wird.

Zu jedem Teilchen im Standardmodell existiert ein Antiteilchen (das bei elektrisch neutralen Teilchen durchaus mit dem Teilchen identisch sein kann, wie es beispielsweise beim Photon der Fall ist), das sich (wenn überhaupt) nur durch das Vorzeichen seiner elektrischen Ladung vom Teilchen unterscheidet. Dennoch ist die Theorie nicht invariant unter Austausch von Teilchen und Antiteilchen (**Ladungskonjugation**  $\mathcal{C}$ ), und auch die Kombination von Ladungs- und **Paritätsumkehr** ( $\mathcal{CP}$ ) führt in der schwachen Wechselwirkung zu unterschiedlichem Verhalten. Dies ist zwar hinsichtlich der beobachteten Materie-Antimaterie-Asymmetrie im Universum durchaus eine gewünschte Eigenschaft (und eines der drei *Sacharow*-Kriterien), nur ist der Effekt bei weitem nicht stark genug, so dass das „Problem der fehlenden Antimaterie“ immer noch eines der größten ungelösten Rätsel der modernen Physik ist. Wie wir sehen werden, kann das Double Chooz-Experiment einen Beitrag zu seiner Klärung leisten.

### 2.1.1. Kräfte

Kräfte werden im Standardmodell durch Austauschteilchen vermittelt, die an bestimmte Eigenschaften der Teilchen koppeln, die man als „**Ladungen**“ bezeichnet. Dabei können die Austauschteilchen selbst sowohl geladen als auch neutral sein. So ist es etwa die „Farbladung“ genannte Eigenschaft, die für eine Interaktion über die starke Wechselwirkung – also Gluonenaustausch – bestimmend ist. Die Gluonen tragen hierbei selbst Farbladung, koppeln also auch untereinander, im Gegensatz zu beispielsweise Photonen. Die unterschiedlichen Reichweiten und relativen Stärken der verschiedenen Kräfte sind direkt auf die Eigenschaften ihrer Austauschteilchen zurückzuführen, welche in Abschnitt 2.1.2 vorgestellt werden. In diesem Sinne können alle im Standardmodell enthaltenen Kräfte vollständig über Teil-

Wechselwirkung	Austauschteilchen	betroffene Teilchen	Invariant unter
elektromagnetisch	Photon	$\mathbf{q}, \ell, W^\pm$	$\mathcal{C}, \mathcal{P}, \mathcal{T}$
schwach	$W^\pm, Z^0$	alle Fermionen	$\mathcal{CPT}$
stark	Gluonen	$\mathbf{q},$ Gluonen	$\mathcal{C}, \mathcal{P}, \mathcal{T}$

Tabelle 2.1.: Vergleich der Wechselwirkungen im Standardmodell

cheninteraktionen beschrieben werden. Jedem Teilchentyp wird dazu ein Feld zugeordnet, dessen Transformations- und Symmetrieeigenschaften zu den beobachteten Teilcheneigenschaft (abgesehen von der Masse) führen (vgl. Abschnitt 2.1.3). Wie wir sehen werden, ist beispielsweise die Trennung zwischen elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung ein Effekt der spontanen Brechung einer solchen Symmetrie, weshalb die elektrische Ladung eigentlich keine grundlegende Erhaltungsgröße im Standardmodell darstellt.

### 2.1.2. Teilchen

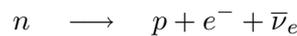
Der Teilchengehalt des Standardmodells kann auf mehrfache Weise gegliedert werden. Eine erste Kategorisierung ist die in Teilchen mit halb- und mit ganzzahligem Spin, **Fermionen** bzw. **Bosonen** genannt. Sie unterscheiden sich in fundamentaler Weise durch ihr Verhalten in Mehrteilchensystemen. Während Fermionen der *Fermi-Dirac*-Statistik folgend Zustände nur einfach besetzen können, gilt für Bosonen die *Bose-Einstein*-Statistik, die eine mehrfache Besetzung von Zuständen erlaubt. Betrachtet man nur Teilchen, die (nach jetzigem Kenntnisstand) nicht zusammengesetzt sind, so kann man Fermionen als die Bausteine der Materie charakterisieren, wohingegen Bosonen Austauschteilchen sind, die die Wechselwirkungen vermitteln<sup>1</sup>.

#### Fermionen

Innerhalb der Fermionen können weitere Unterteilungen vorgenommen werden. Diejenigen Fermionen, die nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, werden **Leptonen** genannt und sind in Tabelle 2.2 aufgeführt. In jeder der drei Lepton-Generationen existiert ein geladenes und ein neutrales Teilchen (das jeweilige **Neutrino**), die man demselben **Flavor**-Typ zuordnet. Sortiert nach den Massen der geladenen Teilchen vom leichtesten zum schwersten, sind dies die Elektron-, Muon-, und Tau-Flavors. Die stark wechselwirkenden Fermionen werden **Quarks** genannt – auch sie liegen in drei Generationen mit jeweils zwei Teilchen vor,

<sup>1</sup>In zusammengesetzten Systemen wie z.B. Atomkernen kann durch geeignete Kombinationen durchaus ein ganzzahliger Spin für Materieteilchen erzielt werden. Solche Systeme sind beispielsweise die Grundlage für Bose-Einstein-Kondensate.

im Gegensatz zu den Leptonen tragen sie allerdings die Ladung  $+\frac{2}{3}e$  bzw.  $-\frac{1}{3}e$ . Tabelle 2.2 listet auch alle bekannten Quarks gegliedert auf. Jedes Quark trägt dabei immer eine Farbladung, so dass man es strenggenommen als Triplet ( $\mathbf{q}_r, \mathbf{q}_g, \mathbf{q}_b$ ) darstellen sollte. Da aber alle Quarks in allen Farbladungszuständen auftreten und für sich genommen in ihrem Verhalten unabhängig von ihrer Farbladung sind, wurde für diese Zusammenstellung darauf verzichtet. Da Quarks aufgrund der Eigenschaften der starken Wechselwirkung nicht frei existieren, beobachtet man nur gebundene Zustände mehrerer Quarks, die sogenannten **Hadronen**. Um die Eigenschaften dieser zusammengesetzten Teilchen zu verstehen, muss man eine komplexe, dynamische Struktur aus mehreren **Valenzquarks** und virtuellen Quark-Antiquark-Paaren annehmen, die durch ständigen Gluon-Austausch zusammengehalten wird. Die Valenzquarks definieren dabei den Teilchentyp. Die möglichen Kombinationen von Quarks zu Hadronen können durch die Eigenschaften der der starken Wechselwirkung zugeordneten Farbladung verstanden werden (siehe Kapitel 2.1.3) – vereinfacht gesagt müssen Teilchen „farbneutral“ sein. Aus ihr folgt die Gruppierung von Hadronen in **Mesonen** und **Baryonen**. Mesonen sind Teilchen, die als Valenzquarks je ein Quark und ein Antiquark aufweisen – damit haben sie ganzzahligen Spin, werden demzufolge unter den Bosonen eingegliedert und im dazugehörigen Kapitel 2.1.2 besprochen. Baryonen dagegen sind aus drei Quarks zusammengesetzt<sup>2</sup>. Für die Beschreibung der Atomkerne stabiler Materie werden lediglich die zwei leichtesten Baryonen (das **Proton** mit den Valenzquarks (**up – up – down**) und das **Neutron** (**up – down – down**) benötigt. Das Proton ist allen experimentellen Ergebnissen zufolge stabil ( $\tau > 2,1 \cdot 10^{29}$  a, [PDG, 2010]), wogegen das freie Neutron mit einer Lebensdauer von  $\tau = 885,7 \pm 0,8$  s einen Betazerfall zu Proton, Elektron und Elektronantineutrino



durchführt – genauer betrachtet handelt es sich um einen  $W^-$ -Austausch, wie der *Feynman-Graph* in Abbildung 2.1 zeigt. Im Kern eines Atoms können Neutronen dagegen stabil sein. Als zusammengesetztes System weisen Hadronen neben ihrer Quarkkonfiguration als zusätzlichen Freiheitsgrad den **Gesamtspin**  $\mathcal{J}$  auf, der wie gewohnt aus den Spins der einzelnen Komponenten gebildet wird<sup>3</sup>. Aus den unterschiedlichen Kombinationen erhält man eine Vielzahl verschiedener Teilchen, die in verschiedene **Multipletts** unterteilt werden können, die die Vorhersage später experimentell nachgewiesener Teilchen ermöglichen.

<sup>2</sup>Exotischere Kombinationen, etwa fünf Valenzquarks (genauer gesagt vier Quarks und ein Antiquark) aufweisende **Pentaquarks** sind von der Theorie nicht ausgeschlossen, bisher aber nicht beobachtet.

<sup>3</sup>Im Grundzustand des Systems muss der Bahndrehimpuls null sein, so dass nur die Spins der einzelnen Konstituenten beitragen.

Name	Kürzel	Spin	Ladung [e]	Masse [MeV/c <sup>2</sup> ]
Elektron	$e^-$	1/2	-1	0,511 MeV
Muon	$\mu^-$	1/2	-1	105,7 MeV
Tau	$\tau^-$	1/2	-1	1777 MeV
Elektronneutrino	$\nu_e$	1/2	0	- (*)
Muonneutrino	$\nu_\mu$	1/2	0	- (*)
Tauneutrino	$\nu_\tau$	1/2	0	- (*)
up	u	1/2	+2/3	2,49 MeV
charm	c	1/2	+2/3	1270 MeV
top	t	1/2	+2/3	$172 \cdot 10^3$ MeV
down	d	1/2	-1/3	5,05 MeV
strange	s	1/2	-1/3	101 MeV
bottom	b	1/2	-1/3	4190 MeV

Tabelle 2.2.: Die im Standardmodell auftretenden Leptonen und Quarks mit Spin, Ladung und Masse, nach [PDG, 2010].

(\*) Wie im Kapitel 2.2.1 aufgeführt, erfordern die beobachteten Neutrinooszillationen von null verschiedene Massendifferenzen und zeigen gleichzeitig, dass Massen- und Flavoreigenzustände nicht identisch sind. Damit ist eine Angabe der Massen der Flavoreigenzustände physikalisch unsinnig.

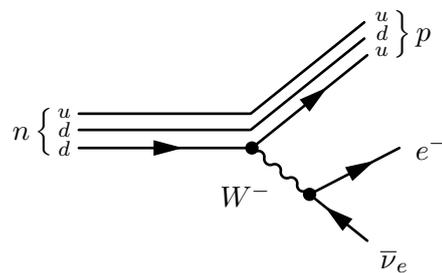


Abbildung 2.1.: Feynman-Graph des Betazerfalls eines Neutrons

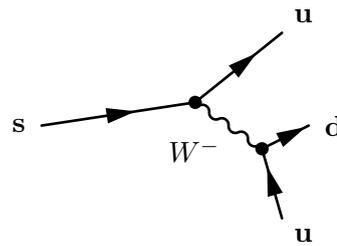


Abbildung 2.2.: Feynman-Graph des s-Zerfalls

### Bosonen

Alle der im folgenden vorgestellten Austauschbosonen sind Spin-1-Teilchen<sup>4</sup>, deren vertrautestes wohl das die elektromagnetische Wechselwirkung vermittelnde **Photon** ist. Es trägt weder Masse noch Ladung, ist stabil und ist mit seinem Antiteilchen identisch. Wie in Tabelle 2.1 aufgeführt, interagiert es mit allen elektrisch geladenen Teilchen.

Die schwache Wechselwirkung wird durch drei Bosonen vermittelt – das neutrale  $Z^0$ -**Boson**, das ebenfalls sein eigenes Antiteilchen ist, sowie das einfach geladene  $W^-$ -**Boson** und sein Antiteilchen, das  $W^+$ -**Boson**. Im Gegensatz zum Photon tragen diese Bosonen Masse (vgl. Tabelle 2.3) und sind instabil, etwa

$$\begin{aligned} W^- &\longrightarrow \ell^- + \bar{\nu}_\ell \quad (\text{vgl. auch Abb. 2.1}) \\ Z^0 &\longrightarrow q\bar{q} \end{aligned}$$

und viele weitere Zerfallskanäle. Alle Fermionen können mit den Bosonen der schwachen Wechselwirkung koppeln. Während ein  $Z^0$  nur Energie, Impuls und Spin überträgt, kann bei einem  $W^\pm$ -Austausch neben der elektrischen Ladung auch der Quarkflavor geändert werden – siehe beispielsweise den in Abbildung 2.2 dargestellten s-Zerfallskanal. Formal wird dieses Verhalten durch die Einführung einer Mischungsmatrix – der **CKM-Matrix**, benannt nach *Cabbibo*, *Kobayashi* und *Maskawa* – beschrieben, die darstellt, dass die Flavor-Eigenzustände der Quarks nicht exakt den Masseneigenzuständen entsprechen, sondern einer Linearkombination aus ihnen. Aufgrund dieser Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung sind die Quarkflavorquantenzahlen keine Erhaltungsgrößen.

Die Vermittlung der starken Wechselwirkung geschieht durch **Gluonen**. Die ihr zugrundeliegende Teilcheneigenschaft **Farbladung** beinhaltet drei Ladungen, konventionellerweise als „rot“, „grün“ und „blau“ bezeichnet, und die dazugehörigen Gegenladungen „antirrot“, „antigrün“ und „antiblau“. Als Austauschteilchen tragen Gluonen jeweils Farbe und Antifarbe, weshalb man zunächst neun Gluonen – alle möglichen Kombinationen von (Farbe-Antifarbe) – erwarten könnte. Berücksichtigt man aber, dass die Kombination  $(r + g + b)$  farbneutral

<sup>4</sup>Das hypothetische Austauschteilchen der Gravitation, das **Graviton**, soll einen Spin von 2 aufweisen, ist aber offensichtlich nicht Teil des Standardmodells.

Bezeichnung	Masse [GeV/c <sup>2</sup> ]	Ladung [e]	Spin [ $\hbar$ ]
$\gamma$	0	0	1
$Z^0$	91,2	0	1
$W^+$	80,4	1	1
$W^-$	80,4	-1	1
$g$ (★)	0	0	1
$H$	ca. 125 – 126 GeV	0	0

Tabelle 2.3.: Die im Standardmodell auftretenden Bosonen und ihre Eigenschaften, nach [PDG, 2010] bzw. für das  $H$  aus [ATLAS, 2012] und [CMS, 2012].

(★)  $g$  ist ein Oktett aus acht Teilchen mit unterschiedlicher Farbladung.

ist, ein Gluon mit  $r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b}$  dementsprechend ebenfalls farbneutral wäre und zwischen farbneutralen Teilchen ausgetauscht werden könnte – was im Widerspruch zu experimentellen Beobachtungen steht – so kann man im „Farbraum“ lediglich acht weitere voneinander und vom farbneutralen Zustand linear unabhängige Farbbasiszustände finden, die dann zu acht Gluonen führen<sup>5</sup>. In Kapitel 2.1.3 wird angedeutet, wie sich dieser Befund in der mathematischen Beschreibung widerspiegelt.

Zusätzlich zu diesen Austauscheteilchen beinhaltet das Standardmodell einen Formalismus, der es erlaubt, **massive Teilchen** zu beschreiben – bis zu diesem Punkt werden alle aufgeführten Teilchen als masselos behandelt. Dazu wird ein **Higgs-Feld** genanntes Skalarfeld mit nichtverschwindendem Vakuumerwartungswert definiert, das die  $SU(2) \times U(1)$ -Symmetrie auf geeignete Weise bricht. Neben dem Auftauchen der zu diesem Feld gehörenden *Higgs*-Bosonen  $H$  führt dies dazu, dass die  $W^\pm$ - und  $Z^0$ -Bosonen Masse erhalten. Die Wechselwirkung aller anderen Teilchen mit dem *Higgs*-Feld ermöglicht es dann, auch Fermionen Massen zuzuweisen, indem zusätzliche *Yukawa*-Terme in die *Lagrange*-Dichte einbezogen werden. Am LHC konnte unabhängig voneinander in den CMS- [CMS, 2012] und Atlas-Experimenten [ATLAS, 2012] ein Teilchen im für das *Higgs*-Boson erwarteten Massebereich mit einer Signifikanz oberhalb von fünf Sigma nachgewiesen werden, dessen bisher beobachtete Eigenschaften mit denjenigen des *Higgs*-Bosons verträglich sind.

Die letzten Bosonen, die hier angesprochen werden sollen, stellen einen Sonderfall dar: Die bereits erwähnten Mesonen sind  $\mathbf{q\bar{q}}$  Kombinationen mit ganzzahligem Spin. Obwohl es sich hierbei um zusammengesetzte Teilchen handelt, kann man sie mit einer gewissen Berechtigung trotzdem als Austauscheteilchen auffassen, als solche nämlich, die die **Kernkraft** vermitteln, also für die Bindung von Protonen und Neutronen in Atomkernen verantwortlich sind<sup>6</sup>.

<sup>5</sup>Ein Gluon trägt dann z.B.  $\frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{b} + b\bar{r})$  bei Wahl einer bestimmten Basis.

<sup>6</sup>Im modernen Verständnis ist die Kernkraft ein Nebeneffekt der starken Wechselwirkung, vergleichbar der

Da alle Mesonen instabil sind, treten sie nur im beschriebenen Kontext zwischen Nukleonen, als Anregungen in Kernen oder in energiereichen Kollisionen auf. Wir werden ihnen in dieser Hinsicht im Abschnitt 2.4 über die kosmische Strahlung wieder begegnen. Die leichtesten Mesonen sind die  $\pi$ -Mesonen, und ganz analog zu den Baryonen kann man hier wieder Multipletts zu den verschiedenen möglichen Spinzuständen und Zusammensetzungen definieren. Nicht unerwähnt soll an dieser Stelle bleiben, dass bei hohen Energien oberhalb von etwa 100 GeV die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung als eine vereinheitlichte **elektroschwache** Wechselwirkung aufgefasst werden kann, deren masselose Austauschteilchen  $W_i$ ,  $i \in \{1,2,3\}$  und  $B$  unterhalb dieser Energie als Linearkombinationen auftreten, die den  $W^\pm$ ,  $Z^0$  und Photonen entsprechen. Eine weitergehende **große vereinheitlichte Theorie**, die auf noch höheren Energieskalen auch die starke Wechselwirkung mit der elektroschwachen vereinen würde, könnte z.B. aus Stringtheoriemodellen herleitbar sein, die bisher aber nicht durch experimentelle Ergebnisse gestützt werden.

### 2.1.3. Mathematische Beschreibung

Wie bereits ausgeführt, werden im Standardmodell alle physikalischen Vorgänge durch Eigenschaften und Wechselwirkungen von Teilchen dargestellt. Als Feldtheorie beschreibt es diese Teilchen mathematisch durch Felder, die charakterisiert werden durch ihr **Transformationsverhalten** unter den Symmetrien seiner *Lagrange*-Dichte  $\mathcal{L}$ . Neben der globalen *Poincaré*-Symmetrie, die Translations- und *Lorentz*-Invarianz sicherstellt, fordert man weitere interne Symmetrien, um das beobachtete Teilchenspektrum zu erhalten. Die die Teilchenwechselwirkung vermittelnden Bosonen können als **Eichbosonen** dieser internen Symmetrien

$$SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1) \tag{2.1}$$

aufgefasst werden. Die in dieser Darstellung auftretende Symmetriegruppe  $SU_L(2) \times U_Y(1)$  führt zu vier masselosen Bosonen  $W_i$  und  $B$  mit den dazugehörigen Erhaltungsgrößen der schwachen Hyperladung  $Y$  und der dritten Komponente des schwachen Isospins  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$ . Erst wenn man ein Feld hinzunimmt, dessen Grundzustand nicht invariant unter dieser Symmetrie ist, erhält man als Ergebnis der resultierenden spontanen Symmetriebrechung die massiven  $W^\pm$ - und  $Z^0$ -Bosonen sowie das masselose Photon mit der Erhaltungsgröße  $Q$  der elektrischen Ladung<sup>7</sup>. Dieses Feld, das den Austauschbosonen der schwachen Wechselwirkung Masse verleiht, ist das *Higgs*-Feld. Die ungebrochene  $SU_C(3)$ -Symmetrie korrespondiert mit den acht masselosen Gluonen der starken Wechselwirkung und der Erhaltungsgröße Farbladung.

---

auf Polarisierungseffekten beruhenden *Van-der-Waals*-Wechselwirkung zwischen nominell neutralen Molekülen.

<sup>7</sup>Die „Ladung“ der schwachen Wechselwirkung, die durch die Flavor genannte Eigenschaft der Teilchen ausgedrückt wird, ist dagegen nicht erhalten!

dung.

Die *Lagrange*-Dichte  $\mathcal{L}$  des Standardmodells kann in extrem komprimierter Schreibweise in der Form [Peskin, 1997]

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{q}i\not{D}q + \bar{\ell}i\not{D}\ell - \frac{1}{4}(F_{\mu\nu}^a)^2 \\ & + |D_\mu\phi|^2 - V(\phi) \\ & - \left( \lambda_u^{ij} \bar{u}_R^i \phi \cdot Q_L^j + \lambda_d^{ij} \bar{d}_R^i \phi^* \cdot Q_L^j + \lambda_\ell^{ij} \bar{e}_R^i \phi^* \cdot L_L^j + \text{h.c.} \right) \end{aligned} \quad (2.2)$$

dargestellt werden. Die erste Zeile umfasst hierbei alle Teilchenwechselwirkungen ohne *Higgs*-Beitrag, die zweite das komplexe skalare *Higgs*-Feld  $\phi(x)$  selbst, und die dritte Zeile beschreibt die *Yukawa*-Kopplungen an das *Higgs*-Feld, über die die übrigen Teilchen ihre Masse erhalten.

Das Symbol  $\not{D}_\mu$  ist eine Kurzschreibweise für  $\gamma^\mu D_\mu$ , in der  $D_\mu$  die sogenannten kovarianten Ableitungen (jeder Term der ersten Zeile stellt eine Summe über alle möglichen Kopplungen und Teilchentypen dar) sind. Diese setzen sich für jeden der Summanden aus der üblichen Ableitung  $\partial$  und einem von den Bosonfeldern und den Symmetrien der jeweiligen Wechselwirkung abhängigen Anteil zusammen. Für Quarks unter der starken Wechselwirkung gilt beispielsweise

$$D_{\mu\beta}^\alpha = \partial_\mu \delta_{\alpha\beta} + ig_s G_\mu^i \frac{1}{2} \lambda_{\alpha\beta}^i$$

mit der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung  $g_s$ , den acht Gluonfeldern  $G_\mu^i$  und den acht *Gell-Mann*-Matrizen  $\lambda^i$ , die eine Repräsentation der Generatoren von  $SU(3)$  sind.  $\alpha, \beta \in \{1, 2, 3\}$  sind Farbindizes,  $i \in \{1, \dots, 8\}$  und  $\mu \in \{0, \dots, 3\}$  der übliche Koordinatenindex.

Im letzten Term der ersten Zeile von Gleichung (2.2) sind die Anteile aufsummiert, in die die Fermionfelder nicht eingehen. Sie beinhalten die Kopplungskonstanten, die Feldstärketensoren und ebenfalls die Symmetrieeigenschaften über die Strukturkonstanten der Repräsentation der Symmetriegruppe.

Von Bedeutung ist im weiteren die Tatsache, dass sich links- und rechtshändige Teilchen hinsichtlich ihres Verhaltens in der schwachen Wechselwirkung unterscheiden. Die linkshändigen Teilchen transformieren sich unter  $SU(2)$  als Dubletts,

$$q_{mL} = \begin{pmatrix} u_m \\ d_m \end{pmatrix}_L \quad \ell_{mL} = \begin{pmatrix} \nu_m \\ e_m \end{pmatrix}_L$$

wobei der Index  $m$ ,  $m \in \{e, \mu, \tau\}$  über die drei Teilchengenerationen läuft. Rechtshändige Teilchen dagegen sind Singulets<sup>8</sup>. Insbesondere enthält das Standardmodell **kein rechts-**

<sup>8</sup>Anschaulich kann deshalb ein rechtshändiges Teilchen nie über einen  $W^\pm$ -Austausch in ein anderes

**händiges Neutrino**feld. Betrachtet man die *Yukawa*-Terme der letzten Zeile in Gleichung (2.2), führt uns dies unmittelbar darauf, dass Standardmodell-Neutrinos masselos sind – alle *Yukawa*-Terme enthalten zwingend die rechtshändigen Felder.

#### 2.1.4. Neutrinos im Standardmodell

Die Beschreibung der Neutrinos im Standardmodell, wie wir sie bis hierhin kennengelernt haben, besteht aus drei linkshändigen Feldern  $\nu_{mL}$ , die mit den linkshändigen Feldern der geladenen Leptonen  $\ell_{mL}$  zu Dubletts zusammengefasst werden, um ihre Transformation unter  $SU(2)$  wiederzugeben. Mangels Farbladung sind sie invariant unter  $SU(3)_C$ , ebensowenig tragen sie elektrische Ladung oder Masse. Als masselose Teilchen haben sie eine definierte Helizität – Neutrinos sind linkshändig, Antineutrinos rechtshändig. Man erwartet, dass die drei Leptonenzahlen  $L_e, L_\mu, L_\tau$  jede für sich erhalten sind, da im Standardmodell keine Prozesse enthalten sind, die diese Zustände miteinander mischen<sup>9</sup>. Aufgrund der hohen Masse der  $W^\pm$ - und  $Z_0$ -Bosonen und der damit verbundenen kurzen Lebensdauer ist der Wirkungsquerschnitt für Neutrinoreaktionen ausserordentlich klein, für Neutrinos im MeV-Bereich von der Größenordnung  $10^{-43} \text{ cm}^2$  beispielsweise für  $W^\pm$ -Austausch.

#### 2.1.5. Kosmologie

Auch in der Kosmologie, der Beschreibung der Evolution des gesamten Universums, spielen Neutrinos eine bedeutende Rolle, und zwar sowohl in der frühesten Ära unmittelbar nach dem Urknall, als auch in der Entwicklungsgeschichte individueller Sterne – letzteres auf spektakuläre Weise exemplifiziert durch die Beobachtung der Supernova SN1987A in mehreren Neutrino-detektoren (z.B. [Kamiokande-II, 1987; Bionta u. a., 1987]).

Unserer Vorstellung der Entwicklung des Kosmos zufolge stellen Neutrinos mit etwa  $170 \text{ cm}^{-3}$  (desgleichen für Antineutrinos) gemittelt über den gesamten Raum zahlenmäßig den weitaus größten Anteil an Fermionen. Dieser im wesentlichen **primordiale Neutrino**untergrund, der ganz analog zum von COBE und WMAP vermessenen Mikrowellenuntergrund zu betrachten ist, hat – unter der Annahme masseloser Neutrinos – heute eine Temperatur von etwa 2K und ist demzufolge nicht direkt nachweisbar. Temperatur und Dichte können aus den Messwerten des Mikrowellenuntergrundes berechnet werden, beispielsweise entwickelt sich die Temperatur nach der  $e^+e^-$ -Annihilation im konstanten Verhältnis  $\frac{T_\nu}{T_\gamma} = \left(\frac{4}{11}\right)^{1/3}$ . Die Entkopplung der Neutrinos geschah dabei bei  $k_B T \approx 2 - 3 \text{ MeV}$ , das entspricht  $t_\nu \approx 1 \text{ s}$  gegenüber  $k_B T \approx 0,3 \text{ eV}$  oder  $t_\gamma \approx 377000 \text{ a}$ .

„gedreht“ werden – es liegt einfach nicht als Dublett vor. Auf das linkshändige Dublett kann  $SU(2)$  dagegen wie eine „Drehmatrix“ wirken und etwa ein Elektron in ein Elektronneutrino umwandeln.

<sup>9</sup>Das ist nicht vollständig korrekt, aber eine sehr gute Näherung bei Energien deutlich unter der  $W^\pm$ -Masse. Strenggenommen sind  $L_e - L_\mu, L_e - L_\tau$  und  $L_\mu - L_\tau$  die tatsächlich erhaltenen Größen.

Der Einfluss der Neutrinos in Modellen zur Beschreibung der primordialen **Nukleosynthese** erlaubt es, aus der Bestimmung der chemischen Zusammensetzung des Universums Grenzen z.B. für die Zahl der aktiven Neutrinospezies zu erhalten [Cyburt u. a., 2005]. Ebenso kann aus **Strukturbildungsmodellen**, die mit experimentellen Daten der Materieverteilung im Universum auf sehr großen Skalen (Galaxien und Galaxienhaufen), „**large scale structures**“, verglichen werden, eine obere Grenze für die Summe der Neutrinomassen  $\sum m_\nu \lesssim 1 \text{ eV}$  [Hannestad, 2010] bestimmt werden. Der tatsächliche Wert für 95 % c.l. ist stark abhängig vom Modell und der Datenauswahl und schwankt zwischen 0,3 und etwas mehr als 2 eV.

Auf stellarer Skala tragen Neutrinos im Gleichgewichtszustand nicht wesentlich zum Energietransport aus Sternen hinaus bei (ihr Beitrag liegt bei wenigen Prozent). Sie überbringen aber ein unmittelbares Bild aus dem Sterninneren und ermöglichen so, wie im Kapitel 2.3.1 dargelegt, die Prozesse in den zentralen Regionen mit Modellen zu vergleichen. Von entscheidender Bedeutung werden Neutrinos dagegen am Ende des Entwicklungszyklus eines Sternes, wenn der Gravitationsdruck mangels Brennmaterials nicht mehr vom thermischen Druck kompensiert werden kann und der Stern kollabiert. Bei genügend großer Masse  $m \gtrsim 8m_\odot$  im Kern führt dieser Kollaps zu einer sogenannten **Supernova** – in Sekunden wird die freiwerdende Gravitationsbindungsenergie in der Größenordnung  $10^{63} \text{ eV}$  größtenteils in Neutrinos freigesetzt und der äußere Mantel des Sterns in einer gewaltigen Explosion weggeschleudert. Dabei ist die Tatsache, dass nur Neutrinos aufgrund ihres kleinen Wirkungsquerschnittes zeitnah aus dem extrem verdichteten Kern entkommen und Energie auf die äußeren Schichten übertragen können, ein ganz zentraler Mechanismus im Ablauf einer solchen Sternexplosion [Raffelt, 1996].

## 2.2. Neutrino-physik jenseits des Standardmodells

Obwohl das Standardmodell die überwältigende Mehrheit aller Beobachtungen mit ausgezeichneter Genauigkeit beschreiben kann, gibt es Gründe, nach einer fundamentaleren Theorie zu suchen, die das Standardmodell als **Niederenergienäherung** beinhaltet – gerade so, wie sich die *Newtonsche* Kinematik aus der *Einsteinschen* für kleine Geschwindigkeiten ergibt. Neben grundsätzlichen Fragen nach den Ursachen der Werte der in das Standardmodell eingehenden Parameter sowie seiner Struktur selbst – Warum sind die Teilchenmassen gerade so, wie sie sind? Weshalb scheint es drei Teilchengenerationen zu geben? – mehreren sich experimentelle Hinweise, die zumindest Ergänzungen des Standardmodells zu erfordern scheinen. Der erste Sektor, auf dem sich eine solche Ergänzung etabliert hat, beschreibt das Verhalten der Neutrinos. Bevor wir uns diesem im Detail zuwenden, soll hier eine kurze Übersicht der übrigen „Baustellen“ gegeben werden, die sich, wie wir sehen werden, hauptsächlich aufgrund **kosmologischer Beobachtungen** aufgetan haben.

### 2.2.1. Experimentelle Hinweise auf Physik jenseits des Standardmodells

Es wurde in dieser Arbeit bereits mehrfach erwähnt, daher wenden wir uns dem Punkt **Materie-Antimaterie-Asymmetrie** hier nur der Vollständigkeit halber zu. Beobachtetes Faktum ist, dass das Universum, wie es sich uns präsentiert, zum überwältigenden Anteil aus Materie ( $\frac{\rho_{\text{Antimaterie}}}{\rho_{\text{Materie}}} < 10^{-9}$ ) besteht – selbst die Möglichkeit, dass sich Materie und Antimaterie sozusagen räumlich sortiert haben, müsste durch Annihilationsvorgänge in den Grenzregionen zu registrieren sein, was nicht der Fall ist. Die im hadronischen Sektor des Standardmodells auftretende  $\mathcal{CP}$ -Verletzung, wie sie in der CKM-Matrix der schwachen Wechselwirkung enthalten ist, liefert lediglich einen mehrere Größenordnungen zu kleinen Materieüberschuss. Leptonische  $\mathcal{CP}$ -Verletzung ist hingegen nicht Teil des Standardmodells.

Sie ist aber möglich unter der Annahme massiver, oszillierender Neutrinos, die von den in Kapitel 2.3 vorgestellten experimentellen Befunden gestützt wird und im Prinzip als etabliert zu betrachten ist. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt werden wird, ist eine hierfür notwendige Erweiterung zwanglos in das Standardmodell zu integrieren.

Dementgegen versprechen selbst massebehaftete Neutrinos trotz ihrer großen Anzahl keinen Durchbruch bezüglich des Problems der **dunklen Materie**. Beobachtungen der Rotationsgeschwindigkeit von Galaxien ergaben zu hohe Werte relativ zur sichtbaren Masse [Rubin u. a., 1980], so dass der Zusammenhalt der Galaxien entweder zusätzliche Materie oder eine Modifikation der Form des Gravitationspotentials auf großen Entfernungen erforderte. Detailliertere Untersuchungen zeigten, dass die Verteilung der unsichtbaren Gravitationsquellen nicht der der leuchtenden Materie folgt, sondern einen großen Bereich um die jeweilige Galaxie – den sogenannten **Halo** – mit einschließen muss, um die gemessenen Rotationskurven zu erklären. **Gravitationslinseneffekte am Bullet-Cluster** [Clowe u. a., 2006] konnten schließlich zeigen, dass die Schwerpunkte der beiden den Bullet-Cluster bildenden kollidierenden Galaxienhaufen nicht mit denjenigen der leuchtenden Materie zusammenfallen, sondern ihr vorauszuweichen scheinen, wie es für schwach interagierende und daher weitestgehend kollisionsfreie Materie zu erwarten wäre. Primordiale Neutrinos mit Massen unterhalb einiger eV scheiden aber als Kandidaten aus, da sie zu leicht sind, um in Strukturen dieser Größe gravitativ gebunden zu werden. Eine Modifikation des Gravitationspotentials, die am Schwerpunkt eines Systems nichts ändern würde, kann die Bullet-Cluster Beobachtung offensichtlich nicht erklären, so dass neue Teilchensorten benötigt werden, die im Standardmodell nicht auftreten.

Aus den **WMAP**-Daten [WMAP, 2009], die die Anisotropien in der **Mikrowellenhintergrundstrahlung** darstellen und somit Aufschluss über die Flachheit und damit die Energiedichte im Universum geben, ergibt sich im Weiteren, dass in dunkler Materie etwa fünf mal

so viel Masse vorliegt wie in baryonischer<sup>10</sup>, und dass dazu noch der Hauptanteil der Energiedichte im Universum aus einer bis dato unbekanntem Energieform besteht. Diese als **dunkle Energie** bezeichnete Größe – im einfachsten Fall beschrieben durch die von *Einstein* in seinen Feldgleichungen erst eingeführte und dann schmählich verstoßene kosmologische Konstante  $\Lambda$  – ist verantwortlich für die beschleunigte Expansion des Universums, die Rotverschiebungsmessungen an entfernten Supernovae [The Supernova Cosmology Project, 1999; Goldhaber, 2009] ans Tageslicht brachten.

### 2.2.2. Massive Neutrinos

Bei *Majorana*-Teilchen unterscheiden sich Teilchen nicht von Antiteilchen, es gilt also

$$\mathcal{CP}(\nu_-) \equiv \bar{\nu}_+ \stackrel{!}{=} \nu_+$$

(der Index gibt die Helizität<sup>11</sup> des Teilchens an). Für masselose Teilchen, die sich immer mit  $c$  bewegen, ist dies eine gültige Quantenzahl. Bei massiven Teilchen würde das  $\nu_+$  durch *Lorentz*-Transformation aus einem  $\nu_-$  entstehen, wenn sich für den Betrachter durch die Transformation die Flugrichtung des Neutrinos umkehrt. Massive Neutrinos können entweder als *Dirac*- oder als *Majorana*-Teilchen realisiert sein. Man könnte für  $m_\nu > 0$  also zwischen vier *Dirac*-Neutrinozuständen  $\nu_-$ ,  $\nu_+$ ,  $\bar{\nu}_-$  und  $\bar{\nu}_+$  unterscheiden, aber nur zwischen zwei *Majorana*-Zuständen  $\nu_- = \bar{\nu}_+$  und  $\nu_+ = \bar{\nu}_-$ . Erst Ergebnisse zukünftiger Experimente – speziell zum neutrino-losen doppelten Betazerfall – werden hier eventuell Klärung bringen können. In der mathematischen Beschreibung äußert sich dies folgendermaßen:

Für ein einzelnes freies Teilchen können die Beiträge zur *Lagrange*-Dichte, die einen Massenparameter enthalten, in der Darstellung mittels *Weyl*-Spinoren geschrieben werden als

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_D &= m_D (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \\ -\mathcal{L}_M &= \frac{1}{2} (m_M \bar{\psi} \psi^C + m_M^* \bar{\psi}^C \psi) \end{aligned}$$

mit der *Dirac*-Masse  $m_D$ , der *Majorana*-Masse  $m_M$  und  $\psi^C$  den *CPT*-Konjugierten der Spinoren  $\psi$ . Anstelle der Helizitätsindizes ( $+/-$ ) treten hier die Eigenzustände zum Chiralitätsoperator<sup>12</sup>, gekennzeichnet durch die Indizes  $R$  bzw.  $L$ , auf, die wie im Fall der Helizität als rechtshändig bzw. linkshändig bezeichnet werden.

<sup>10</sup>Während ein gewisser Anteil an baryonischer Materie durchaus bisher unbeobachtet sein kann, lassen Modellrechnungen zur primordialen Nukleosynthese eine derartig große Menge äußerst unwahrscheinlich erscheinen.

<sup>11</sup>Die Helizität entspricht der Projektion des Spins des Teilchens auf seine Impulsrichtung.

<sup>12</sup>Die Chiralität beschreibt den Eigenwert des Zustands zu  $\gamma_5$ , kann die Werte 1 und -1 annehmen und ist im masselosen Fall mit der Helizität identisch.

Man findet nun, dass  $\mathcal{L}_D$  invariant unter einer globalen Phasentransformation ist, mit der im Sinne des *Noetherschen* Theorems eine Erhaltungsgröße – die Leptonenzahl – verbunden ist, während dies für  $\mathcal{L}_M$  nicht gilt. Da nun aber für geladene Leptonen Übergänge  $\ell \rightarrow \bar{\ell}$  durch die Ladungserhaltung verboten sind, haben diese keinen *Majorana*-Massenterm und sind demzufolge *Dirac*-Teilchen, bei Neutrinos können dagegen beide auftreten. Im Detail betrachtet lässt sich der *Majorana*-Term in einen links- und einen rechtshändigen Anteil mit jeweils einem reellen Massenparameter  $m_L$  bzw.  $m_R$  aufspalten, und man erhält am Ende eine Matrixdarstellung des *Dirac-Majorana*-Massenterms

$$-2\mathcal{L}_{DM} = -2(\mathcal{L}_D + \mathcal{L}_M) = (\bar{\psi}_L, \bar{\psi}_L^C) \underbrace{\begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}}_{\mathbf{M}} \begin{pmatrix} \psi_R^C \\ \psi_R \end{pmatrix} + \text{herm. konj.},$$

wobei  $\mathcal{L}_{DM}$  die Summe der beiden Beiträge  $\mathcal{L}_D$  und  $\mathcal{L}_M$  ist. Für verschiedene Grenzfälle der Verhältnisse der Massenparameter  $m_D$ ,  $m_L$  und  $m_R$  erhält man reine *Dirac*-, reine *Majorana*-Neutrinos oder (für  $m_L = 0$ ,  $m_R \gg m_D$ ) das sogenannte **Seesaw-Modell**, das eine mögliche Lösung für das Problem der Lepton-Massenhierarchie (die extremen Unterschiede zwischen den Massen der leptonischen Teilchen) mit sich bringt. Diagonalisiert man in einem solchen Modell die Massenmatrix  $\mathbf{M}$ , so findet man als Masseneigenzustände ein leichtes Neutrino  $\nu$  und ein schweres *Majorana*-Neutrino  $N$ , für die

$$m_\nu = \frac{m_D^2}{m_R} \quad \text{und} \quad m_N \approx m_R$$

gilt; für genügend große  $m_R$  können so also beliebig kleine Neutrinomassen  $m_\nu$  erzeugt werden.

Die drei beobachteten Neutrinosorten können nun durch verschiedene Kombinationen von *Dirac*- und *Majorana*-Neutrinoefeldern realisiert sein. *Majorana*-Teilchen, die mit keiner Erhaltungszahl verbunden sind<sup>13</sup>, bringen dabei eine zusätzliche freie Phase gegenüber *Dirac*-Neutrinos, deren Felder man als Kombination zweier *Majorana*-Felder ansehen kann, ein. Anders formuliert können drei Neutrino flavors beispielsweise durch drei *Majorana*-Felder, entsprechend drei *Majorana*-Neutrinos<sup>14</sup>, oder durch sechs (geeignet miteinander gekoppelte) *Majorana*-Felder beschrieben werden. Die drei rechtshändigen *Majorana*-Felder, die im letzteren Fall auftreten, sind ein Beispiel sogenannter **steriler Neutrinos** – steril deshalb, weil sie weder an die  $Z^0$ - noch an die  $W$ -Bosonen koppeln, sondern lediglich durch die „Mi-

<sup>13</sup>Etwas kontraintuitiv gehorchen *Dirac*-Teilchen einer Symmetrie, die *Majorana*-Teilchen fehlt, aufgrund der Kopplung zweier unabhängiger Felder  $\nu_R$  und  $\nu_L$ , die verbunden ist mit einer Erhaltungsgröße.

<sup>14</sup>Im Fall dreier *Majorana*-Neutrinos kann eine der drei freien Phasen durch eine geeignete Transformation eliminiert werden (vgl. Gleichung (2.3)).

schung“ – wie sie im folgenden Abschnitt ausgeführt werden wird – mit den anderen, „aktiven“ Neutrinosorten an physikalischen Prozessen teilnehmen könnten.

Man könnte nun annehmen, *Majorana*-Neutrinos wären schon allein aufgrund der Unterscheidbarkeit zwischen Neutrino und Antineutrino beispielsweise im (inversen) Betazerfall keine mögliche Wahl für eine Beschreibung der Realität. Tatsächlich lässt sich aber zeigen, dass in diesen und allen anderen Prozessen die Selektivität auf die **Helizität** der Teilchen zurückgeführt werden kann, dass also etwa solare Neutrinos  $\nu_e$  deshalb keinen inversen Betazerfall induzieren, weil sie die falsche Helizität aufweisen, und nicht aufgrund eines prinzipiellen Unterschieds zu  $\bar{\nu}_e$ . Obwohl für massive Neutrinos die Helizität natürlich keine gute Quantenzahl darstellt, da sie vom Koordinatensystem des Beobachters abhängt, ist ihre Verletzung aufgrund der Kleinheit der Neutrinomassen dennoch stark unterdrückt, weshalb die Raten der helizitätsverletzenden Prozesse nicht null, aber sehr klein sind.

Die **experimentelle Bestimmung** des Wertes der Neutrinomassen ist herausfordernd. Mehrere Ansätze werden momentan verfolgt – zum einen die direkte Messung der effektiven Neutrinomasse  $m_\beta^2 = \sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2$  durch die Vermessung des **Endpunktes eines  $\beta$ -Zerfallsspektrums**<sup>15</sup>, zum anderen über den **neutrinolosen doppelten Betazerfall**, aus dem man die Größe  $\langle m_{\beta\beta} \rangle = |\sum_k m_k U_{ek}^2|$  bestimmt<sup>16</sup>. Im letzteren Fall sucht man nach dem Auftreten des Prozesses  $N(Z, A) \rightarrow N(Z + 2, A) + 2e^-$ , einem doppelten Betazerfall, der ohne Neutrinoemission stattfindet. Offensichtlich verletzt dieser Prozess die Leptonenzahlerhaltung. Das *Feynman*-Diagramm in Abbildung 2.3(b) zeigt, wie man sich den Ablauf schematisch vorzustellen hat, wenn der Austausch eines leichten Neutrinos der dominante Mechanismus ist – das im ersten Zerfall emittierte Antineutrino wird im zweiten Zerfall als Neutrino absorbiert. *Schechter* und *Valle* [Schechter und Valle, 1982] konnten zeigen, dass eine Beobachtung des neutrinolosen doppelten Betazerfalls prinzipiell eine (gegebenenfalls sehr kleine) *Majorana*-Masse des Neutrinos garantiert. Laufende Experimente zu dieser Frage sind beispielsweise GERDA [GERDA, 2005], Cobra [Zuber, 2001], EXO [Akimov u. a., 2005] oder Cuore [Fiorini, 1998]; sie sollen Sensitivitäten im Bereich von 100 meV bis hinab zu 10 meV in zukünftigen Ausbaustufen aufweisen<sup>17</sup>.

In die aktuellen Obergrenzen der Neutrinomassen, wie sie in Kapitel 1.1.1 angegeben sind, fließen Messwerte aus Satellitenmissionen und Betazerfallsexperimenten ein [Gonzalez-Garcia u. a., 2010]. Die **Massenhierarchie**, also die Abfolge der Neutrinomassen, werden wir in Kapitel 2.2.3 genauer betrachten, da unsere Informationen über sie im wesentlichen durch

<sup>15</sup>Im im Aufbau befindlichen Katrin-Experiment [KATRIN, 2001] wird hierfür Tritium verwendet – die erwartete Sensitivität soll bei 200 meV liegen.

<sup>16</sup>Aus kosmologischen Beobachtungen erhält man darüberhinaus eine modellabhängige Obergrenze für  $\sum m_i < (0,4 - 1,5) \text{ eV}$  [Gonzalez-Garcia u. a., 2010].

<sup>17</sup>Zur Bestimmung von  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  aus den gemessenen Zerfallsraten müssen zusätzlich isotopenspezifische Kernmatrixelemente  $M_{0\nu}$  mit hinreichender Genauigkeit berechnet werden, die von Kernmodell und Rechenmethode abhängen und für manche Isotope um bis zu einen Faktor drei streuen.

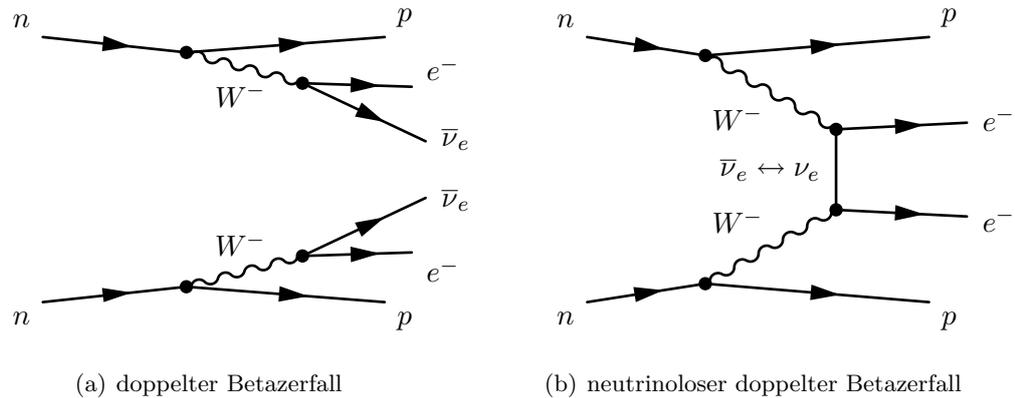


Abbildung 2.3.: Feynman-Graphen der Varianten des doppelten Betazerfalls

Oszillationsphänomene gegeben sind.

### 2.2.3. Neutrinooszillationen

#### Oszillationen im Vakuum

Die im vorangegangenen Kapitel vorgestellte Massenmatrix  $\mathbf{M}$  der Neutrinos kann durch eine geeignete Transformationmatrix  $\mathbf{U}$  auf Diagonalform gebracht werden. Die Basiszustände dieser Darstellung sind die **Masseneigenzustände** der Neutrinos und sind diejenigen, die relevant sind für die Propagation der Neutrinos durch die Raumzeit. Der *Lagrange*-Dichte-Term nimmt dann die Form

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}\bar{\nu}_i(\not{\partial} + m_i)\nu_i + \mathcal{L}_{\text{nc}} + \mathcal{L}_{\text{cc}}$$

an, mit dem gegenüber dem Standardmodell unveränderten, den neutralen Strom beschreibenden Term  $\mathcal{L}_{\text{nc}}$  und einem Term für die Beiträge des geladenen Stroms, in dem eine zusätzliche Matrix  $\mathbf{V}$  auftaucht:

$$\mathcal{L}_{\text{cc}} = \frac{igV_{ai}}{\sqrt{2}}W_{\mu}(\bar{\ell}_a\gamma^{\mu}(1 + \gamma_5)\nu_i) + \text{herm. conj.}$$

Der Index  $i$  läuft dabei über die drei Neutrinotypen  $i \in \{1,2,3\}$ , der Index  $a$  repräsentiert die geladenen Leptonen:  $\{\ell_1, \ell_2, \ell_3\} = \{e, \mu, \tau\}$ . Für drei *Dirac*-Neutrinos ist  $\mathbf{V} = \mathbf{U}$  und

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

mit der Kurzschreibweise  $s_{ij} = \sin \Theta_{ij}$ ,  $c_{ij} = \cos \Theta_{ij}$ , die die drei Mischungswinkel  $\Theta_{12}$ ,  $\Theta_{13}$  und  $\Theta_{23}$  enthält, sowie die eventuell von null verschiedene (und dann  $\mathcal{CP}$ -verletzende) *Dirac*-Phase  $\delta$ . Existieren dagegen drei *Majorana*-Neutrinos, gilt  $\mathbf{V} = \mathbf{U}\mathbf{K}$ , mit der üblichen Parametrisierung von  $\mathbf{K}$  durch zwei Phasenwinkel  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$\mathbf{U}$  ist als **PMNS-Matrix** bekannt, benannt nach *Pontecorvo*, *Maki*, *Nakagawa* und *Sakata*, und ist das Analogon zur CKM-Matrix der Quarks.

Die Relation zwischen Massen- und Flavoreigenzuständen ist dementsprechend gegeben durch

$$|\nu_i\rangle = V_{ai}|\nu_a\rangle \quad (2.4)$$

Entsteht ein Neutrino  $\nu_a$  in einem Prozess der schwachen Wechselwirkung im Flavorzustand  $a$  und propagiert frei über eine Strecke  $\vec{x}$ , um dort durch eine weitere schwache Wechselwirkung im Flavorzustand  $b$  detektiert zu werden, so gilt

$$\langle \nu_b(\vec{x}, t) | \nu_a(0, 0) \rangle = \langle \nu_b | \exp(-i\mathcal{H}t + i\hat{\mathbf{p}}\vec{x}) | \nu_a \rangle$$

und unter der Annahme ultrarelativistischer Neutrinos der Energie  $E_i$ <sup>18</sup>,

$$E_i = \sqrt{p^2 c^2 + m_i^2 c^4} \approx pc + \frac{m_i^2 c^3}{p} \approx E + \frac{m_i^2 c^4}{2E}$$

erhält man mit  $L = |\vec{x}|$  in der Basis der Masseneigenzustände hieraus

$$\langle \nu_b(\vec{x}, t) | \nu_a(0, 0) \rangle = \sum_i \exp\left(-im_i^2 \frac{L}{2E}\right) V_{bi} V_{ai}^*$$

und schlussendlich mit der Abkürzung  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$  für die Übergangswahrscheinlichkeit  $P_{\nu_a \rightarrow \nu_b}(E, L)$

$$P_{\nu_a \rightarrow \nu_b}(E, L) = |\langle \nu_b(L, t) | \nu_a(0, 0) \rangle|^2 = \sum_{ij} \exp\left(-i\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E}\right) U_{bi} U_{bj}^* U_{aj} U_{ai}^* \quad (2.5)$$

---

<sup>18</sup>Natürlich sind prinzipiell anstelle eines gemeinsamen  $p$  eigenzustandsabhängige  $p_i$  einzusetzen. Damit das Gleichungssystem bestimmbar wird, muss aber entweder die Energie oder der Impuls als identisch angenommen werden. Eine korrekte Behandlung, z.B. über quantenmechanische Wellenpakete [Giunti und Kim, 2001] oder vollständig quantenfeldtheoretisch [Akhmedov und Kopp, 2010] liefert für die Übergangswahrscheinlichkeiten glücklicherweise identische Ergebnisse.

Dieser Ausdruck macht deutlich, dass Oszillationsexperimente unempfindlich sind für die *Majorana*-Phasen  $\alpha_i$  und dass die Übergänge zwischen den verschiedenen Flavours in diesem Modell zwingend unterschiedliche Neutrinomassen voraussetzen.

Im Besonderen gilt für die Überlebenswahrscheinlichkeit von Reaktorelektronantineutrinos  $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$  mit Energien im MeV-Bereich für Propagationslängen  $L \lesssim \text{km}$  in guter Näherung

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx 1 - \sin^2 2\Theta_{13} \sin^2 \left( \Delta m_{31}^2 \frac{L}{4E} \right) - \cos^4 \Theta_{13} \sin^2 2\Theta_{12} \cdot \sin^2 \left( \Delta m_{21}^2 \frac{L}{4E} \right) \quad (2.6)$$

Für nicht zu kleine  $\Theta_{13} > 2^\circ$  ist auch der letzte ( $\Theta_{12}$ -abhängige) Term in dieser Gleichung aufgrund der Kleinheit von  $\Delta m_{21}^2$  gegenüber  $\Delta m_{31}^2$  vernachlässigbar.

### Oszillationen in Materie

In Materie wird das Propagationsverhalten der Neutrinos modifiziert durch die schwache Wechselwirkung. Während die Auswirkungen für alle Reaktionen mit  $Z^0$ -Austausch nicht vom Neutrino-Flavor abhängen, finden die Reaktionen mit geladenem Strom nur mit  $\nu_e$  statt, da die schwereren Leptonen nicht vorhanden sind. Vernachlässigt man Materiefluktuationen auf kleinen Skalen, so wird der Effekt durch den (geladener-Strom-) Term

$$\delta\mathcal{L} = \frac{G_F n_e}{\sqrt{2}} \left( i\bar{\nu}_e \gamma^0 (1 + \gamma_5) \nu_e \right)$$

in der *Lagrange*-Dichte beschrieben.  $n_e$  ist dabei die Elektronendichte,  $G_F$  die *Fermi*-Kopplungskonstante. Dieser Term wirkt wie ein zusätzliches Potential für das Elektroneneutrino, das sich effektiv als Modifikation von  $m_{\nu_e}$  in der Massenmatrix auswirkt und nach deren Diagonalisierung auf neue effektive Masseneigenzustände führt. Berechnet man die Übergangswahrscheinlichkeiten wie im vorangegangenen Kapitel 2.2.3, kommt man nun auf andere, von  $n_e$  abhängige Werte. Für geeignete Kombinationen von  $E$  und  $n_e$  kann es sogar zu einer starken Überhöhung der Oszillation, einem sogenannten **resonanten Flavorübergang** kommen. In einem vereinfachten Zwei-Neutrino-Szenario mit einem einzigen Mischungswinkel  $\Theta$  ist dies der Fall, wenn

$$\frac{G_F n_e}{\sqrt{2}} = \left( \frac{\Delta m^2}{4E} \right) \cos 2\Theta \quad (2.7)$$

Dieses nach Vorüberlegungen von *Wolfenstein* von *Mikheyev* und *Smirnov* ausgearbeitete Verhalten wird als **MSW-Effekt** bezeichnet und ist notwendig, um die Messwerte des solaren Neutrino-Flusses aus den in Abschnitt 2.3.1 vorgestellten Experimenten konsistent erklären zu können. Da die Resonanzbedingung in Gleichung (2.7) nur für positive  $\Delta m_{21}^2$  erfüllt werden kann, konnte so das Vorzeichen von  $\Delta m_{21}^2$  aus diesen Experimenten bestimmt werden.

### Massenhierarchie

Aus Gleichung (2.4) ergeben sich mithilfe der experimentell bestimmten Parameter zwei verschiedene Szenarien für die Verhältnisse der Neutrinomassen, die sich im Vorzeichen von  $\Delta m_{31}^2$  unterscheiden. In der **normalen Hierarchie** ist der Masseneigenzustand  $\nu_3$  derjenige mit der größten Masse. Naiv könnte man dies erwarten, da er den kleinsten Anteil an Elektronneutrinos enthält – sollten die Neutrinomassenverhältnisse also denen der geladenen Leptonen folgen, würde  $m_{\nu_3} > m_{\nu_2} > m_{\nu_1}$  gelten (vgl. auch Abbildung 2.4). Abgesehen von dieser Überlegung<sup>19</sup> gibt es aber keinen Grund, weshalb  $m_{\nu_3}$  nicht den kleinsten Wert annehmen sollte – man spricht dann von einer **invertierten Hierarchie**. Wie bereits erwähnt, konnte das Vorzeichen von  $\Delta m_{12}$  aufgrund der Auswirkungen des MSW-Effekts bei solaren Neutrinos bestimmt werden. Der Effekt ist prinzipiell auch zur Bestimmung der Massenhierarchie geeignet – in der normalen Hierarchie führt er zu einer kleineren effektiven Massenquadratdifferenz  $\Delta m_{13,\text{eff}}^2$ , in der invertierten Hierarchie zu einer größeren und modifiziert so die Oszillationslängen.

In die beobachteten Oszillationen (typischerweise  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ) geht auch der Term  $\sin^2(2\Theta_{13})$  ein, weshalb eine unabhängige Messung von  $\Theta_{13} > 0$  zum einen die erwartete Rate an Ereignissen festlegen würde und zum anderen in Kombination mit dem Ergebnis des Strahlexperimentes Zugang zu  $\delta$  gewähren könnte. T2K [Hagiwara u. a., 2006], ein laufendes Neutrinostrahl-Experiment in Japan, und NO $\nu$ A [NO $\nu$ A, 2004], ein im Aufbau befindliches Projekt in den Vereinigten Staaten, sind Vertreter dieser Art Experiment. Sollte deren erreichbare Sensitivität allerdings nicht ausreichen, ist man auf die Ergebnisse der nächsten Generation von long-baseline-Beam-Experimenten (z.B. LBNE [LBNE, 2013]) angewiesen. Für weiter in der Zukunft liegende Folgeexperimente sind momentan noch nicht verfügbare gerichtete Neutrinoquellen mit extrem hohen Intensitäten („ $\beta$ -Beam“-Experimente bzw. „Neutrino-Fabriken“, vgl. z.B. [Neutrino Factory/Muon Collider, 2004]) notwendig, um bei den erforderlichen großen Quelle-Detektor-Abständen (bei NO $\nu$ A beispielsweise  $L = 810$  km) eine akzeptable Rate erwarten zu können. Spätestens für die Realisierung dieser Generation von Experimenten ist es daher von großem Vorteil  $\Theta_{13} > 0$  bestätigt zu wissen.

#### 2.2.4. Weitergehende Ergänzungen zum Standardmodell

Allgemein können ohne größere Schwierigkeiten mehr als drei Neutrinosorten in Form steriler Neutrinos in das Standardmodell mit aufgenommen werden, ohne grundsätzlich durch experimentelle Ergebnisse ausgeschlossen zu sein (siehe hierzu insbesondere das Kapitel 2.3.2). Einschränkungen für die Beimischung steriler Neutrinos einer vierten Generation ergeben

<sup>19</sup>Vereinheitlichte Feldtheorien bevorzugen zwar aufgrund der Analogie zur CKM-Matrix ebenfalls die normale Hierarchie (die Spektren von Leptonen und Quarks sollten ähnlich aussehen), aber *Majorana*-Neutrinomassen würden dieses Argument entkräften.

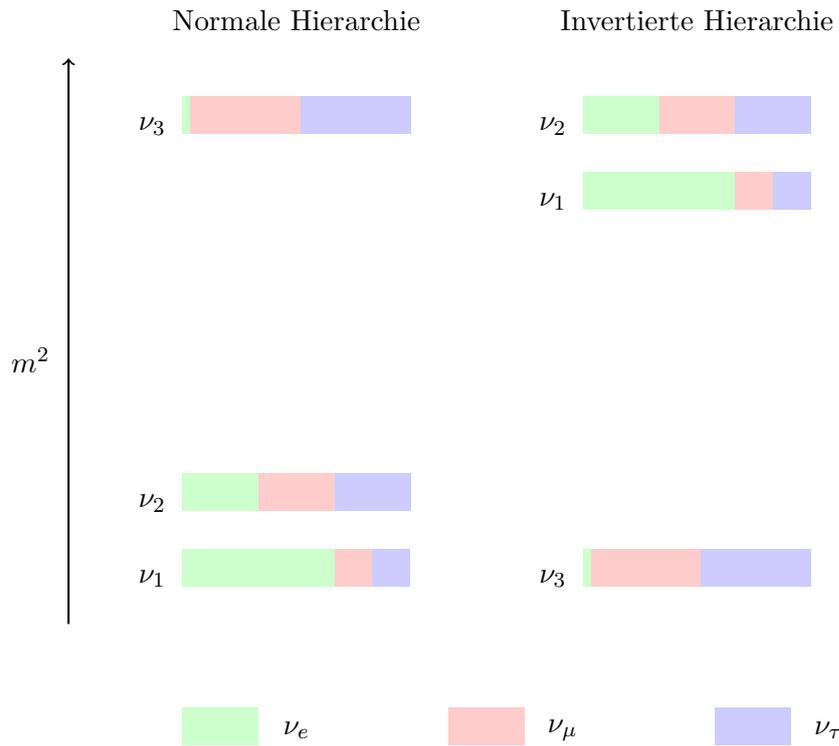


Abbildung 2.4.: Die beiden möglichen Neutrino-Massenhierarchien. Die Farben geben die Größe der Beiträge der Flavoreigenzustände an – genauer gesagt die Betragsquadrate der jeweiligen Einträge der Mischungsmatrix  $|U_{ai}|^2$ , mit  $a \in \{e, \mu, \tau\}$  und  $i \in \{1, 2, 3\}$ .

sich aus der direkten Messung von solaren, atmosphärischen und Reaktor-Neutrinoströmen sowie aus Supernova-Simulationen und den Messdaten von SN1987A, ebenso aus den Modellen zur Nukleosynthese und dem Mikrowellenhintergrund. Die maximal erlaubten Werte für Beiträge steriler Neutrinos in der Mischungsmatrix hängen von den Neutrinomassen ab, sind aber typischerweise  $|U_{ax}| < 0,1$ , stark abhängig vom hypothetischen  $\Delta m_{14}^2$  [Burgess und Moore, 2007].

Weitergehende Ergänzungen umfassen flavorverletzende neutrale Ströme, die mit nichtnormierbaren Beiträgen von höherer Dimension in  $m$  in der *Lagrange*-Dichte einhergehen. Sie können ebenfalls zu Oszillationseffekten führen. Zu Details dieser **nicht-Standard-Interaktionen**, kurz NSI genannt, sei etwa auf [Mohapatra u. a., 2004] verwiesen.

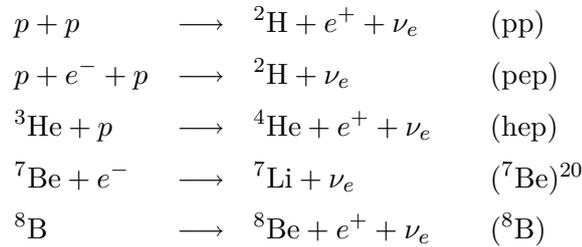
## 2.3. Bedeutende Experimente in der Neutrinophysik

Die Basis der vorausgehenden theoretischen Beschreibung der Neutrinos wurde durch eine ganze Reihe verschiedener Experimente unter Ausnutzung der bekannten hinreichend starken Neutrinoquellen gelegt. Wie die unterschiedlichen Konzepte realisiert wurden und in welchem Umfang sie unser Bild der Neutrinos geprägt haben, soll in diesem Abschnitt erläutert werden. Dabei wurde an dieser Stelle bewusst auf eine chronologische Gliederung verzichtet, um die Fortschritte innerhalb der einzelnen Gebiete in prägnanter Weise zusammenfassen zu können.

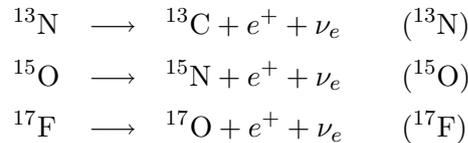
### 2.3.1. Solare Neutrinos

Experimente mit solaren Neutrinos messen den Neutrinofluss, der durch die Kernfusionsreaktionen in der Sonne generiert wird – ein reiner Elektroneneutrinofluss – und der auf der Erde etwa  $6,6 \cdot 10^{10} \frac{\nu}{\text{cm}^2\text{s}}$  beträgt [Bahcall, 2004]. Je nach experimenteller Technik ist dabei nur ein kleiner Teil des gesamten Neutrinospektrums der Sonne zugänglich. Das in Abbildung 2.5 gezeigte, nach dem **Standardsonnenmodell** erwartete Spektrum ist dabei zugleich Referenz und zu prüfendes Objekt. In derselben Abbildung ist der Sensitivitätsbereich der hier vorgestellten Experimente eingezeichnet.

Die verschiedenen Reaktionen, die zum dargestellten Fluss beitragen, sind



im sogenannten *pp*-Zyklus (der 98,8 % zum Energieumsatz der Sonne beiträgt), sowie



im CNO-Zyklus, aus dem dem Standardsonnenmodell [Raffelt, 1996] zufolge lediglich 1,2 % der Energie der Sonne stammen.

Primär werden daher in Experimenten mit solaren Neutrinos die **Überlebenswahrscheinlichkeiten für Elektronneutrinos** gemessen, in bestimmten Experimenten ergänzt um den totalen Neutrinofluss. Die zugänglichen Parameter sind dementsprechend  $\Theta_{12}$  und  $\Delta m_{21}^2$ .

### Homestake

Den ersten Hinweis auf die über das Standardmodell hinausgehenden Eigenschaften der Neutrinos gab das **Homestake**-Experiment von *Davis* [Cleveland u. a., 1998]. Die angewandte Detektionsmethode war eine **radiochemische**: In einem mit 615 t  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  gefüllten Tank findet die Reaktionen



mit einer Energieschwelle von 0,814 MeV statt. Das gebildete instabile Argonisotop zerfällt durch Elektroneneinfang mit einer Halbwertszeit von etwa 35 Tagen. Sein Nachweis wurde geführt, indem es im Abstand einiger Wochen durch Sprudeln mit Helium aus dem Perchloräthylen extrahiert wurde, in Kryofallen gesammelt und über ein Jahr lang in Proportional-

---

<sup>20</sup>Der Elektroneinfang kann sowohl in den Grundzustand wie auch in den ersten angeregten Zustand von  ${}^7\text{Li}$  erfolgen, daher erhält man aus dieser Reaktion zwei Neutrinoenergien.

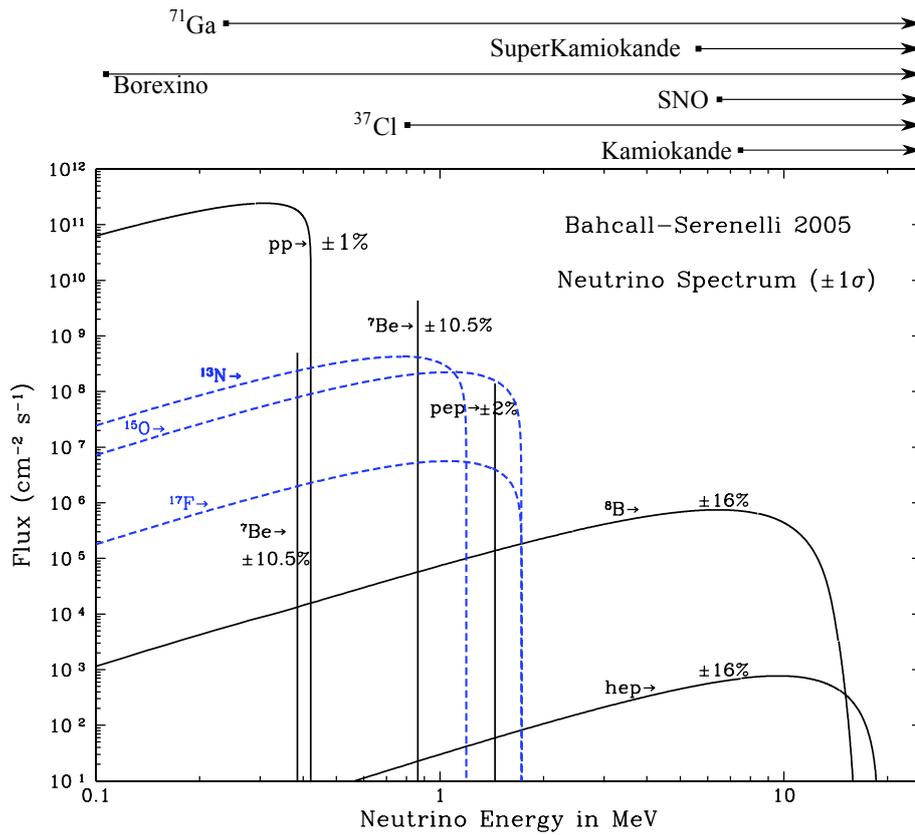
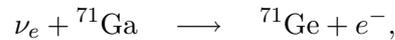


Abbildung 2.5.: Spektrum der solaren Neutrinos, nach [PDG, 2010]: Die Pfeile am oberen Rand des Diagramms geben den Sensitivitätsbereich der dort aufgelisteten Experimente an. Für die kontinuierlichen Spektren ist die Einheit der Ordinate  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{MeV}^{-1}$ .

zählern beobachtet wurde. Mit etwa 176 Ereignissen/Jahr oder  $2,56 \pm 0,22 \text{ SNU}^{21}$  blieb die beobachtete Rate um mehr als einen Faktor zwei unter der auf dem Standardsonnenmodell beruhenden Vorhersage von  $8 \pm 3 \text{ SNU}(3\sigma)$ . Diese als „solares Neutrinorätsel“ bezeichnete Diskrepanz konnte durch Anpassung des Standardsonnenmodells nicht zufriedenstellend behoben werden.

### Gallex, GNO und SAGE

Um den **niederenergetischen Anteil** des solaren Neutrinoflusses messen zu können, die mit den  $pp$ -Neutrinos den dominierenden Beitrag liefern, musste eine Nachweisreaktion mit niedrigerer Energieschwelle verwendet werden. Die Experimente Gallex [GALLEX, 1999], GNO [GNO, 2005] und SAGE [Abdurashitov u. a., 1994] basierten daher auf dem Neutrinoeinfang an Gallium



der ab einer Neutrinoenergie von 0,233 MeV stattfinden kann. Während in Gallex und seinem Nachfolgeexperiment GNO flüssiges  $\text{GaCl}_3$  zum Einsatz kamen, wurde in SAGE reines Gallium in flüssiger Form als Targetmaterial verwendet. Nach chemischer Extraktion wurden die Zerfallsraten des  ${}^{71}\text{Ge}$  wie im Homestake-Experiment mit Hilfe von Proportionalzählern bestimmt und bestätigten ein Neutrino Defizit, allerdings nur um etwa einen Faktor 2; Gallex lieferte beispielsweise eine gemessene Einfangrate von etwa  $70 \pm 8 \text{ SNU}(1\sigma)$ , während Rechnungen  $130 \pm 20(3\sigma)$  erwarten ließen.

### Kamiokande und Superkamiokande

Radiochemische Methoden liefern weder zeit- noch richtungsaufgelöste Informationen. Das Kamiokande-Experiment [Suzuki, 1995] und sein Nachfolger Superkamiokande<sup>22</sup> [Superkamiokande, 2002] beobachten dagegen **elastische Neutrinostreuung**

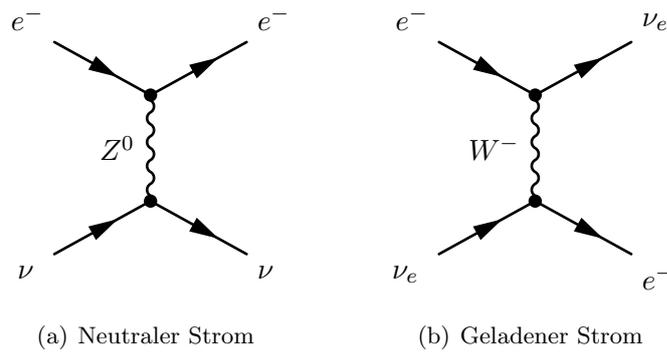


in hochreinem Wasser und weisen sie über die vom gestreuten Elektron emittierte *Cherenkov*-Strahlung nach, wobei die Elektronrichtung stark mit der ursprünglichen Neutrino-richtung korreliert. Somit konnte der Nachweis, tatsächlich Sonnenneutrinos detektiert zu haben, durch einen Überschuss an Ereignissen „aus Richtung der Sonne“ geführt werden. Im Detail betrachtet, beruht diese Reaktion auf zwei unterschiedlichen Mechanismen, nämlich zum

---

<sup>21</sup>SNU (von „Solar Neutrino Unit“) ist der Neutrinofluss, der notwendig ist, um  $10^{-36}$  Neutrinoeinfänge pro Targetatom und Sekunde in einem Detektor zu induzieren)

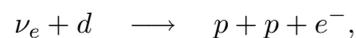
<sup>22</sup>Beide eigentlich für die Suche nach dem Zerfall des Protons konzipiert

Abbildung 2.6.: *Feynman*-Graphen der Neutrinostreuung

einen auf einem  $Z^0$ -Austausch – einem Beispiel für eine **NC-Reaktion**<sup>23</sup> – an dem alle Neutrino flavors teilnehmen und zum anderen auf einem  $W^-$ -Austausch, einer **CC-Reaktion**<sup>24</sup>, die aufgrund der niedrigen Energien der solaren Neutrinos nur Elektroneneutrinos durchführen können. Dies führt dazu, dass die Detektionswahrscheinlichkeit für  $\nu_e$  im betrachteten Energiebereich etwa 6,5 mal so hoch ist wie für die  $\nu_\mu$  oder  $\nu_\tau$  (vgl. die *Feynman*-Graphen in Abbildung 2.6). Ein Nachteil dieser Methode ist die relativ hohe Energieschwelle von 7,5 MeV (bzw. 4,5 MeV in der dritten Phase des Superkamiokande-Experiments). Trotz der gewaltigen Größe der Detektoren<sup>25</sup> wurden daher selbst in Superkamiokande nur etwa 65 Neutrinoereignisse pro Tag gemessen. Während beide Detektoren hinsichtlich der solaren Neutrinos das bekannte Defizit bestätigen konnten<sup>26</sup>, spielte Superkamiokande eine entscheidende Rolle beim ersten Nachweis von Neutrinooszillationen bei atmosphärischen Neutrinos (siehe Abschnitt 2.3.2).

## SNO

Im Sudbury Neutrino Observatory [SNO, 2002] wurden 1000 t schweres Wasser  $D_2O$  als Target eingesetzt. Der maßgebliche Vorteil ist, dass so zusätzlich zur elastischen Neutrinostreuung zwei weitere Prozesse beobachtet (und statistisch unterschieden!) werden können – einmal der durch  $W$ -Austausch induzierte Betazerfall am Neutron des Deuteriumkerns



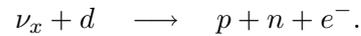
<sup>23</sup>Von **neutral current** - neutraler Strom. Gemeint ist der Strom der Austauscheteilchen, hier des  $Z^0$ , das ungeladen ist.

<sup>24</sup>Von **charged current** – geladener Strom. In CC-Reaktionen treten geladene Austauscheteilchen wie  $W^\pm$  auf.

<sup>25</sup>Der Kamiokande-Detektor fasste 3000 t hochreines Wasser, Superkamiokande sogar 50000 t

<sup>26</sup>Prinzipiell erlaubt die Detektionsmethode, wie bereits angemerkt, auch den Nachweis von  $\nu_\mu$  und  $\nu_\tau$  über NC-Streuung.

den nur Elektronneutrinos einleiten, zum zweiten aber auch die durch einen  $Z^0$ -Austausch verursachte Dissoziation des Deuteriumkerns, die von allen Neutrino flavors ausgelöst werden kann:



Während man bei ersterem das *Cherenkov*-Licht des Elektrons detektiert (dessen Energie im Übrigen direkt mit der Neutrinoenergie korreliert und das Aufzeichnen eines Elektronneutrinospektrums mit einer Energieauflösung von etwa 20% ermöglichte), ist man bei zweiterem auf den Nachweis des Neutrons angewiesen. Da der Einfang von Neutronen am schweren Wasser ineffizient ist, wurden in den Phasen zwei und drei des SNO-Experimentes zusätzliche Anstrengungen unternommen, um diesen Zerfallskanal eindeutig identifizieren zu können. Das Einbringen von NaCl in den Detektor in Phase zwei führte dazu, dass die Neutronen bevorzugt am Chlor eingefangen wurden, das in Folge etwa 8 MeV Energie in Form von Gammaquanten abgibt und so ein deutliches Signal erzeugt. In Phase drei wurde das Salz wieder entfernt und stattdessen  $^3\text{He}$ -Proportionalzählrohre in das schwere Wasser gehängt, um die Neutronen nachzuweisen. Während in den nur oder hauptsächlich auf Elektronneutrinos sensitiven Kanälen das bereits bekannte Defizit zu beobachten war, zeigte sich im neutralen Strom ein Gesamtneutrinofluss, der mit dem vom Standardsonnenmodell vorhergesagten Elektronneutrinofluss verträglich war, so dass als unmittelbare Folgerung von einer **Umwandlung der solaren Elektronneutrinos** in Neutrinos anderer Flavor ausgegangen werden musste.

Das im Aufbau befindliche **SNO+-Projekt** sieht vor, anstelle von schwerem Wasser Flüssigszintillator in den SNO-Detektor einzubringen und so die Energieauflösung und -schwelle noch einmal deutlich zu verbessern. Darüber hinaus ist so auch der Nachweis von Antineutrinos möglich. Ebenfalls wird eine auf dem Zusatz von  $^{150}\text{Nd}$  beruhende Option zur Suche nach dem neutrinolosen doppelten Betazerfall vorbereitet.

## **Borexino**

Ziel von Borexino [Borexino, 2002] war die erstmalige Vermessung des  $^7\text{Be}$ - und simultan dazu des  $^8\text{B}$ -Neutrino flusses in einem Szintillationsdetektor mit einer Energieschwelle ab etwa 100 keV, darüber hinaus auch die Bestimmung des Energiespektrums von **Geoneutrinos**. Als Nachweisreaktion dienen zum einen, wie in den Wasser-*Cherenkov*-Detektoren, die elastische Streuung der (Anti-)Neutrinos an Elektronen, zum anderen kann natürlich auch der  $\bar{\nu}_e$ -induzierte inverse Betazerfall beobachtet werden, wobei die Schwelle des letzteren natürlich bei den notwendigen 1,8 MeV Neutrinoenergie liegt.

Die extrem niedrige Energieschwelle erforderte neben dem gut abgeschirmten Standort in

den LNGS<sup>27</sup> eine extreme Materialreinheit und eine effiziente Überwachung der verbliebenen kosmischen Myonen, zudem zur Identifikation von Geoneutrinos auch deren Spurrekonstruktion.

Der Neutrinodetektor selbst besteht aus etwa 280 t Flüssigszintillator als kugelförmiges aktives Volumen, umgeben von zwei nichtszintillierenden konzentrischen Schalen aus Pseudocumol<sup>28</sup>, die mit einem szintillationsunterdrückenden Material versetzt sind und durch jeweils eine dünne und lichtdurchlässige Nylonmembran vom aktiven Volumen abgetrennt sind. Dieser Schalenaufbau wird von einem kugelförmigen Edelstahltank eingeschlossen, an dessen Innenseite die aus 2212 Photomultipliern bestehende Instrumentierung des Neutrinodetektors angebracht ist. Das mit hochreinem Wasser gefüllte Myon-Veto umschließt die Edelstahlkugel mit einem Mindestabstand von 2 m, wobei die untere Hälfte des Vetos nicht kugelförmig, sondern zylindrisch ist. Das Veto enthält 208 Photomultiplier und wird als *Cherenkov-Myon-Veto* genutzt. Der gesamte Detektor erreicht so eine Höhe von fast 17 m und einen Durchmesser von 18 m.

Die Messung des <sup>7</sup>Be-Neutrinoflusses erreichte in der ersten, mittlerweile abgeschlossenen Phase des Experimentes eine Genauigkeit von 5% und erlaubte so den Ausschluss einer signifikanten Tag-Nacht-Asymmetrie<sup>29</sup>. Erstmals konnten außerdem *pep*-Neutrinos in Echtzeit beobachtet werden. Die Energieschwelle zur Beobachtung der <sup>8</sup>B-Neutrinos konnte auf 3 MeV gesenkt werden. Borexino erlaubte so die Überprüfung des Standardsonnenmodells mit zwei weiteren der solaren Teilflüsse im Vergleich zum bisher möglichen [Borexino, 2013a].

Als auch für diese Arbeit interessantes Resultat sind die Messungen zur Produktion kosmogener Radionuklide und myoninduzierter Neutronen im Borexino-Detektor zu betrachten. Während es die in KamLAND gemessenen Produktionsraten insbesondere für das für Double Chooz relevante Isotop <sup>9</sup>Li in etwa bestätigte, zeigte es auf der anderen Seite auch die großen Schwierigkeiten, die eine Simulation dieser Prozesse gerade mit Geant4 mit sich bringt. So ist die simulierte Produktionsrate je nach verwendetem Geant4-Modell einen Faktor zwei bis fünf zu niedrig im Vergleich zur gemessenen. [Borexino, 2013b].

Borexino konnte ebenfalls Messungen der durch radioaktive Prozesse im Erdinneren entstehenden Neutrinos durchführen, deren Resultate konsistent mit KamLAND-Untersuchungen sind und die mit steigender Exposition und somit höheren Genauigkeiten ein detaillierteres Verständnis des Aufbaus und der Isotopenzusammensetzung des Erdinneren ermöglichen [Borexino, 2013c].

<sup>27</sup>Laboratori Nazionali del Gran Sasso – eines der weltgrößten Untergrundlabore unter dem Gran Sasso-Massiv in den italienischen Abbruzzen, das eine Abschirmtiefe von etwa 3800 m.w.e. aufweist.

<sup>28</sup>1,2,4-Trimethylbenzol, ein aromatisches Öl, das auch Hauptbestandteil des Szintillators ist.

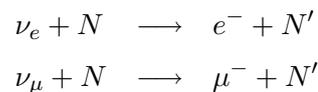
<sup>29</sup>Eine solche Asymmetrie wäre Folge der Interaktion der solaren Neutrinos mit den Elektronen der Erde, die sie während der Nacht passieren müssen, um den Detektor zu erreichen, und würde über den MSW-Effekt hinausgehende Neutrinointeraktionen erfordern.

### 2.3.2. Atmosphärische Neutrinos

Atmosphärische Neutrinos entstehen als Folge der auf die Erdatmosphäre treffenden kosmischen Strahlung (wie kurz in Kapitel 1.2.1 angesprochen; zu den Details vgl. insbesondere Kapitel 2.4). Dabei werden Elektron- und Myonenneutrinos etwa im Verhältnis 1:2 erzeugt, mit Energien, die vom GeV- bis hoch in den TeV-Bereich gehen. Im Vergleich zu den viel niederenergetischeren solaren Neutrinos steht also auch noch ein zusätzlicher Quellfluss an **Myonenneutrinos** zur Verfügung, auf dem das eigentliche Augenmerk der Experimente mit atmosphärischen Neutrinos liegt. Natürlich kann ein Myonenneutrinofluss auch an Beschleunigern erzeugt werden, weshalb im folgenden auch Strahlexperimente vorgestellt werden, die nicht im eigentlichen Sinne atmosphärische Neutrinos beobachten. Die aus diesen Experimenten typischerweise gewonnenen Parameter sind dementsprechend  $\Theta_{23}$  und  $\Delta m_{23}^2$ .

#### IMB, Kamiokande und Superkamiokande

Die bereits vorgestellten Wasser-*Cherenkov*-Experimente Kamiokande und Superkamiokande sowie das ähnlich aufgebaute IMB-Experiment [Becker-Szendy u. a., 1993] in den Vereinigten Staaten konnten atmosphärische Neutrinos über Lepton-Produktion an Kernen



beobachten und anhand der Struktur der von den relativistischen Leptonen erzeugten *Cherenkov*-Ringe unterscheiden<sup>30</sup>. Anstelle der erwarteten 1:2-Relation für das Verhältnis  $N_{\nu_e}:N_{\nu_\mu}$  wurde aber in allen drei Experimenten ein Verhältnis bestimmt, das in etwa 1:1,2 betrug, was ein Defizit von Myonenneutrinos bzw. einen Überschuss von Elektronenneutrinos impliziert<sup>31</sup>. Da die Flugrichtung der Neutrinos aus dem *Cherenkov*-Signal rekonstruiert werden kann, konnte ausserdem eine Asymmetrie bezüglich der Flugrichtung festgestellt werden – die Myonenneutrino-Rate war im von unten kommenden Fluss deutlich geringer als im von oben kommenden, während der Elektronenneutrinofluss in beiden Richtungen derselbe war. Legt man eine Oszillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  zugrunde, so lassen sich beide Befunde konsistent erklären – die wesentlich längere Laufstrecke der von unten kommenden Neutrinos durch die Erde hindurch führt zu einem größeren Anteil an am Detektor bereits in  $\nu_\tau$  oszillierten

<sup>30</sup>Von Myonen induziertes *Cherenkov*-Licht ergibt Ringe mit scharfen Kanten, während Elektronen verwischene Ringe produzieren. Ursache ist, dass Elektronen ihre Energie auf einer viel kürzeren Strecke abgeben, mehr relativistische Sekundärteilchen erzeugen und stärker streuen, so dass tatsächlich eine Überlagerung vieler leicht verschobener *Cherenkov*-Ringe beobachtet wird.

<sup>31</sup>Da die Akzeptanz der beiden Neutrinosorten unterschiedlich ist, betrachtet man strenggenommen das (energieabhängige) Verhältnis  $\frac{(N_\mu/N_e)_{\text{EXP}}}{(N_\mu/N_e)_{\text{MC}}}$  von experimenteller zu aus Monte-Carlo-Simulationen vorhergesagter Relation, für das die genannten Experimente in etwa 0,6 erhielten.

Myonneutrinos [Becker-Szendy u. a., 1995; Kamiokande-II, 1992; Super-Kamiokande, 2005]. Die beste Beschreibung der experimentellen Daten unter der Annahme einer Oszillation zwischen zwei Neutrino flavors ergab sich für Superkamiokande mit einer Massenquadratdifferenz  $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 3,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  und  $\sin^2 2\Theta > 0,92$  bei 90 % C.L..

## K2K

Im KEK-to-Kamioka-Experiment [K2K, 2006] wurde ein am KEK<sup>32</sup> erzeugter zu 97 % reiner  $\nu_\mu$ -Strahl mit Energien im GeV-Bereich auf den etwa 250 km entfernten Superkamiokande-Detektor geschossen. Ein 1 kt *Cherenkov*-Wasserdetektor zeichnete dabei dicht am Erzeugungsort der Neutrinos Fluss und Strahlzusammensetzung auf. Spektrum und Rate der im SuperK-Detektor beobachteten Myonneutrino-Ereignisse untermauerten die ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ )-Hypothese. Das K2K-Experiment war somit das erste Experiment, das ein Neutrino Defizit bei vollständig kontrolliertem Quellfluss beobachtete.

## Soudan und MINOS

Das Soudan-Experiment war ursprünglich ebenfalls zur Suche nach Protonzerfall konzipiert und bestand in seiner ersten Ausbaustufe aus einem 30 t schweren Kalorimeter aus alternierenden Lagen von Eisen und Gasproportionalzählern, die eine Spurrekonstruktion geladener Teilchen ermöglichten, sowie einem umgebenden Plastiksintillatorveto. Es wurde in der namensgebenden Soudan-Mine in Minnesota, USA, in einer Tiefe von etwa 600 m aufgebaut. Während auch nach der Erweiterung auf 960 t keine Anzeichen für Protonzerfall gefunden werden konnten, konnte eine Analyse der vollständig eingeschlossenen Ereignisse<sup>33</sup> ohne Veto-Signal, die auf CC-Reaktionen durch atmosphärische Myonen zurückzuführen waren, das von Superkamiokande erhaltene Ergebnis für die Abweichung des Myon-Neutrino flusses von den Erwartungen bestätigen.

Das MINOS-Experiment [MINOS, 2010] wurde als Nachfolger der Soudan-Experimente mit ähnlicher Technik in derselben Mine aufgebaut, ist allerdings von vorneherein als Neutrinoexperiment ausgelegt und nutzt als Quelle einen Neutrinostrahl. Es misst die der ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ )-Oszillation zugrundeliegenden Parameter  $\Delta m_{23}^2$  und  $\Theta_{23}$  mit großer Genauigkeit. Dazu wird ein  $\nu_\mu$ -Strahl vom FermiLab über 735 km Entfernung auf einen 5,4 kt großen Detektor geschossen, der aus alternierenden Lagen von magnetisiertem Stahl und Plastiksintillatorstreifen besteht. Das Magnetfeld, dessen Stärke etwa 1,3 T beträgt, ermöglicht die Unterscheidung

<sup>32</sup>kō-enerugī kasokuki kenkyū-kikō, nationales Forschungszentrum für Hochenergiephysik in Tsukuba in der Präfektur Ibaraki, Japan

<sup>33</sup>Die Unterscheidung zwischen Myon- und Elektroneneutrinoereignissen war durch die Form der Spuren möglich - relativ gerade, einzelne Spuren für Myonen, schauernde, stärker richtungsändernde Spuren für Elektronen.

von  $\mu^+$  und  $\mu^-$ -Ereignissen, die jeweils auf  $\nu_\mu$ - bzw.  $\bar{\nu}_\mu$ -Interaktionen zurückzuführen sind. Die beim Auftreffen eines 120 GeV/c-Proton-Strahls auf ein Graphit-Target erzeugten Pionen und Kaonen können durch ein magnetisches Horn selektiert und fokussiert werden, so dass sie beim Zerfall wahlweise einen auf den fernen Detektor ausgerichteten  $\nu_\mu$ - oder  $\bar{\nu}_\mu$ -Strahl ergeben. Wie in K2K vermisst ein naher Detektor den Neutrinostrahl dicht an seinem Ursprung und erlaubt so, durch den Vergleich der beiden Detektoren systematische Unsicherheiten zu unterdrücken. Die Möglichkeit, sowohl Neutrino - als auch Antineutrinostrahlen zu erzeugen und Myon- von Antimyonspuren zu unterscheiden, erlaubt es zusätzlich, auf mögliche *CPT*-Verletzung zu prüfen.

MINOS publizierte als Ergebnis der Datennahmen von 2009 bis 2011 für den Antineutrinostrahl  $\Delta\bar{m}_{23}^2 = [2,62_{-0,28}^{+0,31} \text{ (stat.)} \pm 0,09 \text{ (syst.)}] \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  und  $\sin^2 2\bar{\Theta}_{23} > 0,75$  (90 % C.L.), was in Übereinstimmung mit den für den Neutrinostrahl gemessenen Werten ist [MINOS, 2012].

## T2K

Das T2K-Experiment<sup>34</sup> ist ein auf die Bestimmung von  $\Theta_{13}$  ausgelegtes Neutrinostrahlexperiment, bei dem Protonen mit 30 GeV auf ein Graphittarget geschossen werden [T2K, 2011]. Aus den Zerfallsprodukten werde mithilfe dreier magnetischer Hörner  $\pi^+$  selektiert, deren Zerfall einen  $\nu_\mu$ -Strahl erzeugt<sup>35</sup>. Zwei nahe Detektoren in einem Abstand von 280 m vom Target stellen sicher, dass die Eigenschaften des „unoszillierten“ Neutrinostrahls mit hinreichender Genauigkeit bekannt sind. Als ferner Detektor dient wie in K2K der bereits in Abschnitt 2.3.2 beschriebene Superkamiokande-Detektor, womit eine Neutrinowegstrecke von 295 km festgelegt wird. Indem der Neutrinostrahl nicht direkt auf den fernen Detektor ausgerichtet ist, sondern um  $2,5^\circ$  von der Verbindungslinie abweicht, erzielt man ein schmalbandiges Energiespektrum um einen Wert, an dem maximale Oszillation erwartet wird. Während einer der beiden nahen Detektoren das Strahlprofil auf der Achse des Neutrinostrahls vermisst, liegt der zweite nahe Detektor auf der Verbindungslinie von Target und fernem Detektor. Aus dem Überschuss an im Superkamiokande-Detektor rekonstruierten  $\nu_e$ -Ereignissen kann für einen angenommenen Wert der *Dirac*-Phase  $\delta_{CP}$  ein Bereich für  $\Theta_{13}$  bestimmt werden. Die Ergebnisse vom Juni 2012 werden für einen Wert von  $\delta_{CP} = 0$  mit  $\sin^2 2\bar{\Theta}_{13} = 0,104_{-0,045}^{+0,060}$  unter Annahme normaler Massenhierarchie bzw.  $\sin^2 2\bar{\Theta}_{13} = 0,128_{-0,055}^{+0,070}$  bei invertierter Hierarchie angegeben [T2K, 2012].

<sup>34</sup> „Tokai to Kamiokande“

<sup>35</sup> Die Kontamination des Strahls mit  $\nu_e$  aus dem Zerfall von  $K^+$  und  $\mu^+$  liegt bei etwa einem Prozent.

### LSND und MiniBoone

Während die bisher aufgeführten Ergebnisse unproblematisch in einer auf drei massiven Neutrinosorten beruhenden Erweiterung des Standardmodells beschrieben werden können, ist das Resultat des **LSND-Experimentes** [LSND, 1998] nicht mit diesem Szenario vereinbar. LSND beobachtete das Auftauchen von  $\bar{\nu}_e$  in einem  $\bar{\nu}_\mu$ -Strahl, was im Rahmen von drei-Neutrino-Oszillationen auch prinzipiell zu erwarten wäre. Als Neutrinoquelle diente ihm der Zerfall ruhender Myonen, die durch Beschuss eines Wassertargets mit einem 800 MeV-Protonenstrahl erzeugt wurden. Auf diese Weise wurde sichergestellt, dass das Neutrinoenergiespektrum bekannt war. In einer Distanz von 30 m wurden in einem Flüssigszintillationsdetektor mit 167 t Inhalt Elektronantineutrinos über den inversen Betazerfall und den nachfolgenden Einfang des entstehenden Neutrons am Wasserstoff nachgewiesen. Die relativ niedrige Szintillationslichtausbeute erlaubte es, auch das charakteristische *Cherenkov*-Ringmuster für die Teilchenidentifikation zu nutzen. Beobachtet wurde ein statistisch signifikanter Überschuss von Elektronantineutrinos – 22 Ereignisse gegenüber  $4,6 \pm 0,6$  erwarteten Untergrundeignissen. Die Schwierigkeit besteht nun darin, dass LSND als Massenquadratdifferenz  $\Delta m^2$  einen Wert im Bereich von  $1 \text{ eV}^2$  bestimmt, was aber nicht mit den aus der Beobachtung solarer, atmosphärischer und Reaktor-Neutrinos ermittelten Massenquadratdifferenzen konsistent ist und die Einführung mindestens eines zusätzlichen sogenannten **sterilen Neutrinos** erfordert.

**MiniBoone** [MiniBooNE, 2009] am FermiLab wurde daher explizit konzipiert, um das LSND-Resultat mit größerer Genauigkeit überprüfen zu können. Weil Neutrinooszillationswahrscheinlichkeiten vom Quotienten  $L/E$  abhängen, kann derselbe Parameterbereich mit völlig anderem Untergrund vermessen werden, indem sowohl die Entfernung von Target zu Detektor als auch die Neutrinoenergie um denselben Faktor verändert werden. Der Aufbau des Experiments unterscheidet sich deshalb insbesondere auf der Quellenseite von LSND: Ein gepulster 8 GeV-Protonenstrahl trifft auf ein Berylliumtarget und erzeugt eine große Anzahl geladener Pionen und Kaonen, die durch ein magnetisches Horn selektiert, fokussiert und beschleunigt werden. Die im Zerfall freiwerdenden Neutrinos werden im 541 m entfernten, mit 818 t Mineralöl<sup>36</sup> gefüllten *Cherenkov*-Detektor nachgewiesen. MiniBoone kann sowohl den  $(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ - als auch den  $(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ -Oszillationskanal überprüfen.

Momentan veröffentlichte MiniBoone-Ergebnisse komplizieren die Sachlage unglücklicherweise weiter. Während im Neutrino kanal kein Überschuss an  $\nu_e$  nachgewiesen werden konnte<sup>37</sup>, zeigt sich im Antineutrino kanal mit  $43 \pm 23$  Ereignissen mehr als erwartet ein mit LSND ver-

<sup>36</sup>Die äußeren 35 cm des kugelförmigen Detektors sind optisch vom Rest getrennt und werden als Myon-Veto verwendet.

<sup>37</sup>Bei den niedrigsten aufgezeichneten Energie fand MiniBoone zwar einen Überschuss an  $\nu_e$ , der aber nicht konsistent mit den LSND-Ergebnissen ist und, wenn er sich als echt erweist, eine gesonderte Erklärung verlangt.

trägliches Ergebnis. Um dies zu erklären, müsste zumindest  $\mathcal{CP}$ - oder sogar  $\mathcal{CPT}$ -Verletzung vorliegen. Dies ist möglich, wenn beispielsweise zwei sterile Neutrinos mit Massen im eV-Bereich existieren, alternativ auch durch das Einbeziehen von neuen Wechselwirkungen, die als **nicht-Standard-Wechselwirkungen**, oder kurz NSI, bezeichnet werden [Akhmedov und Schwetz, 2010]. Auch auf **Extradimensionen** oder **Verletzung der Lorentz-Invarianz** beruhende Modelle sind im Gespräch. Ohne zusätzliche experimentelle Daten ist eine begründete Bevorzugung eines der unterschiedlichen theoretischen Modelle momentan daher nicht möglich.

### 2.3.3. Reaktorneutrinos

Das dritte Standbein unseres Verständnisses der Neutrinophysik sind Reaktorexperimente – genauer gesagt Experimente, die den in den Brennstäben von Kernreaktoren stattfindenden Betazerfall als reine Quelle von Elektronantineutrinos nutzen und zum einen ein Fenster für die Bestimmung von  $\Theta_{13}$  darstellen, zum anderen auf größere Entfernung die Bestimmung des „solaren“ Parameters  $\Delta m_{21}^2$  mit höherer Präzision, als dies in den Experimenten mit solaren Neutrinos möglich ist, gestatten. Das Energiespektrum der in den Brennelementen emittierten Antineutrinos liegt zwischen 0 und 12 MeV und hängt im Detail von der Brennstoffzusammensetzung und damit auch vom Abbrand ab, ist also zeitlich variabel (für die Chooz-B-Reaktoren dargestellt in Abbildung 3.1) Betrachtet wird hier die Überlebenswahrscheinlichkeit  $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ . Der große Vorteil dieses Kanals ist es, dass bei Experimenten mit einem kleinen Reaktor-Detektor-Abstand (im km-Bereich, „short baseline“) in sehr guter Näherung nur  $\Theta_{13}$  als unbekannter Parameter in die Überlebenswahrscheinlichkeit eingeht (vgl. Gleichung (2.6)).

#### CHOOZ und Palo Verde

CHOOZ [CHOOZ, 2003] und das Palo Verde-Experiment [Boehm u. a., 2001] waren beides „short baseline“ Experimente, deren Ziel die Beobachtung der Oszillation  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$  war. In beiden Experimenten wurde ein einzelner Detektor in einer Entfernung von etwa einem Kilometer zu mehreren Reaktorkernen aufgebaut, der erwartete Neutrinofluss wurde aus der Leistung der Reaktoren abgeleitet. Als Nachweisreaktion wurde, wie auch im Double Chooz-Experiment, die verzögerte Koinzidenz infolge des inversen Betazerfalls genutzt (vgl. Abschnitt 3.3, speziell 3.3.2). In keinem der Experimente konnten Anzeichen für ein Verschwinden von Elektronneutrinos beobachtet werden, weshalb lediglich eine obere Grenze für  $\Theta_{13}$  angegeben werden konnte. Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.7 wiedergegeben. Da Double Chooz eine Fortentwicklung dieses Typs Experiment darstellt, werden beide – aber natürlich insbesondere CHOOZ – im folgenden in etwas größerer Detailtiefe vorgestellt.

Der Palo Verde-Detektor bestand aus 66 zylindrischen,  $13\text{ cm} \times 25\text{ cm} \times 900\text{ cm}$  messenden Segmenten, die in Summe mit etwa 11 t Gd-dotiertem Szintillator gefüllt und von jeweils zwei Photomultipliern überwacht wurden. Ein umgebendes, neutronenmoderierendes, 1 m breites Wasservolumen und ein flüssigszintillatorbasiertes aktives Myon-Veto ermöglichten eine Unterdrückung des hauptsächlich durch kosmische Strahlung induzierten Untergrundes, der aufgrund der recht geringen Tiefe des Standortes mit nur etwa 30 m.w.e. Abschirmung nicht zu vernachlässigen war. Der von den drei Reaktoren in 890 m, 890 m und 750 m Entfernung generierte Antineutrinofluss wurde ohne Oszillationseffekte und bei voller Auslastung am Ort des Detektors zu etwas mehr als  $7 \cdot 10^9\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$  berechnet, was einer Neutrinoereignisrate von knapp 220/d im sensitiven Detektorvolumen entspricht. Von 1998 bis 2000 wurden etwa 240 Tage Daten mit drei aktiven Reaktoren und etwa 110 Tage Daten mit zwei aktiven Reaktoren aufgenommen. Eine reine Untergrundmessung ohne aktiven Reaktor war nicht möglich. Die Detektoreffizienz und -Totzeit wurden mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen und Kalibrationsmessungen für jeden einzelnen der Datennahmezeiträume bestimmt. Analysen mit zwei unterschiedlichen Methoden, deren systematische Fehler zu etwa 6 % bzw. 5 % ermittelt wurden (der statistische Fehler lag bei etwa 2,4 %) führten beide zu einem Ergebnis, das mit der „keine Oszillation“-Hypothese verträglich war: Das Verhältnis von beobachteter zu berechneter Ereignisrate unter der Annahme keiner Oszillation  $\frac{R_{\text{exp}}}{R_{\text{th}}}$  ergab

$$\frac{R_{\text{exp}}}{R_{\text{th}}} = 1,01 \pm 0,024\text{ (stat.)} \pm 0,053\text{ (syst.)}.$$

Während CHOOZ mit zwei Reaktorkernen in etwas größerer Entfernung (946 m und 1115 m) und einem sensitiven Detektorvolumen von lediglich 5 t nur 25 Neutrinoereignisse pro Tag erwartete, profitierte es von einer wesentlich besseren Abschirmung von 300 m.w.e., was die Myonrate im Detektor auf unter 30 Hz begrenzte. Die CHOOZ-Kollaboration bemühte sich zudem intensiv um eine sehr genaue Kenntnis des tatsächlichen Neutrinoflusses, um damit den dominierenden systematischen Fehler zu minimieren. Der verwendete Detektor ist in Abbildung 2.8 skizziert. Das mit gadoliniumgeladenem Szintillator gefüllte zentrale Volumen (das „Target“) war von einem transparenten Akryltank umschlossen, der wiederum von einem mit 192 zum Zentrum ausgerichteten Photomultipliern ausgestatteten undurchsichtigen Kunststofftank umhüllt wurde. Dieser Tank enthielt gadoliniumfreien Szintillator und sollte sicherstellen, dass bei einer Interaktion im Target die gesamte Energie in szintillierendem Volumen deponiert wird. Im äußersten Volumen des Detektors, das ebenfalls mit dem gadoliniumfreien Szintillator gefüllt war, waren weitere 42 Photomultiplier installiert, mit denen der Durchgang kosmischer Myonen registriert wurde. Die gesamte Datennahme in CHOOZ erstreckte sich über einen Zeitraum 15 Monaten von April 1997 bis Juli 1998 und enthält etwa 140 Tage reine Untergrunddaten – während dieser Zeit waren beide Reaktoren inaktiv. Dass

das Untergrundspektrum somit mit hoher Genauigkeit bekannt war, trug nicht unwesentlich zur Genauigkeit des Ergebnisses bei. Weitere 135 Tage Messzeit wurden angesammelt, in denen nur einer der beiden Reaktoren aktiv war, ebenso etwa 64 Tage mit Neutrinofluss von beiden Reaktoren.

Die Auswahl der Neutrinoereignisse beruhte auf einer Reihe von Bedingungen, die zusammengekommen mit 1,5 % relativer Unsicherheit einen bedeutenden Anteil am systematischen Fehler des Experimentes ausmachten.

Insgesamt wurden 2991 Neutrinoereignisse registriert, 287 von ihnen im Zeitraum ohne aktiven Reaktor. Das Energiespektrum dieser Elektronantineutrinos wurde in sieben Abschnitte zerlegt, um neben der Rateninformation auch die spektrale Form zu nutzen, da sich diese im Fall von Neutrinooszillationen aufgrund deren Energieabhängigkeit ebenfalls von der erwarteten Form unterscheidet. Als gemitteltetes Verhältnis zwischen Experiment und Erwartung bei keiner Oszillation ergab sich

$$\frac{R_{\text{exp}}}{R_{\text{th}}} = 1,01 \pm 0,028 \text{ (stat.)} \pm 0,027 \text{ (syst.)}$$

in voller Übereinstimmung mit dem Resultat von Palo Verde. Zur Festlegung des 90 %-Ausschlusskriteriums wurde ein Feldman-Cousins-Ansatz gewählt, bei dem für verschiedene Kombinationen von  $\Theta_{13}$  und  $\Delta m^2$  jeweils 5000 Monte-Carlo-Simulationen mit um die Erwartung schwankenden Positronspektren durchgeführt wurden. Für jedes dieser simulierten Experimente und ebenso pro Parameterpaar für die experimentell ermittelten Daten wurde ein  $\chi^2$ -Wert bestimmt, der die Güte eines Fits an den erwarteten Verlauf unter Berücksichtigung aller bekannten systematischen und statistischen Fehler beschrieb. Die Ausschlusslinie in Abbildung 2.7 ergab sich dann aus denjenigen Wertepaaren, für die der Fit an die experimentellen Daten gerade die Güte erreichte, innerhalb der die besten 90 % der simulierten Experimente zum jeweiligen Wertepaar lagen.

Zwei weitere, alternative Analyseansätze lieferten konsistente, etwas kleinere Ausschlussflächen.

## **KamLAND**

KamLAND [KamLAND, 2008] war ein in der Kamioka-Mine aufgebautes Flüssigszintillator-Experiment, das den Elektronantineutrinofluss der am nächsten gelegenen Kernreaktoren (knapp 60 wurden in der Analyse berücksichtigt) mit Hilfe eines 1 kt-Targets vermaß. Wie in Borexino wurde der Szintillator in einem transparenten Nylonballon im Zentrum eines mit nichtsintillierendem Mineralöl gefüllten Stahltanks gehalten. Der Stahltank war mit 1879 PMTs instrumentiert, die auf das Zentrum des Targets ausgerichtet waren. Ein wassergefülltes *Cherenkov*-Veto umgab den Stahltank und ermöglichte das Registrieren von Myonen,

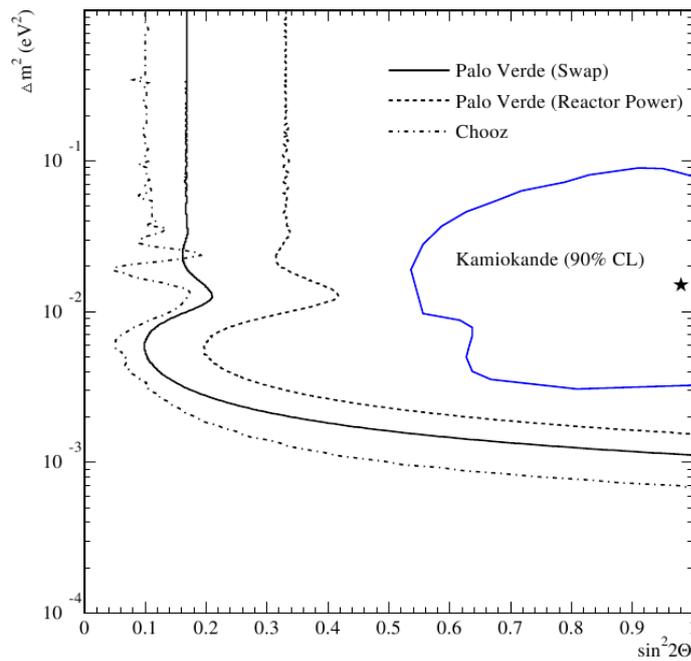


Abbildung 2.7.: Ergebnisse von CHOOZ und Palo Verde, nach [Boehm u. a., 2001]; Eingezeichnet sind die Grenzen der 90 %-Ausschlussbereiche, die aus den beiden Analysen des Palo Verde-Experiments bzw. von der letzten Analyse der CHOOZ-Resultate erhalten wurden. Bereiche rechts der Konturlinien sind ausgeschlossen. Zum Vergleich ist das 90 %-Gebiet sowie der damalige best-fit-Wert der in Kamiokande beobachteten Oszillation der atmosphärischen Neutrinos gezeigt.

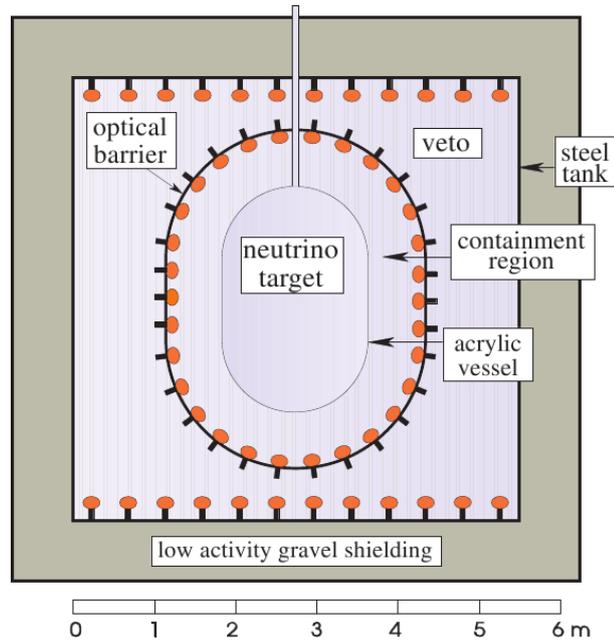


Abbildung 2.8.: Aufbau des CHOOZ-Detektors, nach [CHOOZ, 1998]

der Hauptuntergrundquelle. Die über den Fluss gemittelte durchschnittliche Entfernung von Reaktor zu Detektor betrug etwa 180 km. Man beobachtete also einen gänzlich anderen Parameterbereich verglichen mit CHOOZ oder Palo Verde. Tatsächlich beobachtete KamLAND ein Defizit an Elektronantineutrinos zwischen 10 % und 60 % in Abhängigkeit von der Energie des Neutrinos. Während ein Modell mit Neutrinozerfall oder -Dekohärenz die Energieabhängigkeit des Defizits nicht korrekt beschreiben kann, lässt sich die Beobachtung ausgezeichnet mit einem auf Oszillation beruhenden Modell in Einklang bringen (vgl. Abb. 2.9). Die Genauigkeit der Bestimmung der Oszillationsparameter  $\Delta m_{21}^2$  und  $\Theta_{12}$  war dabei komplementär zu den Ergebnissen der solaren Neutrinos – KamLAND lieferte präzise Informationen über die Massenquadratdifferenz, während die besten Informationen über den Mischungswinkel aus den Sonnenneutrinos gewonnen wurden, was in Abbildung 2.10 deutlich wird.

### Reaktor-Anomalie

Mit detaillierterem Verständnis der Antielektronneutrino Flüsse aus Kernreaktorbrennstäben hat sich in den letzten zwei Jahren eine Komplikation in unserem Verständnis des Neutrino-verhaltens ergeben, die als **Reaktor-anomalie** bezeichnet wird [Mention u. a., 2011]. Man betrachtet hierbei das Verhältnis von beobachtetem zu erwartetem Antineutrino flux auf sehr kurzen Entfernungen (15 m bis  $\mathcal{O}(100\text{ m})$ ) zu einem Reaktorkern. Bereits zuvor waren Messwerte und Erwartung nicht vollständig übereinstimmend, aber innerhalb eines  $1 - \sigma$ -Intervalls

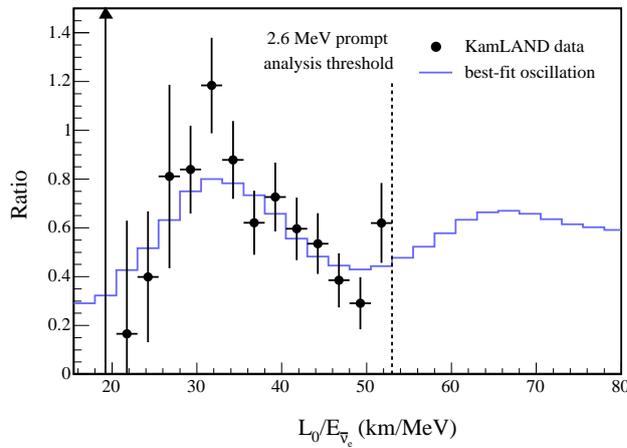


Abbildung 2.9.: Verhältnis von beobachtetem zu erwartetem oszillationsfreien Neutrinofluss im KamLAND-Experiment, aus [KamLAND, 2005]. Man erkennt deutlich die energieabhängige Modulation (als Entfernung  $L_0$  wurde der Mittelwert von 180 km eingesetzt) des Verhältnisses, die von der blauen Fitkurve, der ein zwei-Neutrino-Oszillationsmodell zugrunde liegt, gut wiedergegeben wird.

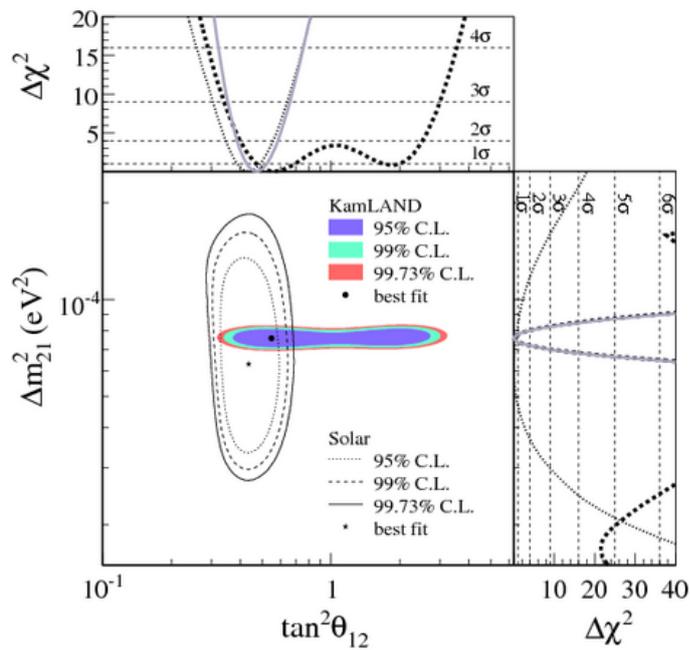


Abbildung 2.10.: Bestimmung von Oszillationsparametern aus dem KamLAND-Experiment in Kombination mit Ergebnissen aus Experimenten mit solaren Neutrinos, aus [KamLAND, 2008]

kompatibel – die Messung lieferte relativ konsistent nur etwa  $98 \pm 2\%$  des erwarteten Flusses. Nun wird diskutiert, ob eine Reevaluierung der Zerfallsemissionen zu einem etwa  $3,5\%$  höheren erwarteten Fluss führt ([Huber, 2011]). Sollte sich die neue Vorhersage für den erwarteten Fluss bestätigen, nimmt die statistische Signifikanz für das Defizit einen Wert von  $98,6\%$  C.L. an. Nimmt man eine Oszillation als Ursache an, erhält man als Massenquadratdifferenz einen Wert von etwa  $|\Delta m^2| \gtrsim 1 \text{ eV}^2$  bei einem Mischungswinkel mit  $\bar{\nu}_e$  von  $\sin^2(2\Theta) \sim 0,115$ , was nicht mit den bekannten Massenquadratdifferenzen in Einklang zu bringen ist und die Existenz eines vierten Neutrinos voraussetzen würde.

### 2.3.4. Daya-Bay

Das Daya-Bay-Experiment ist wie Double Chooz ein auf die Bestimmung von  $\Theta_{13}$  ausgelegtes Reaktor-Antielektronneutrino-Disappearance-Experiment. Die Topologie des Experimentes (vgl. Abb. 2.11) ist komplizierter, da in Summe sechs Reaktorkerne mit je  $2,9 \text{ GW}_{\text{th}}$  zum Neutrinofluss beitragen. Die insgesamt höhere Reaktorleistung sowie das deutlich größere Detektorvolumen –  $120 \text{ t}$  Flüssigszintillatortarget aufgeteilt auf je drei ferne Detektoren und drei nahe Detektoren im Vergleich zu den  $8 \text{ t}$  im Double Chooz-Experiment – führen zu einer sehr schnellen Ansammlung von Neutrinoereignissen. Die einzelnen Detektoren weisen den üblichen Zylinderschalenaufbau auf, wie er auch bei Double Chooz verwendet wird, wobei Daya-Bay Wasser-*Cherenkov*-Veto-Detektoren anstelle eines Flüssigszintillatorvetos einsetzt. Im März 2012 publizierte die Daya-Bay-Kollaboration eine erste Analyse (basierend auf der reinen Ereignisrate, ohne Berücksichtigung der Form des Energiespektrums der Antineutrinos), in die  $10416$  in den fernen Detektoren beobachtete Reaktorneutrinos einging. Das Ergebnis der Analyse bezüglich des Mischungswinkels ist  $\sin^2 2\Theta_{13} = 0,092 \pm 0,016(\text{stat}) \pm 0,005(\text{syst})$  und somit voll mit der ersten Double Chooz-Analyse kompatibel; die Hypothese  $\sin^2 2\Theta_{13} = 0$  kann mit  $5,2\sigma$  ausgeschlossen werden [Daya-Bay, 2012].

### 2.3.5. RENO

Auch RENO ist ein Experiment zur Vermessung von  $\Theta_{13}$  mithilfe von Reaktorantineutrinos. Mit vier Reaktorkernen von jeweils  $2,8 \text{ GW}_{\text{th}}$  sowie zwei Reaktoren mit  $2,66 \text{ GW}_{\text{th}}$  ähnelt die Quellstärke der von Daya-Bay. RENO setzt im Gegensatz zu Daya Bay aber auf lediglich einen nahen und einen fernen Detektor, deren zentrale Flüssigszintillatortolumina jeweils etwa  $16 \text{ t}$  fassen, also etwa die zweifache Targetmasse des Double Chooz-Experiments bieten. Auch RENO folgt dem Zylinderschalenaufbau, und setzt wie Daya-Bay auf ein Wasser-*Cherenkov*-Veto als äußerstes Volumen. RENO veröffentlichte im April 2012 nach der Durchführung einer ratenbasierten Analyse die ersten Ergebnisse, die für  $\Theta_{13}$  einen Wert von  $\sin^2 2\Theta_{13} = 0,113 \pm 0,013(\text{stat}) \pm 0,019(\text{syst})$  angeben [RENO, 2012]. Die Diskrepanz zwischen den von Daya-

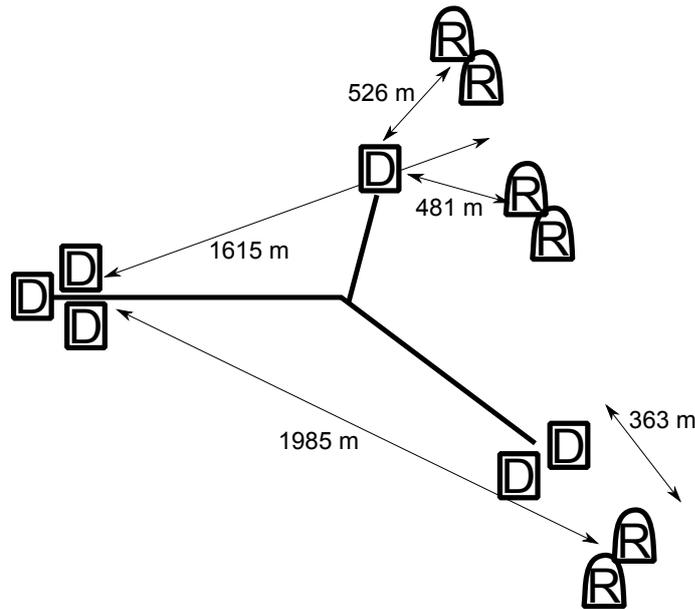


Abbildung 2.11.: Detektorverteilung und Entfernungen zwischen Reaktoren und Detektoren im Daya-Bay-Experiment, nach [Daya-Bay, 2012]

Bay und RENO erhaltenen Werten wird etwa in [Lasserre u. a., 2012] aufgegriffen und könnte auf ein Problem bei der Untergrundanalyse oder einer stärkeren Abweichung von nahem und fernen Detektor als angenommen in der Auswertung der RENO-Daten zurückzuführen sein.

## 2.4. Kosmische Strahlung

Zum Verständnis von Raten und Energiespektrum der zu erwartenden Untergrundereignisse in Detektoren ist die Kenntnis der verschiedenen Teilchenproduktionsprozesse, der Reichweite und der Interaktionen der in ihnen produzierten Teilchen in Kombination mit dem Detektor selbst unerlässlich. Wir beginnen daher an dieser Stelle mit einem über die in Kapitel 1.2.1 dargelegten einführenden Worte hinausgehenden Überblick über das Gesamtspektrum der kosmischen Strahlung. In den folgenden Kapiteln werden wir uns dann auf Myon-Prozesse und durch myoninduzierte Neutronen verursachte Ereignisse konzentrieren.

### 2.4.1. Primäre kosmische Strahlung

Zu 97 % besteht die geladene Komponente der kosmischen Strahlung aus Protonen und  $\alpha$ -Teilchen und folgt hier und bei den restlichen Beiträgen im wesentlichen der Elementhäu-

figkeit im Kosmos<sup>38</sup>. Das Energiespektrum dieses Flusses – wiedergegeben in Abbildung 2.12 – ist wohlbekannt und weist einige vieldiskutierte Charakteristiken auf. Zunächst fällt ins Auge, dass es (abschnittsweise) durch ein Potenzgesetz beschrieben werden kann: im Bereich oberhalb von 10 GeV und unterhalb von etwa  $3 \cdot 10^{15}$  eV durch  $I \sim E^{-2,7}$ , dann oberhalb des sogenannten „Knies“ bis zum „Knöchel“ bei  $10^{19}$  eV durch den steileren Abfall  $I \sim E^{-3,1}$ , dann wieder flacher  $\sim E^{-2,8}$  bis zur sogenannten *Greisen–Zatsepin–Kuzmin-* oder kurz GZK-Schwelle bei etwa  $10^{20}$  eV, oberhalb der das Spektrum rapide abfällt [Sokolosky, 2009]. Während letztere durch die Streuung der geladenen Teilchen am Mikrowellenuntergrund konsistent erklärt werden kann, sind die Ursachen der übrigen Charakteristiken noch nicht vollständig verstanden – ein möglicher Ansatz ist beispielsweise, dass Teilchen mit  $E > 10^{15}$  eV dem galaktischen Magnetfeld entkommen können. Alternativ könnten auch manche der Beschleunigungsmechanismen – etwa die Beiträge aus Supernova-Explosionen – nur bis zu dieser Energie wirksam sein.

Treffen diese Teilchen auf die Atmosphäre, so generieren sie eine ganze Kaskade an hochenergetischen und teilweise instabilen Sekundärteilchen. Man nennt dies nach dem primären Hadron einen hadronischen Schauer.

Der Elektronenanteil in der kosmischen Strahlung ist relativ zum Protonenbeitrag mit nur ca. 1 % praktisch vernachlässigbar, die Photonkomponente ist anteilmäßig sogar noch kleiner, sie beträgt zwischen 0,1 % und 1 % [de Sabata, 2009]. Zusammen sind sie für die Klasse der elektromagnetischen Teilchenschauer in der Atmosphäre verantwortlich, die ein schmaleres Profil aufweisen als die hadronischen Schauer. Da Photonen nicht von Magnetfeldern abgelenkt werden, enthalten solche Schauer oft Richtungsinformationen, die es erlauben, sie mit einer bekannten Quelle im Universum in Verbindung zu bringen. Als Quellen höchstenergetischer Gammastrahlung wurden beispielsweise aktive Galaxienkerne identifiziert, darüber hinaus wurden eine Vielzahl homogener verteilter kurzlebiger ( $\Delta t \sim \text{ms} - \text{min}$ ) Punktquellen entdeckt, die innerhalb dieser kurzen Zeitskala gewaltige Energiemengen ( $E \sim 10^{44}$  J) in Form von Jets gerichtet abstrahlen. Experimentelle Ergebnisse [Woosley und Bloom, 2006] zeigen, dass diese Ereignisse mit Supernova-Explosionen (und eventuell dem Verschmelzen von Neutronensternen) in Zusammenhang stehen.

### 2.4.2. Sekundäre kosmische Strahlung

Die auf oder unter dem Erdboden registrierte Teilchenstrahlung ist nun ein Folgeprodukt der Interaktion dieser primären kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre. In Spallationsreaktionen entstehen neben Protonen, Elektronen und Neutronen vor allem Pionen, aber auch (etwa 10 mal weniger) Kaonen und exotischere Teilchen. Der Zerfall neutraler Pionen

---

<sup>38</sup>Signifikante Abweichungen um  $Z = 4$  und unterhalb von Eisen,  $Z = 26$ , können durch Fragmentation und Spallation der nächstschwereren Elemente schlüssig erklärt werden.

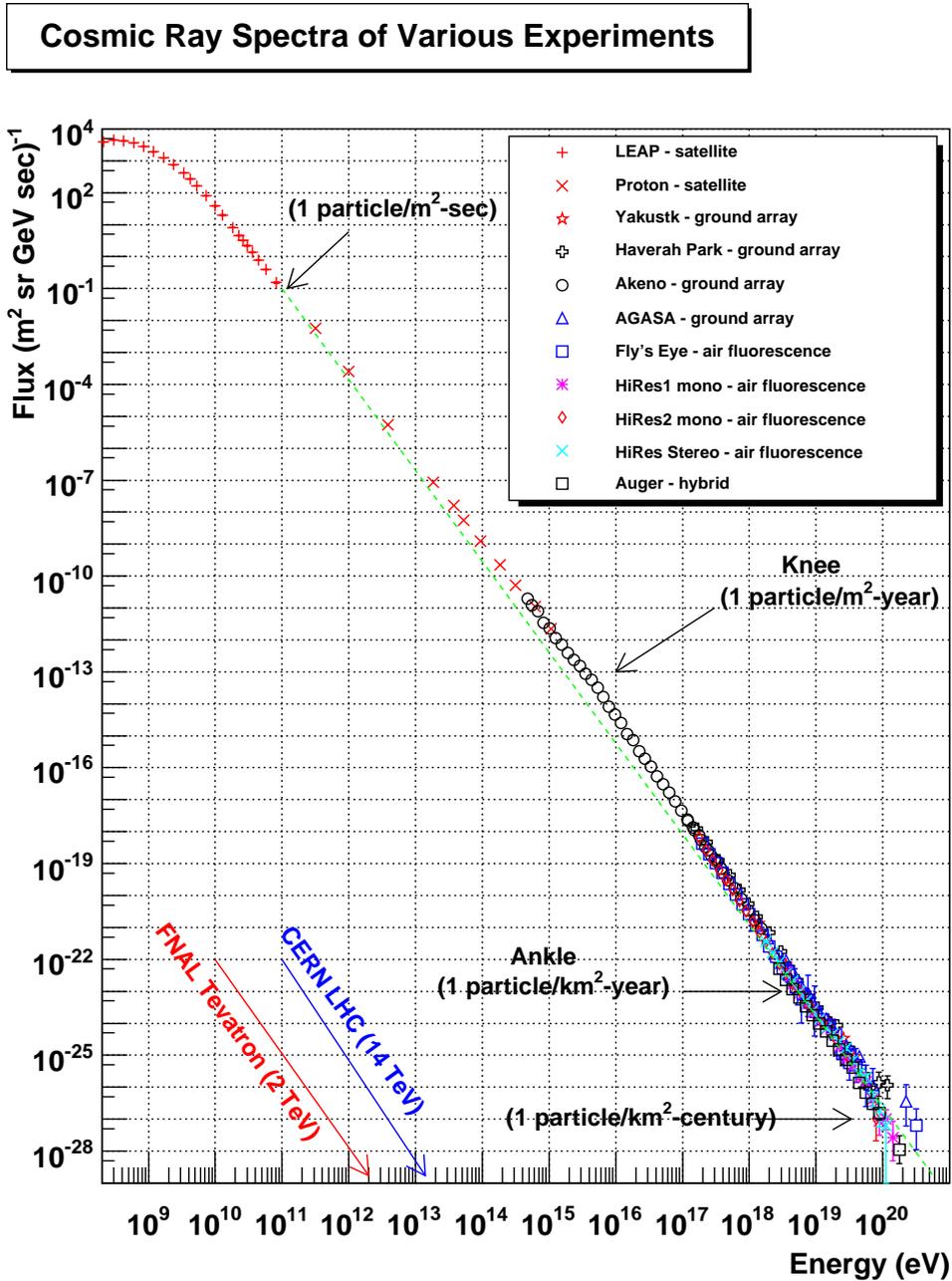


Abbildung 2.12.: Das Energiespektrum der geladenen Komponente der kosmischen Strahlung, aus [Hanlon, 2008]

gemäß

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

führt auf elektromagnetische Kaskaden, geladene Teilchen können weitere Spallationsreaktionen auslösen oder zerfallen. Hieraus ergibt sich dann eine Myon<sup>39</sup>- und Neutrino population

$$\begin{array}{llll} & \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & \text{bzw.} & \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ \text{und entsprechend} & K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & \text{bzw.} & K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ \text{plus eventuell} & \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu & \text{bzw.} & \mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \end{array}$$

deren Zusammensetzung sich mit der Eindringtiefe aufgrund der verschiedenen Wechselwirkungsquerschnitte und Lebensdauern der beteiligten Teilchen ändert. Die Überlebenswahrscheinlichkeit der instabilen Teilchen hängt dabei nicht nur über die jeweiligen Wirkungsquerschnitte von ihrer kinetischen Energie ab, sondern ebenso über relativistische Zeitdilatation. Man bezeichnet die Gesamtheit aller von einem primären Teilchen direkt oder indirekt erzeugten Sekundärteilchen als „Schauer“ und unterscheidet je nach Primärteilchen zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern. Erstere weisen typischerweise eine wesentlich größere Schauerbreite auf. Ohne an dieser Stelle auf die Details der Entwicklung dieser Schauer eingehen zu wollen, soll der Zustand auf Meereshöhe nun als Voraussetzung für den folgenden Abschnitt zusammengefasst werden:

Mit etwa 80 % stellen Myonen den größten Anteil der geladenen Teilchen. Ihre durchschnittliche Energie beträgt auf Meereshöhe etwa 4 GeV, und ihr Fluss oberhalb von 1 GeV durch eine horizontale Fläche beträgt ungefähr  $1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$  bei einer Zenitwinkelverteilung, die von der Form  $\cos^2 \theta$  mit dem Zenitwinkel  $\Theta$  ist. Abbildung 2.13 gibt das Impulsspektrum für zwei verschiedenen Zenitwinkelpopulationen wieder. Abhängig vom betrachteten Energiebereich findet man immer zwischen 15 % und 40 % Überschuss an  $\mu^+$  gegenüber  $\mu^-$ , der sich durch die Dominanz von Protonen in der primären kosmischen Strahlung sowie die unterschiedliche Impulsverteilung von positiven und negativen Pionen und Kaonen in deren Generierungsprozessen erklären lässt. Während der Protonenfluss bei niedrigen Energien noch etwa 10 % des Myonflusses erreicht, fällt er für Energien oberhalb von 1 GeV in den Prozentbereich. Der Neutronenfluss, der im wesentlichen auf Spallation an Stickstoff- und Sauerstoffatomen in der Atmosphäre durch hochenergetische Protonen zurückzuführen ist, fällt langsamer ab und trägt auf Meereshöhe knapp 50 % des Protonenflusses. Der Elektron-, Positron- und  $\gamma$ -Fluss zeigt den Protonen ähnliches Verhalten. Betrachtet man den Neutrinofluss, der mit der Anzahl der Zerfälle von Sekundärteilchen und somit der Eindringtiefe zunimmt, so erwartet

<sup>39</sup>Der Zerfall in Elektronen und Positronen ist helizitätsunterdrückt – da die Helizität des entstehenden (Anti-)Neutrinos feststeht, muss das (Anti-)Lepton mit der falschen Helizität erzeugt werden, wofür die Wahrscheinlichkeit mit dem Quadrat der Masse des Leptons skaliert.

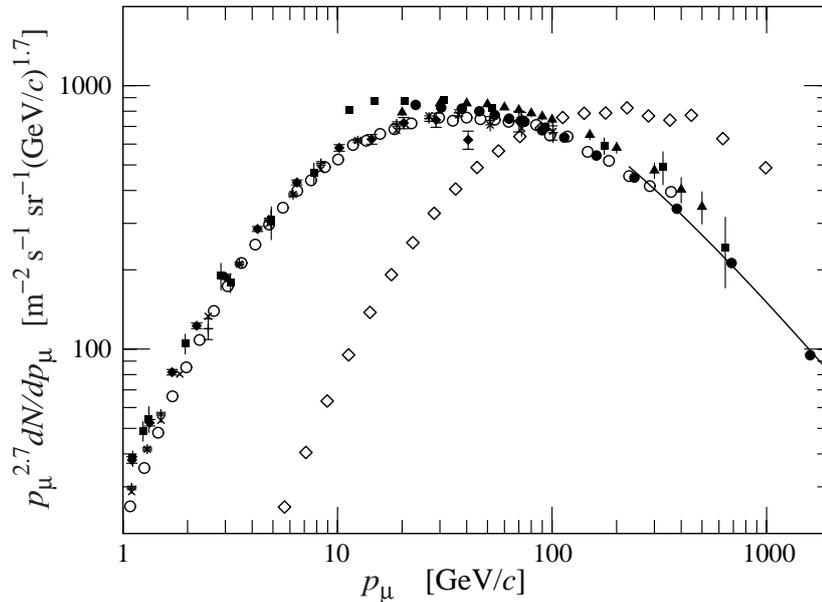


Abbildung 2.13.: Ergebnisse verschiedener Messungen des Myon-Impulsspektrums auf Meereshöhe, für  $\theta = 0^\circ$  (ausgefüllte Symbole) und  $\theta = 75^\circ$  (leere Symbole), aus [PDG, 2010]. Die eingezeichnete Linie entstammt einer Modellrechnung.

man ohne Berücksichtigung von Neutrinooszillationen aus Helizitätsgründen ein Verhältnis von Myon- zu Elektronneutrinos von 2:1. Durch den geringen Wirkungsquerschnitt der Neutrinos treten induzierte Ereignisse so selten auf, dass der Myonfluss bis in große Tiefen (vgl. Abbildung 2.14) als Quelle kosmogenen Untergrunds dominiert.

### 2.4.3. Myonen in Materie

Um den Fluss und das Verhalten von Myonen in Materie zu beschreiben, müssen die verschiedenen relevanten Energieverlust- und Übertragsmechanismen korrekt berücksichtigt werden. Aus Abbildung 2.15 wird deutlich, dass es sich um ein komplexes Zusammenspiel von Vorgängen unterschiedlicher Energieabhängigkeit handelt. Während im niederenergetischen Teil die Struktur der Elektronenhülle des durchströmten Materials bedeutsam wird und man auf eine phänomenologische Beschreibung zurückgreift, gilt für einen weiten Bereich oberhalb einiger MeV/c Myonimpuls die **Bethe-Gleichung**, die im wesentlichen den Energieverlust durch Ionisation des Mediums wiedergibt. Teilchen im oder um das Minimum dieser Funktion nennt man **minimalionisierend**. Wie wir sehen werden, gehören zu diesen ein Großteil der für Double Chooz relevanten Myonen.

Für hohe Energien ( $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$ , materialabhängig) dominieren Paarerzeugung, Bremsstrahlung und **Kernwechselwirkungen**. Letztere können ganze Kaskaden von hadronischen Teil-

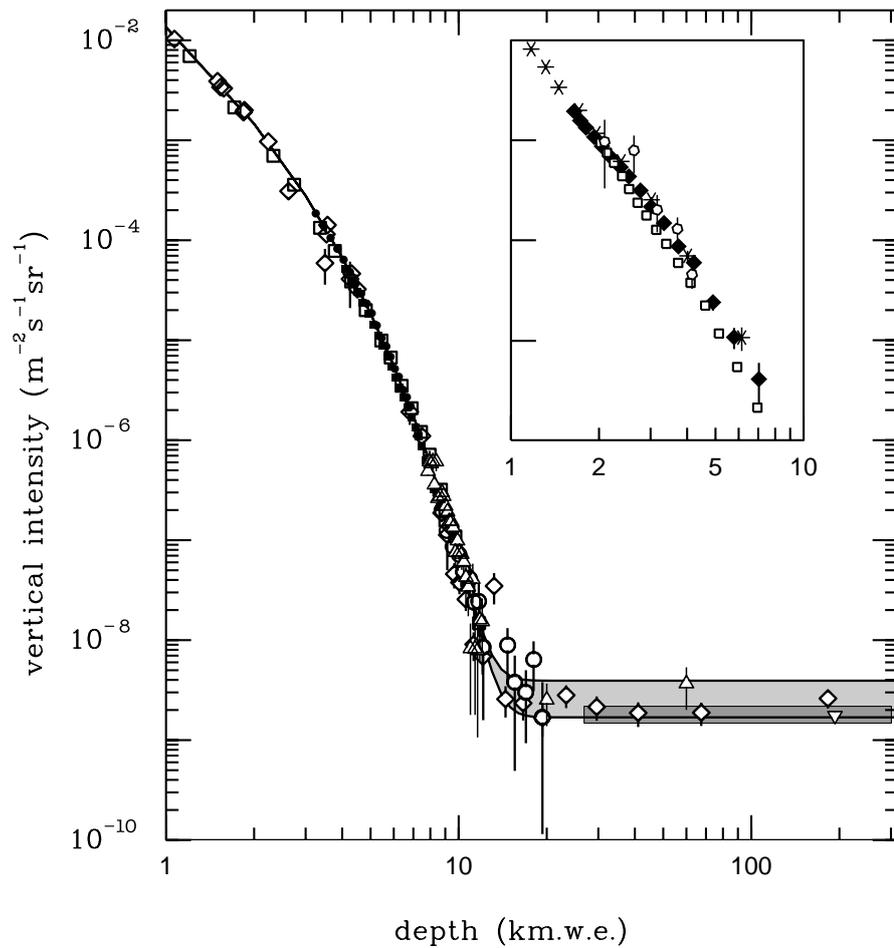


Abbildung 2.14.: Myonfluss über Abschirmtiefe, aus [PDG, 2010]. Im horizontalen, grau schattierten Bereich überwiegen neutrinoinduzierte Myonen. Das eingebettete Diagramm gibt Messwerte aus Experimenten unter Eis und Wasser wieder.

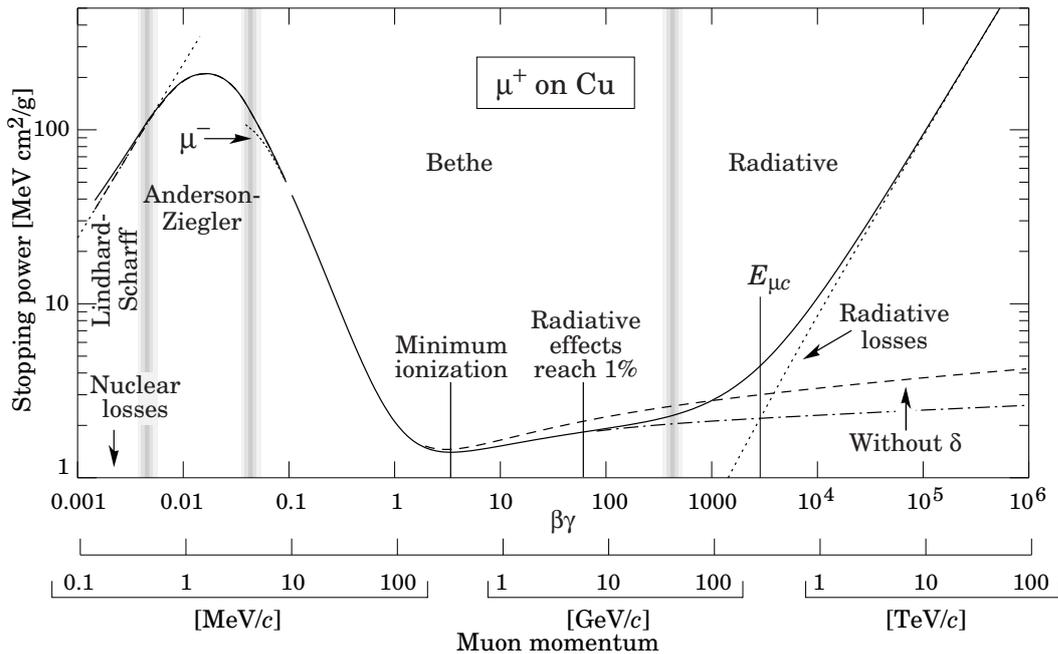


Abbildung 2.15.: Mittlerer Energieverlust für  $\mu^+$  in Kupfer, aus [PDG, 2010]. Die vertikalen grauen Balken gliedern das Diagramm in Bereiche, in denen verschiedene Mechanismen überwiegen (siehe Text).

chen erzeugen und tragen so wesentlich zum Neutronenuntergrund bei, insbesondere zu Ereignissen mit hoher Neutronenmultiplizität. Die **Bremsstrahlungsphotonen** können weitere Ionisations-, Paarerzeugungs- oder Kernwechselwirkungen eingehen und initiieren so ebenfalls elektromagnetische wie auch hadronische Schauer. Neben den Elektron-Positronpaaren aus der **Paarerzeugung** existiert mit den sogenannten  **$\delta$ -Elektronen** eine zusätzliche Klasse von Sekundärteilchen, bei denen Elektronen mit teilweise sehr hohen Energien aus einer Atomhülle des Mediums herausgeschlagen werden. Beide Sekundärteilchenarten können elektromagnetische Schauer zur Folge haben.

Die Zenitwinkelverteilung der Myonen wird mit zunehmender Tiefe geometriebedingt steiler (der Weg durch den Absorber nimmt mit  $1/\cos\theta$  zu), ebenso nimmt ihre mittlere Energie zu. Der fast kontinuierliche Energieverlust führt dazu, dass überwiegend die niederenergetischen Myonen absorbiert werden. Abbildung 2.16 gibt die Tiefenabhängigkeit der mittleren Energie, wie sie aus verschiedenen Modellen hervorgeht, wieder.

Der letzte an dieser Stelle explizit zu erwähnende myoninduzierte Vorgang ist die **Produktion von Radionukliden** durch Spallation oder Myoneinfang.

Unter Spallation versteht man die Zerlegung eines Kernes infolge eines starken Energieübertrags, typischerweise durch ein virtuelles Photon. Neben freien Nukleonen und Tochterisoto-

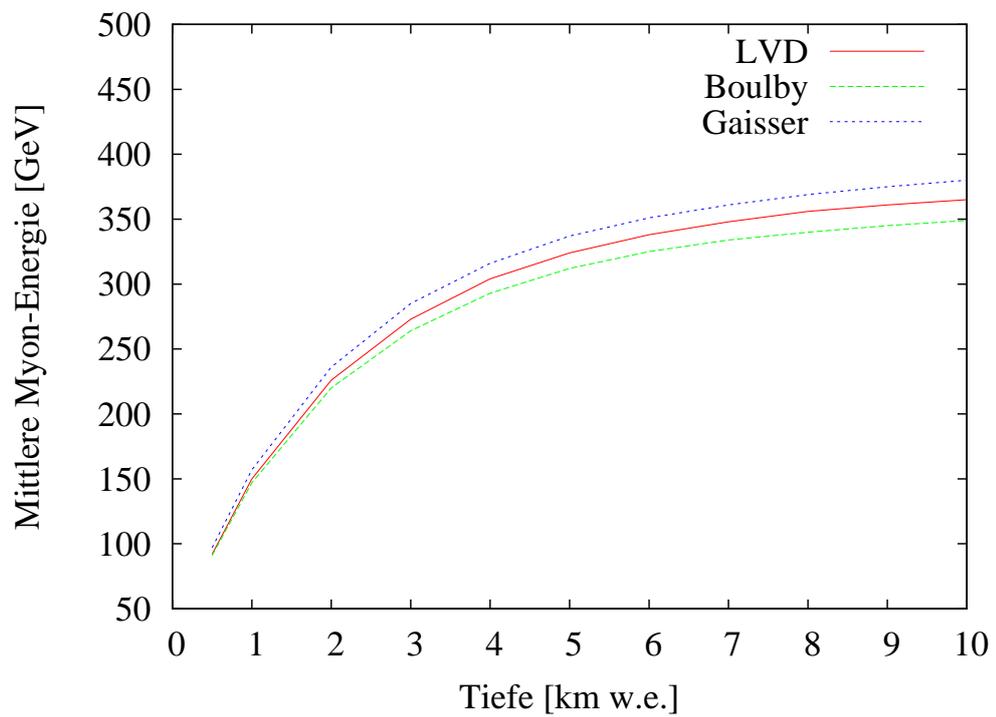
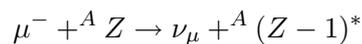


Abbildung 2.16.: Mittlere Myon-Energie über Abschirmtiefe, nach [Kudryavtsev u. a., 2003]. Die drei Kurven geben unterschiedliche Kombinationen von Fels und parametrisiertem Myon-Spektrum an.

pen können dabei auch Pionen entstehen. Ihre Produktionsrate hängt von Ausgangsmaterial und -dichte, Myon-Energie und -Weglänge ab. Die Myon-Energieabhängigkeit sowohl für Neutronen als auch für Tochterisotope wird meist durch ein Potenzgesetz für die Produktionsrate  $P(\text{Tochterisotop}) \sim E_\mu^\alpha$  mit Exponenten  $\alpha$  im Bereich von 0,7 bis 0,9 beschrieben [KamLAND, 2010], [Borexino, 2011]. Neben den so produzierten Neutronen sind insbesondere  $\beta$ - $n$ -instabile Tochterisotope (diese Kerne emittieren nach einem Betazerfall ein Neutron) wie  ${}^9\text{Li}$  für Double Chooz von Interesse. Da nur wenige experimentelle Daten zu den Details dieser Prozesse verfügbar sind, sind die Unsicherheiten in den Produktionsraten leider recht groß und erreichen regelmäßig einen Faktor zwei.

Negativ geladene Myonen, die den Großteil ihrer kinetischen Energie abgegeben haben – sogenannte **gestoppte Myonen** – können von einem Atom eingefangen werden und erreichen durch elektromagnetische Übergänge typischerweise sehr schnell den Grundzustand. Da dort ihre Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Kern selbst aufgrund ihrer höheren Masse gegenüber Elektronen wesentlich größer ist, kann neben dem Myonzerfall auch die Reaktion



stattfinden. Die produzierten Tochternuklide können ihre Anregungsenergie dann etwa durch die Emission von Gammaquanten, Neutronen oder geladenen Kernbruchstücken abgeben. Die Stopprate der Myonen entspricht gerade der Abnahme des Myonflusses, und die Produktionsrate eines gegebenen Radionuklids berechnet sich aus ihr durch Multiplikation mit einem materialabhängigen Faktor, in den die Einfangwahrscheinlichkeit in den Kern, die Isotopenhäufigkeit des Mutterisotops, die Wahrscheinlichkeit des geforderten Zerfallskanals sowie die Besetzungswahrscheinlichkeit des Grundzustandes eingeht [Heisinger, 1998].

#### 2.4.4. Myoninduzierte Neutronen

Aufgrund ihrer potentiell hohen kinetischen Energien weisen myoninduzierte Neutronen auch in Fels eine **signifikante Reichweite** im Meter-Bereich (vgl. z.B. Abbildung 2.17(b)) auf und können daher Untergrundereignisse auslösen, bei denen das verursachende Myon nicht direkt beobachtet wurde. Ihre durchschnittliche Anzahl sowie die durchschnittliche Energie hängen dabei von Myon-Energie und Umgebungsmaterial ab. Für die Anzahl findet man ein Potenzgesetz

$$N_n \approx 3,8 \cdot 10^{-6} \bar{E}_\mu^\alpha \frac{n}{\text{g cm}^2}$$

mit  $\alpha$  im Bereich von  $\alpha \approx 0,85$  [Mei und Hime, 2006]. Neutronen thermalisieren durch multiple Kernrückstöße und werden dann an Kernen (in reinen Flüssigszintillatoren typischerweise an Wasserstoff) eingefangen. Die so entstehenden Isotope geben ihre Anregungsenergie

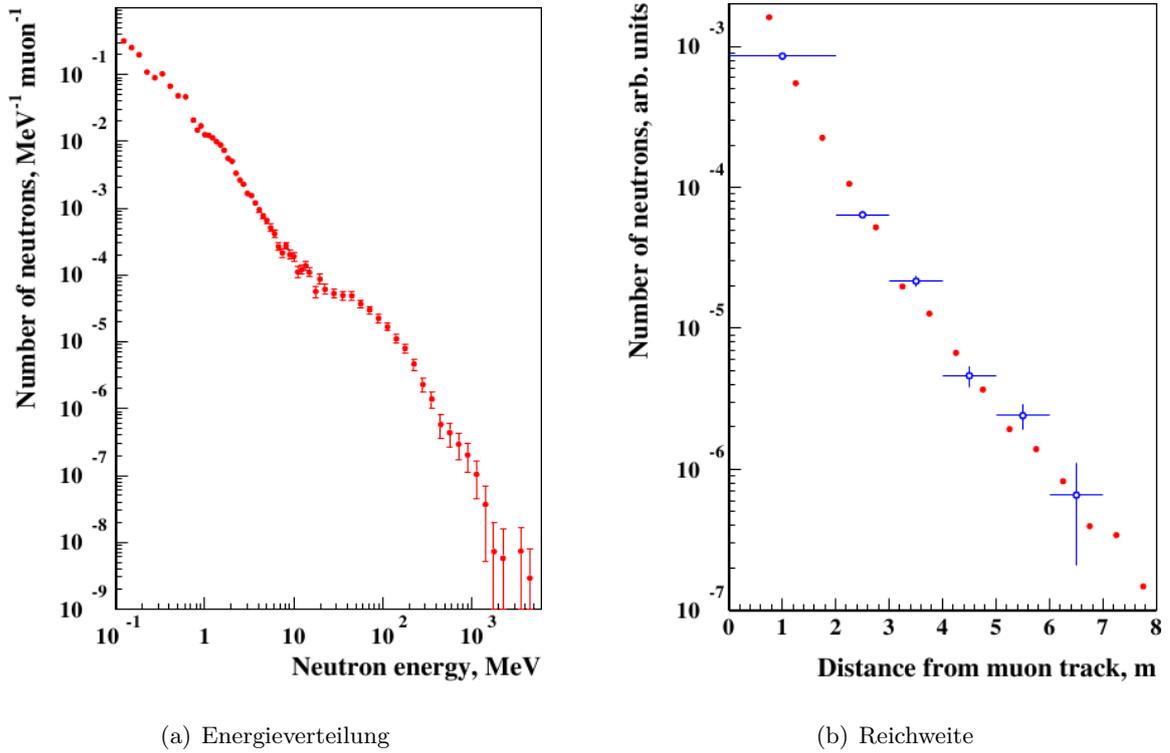


Abbildung 2.17.: Exemplarische Ergebnisse einer Simulation von myoninduzierten Neutronen am LVD-Experiment, hier das Neutronenenergiespektrum und die Reichweite der Neutronen. Die mittlere Myonenenergie am Standort (LNGS,  $\approx 3$  km w.e.) beträgt etwa 280 GeV; aus [Kudryavtsev u. a., 2003]

in Form von  $\gamma$ -Strahlung charakteristischer Größe ab, können aber auch instabil sein und zerfallen. Bei einem Einfang am Wasserstoff ist die freiwerdende  $\gamma$ -Energie  $E_\gamma = 2,225$  MeV geeignet zur Identifikation solcher Neutroneneinfänge und damit zur Überwachung des niederenergetischen Neutronflusses und zur Energiekalibration.

## 3. Das Double Chooz-Experiment

In diesem Kapitel wird Motivation, Konzept und Aufbau des Double Chooz-Experiments vorgestellt. Ausgehend von einem Überblick über den allgemeinen Aufbau des Experiments sowie seine herausragenden Merkmale werden die einzelnen Komponenten und Teilsysteme in das Gesamtkonzept eingeordnet und ihre Funktionsweise erörtert. Im zweiten Teil des Kapitels wird das für diese Arbeit zentrale Teilsystem des Experimentes, das Myon-Veto, herausgegriffen und im Detail besprochen. Dabei werden die generellen Funktionsprinzipien und ihre physikalischen Grundlagen im Vordergrund stehen, während die technischen Designkriterien und -entscheidungen in dem ihnen eigens gewidmeten Kapitel 4 beschrieben sind.

### 3.1. Übersicht

Der erste Teil dieses Kapitels widmet sich dem Experiment als Ganzem, sowie dem Detektor-konzept und den Gegebenheiten in Chooz, dem Standort des Experiments.

#### 3.1.1. Einordnung und Definition

Das Double Chooz-Experiment ist ein Reaktor-Antineutrino-Oszillations-Experiment, das auf dem Verschwinden von Elektron-Antineutrinos – also ihrer Oszillation in andere Flavor-Zustände – beruht und zum Ziel hat, den Mischungswinkel  $\Theta_{13}$  zu bestimmen. Ohne die zugrundeliegenden und in Kapitel 2 gegebenen theoretischen Erläuterungen noch einmal vollständig zu wiederholen, soll hier dennoch eine knappe Einordnung dieser definierenden Begriffe versucht werden:

- Reaktor-Antineutrino-Experimente nutzen die in den Brennstäben von Kernreaktoren ablaufenden Betazerfälle als starke und vergleichsweise leicht verfügbare Quelle für Antielektronneutrinos. Als Merkregel mag hierzu die Feststellung gelten, dass pro GW thermischer Leistung etwa  $2 \cdot 10^{20}$  Antineutrinos pro Sekunde entstehen. Ihr Energiespektrum ist durch die (zeitlich veränderliche) Zusammensetzung der in den Brennstäben vorhandenen Isotope bzw. deren Zerfallskanäle festgelegt und bewegt sich typischerweise in einem Bereich bis etwa zehn MeV, wie es in Abbildung 3.1 beispielhaft für die Chooz-B-Brennelemente gezeigt ist.

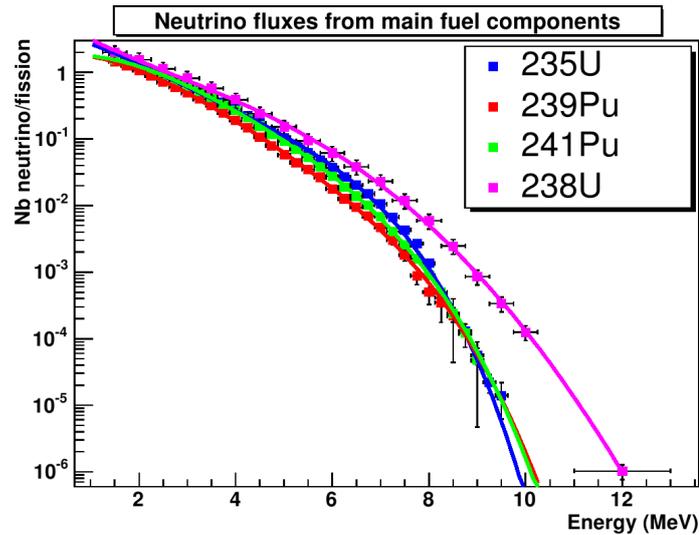


Abbildung 3.1.: Das Energiespektrum der Reaktor-Antineutrinos in Chooz, aus [Ardellier u. a., 2004]

- Oszillationsexperimente beschäftigen sich mit dem Phänomen der Umwandlung von Neutrinos unterschiedlicher Flavorzustände ineinander. Die Beschreibung dieser wechselseitigen Umwandlungen erfolgt analog zum Quarksektor durch eine unitäre Mischungsmatrix (vgl. Gleichung (2.3)), bekannt als die PMNS<sup>1</sup>-Matrix, die drei Masseneigenzustände mit den drei Flavoreigenzuständen verknüpft. Bestandteil dieser Mischungsmatrix sind drei Mischungswinkel, die üblicherweise als  $\Theta_{12}$ ,  $\Theta_{23}$  und  $\Theta_{13}$  bezeichnet werden, sowie zusätzliche Phasenfaktoren (vgl. Kapitel 2.2.3).
- Die Oszillationseigenschaft der Neutrinos erlaubt es, Experimente durchzuführen, die ausgehend von einer Neutrinoquelle mit bekannter Flavorzusammensetzung entweder sensitiv auf das Auftauchen anderer Flavorzustände reagieren („Appearance“-Experimente), oder einen Mangel im erwarteten Neutrinofluss (einer bestimmten Flavorsorte) nachzuweisen versuchen („Disappearance“-Experimente). Man kann zeigen (siehe Gleichungen (2.5) bzw. (2.6)), dass in einem Disappearance-Experiment  $\Theta_{13}$  bestimmt werden kann, ohne dass in der Mischungsmatrix zusätzlich auftretende (und bisher experimentell unbestimmt) Phasen zu Mehrdeutigkeiten führen können.

### 3.1.2. Der Detektor

Der Double Chooz-Detektor besteht aus vier konzentrischen zylinderförmigen Volumen – von innen nach aussen dem **Target**, dem  $\gamma$ -**Catcher**, dem **Buffer** und dem **inneren Veto**, sowie

<sup>1</sup>Pontecorvo [Pontecorvo, 1958; Gribov und Pontecorvo, 1969], Maki, Nakagawa, Sakata [Maki u. a., 1962]

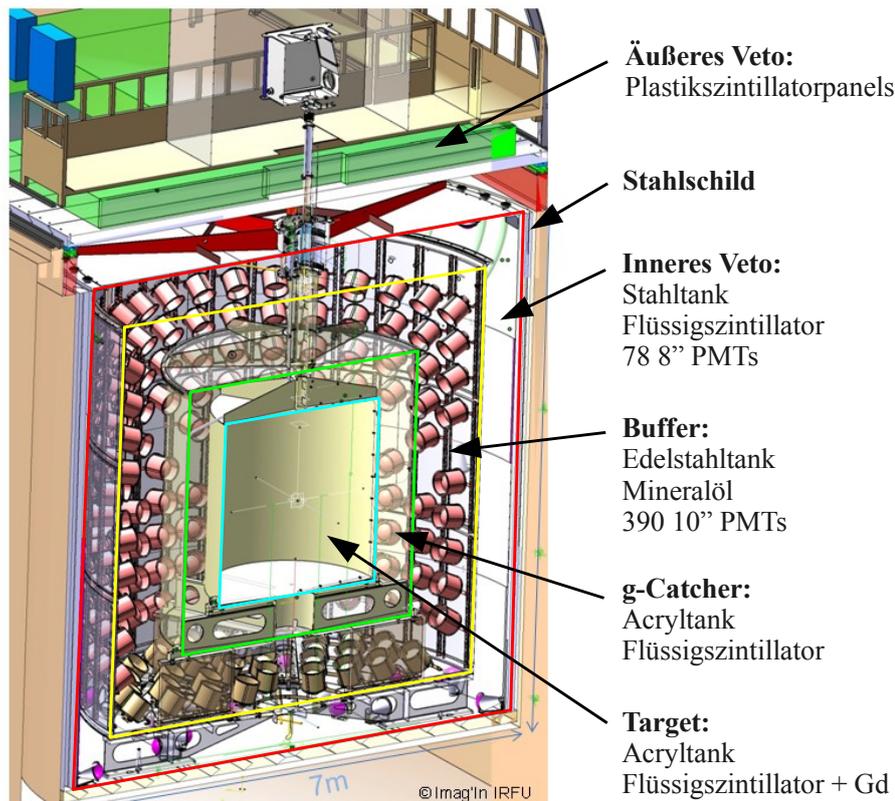


Abbildung 3.2.: Die verschiedenen Volumina und Komponenten des Double Chooz-Detektors

einer Plastiksintillatorebene, dem **äußeren Veto**. In Abbildung 3.2 ist dies schematisch verdeutlicht. Die inneren drei Volumina werden als „**innerer Detektor**“ bezeichnet und stellen den eigentlichen Neutrino-Detektor dar (siehe Kapitel 3.3), während das innere Veto ein eigenständiger Untergrunddetektor ist (vgl. Kapitel 3.4). Das äußere Veto schließlich ist ebenfalls ein eigenständiger reiner Myon-Detektor. Die Signale der drei Teildetektoren werden unabhängig voneinander generiert, laufen aber in der den Trigger erzeugenden Logik-Schaltung zusammen und legen in Kombination miteinander fest, wie viele Daten bei einem Ereignis gespeichert werden (vgl. Kapitel 5.3.3). Die für die Bestimmung von  $\Theta_{13}$  in der späteren Analyse benötigten Daten sind insbesondere die Rate an Neutrinoereignissen sowie das Energiespektrum der Neutrinos (vgl. Kapitel 6.2.3).

### 3.1.3. Das Zwei-Detektor-Konzept

Vor den Messungen mit Detektoren der zweiten Generation beruhte die beste Obergrenze für den Wert von  $\Theta_{13}$  auf den Ergebnissen des CHOOZ-Experimentes von 1999 [CHOOZ, 2003](vgl. Kapitel 2.3.3), dessen Resultat im wesentlichen durch die eingehenden systemati-

	Unsicherheitsquelle	Chooz	DC <sub>far</sub>	DC <sub>full</sub>	Kommentar
	<i>Statistischer Fehler</i>	2,8 %	0,7 %	0,5 %	1,5 a bzw. 5 a ferner (+ 3 a naher) Detektor
Reaktor	$\sigma_{\text{Prod}}(\bar{\nu}_e)$	1,9 %	1,9 %	–	betreffen beide Detektoren gleichermaßen und heben sich bei relativer Messung weg
	Reaktorleistung	0,7 %	2,0 %	–	
	$E_{\text{Spaltung}}$	0,6 %	0,5 %	–	
	Raumwinkel	–	–	0,07 %	
Detektor	$\sigma_{\text{Det}}$	0,3 %	0,1 %	–	wie oben
	Targetmasse	0,3 %	0,2 %	0,2 %	
	Bezugsvolumen	0,2 %	–	–	durch Tanks fest definiert
	Wasserstoffanteil	0,8 %	0,5 %	–	identischer Szintillator
	Totzeit	0,25 %	–	–	Elektronik mit Ringspeicher
Analyse	$e^+$ -Identifikation	0,8 %	0,1 %	0,1 %	
	$n$ -Einfang am Gd	0,85 %	0,3 %	0,3 %	
	$n$ -Identifikation	0,4 %	0,2 %	0,2 %	
	Koinzidenz- $\Delta t$	0,4 %	0,1 %	0,1 %	
	Koinzidenz- $\Delta x$	0,3 %	–	–	wird nicht angewandt
	$n$ -Multiplizität	0,5 %	–	–	wird nicht angewandt
	<b>Systemat. Fehler</b>	<b>2,7 %</b>	<b>2,9 %</b>	<b>0,5 %</b>	

Tabelle 3.2.: Unsicherheitsquellen in CHOOZ und Double Chooz-Vorbereitung im Vergleich, nach [Mention u. a., 2007]; die in die ersten Analyse eingehenden Unsicherheiten, wie sie sich im Verlauf der Auswertung ergeben haben, sind in Tabelle 6.2 wiedergegeben.

sche Unsicherheiten von 2,7 % begrenzt ist und von weiterführenden Experimenten zwingend deren Reduktion erforderte. Dies lässt sich am elegantesten durch ein Multidetektorkonzept erreichen, bei dem mit nahen Detektoren der in den Reaktorkernen entstehende Neutrinofluss überwacht wird, und ferne Detektoren den Fluss auf Oszillationseffekte prüfen. Alle Reaktor-neutrinoexperimente der zweiten Generation [Daya-Bay, 2007], [RENO, 2010], [Anjos u. a., 2006] setzen daher auf ein solches Konzept, das im einfachsten Fall mit zwei Detektoren zu realisieren ist und die Unsicherheiten in Neutrinofluss, Detektionseffizienz, Wirkungsquerschnitt der Detektion etc. durch eine relative Betrachtung der Messwerte mehrerer identischer Detektoren ausschaltet, sofern der anteilige Neutrinofluss durch die Detektoren – und natürlich die Detektorgeometrie – auch tatsächlich identisch ist. Dies ist bei Standorten mit mehreren Reaktorkernen nur eingeschränkt oder gar nicht möglich, so dass Korrekturterme in der Analyse berücksichtigt werden müssen, die wiederum einen eigenen Beitrag zum systematischen Fehler liefern. In Tabelle 3.2 ist am Beispiel von CHOOZ und Double Chooz aufgelistet, welche Unsicherheiten durch das Mehrdetektorkonzept eliminiert oder reduziert werden.



Abbildung 3.3.: Luftaufnahme des Chooz-Reaktorgeländes; markiert: Standorte der Detektoren sowie der Reaktorkerne

### 3.1.4. Der Standort

Der nach der Ortschaft Chooz benannte und von der EdF (Électricité de France SA) betriebene Reaktorkomplex Chooz-B, der das Double Chooz-Experiment beheimatet, liegt im Grenzgebiet von Frankreich und Belgien im französischen **Département Ardennes**, nahe der Stadt Givet in einer Schleife der Meuse. Die Fluss Schleife ist von niedrigen Hügeln begrenzt, unter denen der mittlerweile im Rückbau befindliche Vorgängerreaktor Chooz-A aufgebaut war. Einer der Tunnel der alten Reaktoranlage wurde für das CHOOZ-Experiment zu einem Labor umgebaut und wird nun wieder für das Double Chooz-Experiment genutzt. Auf der in Abbildung 3.3 gezeigten Luftaufnahme ist die beschriebene Geographie mit den wichtigsten Orten dargestellt.

### Die Reaktoren

Die beiden Reaktoren des Kraftwerks sind Druckwasserreaktoren der zweiten Generation des Herstellers Areva (vormals Framatome) vom **Typ N4**, deren technische Spezifikationen in Tabelle 3.3 abgedruckt sind. Sie besitzen jeweils eine thermische Leistung von  $4,25 \text{ GW}_{\text{th}}$  und

Betriebsstart	1996 (B1) bzw. 1997 (B2)
Thermische Leistung je Reaktor	4250 MW
Elektrische Leistung je Reaktor	1500 MW
Moderator	Wasser
Kühlmittel	Wasser
Anzahl Brennelemente	205
Anzahl Brennstäbe je Element	264

Tabelle 3.3.: Grundlegende Daten der Chooz-B-Reaktoren

gehören damit zu den leistungstärksten Reaktoren weltweit.

### Detektoren vs. Reaktoren

Wie in Abbildung 3.3 ersichtlich, befinden sich die Detektorstandorte nicht auf der Mittelkrechten zwischen den beiden Reaktorkernen. Da der Standort des fernen Detektors durch das Labor vorgegeben ist, ist die sogenannte *Isolinie*, d.h. die Linie, entlang der das Verhältnis des Neutrinoflusses aus den einzelnen Reaktoren konstant und gleich dem am fernen Detektor ist, gekrümmt (genauer gesagt hat sie die Form eines Kegelschnittes). Abbildung 3.4 gibt die in [Mention, 2005] ermittelte Lage dieser Linie an, auf der der nahe Detektor idealerweise stehen sollte, um eine möglichst vollständige Aufhebung systematischer Unsicherheiten zu erreichen. Die zusätzlich eingezeichneten Konturen geben den systematischen Fehler an, der durch eine Abweichung von der Isolinie in Kauf genommen werden muss. Außerdem sollte der nahe Detektor möglichst dicht an den Reaktorkernen stehen, um hohe Ereignisraten bei niedrigem Oszillationseffekt zu erzielen.

Die Tatsache, dass demgegenüber der nahe Detektor abseits der Isolinie in etwa 100 m Entfernung (vgl. Tabelle 3.4) am eingezeichneten Ort aufgebaut wird, ist auf zwei Gründe zurückzuführen. Zum einen darf die Rate myoninduzierter Untergrundereignisse nicht zu groß werden, was eine gewisse **Mindestabschirmung** von etwa 75 m.w.e. des nahen Labors bedingt (vgl. Abbildung 3.5). Zum anderen müssen die **geologischen Gegebenheiten** so sein, dass ein den Anforderungen des Experimentes entsprechendes Labor im Rahmen des Gesamtbudgets des Experiments gebaut werden kann. Nach eingehender geologischer und bauwissenschaftlicher Prüfung wurde daher der vorgestellte Standort abseits der Isolinie gewählt, da dort ein niedriger Hügel sowohl die Abschirmungsbedingung erfüllt als auch den Zugang über eine Rampe anstelle eines Schachtes ermöglicht. Letzteres vereinfacht und verbilligt die Konstruktion von Labor und Detektor erheblich. Die aus dieser Wahl resultierende Verschlechterung der Sensitivität des Ergebnisses beträgt konservativ geschätzt etwa 15 % im nach 5 Jahren Messzeit erreichbaren Limit bei 90 % C.L. [Mention und Lasserre, 2007]

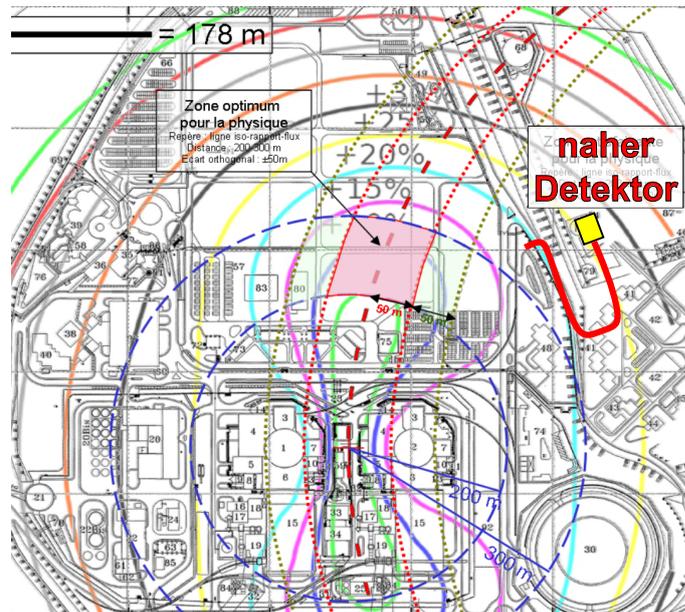


Abbildung 3.4.: Isolinie (gestrichelt): Verbindung aller Punkte, bei denen die Beiträge beider Reaktoren zu den Signalen in den beiden Detektoren gleich sind. Sie ist durch den Standort des fernen Detektors festgelegt. Die farbigen Konturen geben die zusätzlichen systematische Unsicherheiten an, die abseits der Isolinie auftreten, ohne Berücksichtigung der verschiedenen Abschirmtiefen, aus [Mention und Lasserre, 2007]

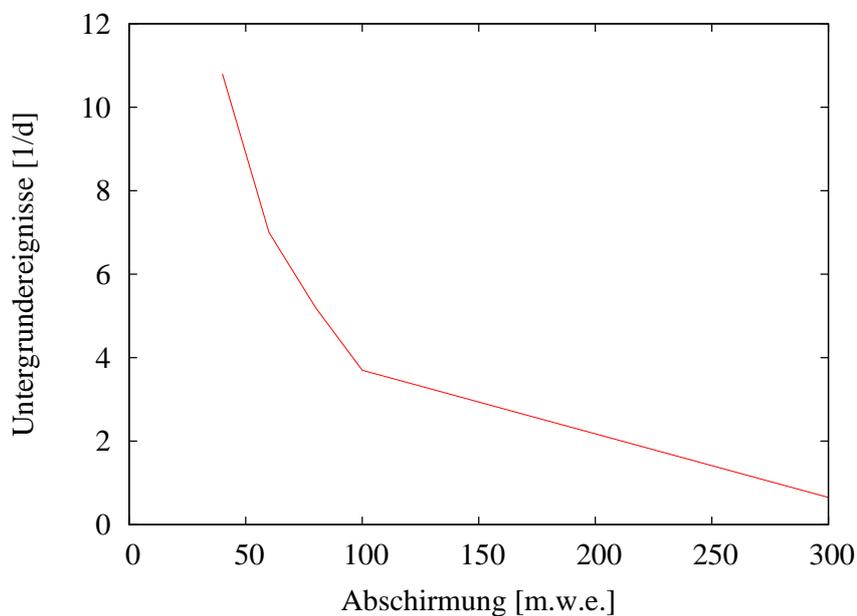


Abbildung 3.5.: Erwartete Rate an myoninduzierten Ereignissen im inneren Detektor über der Abschirmtiefe in m.w.e., nach [Ardellier u. a., 2004]

	naher Detektor	ferner Detektor
Abstand zu den Reaktorkernen [m]	351 und 466	1114 und 998
Abschirmtiefe [m.w.e.]	115	300
Neutrinoereignisrate [1/d]	500	70
Myonrate im inneren Veto [Hz]	400	40

Tabelle 3.4.: Standorte des nahen und fernen Double Chooz-Detektor

## 3.2. Methoden und Instrumente

Bevor in den folgenden Kapiteln konkret auf die Funktionsweise des Double Chooz-Detektors eingegangen wird, bietet es sich an, die grundlegenden Methoden und Prozesse sowie die zur Detektion verwendeten Instrumente kurz vorzustellen. Wir beginnen dabei mit den Vorgängen, die für die Lichtproduktion im Detektor verantwortlich sind, um uns danach den Messgeräten zuzuwenden.

### 3.2.1. Szintillation

Unter Szintillation versteht man die Eigenschaft von Materie, beim Durchgang von Teilchen Licht auszusenden. Dieses Verhalten tritt in organischen (oft aromatischen) wie inorganischen Systemen (Kristalle wie z.B. CsI, NaI(Tl) und viele andere) auf, der zugrundeliegende Mechanismus ist allerdings verschieden. Im Fall der Szintillation organischer Substanzen beruht er auf **Anregung ihrer  $\pi$ -Elektronensysteme**. Durch interne strahlungsfreie Übergänge fallen die  $\pi$ -Elektronen zunächst in ihren ersten angeregten Zustand. Von dort aus können sie unter Aussendung eines Photons (typischerweise im nahen UV-Bereich) in einen der Vibrationszustände des Grundzustands fallen. Zusätzlich zu den bisher beschriebenen Übergängen können auch Triplet-Zustände angeregt werden, deren Zerfall in den Singulett-Grundzustand durch die Auswahlregeln verboten ist, was in einer relativ langen Lebensdauer resultiert. Man findet also im Zeitspektrum der Szintillation eine schnelle Komponente, die von angeregten Singulett-Zuständen kommt, sowie eine auf den Triplet-Anregungen basierende langsame Komponente. Da je nach Szintillatorzusammensetzung die Anregung von Triplet- und Singulett-Zuständen für verschiedene Teilchensorten unterschiedlich wahrscheinlich sein kann, besteht in manchen Fällen die Möglichkeit, durch **Pulsformanalyse** (engl. pulse shape analysis, kurz **PSA**) Teilchen zu identifizieren. Diese Methode wird oft zur  $n$ - $\gamma$ -Diskriminierung angewandt und wird auch für den inneren Double Chooz-Detektor diskutiert.

Besteht der Szintillator aus mehreren szintillierenden Komponenten unterschiedlicher Konzentration, können zusätzliche Prozesse stattfinden: Die angeregten Moleküle des Hauptbe-

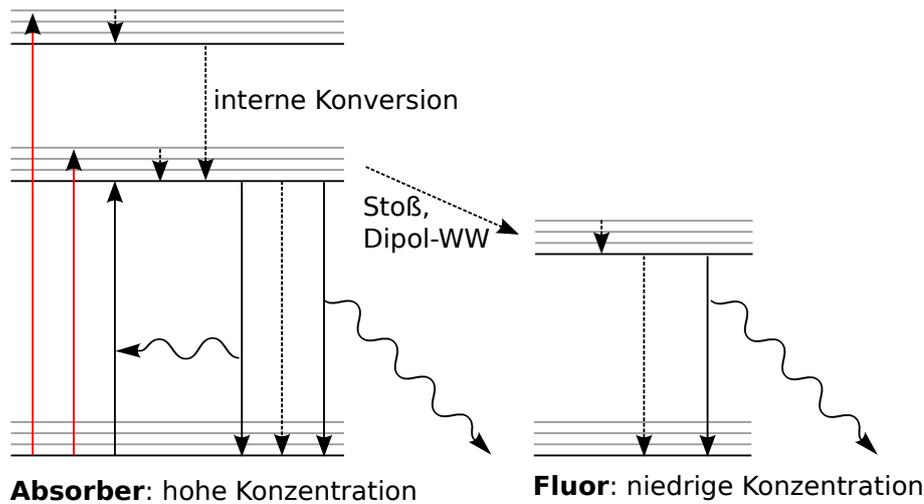


Abbildung 3.6.: Schema elektronischer Übergänge im Szintillationsprozess: Anregung eines  $\pi$ -Elektronensystems, strahlungsfreie Übergänge in den ersten angeregten Zustand, Energietransfer an ein zweites Molekül mit niedrigerem Anregungszustand. Die roten Linien sind die Primäranregungen des Szintillators durch das hindurchfliegende Teilchen. Gestrichelte Linien repräsentieren strahlungsfreie Übergänge, durchgezogene Linien Übergänge mit Photonemission.

standteils, den man in diesem Fall den **Absorber** nennt, können ihre Anregungsenergie durch **Dipol-Dipol-Wechselwirkung** auf ein Molekül der Beimischung übertragen, welches dann wiederum unter Aussendung eines (niederenergetischeren) Photons in seinen Grundzustand übergeht. Abbildung 3.6 illustriert den Mechanismus. Im ersten Fall würde das ausgesendete Photon aber von den umgebenden Absorber-Molekülen mit hoher Effizienz wieder absorbiert werden, während im zweiten Fall die freie Weglänge des Photons ungleich höher sein kann, wenn die Konzentration der Beimischung, die als ein **Fluor** bezeichnet wird, gering ist. Szintillatoren, in denen dieser Prozess ein zweites Mal mit einer noch geringer konzentrierten Beimischung wiederholt wird, enthalten somit ein primäres und ein sekundäres Fluor.

### Lichtausbeute und Quenching

Unter **Lichtausbeute** versteht man die Anzahl an erzeugten Photonen pro deponierter Energie im Szintillator. Sie ist in erster Linie von der Szintillatorzusammensetzung, aber auch von der Energie und Art des durchlaufenden Teilchens abhängig: Die Lichtausbeute ist bei Teilchen mit niedriger Energiedeposition pro zurückgelegter Strecke (wie Photonen und schnellen Leptonen) am höchsten und nimmt mit steigender Masse ab. Diese Unterdrückung der Lichterzeugung nennt man **Quenching** (engl. für dämpfen, ersticken, löschen). Ein möglicher Erklärungsansatz führt sie auf die höhere Konzentration von ionisierten Molekülen und

ihre Wechselwirkung mit den angeregten Molekülen in ihrer Nähe zurück, denen somit zusätzliche strahlungsfreie Abregungskanäle zur Verfügung stehen. Phänomenologisch kann die Abhängigkeit der Lichtausbeute von Material und Teilchensorte durch die von *Birks* [Birks, 1964] gegebene Gleichung

$$\frac{dL}{dr} = \frac{S \frac{dE}{dr}}{1 + K_B \frac{dE}{dr}} \quad (3.1)$$

mit der Lichtausbeute  $L$ , der Szintillatoreffizienz  $S$ , der material- und teilchenabhängigen Konstanten  $K_B$  und der differentiellen Energiedeposition pro Strecke  $\frac{dE}{dr}$  beschrieben werden, die für kleine  $K_B$  in den für schnelle Elektronen und Positronen gültigen Grenzfall

$$\frac{dL}{dr} = S \frac{dE}{dr} \quad (3.2)$$

über geht. Als allgemeine Faustregel kann der wiederum in [Birks, 1964] gegebene Zusammenhang

$$\text{Lichtausbeute } L : e : p : \alpha \approx 10 : 5 : 1 \quad (3.3)$$

angenommen werden.

### 3.2.2. *Cherenkov-Strahlung*

Ein elektrisch geladendes Teilchen, das sich durch ein Dielektrikum bewegt, verursacht eine zeitweise Polarisierung der Atome des Mediums mit Kernladungszahl  $z$ . Diese zeitlich veränderlichen Dipolmomente führen zur **Abstrahlung elektromagnetischer Wellen**, die sich aber im Allgemeinen destruktiv überlagern, so dass keine nennenswerte Lichtemission vorliegt (vgl. Fall a) in Abbildung 3.7). Nun ist die wellenlängenabhängige Lichtgeschwindigkeit  $c_n(\lambda)$  in einem Medium mit Brechungsindex  $n(\lambda)$  bekanntlich gegeben durch

$$c_n(\lambda) = c/n(\lambda),$$

so dass für Teilchen mit hinreichend hoher kinetischer Energie eine Geschwindigkeit  $v > c_n$  zu erreichen ist. Ein solches Teilchen bewegt sich also schneller als die von ihm ausgelösten Kugelwellen, wie im Fall b) in Abbildung 3.7 illustriert ist. Wie aus der Skizze ersichtlich ist, überlagern sich die Kugelwellen unter dem *Cherenkov-Winkel*  $\vartheta_c$  mit

$$\cos \vartheta_c = \frac{c_n}{v} = \frac{1}{\beta n}$$

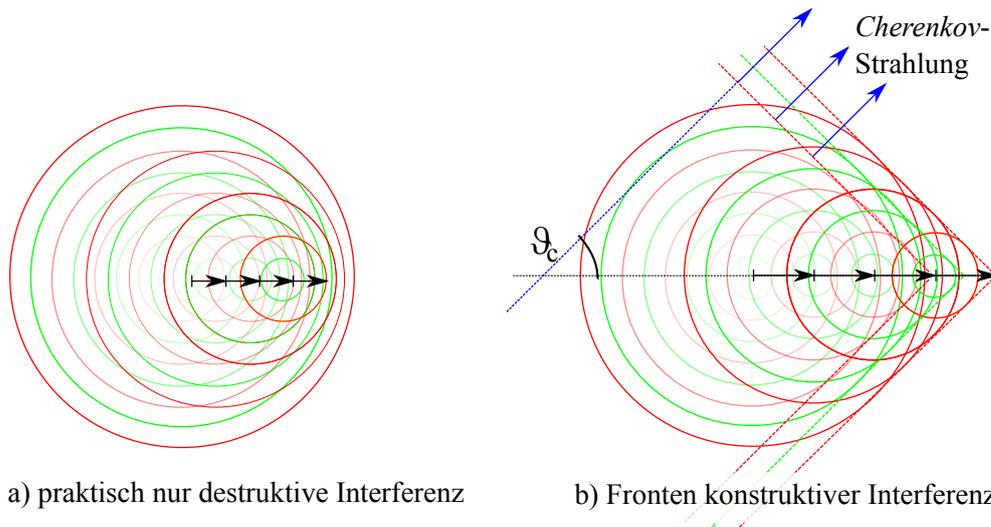


Abbildung 3.7.: Illustration des *Cherenkov*-Effekts: In a) ist das Teilchen langsamer als die Lichtgeschwindigkeit im Medium. Die durch die vorübergehende Polarisation der Atome ausgelösten Wellenfronten überholen das Teilchen und interferieren destruktiv. In b) ist das Teilchen schneller als die Kugelwellen – in Abhängigkeit von  $v$  und  $n$  ergeben sich konstruktive Interferenzfronten unter dem *Cherenkov*-Winkel  $\vartheta_c$

konstruktiv, es kommt zur **gerichteten Abstrahlung**. Für die pro Flugstreckeneinheit deponierte Energie gilt (z.B. nach [Jackson, 2002])

$$\frac{d^2E}{dx d\omega} = \frac{z^2 e^2}{c^2} \omega \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n(\omega)^2} \right)$$

oder umgeformt nach der Anzahl an emittierten Photonen pro Wellenlängenintervall und Flugstreckeneinheit

$$\begin{aligned} \frac{d^2N}{dx d\lambda} &= \frac{z^2 e^2}{\hbar c^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n(\lambda)^2} \right) \\ &= -\frac{z^2 e^2}{\hbar c} \frac{1}{\lambda^2} \sin^2 \vartheta_c. \end{aligned}$$

Für festes  $n$  wäre das Spektrum also proportional zu  $\frac{1}{\lambda^2}$ . Effektiv schneidet die Abnahme des Brechungsindex mit der Energie das Spektrum zu hohen Energien ab. Im Bereich von 200 bis 800 nm ist der  $\lambda^{-2}$ -Verlauf eine gute Beschreibung, weshalb mit dem bloßen Auge betrachtetes *Cherenkov*-Licht blau erscheint. Im Double Chooz-Szintillator werden die blauen und UV-Anteile des Spektrums aber bereits auf den ersten Zentimetern Wegstrecke durch PPO und bisMSB zu niedrigeren Frequenzen verschoben (vgl. Kapitel 4.4.1).

### 3.2.3. Photomultiplier

Der Nachweis des Lichts erfolgt im inneren Veto wie auch im inneren Detektor über sogenannte „Photomultiplier Tubes“, kurz Photomultiplier oder PMTs. Während sich mittlerweile eine Vielzahl unterschiedlicher Instrumente unter dem Stichwort „Photomultiplier“ vereint (von Weiterentwicklungen wie den Hybrid PMTs bis zu den als Silizium-Photomultiplier bekannten Halbleiterbauteilen), ist im Double Chooz-Experiment die „klassische“ Bauform vertreten, dessen Funktionsprinzip und allgemeine Eigenschaften im folgenden kurz vorgestellt werden soll. Details sind beispielsweise in [Hamamatsu Photonics K. K., 2006] zu finden.

#### Aufbau

Das Funktionsprinzip eines Photomultipliers beruht auf dem **Photoeffekt** auf der einen Seite und **Ladungsvervielfältigung** durch Sekundärelektronenproduktion auf der anderen Seite (siehe Abbildung 3.8): Ein evakuierter Glaskolben ist auf der Innenseite mit einer dünnen Schicht eines Materials mit niedriger Austrittsarbeit bedampft, die als **Photokathode** bezeichnet wird (typisches Beispiel wäre etwa eine Bialkali-Photokathode aus Sb-K-Cs). Verschiedene Photokathodenmaterialien und Gläser ermöglichen es, innerhalb eines zwischen UV und Infrarot angesiedelten gewünschten Wellenlängenabschnittes für einfallendes Licht Wahrscheinlichkeiten von bis zu 45 % für die Erzeugung eines Elektrons durch ein auftreffendes Photon zu erreichen. Ein infolge des Photoeffekts ins Innere des Kolbens emittiertes Elektron, oft **Photoelektron** oder kurz PE genannt, wird mithilfe von **Fokussierelektroden** durch ein elektrisches Feld auf eine erste Dynode gelenkt und beschleunigt. Beim Auftreffen auf diese wird eine von der Beschleunigungsspannung abhängige Anzahl von **Sekundärelektronen** aus der Dynode herausgeschlagen. Die folgenden Dynoden liegen sukzessiv auf immer höherem Potential, so dass aus einer Dynode herausgeschlagene Elektronen zur nächsten beschleunigt werden und dort ihrerseits zur Ladungsvervielfältigung beitragen. Nach einer vom PMT-Modell abhängigen Zahl von Dynoden (typischerweise 9-14) wird das Abfließen der entstandenen Ladungslawine als Strom gemessen. Die insgesamt angelegte Spannung liegt meist in einem Bereich von 800 bis 2000 V.

#### Charakteristische Größen

Je nach Anwendungsgebiet können Photomultiplier auf unterschiedliche Anforderungen optimiert werden. Die folgenden, im allgemeinen korrelierten Größen sind bei der Auswahl des Photomultipliers für einen konkreten Aufbau zu berücksichtigen.

- Die im engeren Sinne als **Quanteneffizienz** bezeichnete Umwandlungswahrscheinlichkeit eines Photons in ein Photoelektron ist im wesentlichen durch die Bauform des

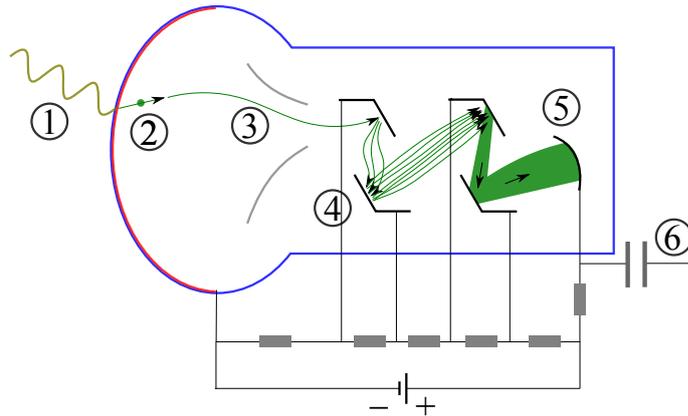


Abbildung 3.8.: Schematische Darstellung eines Photomultipliers: Das in ① ankommende Photon wird in der Photokathode absorbiert und führt zur Emission eines Elektrons ②. Von den Fokussierelektroden geführt, wird es auf die erste Dynode zu beschleunigt, die gegenüber der Kathode auf positivem Potential liegt ③. Die beim Aufprall des Photoelektrons ausgelösten Sekundärelektronen werden zur zweiten Dynode hin beschleunigt und führen dort ihrerseits zur Ladungsvervielfältigung ④. Die Gesamtanzahl aller in den Dynoden ausgelösten Elektronen werden als Anodenstrom gemessen ⑤. Um das Signal von der Gleichspannung-Hochspannung zu entkoppeln, wird das Messgerät über einen Kondensator angeschlossen ⑥.

Photomultipliers festgelegt, zuerst durch die wellenlängenabhängige Transmission des verwendeten Glases, und dann durch das Photokathodenmaterial. Im Allgemeinen ist die Quanteneffizienz nicht nur wellenlängenabhängig, sondern variiert je nach Position und Einfallswinkel des Photons, wobei letztere Effekte wesentlich stärker in der Kollektionseffizienz zu Tage treten.

- Die **Kollektionseffizienz** beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der ein entstandenes Photoelektron tatsächlich die Dynodenstruktur erreicht und eine zu messende Ladungslawine hervorruft. Auch sie ist bauartbedingt und schwankt mit Auftreffort und -winkel des Photons, kann aber zusätzlich von der angelegten Spannung abhängen. Da Quanten- und Kollektionseffizienz experimentell nur schwer zu trennen sind, werden oft beide Effekte gemeinsam als Quanteneffizienz bezeichnet.
- Die **Verstärkung** eines Photomultipliers, also die insgesamt gemessene Ladung pro Photoelektron, ist durch die angelegte Spannung festgelegt und kann in gewissen Bereichen gewählt werden. Werte zwischen  $10^5$  und  $10^7$  sind üblich. Die Verstärkung  $g$  (vom englischen „gain“) ist nicht linear von der angelegten Spannung  $U$  abhängig,

sondern (je nach Aufbau des Spannungsteilers) oft von der Form

$$g \sim U^{\text{Anzahl an Dynoden}}$$

- Die niedrige Austrittsarbeit der Photokathode, die die vergleichsweise hohe Quanteneffizienz überhaupt erst erlaubt, führt auf der anderen Seite dazu, dass thermische Emission von Elektronen in beträchtlicher Menge möglich ist. Diese als **Dunkelrate** bezeichnete Untergrundrate skaliert mit der Kathodenfläche, ist bauart-, temperatur- und spannungsabhängig und bewegt sich üblicherweise im 100 Hz bis 10 kHz-Bereich. Da thermische Emission praktisch nur einzelne Elektronen betrifft, sind Signale oberhalb der Ein-Photoelektron-Schwelle nicht wesentlich von diesem Untergrund betroffen.
- Die Zeitcharakteristik eines Photomultipliers ist wiederum bauart- teils aber auch spannungsbedingt. Die **Elektron-Transit-Zeit** gibt die Zeit zwischen einfallendem Photon und gemessenem Ausgangssignal an. Da sie ebenfalls ortsabhängig sein kann, ist die **Transit-Zeit-Verteilung** (kurz **TTS** für „Transit Time Spread“) von Bedeutung. Sie ist ein Maß für die maximale zeitliche Auflösung, die mit dem gegebenen Photomultiplier erreicht werden kann und hat daher großen Einfluss auf die Genauigkeit von Ortsrekonstruktionsalgorithmen in Szintillationsdetektoren.
- Als **Linearitätsbereich** des Photomultipliersignals bezeichnet man den Bereich, in dem das Signal proportional zur ankommenden Lichtmenge ist. Bauart und Spannung spielen hier eine wesentliche Rolle. Bei zu hohen Elektronenflüssen zwischen den Di-oden oder zu hohen einfallenden Lichtmengen treten Sättigungseffekte auf, die auf die gegenseitige Abstoßung der Elektronen zurückzuführen sind, und die die effektive Verstärkung hoher Signale schwächen. Ist die Sättigungskurve des Photomultipliers bekannt, kann auch der nichtlineare Bereich genutzt werden, solange der Zusammenhang zumindest streng monoton wachsend ist.

#### 3.2.4. Vorverstärker und FADCs

Zur Bestimmung der Photoelektronanzahl, die einem PMT-Signal zugrunde liegt, muss die Ladung innerhalb des PMT-Pulses bestimmt werden. Typischerweise werden dazu entweder integrierende Analog-Digital-Wandler eingesetzt, deren Ausgabewert der gesamten im vorgegebenen Zeitfenster geflossenen Ladung entspricht, oder es wird der PMT-Signalstrom abgetastet und sein zeitlicher Verlauf digitalisiert gespeichert. Die im ersteren Fall zum Einsatz kommenden Messgeräte werden als **QDCs** bezeichnet („Charge to Digital Converter“), während sich für den letzteren Fall der Einsatz sogenannter **FADCs** bewährt hat. Das Kürzel

steht hierbei für „Flash Analog to Digital Converter“ und deutet an, dass durch die Verwendung einer großen Anzahl an Komparatoren (nämlich einen pro Digitalisierungsstufe) eine sehr schnelle Umwandlung des Eingangssignals und eine entsprechend hohe Abtastrate bis in den GHz-Bereich möglich ist. Da die Kenntnis der PMT-Signalform zusätzliche Analysemöglichkeiten eröffnet, die auf der Form des aufgezeichneten Pulses beruhen, wurde für Double Chooz die Signalaufzeichnung durch FADCs gewählt. Obwohl für das Veto eine solche **Pulsformanalyse** nicht vorgesehen ist, wurde aus Gründen der Einheitlichkeit sowohl für inneren Detektor als auch inneres Veto dieselbe Auslesehardware gewählt.

Wichtige Kenngrößen eines FADCs sind seine Samplerate, seine Auflösung sowie die Größe seines internen Speichers, die es erlaubt, Ereignisse zwischenspeichern und so Totzeiten zu minimieren. Typische PMT-Signale weisen eine Dauer von wenigen zehn ns auf, daher sollte die Samplerate der verwendeten FADCs tatsächlich im GHz-Bereich liegen. Aufgrund der relativ aufwendigen Bauweise mit einem Komparator pro Digitalisierungsstufe ist die Auflösung von FADCs meist vergleichsweise niedrig (üblich sind acht Bit), so dass sie für die Vermessung eines großen Signalbereichs mit hohen Genauigkeiten nicht ideal sind. Für das Double Chooz-Experiment, bei dem der Signalbereich, der mit hoher Auflösung erfasst werden muss, relativ schmal ist, ist dies aber ausreichend.

Da FADCs einen definierten Eingangsbereich aufweisen, werden zwischen PMT und FADC praktisch immer Vorverstärker geschaltet, die das PMT-Signal auf diesen Bereich anpassen und eventuell in seiner Form verändern, z.B. zeitlich dehnen. Im Double Chooz-Experiment werden die entsprechenden Komponenten als **FrontEnd-Elektronik**, kurz **FEE** bezeichnet (vgl. Kapitel 5.3.2) und erfüllen noch zusätzliche Aufgaben für das Triggersystem des Detektors.

### 3.3. Neutrinodektion

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit Aufbau und Funktionsweise der Volumina des inneren Detektors sowie den vorgesehenen Kalibrationsschritten, die die effiziente und verlässliche Identifikation von Neutrinosignalen und die Rekonstruktion der Energie ermöglichen müssen.

#### 3.3.1. Volumen und Instrumentierung

Die drei Volumina des inneren Detektors sind in ähnlicher Weise bei allen aktuellen Reaktor-neutrinoexperimenten zu finden und stellen eine **Weiterentwicklung des Chooz-Detektors** da, dessen Detektor kein nichtszintillierendes Buffer-Volumen aufwies (vgl. Kapitel 2.3.3). Die allen Volumina des inneren Detektors sowie dem inneren Veto gemeinen Systeme sind das Füllsystem inklusive Füllstandskontrolle, das von der Technischen Uni-

versität München konzipiert wurde [Pfähler, 2010], sowie die Temperaturkontrolle, die von der Kansas State University ausgearbeitet wurde [Horton-Smith und Shrestha, 2010]. Diese Module werden im Anschluss an die Besprechung der einzelnen Volumina in diesem Kapitel zur Sprache gebracht. Betreffs der ebenfalls zentral integrierten Datennahmekomponenten sei auf die Kapitel 5.3 bzw. 6.1 sowie die entsprechenden Arbeiten [Reinhold, 2009a], [Reinhold, 2009b], [Lane, 2009; Lane u. a., 2009] sowie das entsprechende Kapitel 6 in [Double Chooz, 2006] verwiesen.

#### Buffer

Der aus 3 mm starkem Edelstahl bestehende Buffertank hat eine Höhe von 5675 mm und einen Durchmesser von 5516 mm. Boden und Deckel weisen radiale und ringförmige Versteifungen auf und sind nach außen hin leicht kegelförmig (mit einer Steigung gegen die Horizontale von 3 %). Wie aus Abbildung 4.2 ersichtlich wird, ruht der Buffertank im inneren Veto auf sechs radialen Doppelträgern, besitzt einen zentralen Kamin in der Mitte seines Deckels und ist mit 36 gebogenen Edelstahlkabelrohren versehen, die die Anschlusskabel der in ihm angebrachten Photomultiplier zu den Flanschen im Kragen des inneren Veto führen (Details zu den Maßen sind in den technischen Zeichnungen des Anhangs zu finden.)

Die Füllung des Buffers besteht vollständig aus **nichtszintillierendem Mineralöl**, genauer gesagt aus einer Mischung von 33 % Tetradekan ( $C_{14}H_{30}$ ) und 67 % Ondina Weißöl 909 von Shell Chemicals, was eine Dichte der Mischung von  $800 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  ergibt. Die optische Abschwächlänge dieser Mischung wurde am *Max-Planck*-Institut in Heidelberg vermessen und beträgt

$$\lambda_{BL} = 10,5 \text{ m}$$

bei einer Wellenlänge von 420 nm.

An der Wand des Buffertanks sind **390 R7081 10 Zoll Photomultiplier** der Firma Hamamatsu, die von einem zylindrischen  $\mu$ -Metallschild umhüllt sind, so montiert, dass ihre Blickrichtung zum Zentrum des Detektors zeigt. Die Anzahl der Photomultiplier leitet sich aus der geforderten Energieauflösung von besser als  $\frac{10\%}{\sqrt{E(\text{MeV})}}$  ab, was direkt auf eine Mindestanzahl von  $100 \frac{\text{Photoelektronen}}{\text{MeV}}$  führt. Vernachlässigt man Reflektionen, so müssen bei einer Lichtausbeute von  $6500 \frac{\text{Photonen}}{\text{MeV}}$  mindestens 1,6 % aller Photonen auf einer Photokathode auftreffen und zu einem Photoelektron führen. Bei einer mittleren Quanteneffizienz von 23 % entspricht dies einer benötigten Abdeckung von 6,7 %. Die tatsächliche Abdeckung beträgt etwa 13 %, so dass mit etwa  $200 \frac{\text{Photoelektronen}}{\text{MeV}}$  bzw. einer Energieauflösung von  $\frac{7\%}{\sqrt{E(\text{MeV})}}$  gerechnet werden kann. Die Anordnung der Photomultiplier ist mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen so optimiert, dass die räumliche Varianz der Anzahl der detektierten Photoelektronen in allen

Photomultipliern bei Energiedepositionen an beliebigen Stellen im Gamma-Catcher- oder Target-Volumen maximal vier Prozent beträgt. Abbildung 4.6 gibt diese Verteilung aus der Simulationssoftware, Abbildung 3.9 als Photo wieder. Die kombinierten Strom- und Signalkabel der Multiplier werden gebündelt an der Wand entlang geführt und verlassen den Buffer durch das Veto durchquerende Kabelrohre.

Die im Buffer integrierten Teile des **Kalibrationssystems** bestehen aus den Glasfasern für LED- und Laserinjektion sowie einer vertikalen lichtdichten Teflonröhre mit einem Teflon-einsatz, der falls notwendig herausgezogen werden kann. Diese Röhre verläuft entlang der Gamma-Catcher-Wand und erlaubt das Einbringen radioaktiver Quellen. Alle Kalibrationssysteme werden in Kapitel 3.3.4 eingehender besprochen.

Der Buffertank stellt eine der Weiterentwicklungen im Detektordesign seit dem CHOOZ-Experiment dar. Während dessen Photomultiplier direkt in einem szintillierenden Volumen eingebaut waren (dem Äquivalent zum Gamma-Catcher des Double Chooz-Experiment), trennt der Buffer die Instrumentierung vom sensitiven Volumen ab und senkt so die Rate an durch radioaktive Verunreinigungen verursachten Ereignissen signifikant ab. Besondere Bedeutung erhält dies durch die Tatsache, dass trotz der Verwendung von speziellem hochreinem Photomultiplierglas („low background PMTs“) die Einzelereignisrate im inneren Detektor durch die Photomultiplier viel zu hoch liegen würde, wären sie direkt im szintillierenden Volumen verbaut.

### Gamma-Catcher

Der als Gamma-Catcher bezeichnete zylindrische Tank besteht aus **UV-transparentem Acrylglas** GZ0Z18 von Röhm und wurde von Neotec gefertigt. Er hat einen Innendurchmesser von 3392 mm und eine Höhe von 3550 mm. Seine Wandung ist 12 mm stark. Die den Tank tragende Stützstruktur, die Versteifungen des Deckels sowie der Hals des Tanks bestehen aus dem selben Acrylglas, so dass Schattenwurf minimiert wird.

Die Gamma-Catcher-Flüssigkeit ist am *Max-Planck*-Institut für Kernphysik in Heidelberg als Szintillator mit identischer Dichte  $\rho = 0,800 \text{ g/cm}^3$  und Lichtausbeute  $LY \approx 6500$  Photonen/MeV im Vergleich zum Target-Szintillator konzipiert worden. Seine Zusammensetzung ist in Tabelle 3.5 wiedergegeben, die Absorptionslänge der Flüssigkeit beträgt

$$\lambda_{GC} = 8,4 \text{ m}$$

bei 420 nm.

Aufgabe des Gamma-Catchers ist es, bei einem im Target stattfindenden Neutrinoereignis sicherzustellen, dass die gesamte nach einem Neutroneneinfang in Gammastrahlung abgegebene Energie im szintillierenden Volumen deponiert wird. Dies soll verhindern, dass nahe

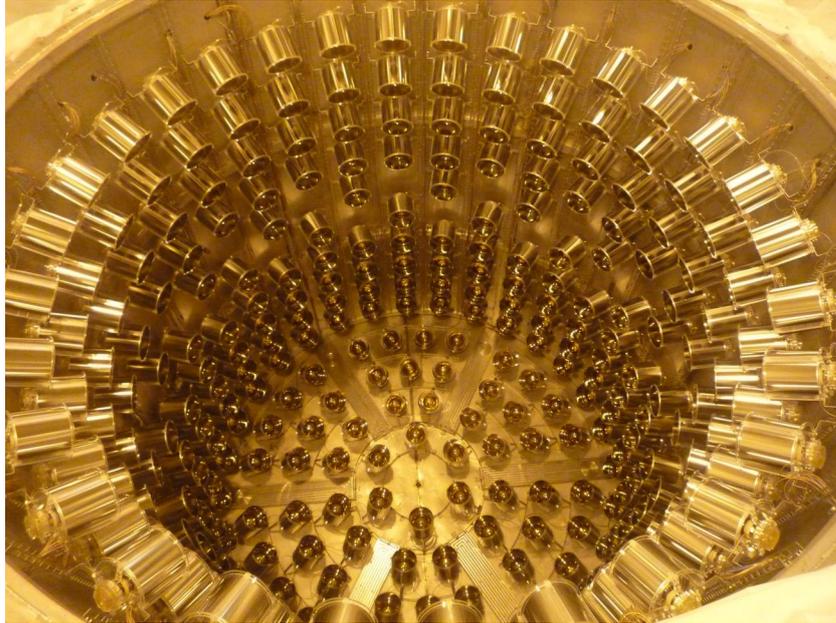


Abbildung 3.9.: Foto der Buffer-Photomultipliierverteilung vor dem Einsetzen der AcrylgefäÙe von Gamma-Catcher und Target. Die Verteilung am Boden entspricht der nicht abgebildeten am Deckel. Das Bild wurde von *T. Lasserre* am 20. August 2010 aufgenommen.

Komponente	Anteil	Gesamtmasse
PXE	4%	0,88 t
Dodekan	30%	5,03 t
Ondina 909	66%	12,0 t
PPO	$2\frac{\text{g}}{\text{l}}$	44,5 kg
bisMSB	$19\frac{\text{mg}}{\text{l}}$	0,423 kg

Tabelle 3.5.: Zusammensetzung des Gamma-Catcher-Szintillators

der Targetwand stattfindende Ereignisse durch Entkommen eines oder mehrerer Gamma-Photonen aus dem definierten Energiefenster fallen. Da im Gamma-Catcher stattfindende Neutrinoereignisse im allgemeinen durch den fehlenden Einfang des Neutrons am Gadolinium nicht als solche identifiziert werden (siehe aber Kapitel 3.3.2), ist das Volumen der zu beobachtenden Ereignisse („fiducial volume“) fest definiert als das gesamte Targetvolumen, so dass in der Analyse die Ortsrekonstruktion eines Ereignisses nicht mehr in eine Selektionsbedingung eingeht und damit verbundene systematische Fehler vermieden werden können.

### Target

Das Herzstück des Experiments ist das Target-Volumen, mit einer Höhe von 2458 mm und einem Innendurchmesser von 2300 mm. Auch die Targetwandung ist 12 mm stark, das verwendete Material für Tankkörper, Füße, Versteifungen und Hals entspricht dem Gamma-Catcher-Material.

Der Target-Szintillator, dessen Zusammensetzung in Tabelle 3.6 gegeben ist, enthält etwa 1 g/l Gadolinium, das in einem  $\beta$ -Diketon-Komplex in der Lösung vorliegt. Seine Dichte  $\rho = 0,800 \text{ g/cm}^3$  und Lichtausbeute von  $LY \approx 6500 \text{ Photonen/MeV}$  setzten die Vorgaben für die Gamma-Catcher-Flüssigkeit. Die Absorptionslänge ist mit

$$\lambda_T = 6,9 \text{ m}$$

bei 420 nm etwas geringer als im Gamma-Catcher, was auf den Gadoliniumgehalt zurückzuführen ist.

Komponente	Anteil	Gesamtmasse
PXE	20%	2,02 t
Dodekan	80%	6,15 t
PPO	$7 \frac{\text{g}}{\text{l}}$	71,5 kg
bisMSB	$20 \frac{\text{mg}}{\text{l}}$	0,204 kg
Gd	$1 \frac{\text{g}}{\text{l}}$	10,2 kg

Tabelle 3.6.: Zusammensetzung des Target-Szintillators

Das Target definiert ein **fixes Interaktionsvolumen** für den Neutroneneinfang am Gadolinium nach einem neutrinoinduzierten inversen Betazerfall. Da der Gamma-Catcher sicherstellt, dass die mit einem solchen Neutroneneinfang verbundenen hohen  $\gamma$ -Energiedepositionen vollständig nachgewiesen werden, kann man mit großer Sicherheit davon ausgehen, dass alle Neutrinoereignisse im Targetvolumen – und auch nur aus diesem – als verwendbar für die Analyse klassifiziert werden. Ohne festes Targetvolumen müsste ein auf einer Ortsrekonstruktion basierender Analyseschnitt vorgenommen werden, der mit einem nicht unerheblichen

systematischen Fehler verbunden ist.

### **Gemeinsam genutzte Systeme**

Das Füllen des Detektors muss simultan und unter Stickstoffatmosphäre in allen vier Volumina erfolgen, um Druckdifferenzen zu vermeiden. Das für diesen Zweck von der TU München und der Firma Pürstinger konzipierte „**Detector Fluid Operating System**“, kurz **DFOS** genannt, ist entsprechend komplex, so dass eine vollständige Beschreibung den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde und für Details auf [Pfähler, 2010] verwiesen wird. Einige Besonderheiten sollen dennoch kurz aufgegriffen werden: Die Lagerung der Flüssigkeiten erfolgt außerhalb des Labors und des Tunnels in einem von der Kraftwerksleitung zur Verfügung gestellten Gebäude nahe des Tunneleingangs. Dort ist auch der Flüssigstickstofftank aufgestellt, der für das Durchspülen der Flüssigkeiten und der Tanks sowie die Stickstoffatmosphäre über den Flüssigkeiten benötigt wird. Edelstahl- bzw. Teflonrohre führen durch den Tunnel bis ins Labor. Durchfluss, Temperatur und Druck aller Flüssigkeiten können sowohl im Lagergebäude als auch im Labor selbst gemessen werden. Das Füllen des Targettanks erfolgt immer schubweise, indem ein bestimmtes Volumen Flüssigkeit zunächst in einen Wägetank gefüllt wird, mit dessen Hilfe die Masse an Targetszintillator und damit die Protonenzahl mit weitaus höherer Genauigkeit gemessen werden kann, als dies mit Durchflussmessungen alleine möglich wäre. Das ist notwendig, da der Fehler in der Protonenzahl direkt auf den Fehler in der ratenbasierten Messung von  $\Theta_{13}$  durchschlägt. Ist der Detektor vollständig gefüllt, so befinden sich alle Flüssigkeitsstände in den oberhalb des Detektors an die Hälsen angeschlossenen **Expansionstanks**, die einen wesentlich größeren Querschnitt im Vergleich zu den Hälsen haben und somit Füllstandsschwankungen, etwa durch ungleiche thermische Expansion in unterschiedlichen Volumina, deutlich verringern.

Insbesondere während des Füllens, aber auch im Betrieb ist es zur Garantie der strukturellen Integrität des Detektors unabdinglich, den Füllstand aller Volumen mit Millimeter-Präzision zu kennen. Besonders kritisch sind Schwankungen während des Füllens, wenn der Flüssigkeitsstand eines oder mehrerer Volumen im Hals ist, weil dann geringe Dichteänderungen in den Tanks große Füllhöhendifferenzen zur Folge haben können. Aus diesem Grund erhält jedes der Volumen zwei (Target) bzw. drei unabhängige **Füllstandskontrollsysteme**. Im inneren Veto, Buffer und Gamma-Catcher wird ein weißer Teflon-Schwimmer in einem vertikalen Edelstahlrohr von einem Laser angestrahlt und die Reflektionsverzögerung zur Höhenbestimmung genutzt. Darüber hinaus ist in jedem Volumen ein hydrostatischer Drucksensor verbaut, der den Schweredruck der Flüssigkeit registriert.

Im Target wird ein entlang der  $z$ -Achse absenkbares Gewicht eingesetzt, dessen Zugkraft am Aufhängeseil beim Eintauchen in die Flüssigkeit aufgrund seines Auftriebs abnimmt.

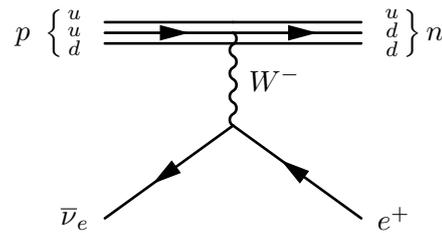


Abbildung 3.10.: Feynman-Graph des inversen Betazerfalls

Diese Veränderung wird registriert, und die Länge des Aufhängeseils wird kontinuierlich so nachjustiert, dass das Gewicht halb eingetaucht ist.

Allen vier Volumen gemein ist eine Methode, die ihren relativen Füllstand überwacht. Vom Boden jedes Volumen verläuft ein Rohr bis über die Detektoroberkante hinaus, ist im Bereich oberhalb des Detektors durchsichtig und mit einer Skala versehen. Ein gemeinsames Vakuum sorgt dafür, dass der relative Füllstand der Volumen auf diesen Bereich abgebildet wird.

Hinter dem Begriff „**Slow-Monitoring-System**“ verbirgt sich eine Anzahl von Magnetfeld- und Temperatursensoren, die auf einer einstellbaren Zeitskala von Sekunden bis Minuten Daten zum Zustand des Detektors liefern. Das innere Veto enthält drei Temperatursensoren, im Buffer-Tank sind zwölf Temperatur- und Magnetfeldsensoren installiert. Darüber hinaus werden Temperatur, Feuchtigkeit und Radongehalt in der Luft im Labor sowie Temperatur, Spannung und Stromfluss an den Elektronikkomponenten protokolliert.

### 3.3.2. Ereignissignatur

Die im Double Chooz-Experiment betrachtete Nachweisreaktion ist der schon in Kapitel 2.3.3 angesprochene **inverse Betazerfall** an den Protonen des Szintillators, wie er in Abbildung 3.10 dargestellt ist. Die Endprodukte sind Positron und freies Neutron, mit aus den Ausgangsbedingungen festgelegten Energie- und Impulsverteilungen. Insbesondere gilt für die Energie des Positrons, wenn man die Rückstoßenergie des Neutrons von  $E_n \lesssim 20 \text{ keV}$  (vgl. Abbildung 4.10) vernachlässigt

$$E_{e^+} = E_{\bar{\nu}_e} + (m_p - m_n)c^2, \quad (3.4)$$

und damit ist die **sichtbare Energiedeposition**  $E_{\text{vis}}$

$$E_{\text{vis}} = E_{\bar{\nu}_e} + m_p c^2 - m_n c^2 + 2 m_e c^2 \approx E_{\bar{\nu}_e} - 0,78 \text{ MeV}. \quad (3.5)$$

Jede Positronmessung liefert also direkt die Energie des Antineutrinos, so dass auch die Form des Antineutrinospektrums, die sich ja durch einen Oszillationseffekt verändern würde, zur Auswertung herangezogen werden kann. Abbremsung des Positrons und Zerstrahlung gesche-

hen auf vernachlässigbaren Zeitskalen, so dass die gesamte kinetische und Annihilationsenergie im ersten registrierbaren Signal eines inversen Betazerfalls vorliegt. Das freigewordene Neutron wird in einem Medium typischerweise deutlich vor seinem Zerfall eingefangen – in Szintillator ist die charakteristische Einfangzeit am Wasserstoff beispielsweise etwa  $200 \mu\text{s}$  – und führt zu einer Gammaemission (2,2 MeV bei Wasserstoff), da der neu gebildete Kern in einem angeregten Zustand vorliegt. Wird die Gammaenergie vollständig im Szintillator deponiert, so kann ein Neutroneneinfang durch ein klar definiertes, schmales Energiefenster identifiziert werden. Somit ist die Signatur eines Neutrinoereignisses gegeben durch ein Ereignis in einem breiten Positronenergiefenster, dem innerhalb eines durch die Neutroneneinfangzeit bestimmten Zeitfensters ein Ereignis in einem schmalen Neutronenergiefenster folgt. Das Positronenergiefenster ist dabei im wesentlichen gegeben durch das Neutrinoenergiespektrum, das Zeit- und Neutronenergiefenster dagegen durch die Eigenschaften des Kernes, an dem das Neutron eingefangen wird. Während ersteres im Rahmen des Experimentes vorgegeben ist, können letztere durch geeignete Zusatzstoffe im Szintillator beeinflusst werden. Wünschenswert ist dabei zum einen eine kurze Einfangzeit, so dass in das Zeitintervall zwischen beiden Ereignissen möglichst wenig zufällige Untergründereignisse fallen. Zum anderen ist eine möglichst hohe Gammaemission nach dem Neutroneneinfang von Vorteil, da das Untergrundspektrum zu hohen Energien abfällt und so die Neutronidentifikation erleichtert wird. Beides wird durch die Zugabe von **Gadolinium**, einem Seltene-Erden-Metall der Lanthanoidengruppe, erreicht. In natürlichem Isotopenverhältnis ist der durchschnittliche Reaktionsquerschnitt  $\langle \sigma_{n,\gamma}^{\text{Gd}} \rangle = 49100 \text{ barn}$  für den Einfang thermischer Neutronen ( $E_n = 25 \text{ meV}$ ) nach



verglichen mit  $\sigma_{n,\gamma}^{\text{H}} = 0,334 \text{ barn}$  für Wasserstoff und  $\sigma_{n,\gamma}^{\text{C}} = 0,0034 \text{ barn}$  für Kohlenstoff [Chadwick u. a., 2006]. Tabelle 3.7 gibt die Beiträge der einzelnen Gadolinium-Isotope genauer an. Umgerechnet auf die Einfangwahrscheinlichkeit eines thermischen Neutrons im Szintillator findet man mit der in Tabelle 3.6 gegebenen Szintillatorzusammensetzung für das Verhältnis der Einfangraten

$$R_{\text{Gd}} : R_{\text{H}} : R_{\text{C}} = 1 : 0,12 : 6,4 \cdot 10^{-4}, \quad (3.7)$$

so dass der Einfang am Kohlenstoff vernachlässigt werden kann. Realistischere Rechnungen, die die Moderation des Neutrons berücksichtigen, und experimentelle Daten, z.B. von CHOOZ, führen auf einen etwas geringeren Wert von 87 % Neutroneneinfänge am Gadolinium.

Wie aus Tabelle 3.7 außerdem ersichtlich, ist die freiwerdende Energie in Gammastrahlung im Bereich von 6 – 8 MeV, also deutlich oberhalb des radioaktiven Untergrundes. Zu guter Letzt ist die Zeitkonstante des Einfangs am Gadolinium mit  $\tau_{\text{Gd}} = 30 \mu\text{s}$  fast sieben mal

Neutronenzahl des Gd-Isotops	152	154	155	156	157	158	160
Anteil in natürlichem Gd in %	0,20	2,18	14,80	20,47	15,65	24,48	21,86
Einfangquerschnitt $\sigma_{n,\gamma}(25 \text{ meV})$	740	85,7	61100	1,81	255000	2,22	1,42
In $\gamma$ s freiwerdende Energie [MeV]	6,25	6,44	8,54	6,36	7,94	5,94	5,64

Tabelle 3.7.: Zusammensetzung von natürlichem Gadolinium und Neutroneneinfangquerschnitte der einzelnen Isotope bei  $E_n = 25 \text{ meV}$  sowie die Summe an freiwerdenden  $\gamma$ -Energien

niedriger im Vergleich zum Wasserstoffeinfang.

Abbildung 3.11 fasst die Eigenschaften der Neutrino-Ereignissignatur noch einmal zusammen.

### Spill-In und Spill-Out-Effekt

Unter Spill-In-Effekt versteht man, dass im Gamma-Catcher ablaufende inverse  $\beta$ -Zerfälle fälschlicherweise als Target-Ereignisse erkannt werden, wenn das Neutron vor dem Einfang vom Gamma-Catcher ins Target wandert. Umgekehrt kann natürlich auch ein am Rand des Targets entstehendes Neutron in den Gamma-Catcher entkommen, was dann als Spill-Out-Effekt bezeichnet wird. Monte-Carlo-Simulationen zeigen [Langbrandtner, 2010], dass der Spill-In-Effekt die Anzahl an Target-Ereignissen um etwa 7,3 % erhöht, während 2,5 % der Target-Ereignisse durch den Spill-Out-Effekt verloren gehen. In Summe registriert man daher in der Monte-Carlo-Simulation einen Überfluss von 4,7 % an als Target-Ereignissen klassifizierten Ereignissen. Mit Hilfe von Kalibrationsmessungen mit Neutronenquellen soll dieses Ergebnis überprüft werden. Kenntnis der genauen Größe des Effekts ist vor allem für die erste Phase von Double Chooz mit nur einem Detektor von Nöten, in der relativen Messung in Phase 2 sind seine Auswirkungen dagegen praktisch zu vernachlässigen.

### 3.3.3. Untergrund

Prinzipiell werden wir zwischen zufälligem und korreliertem Untergrund unterscheiden. Letzterer wird hervorgerufen durch einen einzelnen Prozess, der promptes und verzögertes Ereignis im richtigen Zeitfenster induzieren kann, während ersterer durch das zufällige (verzögerte) Zusammentreffen zweier unabhängiger Ereignisse verursacht wird.

#### Zufälliger Untergrund

Ausgangspunkt für das Erkennen einer Neutrino-Interaktion ist in jedem Fall die Detektion des Neutroneneinfangs am Gadoliniumkern. Das hierfür angesetzte Energiefenster liegt mit 6 bis 9 MeV deutlich oberhalb der höchsten natürlich auftretenden Gammalinien (2,6 MeV

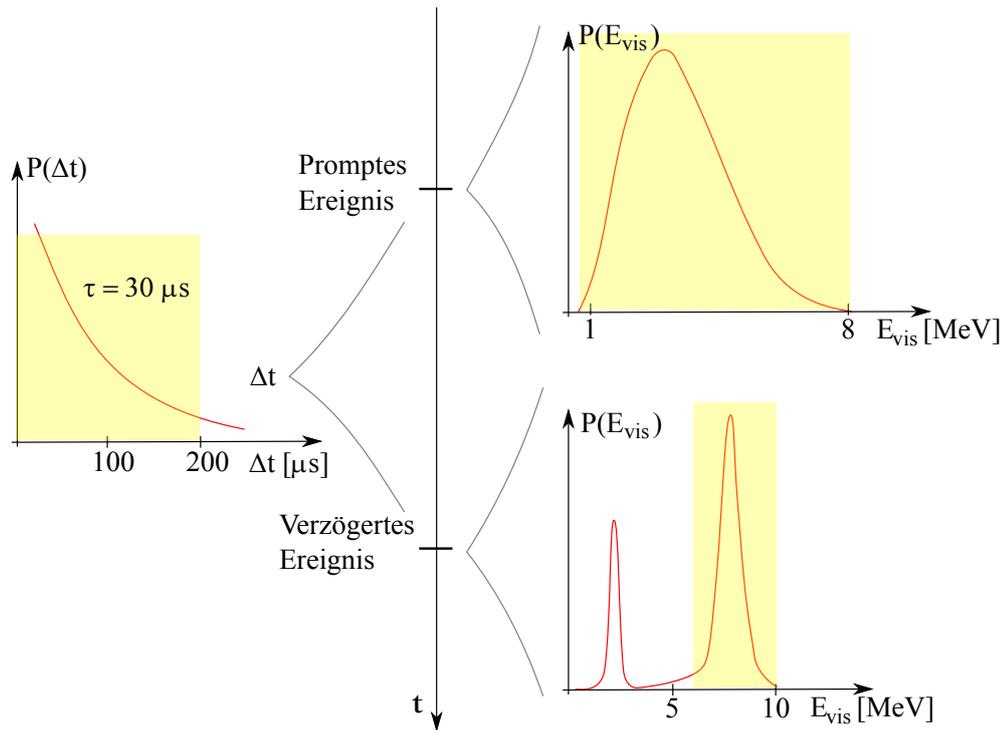


Abbildung 3.11.: Schema der Ereignissignatur von Double Chooz: Auf ein Ereignis im Energiefenster von 0,5 bis 8 MeV folgt innerhalb von 200  $\mu\text{s}$  ein verzögertes Ereignis im Energiefenster von 6 bis 10 MeV. In gelb sind die Energie- bzw. Zeitfenster eingezeichnet, die roten Kurven geben den Verlauf der Wahrscheinlichkeiten für Energie bzw. Zeitdifferenz in einem echten Neutrinoereignis wieder.

aus  $^{208}\text{Tl}$ ), so dass im Wesentlichen die Rate an **Neutronen im Target** für die verzögerten Ereignisse im zufälligen Untergrund verantwortlich ist. Die prompten Ereignisse können durch **radioaktiven Untergrund aus Materialunreinheiten** oder ebenfalls durch Neutronen nachgeahmt werden. Zur Bestimmung der erwarteten Rate an zufälligem Untergrund werden daher Daten zur Konzentration der radioaktiven Verunreinigungen in allen Komponenten sowie der Neutronenfluss im Target benötigt. Bei der Besprechung der Monte Carlo-Simulationen im nächsten Kapitel werden wir auf diesen Punkt zurückkommen.

### Korrelierter Untergrund

Für korrelierten Untergrund werden hauptsächlich zwei Mechanismen verantwortlich gemacht. Zum einen können **myoninduzierte schnelle Neutronen**, die außerhalb des Detektors entstehen und deren Myonen somit kein Signal in den Veto-Detektoren verursachen, bis ins Target diffundieren, dort zunächst durch Proton-Rückstöße Energie im Bereich des prompten Ereignisses hinterlassen und dann am Gadolinium eingefangen werden. Zum anderen können den Detektor durchquerende Myonen durch **Spallation** Isotope mit Halbwertszeiten im Bereich von 100 ms erzeugen, die aufgrund der zu hohen Myonrate im Target nicht einfach durch die Einführung einer Totzeit nach jedem Myon eliminiert werden können. Ein typisches Beispiel hierfür ist das Isotop  $^9\text{Li}$ , das mit einer Halbwertszeit von 178 ms  $\beta$ -zerfällt und in 50,8 % aller Fälle anschließend ein Neutron emittiert. Der Endpunkt des  $\beta$ -Spektrums dieses Zerfalls liegt bei 13,6 MeV und umfasst daher den gesamten Bereich der erwarteten Energien des prompten Ereignisses. Die im Vergleich zum Neutrinoereignis höhere Neutronenenergie im Bereich unterhalb 0,7 MeV ist im Detektor aufgrund des Quenchings nicht aufzulösen und äußert sich auch nicht in einer anderen Einfangzeit, so dass eine Trennung nur aufgrund der prompten und verzögerten Signale ausscheidet. Eine Ausnahme sind die Li-Ereignisse, bei denen das Elektron mehr als 10 MeV Energie deponiert und somit oberhalb des Energiefensters für das prompte Neutrinoereignis liegt. Hinreichend gute Kenntnis des  $\beta$ -Spektrums vorausgesetzt, kann von dieser Population auf den unter den Neutrinoandidaten enthaltenen Anteil dieser Untergrundklasse geschlossen werden. Monte-Carlo-Simulationen deuten an, dass eine weitere Unterscheidungsmöglichkeit die bei der Spallation typischerweise auftretende höhere Neutronenmultiplizität sein kann – werden in Folge eines Myon-Ereignisses, das der betrachteten Koinzidenz vorausgegangen ist, mehrere Einzelereignisse im Neutroneneinfangs-Energiefenster beobachtet, so kann dies einen Hinweis auf Spallation und somit auf die Entstehung eines solchen recht langlebigen  $\beta$ - $n$ -Emitters liefern. Auch hierzu sei an dieser Stelle auf die Besprechung der Simulationsergebnisse im nächsten Kapitel verwiesen.

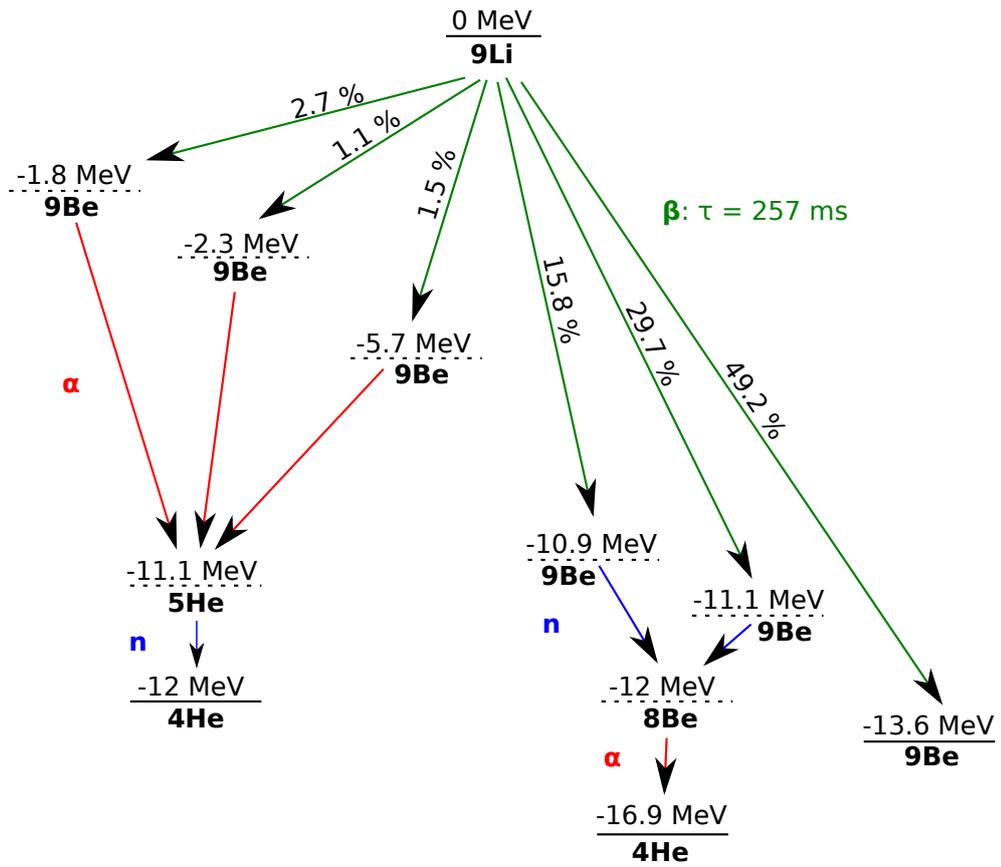


Abbildung 3.12.: Zerfallskanäle von  ${}^9\text{Li}$ ; in 50,8% der Fälle wird ein Neutron emittiert. Die maximale Energie des Elektrons liegt in diesen Zerfallskanälen bei 11,1 MeV

### 3.3.4. Kalibration

Zur Kalibration der Größen, aus denen Energie, Ort und Zeit eines Ereignisses rekonstruiert werden sollen, stehen eine Reihe von Möglichkeiten offen. „Gratis und frei Haus“, aber auch unkontrolliert und nicht abschaltbar, sind Myonen und von ihnen hervorgerufene Sekundäreignisse wie z.B. *Michel*-Elektronen nach einem Myonzerfall. Das Spektrum der Energiedeposition von Myonen, *Michel*-Elektronen, die charakteristischen Energien von radioaktiven Zerfällen und Neutroneneinfang an den Szintillatorkomponenten können und werden zur Kalibration des Detektors verwendet werden. Dennoch ist es notwendig, kontrollierte und reproduzierbare Ereignisse an bekannten Orten im Detektor induzieren zu können, um ein ausreichendes Verständnis der Detektorantwort zu entwickeln. Die hierfür konzipierten Systeme, die in Abbildung 3.13 in einem Querschnitt des Detektors verortet sind, werden im Folgenden beschrieben.

46 Glasfasern, die zwischen den Buffer-Photomultipliern enden und entweder diffuses Licht oder schmale Lichtbündel aussenden, erlauben es, **LED-Lichtsignale** im optischen oder UV-Bereich mit hoher zeitlicher Präzision in den Detektor zu schicken. Mit ihrer Hilfe kann die Verstärkung der Photomultiplier, ihre Signalverzögerung sowie das zeitliche Verhalten des Szintillators ermittelt werden.

Darüber hinaus ist es möglich, auf verschiedene Arten **radioaktive Quellen** in den Detektor einzubringen. Da diese Quellen Teilchen bekannter Art und scharf definierter Energie emittieren, sind sie von unschätzbarem Wert bei der Energiekalibration des Detektors, speziell auch zur Kontrolle des Quenching-Faktors in situ. Die flexibelsten und vielseitigsten Kalibrationsweisen wurden naturgemäß für das Target implementiert. Durch den zentralen Kamin kann eine (getaggte<sup>2</sup>) Quelle oder ein **Laser-Diffusorball** an einer Leine entlang der z-Achse eingebracht werden. An einem ausziehbaren, schwenkbaren L-förmigen Arm können radioaktive Quellen im gesamten Volumen mit einer Genauigkeit im cm-Bereich positioniert werden. Das Einsetzen oder Wechseln von Quellen an diesen Systemen erfolgt in der auf dem Targetkamin aufsitzenden und von ihm durch ein Kugelventil abtrennbaren **Glovebox**<sup>3</sup>, in der Arm und Leine auch untergebracht sind, wenn keine Kalibration durchgeführt wird.

Im Gamma-Catcher verläuft ein Rohr, das an der Außenwand des Targetkamins heruntergeführt wird, dem Targetdeckel radial nach außen folgt, dann U-förmig entlang der Targetwand nach unten, radial nach außen zur Gamma-Catcher-Wand und dort wieder nach oben strebt, um auf etwa halber Höhe zwischen den Deckeln von Gamma-Catcher und Target wieder nach innen zu verlaufen und den Detektor durch den Kamin zu verlassen. Durch dieses Rohr kann

<sup>2</sup>„getaggte“ Quellen enthalten einen Sensor, der bei einem Zerfall ein Signal aussendet, welches dann in das Trigger-System des Detektors eingespeist werden kann.

<sup>3</sup>Die Glovebox ist ein unter leichtem Stickstoff-Überdruck stehender Kasten, dessen Vorderseite transparent ist und mit zwei durch nach innen ragende gasdichte Handschuhe abgeschlossenen Durchgriffen versehen ist. Eine Schleuse ermöglicht das Ein- und Ausbringen von Materialien.

eine Quelle bewegt werden. Aus Sicherheitsgründen ist die Quelle dabei sowohl durch Zug als auch durch Schieben zu bewegen, so dass ein Abreißen des Führungsdrahtes die Bergung der Quelle nicht unmöglich macht.

Schließlich ist ein geschlossenes, vertikal im Buffer entlang der Gamma-Catcher-Wand eingezogenes Rohr zum Einbringen von radioaktiven Quellen vorgesehen. Um auch hier einen Verlust der Quelle zu verhindern, wird in das Rohr ein herausziehbarer, am Ende geschlossener Teflonschlauch eingeführt. Erst in diesem wird die Kalibrationsquelle an einem Führungsdraht in den Detektor hinabgelassen.

### **3.4. Inneres Myon-Veto**

Der im vorigen Kapitel beschriebene innere Detektor ist vom ebenfalls zylindrischen inneren Myon-Veto umgeben, welches als eigenständiger Flüssigszintillatordetektor ausgebaut ist. Da sein Design einer der Hauptbestandteile dieser Arbeit war und in den nächsten Kapiteln in gebührendem Umfang dargestellt wird, beschränken wir uns hier auf eine Beschreibung des Aufbaus, wie er als Ergebnis der Designarbeit entstanden und im fernen Detektor in Chooz bereits realisiert ist. Das sogenannte äußere Myon-Veto, ein komplementäres System auf der Basis von Plastiksintillatorpanels, wird in dem hierauf folgenden Kapitel 3.5 vorgestellt.

#### **3.4.1. Geometrie**

Die Breite des inneren Myon-Vetos beträgt 50 cm auf allen Seiten. Im oberen Abschnitt durchqueren die bereits in Kapitel 3.3.1 beschriebenen Kamine der Volumen des inneren Detektors sowie die 36 Kabelführungsrohre aus dem Buffer das Veto. Des Weiteren verlaufen an fünf Stellen ein oder mehrere Rohre an der Vetowandung entlang bis knapp über den Boden des Vetos. Zwei Rohre gehören zum Füllsystem des Vetos, zwei weitere (die am Boden radial nach innen streben und nahe der  $z$ -Achse in den Buffer münden) zu dem des Buffers, darüber hinaus die zur relativen Füllhöhenbestimmung notwendigen Transferrohre sowie das zur Messung des Vetofüllstandes eingesetzte Rohr für den Schwimmer des Lasermeßsystems. Entlang der Bufferwand führen die drei Rohre des Thermalisierungssystems nach unten, unter dem Bufferboden hindurch und wieder nach oben. Zuletzt verläuft das Bufferkalibrationsrohr bei etwa halbem Vektoradius vertikal durch den oberen Vetoteil.

Der Buffertank selbst steht auf den sechs in Abbildung 4.2 gezeigten Trägern aus Edelstahl, die den unteren Teil des Myon-Vetos trotz ihrer Aussparungen optisch stark unterteilen. Das innere Veto ist das einzige Volumen, in dem Oberflächen zur Veränderung der optischen Eigenschaften angepasst worden sind. Die Wand des Vetotanks selbst wurde mit weißer Farbe gestrichen, während der Mantel des Buffers mit hochreflektiver VM2000-Folie verkleidet wurde. Auf diese Weise konnte die Menge an Photoelektronen pro deponierter Energie signifikant

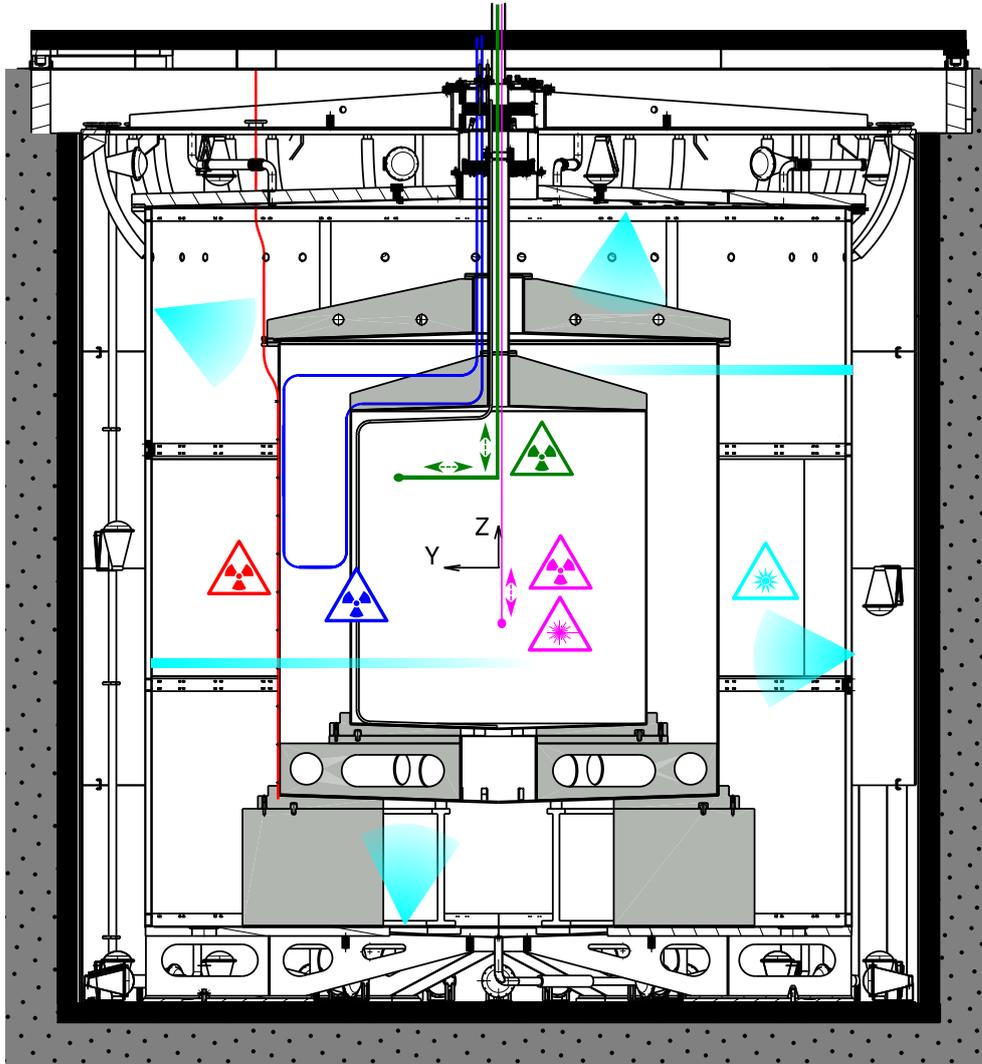


Abbildung 3.13.: Schematische Verortung der im inneren Double Chooz-Detektor verbauten Kalibrationssysteme. Nur ein kleiner Teil der Glasfaserenden ist durch seine Lichtemissionscharakteristik in cyan angedeutet, ebenso sind die azimuthalen Positionierungen zur besseren Visualisierung gegeneinander verschoben. In blau sieht man das Führungsrohr im Gamma-Catcher, rot ist das Buffer-Rohr. In grün ist der Schwenkarm und in magenta das  $z$ -Achsen-system eingezeichnet. Passend eingefärbte Symbole geben die mit dem jeweiligen System verbundenen Kalibrationsoptionen wieder. Die zugrundeliegenden Pläne des Detektors entstammen [Scola u. a., 2008].

erhöht werden (siehe Kapitel 4.5.2).

### **3.4.2. Instrumentierung**

Neben den Lichtdetektoren sind im inneren Veto ein glasfaserbasiertes LED-Kalibrations-system sowie die in Kapitel 3.3.1 aufgeführten Monitorkomponenten installiert. Die beiden ersteren werden im Folgenden kurz beschrieben.

#### **Photomultiplier**

Die Sensitivität des inneren Myon-Vetos beruht auf den **78 verbauten 8 Zoll Photomultipliern** des Typs R1408 von Hamamatsu, die in Edelstahlkörper mit einem PET-Fenster für die Photokathode eingekapselt sind (siehe Kapitel 5.2.2). Sie sind **in Ringen um die  $z$ -Achse angeordnet** und folgen der sechszähligen Symmetrie des Detektors: Im Bereich **oberhalb des Buffers** sind zwölf Photomultiplier in einem inneren Ring mit Radius<sup>4</sup>  $R_{IT} = 1557$  mm angeordnet, die abwechselnd nach innen (zur  $z$ -Achse) und nach außen orientiert sind. Die  $x$ - und  $y$ -Achse des Detektors liegt hierbei genau zwischen zwei dieser Photomultiplier, die auf dem Bufferdeckel montiert sind.

Ein äußerer Ring von zwölf Photomultipliern ist auf der selben Höhe an der Wand des Vetotanks montiert, bei identischen Azimuthalwinkeln  $\phi$  wie im inneren Ring. Die Ausrichtung der Multiplier ist dabei so gewählt, dass bei dem selben  $\phi$ -Winkel entweder innerer und äußerer Photomultiplier nach innen schauen, oder der äußere Photomultiplier nach unten sieht, wenn der innere PMT nach außen orientiert ist. Auf diese Weise **beobachtet immer ein Photomultiplier direkt die nicht-sensitive Rückseite** einer anderen PMT-Kapsel.

Auf **halber Höhe des Vetotanks** ist der wieder aus zwölf PMTs bestehende Seitenring an der Vetowand angebracht, dessen PMTs diesem Grundsatz folgend abwechselnd nach oben und nach unten schauen.

Am **Boden des Vetos** schließlich findet sich zunächst der 24 Photomultiplier umfassende äußere Ring, dessen Komponenten entweder an der Wand oder am Boden befestigt sind, je nachdem, ob sie nach oben oder innen blicken. Der Grund für die Verdopplung der PMT-Anzahl gegenüber den bisher beschriebenen Ringen liegt in der starken Unterteilung des Volumens, das von ihnen überwacht wird. Jeweils ein nach innen ausgerichteter Photomultiplier ist jedem der Bufferfüße zugeordnet und beobachtet hauptsächlich den vom Fuß eingeschlossenen Zwischenraum. Der Vetowand folgend sind zwischen zweien dieser Multiplier drei weitere untergebracht, von denen der mittlere zentral zwischen zwei Bufferfüßen nach innen blickt, die anderen beiden dagegen nach oben orientiert sind. Die Azimuthalpositionen der

---

<sup>4</sup>Als Position des Photomultipliers wird ein bestimmter Referenzpunkt – das Zentrum des Kreises, der dem größten Durchmesser des Glaskörpers entspricht – gewählt.

letzteren beiden entsprechen dabei denen des Seitenrings und der oberen Ringe, so dass an sechs Stellen Abweichungen vom beschriebenen Ausrichtungsparadigma auftreten, da dort Seiten- und Boden-Photomultiplier aufeinander ausgerichtet sind.

Der letzte Ring aus 18 Photomultipliern ist am Boden des Vetos beim selben Radius wie der obere innere Ring angebracht und folgt in der  $\phi$ -Verteilung dem äußeren unteren Ring, mit Lücken an den Stellen, die von den Bufferfüßen blockiert werden. Zwischen zwei Bufferfüßen sind somit drei Photomultiplier montiert, von denen die äußeren beiden nach außen blicken, der mittlere dagegen zum Zentrum, was nun wieder voll dem Designprinzip folgt.

### Kalibrationssystem

An jedem der Photomultiplier ist mindestens eine Glasfaser so befestigt, dass ihr offenes Ende parallel zur Achse des Photomultipliers in Blickrichtung zeigt und etwa auf halber Höhe der Photokathode endet. Diese Art der Montage führt dazu, dass nur ein kleiner Teil der bei einem von außen kommenden Lichtpuls in den Detektor emittierten Photonen auf die Photokathode fällt und vereinfacht es, niedrige Photoelektronmultiplizitäten bis hin zum Einzelelektronfall einzustellen und zugleich mit weiter entfernten Photomultipliern das injizierte Lichtsignal immer noch zu detektieren.

Die an manchen der PMTs angebrachten zusätzlichen Glasfasern zeigen in die entgegengesetzte Richtung und sind in erster Linie zur **Überwachung von Lichtausbeute und Transparenz** des Veto-Szintillators vorgesehen. Daher sind sie nicht, wie die übrigen Fasern, an eine im optischen Bereich (bei 475 nm) emittierende LED angeschlossen, sondern werden mit einer UV-LED ( $\lambda = 365$  nm) gepulst.

Das vom IPHC Strasbourg<sup>5</sup> entwickelte Steuerungssystem [Dracos u. a., 2010] erlaubt es, mehrere Fasern in einer Vielzahl an Kombinationen zeitgleich zu pulsen, und enthält neben den LEDs und der Ansterelektronik auch einen eigenen Photomultiplier, der den Alterungsprozess der LEDs kontrollieren soll, um eine über Jahre hinaus stabile Kalibration zu ermöglichen.

#### 3.4.3. Ereignissignatur

Die primäre Aufgabe des Myon-Vetos liegt im **Erkennen von den Detektor durchquerenden Myonen**. Da diese selbst als minimalionisierende Teilchen im Szintillator etwa 2 MeV/cm zurückgelegter Strecke deponieren, ist auch im ungünstigsten Fall, in dem ein Myon beispielsweise einen Teil seiner Flugstrecke in einer der Photomultiplierkapseln oder einer der Buffer-Kabelrohre zurücklegt, mit mindestens 50 MeV Energiedeposition zu rechnen

---

<sup>5</sup>Auch die Installation der Glasfasern und der Ansteuerung in Chooz sowie die Inbetriebnahme des Systems wurde von der Straßburger Gruppe um Prof. Dr. M. Dracos vorgenommen.

(vgl. Monte-Carlo-Simulationen in Kapitel 4.7.1), was sogar bei der geringen Sammeleffizienz des Vetos zu durchschnittlich knapp 2500 Photoelektronen in den Photomultipliern des Vetos führt<sup>6</sup>.

Prinzipiell sollte es somit möglich sein, Myonen, die den inneren Detektor betreten, aber aufgrund ihres Einfangs oder Zerfalls nicht mehr verlassen, von denjenigen zu unterscheiden, die das Veto zweimal passieren. Die schlechte Energieauflösung des Vetos verhindert jedoch, dass dies für jedes Ereignis einzeln zuverlässig möglich ist.

Trotz seines Namens ist das innere Myon-Veto aber nicht als reiner Myon-Detektor konzipiert. Zusätzlich zu einer ausgezeichneten Myon-Effizienz erlaubt es die hohe Lichtausbeute des Szintillators, auch von schnellen Neutronen verursachte **Kernrückstöße** sowie durch **radioaktive Strahlung** deponierte Energie wahrzunehmen. Dies mag zunächst als Nachteil erscheinen – als äußerstes Volumen, in unmittelbarer Nähe zum Stahlschild und dem umgebenden Fels, ist die Rate an solchen Ereignissen sehr hoch, weshalb kein einfacher Niederenergetrigger für das Veto aktiviert wird.

Da bei einem Ereignis im inneren Detektor aber die Veto-Photomultiplier ebenfalls ausgelesen werden (auch wenn kein Veto-Triggersignal vorliegt), können sogar unterhalb der für die Myonen gewählten Veto-Schwelle liegende Ereignisse in die Auswertung mit einbezogen werden, um beispielsweise nach koinzidenten Ereignissen zu suchen, die auf Gamma-Mehrfachstreuung oder das Veto durchquerende Neutronen hinweisen.

## 3.5. Äußeres Myon-Veto

Zum Abschluss dieses Kapitels wird das äußere Veto vorgestellt. Es ist ein eigenständiger Detektor, der wertvolle Zusatzinformationen zum Myonfluss liefert, das tote Volumen um die Kamine im inneren Veto abdeckt und die Möglichkeit zur gegenseitigen Kreuzkalibration und Effizienzbestimmung eröffnet. Er wurde unter Federführung der University of Chicago und der Columbia University entwickelt.

### 3.5.1. Geometrie und Instrumentierung

Das äußere Veto besteht aus **Plastikszintillatorpanels**. Seine untere Ebene überdeckt im fernen Detektor eine horizontale Fläche von  $12,8 \cdot 6,4 \text{ m}^2$  oberhalb des Stahlschildes<sup>7</sup>, unter deren Zentrum sich der Detektor befindet. Um die durch den Hals der Tanks und die auf ihnen

---

<sup>6</sup>Eine Ausnahme bildet die Kaminregion im oberen Bereich des Vetos um die  $z$ -Achse, da das Myon dort innerhalb des Buffer-Kamins propagieren kann und bei passender Richtung und Eintrittspunkt keine oder nur eine sehr kurze Strecke im inneren Veto selbst zurücklegt. Ein solches Myon kann mithilfe der oberen Ebene des äußeren Vetos registriert werden.

<sup>7</sup>Die mit 6,4 m geringe Breite resultiert aus den Dimensionen des Labors selbst – der ferne Detektor füllt das Labor der Breite nach vollständig aus. Für den nahen Detektor ist eine Breite von 11 m vorgesehen.

installierte Glovebox bedingte Lücke in beiden Vetodetektoren zu schließen, ist in etwa 3 m Höhe gemessen vom Boden der Halle eine  $3,2 \cdot 3,2 \text{ m}^2$  große Fläche, die hier als obere Ebene bezeichnet wird, direkt oberhalb der Glovebox ebenfalls von solchen Plastikszintillatorpanels, die an der Decke des Labors befestigt sind, bedeckt [Blucher u. a., 2011]. Abbildung 3.14 veranschaulicht die Lage des äußeren Veto in Bezug auf Detektor und Labor.

Die Basiseinheiten des äußeren Veto sind Szintillatorstreifen von  $2 \cdot 5 \text{ cm}^2$  Querschnittsfläche und 3,2 m Länge, die mit einer reflektiven Ummantelung versehen sind. Das in ihnen beim Durchgang eines Teilchens erzeugte Licht wird von einer ihrer Länge nach verlaufenden eingearbeiteten wellenlängenschiebenden Glasfaser zur Detektion in einem **Multianoden-Photomultiplier**<sup>8</sup> geleitet. Das verwendete Modell, der H8804 von Hamamatsu, weist 64 Kanäle auf und fasst so 64 der Streifen in zwei leicht gegeneinander versetzten Schichten zu einem Modul des äußeren Veto zusammen. Diese zwei Schichten eines Moduls geben somit in erster Linie Informationen zum Durchgangspunkt in einer Raumrichtung. Jede der Ebenen enthält daher zwei kreuzweise übereinanderliegende Module, so dass insgesamt vier Schichten von Szintillatorstreifen eine Ebene aufbauen. Dies führt dann zu einer **hervorragenden Ortsauflösung** von etwa  $2,5 \cdot 2,5 \text{ cm}^2$  für beide Ebenen des äußeren Vetos, was eine **ausgezeichnete Spurrekonstruktion** für Myonen, die beide Ebenen durchqueren, erlaubt.

Die 36 Module der unteren und acht Module der oberen Ebene besitzen eine eigene Datennahme und ein selbständiges Triggersystem, dessen Ausgabe als externes Triggersignal in das gemeinsame Datennahmesystem von innerem Detektor und innerem Veto eingespeist wird. Um ein synchrones Arbeiten zu garantieren, nutzt das äußere Veto aber dessen Taktgeber.

### 3.5.2. Ereignissignatur

Ein Myon-Ereignis im äußeren Veto ist gekennzeichnet durch das praktisch **zeitgleiche Ansprechen jeweils zweier überlappender Streifen** in mindestens einem der zwei überlappenden Module, wobei eine Schwelle von  $1/3 \text{ PE}$  für jeden Kanal gesetzt wird. Da keine Koinzidenz überlappender Module gefordert wird, ist nicht für alle aufgezeichneten Ereignisse sowohl eine  $x$ - als auch eine  $y$ -Information verfügbar. Erst in einem nachfolgenden Analyseschritt kann dies überprüft und die Rekonstruktion gegebenenfalls nachgeholt werden. Im Gegenzug liegt die Effizienz des äußeren Vetos für Myonen bei über 99,5 %, wie in Monte-Carlo-Simulationen und Messungen an Prototypen gezeigt werden konnte.

---

<sup>8</sup>Multianoden-Photomultiplier weisen interne Unterteilungen der Photokathode und entsprechend viele Dynodenstrukturen auf, was dem MA-PMT eine Ortsauflösung bezüglich des Auftreffpunkts der Photonen gewährt.

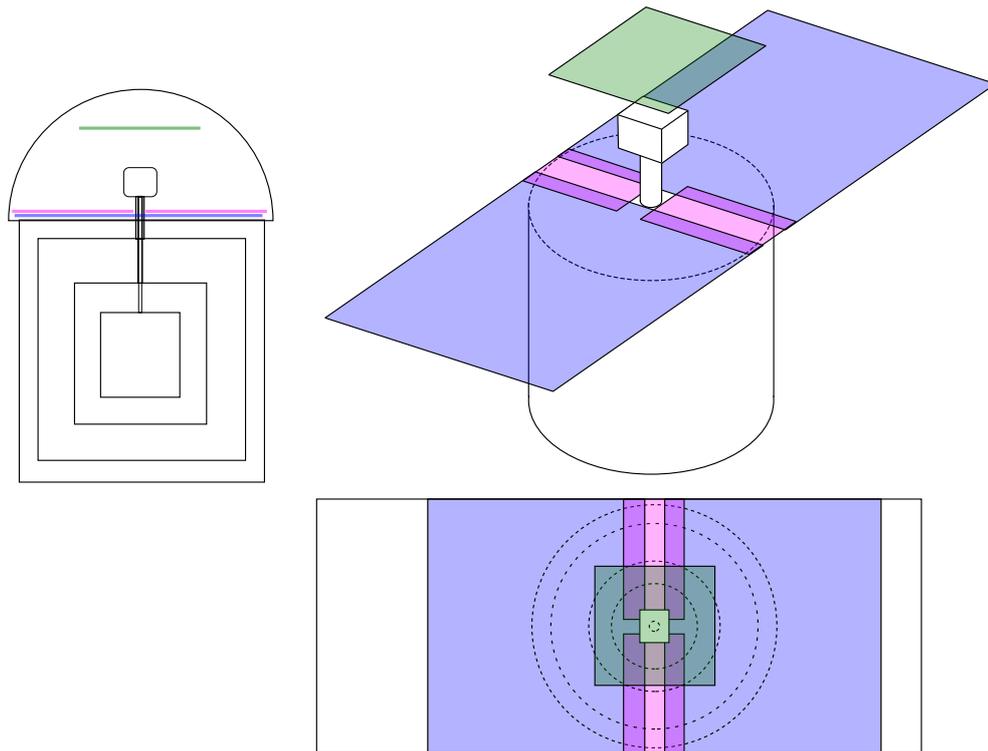


Abbildung 3.14.: Das äußere Veto des Double Chooz-Experiments: Jede der in den verschiedenen Farben dargestellten Lagen besteht aus kreuzweise übereinanderliegenden Modulen, was eine Ortsauflösung von etwa 2,5 cm in jede Richtung erlaubt. Die untere Ebene (blau und magenta dargestellt) liegt auf dem Stahlschild auf, die obere Ebene (hier grün eingefärbt) liegt zentral über der Glovebox, in etwa 3 m Höhe über der unteren Ebene (nach [Blucher u. a., 2011]).

## 4. Design-Studien mit Monte-Carlo-Simulationen für das Double Chooz Myon-Veto

Auf den folgenden Seiten werden die für die in Kapitel 3.4 erläuterte Aufgabe des Myon-Vetos notwendigen Leistungsmerkmale aus technischer Sicht aufgegriffen. Aus ihnen werden Kriterien abgeleitet, die es erlauben, verschiedene Designansätze unter Zuhilfenahme von Monte-Carlo-Simulationen quantitativ miteinander zu vergleichen und eine auf die Erfordernisse des Experimentes hin optimierte Bauweise zu wählen. Auf diese Weise wird eine Vetoeffizienz von 99,89 Prozent für Myonen erreicht. Gegenüber einem idealen Veto (100 % Effizienz für Myonen) resultiert dies in einer Verschlechterung der Sensitivität in der Bestimmung von  $\Theta_{13}$  um 6 % nach dreimonatiger Laufzeit. Nach 18-monatiger Datennahme mit einem Detektor steigt dieser Wert auf 24 % der ohne Untergrundunsicherheiten erreichbaren Sensitivität und fällt mit Inbetriebnahme des nahen Detektors wieder ab. Die in [Ardellier u. a., 2004] definierten Vorgaben werden damit erfüllt.

Darüber hinaus erlauben es die so gewonnenen Daten unter Verwendung eines speziell für das Double Chooz-Experiment geschriebenen Pakets von Analyse- und Simulationsprogrammen, bereits im Vorfeld Studien der Detektorantwort auf verschiedene Ereignisse durchzuführen sowie Untergrundunterdrückungsraten und Triggerbedingungen zu testen.

### 4.1. Voraussetzungen und Zielparameter

Das innere Myon-Veto des Double Chooz-Experiments soll – zusammen mit den Daten des äußeren Myon-Vetos und den im inneren Detektor selbst gewonnenen Daten – die Kollaboration in die Lage versetzen, Untergrundereignisse effizient und zuverlässig von echten Neutrinoereignissen unterscheiden zu können. Dabei soll seine Funktionsweise so gut verstanden sein, dass die Effizienz dieser Untergrundunterdrückung quantitativ angegeben und ihre Unsicherheit unter den in [Double Chooz, 2006] gegebenen Beiträgen zum Fehler des Gesamtexperiments liegt. Gleichzeitig muss es mehrere Voraussetzungen erfüllen, die sich aus dem Design des Gesamtdetektors, wie er im Kapitel 3.1 dargestellt ist, ergeben. Das folgende Kapitel vertieft daher die für das Veto-Design relevanten Bereiche des Gesamtdetektorauf-

baus unter diesem Gesichtspunkt.

#### **4.1.1. Vorgaben durch Labor und Gesamtdetektor**

Für die erste Phase des Experimentes wurde nur der ferne Detektor (vgl. Kapitel 3.1.3) aufgebaut und in Betrieb genommen. Dieser Detektor nutzt die Experimentierhalle des CHOOZ-Experimentes und ist in dessen zylindrischer Grube installiert. Eine Vergrößerung des gesamten Detektors im Vergleich zu CHOOZ war daher nicht möglich. Im Detail bedeutet dies, dass der maximale Radius  $R_{\max}$  des gesamten Detektors

$$R_{\max} = 345 \text{ cm}$$

und seine Höhe  $H_{\max}$

$$H_{\max} = 700 \text{ cm}$$

nicht überschreiten konnte.

Um Raum für die aktiven Volumina zu gewinnen, wurde beschlossen, die 75 cm dicke Sandabschirmung des CHOOZ-Experimentes durch ein Stahlschild zu ersetzen, das denselben Abschirmungseffekt für Gammastrahlung aus dem Fels hat [Efremenko, 2005; Svoboda und Cabrera, 2008]. Die hierfür benötigte Dicke von  $\approx 17 \text{ cm}$  ist näherungsweise auch aus dem Verhältnis der Dichten von Sand ( $\approx 1,7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ ) zu Stahl ( $\approx 7,8 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ ) zu berechnen. Da der Anteil an radioaktiven Verunreinigungen im Stahl um etwa einen Faktor 20 unter dem Anteil im Sand liegt, erwartet man im Detektor selbst sogar eine um zwei Größenordnungen niedrigere Untergrundrate. Abbildung 4.1 zeigt die Ergebnisse einer einfachen Modellrechnung für beide Aufbauten. Somit ist der maximale äußere Vektoradius  $R_V$

$$R_V = 328 \text{ cm.}$$

Auf der anderen Seite sind, um die erforderlichen Genauigkeiten innerhalb der Messzeit des Experimentes zu erreichen, Targetgrößen unter denen des CHOOZ-Experimentes [CHOOZ, 2003] nicht sinnvoll. Daher ist das Targetvolumen  $V_T$  von Double Chooz, und somit auch Radius  $R_T$  und Höhe  $H_T$

$$V_T = 10,2 \text{ m}^3 \hat{=} 8 \text{ t} \quad \Rightarrow \quad R_T = 115 \text{ cm} \quad \text{und} \quad H_T = 245,8 \text{ cm}$$

bereits festgelegt [Double Chooz, 2006]. Ein anderes Argument lässt sich auf die Breite des Gamma-Catcher-Volumens anwenden, dessen Aufgabe – wie bereits in Kapitel 3.3.1 geschildert – die möglichst vollständige Absorption von aus dem Target entweichenden Gammaquanten ist, so dass für alle im Target ablaufenden Neutrino-Reaktionen die vollständige Energie im

Detektor gesehen wird. Monte-Carlo-Simulationen [Cabrera, 2006] zeigen, dass der gewählte Radius  $R_{GC}$  und die Höhe  $H_{GC}$  mit

$$R_{GC} = 170,8 \text{ cm} \quad \text{und} \quad H_{GC} = 357,2 \text{ cm}$$

diese Anforderungen erfüllen. Mit einer groben Überschlagsrechnung lässt sich dies veranschaulichen. Für den Gamma Catcher-Szintillator mit einer Dichte von  $0,8 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  und einer stark vereinfachten chemischen Zusammensetzung von  $(\text{CH}_2)_n$  erhält man aus den Daten der Particle Data Group [PDG, 2010] eine mittlere freie Weglänge  $\lambda_{\text{CH}_2}^{2\text{MeV}}$  für Photonen mit 2 MeV, wie sie z.B. aus der Einfangkaskade am Gd kommen können

$$\lambda_{\text{CH}_2}^{2\text{MeV}} = 17,5 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2},$$

so dass für die transmittierte Intensität bei 50 cm minimaler Laufstrecke vom Target durch den Gamma-Catcher

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{50 \text{ cm} \cdot 0,8 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}}{17,5 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}}\right) \approx 0,10 I_0$$

weniger als 10% Verlust nach außen entsteht.

Für die Breite des Buffer-Volumens gilt Ähnliches. Sein Zweck ist die Abschirmung der durch die Photomultiplier und den Stahltank in den Aufbau eingebrachten radioaktiven Verunreinigungen vom aktiven Detektorvolumen. Da die zum Zentrum ausgerichteten Photomultiplier des Buffers eine Länge von etwa 40 cm haben, und die aus dem Glas und der Photokathode austretende Strahlung den Gamma-Catcher nicht erreichen soll, ist hier aber eine höhere Dicke von 105 cm veranschlagt, so dass der Buffer-Radius  $R_B$  zu

$$R_B = 275,8 \text{ cm}$$

festgelegt wird. Berücksichtigt man nun noch die Dicke des Vetotanks selbst, sowie einen aus umweltschutzrechtlichen Gründen notwendigen Luftspalt zwischen Stahlschild und Vetotank, so sind die endgültigen Abmessungen des Vetos selbst bereits fix, so dass das Veto aus einem auf allen Seiten 50 cm breiten Volumen um den Buffertank besteht.

Weitere durch den Gesamtaufbau bedingte und für das Veto-Design zu berücksichtigende Bedingungen entstehen aus dem Sockel und den Kabelführungsrohren des Buffertanks sowie aus den für Kalibrationszugang und Flüssigkeitsfüllung der inneren Volumina notwendigen Hälsen der einzelnen Tanks. Ihre Abmessungen sind alle in den in Anhang A zu findenden technischen Zeichnungen wiedergegeben. Insbesondere induzieren die sechs einzelnen Füße, aus denen der Buffersockel besteht (vgl. Abbildung 4.2) eine  $D_6$ -Symmetrie<sup>1</sup> in der Geometrie

<sup>1</sup>d.h. eine Symmetrie bei Drehung um Vielfache von 60 Grad sowie sechs Symmetrieachsen

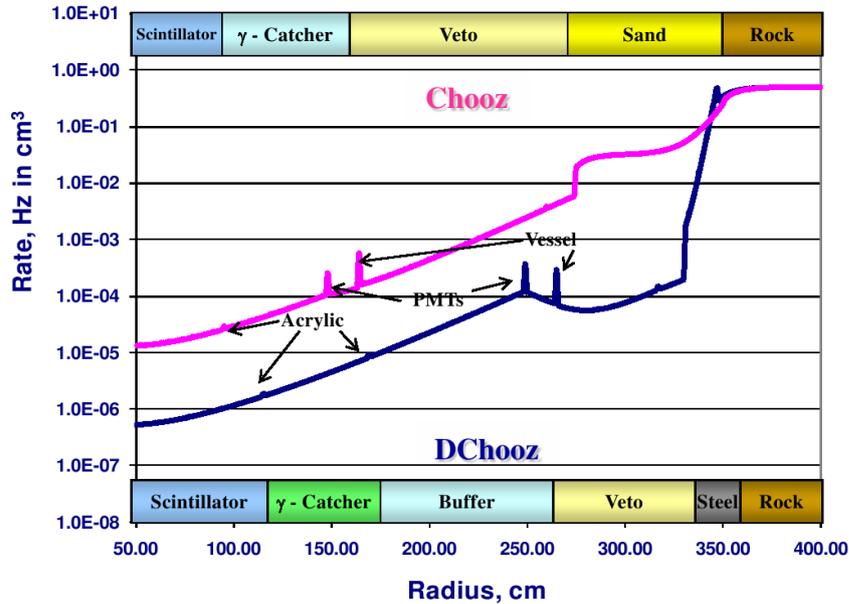


Abbildung 4.1.: Vergleich der durch Gammastrahlung induzierten Einzelereignisraten („singles“) in der Konfiguration von Double Chooz (untere Linie) und CHOOZ (obere Linie), unter Annahme der in [Double Chooz, 2006] gegebenen Materialverunreinigungen, aus [Efremenko, 2005].

des Vetos, die sich in der Verteilung der Photomultiplier widerspiegeln sollte.

#### 4.1.2. Erwartete Ereignisraten

Aus den in Kapitel 3 angegebenen Daten kann die erwartete Neutrinorate und daraus die Rate an inversen  $\beta$ -Zerfällen für beide Detektoren berechnet werden, die in Tabelle 3.4 bereits angegeben wurde. Unter Annahme einer isotropen Verteilung erhält man aus den aufgeführten Abständen und den Dimensionen des Target-Volumens für den fernen Detektor einen Fluss von etwa  $3 \cdot 10^{14} \frac{\bar{\nu}_e}{s}$  durch das Target. Der Wirkungsquerschnitt des inversen Betazerfalls variiert mit der Energie des Neutrinos [Double Chooz, 2006]

$$\sigma(E_{\bar{\nu}_e}) = K \cdot (E_{\bar{\nu}_e} - \Delta) \cdot \sqrt{(E_{\bar{\nu}_e} - \Delta)^2 - m_e^2 c^4}, \quad (4.1)$$

wobei  $\Delta = (M_n - M_p) \cdot c^2$  das Energieäquivalent der Massendifferenz zwischen Neutron und Proton darstellt und  $K = 9,56 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2 \text{ MeV}^{-2}$  eine Konstante ist. Offensichtlich können nur Neutrinos beitragen, die mindestens  $\Delta + m_e c^2$  Energie besitzen. Unter Einbeziehung der Protodichte  $\rho_H \approx 6,6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  der Targetflüssigkeit und der mittleren Pfadlänge von etwa 1,8 m der Neutrinos im Target erhält man dann ungefähr 70 inverse  $\beta$ -Zerfälle pro Tag im Target, und auf die selbe Weise die 500 Ereignisse im nahen Detektor. Dementgegen steht

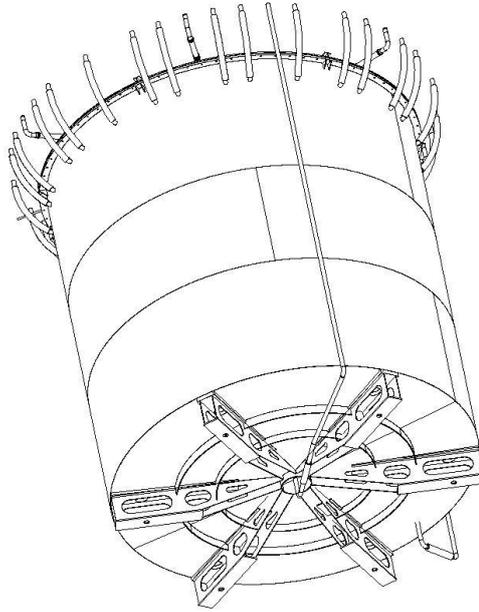


Abbildung 4.2.: 3D-Ansicht des Buffertanks von unten; sichtbar sind die sechs Füße und die Kabelführungsrohre an der oberen Kante. Die Höhe des Buffertanks beträgt 5675 mm, sein Durchmesser 5516 mm.

eine Myonrate von etwa 40 Hz im inneren Veto des fernen und 400 Hz im inneren Veto des nahen Detektors. Fordert man, dass nicht identifizierte Myonen im inneren Detektor mit einer Rate kleiner als 1 % der Signalrate auftreten, so würde man eine kombinierte Effizienz aller Subdetektoren zur Myonidentifikation von mehr als 99,99997 % benötigen. Diese extreme Anforderung wird natürlich abgemildert durch die Tatsache, dass nicht jedes unidentifizierte Myon zu einem Untergrundereignis führt, wie wir sehen werden.

### 4.1.3. Untergrundbeiträge

Das innere Veto muss in der Lage sein, die in Kapitel 4.3.5 näher beschriebenen Myonraten von bis zu (im nahen Detektor) 400 Hz und die zu erwartenden hohen Energiedepositionen von  $\sim 2$  GeV für Myonen, die die maximale Wegstrecke im Veto zurücklegen, zu verarbeiten. Gleichzeitig soll es für Kernrückstöße von schnellen Neutronen, also vergleichsweise kleine, lokale Energiedepositionen eine möglichst hohe Effizienz erreichen.

Nichtidentifizierte Myonen und schnelle Neutronen können sowohl zu korreliertem als auch zu zufälligem Untergrund beitragen. Für beide Untergrundarten werden wir im folgenden die zu erwartenden Raten bestimmen.

### **Zufälliger Untergrund**

Zufälliger Untergrund resultiert aus dem Zusammentreffen zweier unabhängiger Ereignisse mit passender zeitlicher Abfolge. Allgemein gilt, dass die Rate des zufälligen Untergrundes  $R_{\text{zufällig}}$  durch die Beziehung

$$R_{\text{zufällig}} = R_1 R_2 \Delta_t \quad (4.2)$$

mit den Raten  $R_1$  und  $R_2$  der einzelnen Ereignistypen und dem Korrelationszeitfenster  $\Delta_t$  gegeben ist.

### **Korrelierter Untergrund**

Die Rate an korreliertem Untergrund folgt offensichtlich nicht Gleichung (4.2), da die beiden beitragenden Ereignisse zeitlich zusammenhängen. Aus den Monte-Carlo-Daten lassen sich sowohl Beiträge durch nichtmarkierte Myonen als auch schnelle Neutronen identifizieren.

## **4.2. Das Double Chooz Monte-Carlo-Softwarepaket DOGS**

Eines der zentralen Hilfsmittel zum Design aller Komponenten des Gesamtexperiments ist eine verlässliche und genaue Monte-Carlo-Simulation des aufzubauenden Detektors. Das Double Chooz-Experiment bedient sich hierzu des auf dem Geant4-Paket des CERN<sup>2</sup> aufbauenden Programms „DCGLG4sim“, das eine Weiterentwicklung von GLG4sim<sup>3</sup> darstellt. GLG4sim, kurz für „Generic Liquid-scintillator Anti-Neutrino Detector Geant4 simulation“, ist seinerseits ein quelloffener, Geant4-basierter C++-Code, der auf die KamLAND-Kollaboration [Hus, 2005] zurückgeht. Um dieses Simulationsprogramm herum entstand eine Vielzahl an zusätzlichen Simulations- und Analyseprogrammen, die sich der ebenfalls am CERN entwickelten ROOT-Bibliotheken<sup>4</sup> bedienen, das auch in das neu geschriebene Datenformat eingeht. Während im folgenden Abschnitt näher auf das Monte-Carlo-Programm eingegangen wird, bevor Teilchengeneratoren und Datenformat vorgestellt werden, sollen die speziell für die Analyse entwickelten Werkzeuge erst im entsprechenden Kapitel 6 vorgestellt werden. Die Gesamtheit aller Softwarekomponenten wird als das „DOGS-Paket“ (**D**ouble Chooz **O**ffline **G**roup **S**oftware) bezeichnet.

### **4.2.1. Geant4-Detektorsimulation**

Ausgangspunkt und Herzstück des DOGS-Pakets ist DCGLG4sim, die bereits erwähnte Monte-Carlo-Simulation des Aufbaus. Sie umfasst nicht nur den Detektor selbst, sondern

---

<sup>2</sup><http://www.geant4.org/geant4/>

<sup>3</sup><http://neutrino.phys.ksu.edu/~GLG4sim/>

<sup>4</sup><http://root.cern.ch/drupal/>

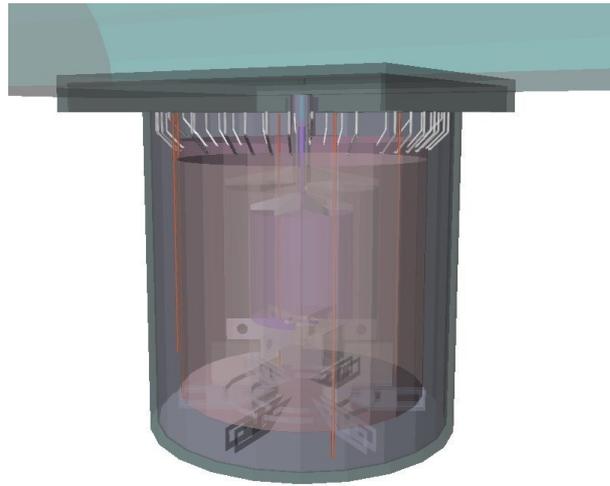


Abbildung 4.3.: Gesamtübersicht über die in DCGLG4sim enthaltenen Komponenten des Detektors

auch die von Fels umschlossene Experimentierhalle. Dies ermöglicht unter anderem die Simulation von Myonen, die den Detektor knapp verfehlen und Sekundärteilchen im Detektor induzieren, sowie das Studium der Beiträge radioaktiver Bestandteile des Felses zum Signal. In den Abbildungen 4.3, 4.4, 4.5 und 4.6 sind die Gesamtgeometrie sowie Detailansichten einzelner Elemente innerhalb der Simulation dargestellt. Geant4-basierte Simulationen sind weit verbreitet und werden von einer Vielzahl unterschiedlichster Experimente wie GERDA [Knapp, 2009], KamLAND [Hus, 2005], ATLAS [Aad u. a., 2010], GLAST [Boinee u. a., 2003] sowie für medizinische Anwendungen (vgl. z.B. GATE, [Strulab u. a., 2003]) verwendet.

### Geometriedefinitionen in DCGLG4sim

Geant4 – das während der Entwicklung in den Versionen 4.7.1 bis 4.9.3 getestet und verwendet wurde – stellt einfache Geometrieklassen wie Quader, Zylinder, Kugeln, Trapezoide etc., aber auch kompliziertere aus drei- oder viereckigen Oberflächen zusammengesetzte Körper zur Verfügung, die in einem zuvor definierten Weltvolumen beliebig positioniert und gedreht werden können. Ebenso unterstützt werden Vereinigungs- und Schnittmengen und das automatisierte Platzieren mehrerer Instanzen eines definierten Geometrieobjekts. Den so beschriebenen Körpern können Materialien mit definierten Volumen- und Oberflächeneigenschaften zugewiesen werden. Materialeigenschaften sind dabei zum Beispiel die chemische Zusammensetzung (bis hin zum Isotopenanteil) und Dichte, aber auch Brechungsindex, Absorption und Reemission, während Oberflächeneigenschaften wie Reflektivität und Rauheit (also Anteil an diffuser Reflektion) hauptsächlich für Lichtpropagation eine Rolle spielen. Eigenschaften

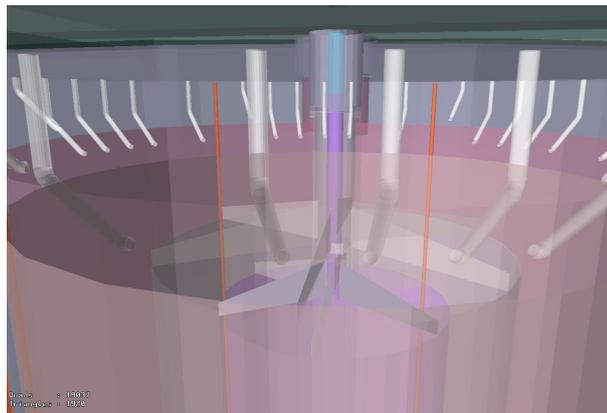


Abbildung 4.4.: Der obere Teil des Detektors mit den Hälsen der einzelnen Volumina und den Kabelführungsrohren

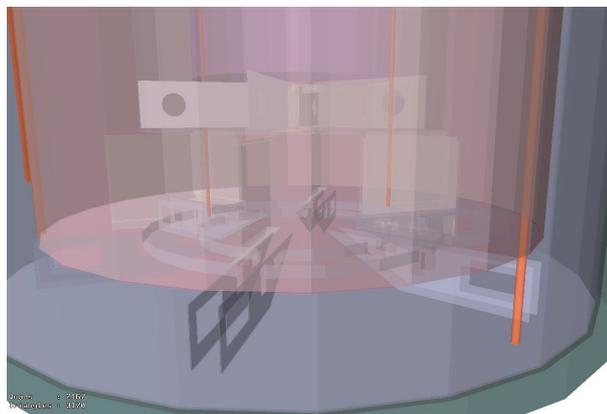


Abbildung 4.5.: Unterer Teil des Detektors mit Sockel von Buffer, Gamma-Catcher und Target

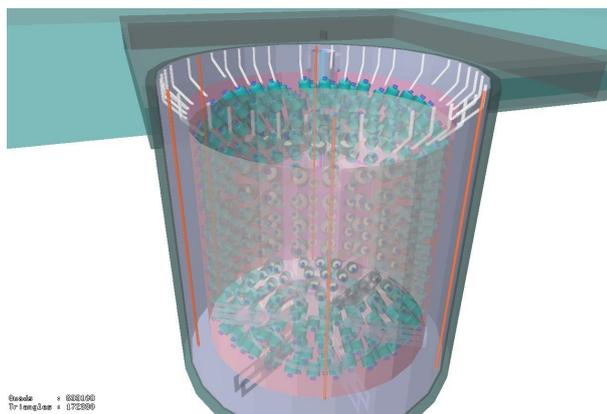


Abbildung 4.6.: Verteilung der inneren Photomultiplier

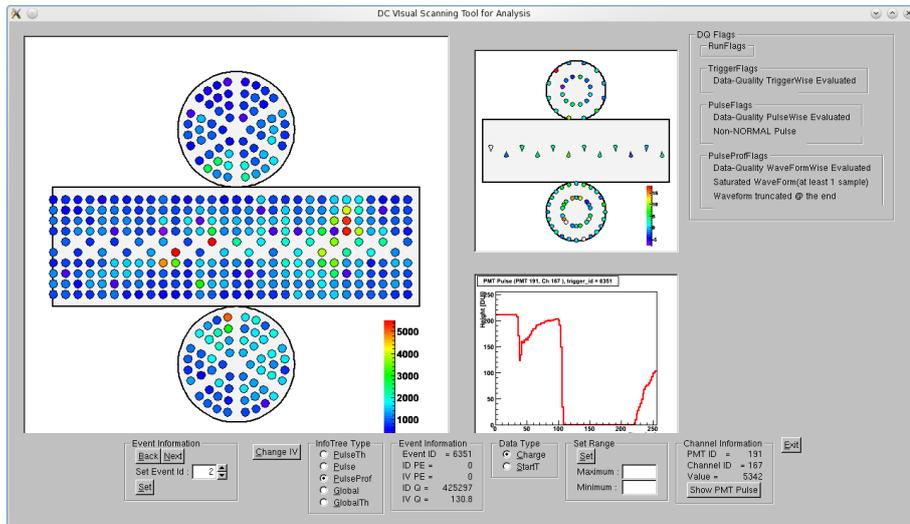


Abbildung 4.7.: Visualisierung eines Ereignisses mit DCVISTA: Hier ein „light noise“-Ereignis bei hohen Energien im inneren Detektor (vgl. Abschnitt 6.2.2).

können dabei tabellarisch in Abhängigkeit von einem Parameter – z.B. wellenlängenabhängig – angegeben werden. Auf diese Weise ist es möglich, alle für die Interaktion von Teilchen mit der definierten Geometrie zu berücksichtigenden Materialeigenschaften in das Programm einzubringen. Darüber kann Geant4 mit dem 3D-Beschreibungsformat GDML<sup>5</sup> des CERN umgehen, so dass ein Austausch mit externen Programmen zur Visualisierung und Analyse möglich ist. Das ROOT-basierte DCVISTA-Visualisierungswerkzeug nutzt diese Möglichkeit zur Anzeige von aufgezeichneten Ereignissen, wie etwa in Abbildung 4.7 gezeigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere Versionen der Photomultiplier-Verteilung im Veto, der Sockel der einzelnen Volumina, der Kabelrohre und der Deckelversteifungen sowie Oberflächeneigenschaften mehrerer Materialien wie Tyvek, VM2000, der Vetotankfarbe etc. in DCGLG4sim eingebaut.

### Die Physik in DCGLG4sim

Generell liefert Geant4 Routinen zur Simulation fast aller physikalischen Prozesse des Standardmodells. Dabei werden einzelne Prozesse durch verschiedene Modelle abgebildet, die für einen festgelegten Energiebereich gültig sind und anhand von experimentellen Daten überprüft wurden. Eine Beschreibung der internen Arbeitsweise aller Modelle inklusive Angabe der zugrundeliegenden Veröffentlichungen ist auf den Geant4-Internetseiten zugänglich.

In einer sogenannten „Physikliste“ legt der Benutzer die in der Simulation zu berücksichtigenden Teilchen fest und ordnet ihnen die zu simulierenden physikalischen Prozesse zu. Dies

<sup>5</sup><http://gdml.web.cern.ch/GDML/>

ermöglicht das gezielte Studium einzelner seltener Prozesse, bedeutet aber auch, dass die Vollständigkeit der Physikliste in der alleinigen Verantwortung des Nutzers liegt. Tabelle 4.1 listet die in der Standardeinstellung der aktuellen DCGLG4sim-Version<sup>6</sup> in der Physikliste vertretenen Teilchen und die ihnen zugeordneten Prozesse auf.

Die Sekundärteilchenproduktion ist in Geant4 üblicherweise durch eine Reichweitenbedingung eingeschränkt, die die Anzahl an Sekundärteilchen zugunsten der Verarbeitungsgeschwindigkeit begrenzt. Der in DCGLG4sim verwendete Vorgabewert ist 1 mm, was bedeutet, dass in einem gegebenen Material nur Sekundärteilchen erzeugt werden, die eine Reichweite von mehr als 1 mm haben. Anstelle Teilchen mit geringerer Reichweite zu erzeugen, wird ihre Startenergie als direkte Energiedeposition am Entstehungsort behandelt.

Zur Beschreibung der Szintillationseigenschaften der Double Chooz-Flüssigkeiten wurde nicht auf die in Geant4 implementierte Methode zurückgegriffen. Stattdessen wurde der Szintillationsprozess mit innerhalb der Kollaboration geschriebenem Programmcode beschrieben und als zusätzlicher Physikprozess in Geant4 eingefügt. Dies ermöglichte eine bessere Anpassung an die zeitliche Struktur des Vorgangs mit schneller und langsamer Komponente, als es mit dem vordefinierten Szintillationsmodell möglich gewesen wäre.

Ein simuliertes Ereignis beginnt mit einer vom Benutzer vorgegebenen Verteilung von Primärteilchen innerhalb des Weltvolumens. Geant4 ermittelt dann für jedes der Startteilchen aus den ihm zugeordneten Physikprozessen denjenigen, der den ersten Schritt für dieses Teilchen definiert. Das bedeutet, dass gegen die mittlere freie Weglänge aller Prozesse des Teilchens im momentanen Material gewürfelt wird. Der Prozess, der „zuerst“ – also nach der kürzesten Flugstrecke – stattfindet, bestimmt den Endpunkt des ersten Schritts des Teilchens im Material. Erreicht das Teilchen die Grenzfläche zwischen zwei unterschiedlichen Materialien, so endet der aktuelle Schritt an dieser Grenzfläche, und ein neuer Schritt beginnt im neuen Material. Werden bei einem Prozess Sekundärteilchen erzeugt, so wird mit ihnen ebenso verfahren. Auf diese Weise bestehen die Spuren aller Teilchen aus einzelnen Schritten, die solange aneinandergereiht werden bis die Teilchen entweder eingefangen, zerfallen oder gestoppt sind bzw. das Weltvolumen verlassen. In jedem Schritt eines jeden Teilchens kann zur Laufzeit des Programms auf alle Informationen zugegriffen werden, so dass der vollständige Ablauf eines Ereignisses ausgegeben werden kann. In Kapitel 4.2.3 wird auf die für Double Chooz gewählten Ausgabeinformationen eingegangen. In Abbildung 4.8 ist ein Myon-Ereignis als Beispiel wiedergegeben.

---

<sup>6</sup>HEAD-Version, Januar 2011

Teilchen	zugeordnete Prozesse
$\gamma$	Gamma-Konversion, <i>Compton</i> -Streuung, photoelektrischer Effekt, photonukleare Wechselwirkung ( <b>WW</b> )
optisches Photon	Grenzflächenprozesse, Absorption
$e^-$	Mehrfachstreuung ( <b>MFS</b> ), Ionisation ( <b>IO</b> ), Bremsstrahlung ( <b>BS</b> ), <i>Cerenkov</i> -Effekt ( <b>CE</b> ), elektronukleare WW
$e^+$	MFS, IO, BS, Annihilation, CE, elektronukleare WW
$\mu^-$	MFS, IO, BS, Paarproduktion ( <b>PP</b> ), Kern-WW, Einfang, CE, Zerfall ( <b>ZF</b> )
$\mu^+$	MFS, IO, BS, PP, Kern-WW, CE, ZF
$\tau^-, \tau^+$	MFS, IO, CE, ZF
Ion	MFS, IO, CE, ZF (bei radioaktiven Isotopen)
$p, {}^2\text{H}, {}^3\text{H}$	MFS, elastische Streuung ( <b>ES</b> ), inelastische Streuung ( <b>IES</b> ), IO, CE
$\alpha$	MFS, ES, IES, IO, CE
${}^3\text{He}$	MFS, ES, IO, CE
$\bar{p}$	MFS, ES, IES, Annihilation, IO, CE
$\pi^+, K^+$	MFS, IES, IO, CE, ZF
$\pi^-, K^-$	MFS, IES, IO, CE, Absorption, ZF
$\Sigma^+, \Sigma^-, \chi^-, \Omega^-$	MFS, ES, IES, IO, CE, ZF
$\bar{\Sigma}^+, \bar{\Sigma}^-, \bar{\chi}^-, \bar{\Omega}^-$	MFS, ES, IES, IO, CE, ZF
$\pi^0, \Sigma^0, \bar{\Sigma}^0$	ZF
$\chi^0, \Lambda, \bar{\Lambda}, \bar{\chi}^0$	ES, IES, ZF
$K_S^0, K_L^0$	IES, ZF
$n$	ES, IES, Kernspaltung, Einfang, ZF
$\bar{n}$	ES, IES, Annihilation, ZF

Tabelle 4.1.: Berücksichtigte Teilchen und ihnen zugeordnete Prozesse in DCGLG4sim; zu den Details der einzelnen Prozesse vgl. [Geant4 Collaboration, 2010]

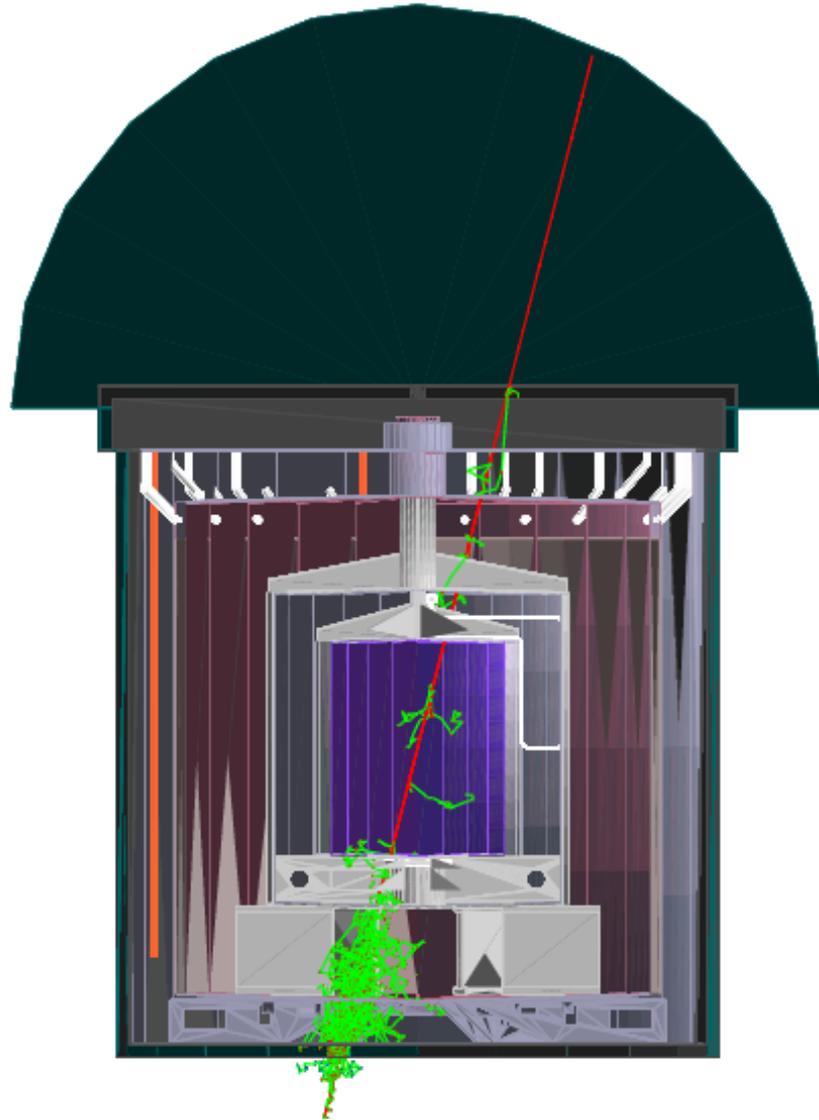


Abbildung 4.8.: Ein einzelnes Myon-Ereignis in der Geant4-Simulation. Neutrale Teilchen sind als grüne Spuren sichtbar, negativ und positiv geladene als rote bzw. blaue. Optische Photonen sind nicht dargestellt.

### Ausgabe von DCGLG4sim

Das Einsatzgebiet von Geant4 konzentriert sich auf die Propagation von Teilchen durch Materie. Als zur experimentellen Datennahme äquivalente Ausgabe von DCGLG4sim wurde daher die Erzeugung eines Photoelektrons an der Photokathode der Photomultiplier gewählt, während die Effekte der elektronischen Komponenten – beginnend mit der Pulsform der Photomultipliersignale bis hin zu Fluktuationen in den FADC-Kanälen – mit einem eigenständigen Programm behandelt werden. Dieses Werkzeug trägt den Namen „DCRoSS“, kurz für „**Double Chooz Readout System Simulation**“. Der Vorteil dieser Vorgehensweise liegt darin begründet, dass die Simulationsdaten mit mehreren verschiedenen Modellen für die Elektronik kombiniert werden können, ohne dass die zeitintensiven Geant4-Durchläufe wiederholt werden müssen. Wie in Kapitel 4.2.3 näher ausgeführt, liegt die Ausgabe von DCGLG4sim bereits im Double Chooz eigenen ROOT-Format vor, das um die DCRoSS-Ausgabe ergänzt wird.

#### 4.2.2. Teilchengeneratoren

Voraussetzung für mit dem Experiment vergleichbare Simulationsergebnisse ist neben einem ausgereiften Monte-Carlo-Code auch die Kenntnis des Spektrums der zu erwartenden Primärteilchen, also der in irgendeiner Weise von außen in den Detektor propagierenden Teilchen. Im Allgemeinen ist die winkel- und energieabhängige Verteilung jeder Teilchensorte nicht vollständig bekannt, so dass zusätzliche Modellannahmen in die Simulationsergebnisse eingehen. Dies können wiederum Ergebnisse von Simulationen sein, oder an Messdaten angepasste phänomenologische Modelle. Die folgende Liste enthält die für das Double Chooz-Experiment wichtigsten Primärteilchen und erläutert, wie ihre Energie- und Winkelverteilung in DCGLG4sim eingebunden wird.

- Anti-Elektronneutrinos:

Die zentrale Reaktion des Experimentes ist der inverse Betazerfall, der in Kapitel 3.3.2 beschrieben ist. Als in DCGLG4sim injizierte Primärteilchen werden aber nicht die Neutrinos selbst, sondern das aus dem inversen Betazerfall resultierende Paar aus Positron und Neutron verwendet. Zur Bestimmung ihrer korrelierten Energie- und Winkelverteilung aus den in den Brennelementen der Reaktoren entstehenden Anti-Elektronneutrinos wird eine eigenständige Monte-Carlo-Simulation mit Namen „DC-NuGen“ verwendet. In diese gehen die Geometrie der Brennelemente, die Entwicklung ihres Isotopengehalts, ihre Entfernung zum Detektor und dessen Ausdehnung sowie die dazwischenliegende Materie ein. Da eine präzise Kenntnis des Spektrums und der Rate der Neutrinos – und damit von Positronen und Neutronen – für die erste Phase des Experimentes direkten Einfluss auf den systematischen Fehler des Ergebnisses

für  $\Theta_{13}$  hat, ist die Güte der Neutrinosimulation von großer Bedeutung. Die Ausgabe von DCNuGen besteht aus einer Liste von Teilchenvertizes und -impulsen, die im HEPEvt-Format [Sjöstrand u. a., 1989] und zusätzlich als ROOT-File vorliegen, und die direkt als Primärteilchenpaare in DCGLG4sim eingebunden werden. In den Abbildungen 4.9, 4.10 und 4.11 sind als charakteristische Größen die Energieverteilungen für Neutron und Positron sowie ihre Winkelkorrelation, wie sie von DCNuGen errechnet wurde, aufgetragen. Ebenso ist der erwartete Effekt durch Oszillationen in diesen Bildern wiedergegeben.

- Myonen:

Die Hauptverursacher korrelierten Untergrunds in Double Chooz sind Myonen bzw. durch Myonen induzierte Teilchen und Reaktionen. Die Bemühungen zu ihrer Beschreibung sind, da sie eines der zentralen Themen dieser Arbeit sind, in Kapitel 4.3 ausführlich aufgeführt.

- Radioaktive Isotope in allen Materialien:

Die überwiegende Anzahl an niederenergetischen Ereignissen wird durch von radioaktiven Kontaminationen in den Baumaterialien ausgehende Strahlung verursacht. Aus Messungen in Germaniumzählern und Neutronenaktivierungsanalyse [Hofmann u. a., 2010; Hofmann, 2007], deren hier relevante Ergebnisse in Tabelle 4.6 zusammengefasst sind, sind die Raten dieser Ereignisse zu berechnen. DCGLG4sim erlaubt es, jedes beliebige Isotop homogen in jedem einzelnen der Volumen oder in einer definierten Schichtdicke auf ihren Oberflächen einzubringen und so die vollständigen Zerfallsketten von Th, U, Ac sowie  $^{40}\text{K}$ -Ereignisse zu simulieren. In Kapitel 4.6 werden einige Ergebnisse solcher Simulationen für Ereignisse im Myon-Veto vorgestellt.

- Kalibrationsquellen:

Zur Simulation von Kalibrationsdurchläufen existieren C++-basierte Programme mit HEPEvt-Ausgabeformat für Gammastrahlung aus  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$  und  $^{68}\text{Ge}$ , sowie korrelierte Gamma- und Neutronenemission von  $^{252}\text{Cf}$ - und AmBe-Quellen. Sie beruhen auf gemessenen Winkel- und Energieverteilungen.

### 4.2.3. Datenstruktur

Die Entwicklung einer einheitlichen und robusten Datenstruktur für Simulation, Experiment und Analyse war und ist eine der Prioritäten der Software-Arbeitsgruppe des Experimentes. Wie in Kapitel 5.3.3 ausgeführt, werden je nach Klassifikation des aktuellen Ereignisses unterschiedliche Datenmengen gespeichert. Diese Rohdaten werden zunächst direkt auf die

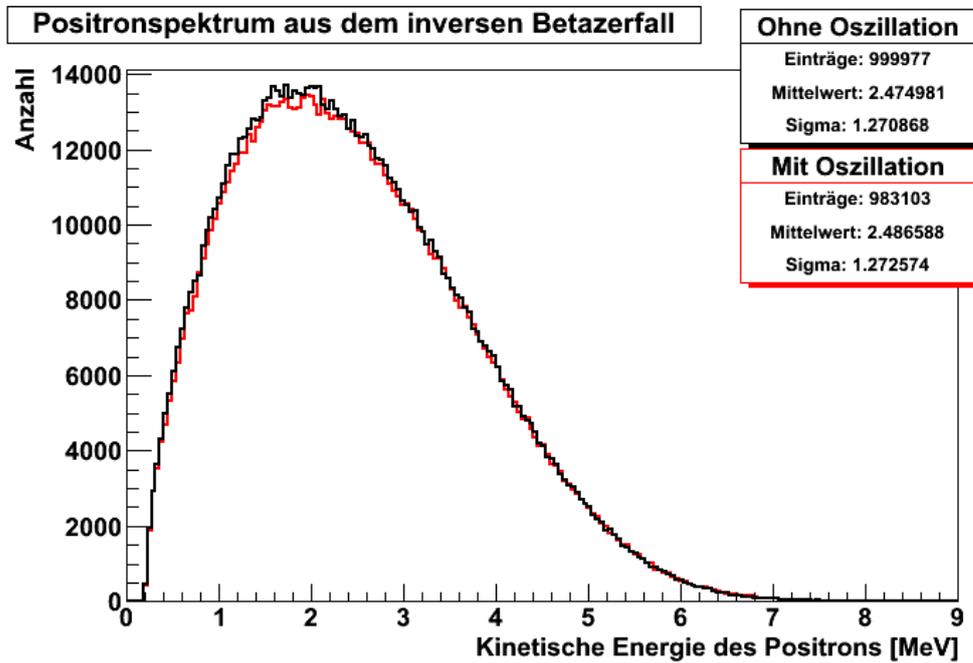


Abbildung 4.9.: Energieverteilung für die Positronen im fernen Detektor aus DCNuGen. In schwarz ist das erwartete Energiespektrum ohne Oszillationseffekte dargestellt, im Vergleich dazu in rot die Voraussage für die Oszillationsparameter, wie sie in 1.1 angegeben sind.

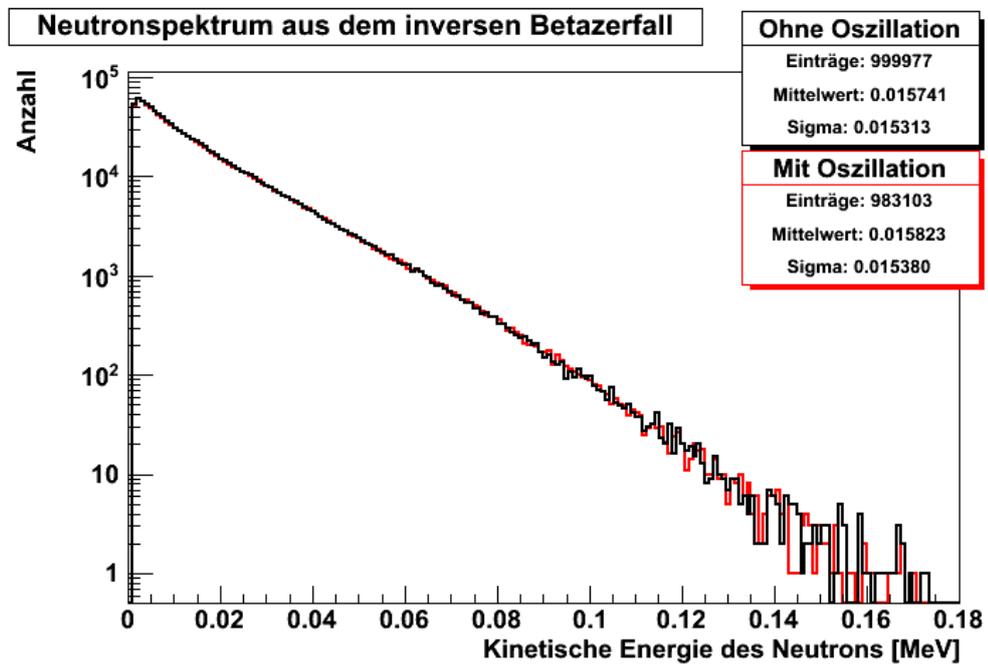


Abbildung 4.10.: Energieverteilung für die Neutronen im fernen Detektor aus DCNuGen. In schwarz ist das erwartete Energiespektrum ohne Oszillationseffekte dargestellt, im Vergleich dazu in rot die Voraussage für die Oszillationsparameter, wie sie in 1.1 angegeben sind.

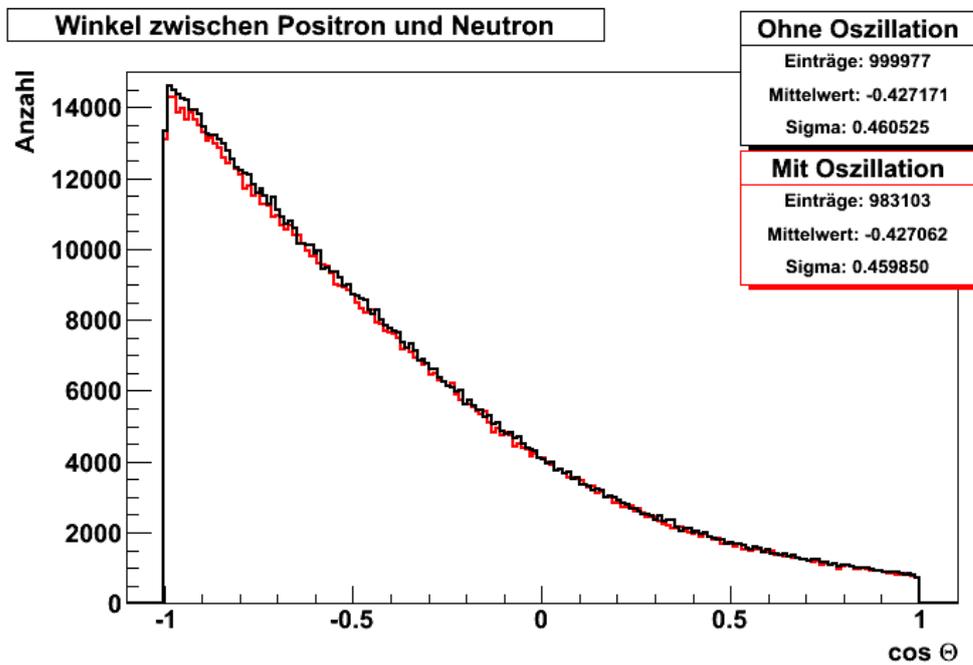


Abbildung 4.11.: Von DCNuGen errechnete Winkelkorrelation zwischen Positron und Neutron aus dem inversen Betazerfall im fernen Detektor. In schwarz ist der Kosinus des Winkels zwischen ihren Impulsen ohne Oszillationseffekte dargestellt, im Vergleich dazu in rot die Voraussage für die Oszillationsparameter, wie sie in Tabelle 1.1 angegeben sind.

Festplatte des Messrechners geschrieben und asynchron in den Massenspeicher des IN2P3-Clusters kopiert, um dann in einem zweiten Schritt in ein benutzerfreundlicheres ROOT-basiertes Datenformat konvertiert zu werden. Auf der anderen Seite ist die Ausgabe von DCGLG4sim bereits ROOT-basierend. Das gewählte Datenstrukturkonzept vereinigt die Anforderungen beider Datenquellen durch Anwendung derselben Designideen auf eine Art und Weise, die die Behandlung aller Daten vereinheitlicht und für eine direkte Vergleichbarkeit von Simulation und Experiment sorgt. In den folgenden kurzen Abschnitten soll dieser Gedanke näher erläutert werden.

### **Die Datenstrukturierung in DOGS**

Die Grundeinheit der erwarteten Daten ist für Monte-Carlo-Simulation und Experiment das Ereignis. Ein Ereignis umfasst im Regelfall mehrere globale Parameter wie (Trigger-)Zeit, Triggerstatus, Ereignisnummer usw., und mehrfach auftretende Parametersätze wie z.B. die digitalisierten Spuren aus den FADCs<sup>7</sup>. Für ein Simulationsereignis können zusätzliche Informationen zur Verfügung stehen (generierte Sekundärteilchen, Energiedepositionen in den verschiedenen Volumina, ...). Dazu kommen Informationen, die einmalig zu einer ganzen Ereignisserie (einem „Run“) gehören, etwa Triggerschwellen, Runnummer und -typ (z.B. Kalibration oder regulär). Im Rahmen der Datenanalyse wächst die Anzahl an Informationen weiter an. Es können Orts-, Zeit- und Energierekonstruktionsergebnisse, feinere Ereignisklassifikationen und Zeitkorrelationen hinzutreten. Das in Abbildung 4.12 wiedergegebene Schema zeigt, wie all diese Informationen in verschiedenen Datenobjekten organisiert sind. Ein Großteil der gezeigten Struktur wurde im Rahmen dieser Arbeit in Zusammenarbeit mit Dr. *Anatael Cabrera* vom APC in Paris entwickelt und implementiert.

### **Ein- und Ausgabe**

Daten werden in Form von binären Dateien gespeichert, die die von ROOT definierte „Tree“-Struktur nutzen, um eine beliebige Anzahl von Ereignissen in mehreren Dateien von maximal 500 MB Größe unterzubringen. Dabei wird eine gemeinsame Routine zur Handhabung der Dateioperationen für alle auf den Daten arbeitenden Programme verwendet, so dass der Benutzer direkt auf Ereignis-Ebene arbeiten kann, ohne detaillierte Kenntnisse von der Dateistruktur haben zu müssen. Um Datensicherheit zu gewährleisten, wird im Normalfall auf alle Dateien nur lesend zugegriffen, ein Schreibzugriff muss explizit vom Benutzer gefordert werden. Im Laufe der Datenverarbeitung werden daher neue Dateien mit aus den Quelldateinamen abgeleiteten Namen erstellt. Auch für optionale, sehr umfangreiche Simulationsdaten (wie z.B. die vollständigen Teilchenspuren) existieren eigenständige Dateien. Die

---

<sup>7</sup>Flash Analog Digital Converter; vgl. Kapitel 3.2.4

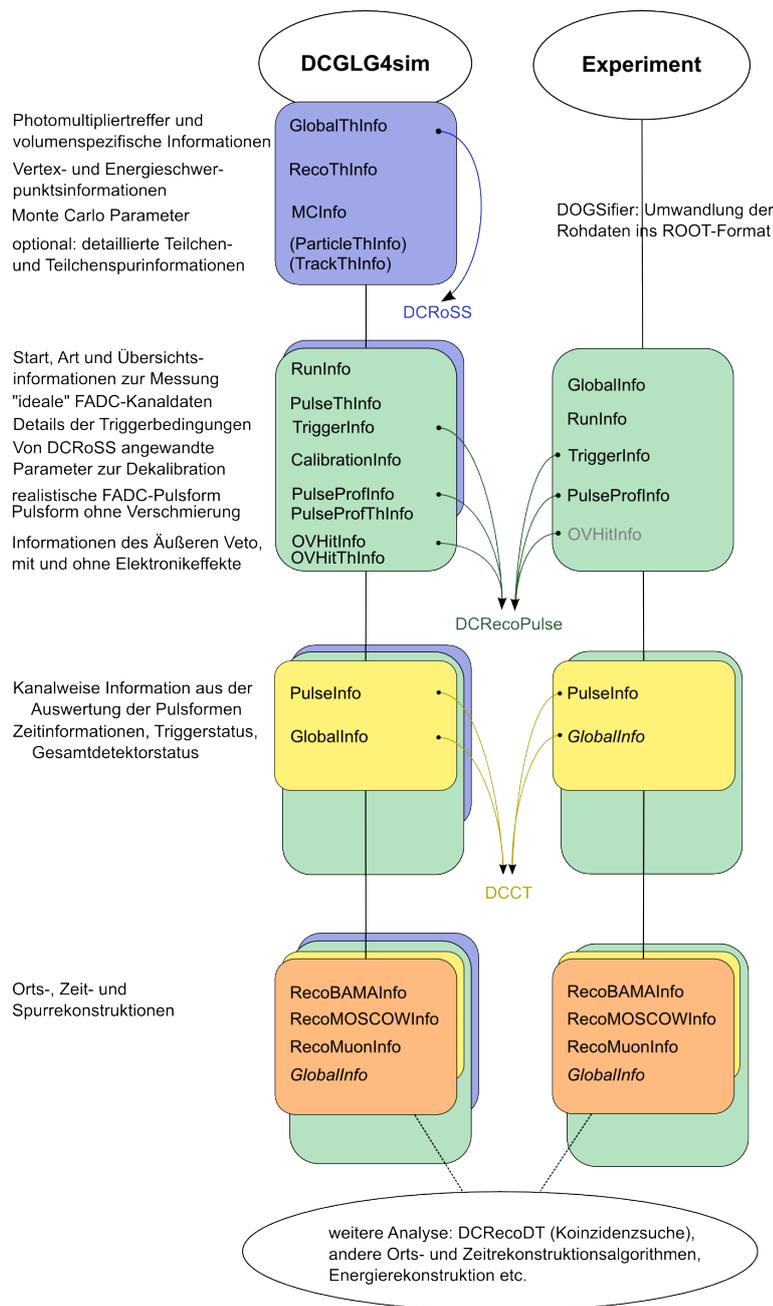


Abbildung 4.12.: Die verschiedenen Datenkapseln und der Datenfluss in DOGS: Von den Datenquellen Monte-Carlo-Simulation und Experiment, die nach der Elektroniksimulation mit denselben Rekonstruktionswerkzeugen verarbeitet werden, bis zu der „Common Trunk“ (DCCT) genannten ersten Analysestufe, die Orts- und Zeitrekonstruktion sowie eine erste grobe Energiekalibration enthält.

I/O-Routine prüft bei Angabe eines Dateinamens oder Namensmusters selbstständig, welche zusätzlichen Dateien vorliegen und ermöglicht den Zugriff auf alle verfügbaren Datenobjekte.

### **Simulationsdaten und experimentelle Daten im Vergleich**

Der neben den für das Design des Detektors durchgeführten Monte-Carlo-Studien zweite wichtige Anwendungsfall für die Simulationsdaten ist die Entwicklung und Prüfung von Datenanalysealgorithmen. Um ihre Güte beurteilen zu können, müssen die Simulationsdaten so realistisch wie möglich der Situation am Ende der Datennahme im Experiment entsprechen. Dies erfordert die Berücksichtigung von Auswirkungen der Elektronik auf die PMT-Signale sowie eine Simulation der Triggerelektronik. Das in Kapitel 4.2.1 erwähnte Werkzeug „DCRoSS“ leistet genau dies auf Basis gemessener Verteilungen der Antwortfunktionen aller Hardwarekomponenten. Zunächst wird aus den Photoelektronensignalen der Simulation für jeden Photomultiplierkanal ein „analoger“ Puls konstruiert, indem für jedes Photoelektron eine individuelle Pulsform aus einem parametrisierten Modell erstellt wird und diese Einphotoelektronpulse entsprechend ihres zeitlichen Versatzes aufsummiert. Auf diese Weise erhält man den Stromverlauf am Ausgang jedes einzelnen Photomultipliers innerhalb eines Zeitfensters, dessen Länge vom letzten Photoelektron in den Simulationsdaten festgelegt wird. Abbildung 4.13 veranschaulicht Ausgangsdaten, den Prozess und das Ergebnis anhand eines Beispiels.

Im zweiten Schritt werden das Verhalten von Frontend-Elektronik, Trigger und FADCs simuliert. Zu hohe Eingangssignale werden auf den Eingangsbereich der FADCs beschnitten, Rauschen und Kanal-zu-Kanal Zeit- und Basisschwankungen hinzugefügt und die Triggerlogik auf das gesamte Zeitfenster angewandt. Wird ein Trigger aktiv, werden die Daten äquivalent zum Ausleseprozess der FADCs in Abschnitten von 256 ns Länge in die Pulsprofil-Datenkapseln der Ausgabe-ROOT-Dateien gespeichert. Nun liegen die Monte-Carlo-Daten im selben Format wie die experimentellen Daten vor, so dass eine Analyse exakt wie später vorgesehen durchgeführt werden kann, um ihre Ergebnisse mit den Ausgangsdaten der Simulation zu vergleichen. In Abbildung 4.14 sind die Abweichungen der Ergebnisse des „RecoBAMA“-Rekonstruktionsalgorithmus von den Originalvertizes einiger Positronenergebnisse mit fester Startenergie von 3 MeV im Target gegenübergestellt. Man erkennt deutlich, dass  $x$ - und  $y$ -Abweichung sich erwartungsgemäß gleich verhalten und eine Auflösung von etwa 7 cm erreichen. In  $z$ -Richtung beträgt die Abweichung ungefähr 9 cm. Die Verteilung der Abweichungen ist in jedem Fall gaußförmig.

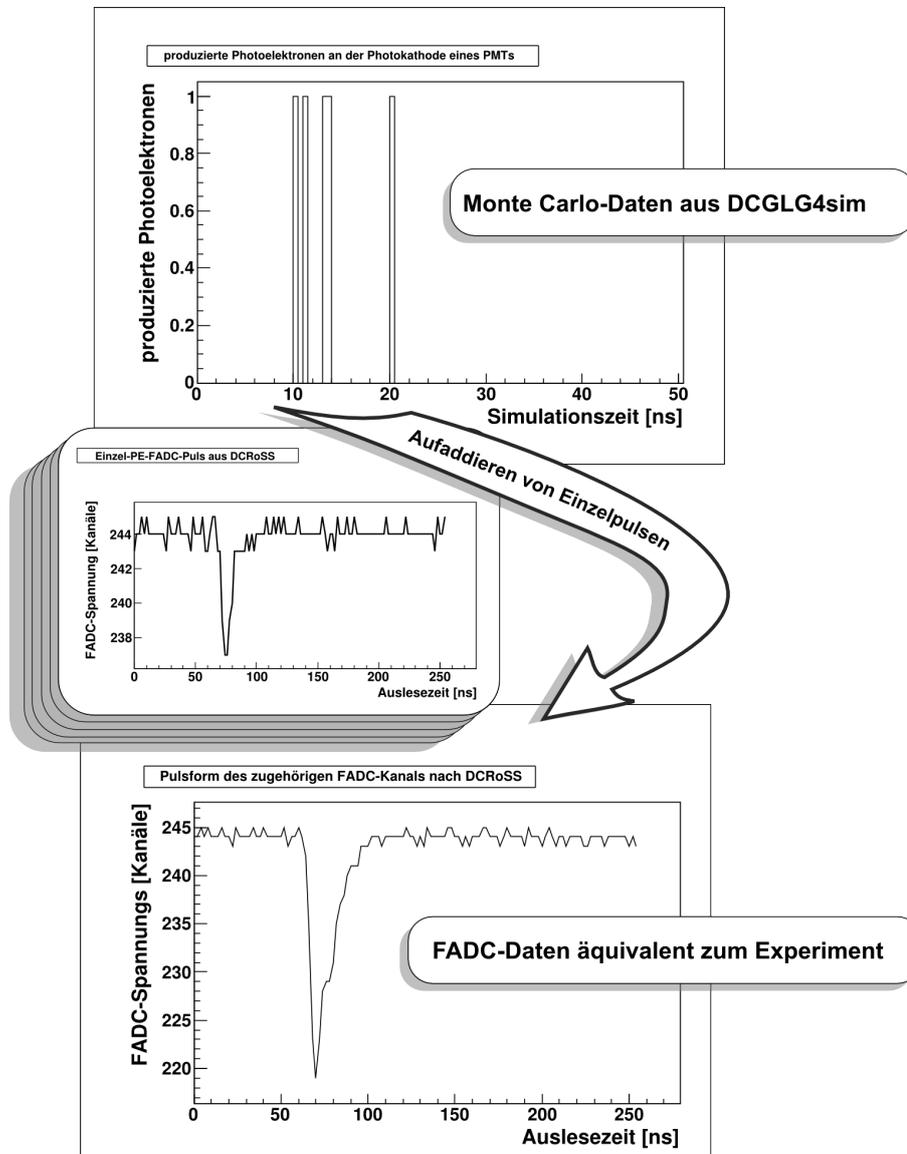


Abbildung 4.13.: Der RoSS-Prozess am Beispiel eines einzelnen Photomultiplierkanals: Ausgabe der Monte-Carlo-Simulation, ein einzelner Einphotoelektronpuls und Summenpuls aller Photoelektronen nach DCRoSS. In diesem Beispiel ist der Trigger-Zeitoffset 50 ns, weshalb die Pulsformen um diese Zeitdifferenz gegenüber den Monte-Carlo-Photoelektronen verschoben sind.

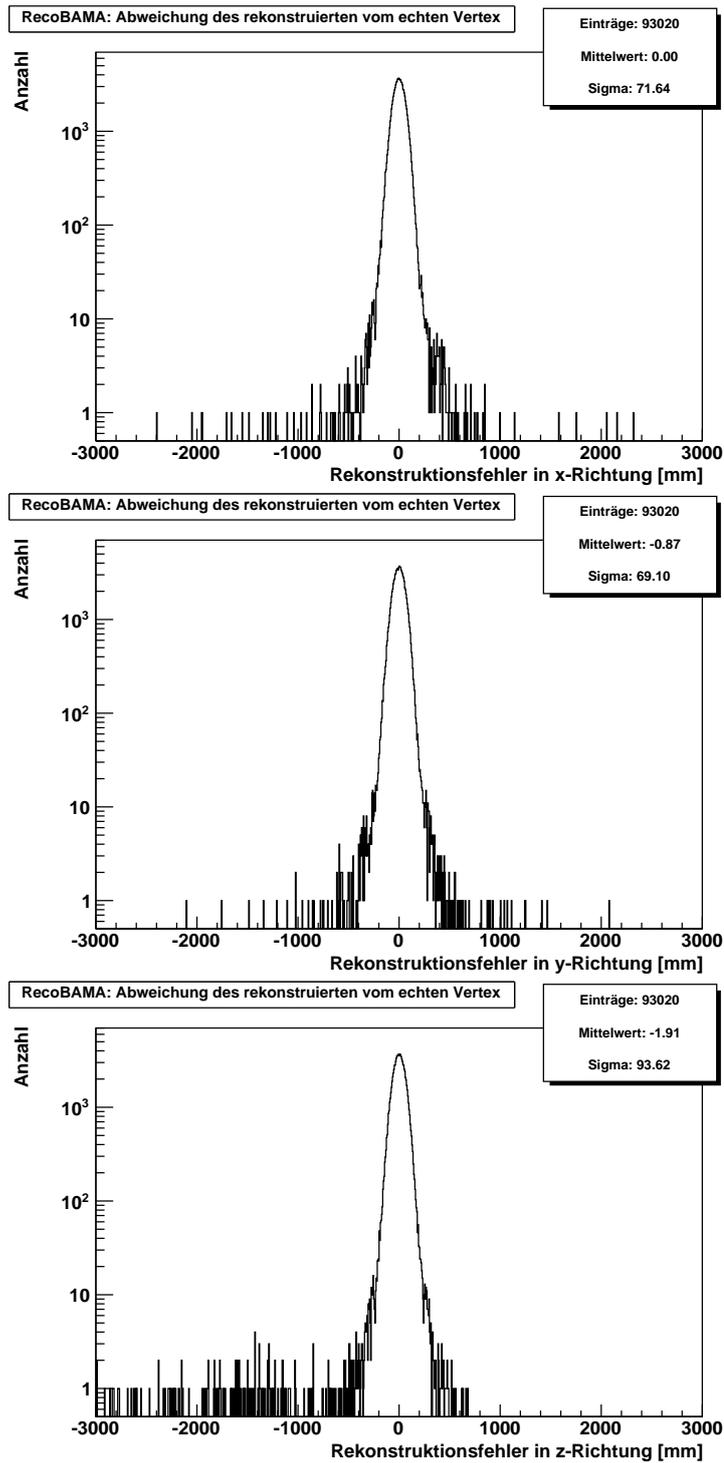


Abbildung 4.14.:  $x$ -,  $y$ -, und  $z$ -Abweichungen der rekonstruierten von den Originalvertizes bei Anwendung des RecoBAMA-Algorithmus auf Positron-Ereignisse mit 3 MeV kinetischer Energie im Target

### 4.3. Das Myon-Spektrum

Um realistische Simulationen mit kosmischen Myonen durchführen zu können und die Veto-Effizienz zu optimieren, muss das Myon-Spektrum am Ort des Detektors bekannt sein. Während die durchschnittliche Energie der Myonen mit steigender Tiefe nach [MACRO, 2003] in etwa durch

$$\langle E_\mu \rangle \approx \frac{\epsilon(1 - \exp(-\beta h))}{\alpha - 2} \quad (4.3)$$

mit den Parametern

$$\epsilon = 620 \text{ GeV} \quad \beta = 0,383 \cdot 10^{-5} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \quad \alpha = 3,7$$

und der durchschnittlichen Propagationslänge  $h$  in  $\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$  beschrieben werden kann, ist die Winkelverteilung gerade bei nicht zu tief gelegenen Experimenten stark von der Topologie vor Ort abhängig. In den folgenden Abschnitten wird daher der Weg zu einem verwendbaren Myon-Spektrum aufgezeigt.

#### 4.3.1. Myonen auf der Oberfläche

Wie in Kapitel 2.4 dargelegt, sind die auf der Erdoberfläche zu registrierenden Myonen Folgeprodukte der Interaktion hochenergetischer kosmischer Strahlung mit der Erdatmosphäre. In [PDG, 2010] wird eine Parametrisierung des Spektrums der Myonen auf Meereshöhe angegeben, die die experimentell bekannten Daten gut wiedergibt:

$$\frac{dN_{\mu 0}}{dE_{\mu 0} d\Omega} \approx A \frac{0,14 E_{\mu 0}^\gamma}{\text{cm}^2 \text{ sr s GeV}} \left( \frac{1}{1 + \frac{1,1 \tilde{E}_{\mu 0} \cos \theta}{115}} + \frac{0,054}{1 + \frac{1,1 \tilde{E}_{\mu 0} \cos \theta}{850}} + r_c \right) \quad (4.4)$$

mit den Parametern

$$\begin{aligned} A &= 1 \\ r_c &= 0 \\ \tilde{E}_{\mu 0} &= E_{\mu 0} \\ \gamma &= 2,7 \end{aligned}$$

Während  $E_{\mu 0}$  die Myon-Energie in GeV auf Meereshöhe beschreibt, ist  $\tilde{E}_{\mu 0}$  eigentlich die Energie an ihrem Entstehungsort. Ebenso muss strenggenommen unterschieden werden zwischen  $\cos \theta$  und  $\cos \theta^*$  –  $\theta$  ist der Zenitwinkel auf Meereshöhe, der aber aufgrund der Erdkrümmung nicht derselbe ist wie  $\theta^*$ , dem Zenitwinkel am Entstehungsort des Myons.  $\theta^*$  kann aus  $\theta$  mithilfe einer phänomenologischen Relation bestimmt werden. Für niedrige Energien und ho-

he Polarwinkel kann das Energiespektrum durch zusätzliche Terme besser an die Messdaten angepasst werden, und man erhält die in [Tang u. a., 2006] beschriebene phänomenologische Verteilung, indem man in Gleichung (4.4) die Ersetzungen

$$\begin{aligned}
 r_c &= 10^{-4} \\
 \Delta &= 2,06 \cdot 10^{-3} \left( \frac{950}{\cos \theta^* - 90} \right) \\
 \tilde{E}_{\mu 0} &= E_{\mu 0} + \Delta \\
 A &= 1,1 \left( \frac{90 \sqrt{\cos \theta + 0,001}}{1030} \right)^{\frac{4,5}{E_{\mu 0} \cos \theta^*}}
 \end{aligned}$$

für  $1/\cos \theta^* < E_{\mu 0} < (100/\cos \theta^*)$  GeV vornimmt. Für noch niedrigere Energien muss zusätzlich  $E_{\mu 0}$  durch  $(3E_{\mu 0} + 7 \sec \theta^*)/10$  ersetzt werden. Auf Basis dieser Verteilungen wird die Propagation der Myonen durch den Fels simuliert, um das Spektrum am Ort des Detektors zu erhalten.

### 4.3.2. Die Topologie in Chooz

Die Double Chooz-Kollaboration ist im Besitz detailgenauer topologischer Karten der Umgebung der Standorte der Detektoren, wie sie in Abbildung 4.15 zu sehen sind. Darüber hinaus wurden an mehreren Stellen Gesteinsproben entnommen, um die Zusammensetzung und die Dichte des Felsbodens zu bestimmen [Baldini u. a., 1995].

### 4.3.3. Die Monte-Carlo-Simulationssoftware MUSIC

MUSIC („Muon Simulation Code“,) ist ein von *V. Kudryavtsev* in Fortran geschriebenes Monte-Carlo-Programm, das die Propagation von Myonen durch eine Topologie gegebener Dichte, Zusammensetzung und Geometrie simuliert und die resultierende Winkel- und Energieverteilung ausgibt. Die interne Funktionsweise sowie Vergleiche mit experimentellen Daten sind in [Kudryavtsev, 2009] zu finden.

### Vergleich von MUSIC und Geant4

Um sicherzustellen, dass Myon-Prozesse in MUSIC und Geant4 vergleichbare Ergebnisse liefern und eine Kombination der beiden Programme sinnvoll ist, wurde jeweils einer Monte-Carlo-Simulation der Myon-Propagation durch identische flache Topologien durchgeführt und die Überlebenswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der zurückgelegten Wegstrecke der

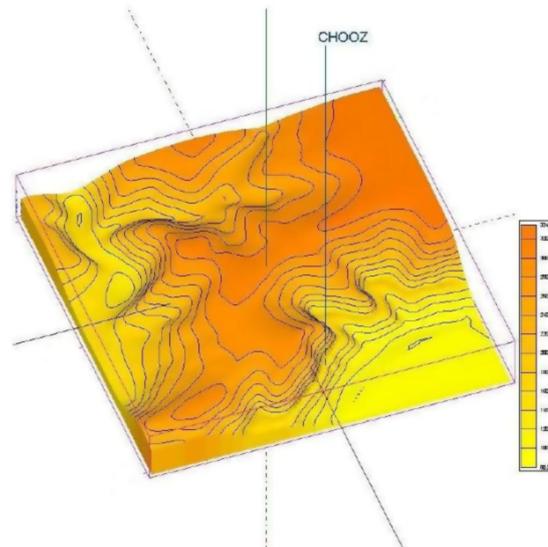


Abbildung 4.15.: Topologische Karte der Umgebung von Chooz mit dem Standort des Experiments

Myonen ermittelt. Wie in den Abbildungen 4.16 und 4.17 gezeigt, sind die mittleren Endenergien und die Überlebenswahrscheinlichkeiten mit beiden Programmen vergleichbar.

#### 4.3.4. Myon-Spektren am Ort der Detektoren

Mit Hilfe der beschriebenen Werkzeuge und Daten wurden sowohl für den Standort des fernen als auch für den des nahen Detektors Myon-Spektren erstellt. Die Abbildungen 4.18, 4.19 und 4.20 geben für diese Orte die Energie- und die Winkelverteilungen der Myonen an. Wie zu erwarten, ist die mittlere Energie im tiefer gelegenen fernen Detektor höher, das Spektrum härter. Die Winkelverteilung an beiden Detektoren ist durch die Form des abschirmenden Hügels beeinflusst und für den fernen Detektor stark, beim nahen Detektor nur schwach asymmetrisch.

Für den Standort des fernen Detektors existiert eine (unpublizierte) Messung der Winkelverteilung des Myonflusses, mit dem die MUSIC-Simulationsergebnisse unter Berücksichtigung der Detektoreffizienz verglichen werden können. Man erhält das in Abbildung 4.21 gezeigte Ergebnis, das als gute Übereinstimmung bezeichnet werden kann.

#### 4.3.5. Myon-Raten am Ort der Detektoren

Zur Bestimmung des Untergrundbeitrags durch kosmische Myonen an beiden Detektorstandorten ist neben dem jeweiligen Spektrum der Myonen die zu beobachtende Rate von entscheidender Bedeutung. Naturgemäß nehmen die Myonraten mit steigender Abschirmlänge ab.

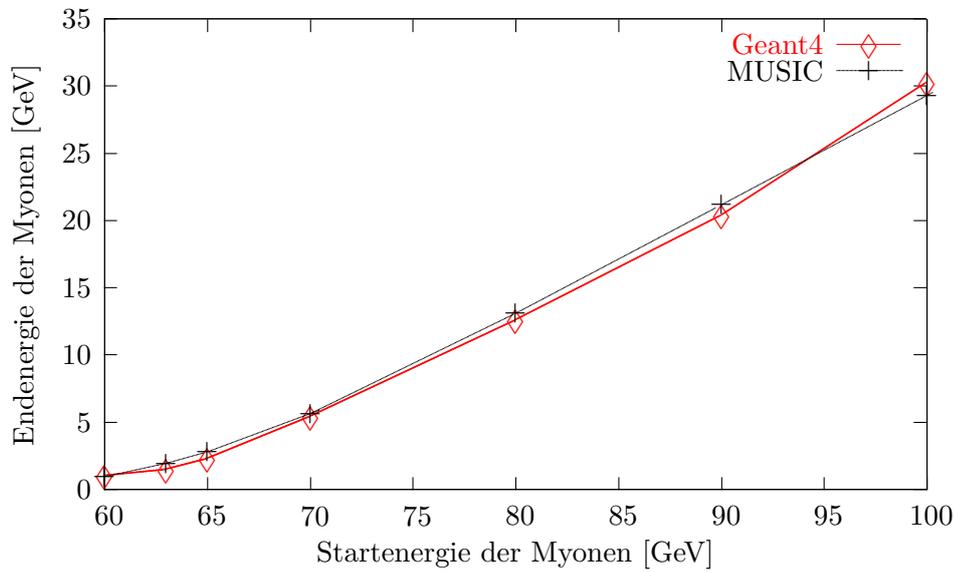


Abbildung 4.16.: Mittlere Endenergie für vertikale Myonen nach 300 m.w.e., simuliert mit MUSIC und Geant4

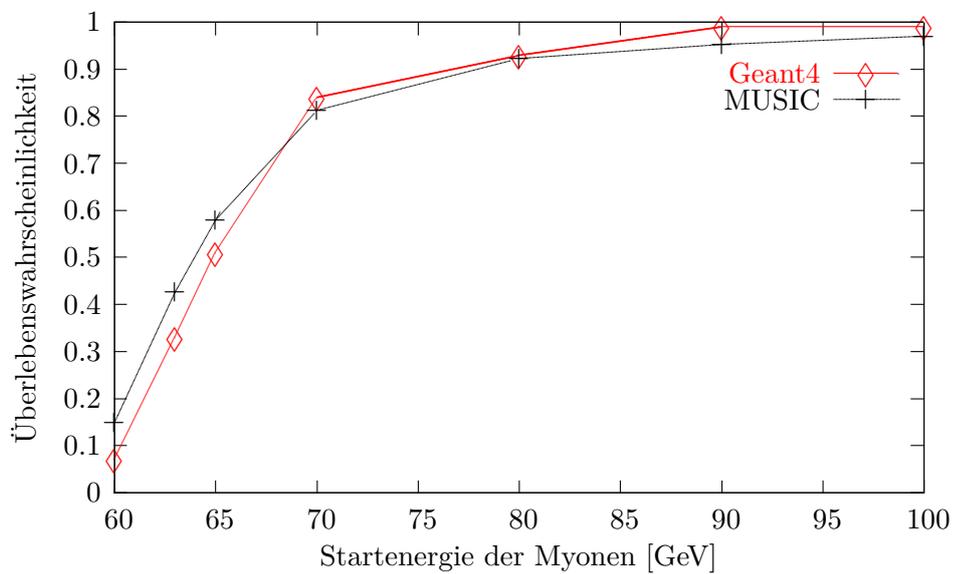


Abbildung 4.17.: Überlebenswahrscheinlichkeiten für vertikale Myonen nach 300 m.w.e., simuliert mit MUSIC und Geant4

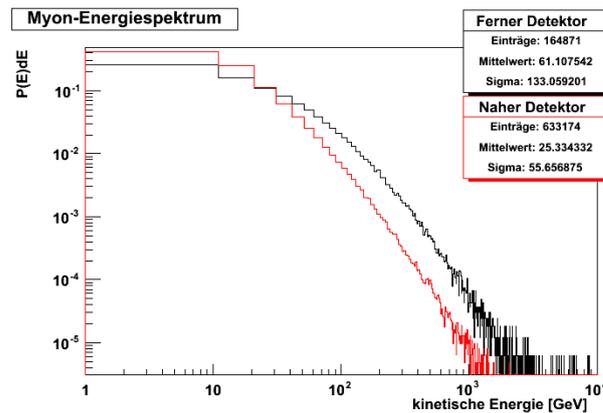


Abbildung 4.18.: Energiespektrum der Myonen am fernen (schwarz) und nahen (rot) Detektor

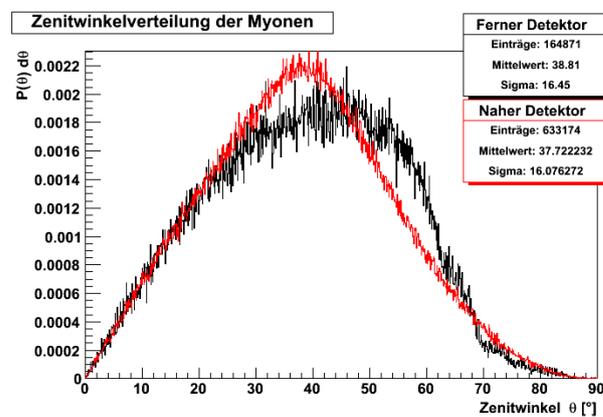


Abbildung 4.19.: Polarwinkelverteilung der Myonen am fernen (schwarz) und nahen (rot) Detektor

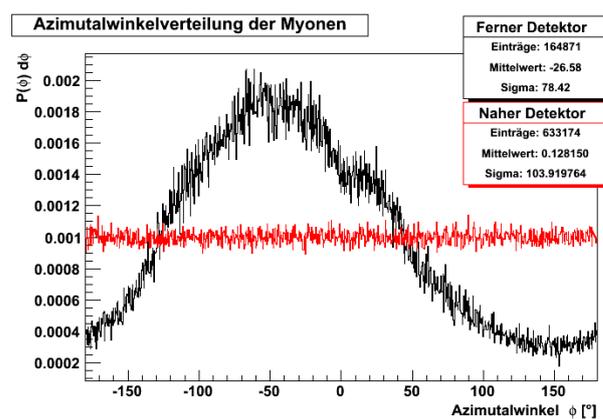


Abbildung 4.20.: Azimutalwinkelverteilung der Myonen am fernen (schwarz) und nahen (rot) Detektor

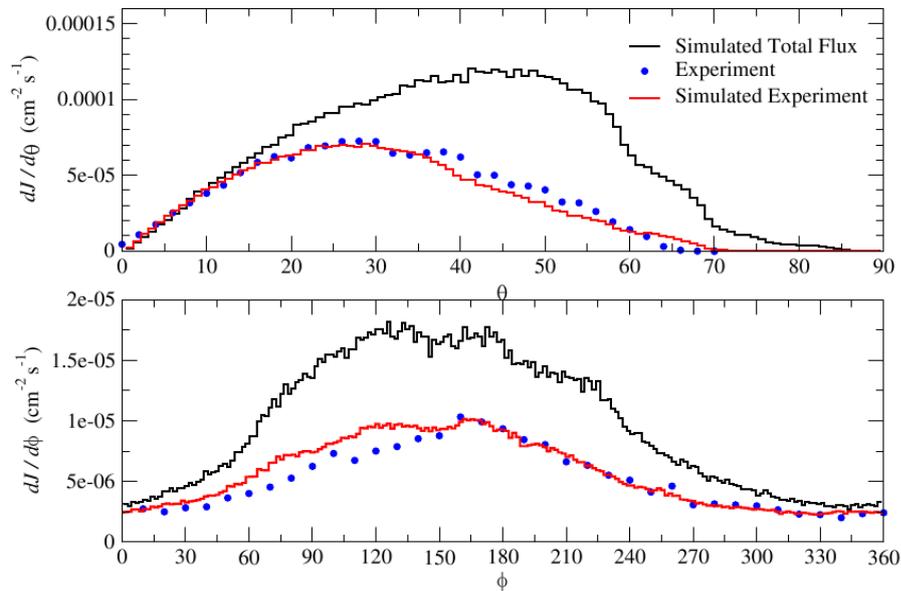


Abbildung 4.21.: MUSIC-generierte Myon-Winkelverteilung, Ergebnis der Simulation des Experimentes mit der MUSIC-Winkelverteilung und Ergebnis des durchgeführten Experimentes im Vergleich [Tang u. a., 2006]

Tabelle 4.2 gibt die Ergebnisse der im folgenden vorgestellten verschiedenen Methoden wieder.

- Aus [Bugaev u. a., 1998] kann man die zu erwartenden Raten in Abhängigkeit von der Tiefe der Abschirmung extrapolieren. Für den Fluss vertikaler Myonen ist demnach mit

$$I_{\mu\text{far}}^v \approx 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

$$I_{\mu\text{near}}^v \approx 2,2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

zu rechnen, wobei gerade bei geringen Abschirmtiefen der Einfluss der Topologie deutlich werden kann. Die Konversion in eine Rate durch eine horizontale Fläche ist im einfachsten Fall – unter Annahme einer  $\cos^2 \theta$ -Verteilung – durch die Umrechnung

$$R_{\mu} = I_{\mu}^v \cdot 2\pi \cdot \frac{1}{2} \tag{4.5}$$

gegeben, wobei der Faktor  $2\pi$  durch Hemisphärenoberfläche und der Faktor  $\frac{1}{2}$  durch das Integral der  $\cos^2$ -Verteilung entsteht.

Fluss [ $\mu \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	Abschätzung	Monte-Carlo	Messung
Ferner Detektor	0,75	0,61	0,4
Naher Detektor	6,91	5,0	—

Tabelle 4.2.: Myonraten aus Messung, Simulation und Literatur im Vergleich

- Die Verwendung der topologischen Karten in MUSIC ermöglicht eine fundiertere Vorhersage der zu erwartenden Raten, da (bei gegebenem, im Kapitel 4.3.1 bereits beschriebenen Oberflächenspektrum) winkel- und energieabhängige Überlebenswahrscheinlichkeiten erhalten werden. Aus der Kenntnis der Oberflächenrate kann so direkt die Rate am Detektorstandort ermittelt werden. Die für den nahen Detektor aufgeführten Monte-Carlo-Daten entstammen Simulationen, die vor der Festlegung des genauen Standorts und der Erhebung detaillierter Pläne des nahen Labors durchgeführt wurden, und sind daher als vorläufig zu betrachten.
- Die im Rahmen des CHOOZ-Experiments am Ort des fernen Detektors durchgeführte Messung des Myonflusses lieferte schließlich die in Tabelle 4.2 aufgeführte Myonrate. Für den nahen Standort liegt bisher noch keine Messung vor.

Die Diskrepanz von etwa 20 % zwischen Abschätzung und Monte-Carlo-Simulation ist vollständig dadurch zu erklären, dass die in der Abschätzung angenommene Abschirmung von 300 m.w.e. tatsächlich die minimale Abschirmtiefe in Richtung der abfallenden Hügelflanke darstellt, so dass Myonen aus anderen Richtungen stärker als hier berücksichtigt unterdrückt werden. Die mit über 30 % größere Abweichung der Simulation zur Messung ist schwieriger zu verstehen – Gesteinsschichten höherer als bekannter Dichte könnten zum Effekt beitragen. Ebenso ist für die zitierte gemessene Rate keine Fehlergrenze angegeben. Endgültige Klärung wird sich im Verlauf des Experimentes ergeben, in dem im Zusammenspiel von innerem und äußerem Veto die Myon-Raten am Ort beider Detektoren mit hoher Genauigkeit vermessen werden können. Als konservative Einschätzung wurde in dieser Arbeit die auf den Monte-Carlo-Simulationen beruhenden höheren Raten als gegeben angenommen.

#### 4.4. Lichtpropagation im Veto

Zum Verständnis der Effizienz des Vetos ist die Kenntnis der verschiedenen Prozesse, die die Lichtpropagation und -detektion im Volumen bestimmen, von großer Bedeutung. Zu unterscheiden sind hierbei die Generation von Photonen durch Szintillation, die Effekte der verwendeten Wellenlängenschieber PPO und bisMSB, Streuung und Absorption in der Vetrofflüssigkeit sowie Absorption und Reflektion an den nicht aktiven Oberflächen des Vetos als

Komponente	Anteil	Gesamtmasse
LAB	48,4%	38,2 t
Cobersol C70	51,6%	34,8 t
PPO	2 $\frac{\text{g}}{\text{l}}$	181 kg
bisMSB	20 $\frac{\text{mg}}{\text{l}}$	1,8 g

Tabelle 4.3.: Zusammensetzung des Veto-Szintillators

auch schlussendlich die Konversion von Photonen in Photoelektronen an der Photokathode der installierten Photomultiplier. Die folgenden Abschnitte widmen sich diesen Vorgängen im Detail unter Zuhilfenahme umfangreicher Geant4-Simulationen. Abschließend wird ihr Einfluss auf die Vetoeffizienz bei gegebenen Triggerbedingungen erläutert und illustriert.

#### 4.4.1. Optische Eigenschaften des Szintillators

Wie im Target beruht der Nachweis von Teilchen im inneren Veto auf der Detektion von Photonen, die sie beim Durchqueren des Vetovolumens erzeugen. Die folgenden Abschnitte widmen sich daher der chemischen Zusammensetzung der Vetoflüssigkeit, auf der deren Szintillationsfähigkeit beruht, sowie den optischen Eigenschaften der einzelnen Komponenten und ihrem Zusammenspiel.

##### Chemische Zusammensetzung

Die Szintillatorflüssigkeit des Myon-Vetos besteht aus zwei Hauptkomponenten, dem aromatischen linearen Alkylbenzol („LAB“), dessen Strukturformel in Abbildung 4.22 wiedergegeben ist, und Cobersol C70, einer Mineralölmischung, die im wesentlichen aus verschiedenen n-Alkanen besteht. Die Anteile dieser beiden Komponenten sind so gewählt, dass die Dichte des Veto-Szintillators der aller übrigen Flüssigkeiten im Detektor von  $0,800 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  entspricht. Dies ist notwendig, um die Integrität der Tanks sowohl beim Füllen als auch im Betrieb sicherzustellen (vgl. Kapitel 3.3.1). Des weiteren enthält die Vetoflüssigkeit die Chemikalien 2,5-Diphenyloxazol (PPO) und p-bis(o-methylstyryl)-Benzol (bisMSB), deren Strukturformeln ebenfalls in Abbildung 4.22 gezeigt sind. PPO und bisMSB werden als primäres und sekundäres Fluor bezeichnet. Während PPO die im LAB gespeicherte Anregungsenergie in Licht umsetzt, hat bisMSB als „Wellenlängenschieber“ die Aufgabe, die hauptsächlich im UV-Bereich entstehenden Photonen durch Absorption und Reemission zu niedrigeren Wellenlängen zu verschieben, die besser zu den Quanteneffizienzkurven der Photomultiplier passen (vgl. dazu Abbildung 4.23). Tabelle 4.3 fasst die Szintillatorzusammensetzung des Vetos quantitativ zusammen.

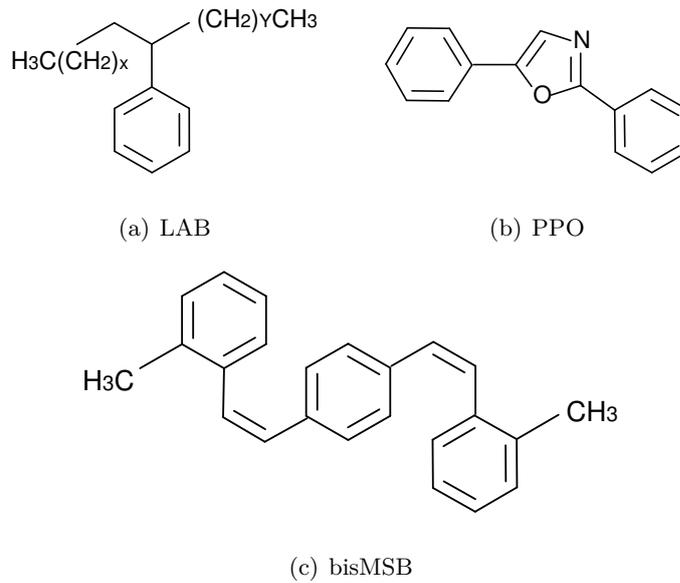


Abbildung 4.22.: Strukturformeln einiger Szintillatorchemikalien

### Lichtausbeute und Primärspektrum

Zur grundsätzlichen Funktion des Szintillators gilt das in Kapitel 3.2.1 gesagte. Im Double Chooz-Experiment übernimmt LAB die Rolle des Absorbers, der seine Anregungsenergie auf PPO überträgt. Da das PPO-Emissionsspektrum sein Maximum im blauen Spektralbereich hat (siehe Abbildung 4.23), wird bisMSB zugegeben, welches im Emissionsbereich von PPO absorbiert, seinerseits aber bei höheren Wellenlängen emittiert.

Da für den Veto-Szintillator zum jetzigen Zeitpunkt noch keine nach Teilchenart aufgeschlüsselten Messdaten zur Verfügung stehen, sind detaillierte Angaben über den Quenchingfaktor  $K_B$  für Protonen, Neutronen, aber auch langsame Elektronen (deren  $\frac{dE}{dr}$  ebenfalls höher ist als für schnelle) nicht möglich. Vorläufig nehmen wir daher die Gültigkeit von Gleichung (3.3)

$$\text{Lichtausbeute } L : e : p : \alpha \approx 10 : 5 : 1 \quad (4.6)$$

an, so dass die Signatur beispielsweise eines 5 MeV Protons in etwa der eines 1 MeV Elektrons entspricht. Im Veto ist dies insbesondere für die Detektion schneller Neutronen von Bedeutung, während der selbe Effekt im inneren Detektor zu einer Erhöhung des Untergrunds für Positronereignisse durch höherenergetische Protonen oder Alphateilchen führen kann. Diese Relation ist auch im Code der Monte-Carlo Simulation implementiert.

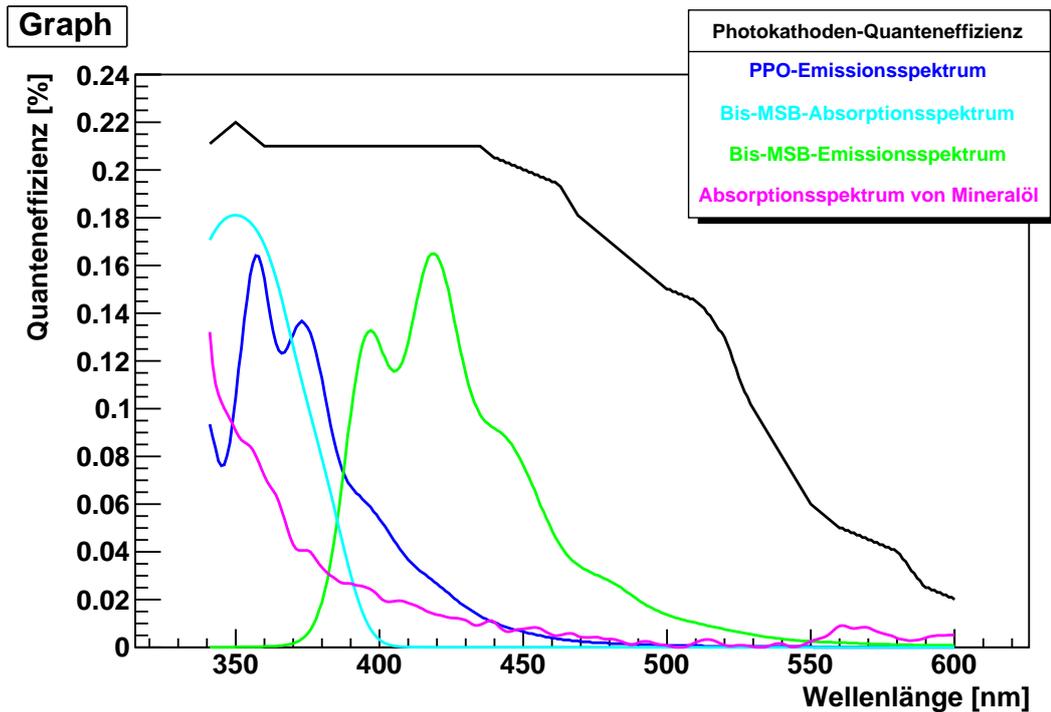


Abbildung 4.23.: Die Quanteneffizienz der R1408-Photomultiplier im qualitativen Vergleich zu den Absorptions- und Emissionskurven von PPO, bisMSB und Mineralöl

### Absorption und Reemission des Wellenlängenschiebers

Das von PPO emittierte Primärspektrum entspricht im Wesentlichen seinem Absorptionsspektrum, was zu kurzen freien Weglängen und zu relativ hohen Verlusten in nichtstrahlenden Prozessen führen würde. Daher ist es möglich, die Detektionswahrscheinlichkeit durch Zugabe von bisMSB zu erhöhen, weil bisMSB sein Absorptionsmaximum im Emissionsbereich von PPO hat, während seine Emission zu niedrigeren Energien verschoben ist. Dies liegt daran, dass Vibrationszustände bei der Absorption angeregt werden, dann durch strahlungsfreie Übergänge in den Vibrationsgrundzustand übergehen, und erst von dort in den niedrigsten elektronischen Zustand fallen. Ganz anschaulich wird dies in Abbildung 4.23 deutlich, in der man den Überlapp der relevanten Größen direkt beobachten kann. In der Simulation werden Photonen nach dem in Abbildung 4.23 gezeigten, gemessenen bis-MSB-Emissionsspektrum generiert.

### Totale Absorptionskurve und Abschwächlänge

Emission aus PPO und Konversion durch bisMSB der Photonen finden unmittelbar entlang der Spur der anregenden Teilchen statt. Der nächste bestimmende Faktor für die Veto-

Effizienz ist damit die Wahrscheinlichkeit für jedes Photon, eine Photomultiplierkathode zu erreichen. Dies ist zum einen durch die Geometrie der Versuchsanordnung bestimmt, zum anderen aber natürlich durch die Absorptionswahrscheinlichkeit der Photonen in der Flüssigkeit selbst beeinflusst. Nach *Beer* und *Lambert* gilt für die Transmission  $T$  von Licht durch Flüssigkeiten und Gase<sup>8</sup>

$$T(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} = \exp(-\alpha(\lambda)x) = \exp(-\epsilon(\lambda)xc), \quad (4.7)$$

mit der Abschwächkonstanten  $\alpha(\lambda)$ , der Weglänge  $x$ , dem molaren Extinktionskoeffizienten  $\epsilon(\lambda)$  und der Konzentration  $c$ . Die Absorption  $A$  ist dann definiert als

$$A = -\ln \frac{I}{I_0} = \epsilon xc = \alpha x$$

und die Abschwächlänge  $L$

$$L = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\epsilon c}. \quad (4.8)$$

Wellenlängenabhängige Messungen der einzelnen Komponenten des Szintillators am *Max-Planck*-Institut in Heidelberg und an der Technischen Universität München ergaben die in Abbildung 4.24 für LAB und Tetradekan gezeigten Werte. Die totale Streulänge der Mischung berechnet sich dann zu

$$L_{\text{Mischung}}^{-1} = \left( L_{\text{LAB}}^{-1} + L_{\text{Tetradekan}}^{-1} \right)^{-1} \quad (4.9)$$

vor der Zugabe von PPO und bisMSB, wobei die Konzentrationen der Komponenten in die Summanden nach Gleichung (4.8) eingeht. Berücksichtigt man PPO und bisMSB ebenfalls, so resultiert die in Abbildung 4.25 gezeigte Absorptionskurve, wie sie im Simulationsprogramm DCGLG4sim implementiert ist.

Für Photonen von 420 nm Wellenlänge – dem Maximum der Emissionskurve von bisMSB – entspricht dies einer Absorptionslänge von 9,4 m im Vetovolumen. Berücksichtigt man die recht geringe Breite des Vetos von rund 50 cm, so bedeutet dies, dass die Reflektionseigenschaften der umgebenden Wände neben der Anzahl und Positionierung der Photomultiplier selbst einen starken Einfluss auf die Effizienz der Photonendetektion haben sollten. Im folgenden Abschnitt wird diese Vermutung durch Monte-Carlo-Simulationen überprüft und eine für das Experiment vorteilhafte Konfiguration erarbeitet.

---

<sup>8</sup>Für Flüssigkeiten wird alternativ oft anstelle der Exponentialfunktion zur Basis  $e$  die Basis 10 benutzt, und entsprechend für die Absorption  $\log_{10}$  statt  $\ln$ . Im Folgenden werden wir immer die Basis  $e$  verwenden.

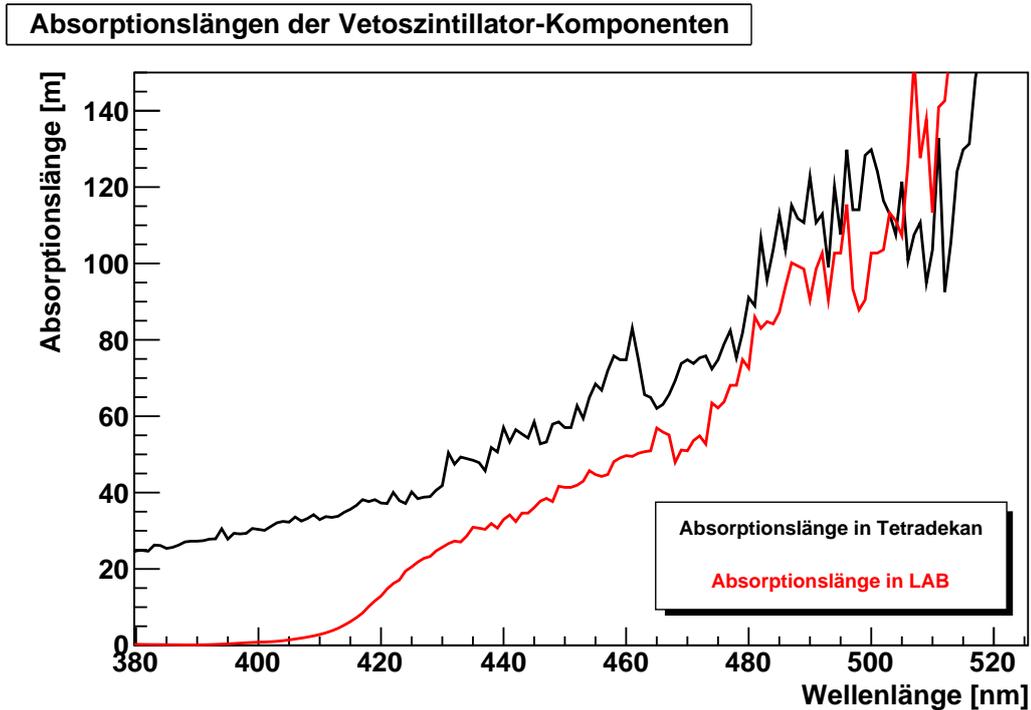


Abbildung 4.24.: Absorptionskurve von LAB und Tetradekan, gemessen am MPIK Heidelberg

## 4.5. PMT-Positionierung und Oberflächenoptimierung

Die Wahl einer geeigneten Photomultiplerverteilung und die Festlegung auf eine Reflektivitätsoption kann nicht ohne Weiteres getrennt voneinander betrachtet werden, so dass als sinnvollstes Vorgehen das Vergleichen von Kombinationen aus PMT-Verteilung und Oberflächen durch Monte-Carlo-Simulationen gewählt wurde. Zunächst werden im Folgenden die unterschiedlichen Ansätze für die Photomultiplerverteilung vorgestellt, dann die Optionen für die Oberflächen aufgelistet, und schließlich die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen aus den verschiedenen Kombinationen präsentiert und erörtert.

### 4.5.1. Photomultiplierzahl und -verteilungen

Die Zylindersymmetrie des Vetos impliziert eine Photomultiplerverteilung, die ebenfalls zylindersymmetrisch ist. Als Module verschiedener Verteilungen bieten sich daher insbesondere um die Längsachse des Tanks verlaufende Ringe von Photomultipliern mit geeignet gewählter Orientierung an. Unterteilt man das Vetovolumen darüber hinaus in einen oberen und einen unteren scheibenförmigen Bereich mit 50 cm Höhe und 6,8 m Durchmesser und einen Seitenbereich in der Form einer Zylinderschale mit 50 cm Breite und einem Außendurchmesser von 6,8 m, so sind die ins Auge fallenden Varianten charakterisiert durch

**Absorptionslänge des Vetoszintillators**

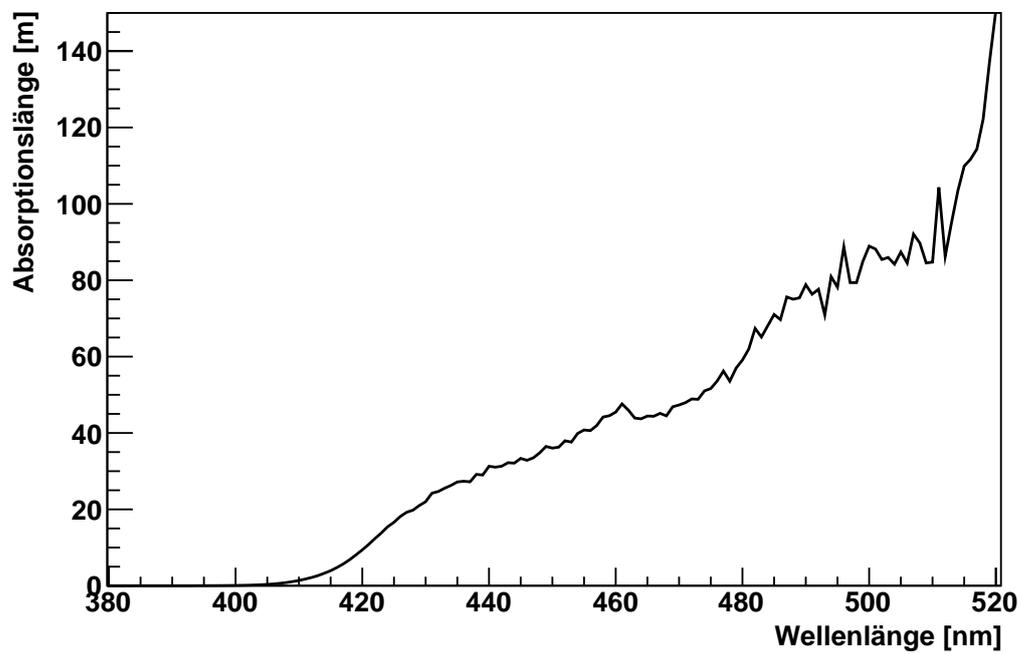


Abbildung 4.25.: Aus den Messwerten für LAB und Tetradekan und den Konzentrationen von PPO und bisMSB berechnete erwartete Absorptionskurve des Veto-Szintillators

- die Anzahl an konzentrischen Ringen von Photomultipliern im oberen Bereich, radial nach innen oder außen orientiert
- ebenso im unteren Bereich
- die Anzahl an Ringen von Photomultipliern entlang der Wand des Seitenbereichs, nach oben oder unten orientiert
- die Anzahl der Photomultiplier pro Ring

mit der zusätzlichen Bedingung, nicht mehr Photomultiplier als notwendig einzusetzen, um sowohl Raum als auch Kosten zu sparen. Eine genauere Betrachtung der gegebenen Geometrie legt darüber hinaus nicht nur eine Zylindersymmetrie, sondern sogar eine  $C_6$ -Symmetrie um die  $z$ -Achse herum nahe, da die Stützstruktur des Buffertanks eine eben solche sechszählige Symmetrie aufweist. Bevorzugt werden daher Ringe von  $n \cdot 6$  Photomultipliern.

#### **4.5.2. Oberflächen im Veto**

Die unbehandelten Oberflächen im Veto bestehen aus der Innenwand des Vetotanks selbst, der Außenwand des Buffertanks, sowie der Stützstruktur des Buffers und seinen Kabelführungsrohren. Während erstere aus Stahl besteht, handelt es sich bei den übrigen Oberflächen um rostfreien Edelstahl. Um Korrosion vorzubeugen, ist eine Lackierung des Vetotanks daher in jedem Fall vorgesehen, sie kann jedoch mit verschiedenen Reflektivitäten verbunden werden.

#### **Einfluss der Reflektivität auf die Messgrößen im Veto**

Die im Veto durch die Photomultiplier aufgenommenen Größen sind Anzahl und Zeit eintreffender Photonen. Eine Erhöhung der Reflektivität der Oberflächen steigert die Wahrscheinlichkeit für ein Photon, eine Photokathode zu erreichen. Sie führt somit auf der einen Seite zu einer verbesserten Empfindlichkeit und Energierekonstruktion, da der Anteil an nicht detektierten Photonen sinkt, erhöht aber auf der anderen Seite das Zeitfenster, in dem Photonen eintreffen, und verschlechtert somit die Zeitauflösung sowie die Ortsrekonstruktionsgenauigkeit. Die Quantifizierung dieser Aussage erfordert das Anfertigen einer Monte-Carlo-Studie, die den Einfluss der Geometrie – also sowohl des Vetovolumens als auch der Positionierung der Photomultiplier selbst – naturgetreu abbildet und mehrere Oberflächen- und Photomultiplierkonfigurationen umfasst.

#### **Oberflächenoptionen**

Die ursprünglich untersuchten Optionen umfassten

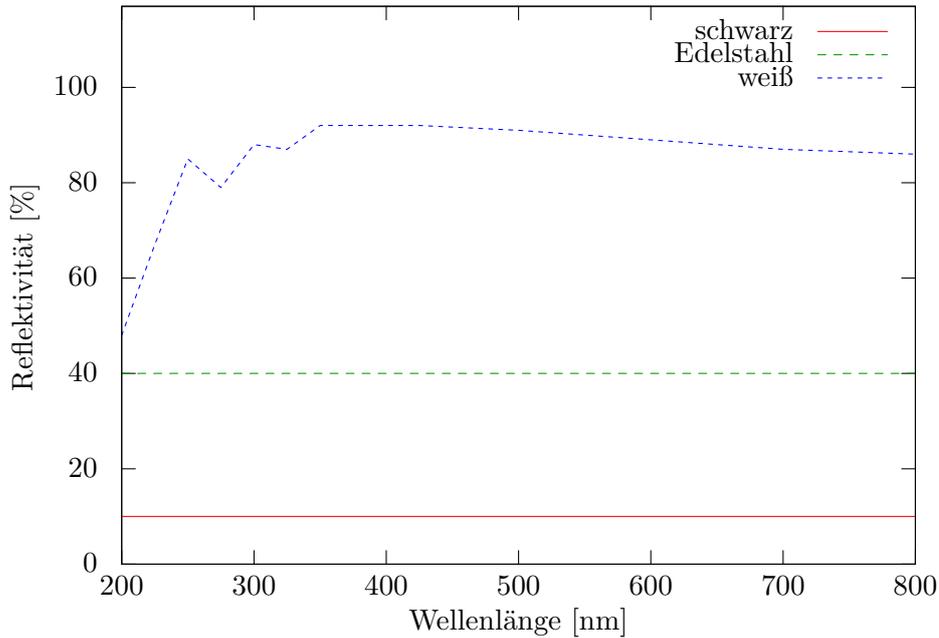


Abbildung 4.26.: Die Reflektivität der verschiedenen Oberflächenoptionen über der Wellenlänge des einfallenden Lichts

- die unmodifizierte Reflektivität der Stahloberflächen,
- schwarz gestrichene Wände mit sehr niedriger Reflektivität,
- weiße, diffus reflektierende Wände.

Im Verlauf der Materialtests zeigte sich, dass die für die Wände des Buffers vorgesehene weiße Kunststoffolie (Tyvek von DuPont) ihre ausgezeichneten Reflektivitätseigenschaften verliert, wenn sie mit der Szintillatorflüssigkeit in Kontakt kommt, und daher nicht verwendet werden kann. Als Alternative wurde VM2000, eine vollständig nichtmetallische Spiegelfolie von 3M, für die Verkleidung der Bufferwand in Betracht gezogen und eine entsprechende Simulation mit weißer Vetowand und verspiegelter Bufferwand durchgeführt. Die Reflektivitäten aller Optionen sind in den Abbildungen 4.26 und 4.27 über der Wellenlänge aufgetragen.

### Photomultiplerverteilungen

In den Vergleichssimulationen wurden vier Geometrien mit 108, 78, 72 und 60 Photomultipliern definiert. Tabelle 4.4 gibt ihre Verteilung in diesen Anordnungen wieder, in Abbildung 4.28 sind sie graphisch dargestellt. Für jede dieser Verteilungen wurden Simulationen mit den verschiedenen Oberflächenreflektivitäten durchgeführt. Zur Bestimmung der Homogenität der Veto-Antwort bot es sich an, Elektronen mit 1 MeV kinetischer Energie und zufälliger

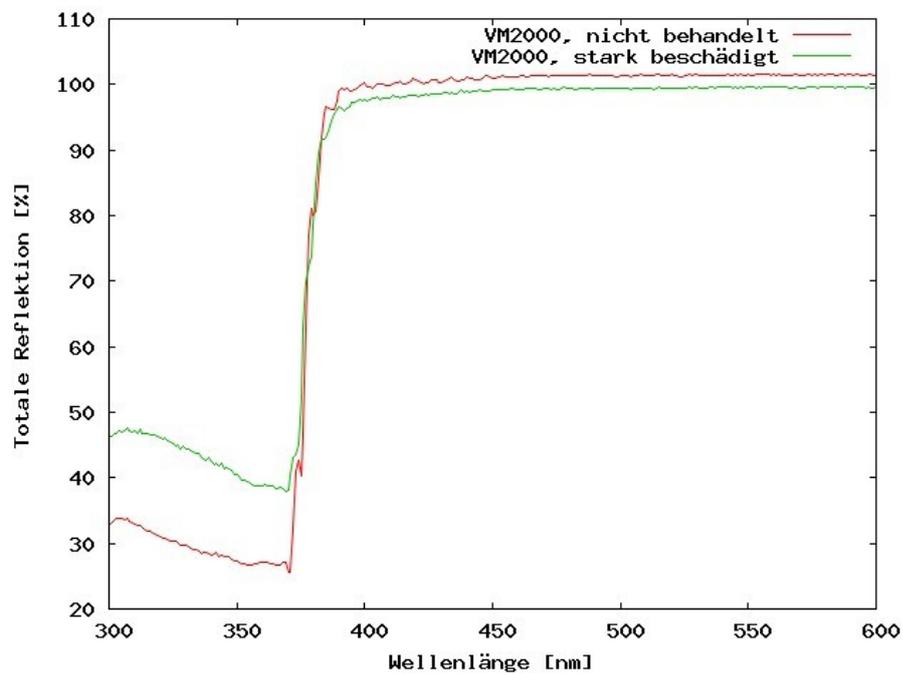


Abbildung 4.27.: Die Reflektivität von VM2000 über der Wellenlänge des einfallenden Lichts, aus [Knapp, 2009]

Gesamtzahl	oben	seitlich	unten
60	12 außen + 12 innen	12 auf halber Höhe	12 außen + 12 innen
72	12 außen + 12 innen	12 auf 1/3 + 12 auf 2/3 Höhe	12 außen + 12 innen
78	12 außen + 12 innen	12 auf halber Höhe	24 außen + 18 innen
108	18, 12 und 6	18 und 18	18, 12 und 6

Tabelle 4.4.: PMT-Verteilungen

PMT-Anzahl	absorbierend	Edelstahl	hochreflektierend
60	71 %	52 %	2 %
72	63 %	33 %	2 %
78	60 %	37 %	1 %
108	57 %	25 %	6 %

Tabelle 4.5.: Anteil der 1 MeV-Ereignisse, die 10 oder weniger Photoelektronen produziert haben. Im Szenario mit 108 PMTs und hochreflektierender Oberfläche zeigt sich, dass durch die hohe Zahl der PMTs und ihre Orientierung insgesamt mehr Ereignisse mit sehr wenig Licht auftreten. Der Grund liegt darin, dass Licht aus manchen Bereichen des Vetos nur über Reflektionen auf eine Photokathode auftreffen kann.

Richtung gleichmäßig verteilt im Veto zu starten und die Anzahl der beobachteten Photoelektronen insgesamt sowie in Abhängigkeit vom Elektronvertex zu ermitteln. Abbildung 4.29 gibt die Photoelektronenspektren der verschiedenen Konfigurationen wieder. Der Effekt der Oberflächenreflektivität ist für alle PMT-Verteilungen ähnlich – der Übergang von stark absorbierender Oberfläche zu unbehandeltem Edelstahl erhöht die Anzahl erzeugter Photoelektronen um einen Faktor zwischen 1,3 und 1,4, von Edelstahl zu weißer Farbe plus VM2000 um 2,2 bis 2,5.

### Diskussion und Auswahl der verschiedenen Konfigurationen

Wie in Abbildung 4.33 zu sehen ist, resultieren höhere Reflektivitäten in der Tat in einem deutlich höheren Anteil an späten Photoelektronen, weshalb sich die Mittelwerte um etwa 10 ns verschieben. Der Einfluss auf die Lage des Maximums ist dagegen deutlich geringer (unter etwa 5 ns). Da zudem die Ortsrekonstruktion gegenüber der Detektionseffizienz eine untergeordnete Rolle spielt, werden die Konfigurationen mit hochreflektierenden Wänden bevorzugt. Insbesondere soll die Anzahl undetektierter Teilchen möglichst gering sein. Tabelle 4.5 sowie Abbildung 4.32 führen daher zur Entscheidung für die Variante mit 78 Photomultipliern und hochreflektiven Wänden: Die Anzahl an Ereignissen mit wenigen PE ist hier am geringsten, und die kritischen Stellen zwischen den Bufferfüßen sind besser abgedeckt als bei den Vergleichskonfigurationen. Für die weiteren Simulationen und für das Experiment wird

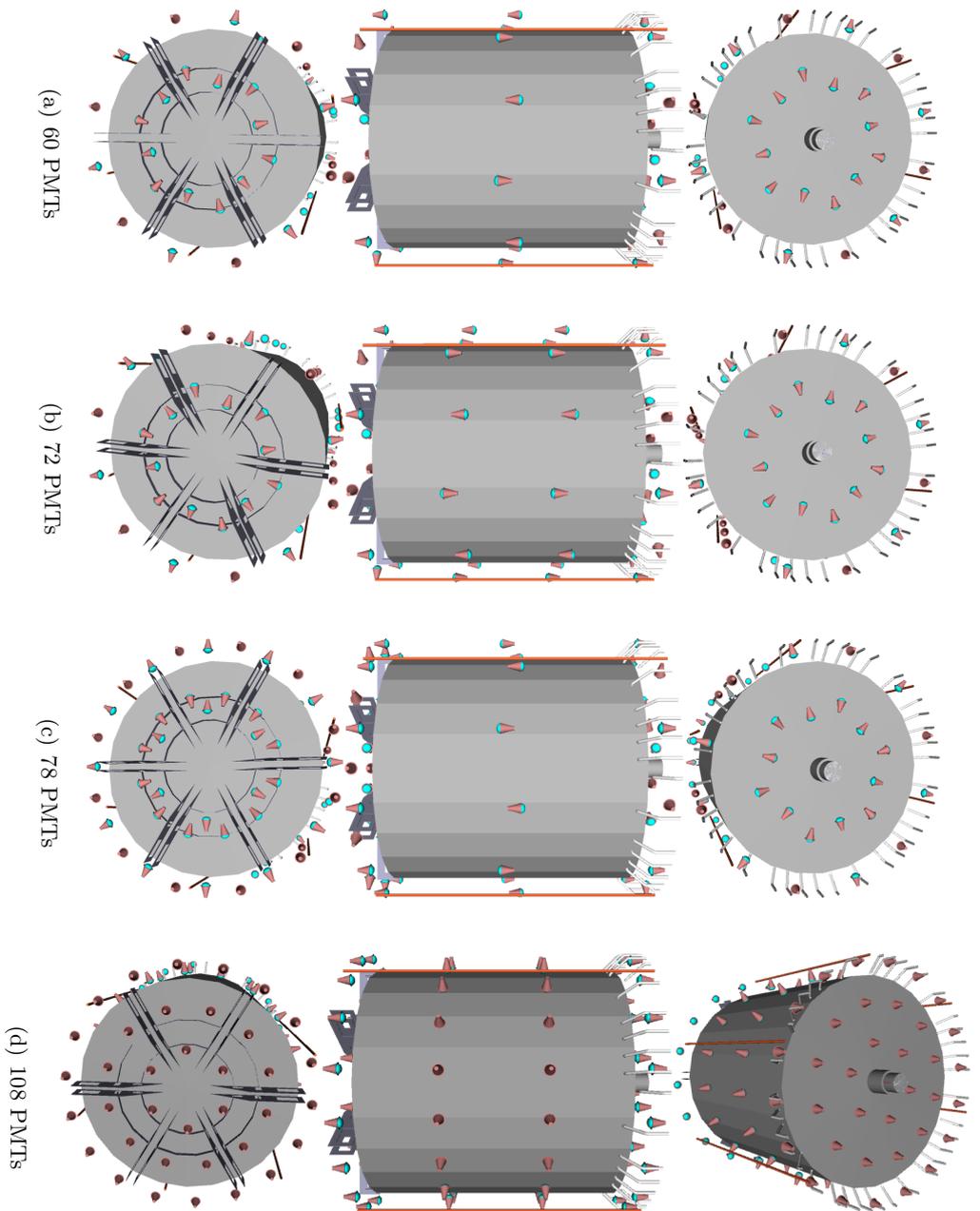
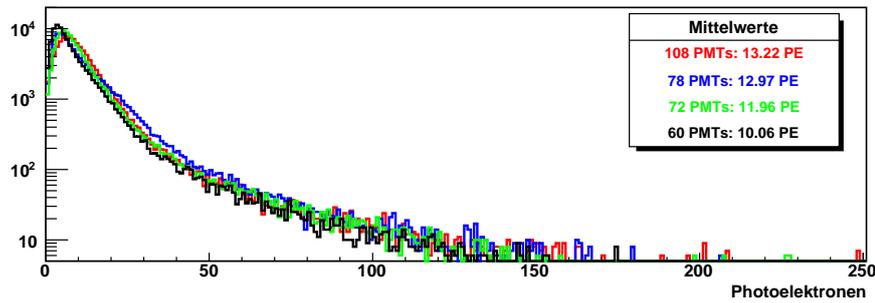
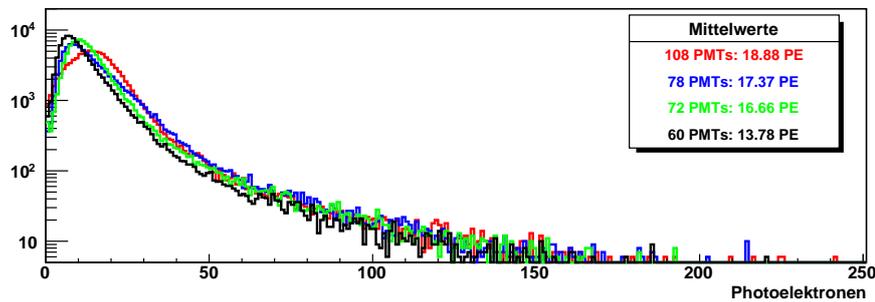


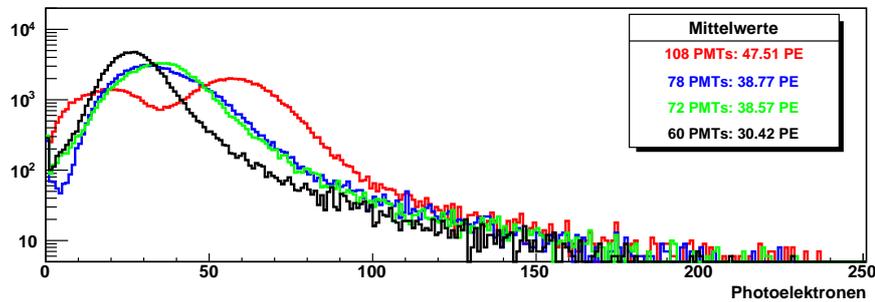
Abbildung 4.28.: In Geant4 implementierte und getestete PMT-Verteilungen: Gezeigt ist jeweils eine Ansicht von oben, der Seite und unten. (a) beinhaltet 60 PMTs, (b) 72, in (c) sind 78 Photomultiplier verbaut, und (d) umfasst 108 und ist insofern eine Ausnahme, als dass hier alle PMTs direkt auf die Wandung des Buffers blicken anstatt wie bei den anderen Verteilungen parallel dazu.



(a) Stark absorbierende Oberflächen



(b) Edelstahlflächen



(c) Hochreflektive Oberflächen

Abbildung 4.29.: Summe durch mit 1 MeV kinetischer Energie erzeugter Photoelektronen für verschiedene PMT-Verteilungen und Oberflächen, wobei natürlich lediglich diejenigen Oberflächen, die tatsächlich verkleidet werden (Buffermantel, komplette Vetoinnenwand) mit den verschiedenen Reflektivitäten versehen wurden. Der Ort der Energiedeposition wurde homogen im Veto generiert. In der Legende sind die Mittelwerte angegeben – man gewinnt verteilungsübergreifend etwa einen Faktor 2,2 von unbehandelter Oberfläche zu hochreflektierender, während das Verhältnis von unbehandelter zu total absorbierender Oberfläche lediglich etwa 1,3 beträgt. Da die Reflektivität der unbehandelten Oberfläche ungefähr 30 % beträgt, bedeutet dies grob vereinfacht, dass jedes Photon im Schnitt 0,5 mal reflektiert wird, bevor es die Kathode erreicht.

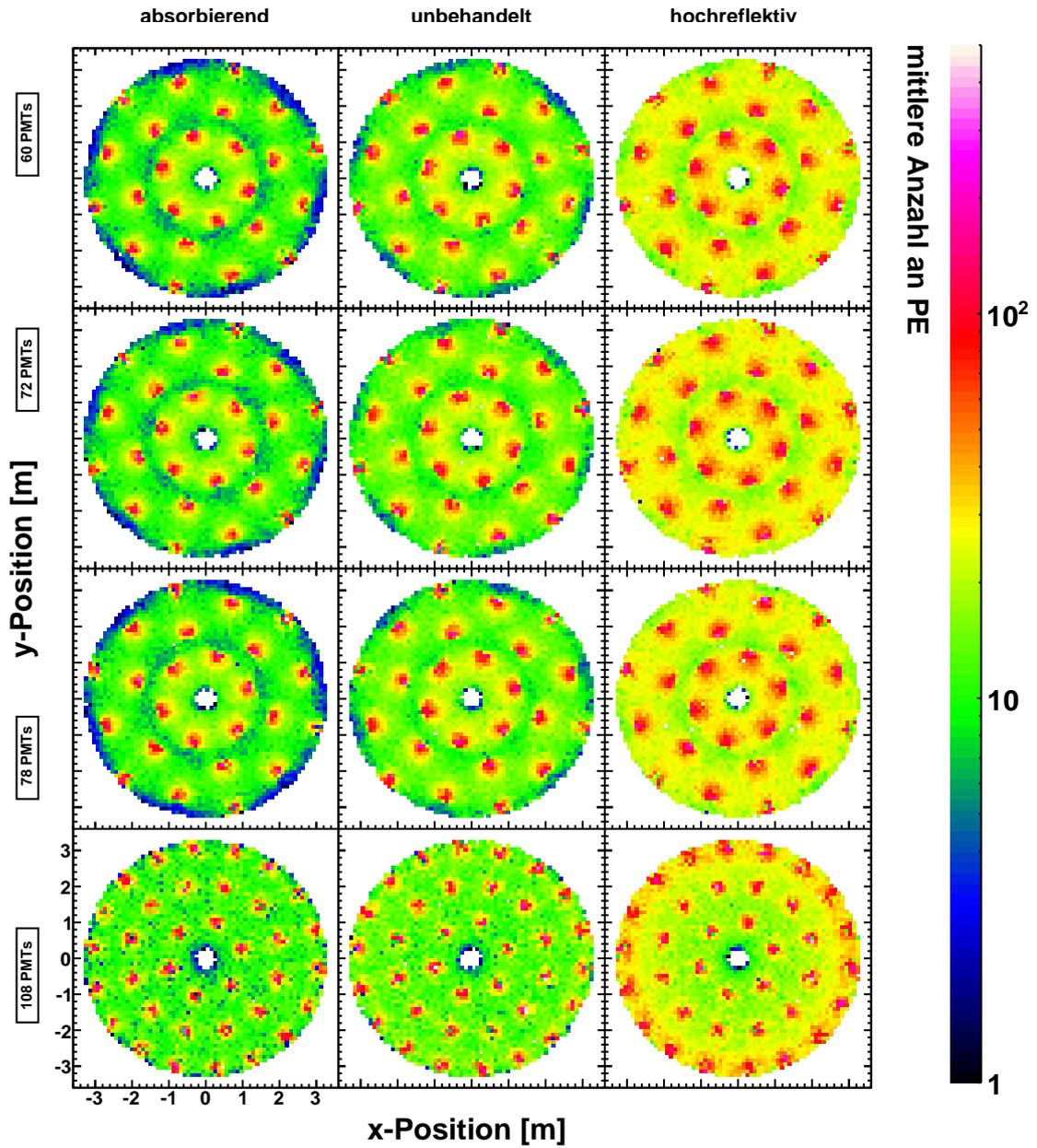


Abbildung 4.30.: Detektorantwort auf lokale Energiedeposition im oberen Teil des Vetos: Dargestellt ist der obere Bereich des Vetos zwischen Buffer- und Vetodeckel. Die Färbung der einzelnen Positionen gibt die mittlere Anzahl an Photoelektronen wieder, die ein dort gestartetes 1 MeV-Elektron im Veto erzeugt.

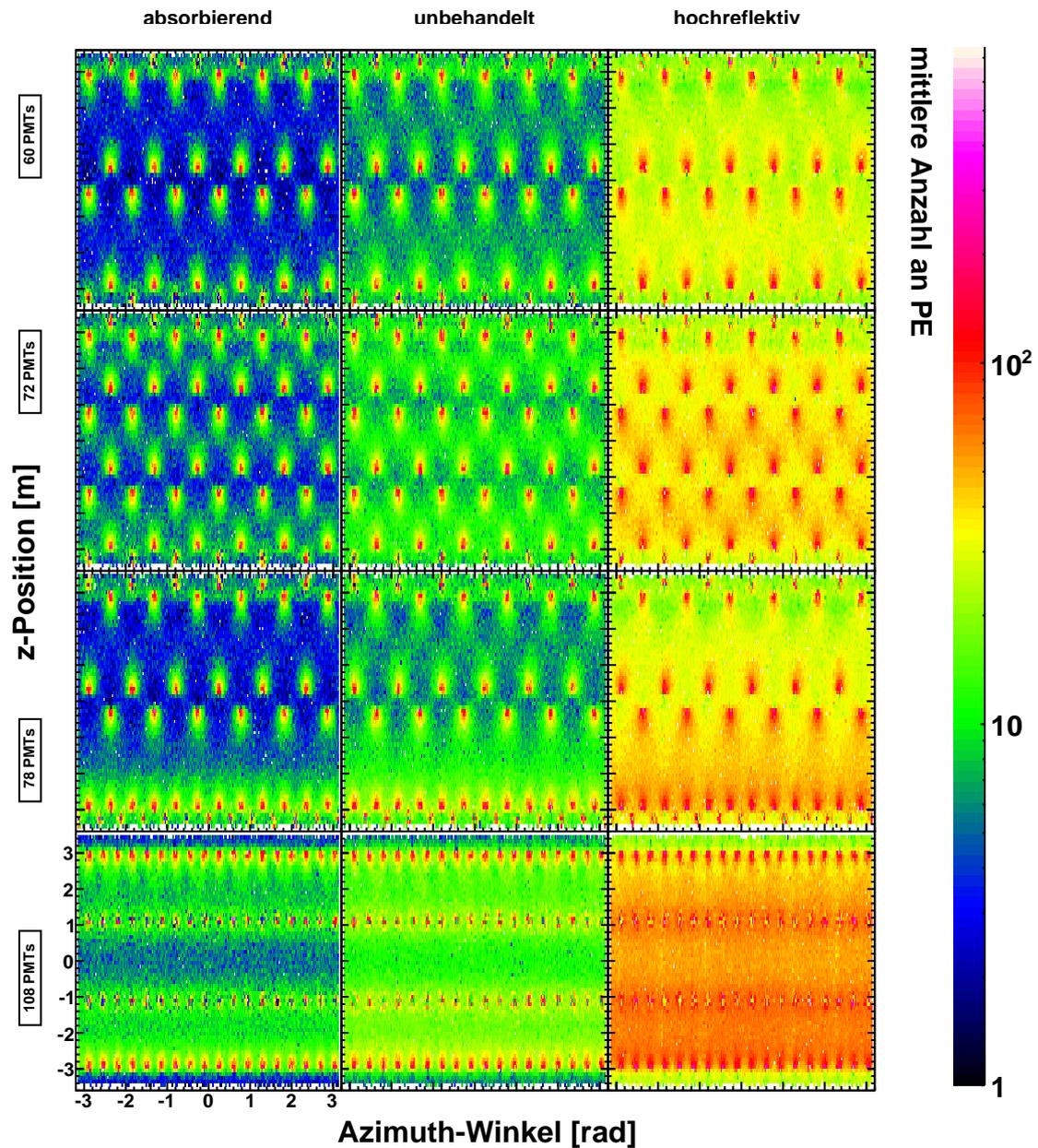


Abbildung 4.31.: Detektorantwort auf lokale Energiedeposition im seitlichen Teil des Vetos: Aufgeklappt dargestellt ist der Bereich des Vetos zwischen Buffer- und Vetowandung. Die Färbung der einzelnen Positionen gibt die mittlere Anzahl an Photoelektronen wieder, die ein dort gestartetes 1 MeV-Elektron im Veto erzeugt.

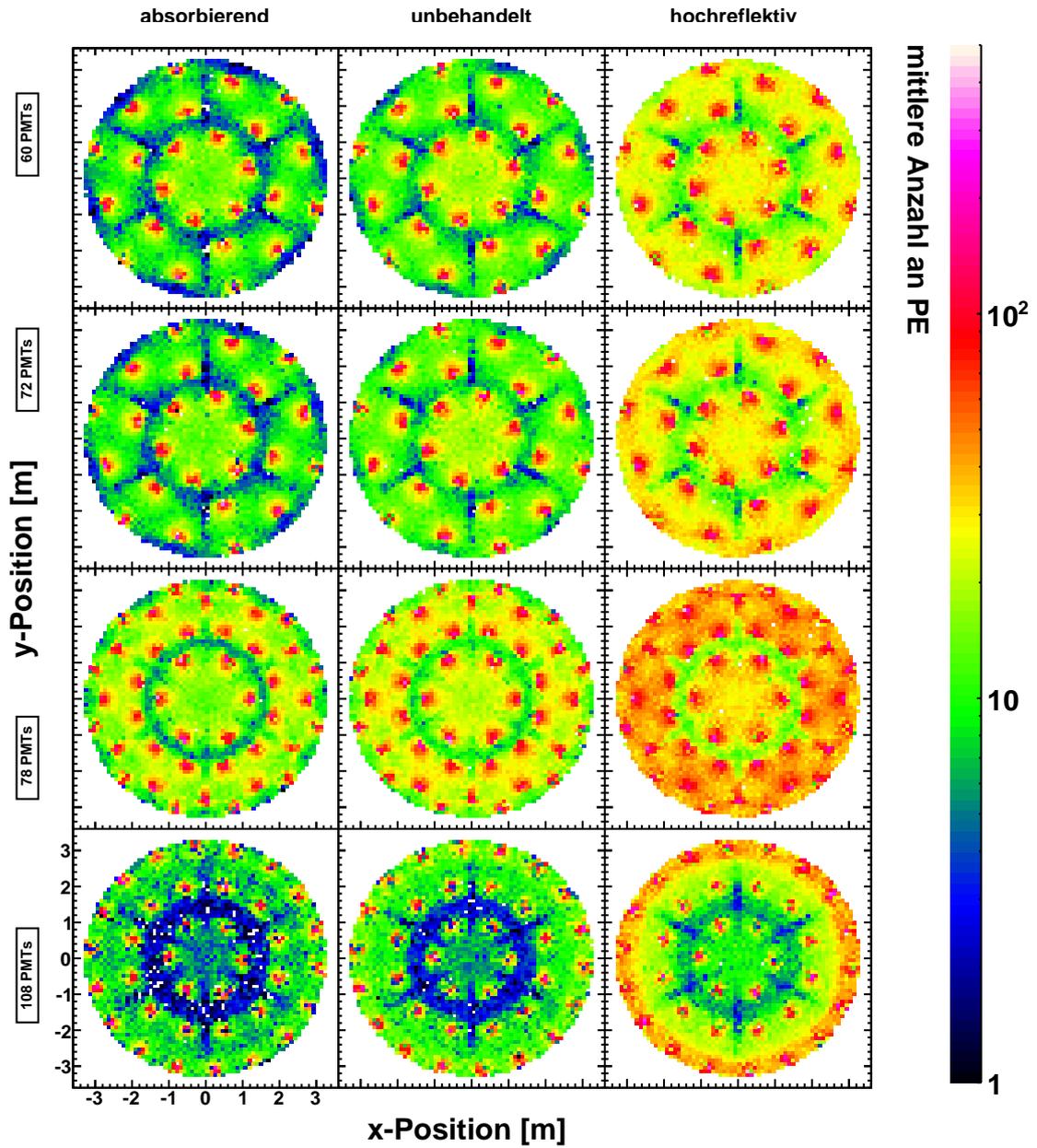
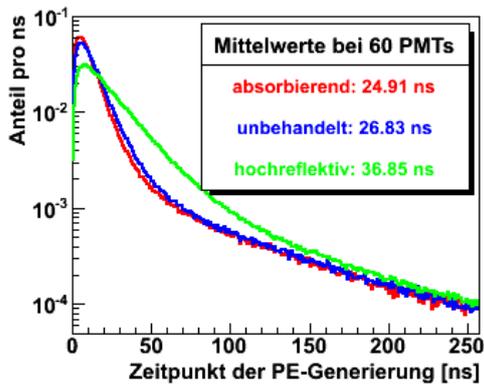
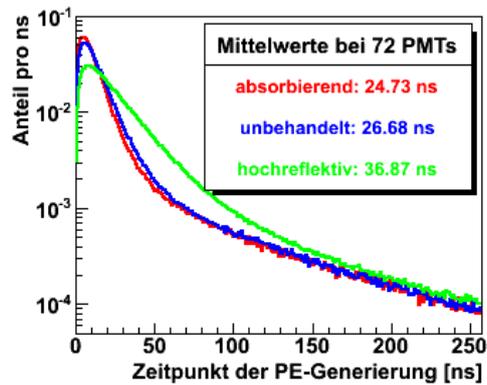


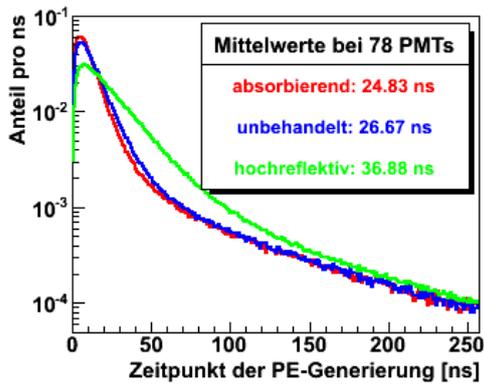
Abbildung 4.32.: Detektorantwort auf lokale Energiedeposition im unteren Teil des Vetos: Dargestellt ist der untere Bereich des Vetos zwischen Buffer- und Vetoboden. Die Färbung der einzelnen Positionen gibt die mittlere Anzahl an Photoelektronen wieder, die ein dort gestartetes 1 MeV-Elektron im Veto erzeugt.



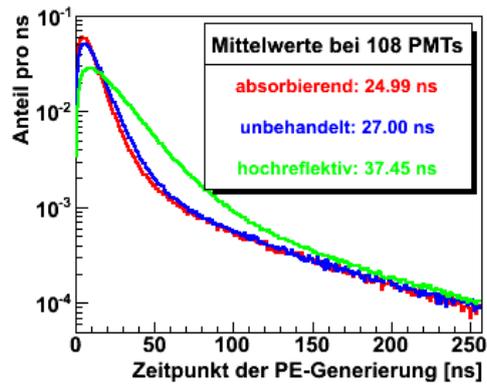
(a) 60 PMTs



(b) 72 PMTs



(c) 78 PMTs



(d) 108 PMTs

Abbildung 4.33.: Zeitpunkt der Photoelektronenauslösung durch homogen im Veto verteilte Elektronen mit 1 MeV kinetischer Energie für verschiedene PMT-Verteilungen und Oberflächen. Die Mittelwerte nehmen für hochreflektierende Oberflächen deutlich zu, die Lage des Maximums bleibt relativ konstant.

daher dieser Aufbau verwendet. Die Tatsache, dass die Konfiguration mit 108 Photomultipliern keine stärkere Verbesserung der Lichtstärke mit sich bringt und eine völlig andere Form der Häufigkeitsverteilung an Photoelektronenzahlen bei hochreflektiven Oberflächen zeigt, ist mit der abweichenden Ausrichtung der PMTs in dieser Konfiguration zu begründen – im Gegensatz zu den anderen Optionen stehen die PMTs hier, wie beschrieben, senkrecht auf der Vetowand und schauen nach innen. Damit ist die Detektion von Ereignissen, die am äußeren Rand des Vetos stattfinden, gegenüber Ereignissen am Rand des Buffers wesentlich stärker auf Reflektionen angewiesen und es existieren auch mehr relativ stark abgeschattete Bereiche an den „Füßen“ der Photomultiplier, die in den anderen Konfigurationen immer im direkten Blickfeld eines Nachbar-PMTs liegen. Die Aufspaltung in zwei Maxima ist darin zu begründen, dass Ereignisse an der Seitenwand der Vetos von PMTs, die auf eine hochreflektive Oberfläche ausgerichtet sind, beobachtet werden. wohingegen Bufferboden und -deckel eine Edelstahloberfläche aufweisen. Dies erhöht die durchschnittliche Anzahl an PE pro Ereignis um etwa einen Faktor drei, was recht gut mit dem Verhältnis der Reflektivitäten von VM2000 und Edelstahl übereinstimmt. Auf diese Weise bevölkern die Deckel- und Bodenergebnisse das Maximum bei etwa 20 PE, während die Seitenwandereignisse das Maximum bei 60 PE bilden. Berücksichtigt man darüberhinaus, dass die Gesamtkosten des Systems praktisch linear mit der Anzahl an PMTs skalieren, so wird auch nachvollziehbar, weshalb eine weitere Erhöhung der Photomultiplieranzahl als nicht sinnvoll erachtet wird.

## **4.6. Untergrundbeiträge durch Radioaktivität**

Die Detektionseffizienz des Vetos für Myonen nimmt mit sinkender geforderter Anzahl an Photoelektronen naturgemäß zu. Ebenso steigt aber natürlich auch die Anzahl fälschlicherweise als Myonen identifizierter Ereignisse, die hauptsächlich auf Radioaktivität zurückzuführen sind<sup>9</sup>. Da die Totzeit des Detektors fast linear mit steigender Vetorate zunimmt, ist es notwendig, die Myonidentifikationsschwelle an die erwartete Rate an Untergrundereignissen anzupassen. Zu diesem Zweck wurden Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt, in denen radioaktive Zerfälle in den verschiedenen Vetomaterialien induziert wurden. Die erhaltenen Photoelektronenspektren konnten dann in eine schwellenabhängige Rate konvertiert werden, da die Kontamination der Materialien mit radioaktiven Isotopen aus kollaborationsinternen Messungen bekannt war. Neben den Materialien mit den größten verbauten Massen wurde auch die Emission aus dem typischerweise stark kontaminierten Photomultiplierglas berücksichtigt, während andere, in relativ geringen Massen vertretene Materialien vernachlässigt

---

<sup>9</sup>Die Dunkelrate der Photomultiplier liegt im Bereich von einigen Kilohertz, besteht aber fast ausschließlich aus Einphotoelektronensignalen. Bei einem Koinzidenzfenster von 256 ns und 78 PMTs ist die erwartete Rate oberhalb von 10 PE kleiner als  $10^{-3}$  Hz und damit im Vergleich zur Myonrate von etwa 40 Hz vernachlässigbar.

Material	Masse [kg]	U238 [ppb]	Th232 [ppb]	K40 [ppb]	Co60 [mBq/kg]
Veto-PMT-Glas	66	310	140	5,0	–
Buffer-Tank	$4,5 \cdot 10^3$	0,24	3,1	0,032	17
Buffer-FüÙe	$3,5 \cdot 10^3$	< 0,8	12	< 1,0	<5,6
Veto-Tankwand	$10 \cdot 10^3$	1,0(★)	0,86	0,077	0,7
Veto-Tankdeckel & -Boden	$5 \cdot 10^3$	5,0(★)	4,7	0,20	4,0
LAB	$34,6 \cdot 10^3$	< 5,6	< 2,8	< 0,61	–
Tetradekan	$36,8 \cdot 10^3$	< 4,3	< 5,7	< 0,55	–

Tabelle 4.6.: Vetomaterialien und ihr Gehalt an radioaktiven Kontaminationen: Messwerte bzw. Obergrenzen aus der Analyse von Materialproben.

(★): Abschätzung anhand des Th-Gehalts

Komponente	U-Kette [Bq]	Th-Kette [Bq]	K40 [Bq]	Co60 [Bq]
Veto-PMT-Glas	3700	360	86	–
Buffer-Tank	700	2200	940	100
Veto-Tank	2000	1300	450	30
Szintillator	64500	11700	11100	–

Tabelle 4.7.: Erwartete Zerfälle in den einbezogenen Komponenten des Detektors, aufgeschlüsselt nach Zerfallskette bzw. Mutterisotop

wurden.

#### 4.6.1. Materialien im Veto

Tabelle 4.6 listet die Ergebnisse der Messungen zum Gehalt radioaktiver Isotope in den verschiedenen Materialien in der Umgebung des Vetos auf.

Umgerechnet auf die verbauten Massen erhält man die erwarteten Zerfallsraten in den einzelnen Komponenten des Detektors, wie sie in Tabelle 4.7 aufgelistet sind.

Mit Hilfe von Geant4-Simulationen, bei denen die entsprechenden Isotope bzw. ihre vollständigen Zerfallsketten in den Materialien simuliert werden, kann somit die Rate an radioaktivitätsinduzierten Ereignissen oberhalb einer gegebenen Photoelektronenschwelle bestimmt werden.

#### 4.6.2. Spektren der Zerfallsprodukte im Veto

Die aus den Simulationen erhaltenen Energiedepositions- und Photoelektronenspektren sind in den Abbildungen 4.34 bis 4.47 wiedergegeben. Unmittelbar zu sehen sind die Effekte von

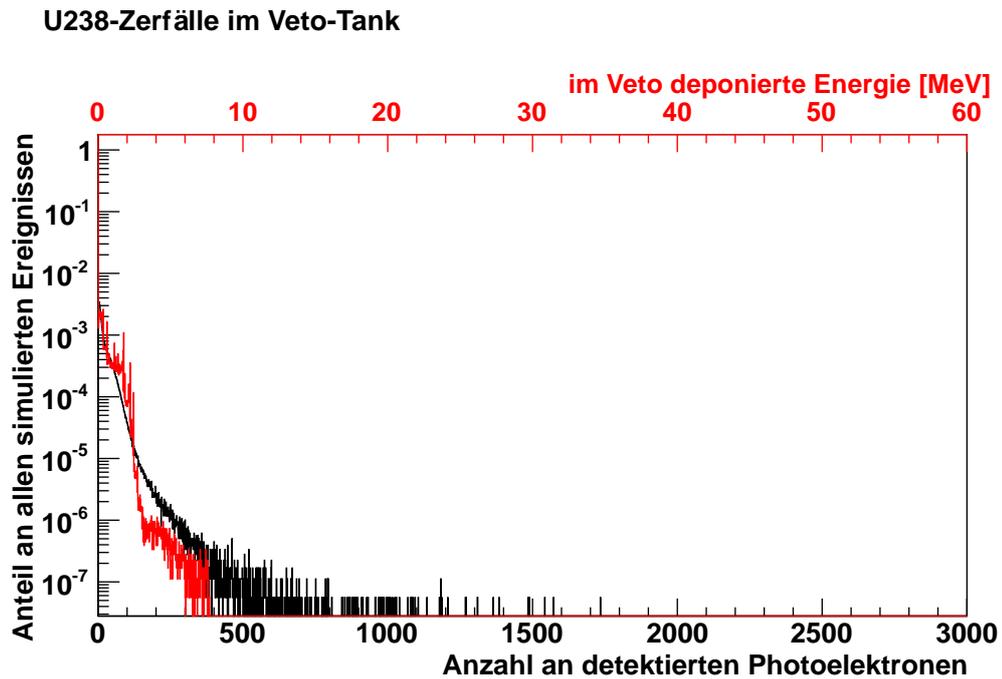


Abbildung 4.34.: Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus Zerfällen der <sup>238</sup>U-Kette im Veto-Tank

Energieverschmierung durch die niedrige Einzelphoton-detektionseffizienz des Vetos sowie das Quenching insbesondere der Alphateilchen-Szintillation.

### 4.6.3. Untergrundraten in Abhängigkeit von den Triggerschwellen

Kombiniert man die Rateninformationen aus den Kontaminationsmessungen mit den Photoelektronenspektren, erhält man die in Abbildung 4.48 gezeigte Abhängigkeit von Vetotrigger-rate über PE-Triggerschwelle. Es wird unmittelbar deutlich, dass die Veto-rate bei niedrigen Triggerschwellen unter wenigen hundert Photoelektronen von radioaktiven Zerfällen insbesondere aus Photomultiplierglas (hohe Detektionseffizienz) und Veto-Szintillator (größter Ratenbeitrag) dominiert wird.

Bei einer erwarteten Myon-Rate von etwa 40 Hz sollte die als Myon fehlklassifizierte radioaktivitätsinduzierte Rate maximal in der selben Größenordnung liegen, um Totzeiteffekte zu minimieren. Nach Abbildung 4.48 wird daher eine Schwelle von 800 Photoelektronen ausgewählt, was einer erwarteten zusätzlichen Rate von  $10 \frac{1}{s}$  entspricht.

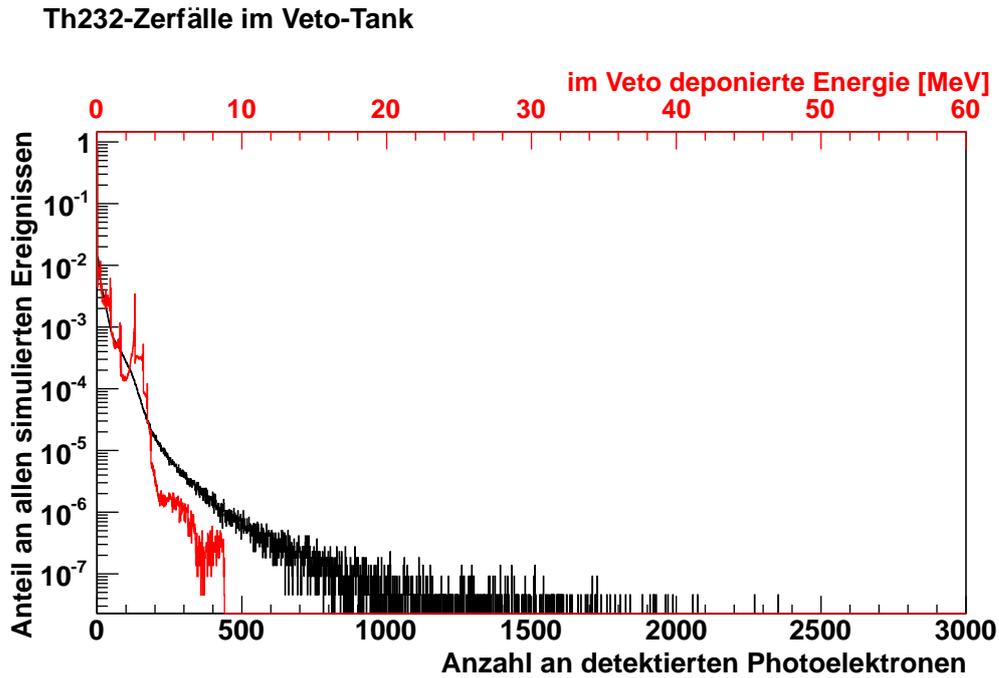


Abbildung 4.35.: Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus Zerfällen der  $^{232}\text{Th}$ -Kette im Veto-Tank

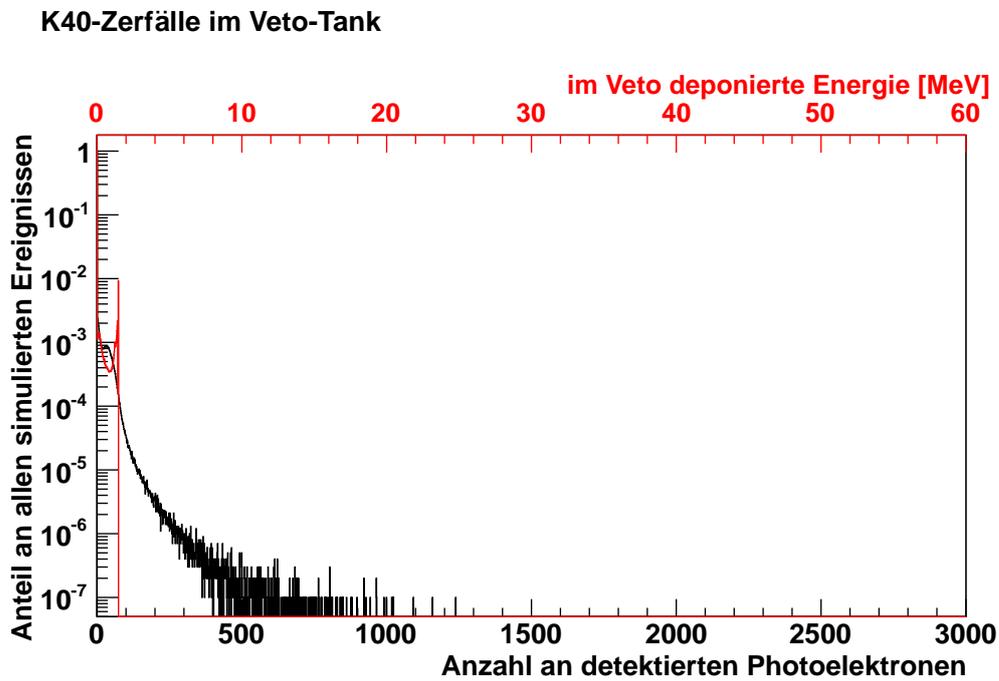


Abbildung 4.36.: Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus  $^{40}\text{K}$ -Zerfällen im Veto-Tank

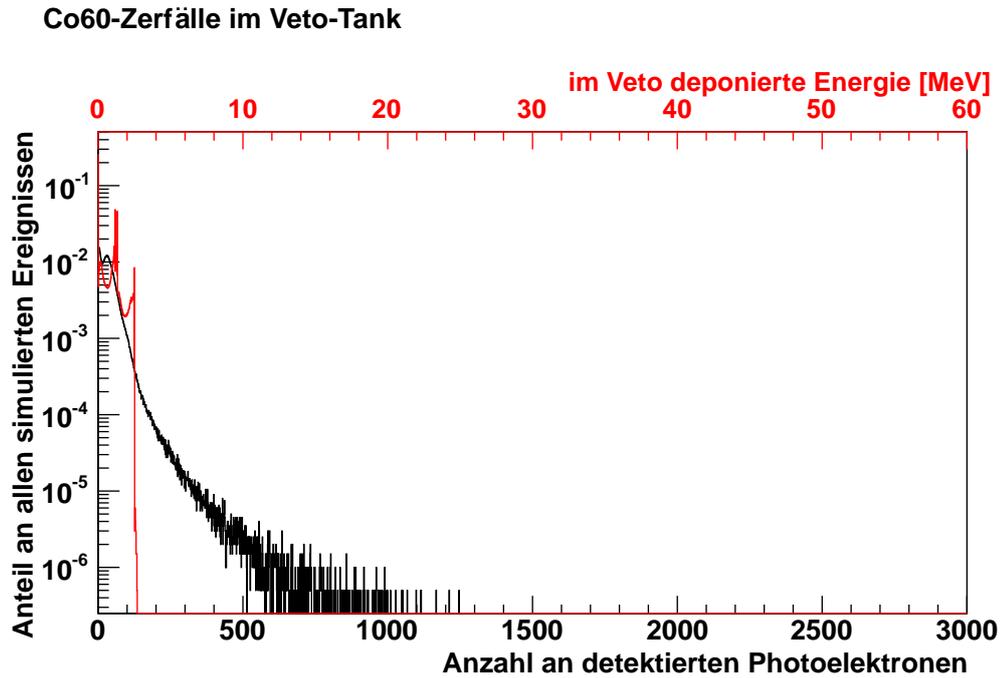


Abbildung 4.37.: Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus  $^{60}\text{Co}$ -Zerfällen im Veto-Tank

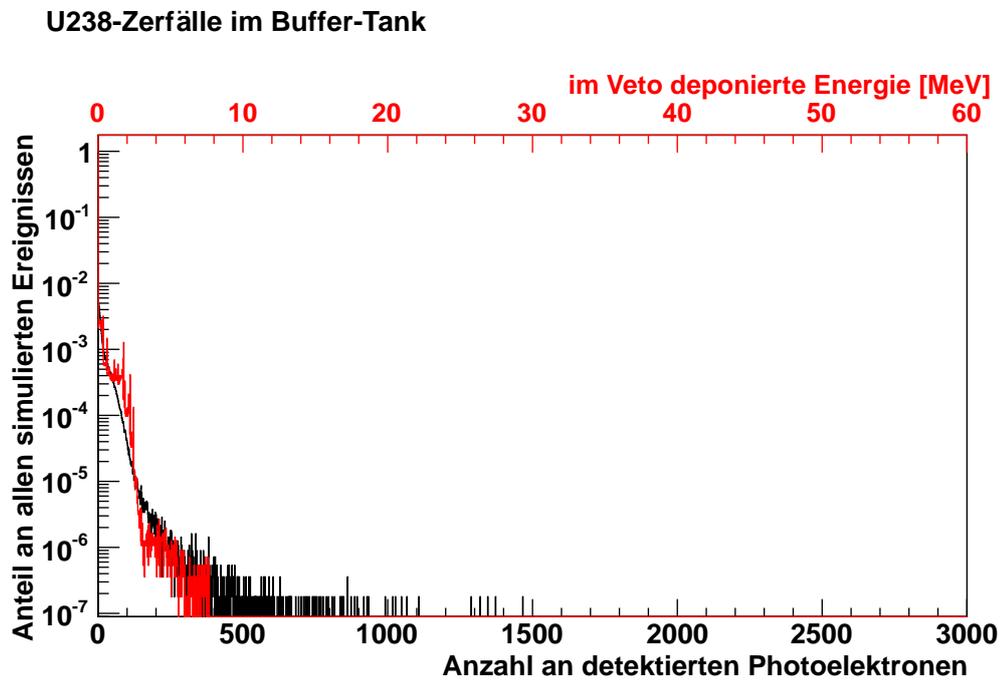


Abbildung 4.38.: Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus Zerfällen der  $^{238}\text{U}$ -Kette im Buffer-Tank

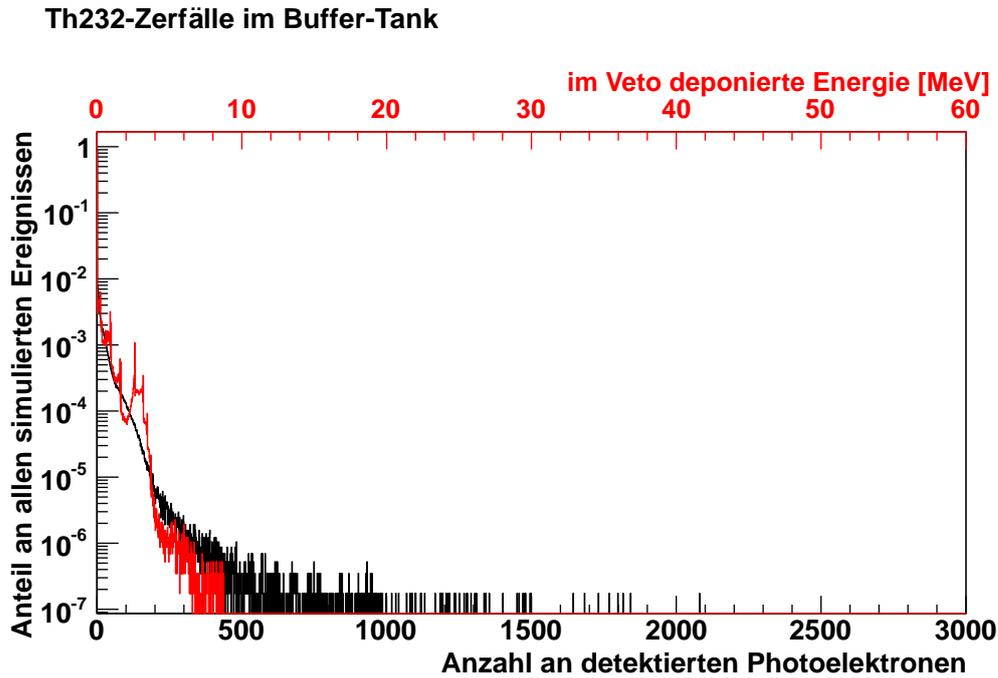


Abbildung 4.39.: Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus Zerfällen der  $^{232}\text{Th}$ -Kette im Buffer-Tank

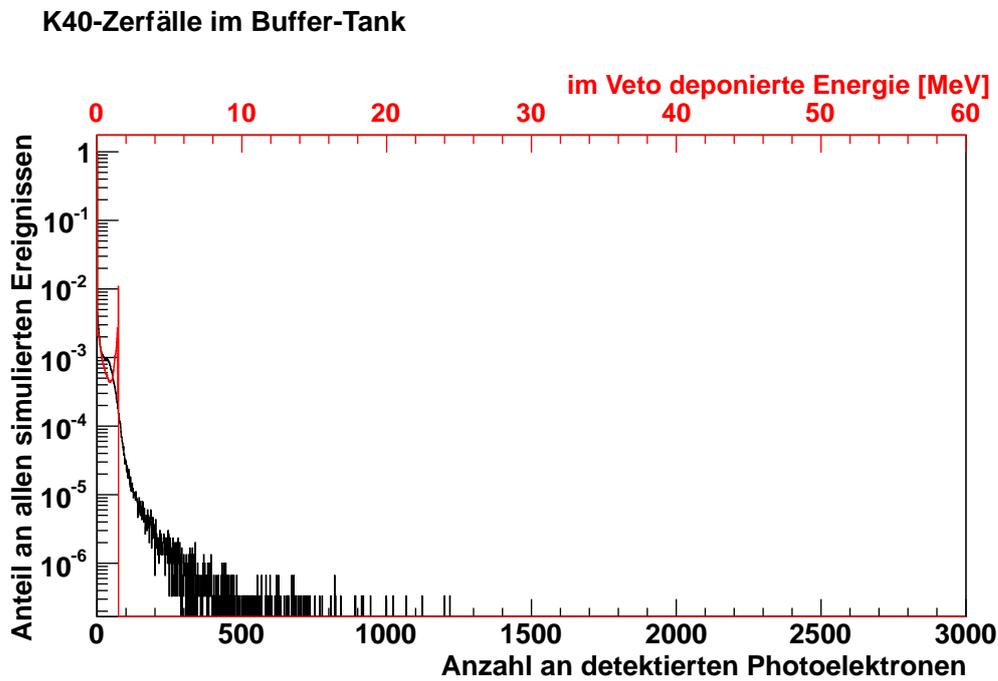


Abbildung 4.40.: Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus  $^{40}\text{K}$ -Zerfällen im Buffer-Tank

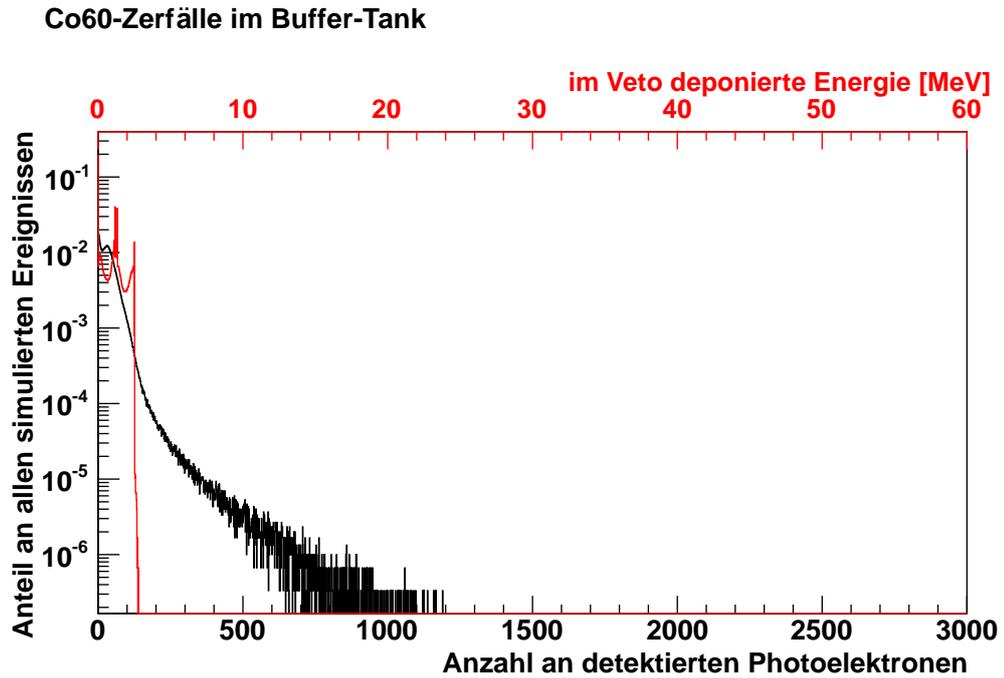


Abbildung 4.41.: Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus  $^{60}\text{Co}$ -Zerfällen im Buffer-Tank

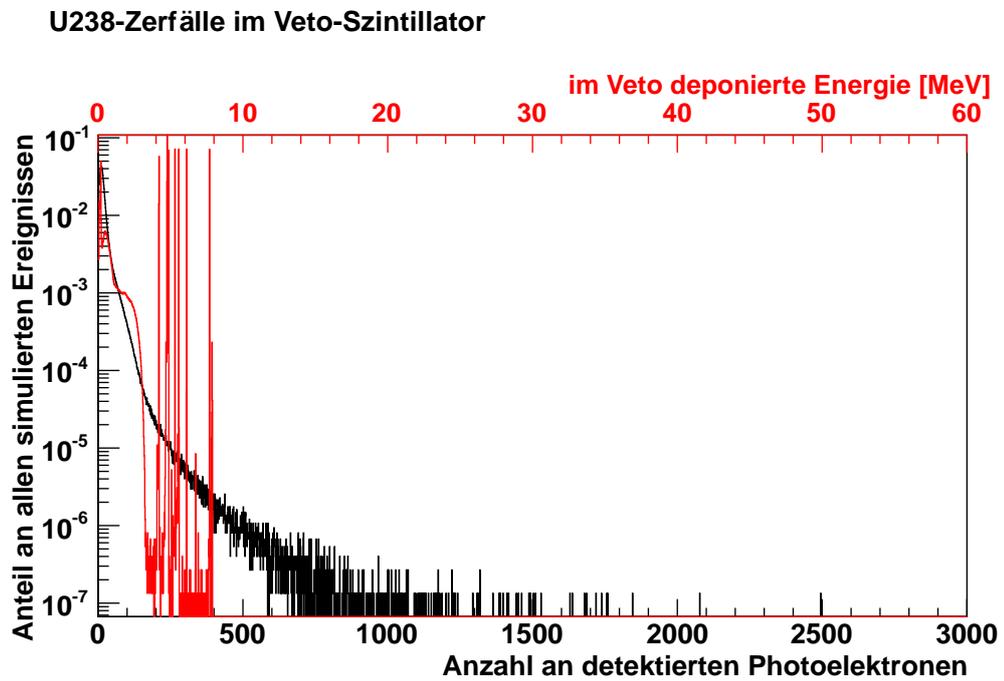


Abbildung 4.42.: Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus Zerfällen der  $^{238}\text{U}$ -Kette im Veto-Szintillator

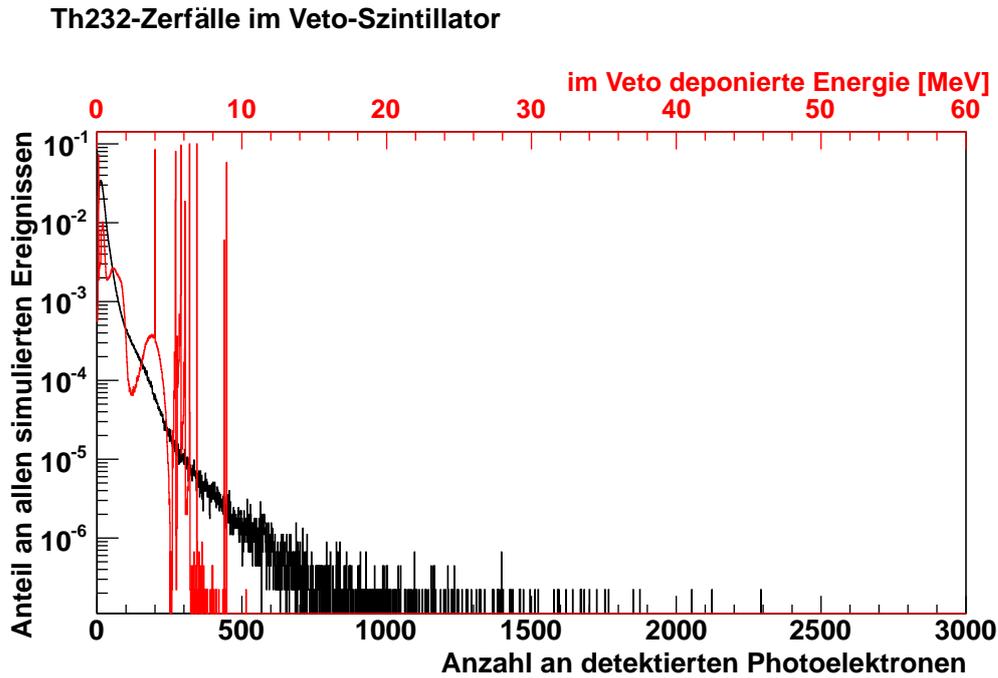


Abbildung 4.43.: Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus Zerfällen der  $^{232}\text{Th}$ -Kette im Veto-Szintillator

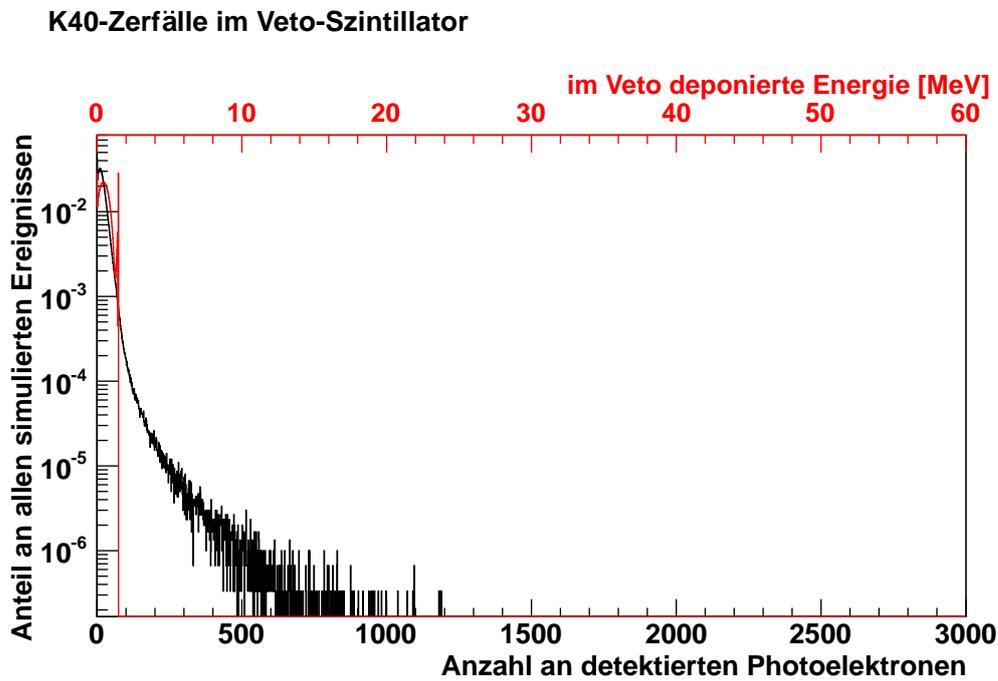


Abbildung 4.44.: Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus  $^{40}\text{K}$ -Zerfällen im Veto-Szintillator

### U238-Zerfälle im Photomultiplierglas

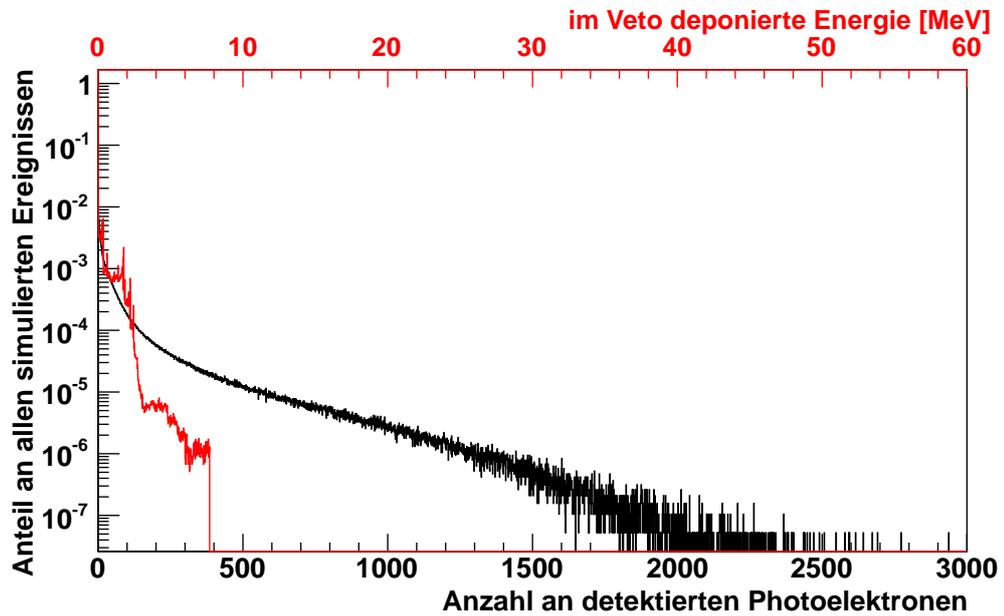


Abbildung 4.45.: Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus Zerfällen der  $^{238}\text{U}$ -Kette im PMT-Glas

### Th232-Zerfälle im Photomultiplierglas

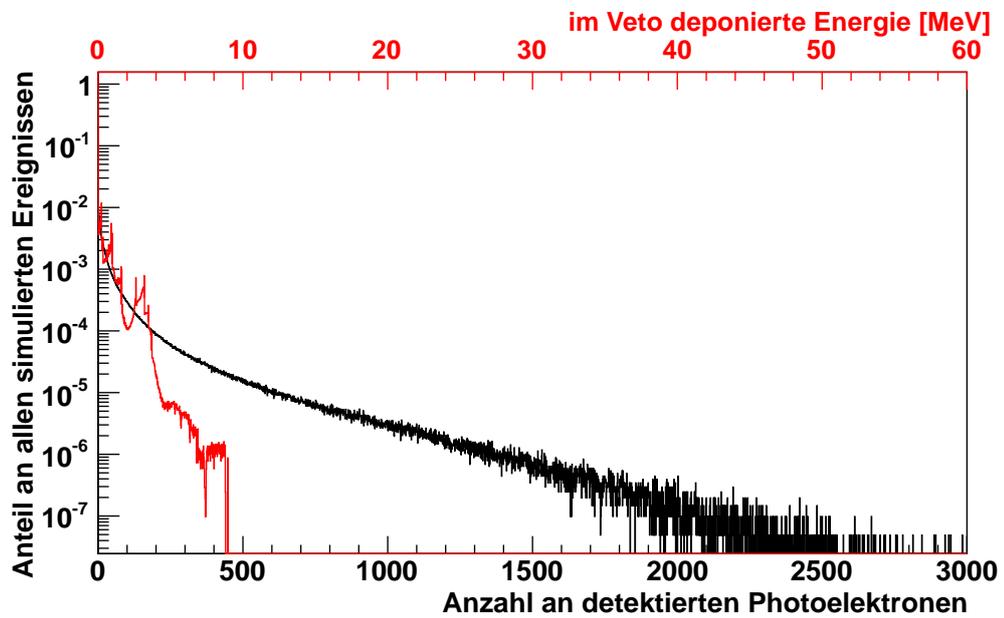


Abbildung 4.46.: Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus Zerfällen der  $^{232}\text{Th}$ -Kette im PMT-Glas

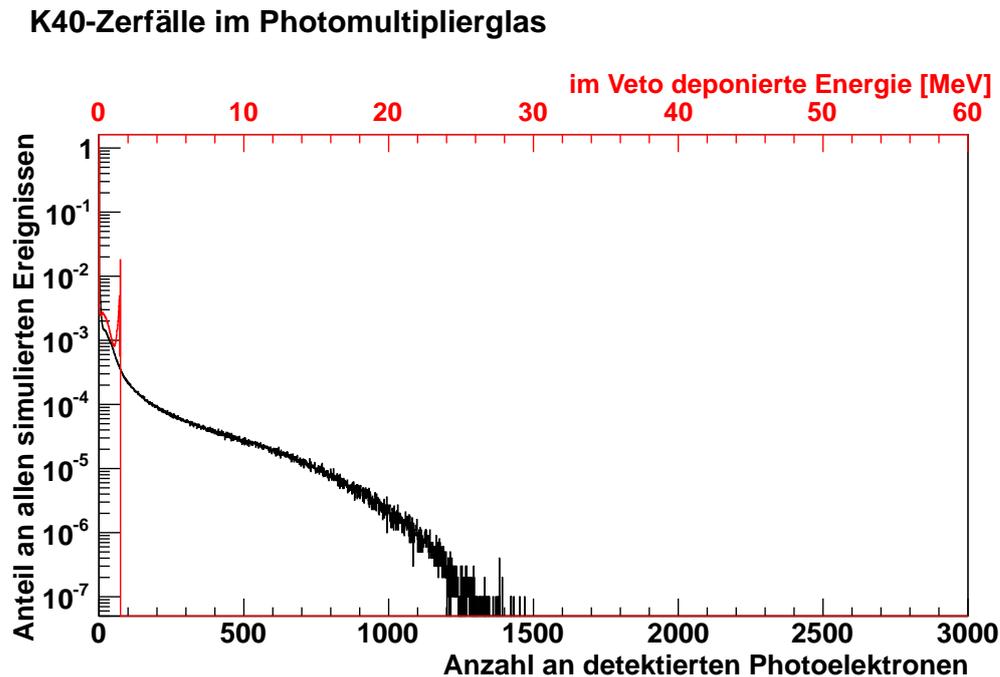


Abbildung 4.47.: Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus  $^{40}\text{K}$ -Zerfällen im PMT-Glas

## 4.7. Veto-Effizienz für verschiedene Typen von Untergrundereignissen

### 4.7.1. Myon-Ereignisse

Die folgenden Abschnitte legen die Ergebnisse der Monte-Carlo-Studien für verschiedene Kategorien von Myon-Ereignissen dar. Insgesamt wurden 6 Millionen Myonen mit der vor Ort vorliegenden Winkel- und Energieverteilung gestartet. Um an jedem Punkt des Detektors einen identischen Myonenfluss zu garantieren und auch Ereignisse zu generieren, in denen das Myon dicht am Detektor vorbeiläuft, wurden die Startpunkte der Myonen folgendermaßen festgelegt:

- Aus den von MUSIC generierten Primärmyonen wurde ein zufälliges Myon ausgewählt.
- Vom Zentrum des Detektors aus wurde der Punkt in 10 m Entfernung entgegen der Myonflugrichtung bestimmt.
- Auf der Ebene normal zur Flugrichtung des Myons durch diesen Punkt wurde ein Quadrat mit 20 m Seitenlänge definiert.

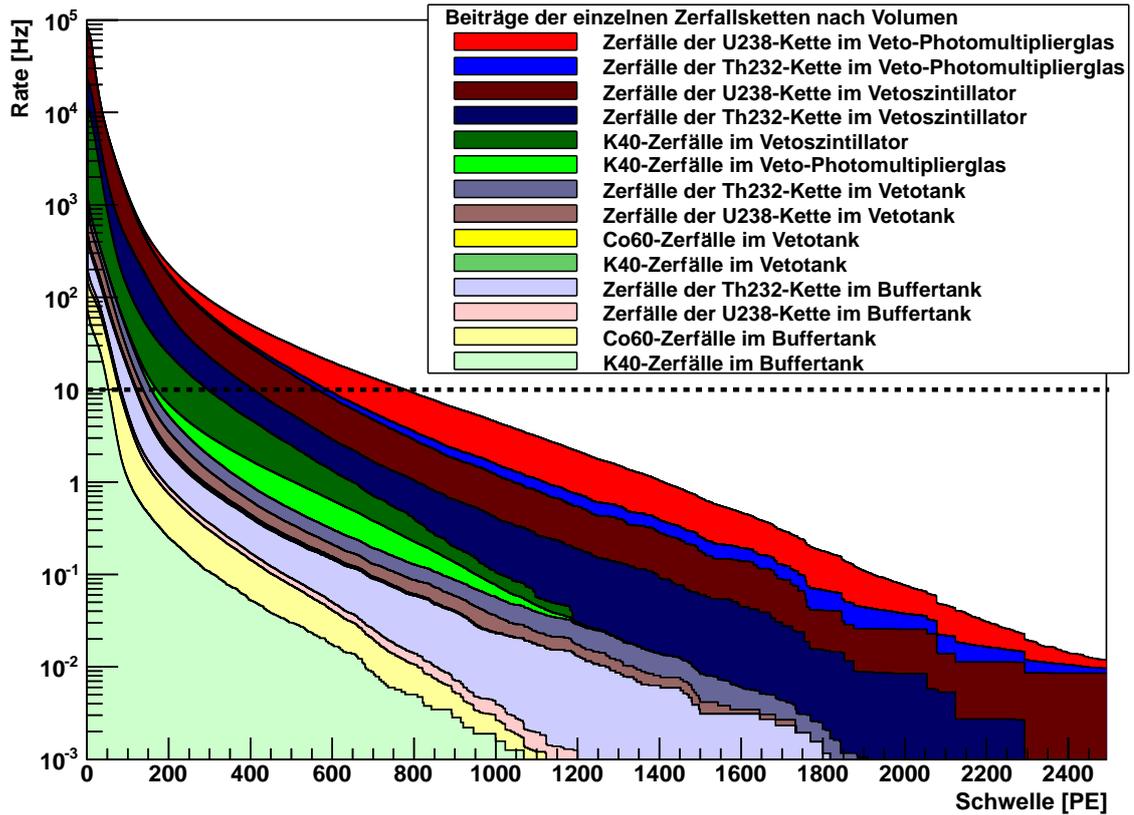


Abbildung 4.48.: Erwartete Rate an durch durch radioaktive Zerfälle verursachten Ereignissen über Photoelektronenschwelle, aufgeschlüsselt nach Zerfallskette und originärem Volumen. Beiträge aus dem Veto-Szintillator und den Buffer-Füßen sind, wie in Tabelle 4.6 aufgeführt, obere Grenzen. Eine Schwelle, bei der unter  $10\frac{1}{s}$  Triggerrate zu erwarten sind, liegt bei 800 Photoelektronen. Die dominierenden Beiträge werden hier von den  $^{238}\text{U}$ -Zerfällen in PMT-Glas ( $6\frac{1}{s}$ ) und Veto-Szintillator ( $2\frac{1}{s}$ ) verursacht.

- Ein zufälliger Punkt auf diesem Quadrat wurde als Startpunkt des Myons in der Geant4-Simulation verwendet.

1117694 dieser Myonen verursachten eine Energiedeposition in einem der Volumina des Detektors (einschließlich des äußeren Vetos und der Tankwände).

### Das Veto durchquerende Myonen

Myonen mit Spurlängen im Buffer größer als null werden als **Veto-durchquerende Myonen** bezeichnet. Die grundlegende Funktion des inneren Vetos ist es, diese Myonen mit hoher Effizienz zu registrieren. Abbildung 4.49 bildet diese Effizienz als Funktion der Detektionsschwelle in aufsummierten Photoelektronen im inneren Veto ab. Die Stufigkeit des Graphen ist auf die endliche Anzahl simulierter Myonen zurückzuführen. Bei einer Schwelle von 800 PE beträgt die Effizienz des inneren Vetos für durchquerende Myonen demzufolge  $0,9996 \pm 0,00004_{\text{stat}}$ . Berücksichtigt man außerdem Treffer mit einer Multiplizität von drei oder größer im äußeren Veto, erreicht die Effizienz  $0,99996 \pm 0,00001_{\text{stat}}$ , mit einem zusätzlichen Schnitt auf Ereignisse mit mehr als 10000 PE im inneren Detektor sogar  $0,99999 \pm 0,000006_{\text{stat}}$ .

Die Rate an unidentifizierten, das Veto durchquerenden Myonen ist damit bei einer aus den Myonflussimulationen entnommenen Rate von  $45 \frac{1}{\text{s}}$  im inneren Veto und dementsprechend  $32 \frac{1}{\text{s}}$  im inneren Detektor (Buffer, Gamma-Catcher und Target) ohne Zuhilfenahme von äußerem Veto oder innerem Detektor  $0,013 \pm 0,002_{\text{stat}} \frac{1}{\text{s}}$ .

### Myoninduzierte Einzelereignisraten im Positron- und Neutronfenster

Die im vorigen Abschnitt abgeschätzte Rate an unidentifizierten, das Veto durchquerenden Myonen erzeugt einen bisher nicht speziell erwähnten Beitrag zum zufälligen Untergrund, denn die Energiedeposition des Myons kann zufällig entweder im Energiefenster von prompten oder verzögerten Ereignissen liegen. Im Folgenden soll dieser Beitrag quantifiziert werden.

Einzelne myoninduzierte Ereignisse wie in Kapitel 4.1.3 kategorisiert ergeben sich aus den Myon-Monte-Carlo-Daten mit den in Tabelle 4.8 wiedergegebenen Wahrscheinlichkeiten pro Myon im inneren Detektor, wobei die durch streifende und vorbeifliegende Myonen verursachten Ereignisse mit berücksichtigt sind. Zusätzlich sind ihre Raten pro Sekunde angegeben. Während Spalte eins der Tabelle noch alle Ereignisse enthält, die in die entsprechenden Energiefenster fallen, sind in Spalte zwei und drei solche Ereignisse entfernt, die durch inneres Veto oder inneren Detektor mit einem Myon korreliert wurden. Übrig bleiben daher nur solche Ereignisse, bei denen das verursachende Myon nicht identifiziert worden ist. Als verursachendes Myon wurden dabei alle in einem Zeitfenster von 1 ms vor dem jeweiligen Einzelereignis stattfindenden Ereignisse mit mehr als 800 PE im inneren Veto oder 10000 PE im inneren Detektor akzeptiert. Einzelereignisse mit einem zugeordneten identifizierten Myon werden

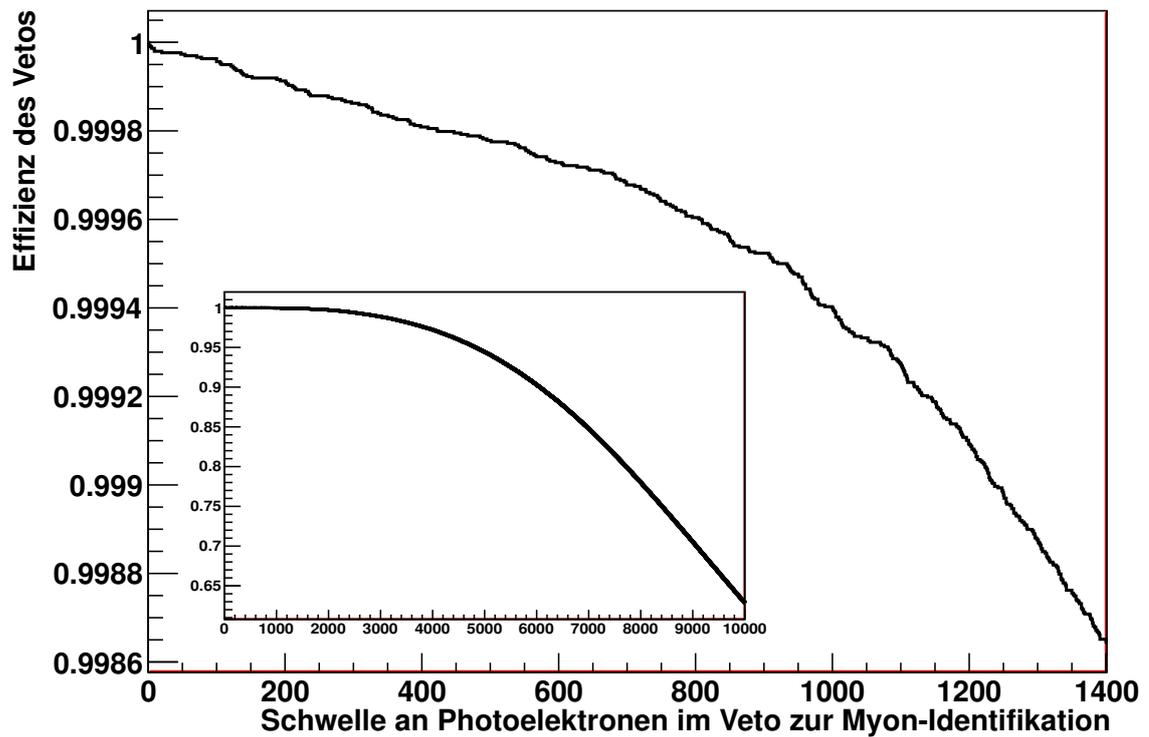


Abbildung 4.49.: Effizienz der Detektion von Veto-durchquerenden Myonen über der Detektionsschwelle, die durch die Anzahl der geforderten Photoelektronen im inneren Veto definiert ist. Bei 800 PE liegt die Detektionseffizienz bei  $99,96 \pm 0,004_{\text{stat}} \%$ . Das kleinere Übersichtsbild zeigt den Verlauf der Effizienz bis zu einer Schwelle von 10000 PE.

Ereignistyp	WS [ $\frac{1}{\mu}$ ]	WS ohne Myonsignal [ $\frac{1}{\mu}$ ]	Rate ohne Myonsignal [ $\frac{1}{s}$ ]
Prompt	$0,504 \pm 0,002_{\text{stat}}$	$(5,73 \pm 0,44_{\text{stat}}) \cdot 10^{-4}$	$0,018 \pm 0,002_{\text{stat}}$
Verzögert	$0,166 \pm 0,001_{\text{stat}}$	$(4,7 \pm 1,2_{\text{stat}}) \cdot 10^{-5}$	$0,0015 \pm 0,0004_{\text{stat}}$

Tabelle 4.8.: Myon-induzierte Einzelereignisraten pro Myon im inneren Detektor bzw. pro Sekunde; die erste Spalte gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit WS nach oder während der Passage eines Myons ein Ereignis im prompten oder verzögerten Energiefenster stattfindet. Untergrund stellen solche Ereignisse dar, in denen das Myon nicht identifiziert werden konnte. Die zweite Spalte gibt deren Wahrscheinlichkeit an. In der dritten Spalte ist die korrespondierende Rate in Ereignissen pro Sekunde gegeben.

im Folgenden als **markiert** bezeichnet.

Während die Rate an nicht markierten Prompt-artigen Ereignissen im Vergleich zur durch intrinsische Radioaktivität erzeugten von etwa  $9 \frac{1}{s}$  praktisch vernachlässigbar ist – somit also  $R_{\text{prompt}} = 9 \frac{1}{s}$  –, erwartet man so gut wie keine Beiträge durch Radioaktivität im Energiefenster der verzögerten Ereignisse. Die Rate an zufälligen, durch Myonen induzierten Koinzidenzen kann daher durch

$$R_{\text{acc}} = R_{\text{nichtmarkiert verzögert}} \cdot R_{\text{prompt}} \cdot \Delta t$$

mit dem Koinzidenzzeitfenster  $\Delta t = 98 \mu\text{s}$  zu  $R_{\text{acc}} = 0,12 \pm 0,03_{\text{stat}} \frac{1}{d}$  bestimmt werden.

Das CHOOZ-Experiment hat eine Rate an Einzelereignissen im Energiefenster der verzögerten Ereignisse gemessen, die mit  $(0,0125 \pm 0,0006) \frac{1}{s}$  deutlich oberhalb der aus den hier vorgestellten Myonsimulationen erhaltenen liegt. Der Ursprung des größten Teils dieser Ereignisse konnte bisher nicht zufriedenstellend erklärt werden, etwa 10 % könnten Simulationen zufolge auf hochenergetische Photonen, die den Detektor von außen betreten, zurückzuführen sein. Skaliert man diese Rate auf den größeren Double Chooz-Detektor um, so würde man  $(0,023 \pm 0,0011) \frac{1}{s}$  an verzögerten Ereignissen erwarten, was wiederum zu einer Rate an zufälligen Koinzidenzen von

$$R_{\text{acc, CHOOZ scaled}} = 1,75 \pm 0,09 \frac{1}{d}$$

führen würde.

#### 4.7.2. Korrelierter Untergrund

Wir unterscheiden im Folgenden den korrelierten Untergrund durch nicht identifizierte Myonen und kosmogenen Untergrund. Das wesentliche Merkmal des kosmogenen Untergrunds ist dabei die große zeitliche Verzögerung zwischen Myon und korreliertem Ereignis, die diese

Rate von der Myonidentifikationseffizienz des Vetos unabhängig macht.

### **Untergrund durch nicht identifizierte Myonen**

Die zu erwartende Rate an korreliertem Untergrund, die unmittelbar durch Myonen induziert wird, ergibt sich aus der Analyse der Myonsimulationen. Dazu werden die Photoelektron- und Zeitfenster für Neutrino-Kandidaten auf die Monte-Carlo-Daten angewandt. Von den etwa 1,12 Millionen Myonen, die zu Energiedepositionen im Detektor (innerer Detektor plus Veto) führten, lagen ungefähr 546000 oberhalb der Myon-Energieschwelle in innerem Veto oder innerem Detektor. Sie verursachten 216 Neutrino-ähnliche Koinzidenzen, die alle durch inneres Veto oder inneren Detektor als Myon-induziert markiert waren. Allerdings entsprechen die Simulationsdaten nur einer Aufnahmezeit des fernen Detektors von knapp drei Stunden (bei einer aufgewandten Rechenzeit von etwa 2000 CPU-Tagen), weshalb die Aussagekraft bezüglich nichtmarkierter Ereignisse stark eingeschränkt ist. Man kann dennoch eine Abschätzung für die Rate an korrelierten Untergrundereignissen finden, wenn man vereinfachend annimmt, dass die Vetoeffizienz für Myonen, die solche Ereignisse induzieren, der durchschnittlichen Vetoeffizienz für Myonen entspricht.

Umgerechnet auf eine tägliche Ereignisrate erhält man etwa 1800 Koinzidenzen, was bei einer Effizienz von 0,9996 für die Myonidentifikation zu etwa  $R_{\mu,\text{korr}} = 0,8 \pm 0,05_{\text{stat}}$  korrelierten Untergrundereignissen pro Tag führt.

### **Kosmogener Untergrund: Erwartete Rate an $^9\text{Li}$ -Ereignissen**

Im Prinzip sollte eine vollständige Myon-Monte-Carlo-Simulation auch eine realistische Rate an kosmogenem Untergrund erzeugen. Aufgrund der zu geringen Statistik ist dies hier aber von vorneherein nicht zu erwarten. Dazu kommt, dass die Abbildung der Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung der kosmogenen Radioisotope in Geant4 auch aufgrund der unzureichenden Datenlage mit hohen Unsicherheiten behaftet ist. Aus diesem Grund wird in diesem Abschnitt aus bestehenden Simulations- und Messergebnissen aufbauend eine erwartete kosmogene Untergrundrate erarbeitet.

Zur Ermittlung der erwarteten Rate an  $^9\text{Li}$ -Ereignissen im Double Chooz-Detektor kann man einerseits auf die CHOOZ-Messdaten zurückgreifen, andererseits auf die Spallationsproduktanalyse von KamLAND [KamLAND, 2010] bzw. die Resultate eines Experiments am SPS-Myon-Strahl des CERN [Hagner u. a., 2000]. Während aus erstgenannter Quelle durch die Skalierung bezüglich Masse, Kohlenstoffkonzentration und Energiefenster der von CHOOZ angegebenen Obergrenze eine ebensolche für Double Chooz ermittelt werden kann, muss bei den beiden letztgenannten Experimenten darüberhinaus berücksichtigt werden, dass die Myon-Energie- und Winkelverteilung deutlich anders ist als im fernen Double Chooz-Detektor.

Aus den CHOOZ-Daten ergaben sich  ${}^9\text{Li}$ -Raten von  $0,6 \pm 0,4(1\sigma)$  Ereignisse pro Tag [CHOOZ, 2003]. Mit einer Obergrenze von einem Ereignis pro Tag, einer 1,6-fach größeren  ${}^{12}\text{C}$ -Zahl und einem größeren Energiefenster, welches zu etwa 25 % mehr akzeptierten Ereignissen führen sollte, erhält man für Double Chooz eine  $1\sigma$ -Obergrenze von 2 Ereignissen pro Tag.

Zur Skalierung der KamLAND- und SPS-Resultate muss zusätzlich die Energieabhängigkeit der Spallationswahrscheinlichkeit einbezogen werden. Für die Produktionsrate  $Y(E)$  der verschiedenen Radionuklide geht man üblicherweise von einem Potenzgesetz aus:

$$Y(E) = Y(E_0) \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^\alpha \quad (4.10)$$

Leider existieren für den Exponenten  $\alpha$  für  ${}^9\text{Li}$  keine Messwerte, so dass man auf Simulationsergebnisse angewiesen ist. In der KamLAND-Publikation wird ein mithilfe von auf dem FLUKA-Paket basierenden Monte-Carlo-Simulationen ermittelter Wert von

$$\alpha_{9\text{Li}} = 0,801 \pm 0,026$$

angegeben, während [Zbiri, 2008] aus einer auf Geant4 basierenden Simulation

$$\alpha_{9\text{Li}} = 1,06$$

erhält, unglücklicherweise ohne Angabe einer Fehlergrenze.

Die KamLAND-Kollaboration erhielt als Produktionsrate für  ${}^9\text{Li}$  im KamLAND-Szintillator bei einer fixen Myon-Energie von  $E_\mu = 260 \text{ GeV}$  aus den FLUKA-Simulationen

$$Y_{260 \text{ GeV}} = 3,51 \pm 0,15 \cdot 10^{-7} \frac{1 \text{ cm}^2}{\mu \text{ g}},$$

was mit Gleichung (4.10) und der tatsächlichen Myon-Energie- und Winkelverteilung am Standort des KamLAND-Detektors zu einer erwarteten Rate von

$$Y_{\text{KamLAND, FLUKA}} = 3,16 \pm 0,25 \cdot 10^{-7} \frac{1 \text{ cm}^2}{\mu \text{ g}}$$

führt. Die tatsächliche Messung ergab dagegen

$$Y_{\text{KamLAND, gemessen}} = 2,2 \pm 0,2 \cdot 10^{-7} \frac{1 \text{ cm}^2}{\mu \text{ g}}$$

also eine Abweichung von fast 40 %.

Im SPS-Experiment wurde lediglich die kombinierte Produktionsrate von  ${}^9\text{Li}$  und  ${}^8\text{He}$  durch einen Myon-Strahl von 190 GeV Teilchenenergie ermittelt, wobei die Simulationen ein deutli-

		$Y(E_0)[10^{-7} \frac{1}{\mu} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}]$		
		$1,0 \pm 0,3$	$2,2 \pm 0,2$	$3,51 \pm 0,15$
$\alpha$	$0,801 \pm 0,026$	$1,26 \pm 1,08$	$2,50 \pm 0,98$	$3,99 \pm 0,88$
	1,06	0,94	2,08	3,32

Tabelle 4.9.: Erwartete Produktionsraten von  ${}^9\text{Li}$  im Double Chooz-Target, in Abhängigkeit von Energieexponent  $\alpha$  und der Produktionsrate  $Y$  bei fixer Energie. Die zu beobachtende Rate an korreliertem Untergrund entspricht der Hälfte der Produktionsrate, da die Neutronemission nur bei 50 % der Zerfälle auftritt (vgl. Abbildung 3.12).

ches Übergewicht von  ${}^9\text{Li}$  im Bereich 10 : 1 erwarten lassen. Dennoch ist die hier publizierte Rate signifikant niedriger, nämlich nach einer Skalierung auf KamLAND-Volumen, -Energien mit  $\alpha = 0,801$  und Kohlenstoffdichte mit

$$Y_{\text{SPS, gemessen}} = 1,0 \pm 0,3 \cdot 10^{-7} \frac{1}{\mu} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$$

Aus den in Kapitel 4.2.1 beschriebenen Myonsimulationen erhält man problemlos die Spurlängenverteilung der Myonen in den einzelnen Detektorvolumina in Abhängigkeit von ihrer Energie. Mit Hilfe von Gleichung (4.10) und dem Kohlenstoffdichteverhältnis von  $\frac{\rho_{\text{DC}}}{\rho_{\text{KamLAND}}} = 1,03$  kann man dann die erwarteten Produktionsraten im Double Chooz-Detektor für die verschiedenen Kombinationen der Parameter  $Y$  und  $\alpha$  berechnen und erhält die in Tabelle 4.9 aufgelisteten und um einen Faktor vier (!) streuenden Ergebnisse.

Die aus den verfügbaren Daten extrapolierte Rate  $R_{9\text{Li}}$  an durch  ${}^9\text{Li}$  verursachtem korreliertem Untergrund wird demzufolge zwischen

$$R_{9\text{Li}} \in [0,5; 2,0] \pm 0,5 \frac{1}{\text{d}}$$

erwartet. Um den gesamten möglichen Bereich abzudecken, wird für die Gesamtratenbestimmung

$$R_{9\text{Li}} = 1,25 \pm 1,25 \frac{1}{\text{d}}$$

angesetzt.

### 4.7.3. Gesamtuntergrund und Relevanz für die Bestimmung von $\Theta_{13}$

Wie in den vorangehenden Abschnitten beschrieben, erwartet man eine aus den folgenden Beiträgen zusammengesetzte myoninduzierte Untergrundrate:

- Zufälliger Untergrund durch nichtmarkierte myoninduzierte verzögerte Ereignisse:

$$R_{\mu,\text{acc}} = 0,12 \pm 0,03_{\text{stat}} \frac{1}{\text{d}}$$

- Korrelierter Untergrund durch nichtmarkierte myoninduzierte prompte und verzögerte Ereignisse:  $R_{\mu,\text{korrr}} = 0,8 \pm 0,05_{\text{stat}} \frac{1}{\text{d}}$
- Korrelierter Untergrund durch kosmogene Radioisotope:  $R_{9\text{Li}} = 1,25 \pm 1,25 \frac{1}{\text{d}}$

Insgesamt erhält man damit für den erwarteten Gesamtbeitrag  $R_{\mu\text{-induziert}}$  der myoninduzierten Ereignisse zum Untergrund

$$R_{\mu\text{-induziert}} = R_{\mu,\text{acc}} + R_{\mu,\text{korrr}} + R_{9\text{Li}} = 2,17 \pm 1,33 \frac{1}{\text{d}},$$

dessen Fehler von der Ungenauigkeit im kosmogenen Untergrund dominiert wird.

Die Implikationen dieser Beiträge für die Sensitivität des Experiments hängen von der Wahl der Analysemethode ab. Insbesondere wird das Energiespektrum der einzelnen Untergrundkanäle bei einer reinen Spektralform-Analyse eine gewichtige Rolle spielen, während eine reine Ratenanalyse davon unabhängig sein wird. Für kurze Messzeiten ist eine Ratenanalyse aufgrund der geringeren Komplexität vorzuziehen, während bei Messzeiten von mehr als einigen Monaten die Spektralformanalyse bzw. die kombinierte Raten-Form-Analyse deutliche Sensitivitätsvorteile bietet.

Die Double Chooz-Analyse beruht in beiden Fällen auf einem  $\chi^2$ -Ansatz [Mention, 2005]. Da die Analysemethode nicht Teil dieser Dissertation ist, soll an dieser Stelle auf die in [Langbrandtner, 2011] aufgeführten Ergebnisse verwiesen werden. Dort wird für eine reine Ratenanalyse einer vierteljährlichen Messung sowie eine Messung über 18 Monate mit einer kombinierten Raten-Form-Analyse der Einfluss verschiedener Untergrundraten auf die Sensitivität des Experiments betrachtet. Tabelle 4.10 gibt die für die in diesem Abschnitt gegebenen Untergrundraten relevanten Ergebnisse wieder. Dabei wird die Verschlechterung der Sensitivität immer relativ zu einem Experiment ohne den betrachteten Untergrundkanal angegeben.

Es ist deutlich zu erkennen, dass – wie zu erwarten – mit steigender Messzeit die Limitierung der Sensitivität durch die Untergrundbeiträge zunimmt. Erwähnenswert ist, dass trotz ihres in absoluten Zahlen größten Anteils am Untergrund die kosmogenen Ereignisse insbesondere in der Raten-Form-Analyse nur zu einem relativ geringen Effekt führen, da ihre Energieverteilung in dieser Analyse günstiger ist. Für eine reine Ratenanalyse lässt sich die Limitierung der Sensitivität durch die Unsicherheit im Untergrund folgendermaßen abschätzen:

Einer erwarteten Rate von etwa 70 Neutrinoereignissen am Tag<sup>10</sup> stehen etwa  $2,2 \pm 1,4$  Untergrundereignisse gegenüber. Die Unsicherheit in der Untergrundrate beträgt also etwa

---

<sup>10</sup>Ohne Berücksichtigung von Totzeit und Detektionseffizienz; diese wirken sich ebenso auf die Untergrundereignisse aus.

Untergrundtyp	erwartete Rate [1/d]	Vergleichsrate [1/d]	Verschlechterung der Messzeit 3 Monate	Sensitivität 18 Monate
zufällig	$0,12 \pm 0,03$	$0,5 \pm 0,05$	3,4 %	14,6 %
korreliert	$0,8 \pm 0,05$	$1 \pm 1$	2 %	7,6 %
kosmogen	$1,25 \pm 1,25$	$1,5 \pm 0,7$	0,6 %	0,9 %

Tabelle 4.10.: Vergleich der Szenarien zu den Untergrundbeiträgen aus [Langbrandtner, 2011], dargestellt in der Spalte „Vergleichsrate“. Die dort in den gewählten Szenarien ermittelte Verschlechterung der Sensitivität gegenüber einem untergrundfreien, aber mit den erwarteten systematischen Fehlern durch Reaktor- und Detektorunsicherheiten versehenen Experiment, für zwei verschiedene Messzeiten ist eine konservative Abschätzung des Effekts der hier bestimmten Raten.

2 % der erwarteten Signalrate. Der größte Fehler im bestimmten Wert von  $\Theta_{13}$  durch diese Unsicherheit ist für kleine Werte von  $\Theta_{13}$  zu erwarten (vgl. Abbildung 4.50), so dass ein Wert von  $\Theta_{13} < 6,4^\circ$  in einer reinen Ratenanalyse im vom Untergrund verursachten Fehlerbereich liegen würde. Bei höheren Werten von  $\Theta_{13}$  wird die Unsicherheit des Wertes durch den Untergrund geringer.

Insgesamt erwartet man für die Raten-Form-Analyse in der Sensitivität für  $\Theta_{13}$  nach drei Monaten Datennahme einen Verlust von etwa 6 % aufgrund myoninduzierter Ereignisse, der nach 18 Monaten auf etwa 24 % der in dieser Zeit ohne Untergrundunsicherheiten erreichbaren Sensitivität ansteigt. Der mit 14,6 % dominierende Anteil dieser Sensitivitätsverschlechterung wird durch zufälligen Untergrund verursacht. Mit Inbetriebnahme des nahen Detektors wird sich der Einfluss dieses Beitrags bei etwa 10 % stabilisieren, aber immer noch dominant sein. Dabei erfüllen die myoninduzierten Raten des zufälligen und korrelierten Untergrunds, der im wesentlich festgelegt ist durch die Rate an nichtmarkierten myoninduzierten Ereignissen im Neutronenergiefenster die in [Ardellier u. a., 2004] festgelegten Anforderungen und ermöglichen eine Sensitivität von  $8,2^\circ$  nach drei Monaten und  $7,1^\circ$  nach 18 Monaten.

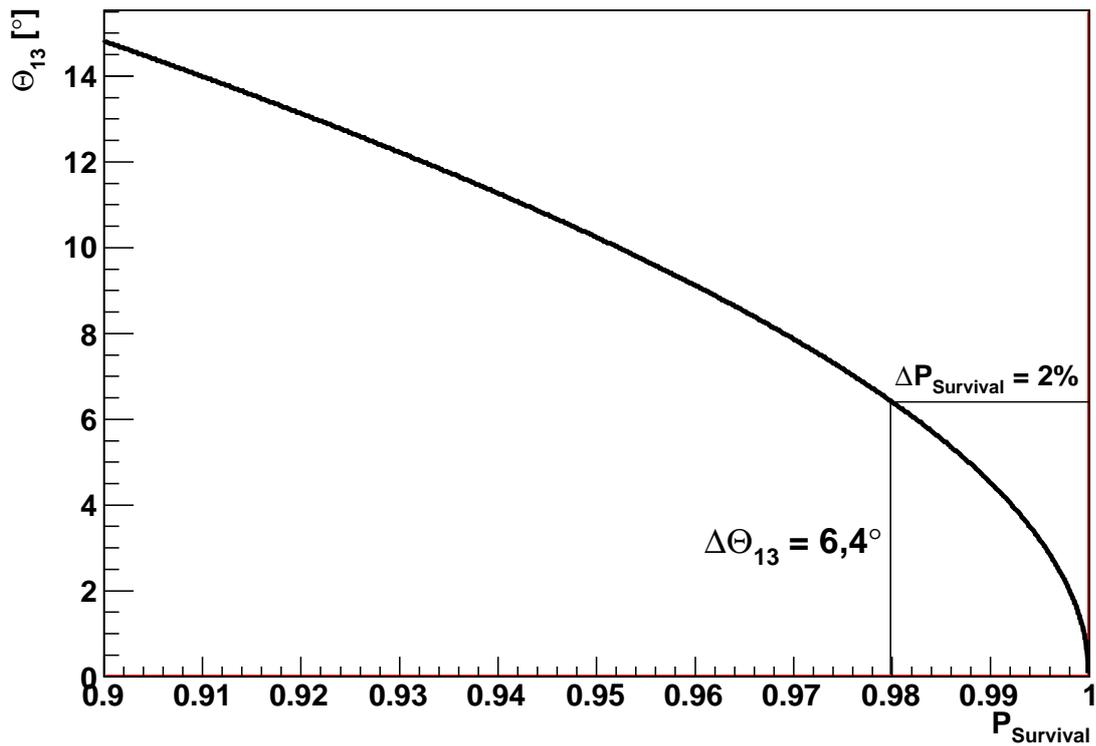


Abbildung 4.50.:  $\Theta_{13}$  als Funktion der gemessenen  $\bar{\nu}_e$ -Überlebenswahrscheinlichkeit; ein Fehler in der Bestimmung der Überlebenswahrscheinlichkeit äußert sich besonders stark im Bereich kleiner Werte von  $\Theta_{13}$ . Als Beispiel ist der durch die erwartete Unsicherheit im myon-induzierten Untergrund mögliche Fehler für eine wahren Wert von  $\Theta_{13} = 0$  eingezeichnet. Ist der tatsächliche Untergrundbeitrag am unteren Ende des erwarteten Bereichs, so ist der aus dem Zentralwert berechnete Wert von  $\Theta_{13}$  um  $6,4^\circ$  zu hoch.



## 5. Herstellung der Komponenten und Integration des Myon-Vetos für den fernen Detektor

Im Folgenden wird nach einer Gesamtübersicht eine detaillierte Beschreibung der Herstellung und des Einbaus der einzelnen Komponenten des inneren Vetos des fernen Double Chooz-Detektors gegeben. Dabei stehen die technischen Aspekte im Vordergrund.

### 5.1. Die Subsysteme des Myon-Vetos und ihre Komponenten

Das Myon-Veto ist im äußersten der Detektor-Tanks untergebracht (vgl. Kapitel 3.4). Es umfasst 78 gekapselte Photomultiplier mit optischen Fasern zur Kalibration, die mithilfe von Flash-ADCs ausgelesen werden, sowie ein Füllstands- und Temperaturmeßsystem. Die Wand des Veto-Tanks selbst ist mit einer Epoxidharz-basierten weißen Farbe gestrichen, während die Buffertankaußenwand mit der hochreflektierenden Folie VM2000 vom 3M verkleidet wurde. Abbildung 5.1 zeigt einen Überblick über alle Subsysteme des Vetos.

### 5.2. Die Photomultiplier

Für das Double Chooz Myon-Veto werden Photomultiplier mit einem Durchmesser von acht Zoll verwendet. Es handelt sich um den von Hamamatsu hergestellten Typ R1408. Seine Kennwerte sind in Tabelle 5.1 wiedergegeben. Etwa 400 dieser Photomultiplier, die teilweise bereits im Myon-Veto des IMB-Experimentes verwendet wurden, standen der *Drexel* University zur Verfügung. Sie wurden dort getestet und charakterisiert. Abbildung 5.2 gibt die dabei ermittelten Daten wieder. Die 200 geeignetsten Geräte wurden für Double Chooz ausgewählt und nach Tübingen geschickt, wo 90 von ihnen nach einem Funktionstest in Edelstahlkapseln eingebaut und im Winter 2008/2009 zum Einbau in den fernen Detektor nach Chooz geliefert wurden. Die Installation der ersten 54 Photomultiplier im gestrichenen und mehrfach sorgfältig gereinigten Vetotank erfolgte im Februar 2009.

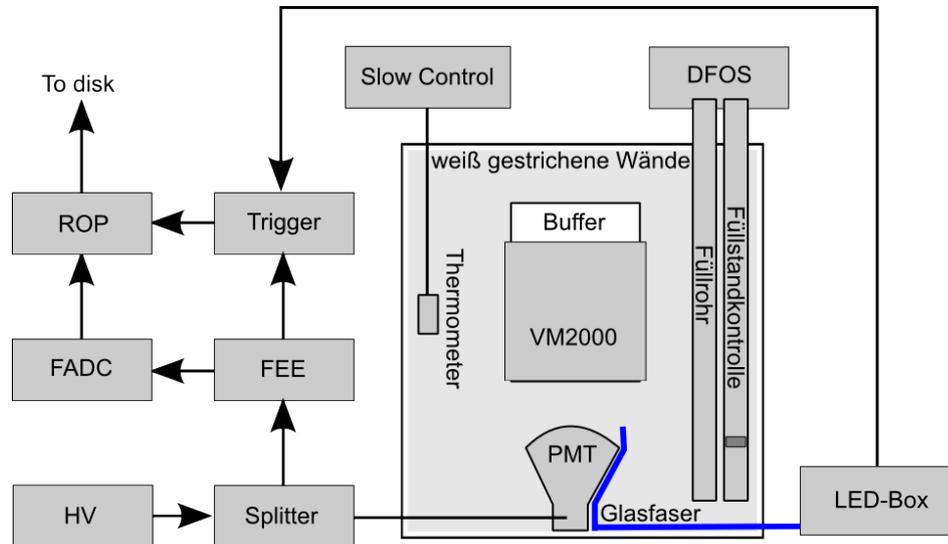


Abbildung 5.1.: Subsysteme des Vetos (schematisch): Die Photomultipliersignale werden in der Frontend-Elektronik (FEE) verstärkt und sowohl an die Flash-ADCs als auch (jeweils zu acht aufsummiert) an die Triggerlogik geleitet. Ordnet diese das Auslesen an, werden die Inhalte der Speicher der FADCs vom Ausleseprozessor (Readout processor, ROP) angefragt und auf die lokalen Festplatten gespeichert. Die Temperaturdaten der drei Thermometer werden von einem unabhängigen Rechner, der auch die Temperatur- und Magnetfelddaten des inneren Detektors überwacht, ausgelesen und mit einem Zeitstempel versehen („Slow Control“). Mit dem „Detector Fluid Operating System“, kurz DFOS, werden alle flüssigkeitsbezogenen Funktionen ausgeführt.

Typbezeichnung	R1408
Hersteller	Hamamatsu
Kathodendurchmesser	8 Zoll
Anzahl Dynoden	13
Dynodenstruktur	„Venetian Blind“
Sensitivitätsbereich	300 – 650 nm
Typische Pulsanstiegszeit	6,5 ns
Typische Elektronentransitzeit	60 ns
Polarität der Hochspannung	positiv

Tabelle 5.1.: Eigenschaften der R1408-Photomultiplier, aus [Hamamatsu Photonics K. K., 1985]

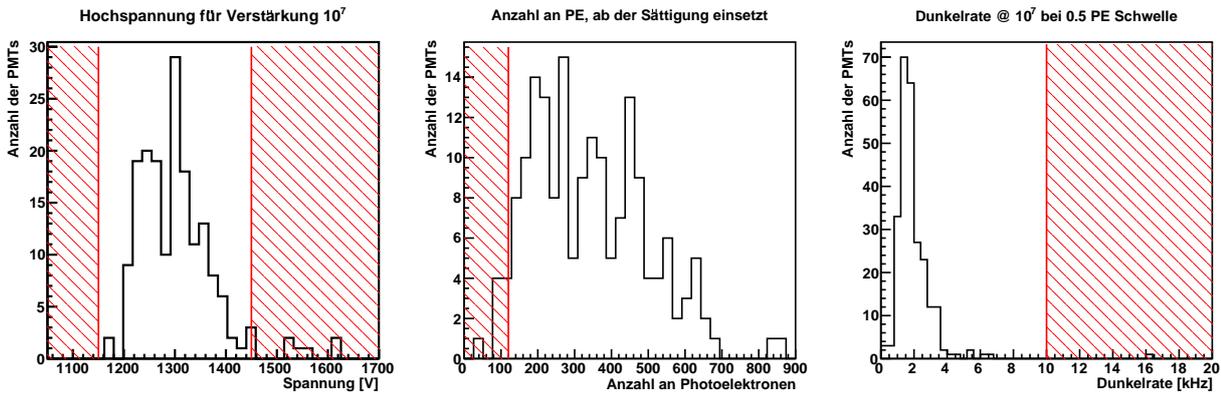


Abbildung 5.2.: Ergebnisse der Charakterisierung der R1408-PMTs an der *Drexel* University sowie Selektionskriterien. Die rot schraffierten Flächen in den drei Diagrammen geben den Ausschlussbereich für die Verwendung eines PMTs im Double Chooz-Experiment an. Die Dunkelrate im rechten Plot wurde mit einer Vorgängerversion der tatsächlich verwendeten Basis aufgenommen.

### 5.2.1. Eigenschaften der R1408-Photomultiplier

Abbildung 5.3 gibt die Geometrie eines R1408-Photomultipliers wieder. Die angelegte Hochspannung (typisch etwa 1200 Volt für eine Verstärkung von  $10^7$ ) ist auf die 13 Dynoden nach dem in Abbildung 5.4 gezeigten Schaltplan verteilt. Bei dieser Basis-Verschaltung teilen sich Signal und Hochspannung ein Kabel. Erst direkt vor den Bauteilen zur Weiterverarbeitung wird das Signal in einer Splitterbox von der Hochspannung getrennt. Der Schaltplan der verwendeten Splitterbox ist in Abbildung 5.5 wiedergegeben. In Abbildung 4.23 aus dem vorherigen Kapitel wurde bereits die Nachweiseffizienz der Photomultiplier für Licht verschiedener Wellenlängen gezeigt.

#### Einzelphotonensignale

Sowohl an der *Drexel* University als auch in Tübingen wurden Untersuchungen zur Antwort der Photomultiplier auf Einzelphotonensignale angestellt. Dazu wurde ein lichtdicht geschlossener Aufbau mit einer fest installierten LED regelbarer Intensität verwendet. Der in Tübingen zum Einsatz gekommene Aufbau (vgl. Abbildung 5.6) wurde an der Universität von Tennessee entwickelt und im Rahmen der Vorbereitung zur Installation nach Tübingen und später nach Heidelberg und Chooz gebracht.

Um Einzelphotonensignale verlässlich generieren zu können, muss die Intensität der LED mit einem geeigneten Referenzphotomultiplier kalibriert werden. In Tübingen geschah dies mit einem acht-Zoll-Photomultiplier des Herstellers ETL vom Typ 9354KB. Mit diesem Photo-

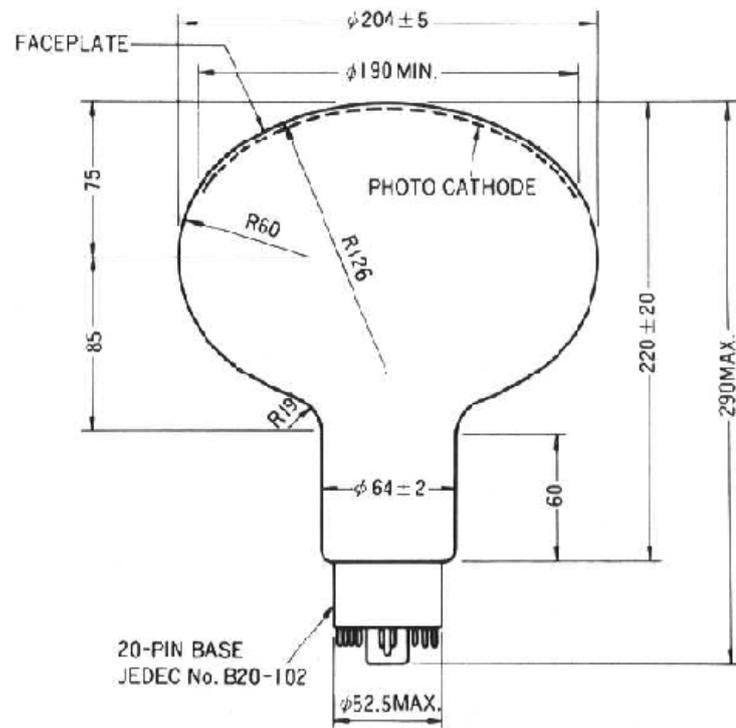


Abbildung 5.3.: Die Geometrie eines Hamamatsu R1408 Photomultipliers, aus [Hamamatsu Photonics K. K., 1985]

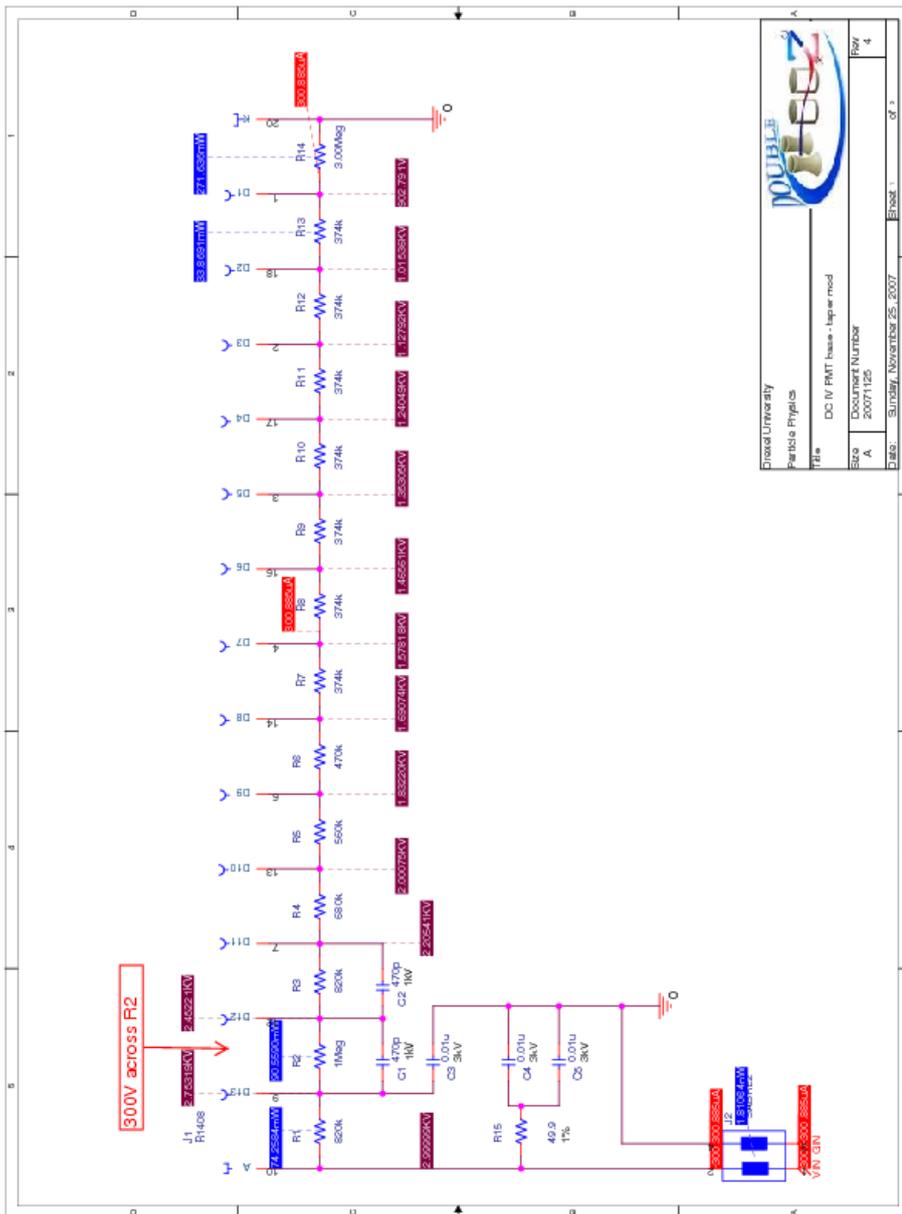


Abbildung 5.4.: Schaltplan der verwendeten Basis, aus [Lane, 2007]

**Kapitel 5.** | Herstellung der Komponenten und Integration des Myon-Vetos für den fernen Detektor

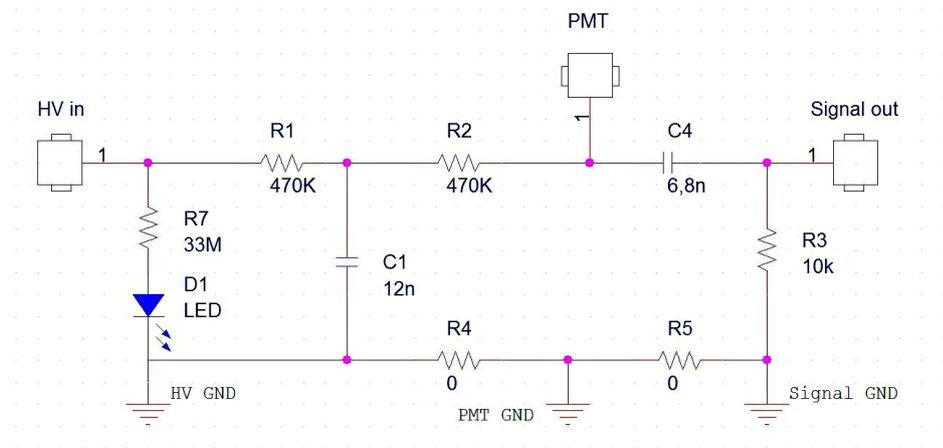


Abbildung 5.5.: Schaltplan der verwendeten Splitterbox, aus [CIEMAT, 2008]



Abbildung 5.6.: Photomultiplier-Teststand der Universität Tennessee, wie er in Tübingen zum Einsatz kam

multipliertyp wurden bereits im Vorfeld hinreichend Erfahrungswerte gesammelt, da er im Tübinger Beitrag zum GERDA-Experiment verwendet wurde und dafür gründlichen Untersuchungen unterzogen wurde. Details zu den Testergebnissen der ETL-Photomultiplier finden sich beispielsweise in der Dissertation von Dr. *M. Knapp* aus Tübingen [Knapp, 2009]. Zur Festlegung der Einphotonintensität der LED kann man ausnutzen, dass sich die Verteilung der Anzahl an von der LED pro Spannungspuls emittierten Photonen mit der Poissonverteilung beschreiben lässt, wenn man genügend LED-Pulse betrachtet:

$$P(k, n_E) = \frac{n_E^k \cdot \exp(-n_E)}{k!} \quad (5.1)$$

$k$  ist hierbei die Anzahl an emittierten Photonen,  $n_E$  ihr Erwartungswert im Zeitintervall eines Spannungspulses, und  $P(k, n_E)$  die Wahrscheinlichkeit eines Ereignisses mit genau  $k$  Photonen. Stellt man nun die Intensität der LED so ein, dass nur bei jedem zehnten Spannungspuls ein PMT-Signal beobachtet wird, so gilt

$$P(0, n_E) = 0,9$$

und damit dann direkt

$$P(1, n_E) \approx 0,095$$

was bedeutet, dass 95% der Signale Einphotonensignale sind.

Die Aufzeichnung der Photomultipliersignale kann entweder über Flash-ADCs oder über einen stromintegrierenden QDC erfolgen. Histogrammiert man die QDC-Daten (oder die integrierten FADC-Daten), so erhält man für den Referenzphotomultiplier eine Verteilung, wie sie in Abbildung 5.7 gezeigt ist. Deutlich zu erkennen ist das erste scharfe, aus dem QDC erhaltene Maximum für die Ereignisse ohne Photon („Pedestal“, im folgenden als „Sockel“ bezeichnet). Das nächste Maximum ist auf die Einzelphotonenereignisse zurückzuführen („single photon peak“), dann folgen die Maxima für Mehrphotonenereignisse.

Beim Vermessen der R1408 Photomultiplier mit dem so geeichten Aufbau erhält man eine deutlich vom Referenzphotomultiplier abweichende Verteilung. In Abbildung 5.8 ist diese Verteilung für Seriennummer 84 wiedergegeben. Man erkennt, dass im Gegensatz zu Abbildung 5.7 kein Einphotonenmaximum erkennbar ist, sondern die Verteilung gut durch eine abfallende Exponentialfunktion beschrieben wird. Dies ist auf die Dynodenstruktur der Baureihe – eine sogenannte „Venetian Blind“-Anordnung – zurückzuführen, die nicht für Einphotonenauflösung optimiert ist. Die Bestimmung der Verstärkung eines R1408-Photomultipliers kann somit nicht mithilfe der Höhe des Einzelphotonenmaximums durchgeführt werden.

Um sie dennoch festlegen zu können, wird das in [Lane, 2008] vorgestellte Verfahren verwen-

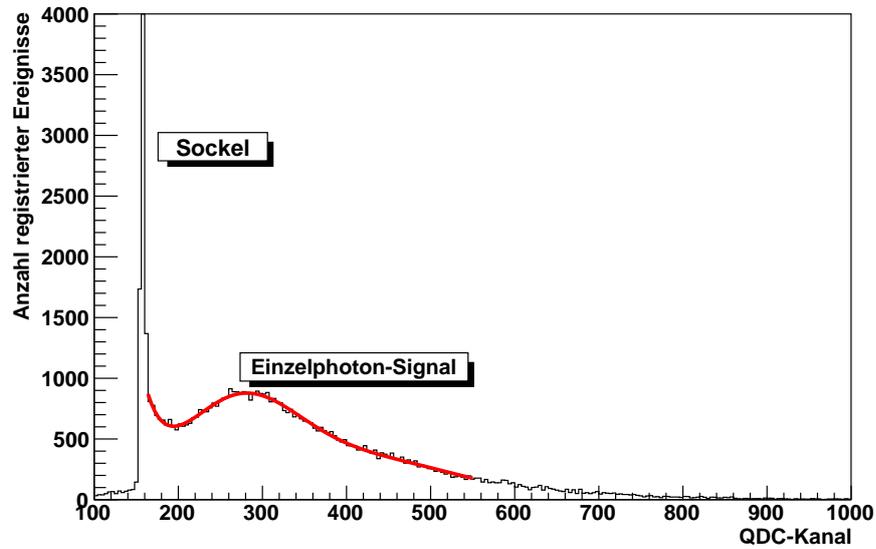


Abbildung 5.7.: QDC-Spektrum des ETL-Referenzphotomultipliers für die Einphotoneinstellung der LED. Die angefittete Funktion ist eine Summe aus einem exponentiellen Abfall vom Sockel her und zwei *Gauß*-Funktionen, die Ein- und Zweiphotonensignalen entsprechen. Zu höheren Ladungen hin könnten weitere *Gauß*-Funktionen hinzugenommen werden. Von Interesse (und hinreichend gut zu bestimmen) ist hier aber nur der Einphotonen-Anteil.

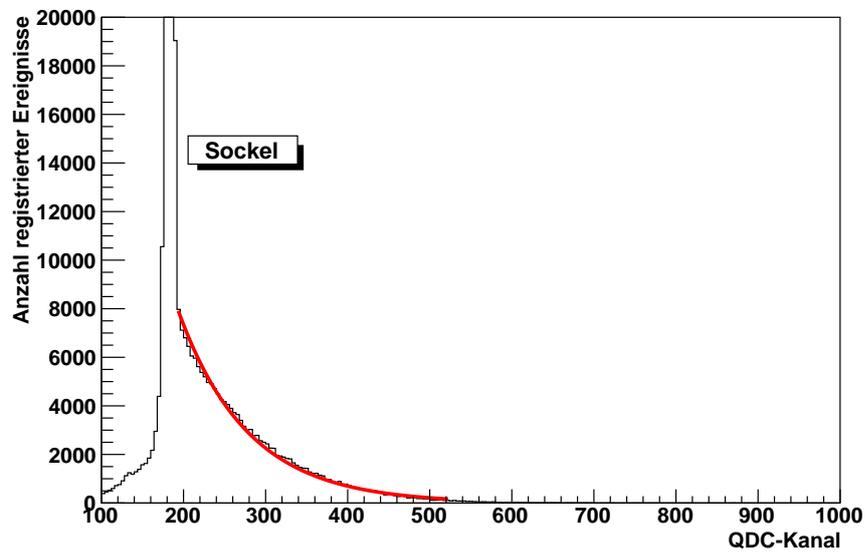


Abbildung 5.8.: QDC-Spektrum des R1408-Photomultipliers mit Seriennummer 84 für die Einphotoneinstellung der LED: Man erkennt im wesentlichen einen exponentiell abfallenden Anteil (die eingezeichnete Funktion ist rein exponentiell) neben dem scharfen Maximum des Sockels, der der Einphotoelektronladungsverteilung entspricht.

det, das auf Zusammenhängen zwischen Varianz und mittlerer Signalstärke von Mehrphotoelektronensignalen beruht. Es soll im folgenden Abschnitt kurz vorgestellt und die Ergebnisse seiner Anwendung auf die R1408-Photomultiplier zusammengefasst werden.

### Mehrphotoelektronensignale

Werden bei einem Ereignis mehrere Photoelektronen aus der Kathode ausgelöst, so erhält man als Signal eine Überlagerung der Einzelphotoelektronensignale, die jeweils für sich der in Abbildung 5.8 dargestellten exponentiellen Wahrscheinlichkeitsverteilung folgen.

Die Wahrscheinlichkeit  $P_1(q)$ , bei einem Einzelphotoelektronereignis eine bestimmte Ladung  $q$  zu messen, lässt sich daher durch

$$P_1(q) dq = \frac{1}{q_0} \exp\left(-\frac{q}{q_0}\right) \Theta(q) dq \quad (5.2)$$

mit der *Heaviside*-Funktion  $\Theta(q)$  und einem zunächst beliebigen Skalenparameter  $q_0$  angeben. Die für diese Verteilung leicht zu berechnenden Werte für Erwartungswert  $E_{P_1}$  und Varianz  $V_{P_1}$  sind

$$E_{P_1} = q_0 \quad \text{und} \quad V_{P_1} = q_0^2.$$

Die Verallgemeinerung auf Mehrphotoelektronereignisse erfolgt durch die Faltung der Funktion  $P_1$  mit sich selbst:

$$P_2(q) = \frac{1}{q_0^2} \int_0^q \exp\left(-\frac{q'}{q_0}\right) \cdot \exp\left(-\frac{q-q'}{q_0}\right) dq' = \frac{q}{q_0^2} \exp\left(-\frac{q}{q_0}\right),$$

und allgemein

$$P_n(q) = \frac{q^{n-1}}{(n-1)! q_0^n} \exp\left(-\frac{q}{q_0}\right) \quad (5.3)$$

Ist die Photonenzahl konstant und niedrig genug gewählt, kann darüber hinaus die Wahrscheinlichkeit,  $m$  Photoelektronen zu generieren, mithilfe der *Poisson*-Verteilung in Abhängigkeit von der mittleren Photonenzahl  $\mu_\gamma$  beschrieben werden:

$$P(m, \mu_\gamma) = \frac{\mu_\gamma^m}{m!} \exp(-\mu_\gamma) \quad (5.4)$$

Kombiniert man diese Ausdrücke, so erhält man die Wahrscheinlichkeit, eine Ladung  $q$  bei

einer mittleren Photonenzahl  $\mu_\gamma$  zu beobachten:

$$\begin{aligned}
 P(q, \mu_\gamma) &= \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{\mu_\gamma^m \exp(-\mu_\gamma)}{m!} \right) \frac{q^{m-1}}{(m-1)! q_0^m} \exp\left(-\frac{q}{q_0}\right) \\
 &= \frac{1}{q_0} \sqrt{\frac{\mu_\gamma q_0}{q}} I_1 \left( 2\sqrt{\frac{\mu_\gamma q}{q_0}} \right) \exp\left(-\mu_\gamma + \frac{q}{q_0}\right)
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

Die Funktion  $I_1$  ist die modifizierte *Bessel*-Funktion erster Art. Zur Berechnung von Erwartungswert und Varianz bietet es sich allerdings an, die Reihendarstellung zu verwenden. Man findet

$$E(q, \mu_\gamma) = \mu_\gamma q_0 \quad \text{und} \quad V(q, \mu_\gamma) = 2\mu_\gamma q_0^2$$

Die gemessene Ladung  $Q$  ist idealerweise linear von der Verstärkung  $G$  abhängig, so dass man mit  $Q = G \cdot q$  den Zusammenhang zwischen Erwartungswert und Varianz schreiben kann als

$$V(q) = 2Gq_0 E(q) \quad \rightarrow \quad \frac{\partial V}{\partial E} = 2Gq_0 \tag{5.6}$$

Trägt man also die Varianz über dem Mittelwert der Verteilung auf, so erhält man eine Gerade, aus deren Steigung direkt die Verstärkung bestimmt werden kann.

In echten Messungen muss berücksichtigt werden, dass  $Q$  sich aus Sockel und Signal zusammensetzt. Als einfaches Modell für den Beitrag des Sockels zur Ladung kann eine *Gauß*-förmige Verteilung mit Mittelwert  $\mu_P$  und Varianz  $\sigma_P^2$  angenommen werden. Da sich Erwartungswert und Varianz für eine Kombination unabhängiger Zufallsgrößen additiv verhalten, gilt

$$E_{\text{kombiniert}}(Q) = G\mu_\gamma q_0 + \mu_P \quad \text{und} \quad V_{\text{kombiniert}}(Q) = 2G^2\mu_\gamma q_0^2 + \sigma_P^2$$

und äquivalent zu Gleichung (5.6) folgt

$$V(q) = 2Gq_0(E(q) - \mu_P) + \sigma_P^2, \tag{5.7}$$

so dass auch in diesem Fall aus der Steigung im  $E - V$ -Plot die Verstärkung ermittelt werden kann. Der besondere Reiz der Methode liegt darin, dass keinerlei Sockelkorrektur vorgenommen werden muss. Mittelwert und Varianz lassen sich direkt aus den aufgenommenen Ladungswerten berechnen. Durch Variation der an der LED anliegenden Spannung erhält man verschiedene  $\mu - \sigma^2$ -Wertepaare, die – wenn die in diesem Abschnitt angenommenen Modelle hinreichend gut sind und keine Sättigungseffekte auftreten – auf einer Geraden zu liegen kommen, deren Steigung die Verstärkung des PMTs bei der gewählten Spannung angibt. In Abbildung 5.9 ist das Ergebnis eines solchen Vorgehens für einen einzelnen R1408-Photomultiplier und eine feste Spannung bei verschiedenen LED-Intensitäten dargestellt.

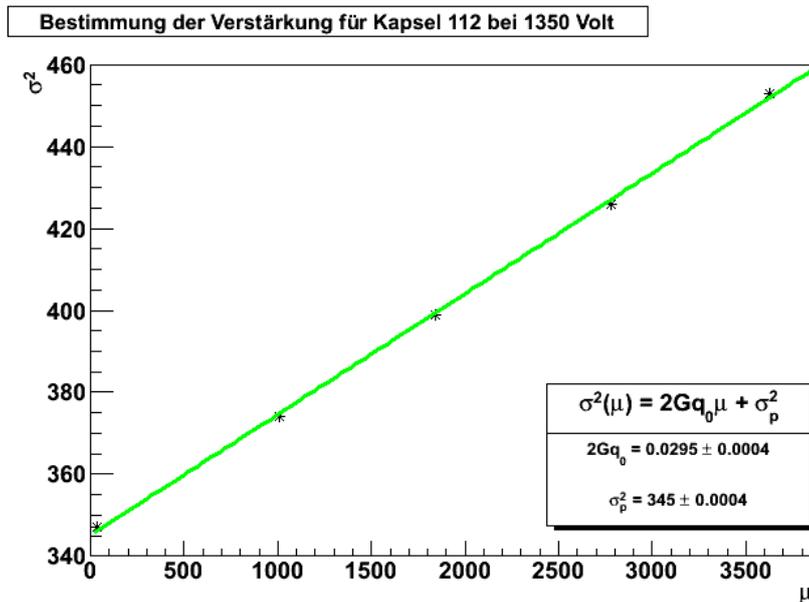


Abbildung 5.9.: Verstärkungsbestimmung für den R1408-Photomultiplier mit der Kapselnummer 112 aus Varianz  $\sigma^2$  und mittlerer QDC-Kanal  $\mu$ : Die Steigung der angefitzten Geraden ist direkt proportional zur Verstärkung (vgl. Gleichung (5.7)).

### 5.2.2. Die Kapselung der Photomultiplier

Um die Photomultiplier vom eigentlichen Vetovolumen zu trennen, wurden sie vollständig in Edelstahlkapseln mit einem PET-Sichtfenster eingeschlossen. Dies verhindert zum einen eine Verschmutzung des Szintillators im Fall einer Implosion eines der Photomultiplier, schützt darüber hinaus auch die Kunststoffkomponenten des Photomultipliers vor dem Szintillator und erleichtert schließlich die Montage. In Abbildung 5.10 ist ein Querschnitt durch eine solche Kapsel dargestellt. Auf die einzelnen Komponenten wird in den folgenden Abschnitten eingegangen. Die für die Herstellung angefertigten technischen Zeichnungen sind in Anhang A zu finden.

Kapselkörper und Kabelrohr wurden zu Beginn der Integration mit Aceton gesäubert, das Gewinde des Kabelrohrs dann mit dem Metallklebemittel EP42-HT2 der Firma Masterbond bestrichen und in den Körper eingeschraubt.

#### Die Außenhülle

Der Körper der Kapseln besteht aus V2A-Edelstahl. Er hat die Form eines Konus mit am schmalen Ende angeschweissten zylindrischen Becher. Das breitere Ende des Konus endet in einem Flansch, auf dessen Höhe später die Photokathode des eingebauten Photomultipliers

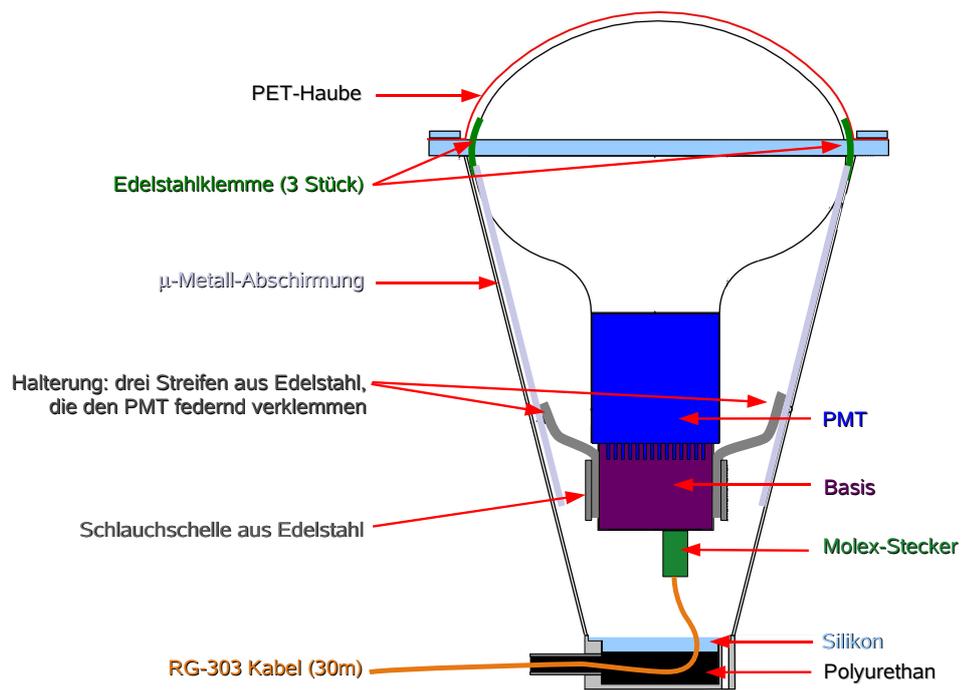


Abbildung 5.10.: Querschnitt durch einen gekapselten R1408-Photomultiplier: Das Kapselinnere ist im Endzustand mit Spektroskopieöl gefüllt, so dass nur eine kleine Luftblase verbleibt.

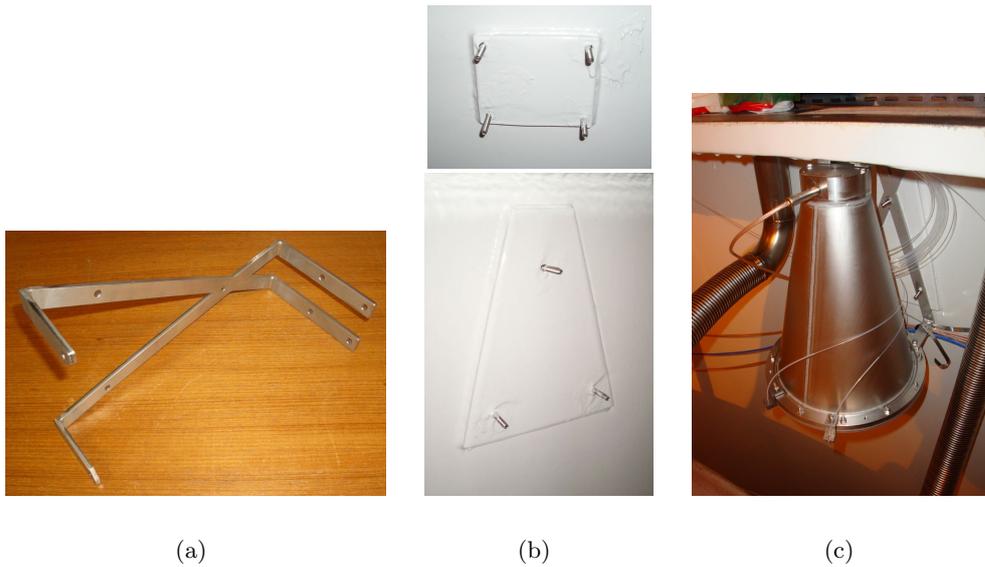


Abbildung 5.11.: Die Halterung der PMTs (a), die im Tank angeschweißten Gegenstücke (b) sowie ein montierter PMT (c)

beginnt. Eine transparente Haube aus PET, die von der Firma Schuechl Maschinenbau angefertigt wurde, schließt die Kapsel gegen die Außenwelt ab. Sie wird mit einem auf den Flansch geschraubten Metallring auf der Kapsel fixiert. Die Spannungsversorgung und das Abgreifen des Signals erfolgen über ein gemeinsames Kabel, das die Kapsel durch die Wandung des Bechers verlässt. Hierzu ist er mit einer Bohrung mit Innengewinde, in die ein V2A-Führungsrohr<sup>1</sup> eingeschraubt wird, versehen. Zusätzlich existieren zwei Löcher mit einem Durchmesser von 3 mm mit Innengewinde im Becherboden. Sie dienen später dazu, das Kapselinnere mit Öl zu füllen.

Für die Montage der Kapsel wird eine Halterung aus gekreuzten V2A-Stahlbändern verwendet, die an Schraubenlöchern im Becherboden und in Metallring und Flansch befestigt wird. Kapsel, loser Flansch und Halterung wurden bei der Raff + Grund GmbH in Auftrag gegeben. In Abbildung 5.11 sind die Halterung, das im Detektor fest installierte Gegenstück sowie ein vollständig montierter PMT zu sehen.

### Das $\mu$ -Metall-Schild

Da in Photomultipliern Elektronen durch statische elektrische Felder beschleunigt werden, um eine Ladungsvervielfältigung zu erreichen, werden sie in ihrer Funktion von magnetischen Feldern wie dem Erdmagnetfeld, die die Elektronenbahnen über die *Lorentz-Kraft*

<sup>1</sup>Zu- und Gewindeschnitt wurden von der Werkstatt der technischen Universität München übernommen.

beeinflussen, beeinträchtigt. Man kann diesem Phänomen entgegenwirken, indem eine Abschirmung aus geeigneten weichmagnetischen Materialien mit hoher Permeabilität um den zu schützenden Bereich eingebaut wird. Die magnetischen Feldlinien laufen dann bevorzugt durch die Abschirmung, wodurch die Feldstärke im Innenraum sinkt. Für die hier vorgestellten Kapselungen wurden zu diesem Zweck von der Firma Meca Magnetic hergestellte Koni aus sogenanntem  $\mu$ -Metall, einer Legierung aus 80 % Nickel, 15 % Eisen, 5 % Molybdän und Spuren von Silizium, Mangan und Kohlenstoff, verwendet, die an die Innenwand der Kapsel anliegen. Auch sie wurden vor dem Einbau mit Aceton gereinigt.

Um den Effekt dieser Abschirmung zu untersuchen, wurde im Rahmen eines dreitägigen Besuchs eine Reihe von Versuchen am CIEMAT in Madrid – ein ebenfalls am Double Chooz beteiligtes Institut – durchgeführt. Dort steht ein Aufbau aus drei gekreuzten *Helmholtz*-Spulenpaaren mit einem Durchmesser von über einem Meter zur Verfügung, in dessen Zentrum beliebige nahezu homogene Magnetfeldstärken und -richtungen bis zu  $200 \mu\text{T}$  eingestellt werden können. Eine passende mit einer LED ausgestattete lichtdichte Box, die einen eingekapselten Photomultiplier aufnehmen kann, sowie ein Caen V265 QDC VME Modul und ein regelbarer LED-Pulser vervollständigten die Hardware-Ausstattung. In den Messungen, in denen die LED Verwendung fand, war das Aufzeichnungsfenster vom LED-Pulser vorgegeben. Ein VME-Glasfaserverbindungsmodul von CAEN übertrug die Daten an den Ausleserechner, von dem aus alle Einstellungen sowie die Datenaufzeichnung mit einer LabView-Anwendung kontrolliert wurden. Als Testobjekte wurden einer der  $\mu$ -Metall-Koni sowie jeweils ein vollständig gekapselter R1408-Photomultiplier und ein ETL 9350-Photomultiplier, wie er im GERDA-Experiment Verwendung findet, mit nach Madrid gebracht. Für beide Photomultiplier wurde eine Double Chooz-Splitterbox verwendet (vgl. Schaltplan 5.5).

Zu Beginn jedes Versuchs wurde eine Demagnetisierung des Aufbaus vorgenommen, indem langsam ansteigender und dann wieder abfallender Wechselstrom durch die *Helmholtz*-Spulen geleitet wurde. Anschließend wurden die Ströme durch die Spulen auf Kompensation des Erdmagnetfeldes eingestellt. Die Demagnetisierung wurde im Verlauf der Messungen immer dann wiederholt, wenn ein Wechsel der Magnetfeldrichtung stattfand.

Das Verhältnis von erwartetem zu gemessenem Magnetfeld wird im Folgenden als **Abschirmfaktor**  $A_B$  bezeichnet und stellt die maßgebliche Größe zur Beurteilung des Abschirmeffekts dar.

Die ersten Tests wurden mit dem **gekapselten ETL-Photomultiplier** durchgeführt, wobei die Längsachse des PMTs parallel zur  $z$ -Achse des Aufbaus ausgerichtet wurde. Die angelegte Spannung betrug  $1510 \text{ V}$ , was einer Verstärkung von  $10^7$  entspricht. Zunächst wurde der QDC-Sockel bestimmt, indem die Verbindung von Pulser zu LED unterbrochen wurde. Dann wurde bei einer Einstellung der LED, die mehreren Photonen entspricht, für alle drei

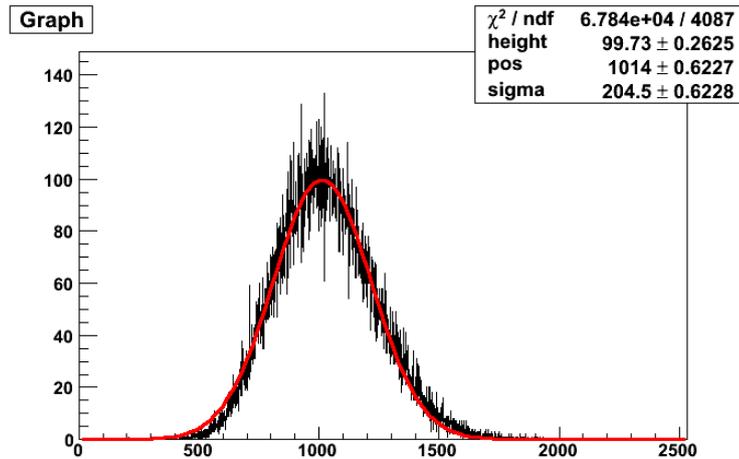


Abbildung 5.12.: QDC-Histogramm für den ETL-Photomultiplier in einem  $150 \mu\text{T}$ -Feld in  $z$ -Richtung. Die LED wurde im Mehrphotoelektronenbereich betrieben und legte das Aufnahme Fenster fest. Die Verstärkung des Photomultipliers betrug  $10^7$ . Das Maximum der angefitzten *Gauß*-Funktion wurde zur Bestimmung des Magnetfeldeinflusses verwendet.

Raumrichtungen bei  $0, 2,5, 5, 7,5, 10, 15$  und  $20 \mu\text{T}$  jeweils  $4000$  LED-Pulse mit dem QDC aufgezeichnet. Zwischen zwei Serien wurde der Aufbau bei Nullfeld demagnetisiert.

In Abbildung 5.12 ist das Ergebnis einer solchen Messung exemplarisch wiedergegeben. An Sockel und Signalmaximum wurde zur Auswertung eine Gauß-Funktion angepasst und die Differenz dieser beiden Werte für alle Feldstärken in ein Diagramm eingetragen. Man erhält so für alle drei Raumrichtungen die Graphen in Abbildung 5.13, die die Verluste an Signalverstärkung in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld beschreiben. Es ist unmittelbar einsichtig, dass das Feld in  $z$ -Richtung einen wesentlich stärkeren Einfluss ausübt, da es durch die Öffnungen der Abschirmung eintreten kann und somit deutlich schwächer abgeschirmt wird. Man erkennt außerdem, dass der Aufbau der Photomultiplier nicht rotationssymmetrisch ist, da Magnetfelder in  $x$ - und  $y$ -Richtung unterschiedlich starke Beeinträchtigungen zur Folge haben.

Dieselben Messungen wurden für den **gekapselten R1408-Photomultiplier** wiederholt. Die hierbei angelegte Spannung betrug  $1500 \text{ V}$ , um dieselbe Verstärkung von  $10^7$  zu erreichen. Das resultierende Diagramm der Signalstärke relativ zum Nullfeld ist in Abbildung 5.14 gezeigt.

Die **Feldstärke entlang der Symmetrieachse eines der  $\mu$ -Metall-Koni** wurde bei Magnetfeldern von null bis  $200 \mu\text{T}$  parallel zur Symmetrieachse vermessen, um die Abschirm-

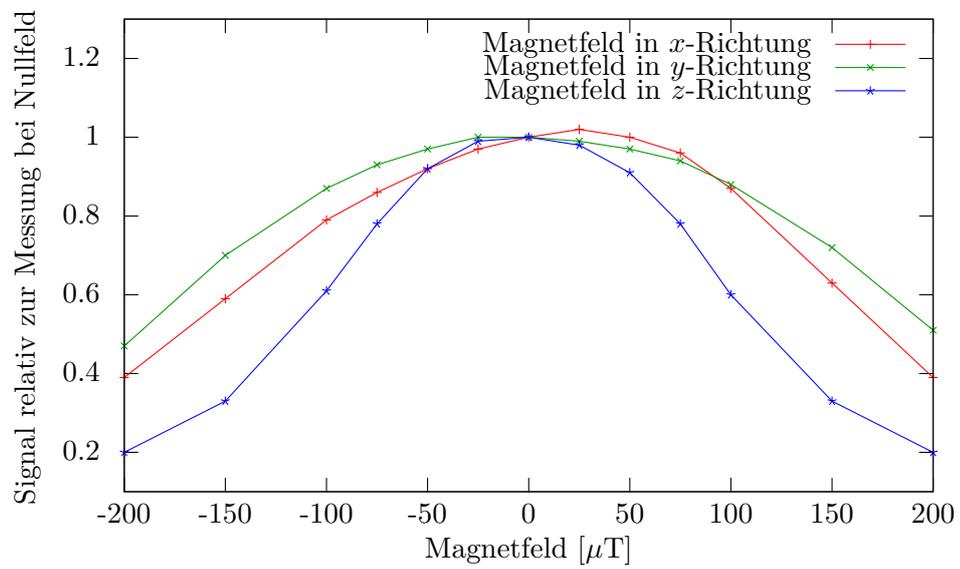


Abbildung 5.13.: Signalstärke relativ zum Nullfeld für den ETL-Photomultiplier für Magnetfelder verschiedener Stärken in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung. Die PMT-Achse verläuft längs der  $z$ -Richtung.

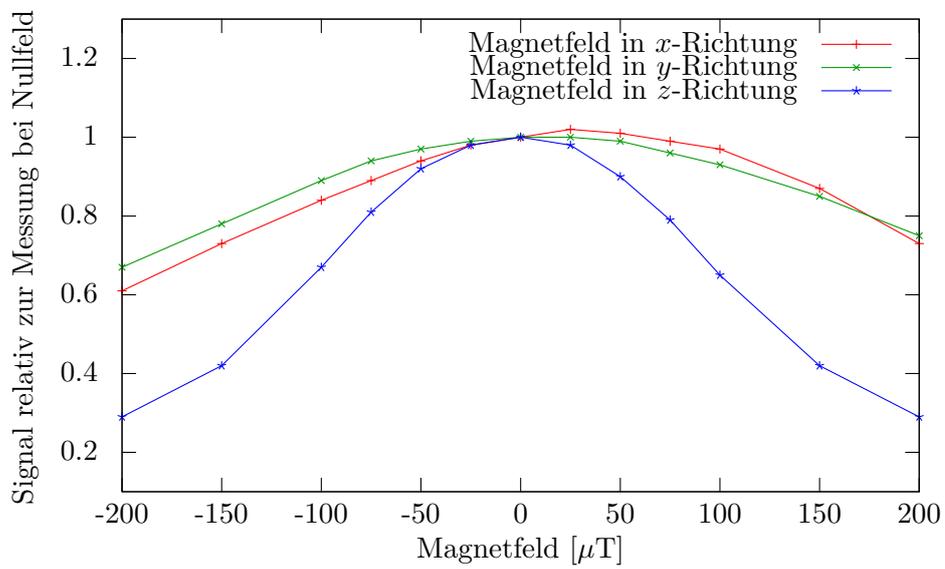


Abbildung 5.14.: Signalstärke relativ zum Nullfeld für den R1408-Photomultiplier für Magnetfelder verschiedener Stärken in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung. Die PMT-Achse verläuft längs der  $z$ -Richtung.

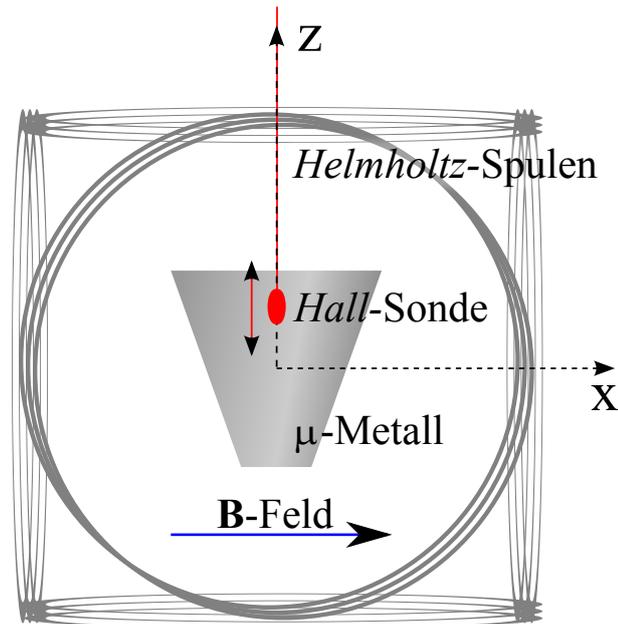


Abbildung 5.15.: Aufbau zur Messung des Abschirmfaktors entlang der Symmetrieachse des  $\mu$ -Metallkonus für ein variables Feld in  $x$ -Richtung

effektivität zu bestimmen. Der  $\mu$ -Metallkonus wurde im Zentrum der Anordnung so aufgestellt, dass seine Symmetrieachse entlang der  $z$ -Achse des Aufbaus wies, mit dem breiteren Ende nach oben. Die *Hall-Sonde* wurde 3 cm innerhalb des Konus, vom breiten Ende aus gemessen, auf der  $z$ -Achse positioniert. Der für das in  $x$ -Richtung anliegende Magnetfeld verantwortliche Strom wurde dann in Schritten erhöht, die im leeren Aufbau zu einer Erhöhung des Magnetfeldes um  $4 \mu\text{T}$  geführt hätten, bis zu einer Stromstärke, die  $200 \mu\text{T}$  im leeren Aufbau entspricht. Eine Skizze des Versuchsaufbaus ist in Abbildung 5.15 zu finden, die Resultate sind in Abbildung 5.16 wiedergegeben. Offensichtlich steigt der Abschirmfaktor mit steigendem Magnetfeld und bewegt sich für Feldstärken im Bereich des Erdmagnetfeldes (etwa  $50 \mu\text{T}$ ) ein wenig oberhalb von fünf.

Im nächsten Schritt wurde ein **festes Magnetfeld in  $x$ -Richtung** eingestellt und die Position der *Hall-Sonde* entlang der  $z$ -Achse variiert. Im leeren Aufbau betrug die Feldstärke hierbei  $100 \mu\text{T}$ . Abbildung 5.17 zeigt die erhaltenen Abschirmfaktoren. Negative Abszissenwerte entsprechen hierbei Positionen außerhalb des  $\mu$ -Metallkonus. Wie zu erwarten war, steigt der Abschirmfaktor mit zunehmender Entfernung vom Rand an, ebenso steigt er mit fallendem Radius, weshalb die gemessene Verteilung asymmetrisch um den maximalen Abschirmfaktor bei  $z = 12,5 \text{ cm}$  ist. Erwähnenswert ist, dass der Abschirmfaktor auch bis zu

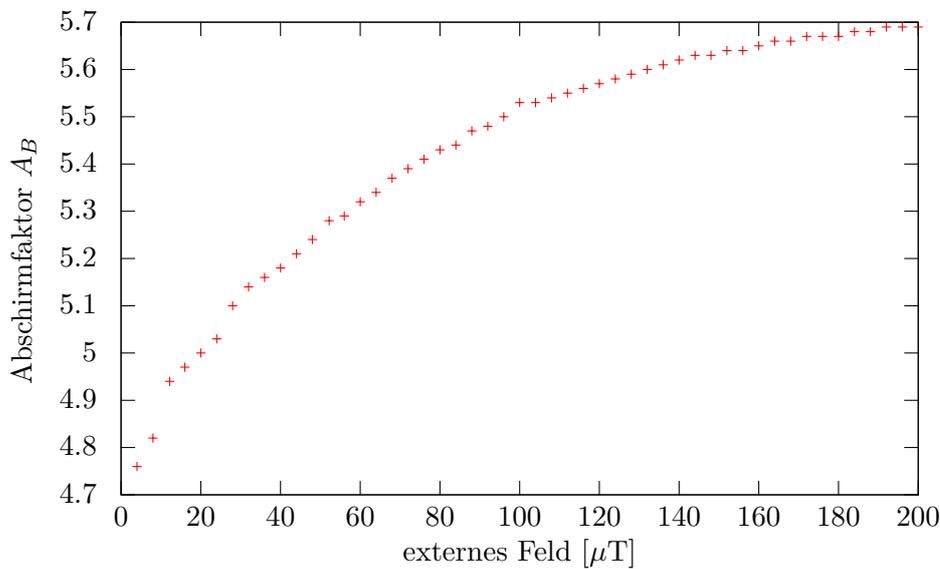


Abbildung 5.16.: Der Abschirmfaktor in Abhängigkeit vom externen Feld in  $x$ -Richtung für eine feste Position auf der  $z$ -Achse, 3 cm unterhalb des breiten Endes des  $\mu$ -Metall-Konus

4 cm außerhalb des  $\mu$ -Metalls noch knapp zwei beträgt.

Aus den Tests der beiden Photomultiplier wird deutlich, dass ein in  $z$ -Richtung anliegendes Magnetfeld den stärksten Effekt hervorruft, was bei einer hauptsächlich in  $z$ -Richtung verlaufenden Beschleunigung der Photoelektronen zunächst unerwartet ist, durch die Form des  $\mu$ -Metalls aber hinreichend zu erklären ist. Im reinen Erdmagnetfeld, das in Chooz in etwa unter  $\theta \approx 25^\circ$  zur Senkrechten verläuft, wären für den R1408-Photomultiplier Signalstärkeverluste von ungefähr 10% zu erwarten. Messungen im fertiggestellten Vetotank [Cribier und de Kerret, 2009] zeigen, dass die tatsächlichen Feldstärken größtenteils deutlich unter dem Erdmagnetfeld liegen. Eine Ausnahme bildet der Deckel des Vetotanks, an dem stellenweise Feldstärken über  $100 \mu\text{T}$  in 5 cm Entfernung zur Oberfläche gemessen wurden. Am Deckel selbst sind aber keine Photomultiplier angebracht, so dass ihre typische Entfernung zu ihm eher bei etwa 20 bis 30 cm liegt. In diesen Distanzen liegt das Maximum der Feldstärke bei  $70 \mu\text{T}$ , was im ungünstigsten Fall einem Verlust von 20% Signalstärke entspricht.

Für die Effizienz des Vetos sind Verluste dieser Größenordnung bei einzelnen Photomultipliern von untergeordneter Bedeutung. Betrachtet man dagegen den Gesamteffekt auf alle Photomultiplier bei Erdmagnetfeld, was einem Signalstärkeverlust von etwa 10% entsprechen würde, so findet man aus den Monte-Carlo-Daten eine Verschlechterung der Veto-Effizienz

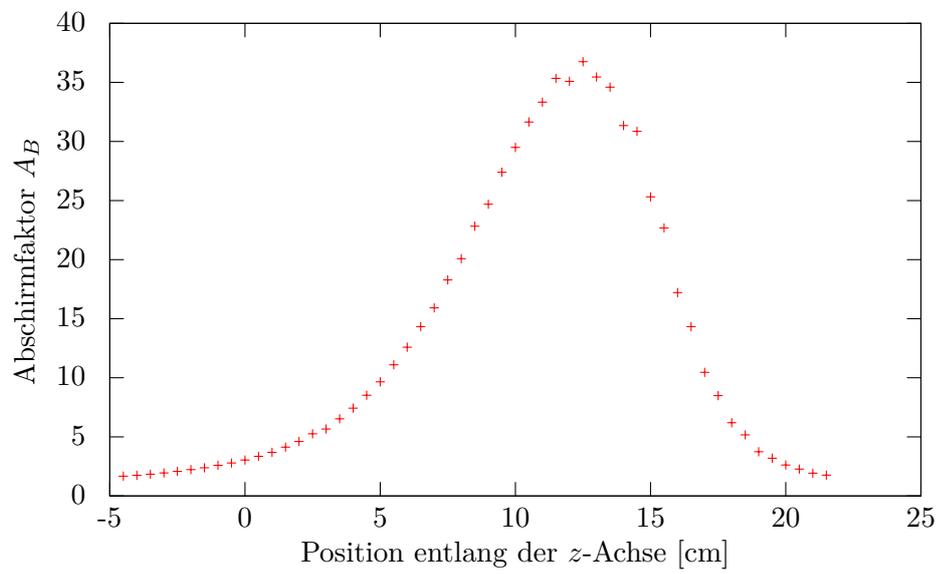


Abbildung 5.17.: Der Abschirmfaktor in Abhängigkeit von der Position der *Hall*-Sonde in  $z$ -Richtung für eine festes Feld in  $x$ -Richtung. Ohne  $\mu$ -Metall-Konus betrug die Feldstärke im Aufbau  $100 \mu\text{T}$ .

in ähnlicher Größenordnung in den Beiträgen durch nichtmarkierte myoninduzierte Ereignisse, was in Summe zu einer Erhöhung der erwarteten Untergrundrate von etwa 5% führen würde.

Die aus von PMT zu PMT verschiedenen Magnetfeldern resultierende Verschlechterung der Energierekonstruktion spielt für das Veto prinzipiell keine Rolle, da keine Energierekonstruktion vorgesehen ist.

Das unterschiedliche Verhalten beider Multiplier gegenüber Feldern in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung ist bauartbedingt - die Dynodenstruktur und damit die Feldverteilung im Inneren ist nicht rotationsinvariant bezüglich der  $z$ -Achse.

Ohne eine Messung bei nichtgekapseltem Photomultiplier oder in  $z$ -Richtung verlaufendem Feld ist der Effekt der  $\mu$ -Metallabschirmung letztendlich nicht zu quantifizieren. Die Messungen am  $\mu$ -Metall selbst legen nahe, dass der Abschirmeffekt im Bereich der Photokathode gering ist ( $A_B \approx 2 - 3$ ), während die hohen Abschirmfaktoren im Dynodenbereich keine wesentliche Rolle spielen. Auf der anderen Seite zeigt beispielsweise Abbildung 5.14, dass bereits - vernachlässigt man hier einmal die Abhängigkeit des Abschirmfaktors vom externen Feld - eine Verdoppelung des Magnetfeldes zu einem Verlust von 20% führen kann. Eine Verlagerung der Abschirmung weiter nach vorne, über die Photokathode hinaus ist mit der gewählten Bauform der Kapseln nur schwer zu vereinbaren. Darüber hinaus verengt eine zylindrische Geometrie, wie sie im inneren Detektor realisiert ist, den Sichtbereich des Photomultipliers, was im Veto aufgrund der geringen PMT-Anzahl und hohen Segmentierung unerwünscht ist.

## Verkabelung

Die Kabel aller Photomultiplier - teflonummantelte Koaxialkabel nach dem RG303-Standard, bezogen von der Firma Elspec - wurden auf 30 m Länge ausgelegt, um die selben Signallaufzeiten für alle PMTs sicherzustellen. Dabei sind 30 m die Länge des längsten Kabelpfades im inneren Veto (vgl. auch das in Abbildung 5.28 wiedergegebene Kabelpfaddesign), plus einer Sicherheitsmarge von 3 m. An die von der Universität Drexel nach dem in Abbildung 5.4 gezeigten Schaltplan gefertigten Photomultiplier-Basen werden die Kabel mithilfe eines Steckers angebracht. Dazu wird zunächst das Kabelende durch das Kabelrohr der Kapsel gefädelt, dann wie in Abbildung 5.18 gezeigt abisoliert, und an Schirm und Leiter ein einadriges Kabel angelötet. Diese beiden einadrigen Kabel werden dann mithilfe einer Krimpzange am verwendeten Stecker vom Typ Molex Sabre befestigt. Das Gegenstück des Steckers ist bereits fest auf der Basis angebracht. In Abbildung 5.19 ist das vorbereitete Kabel einzeln und auf die Basis aufgesteckt zu sehen.

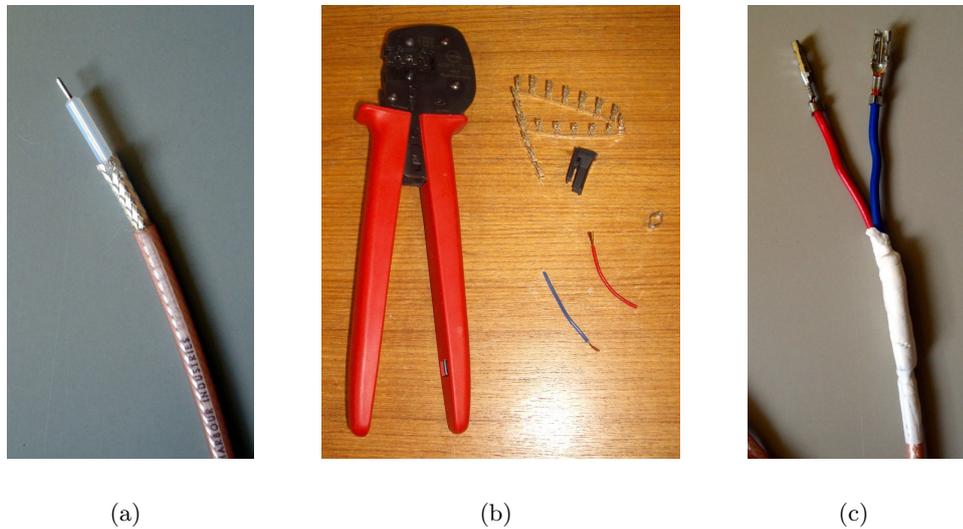


Abbildung 5.18.: Vorbereitung eines PMT-Kabels zum Anbringen des Steckers: abisoliertes Kabel (a), benötigte Werkzeuge und Materialien (b) sowie Kabel vor dem Anbringen des Steckers (c)

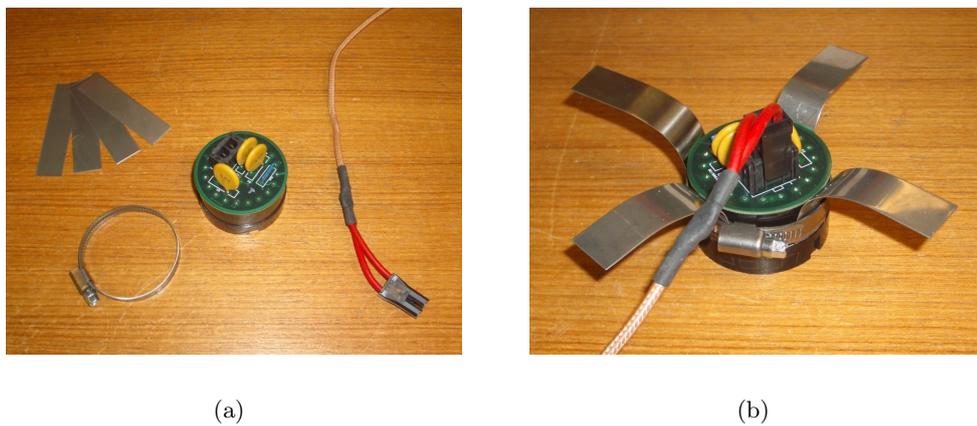


Abbildung 5.19.: Basis, Halterungskomponenten und Kabel mit Stecker (a) und Basis mit aufgestecktem Kabel (b)

### Das Einrichten der PMT-Höhe

Da die Gesamthöhe der Photomultiplier herstellungsbedingt um bis zu zwei Zentimeter schwanken kann, muss die Basis individuell für jeden PMT im Kapselkörper positioniert werden, um einen konstanten Abstand von Photokathode zu PET-Fenster zu erreichen. Dazu wird zunächst das Kabel durch die Kabelröhre am Becher gezogen, eine Schlauchklemme als Abstandshalter aufgefädelt, dann der Stecker angebracht und die Schlauchklemme in etwa 20 cm Entfernung zum Stecker fixiert. Zu Testzwecken wird der Stecker auf die Basis gesteckt, so dass mit einem Durchgangsprüfer die korrekte Verbindung der Komponenten sichergestellt werden kann.

Mit Hilfe einer V2A-Schlauchklemme werden dann vier etwa 2 cm breite und 8 cm lange Streifen aus 0,5 mm dickem V2A-Stahl so an der Basis befestigt, dass sie in Richtung des Steckers (also weg vom Photomultiplier) überstehen. Die vier Streifen werden entweder vor oder nach dem Anbringen an der Basis in eine leichte U-Form gebogen, so dass die Öffnung des Us in Richtung des PMTs zeigt. Die  $\mu$ -Metall-Abschirmung wird nach einer letzten Reinigung mit Aceton in die Kapsel eingelegt. Der einzukapselnde Photomultiplier wird auf die vorbereitete Basis gesteckt und in einer lichtdichten Kammer unter Hochspannung getestet. Nach einem erfolgreichen Test wird er mit drei Klebepunkten in der Basis fixiert, anschließend wird flüssiges Polyurethan (UR5041 der Firma Electrolube) in die Kapsel geschüttet, bis das Kabelrohr vollständig bedeckt ist. Dann wird unter Zug am Kabel der PMT samt Basis in die Kapsel gedrückt. Dabei werden die Edelstahlhaltestreifen weiter gebogen, bis der Photomultiplier gerade so tief sitzt, dass die PET-Haube auf die Kapsel aufgesetzt werden kann. Der Zug am Kabel wird aufrechterhalten, bis die am Kabel befestigte Schlauchschelle innen am Kabelrohr anliegt. Mit Hilfe dreier mit Schrumpfschlauch überzogener und vorgebogener Halteklammern, die hinter dem  $\mu$ -Metall festgeklemmt werden, wird der PMT an seinem oberen Ende im Zentrum des oberen Flansches sowohl gegen seitliche Bewegung wie auch gegen ein mögliches Aufschwimmen fixiert. Nun muss das Polyurethan etwa einen Tag aushärten, bevor die Kapsel weiter bearbeitet werden kann. In Abbildung 5.20 sind die verschiedenen in diesem Abschnitt vorgestellten Stadien des Einkapselungsprozesses auf Fotos wiedergegeben.

### Silikon gießen und Vorfüllen

Nach dem Aushärten des Polyurethans wird eine Schicht Silikongel aufgebracht, um das Polyurethan vom später den Innenraum ausfüllenden Spektroskopieöl 161403-208L von Sigma Aldrich zu trennen. Dies erscheint notwendig, da bei dem verwendete Polyurethan nach Kontakt mit verschiedenen Ölsorten (nicht aber dem verwendeten Spektroskopieöl!) starkes Aufquellen beobachtet wurde. In der Praxis wird so lange das aus zwei Komponenten anzu-

**Kapitel 5.** | *Herstellung der Komponenten und Integration des Myon-Vetos für den fernen Detektor*

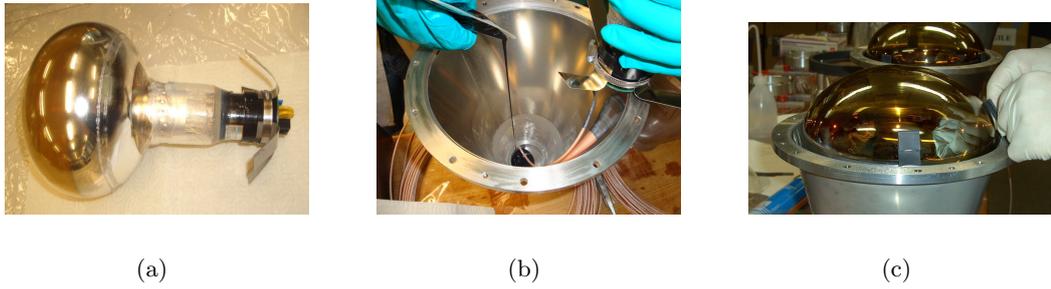
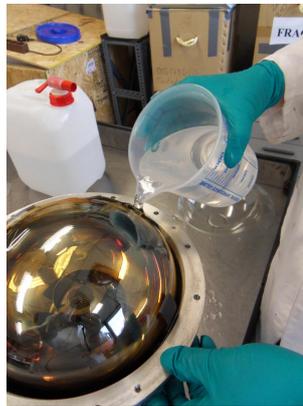


Abbildung 5.20.: PMT mit Basis und Haltestreifen, Kapsel mit  $\mu$ -Metall und PMT während des Polyurethan-Gießens, und Installieren der oberen Halteklammern



(a)

Abbildung 5.21.: Vorfüllen der noch offenen Kapsel mit Öl

mischende Silikongel SilGel 612 von Wacker am PMT vorbei in die Kapsel gegossen, bis es aus den Ölfüllöffnungen läuft. Nach etwa einem halben Tag ist der Bindeprozess des Silikons abgeschlossen. Nun werden die Ölfüllöffnungen mit Schrauben verschlossen und die Kapsel wird mit Spektroskopieöl bis etwa 2 – 3 cm unter ihrem Rand von oben mit Bechergläsern vorgefüllt. Auf diese Weise kann der größte Teil des benötigten Öls (in Summe etwa 3 Liter) in sehr kurzer Zeit in die Kapsel eingebracht werden. Etwaige Silikon- und Ölreste werden danach sorgfältig vom oberen Rand der Kapsel entfernt, um im nächsten Schritt eine dichte Versiegelung gewährleisten zu können.



(a)



(b)

Abbildung 5.22.: Versiegelung des oberen Flansches: Aufbringen des Silikons auf den Flansch und Glättstreichen des Silikons vor dem Verschrauben mit dem losen V2A-Ring

### Verschluss der Kapsel und Versiegelung

Auf den sauberen Flansch am oberen Ende der Kapsel wird handelsübliches transparentes Bausilikon der Firma Globus aufgetragen. Nach gründlicher Reinigung mit Isopropanol wird die PET-Haube aufgesetzt, angepresst (durch vorsichtiges Glättstreichen stellt man sicher, dass ein durchgehender Silikonfilm entsteht) und kontrolliert, dass sich die Silikonmasse gleichmäßig und ohne Lücke zwischen PET und Metall verteilt hat. Im Anschluss setzt man den mit Aceton gereinigten losen Ringflansch auf die PET-Haube und verschraubt ihn mit einem maximalen Drehmoment von 10 Nm mit zwölf V2A Schrauben der Größe M6 und den dazugehörigen Muttern. Dabei ist darauf zu achten, dass die PET-Haube nicht von eventuell überstehenden Kanten der Klammern beschädigt werden kann. Die Kapsel wird dann grob gereinigt, um nach außen gedrücktes Silikon zu entfernen und prüfen zu können, ob Öl aus den Verschraubungen an der Kapselunterseite tritt.

In diesem Zustand wird die Kapsel einen Tag stehen gelassen, um das Trocknen des Silikons zu gewährleisten.

### Befüllung mit Öl

Im letzten Schritt wird die Kapsel vollends mit dem Spektroskopieöl gefüllt. Zu diesem Zweck wird die Kapsel gedreht, so dass die PET-Haube nach unten weist, in speziell dafür ausgelegten Halterungen abgestellt und die im Boden des Steckerbechers befindlichen Füllöffnungen wieder geöffnet. Durch sie wird unter wiederholtem Füllen, Drehen und Schütteln Öl eingefüllt, bis sich keine oder nur noch eine sehr kleine Luftblase zeigt. Die Kapsel wird dann mit PET-Haube nach unten einen Tag stehen gelassen, am nächsten Tag wird die Größe der Luft-



Abbildung 5.23.: Verpackter PMT

blase kontrolliert und gegebenenfalls nachgefüllt. Zuletzt wird ein Pfropfen Silikon in jede der Ölfüllöffnungen gedrückt, und beide werden mit einer V2A-Schraube verschlossen. Anschließend wird die Kapsel mit Seifenwasser und Isopropanol gereinigt, nochmals unter Lichtabschluss mit angelegter Hochspannung getestet und schließlich für den Transport gut gepolstert verpackt.

### 5.2.3. Montage und Anschluss von Photomultipliern und Glasfasern

Da die Eigenschaften des Vetos – wie single-Rate und insbesondere optische Werte des Szintillators – durch Verunreinigungen verschlechtert werden können, und speziell für die weiter innen liegenden Volumen des Detektors die Reinheitsanforderungen um mehrere Größenordnungen über denen des Vetos liegen, wurde ein vollständiger **Sauberkeitsplan** für alle Stufen des Einbaus von einer Arbeitsgruppe ausgearbeitet, in der jeder Teilbereich des Experimentes vertreten war. Im Fall des inneren Vetos wurde für die erste Einbauphase der Aufbau eines **Reinraumzeltes** über der Detektorgrube in Kombination mit mit Luftfiltern versehener Ventilation vorgesehen, um die Grube selbst nach einer ersten Säuberung so rein wie möglich zu halten. Ein zweites Reinraumzelt (Entwurf und Beschaffung durch die Universität Tübingen im Rahmen dieser Arbeit) stand für die letzten Tests der einzubauenden Komponenten und als Lager- und Umkleibereich zur Verfügung. Abbildung 5.24 gibt einen Grundriß des Labors mit den verschiedenen Bereichen wieder. Arbeiten in den Reinraumzelten wurden ausschließlich in Tyvekanzug mit Haarnetz, Handschuhen und Schuhüberzug durchgeführt. Zelte und Vorplatz wurden täglich mit einem Reinraumstaubsauger gesaugt. Für das Auf-

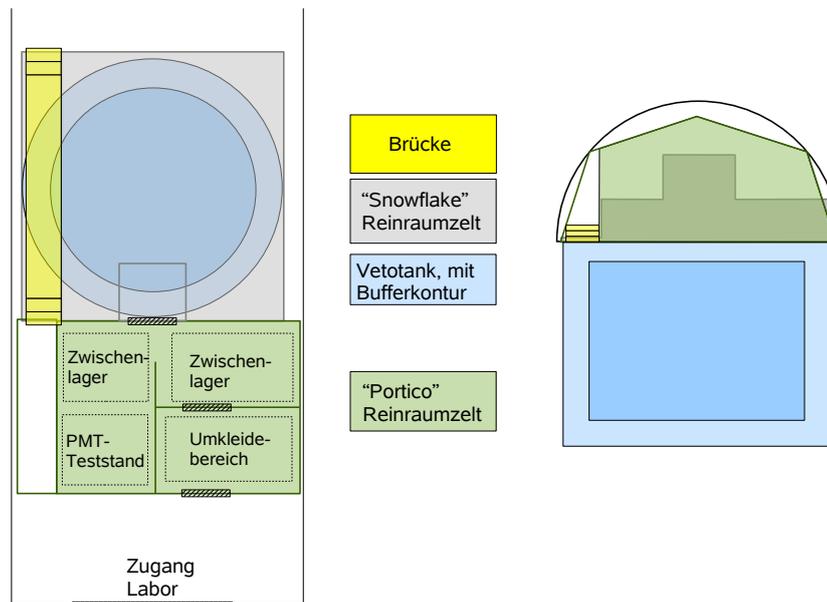


Abbildung 5.24.: Flächennutzungsplan des Labors zum Zeitpunkt des Einbaus im inneren Veto

stellen der Reinraumzelte, die Installation der Boden- und Seitenphotomultiplier inklusive Kabelverlegung und das Ziehen der Kalibrationsglasfasern sowie abschliessende Funktionstests waren zwei Wochen Arbeitszeit mit durchschnittlich acht Arbeitern eingeplant, was trotz zusätzlich notwendiger Zeit für die Demontage von Zelten und Gerüst am Ende der Arbeiten ausreichend war.

### Vorbereitungen und Tests

Alle Photomultiplier und ihre Kabel wurden nach Einkapselung und bestandenen Funktionstests in Tübingen mit Isopropanol gereinigt und in zwei dicht verschlossene Kunststoffsäcke verpackt, um dann in mit Schaumstoff gepolsterten Kartons im Januar 2009 mit einer Spedition nach Chooz verschickt zu werden. Dort wurden sie im klimatisierten Zugangstunnel zur Detektorhalle in ihren Kartons auf mit Plastikfolie abgedeckten Paletten gelagert. Die erste Phase der Installation begann unmittelbar nach dem Streichen des Veto-Tanks und der Installation der Splitterboxen und umfasste in Summe 54 Photomultiplier. Nachdem im Vorfeld eine gründliche Reinigung des gesamten Labors durchgeführt, ein Gerüst in der Grube installiert und die Reinraumzelte aufgebaut waren, wurde jeder einzelne Photomultiplier ausserhalb des Arbeitszeltes aus dem Karton und dem äußeren Sack genommen und in das

Arbeitszelt übergeben. Innen wurde der innere Sack geöffnet und der Photomultiplier in dem aus Tübingen nach Chooz transportierten Teststand auf seine Funktionstüchtigkeit getestet, indem er über mindestens 15 Minuten im Dunklen an Hochspannung betrieben und seine Dunkelrate aufgezeichnet wurde. Im letzten Schritt wurde der innere Sack entfernt, bevor der Photomultiplier zur Installation in das Grubenzelt gereicht wurde. Da die zweite Installationsphase erst nach dem Schliessen des Buffer-Tanks durchgeführt wurde und das Labor zwischenzeitlich auf eine angemessene Reinraumklasse aufgerüstet wurde, konnte für sie auf den Aufbau der Reinraumzelte verzichtet werden, ebensowenig war ein Gerüst von Nöten, weil nur noch auf dem Bufferdeckel und am oberen Rand des Vetos gearbeitet wurde. Während der Vor-Ort-Tests wurden einige PMTs aus verschiedenen Gründen aussortiert (vgl. etwa [White, 2009]). Bei einem PMT wurde eine deutlich zu geringe Verstärkung beobachtet, zwei weitere zeigten im Post-Installationstest keine Signale und wurden ausgetauscht. Ein PMT wies eine hohe und im Laufe der Zeit ansteigende Dunkelrate auf. Zurückgestellt wurden auch drei Kapseln, die außen ölig waren und daher als eventuell undicht angesehen werden mussten, sowie fünf Kapseln, in denen ein oder mehrere Silikonreste frei im Öl schwammen.

## **Installation**

Zur Halterung der Kabel der Photomultiplier waren zum einen die Edelstahlhalterungen der Kapseln selbst und zum anderen am Tank angeschweisste Griffe vorgesehen. Um die Kabel am oberen Ende des Detektors, vor ihrem Austritt durch den jeweiligen Flansch, sauber verlegen zu können, obwohl die Installation der Photomultiplier der oberen zwei Ringe erst nach dem Schließen des Buffers im Herbst 2009 erfolgte, wurden an die PMT-Plätze unter den vier verwendeten Flanschen jeweils eine leere PMT-Halterung geschraubt, an der die Photomultiplierkabel provisorisch befestigt wurden.

Zunächst wurden die zwölf PMTs des Seitenrings installiert, indem sie in ihrer Halterung mit drei Edelstahlmuttern an die dafür vorgesehenen Befestigungsplatten an der Tankwand geschraubt wurden. Ebenso wurde mit den 24 Photomultipliern des äußeren und den 18 Photomultipliern des inneren Rings am Boden verfahren. Dann wurden die Kabel der Photomultiplier entsprechend dem in Abbildung 5.28 abgedruckten **Verlegungsplan** verlegt und mit Edelstahlkabelbindern an den PMT-Halterungen entlang ihres Pfades sowie den Haltegriffen der Tankwand fixiert. Wie bei der Installation der Photomultiplier wurde auch hier mit dem Seitenring begonnen. Sobald ein Kabel den Austrittsflansch erreicht hatte, wurde es durch diesen hindurch gefädelt, im Kabelkanal um die Grube geführt und bis unter den Beginn des entlang der Laborwand verlaufenden Hauptkabelkanals geführt. Dort wurde das Restkabel dann aufgewickelt und bis zur weiteren Verlegung gelagert. Die Flansche, wie sie in Abbildung 5.29 dargestellt sind, wurden von *H. Tabata* von der Tohoku Universität in Sen-

dai, Japan, entworfen, ebenso wie die für den inneren Detektor verwendeten und prinzipiell ähnlich aufgebauten Flansche. Für die Kabel und Glasfasern des inneren Vetos werden sechs der 48 in den Veto-Tank eingebauten Flansche verwendet. Abbildung 5.27 zeigt die für das Veto verwendeten Flansche und definiert die Bezeichnungen der PMT-Positionen und ihre Lage bezüglich des definierten Koordinatensystems. Die Flansche selbst bestehen aus zwei ineinandergreifenden Scheiben mit einem Zwischenraum, der zur luftdichten Versiegelung aller Durchlässe vor dem Füllen des Detektors mit einem Epoxidharz ausgegossen wird.

Die Installationsphase II der Tübinger Gruppe umfasste die Montage der VM2000-Folie in zwei jeweils eintägigen Schritten und ist in Kapitel 5.5 beschrieben.

Nach Installation und Schliessen des inneren Detektors wurden die oberen zwei Photomultiplier-Ringe in der einwöchigen Einbauphase III montiert. Da der Deckel des Buffer-Tanks mit 3 mm Materialstärke und den an seiner Unterseite montierten PMTs des inneren Detektors nicht ganzflächig betreten werden konnte, musste eine bewegliche Plattform konzipiert werden, die auf den Versteifungen des Bufferdeckels auflag. Aus Gewichtsgründen entschieden wir uns für eine Arbeitsfläche aus gelochtem Aluminium, wie sie z.B. im Brückenbau verwendet wird. Holz schied aufgrund von Sauberkeitsüberlegungen als leichte Alternative aus. Berücksichtigte man die verschiedenen auf dem Bufferdeckel verlaufenden Rohre von Füllstandskontroll-, Kalibrations- sowie Füllsystemen, so wurde es außerdem notwendig, eine zweite, sehr schmale Plattform für zwei besonders enge Stellen vorzubereiten, wie in Abbildung 5.25 veranschaulicht. In Abbildung 5.26 ist der Einbau fotografisch dokumentiert. Die Plattformen weisen an einem Ende Haken auf, die in die T-förmigen Versteifungen des Bufferdeckels eingehängt werden und ein nach-außen-Rutschen verhindern. Am anderen Ende sind Füße aus Kunststoff angebracht, die am ebenfalls verstärkten Rand des Bufferdeckels aufliegen

Die Konfiguration der Photomultiplier nach Abschluss aller Installationsarbeiten ist in Tabelle 5.2 und den Abbildungen 5.30, 5.31 und 5.32 zusammengefasst.

Tabelle 5.2.: Daten der verbauten Veto-Photomultiplier: Position nach der Skizze in Abbildung 5.27, Kapselnummer, Ort und Ausrichtung sowie Kabelflansch, Triggergruppe und nominelle Hochspannung für eine Verstärkung von  $10^7$  sind aufgeführt.

Position	Kapsel	Ring	Orientierung	Flansch	Gruppe	HV [V]
390	900	außen oben	innen	12	1	1405
391	71	außen oben	unten	12	5	1422
392	154	außen oben	innen	12	1	1464
393	151	außen oben	unten	12	6	1461
394	124	außen oben	innen	12	2	1367

**Kapitel 5.** | *Herstellung der Komponenten und Integration des Myon-Vetos für den fernen Detektor*

Position	Kapsel	Ring	Orientierung	Flansch	Gruppe	HV [V]
395	213	außen oben	unten	12	7	1463
396	215	außen oben	innen	36	3	1479
397	26	außen oben	unten	36	8	1383
398	214	außen oben	innen	36	3	1490
399	63	außen oben	unten	36	9	1492
400	75	außen oben	innen	36	4	1442
401	62	außen oben	unten	36	10	1422,61
402	130	innen oben	innen	12	0	1368,35
403	133	innen oben	außen	12	1	1447,55
404	136	innen oben	innen	12	0	1299,88
405	105	innen oben	außen	12	2	1420,78
406	120	innen oben	innen	12	0	1422,45
407	118	innen oben	außen	12	2	1510,45
408	134	innen oben	innen	36	0	1321,67
409	131	innen oben	außen	36	3	1356,93
410	109	innen oben	innen	36	0	1553,98
411	108	innen oben	außen	36	4	1322,18
412	140	innen oben	innen	36	0	1375,2
413	137	innen oben	außen	36	4	1342,68
414	121	seitlich	oben	4	10	1409,7
415	147	seitlich	unten	4	5	1526,26
416	112	seitlich	oben	4	5	1370,12
417	122	seitlich	unten	20	6	1461,35
418	129	seitlich	oben	20	6	1582,1
419	208	seitlich	unten	20	7	1431,06
420	117	seitlich	oben	28	7	1347,71
421	141	seitlich	unten	28	8	1498,88
422	139	seitlich	oben	28	8	1328,99
423	127	seitlich	unten	44	9	1451,85
424	114	seitlich	oben	44	9	1393,6
425	126	seitlich	unten	44	10	1417,32
426	144	außen unten	innen	4	16	1548,98
427	212	außen unten	oben	4	10	1371,03
428	145	außen unten	innen	4	11	1535,48
429	101	außen unten	oben	4	5	1406,53
430	128	außen unten	innen	4	11	1461,14

Position	Kapsel	Ring	Orientierung	Flansch	Gruppe	HV [V]
431	132	außen unten	oben	4	5	1421,5
432	206	außen unten	innen	20	12	1458,92
433	200	außen unten	oben	20	6	1401,33
434	111	außen unten	innen	20	12	1437,6
435	98	außen unten	oben	20	6	1551,89
436	97	außen unten	innen	20	13	1540,53
437	163	außen unten	oben	20	7	1321,8
438	125	außen unten	innen	28	13	1336,89
439	138	außen unten	oben	28	7	1417,91
440	205	außen unten	innen	28	14	1442,84
441	202	außen unten	oben	28	8	1570,73
442	143	außen unten	innen	28	14	1490,03
443	100	außen unten	oben	28	8	1501,08
444	113	außen unten	innen	44	15	1433,58
445	203	außen unten	oben	44	9	1507,55
446	211	außen unten	innen	44	15	1421,35
447	103	außen unten	oben	44	9	1372,93
448	45	außen unten	innen	44	16	1393,89
449	135	außen unten	oben	44	10	1505,82
450	106	innen unten	innen	4	17	1414,31
451	209	innen unten	außen	4	16	1452,58
452	123	innen unten	außen	4	11	1332,98
453	204	innen unten	innen	4	17	1493,81
454	142	innen unten	außen	4	11	1361,21
455	66	innen unten	außen	20	12	1416,12
456	164	innen unten	innen	20	17	1341,05
457	210	innen unten	außen	20	12	1289,75
458	115	innen unten	außen	20	13	1388,66
459	102	innen unten	innen	28	17	1459,74
460	72	innen unten	außen	28	13	1365,85
461	110	innen unten	außen	28	14	1342,72
462	104	innen unten	innen	28	17	1465,44
463	99	innen unten	außen	28	14	1342,85
464	119	innen unten	außen	44	15	1395,27
465	201	innen unten	innen	44	17	1507,92
466	207	innen unten	außen	44	15	1383,47

Position	Kapsel	Ring	Orientierung	Flansch	Gruppe	HV [V]
467	149	innen unten	außen	44	16	1358,72

### 5.3. Die Elektronik zur Stromversorgung und Datennahme

Abbildung 5.1 zeigte schematisch bereits die Verkabelung aller verwendeten Geräte, deren Aufgaben, Funktionsweisen und Charakteristiken in den folgenden Abschnitten besprochen werden.

#### 5.3.1. Splitterboxen

In den Splitterboxen werden Signal und Hochspannung der einzelnen PMTs voneinander getrennt. Ihr Aufbau ist für inneres Veto und inneren Detektor identisch, weshalb sich die Photomultiplier beider Systeme gemeinsame Splitterboxschränke teilen. Wie aus Abbildung 5.33 ersichtlich ist, existieren im fernen Labor zehn solcher Splitterboxschränke, in denen jeweils 8 Splitterboxen für das innere Veto und 39 Boxen für den inneren Detektor sowie eine Reservesplitterbox vorgesehen sind. Jede einzelne Splitterbox hat einen Anschluss für Hochspannung, Signal, und das Kombi-Kabel eines Photomultipliers. Ein Foto eines Splitter-schranks und einer einzelnen Box ist in Abbildung 5.34 gezeigt, der Schaltplan in Abbildung 5.5 wiedergegeben. Die Kabelführung zu diesen Splitterboxen und von ihnen zur Elektronik im hinteren Bereich des Labors (vgl. Abbildung 5.33) erfolgt in Kabelkanälen entlang rund um den Deckel des inneren Vetos und der Wand des Labors entlang.

#### 5.3.2. Frontend-Elektronik

Die Frontend-Elektronik wurde als Gemeinschaftsprojekt des APC Paris, der Drexel University und der RWTH Aachen entworfen, und besteht aus dem NIM-Standard folgenden Modulen für bis zu acht PMT-Signale, den sogenannten Frontend-Boards. In ihr werden die aus den Splitterboxen eingehenden Signale der Photomultiplier auf zwei Datenpfade, den Trigger- und den Aufzeichnungspfad, aufgespalten. Während im Aufzeichnungspfad lediglich ein Vorverstärker zur Anpassung des Signalpegels an den Eingangsbereich der FADCs von 0 - 1 V eingebaut ist, so dass eine Eingangsspannung von  $30 \frac{\text{mV}}{\text{PE}}$  erreicht wird, wird für den Triggerpfad ein Summensignal der Eingangskanäle gebildet und so geformt, dass seine Pulshöhe – und nicht die Pulsfläche – proportional zur Anzahl der Photoelektronen in allen Eingangskanälen ist. Die Anzahl der Photomultiplier in einer solchen Triggergruppe liegt zwischen drei und sechs, je nach Position der Gruppe im Veto (siehe Tabelle 5.2 bzw. Abbildung 5.35).

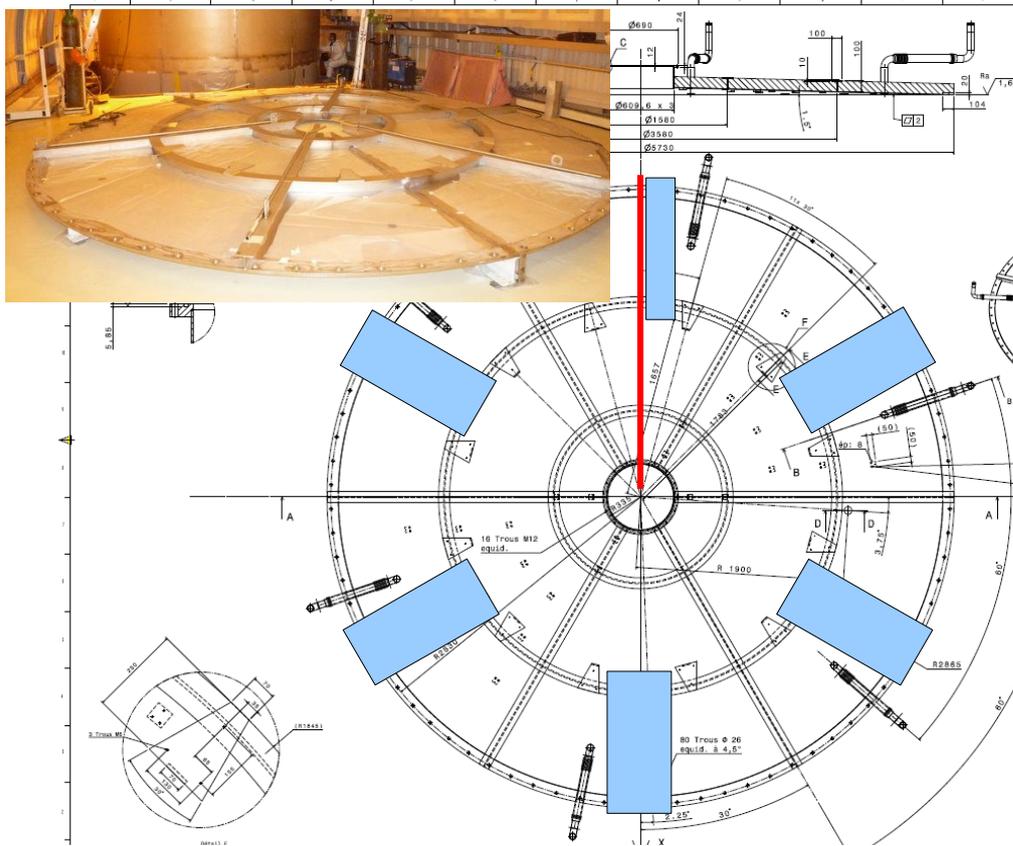


Abbildung 5.25.: Situation auf dem Bufferdeckel: In blau die Positionen, an denen die Plattformen aufgelegt werden, in rot ein zum Flüssigkeitskontrollsystem gehörendes Rohr, das den für die Plattform verfügbaren Raum beschränkt.

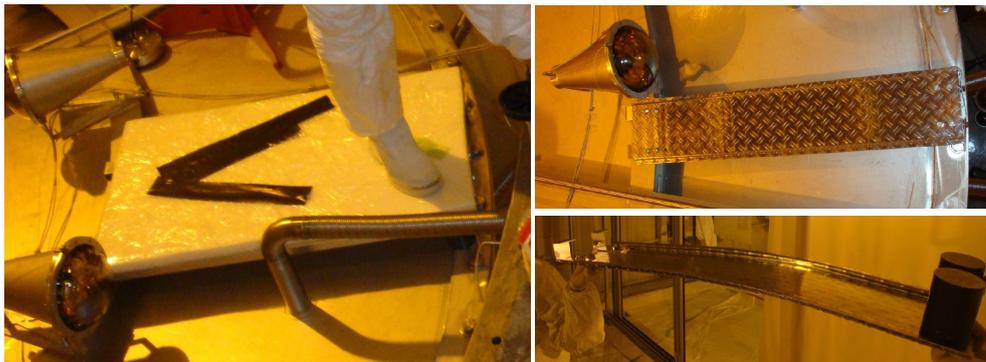


Abbildung 5.26.: Die Plattformen im Einsatz

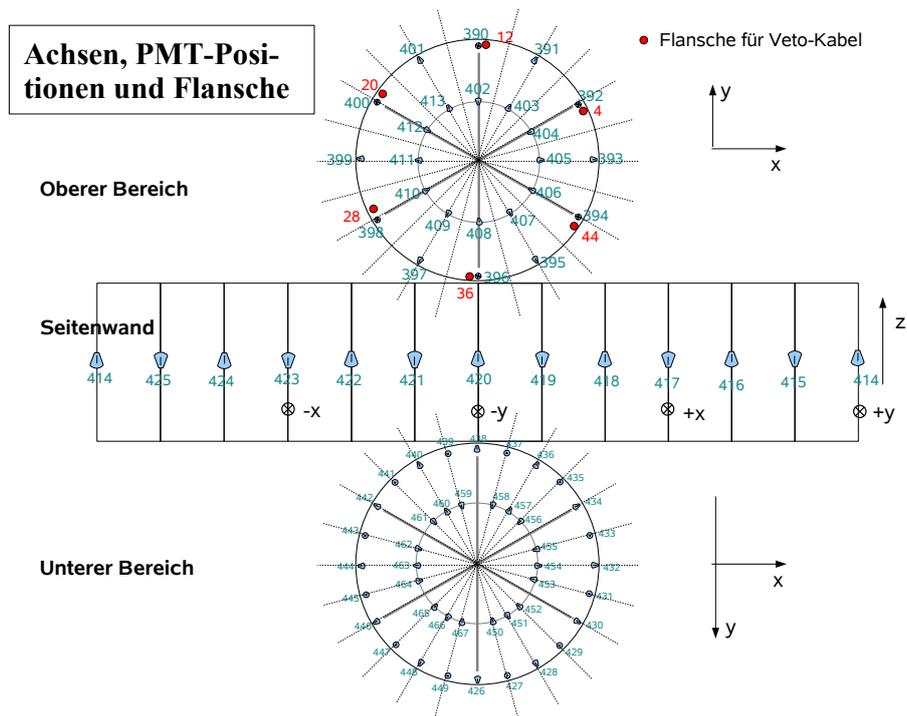


Abbildung 5.27.: PMT- und Flanschpositionen, Bezeichnungen und Achsen im Koordinatensystem des Detektors; die Blickrichtungen der Photomultiplier sind ebenfalls eingezeichnet. Flansche und ihre Bezeichnungen sind in rot gehalten, Achsen in schwarz und PMTs in blau.

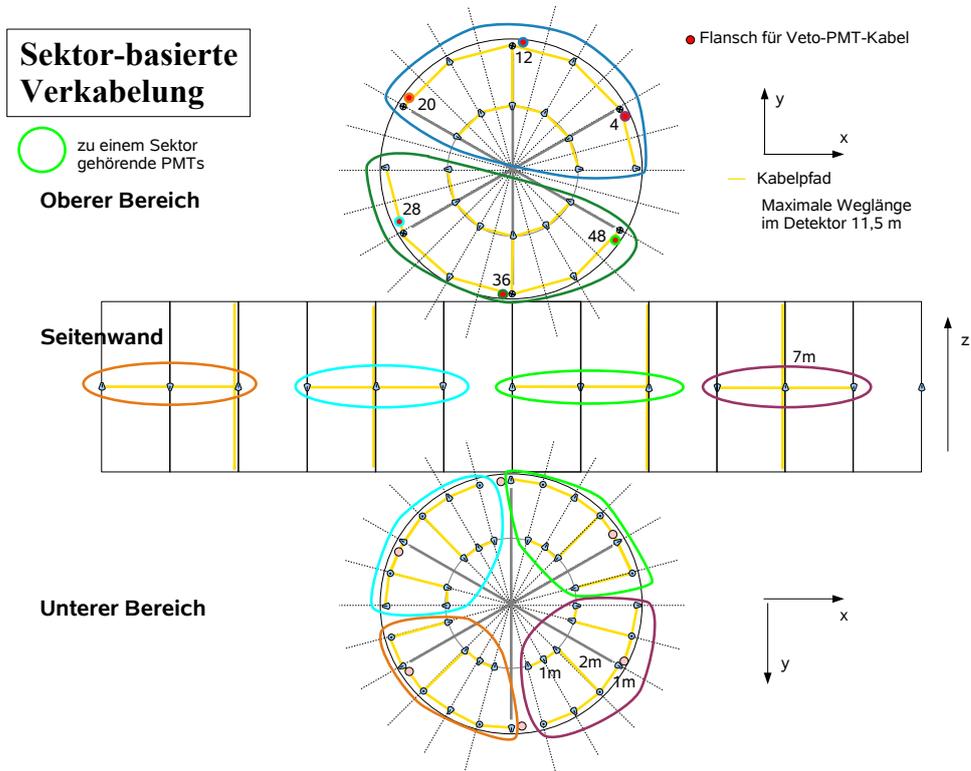


Abbildung 5.28.: Verlegungsplan der Veto-Photomultiplier-Kabel sowie Zuordnung der Flansche zu den Kabeln: PMTs, deren Kabel denselben Flansch durchqueren, sind ihrem Flansch farblich zugeordnet.

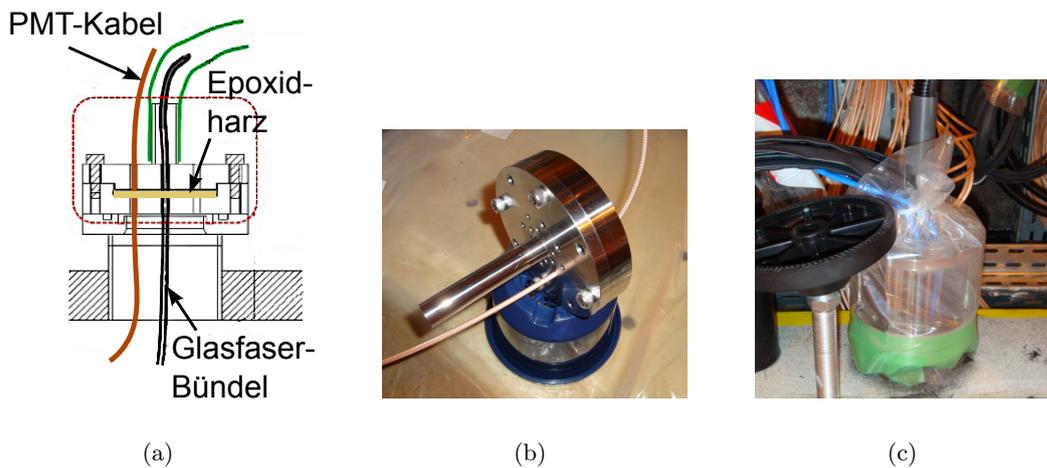


Abbildung 5.29.: Aufbau eines Veto-Flansches: Querschnitt (a), einzelnes Kabel im Flansch (b) und Flansch vorbereitet zum Versiegeln mit Epoxidharz (c)

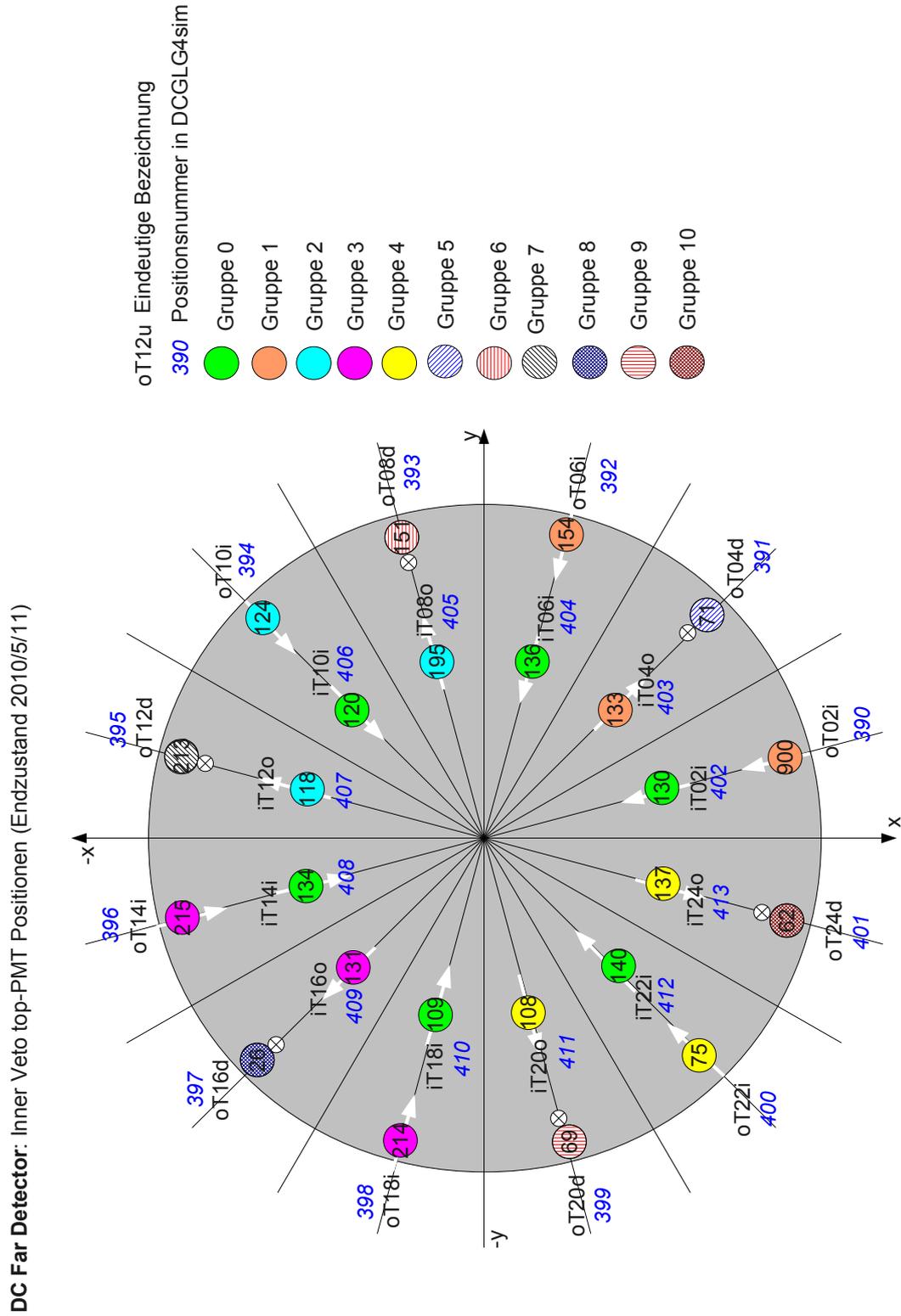


Abbildung 5.30.: Übersicht über die Top-PMTs nach der Installation

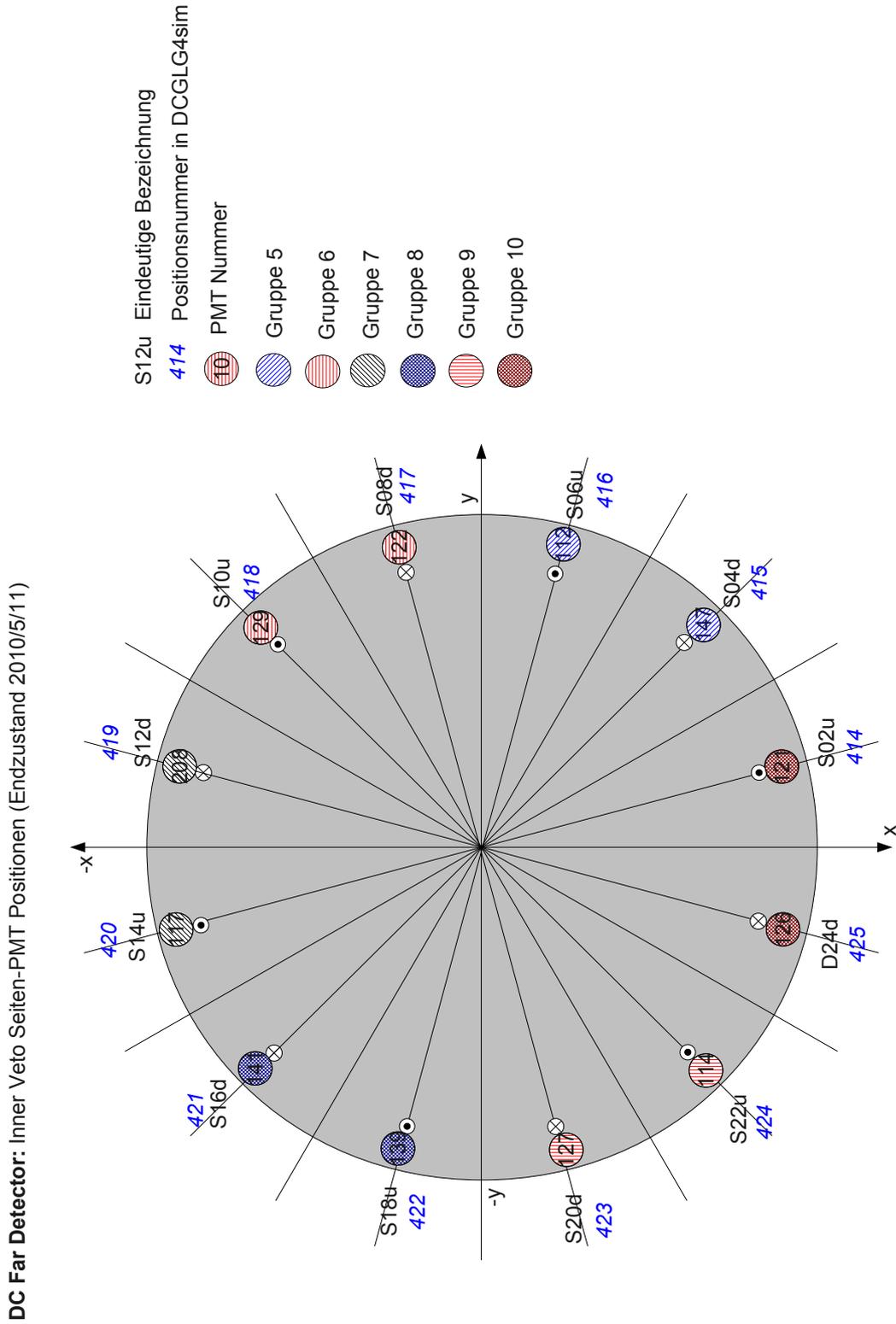


Abbildung 5.31.: Übersicht über die Seiten-PMTs nach der Installation

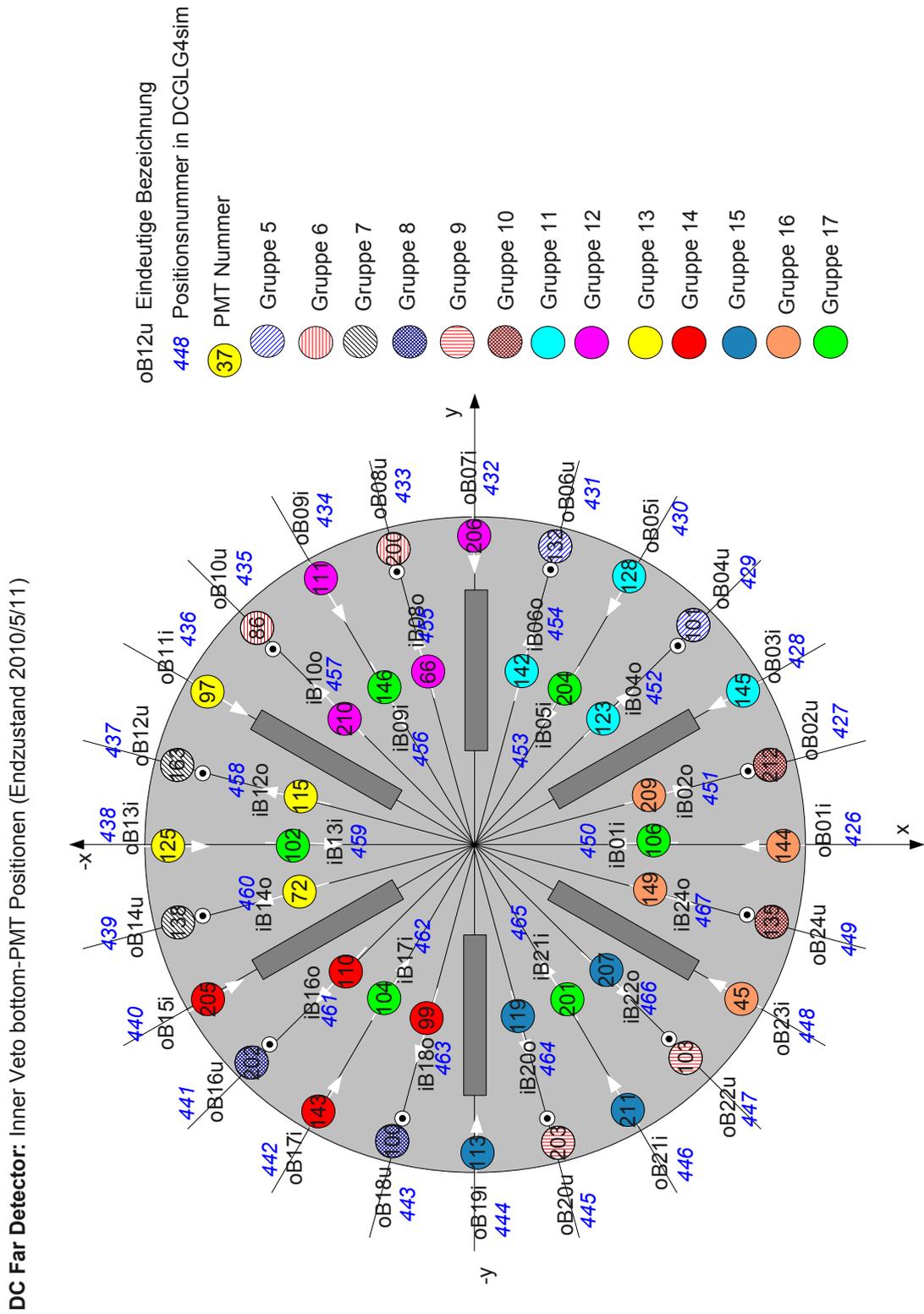


Abbildung 5.32.: Übersicht über die Bottom-PMTs nach der Installation

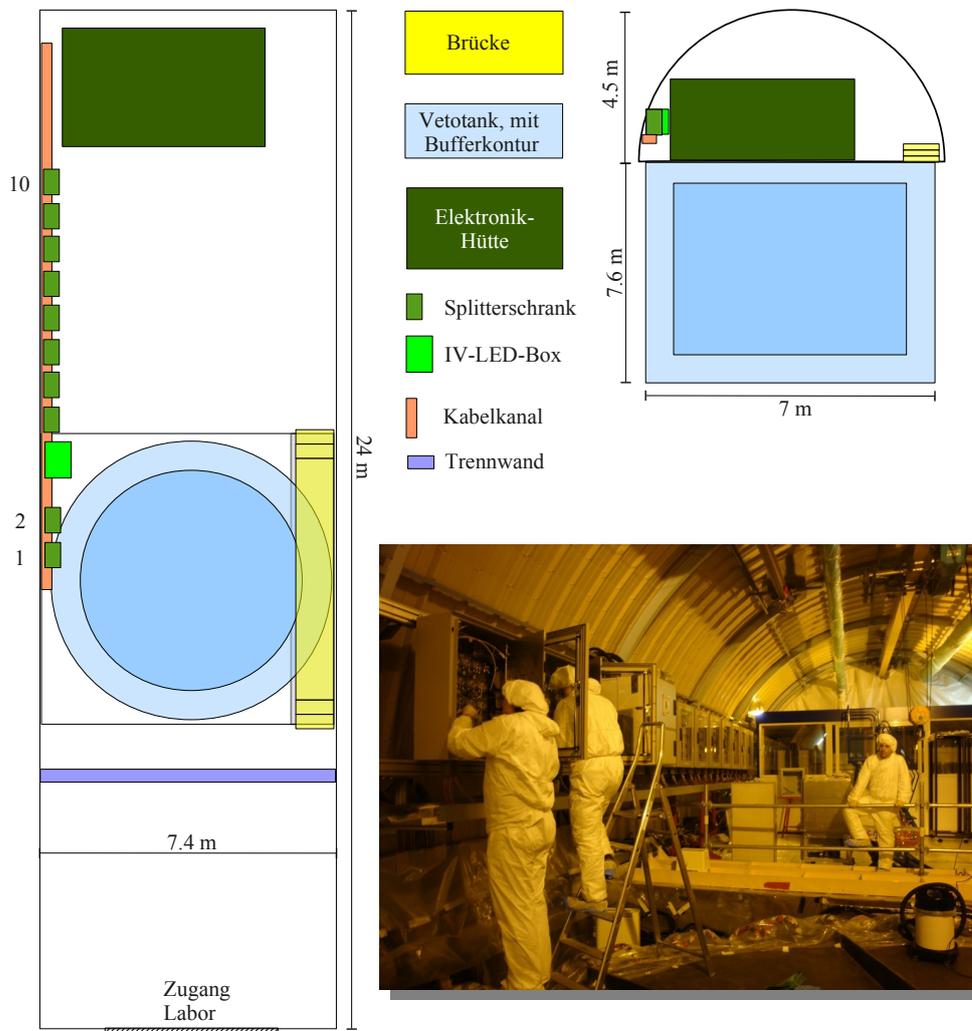


Abbildung 5.33.: Flächennutzungsplan des Labors zum Zeitpunkt der Verkabelung des inneren Vetos

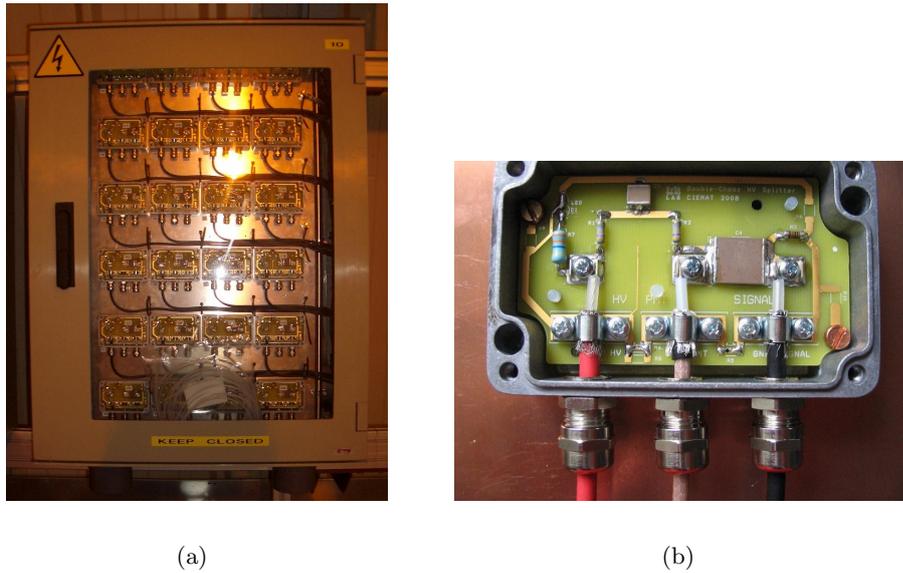


Abbildung 5.34.: Splitterboxschrank und einzelne Splitterbox (aus [CIEMAT, 2008])

Für den inneren Detektor werden dieselben Triggerboards mit jeweils acht angeschlossenen PMTs verwendet, wobei zur weiteren Reduktion der Triggergruppen noch einmal jeweils zwei Frontend-Board-Summensignale zu einem Triggereingangssignal addiert werden.

### 5.3.3. Trigger-System

Zum Erfassen der Daten ist ein mehrstufiges Triggersystem vorgesehen. Der sogenannte Level-1-Trigger ist ein vollständig in Hardware realisiertes System, das eine Vorklassifikation erarbeitet und als Triggerwort an den nachgeordneten, in Software implementierten Triggerlevel 2 (auch „Datenreduktor“) übergibt, der wiederum festlegt, welche Daten für die einzelnen Ereignisse gespeichert werden. Für die Vetosignalevaluation ist ein eigenständiges Triggerboard ergänzend zu den zwei für den inneren Detektor vorgesehenen Triggerboards zuständig. Auf einem einzelnen Triggerboard werden die Signale von bis zu 18 der in der Frontend-Elektronik gebildeten Photomultipliergruppen verarbeitet. Zu beachten ist, dass also nie auf die Signale einzelner Photomultiplier, sondern nur auf die Gruppensignale und die in den Triggerboards selbst gebildeten Gesamtsummensignale getriggert wird. Für den inneren Detektor bedeutet das, dass es zwei sogenannte Makrogruppen von Photomultipliern gibt, auf die die Triggerschwellen unabhängig voneinander angewendet werden. Dies ermöglicht es, durch Vergleichen der Triggerraten beider Triggerboards ihre Effizienzen gegenseitig zu kalibrieren. Erwähnenswert ist, dass die Triggerboard-Logik zum überwiegenden Teil in

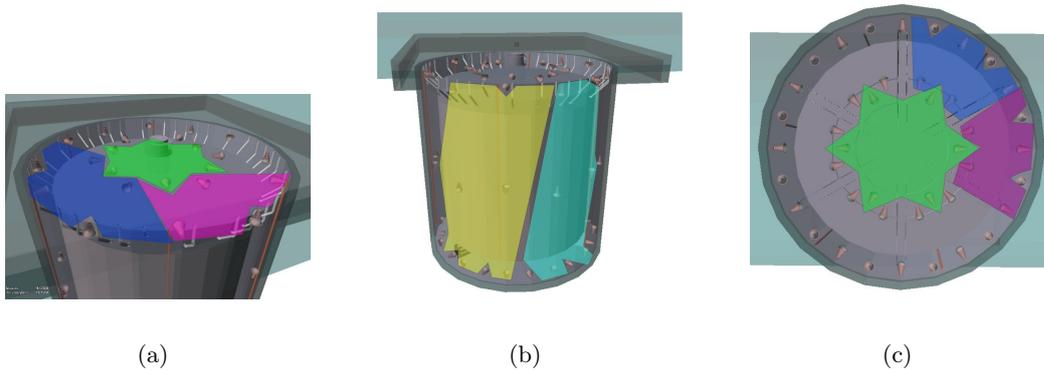


Abbildung 5.35.: Verteilung der Triggergruppen im Double Chooz-Detektor: PMTs in farblich zusammenhängenden Flächen bilden eine Triggergruppe, insgesamt fünf im oberen Bereich (a), sechs an der Seite (b) und sieben im unteren Bereich (c) des Detektors. Nicht alle Gruppen sind eingezeichnet, die Erweiterung auf die hier nicht einbezogenen Photomultiplier folgt dem gezeigten Muster.

einem FPGA<sup>2</sup> realisiert ist, der noch über erhebliche Leistungsreserven verfügt und im Laufe des Experimentes zu komplexeren Aufgaben hin erweitert werden kann.

Das den drei Triggerboards übergeordnete Triggermasterboard vereinigt ihre Informationen und besitzt Eingänge für das Triggersystem des äußeren Vetos sowie für externe Trigger, die beispielsweise für die Kalibration verwendet werden können. Aus diesen Informationen bildet es dann das 32-bit Triggerwort, das zusammen mit dem Triggersignal und einer eindeutigen Ereignisnummer an die Datenaufzeichnung („DAQ“) weitergegeben wird. Die Aufteilung der Photomultiplier auf die einzelnen Triggergruppen erfolgt im Veto nach anderen Gesichtspunkten als im inneren Detektor. Der Rotationssymmetrie der Geometrie folgend sind im Veto die PMTs sektorenweise gruppiert, so dass bei lokalen Ereignissen, wie einzelnen Protonenrückstößen von schnellen Neutronen, eine Gruppenschwelle verlässlich auslöst und eine grobe Ereignisklassifizierung auf der Grundlage der angesprochenen Gruppen vorgenommen werden kann. Im inneren Detektor, in dem ein zentrales Volumen von allen Photomultipliern beobachtet wird, sind die Gruppensignale dagegen von nachgeordneter Bedeutung. In der Tabelle 5.2 ist die Gruppierung der Photomultiplier aufgeführt, und in Abbildung 5.35 ist ihre räumliche Verteilung anschaulich wiedergegeben.

<sup>2</sup>Field Programmable Gate Array, ein programmierbarer Hardwarebaustein

### Triggerbedingungen des inneren Detektors

Die folgenden Triggerschwellen sind für Ereignisse im inneren Detektor definiert und werden auf das Summensignal einer der beiden Makrogruppen des inneren Detektors – also aller PMTs, die auf einem Triggerboard zusammengeführt sind – angewandt. Es handelt sich hierbei um Energieschwellen, die somit eine eindeutige Konversion von PMT-Signalen in deponierte Energie erfordern. Dies ist nur im inneren Detektor möglich (vgl. Kapitel 4.2.1).

- „Prescaled“:  $E_P \approx 0,25 \text{ MeV}$  im inneren Detektor. Es wird lediglich ein Bruchteil der Ereignisse aufgezeichnet, um die Effizienz der höheren Schwellen zu prüfen und das Detektorsignal bei niedrigeren Energien zu verstehen. Der Anteil aufgezeichneter Ereignisse ist so gewählt, dass eine Triggerrate von etwa 1/s erhalten wird; ungefähr entspricht dies jedem tausendsten Ereignis.
- „Niedrige Energie“:  $E_{\text{low}} = 0,35 \text{ MeV}$  im inneren Detektor. Diese Bedingung beschreibt unter anderem auch die Positron-Ereignisse aus dem inversen Betazerfall und hat somit eminenten Einfluss auf das Ergebnis des Experimentes. Die beobachtete Rate liegt bei ca. 100/s.
- „Hohe Energie“:  $E_{\text{high}} = 5 \text{ MeV}$  im inneren Detektor. Oberhalb dieser Schwelle werden unter anderem die Neutroneneinfang-auf-Gadolinium-Ereignisse erwartet. Ihr Hauptzweck besteht im Überwachen des Neutronenuntergrundes, da sie für die Klassifizierung als Neutrino-Ereignis-Kandidat nicht verwendet wird.
- „Sehr hohe Energie“:  $E_{\text{muon}} = 50 \text{ MeV}$  im inneren Detektor. Hiermit sind Myon-Ereignisse im inneren Detektor zu identifizieren, bei denen das Myon zumindest etwa 25 cm im Szintillator zurücklegt.

Für die einzelnen PMT-Gruppen im inneren Detektor sind zwei weitere Gruppenschwellen  $E_x^M$  und  $E_y^M$  implementiert, die zur Bestimmung von Multiplizitäten, d.h. der Anzahl zur selben Zeit oberhalb einer gegebenen Schwelle liegenden Gruppen, dienen. Die niedrigere der beiden Schwellen  $E_x^M$  liegt bei 80 % der Neutrinoschwelle, die höhere wurde für die bisherige Analyse nicht genutzt. Die zusätzlich zu den oben angegebenen Gesamtenergieschwellen (mit Ausnahme des „Prescaled“-Triggers) für jedes Ereignis geforderte Multiplizität  $M_x \geq 2$  für die niedrige Gruppenschwelle verlangt also, dass neben der Gesamtenergiebedingung auch mindestens zwei Gruppen von Photomultipliern am Signal beteiligt sind. Dies soll verhindern, dass die Fehlfunktion eines einzelnen Photomultipliers mit hohem Signal ausreicht, um einen Trigger auszulösen.

Zusätzliche Trigger-Funktionalitäten, die durch die Steuerungssoftware konfiguriert werden können, sind

- „Fixed rate“-Trigger: Unabhängig von den Photomultipliersignalen wird das Auslesen des Detektors mit einer festen, einstellbaren Rate (momentan etwa 1/s) angefordert.
- Fortgesetztes Auslesen: Ein auf ein aktuelles Auslesen folgender Trigger kann angefordert werden, wenn z.B. die Signalstärke zum Ende des Aufzeichnungsfensters nicht unter eine bestimmte Schwelle gefallen ist.
- Nachfolgenden Trigger verschieben: Ein in einem einstellbaren Zeitfenster auf ein Auslesen folgender Trigger kann zum Ende des Zeitfensters verschoben werden, z.B. um einen Überlapp verschiedener Zeitfenster zu verhindern.

### Neutrino-Kandidaten-Ereignisse im inneren Detektor

Um die zeitliche Struktur der zu beobachtenden Neutrino-Ereignisse abzubilden, wird für die weitere Verarbeitung der Detektordaten zusätzlich noch ein Neutrino-Kandidat-Ereignis definiert, das aus zwei zeitlich aufeinander folgenden Ereignissen, die die  $E_{\text{low}}$ -Schwelle<sup>3</sup> überschreiten, zusammengesetzt ist. Das Zeitfenster, in dem beide zum Neutrino-Kandidaten gehörenden Energiedepositionen liegen müssen, weist je nach Analyseziel eine Länge zwischen 100 und 300  $\mu\text{s}$  auf, wenn nur Ereignisse mit Einfang am Gd betrachtet werden sollen, bzw. bis zu 600  $\mu\text{s}$  bei für eine Analyse, die Einfänge am Wasserstoff mit einschließt.

### Triggerbedingungen des inneren Veto

Wie bereits für den inneren Detektor aufgeführt, gibt es auch für das innere Veto Schwellen für die Summensignale aller Photomultiplier sowie für die einzelnen Photomultipliergruppen. Im Gegensatz zum inneren Detektor existiert im Veto geometriebedingt keine Proportionalität zwischen Signalthöhe und tatsächlicher Energiedeposition, weshalb man nicht von einer Energieschwelle, sondern lediglich von Photoelektronenschwellen sprechen kann (vgl. die Kapitel 4.4 und 4.7).

Zunächst folgt eine Übersicht über die Schwellen auf die Summensignale, wie sie aus den Ergebnissen der in dieser Arbeit in Kapitel 4 vorgestellten Monte-Carlo-Simulationen zu folgern sind.

- „Prescaled“:  $PE_P \geq 50 \text{ PE}$ . Wie im inneren Detektor wird auch hier nur ein Anteil der Ereignisse für Untergrund- und Effizienzstudien aufgezeichnet. Die Schwelle ist so gewählt, dass eine Rate von 1000/s erreicht wird, von der nur jedes tausendste Ereignis aufgezeichnet wird.

---

<sup>3</sup>Ereignisse mit  $E_{\text{high}}$  sind automatisch auch solche mit  $E_{\text{low}}$  – die endgültige Zuordnung, ob ein Neutrino-Ereignis vorliegt, wird erst offline in der Analyse hergestellt, daher limitiert man sich hier auch nicht auf die Kombination  $E_{\text{low}} + E_{\text{high}}$ .

Gruppe	PMT pro Gruppe	Schwelle PE pro Gruppe	
		niedrig	hoch
Oben innen	6	60	–
Oben außen	3	30	–
Seite	5	50	600
Unten außen	4	40	384
Unten innen	6	60	72

Tabelle 5.3.: Gruppentriggerschwellen im inneren Veto: Nur die hohen Schwellen der Gruppen an den Seiten und am Boden werden zur Vorklassifikation der Veto-Ereignisse genutzt. Für die anderen Gruppen haben die hohen Schwellen keine Auswirkungen.

- „Neutron“:  $PE_N \geq 800$  PE. Ereignis mit einer Photoelektronenanzahl, die deutlich über der durch einzelne radioaktive Zerfälle erwarteten liegt. Monte-Carlo-Simulationen legen nahe, dass der hochenergetische Anteil schneller Neutronen solche Ereignisse verursachen kann (siehe auch Kapitel 4.6.3 und 4.7.1). Auch Myonen mit kurzen Spurlängen und im inneren Detektor stoppende Myonen können in diese Ereignisklasse fallen. Bei dieser Kategorie wird keine Multiplizitätsforderung gestellt.
- „Myon“:  $PE_\mu \geq 4000$  PE. Diese Ereignisse sind praktisch ausschließlich auf Myonen zurückzuführen (vgl. Kapitel 4.7.1). Zusätzlich zur Gesamtphotoelektronenschwelle müssen mindestens zehn der 18 Veto-PMT-Gruppen ihre niedrige Gruppentriggerschwelle übersteigen.

Die Gruppenschwellen – pro Gruppe sind zwei Schwellen möglich, von denen die hohe in der in die Myon-Klassifizierung eingehende Topologie-Bedingung

$$T_{\text{topo}} = (\text{mind. 4 seitliche Gruppen}) \vee (\text{eine Gruppe außen unten}) \vee (\text{Gruppe innen unten})$$

Verwendung findet, sind im Veto zum Teil von Gruppentyp zu Gruppentyp unterschiedlich und sind in Tabelle 5.3 aufgeführt. Die niedrigen Schwellen sind dabei durch Skalierung der Summen-Neutronenschwelle auf die Anzahl der PMTs in der jeweiligen Gruppe bestimmt. Aufbauend auf diesen Bedingungen sind die für das innere Veto definierten Ereignisklassen

- „Stoppende Myonen“:  $T_{\text{stop}} = E_{\text{high}} \wedge PE_\mu \wedge \overline{T_{\text{topo}}}$   
Myonen, die sowohl im Veto als auch im inneren Detektor Energie deponieren, deren Signatur aber darauf schließen lässt, dass sie den inneren Detektor nicht mehr verlassen (also entweder dort zerfallen oder an einem Kern eingefangen werden).
- „Kreuzende Myonen“:  $T_{\text{cross}} = E_{\text{high}} \wedge PE_\mu \wedge T_{\text{topo}}$   
Myonen, die den inneren Detektor durch das Veto betreten und auch wieder verlassen.

- „Passierende Myonen“:  $T_{\text{pass}} = \overline{E_{\text{high}}} \wedge PE_{\mu}$

Myonen, die nur das Veto, nicht aber den inneren Detektor betreten.

Für die Datenaufzeichnungsselektion des fernen Detektor wird bisher nur Gebrauch von der Gesamtphotoelektronenschwelle gemacht. Die in der Auswertung eingesetzte Ereignisklassifikation erfolgt dann in der nachlaufenden Datenanalyse, in der auf die Beiträge aller einzelner Photomultiplier zugegriffen werden kann, so dass die Klassifizierung durch das Triggersystem für den fernen Detektor in der Analyse keine Auswirkungen hat.

### Level-2-Trigger

Das vom Triggermasterboard erstellte Triggerwort wird zusammen mit eindeutiger Ereignisnummer und dem eigentlichen Triggersignal an die VME-Crates geschickt, in denen die zur Datenaufnahme verwendeten FADCs verbaut sind. Jedes dieser Crates enthält ein Kontrollmodul vom Typ MVME3100 der Firma Emerson Network Power, das für die gesamte Kommunikation zwischen FADCs und den angeschlossenen PCs verantwortlich ist. Diese Module stellen ausreichend Rechenleistung zur Verfügung, um auf ihnen den Software-Level-2-Trigger auszuführen, der anhand des Level-1-Triggerworts und der Vorgeschichte die zu speichernen Daten auswählt und an den Aufnahmerechner weiterleitet. Da es weder möglich noch notwendig ist, für alle Ereignisse die volle Information – also die Spurinformatoren aller FADCs – zu speichern, weil die Datenmenge pro Sekunde für den nahen Detektor – dessen Rate Myon-dominiert bei etwa 400 Hz liegt – dann bei 23MB/s oder 2 TB/d liegen würde, muss eine schnelle, effiziente und physikalisch motivierte Methode gefunden werden, um die Datenrate auf ein akzeptables Niveau zu senken. Zu diesem Zweck führt man wiederum eine Ereignisklassifikation ein, die ausgehend vom Triggerwort bestimmt, ob alle Pulsformen, Zeit- und Ladungsinformationen, nur Informationen der PMT-Gruppen oder sogar nur globale Ladungs- und Zeitinformationen gespeichert werden. Auf diese Weise soll das Datenvolumen auch für den nahen Detektor auf unter 10 GB/d begrenzt werden. [Tonazzo u. a., 2006]

#### 5.3.4. FADCs

Als FADCs kommen in Double Chooz V1721-Module der Firma CAEN in der VME-Bauform zum Einsatz. Sie weisen bei einer Sample-Rate von 500 MHz und einer Auflösung von acht Bit jeweils acht Kanäle auf. Das Auslesen der Daten geschieht auf Anforderung durch ein auf dem Aufnahmerechner laufendes Kontrollprogramm, den „Event Builder Process“. Dieses Programm empfängt per TCP/IP-Verbindung ebenfalls das Triggerwort und die Ereignisnummer vom Triggermasterboard und fordert dann die Daten aller VME-Kontrollmodule über TCP/IP an. Auf diese Weise werden die Daten aller FADCs nach Datenreduktion und



Abbildung 5.36.: Ein HV-Modul A1535P von CAEN versorgt bis zu 24 Kanäle über den Radiall-Stecker mit Hochspannung und kann per Software konfiguriert werden (Produktabbildung von CAEN)

Formatierung zusammengeführt und nach einigen weiteren auf dem Aufnahmerechner erfolgenden Schritten lokal gespeichert. Die in diesem Schritt anfallenden Daten werden automatisiert einer einfachen Plausibilitätsanalyse unterzogen und werden den vor Ort Arbeitenden in einem Überwachungsprozess kontinuierlich präsentiert. Im Hintergrund werden periodisch Datenblöcke auf den dem Experiment zur Verfügung gestellten Speicherplatz auf dem Rechnercluster des IN2P3 in Lyon kopiert und zusätzlich zu den Rohdaten in einem ROOT<sup>4</sup>-basierten Datenformat gespeichert, das im Vorfeld entwickelt und mit Monte-Carlo-Daten getestet wurde (vgl. Kapitel 4.2).

### 5.3.5. HV-Versorgung

Die Hochspannungsversorgung der einzelnen Photomultiplier erfolgt mithilfe von CAEN A1535P Hochspannungsmodulen, die jeweils 24 per Software regelbare Kanäle zur Verfügung stellen. Zwei dieser Module versorgen je einen Splitterboxschrank mit Hochspannung für Photomultiplier im inneren Detektor und im Veto über ein 52poliges Kabel. Ein Photo eines solchen Moduls ist in Abbildung 5.36 zu sehen.

## 5.4. Temperatur- und Füllstandkontrollsysteme

Aufgrund der extremen Empfindlichkeit des gesamten Detektors auf Druckunterschiede zwischen den einzelnen Volumina ist die Kontrolle aller Füllstände und Temperaturen bis auf sub-cm - bzw. Zehntelgrad Voraussetzung für erfolgreiches Füllen und Betreiben. Daher sind auch im inneren Veto ein Lasersystem zur Messung der Füllhöhe (entworfen und eingebaut von *P. Pfahler* an der TUM) sowie drei Temperatursensoren vom Typ DS18B20 (*G. Horton-Smith*, Kansas State University) vorgesehen, die vom sogenannten „Slow Control“-System ausgelesen werden. Der Füllstandsmesser besteht aus einer unten und oben offenen Steigröh-

<sup>4</sup>Ein C++-basiertes Datenverarbeitungswerkzeug, siehe <http://root.cern.ch>

re aus Edelstahl, die an der Vetowand montiert ist, und in der ein weißer Teflon-Schwimmer einen von oben durch einen der Flansche eingekoppelten Laserstrahl reflektiert.

## 5.5. Die VM2000-Verkleidung der Buffer-Außenwand

In Kapitel 4.4 wurde bereits dargelegt, dass eine hochreflektive Wandverkleidung im Veto die Lichtausbeute signifikant erhöht und die Verluste durch die geringe Abdeckung und die ungünstige Geometrie deutlich vermindern kann. Zur Realisierung dieser Vorgaben wurde daher die innere Wand des Vetotanks mit einer weißen Farbe gestrichen. Die Außenwand des Buffertanks konnte dagegen nicht gestrichen werden, da es sich hierbei um Edelstahl handelt. Daher wurde sie mit VM2000, einer hochreflektierenden Folie von 3M, überzogen.

### 5.5.1. Eigenschaften der VM2000-Folie

In Abbildung 4.27 ist ihre Reflektivität über der Wellenlänge des einfallenden Lichts dargestellt. Man erkennt, dass sie praktisch über den gesamten Emissionsbereich von bisMSB (von 370 bis 550 nm, vgl. Abbildung 4.23) über 95 Prozent liegt. Zusätzlich enthält die Folie einen Wellenlängenschieber, der UV-Licht in den sichtbaren Wellenlängenbereich verschiebt. Da im Veto-Szintillator aber bereits ein Wellenlängenschieber (nämlich bisMSB) gelöst ist, der UV-Licht schon bei Weglängen im cm-Bereich effektiv ins optische verschiebt, ist diese Eigenschaft der Folie nur von untergeordneter Bedeutung. Die Zusammensetzung der Folie selbst ist von 3M nicht bekanntgegeben, sie wird aber als „vollständig nichtmetallisch“ beschrieben. Als Trägermaterial wird Polycarbonat angegeben, wobei Tests der Folie im Veto-Szintillator über ein Jahr keine Probleme mit der chemischen Verträglichkeit erkennen lassen, obwohl aromatische Komponenten im Szintillator enthalten sind. Die Folie reflektiert fast vollständig spiegelnd, also nicht diffus. Sie wird in Bahnen von 1,2 m Breite und 42 m Länge geliefert. Im Originalzustand ist die Rückseite der Folie mit einem Klebstoff bedeckt, der sich aber im Szintillator löst und deshalb mithilfe von Aceton entfernt werden muss. Es hat sich dazu bewährt, den Klebstoff großzügig mit Aceton einzuweichen – er quillt dann auf und nimmt eine zähflüssig-gelartige Konsistenz an – und ihn dann mit einem Polyethylen-Schieber abziehen. Auf diese Weise können große Flächen vergleichsweise schnell und schonend gereinigt werden (vgl. Abbildung 5.37). Die Vorderseite der Folie ist bei Lieferung mit einer transparenten Schutzfolie bedeckt, die elektrostatisch haftet.

### 5.5.2. Das Konzept zur Installation der Folie

Zur Befestigung der Folie musste eine Methode entwickelt werden, die dem für die Buffertank-Integration angewandten Verfahren Rechnung trug. Der Buffertank wurde aufgrund seiner



(a)



(b)

Abbildung 5.37.: Das Entfernen der Klebeschicht von der Folie: Benutzte Werkzeuge und ihr Einsatz

Größe vor Ort Schritt für Schritt zusammenschweisst und in das Veto abgesenkt. Um die durch das Schweißen verursachte Verschmutzung zu minimieren, wurde bei der gesamten Bufferintegration das Wolfram-Inertgasschweißverfahren angewendet, bei dem die Elektrode nicht anschmilzt und die nur zu sehr geringer Funkenbildung führt.

Zunächst wurde bei geschlossenem Veto der Boden und das untere Drittel des Tanks aus Edelstahlteilen zusammengesetzt, dann das Veto geöffnet und der Tank am Kran darüber gehängt und abgesenkt. Im nächsten Schritt wurde der Spalt zwischen Veto und hängendem Buffer mit Folie abgedeckt und das mittlere Drittel des Tanks aus zwei Halbzylindern an den unteren Teil angeschweisst. Nach erneutem Absenken und Abdecken wurde das letzte Drittel des Tanks ergänzt. In diese Prozedur musste die Befestigung der Folie eingepasst werden. Nach einigen Tests wurde das im folgenden vorgestellte Konzept zur Befestigung der Folie gewählt, da es einen Kompromiß aus notwendigen Modifikationen des Buffertanks, Fehlertoleranz und Zugänglichkeit sowie einfacher Installation darstellte.

### **Vorbereitung von Tank und Folie**

Zur Vorbereitung der Installation wurden die folgenden Schritte durchgeführt:

- An der Tankwand wurden 64 M8 Gewindebolzen mit 2 cm Länge in 4 Reihen à 16 Bolzen angeschweisst. In Anhangsteil A.5 sind die detaillierten Maßzeichnungen wiedergegeben.
- Es wurden jeweils 16 Edelstahlstreifen mit angeschweißten Haken und ebenso 16 Edelstahlstreifen mit Ösen, wie sie in Abbildung 5.38 gezeigt sind, in drei verschiedenen

Längen (180, 190 und 210 cm, passend zu den Abständen der Gewindebolzen) hergestellt. Jeder Streifen hatte eine Breite von 3 cm und eine Dicke von 3 mm.

- Jeweils 16 VM2000-Stücke mit Breite 120 cm und Länge 180, 190 und 210 cm wurden geschnitten und die Schutzfolie auf etwa 30 cm entlang der langen Kanten entfernt.
- Entlang der langen Kanten wurden dann jeweils ein Edelstahlstreifen mit Haken und ein Edelstahlstreifen mit Bohrung in die Folie eingeschlagen. Dazu wurde mithilfe eines Locheisens für Haken und Bohrung 8 mm große Löcher in die Folie gestanzt, durch die die Haken gefädelt wurden bzw. die die Bohrung zugänglich machen.
- Die umgeschlagene Folie wurde mit ca. 10 Edelstahllösen fixiert, für die zunächst wieder mit dem Locheisen vorgestanzt wurde.
- Man erhält so ein Folienstück, das auf einer Seite an einer Edelstahlschiene mit runder Bohrung oben und U-förmigem Einschnitt unten befestigt ist und auf der anderen Seite zwei nach außen ragende Haken aufweist. Der U-förmige Einschnitt unten ermöglicht den Ausgleich von vertikalen Abstandsungenauigkeiten, während die Haken denselben Zweck für horizontale Ungenauigkeiten in der Positionierung der Gewindebolzen erfüllen.

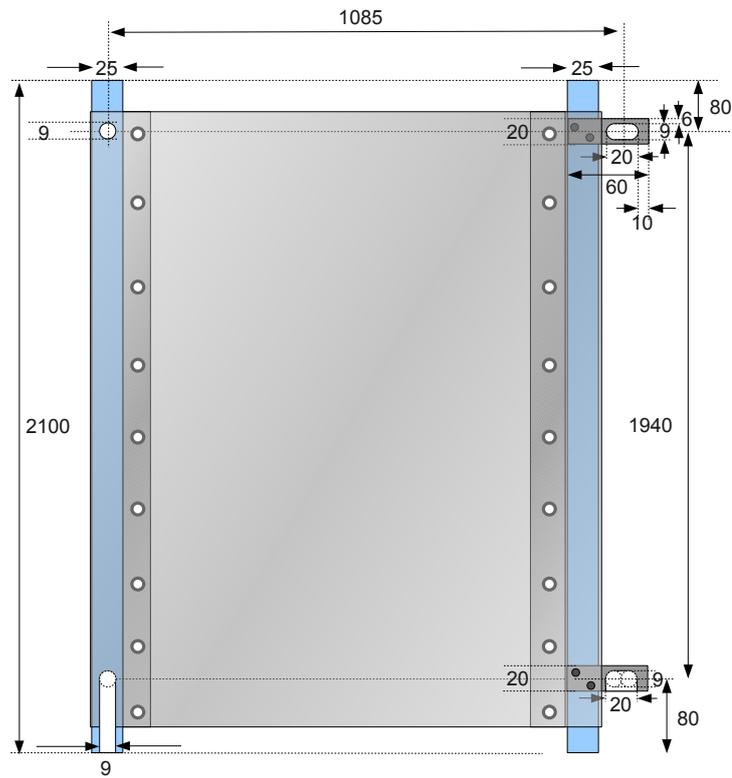
Die Abbildung 5.38 zeigt ein einzelnes Folienstück in Entwurf und Foto.

### Die Installation der VM2000-Folie

Die Installation der VM2000-Folie geschah ringweise, d.h. in Schritten von 16 Folienstücken auf der selben Höhe. Am ersten Installationstag wurde ein solcher Ring, am zweiten Installationstag etwa eine Woche später die beiden übrigen Ringe montiert. Beide Schritte zusammen bilden Installationsphase II.

- Nachdem die unteren zwei Drittel des Buffertanks vor Ort zusammengeschweißt waren, wurde der unterste Ring angebracht. Dazu wurde zunächst auf die unterste Bolzenreihe am Tank eine Mutter aufgeschraubt, so dass die Mutter bündig am äußeren Ende des Gewindebolzens anlag, innen also noch etwa 1 cm des Bolzens frei war. Als nächstes wurde das erste Folienstück platziert, indem oben auf der einen Seite die Bohrung und auf der anderen Seite der Haken auf die von unten gezählte zweite Reihe der Bolzen eingehängt wurde. Dabei wurde darauf geachtet, dass der U-förmige Einschnitt auf der einen Seite und der Haken auf der anderen Seite auf die unterste Bolzenreihe aufgefädelt waren. Auf den die Bohrung durchragenden Bolzen wurde anschließend eine Mutter etwa 3 mm weit aufgedreht. Nun wurde das zweite Folienstück auf dieselbe Art

**Kapitel 5.** | Herstellung der Komponenten und Integration des Myon-Vetos für den fernen Detektor



(a)



(b)

Abbildung 5.38.: Einzelnes VM2000-Folienstück als Entwurf (hier exemplarisch das 210 mm lange) und als Fotografie während der Installation.

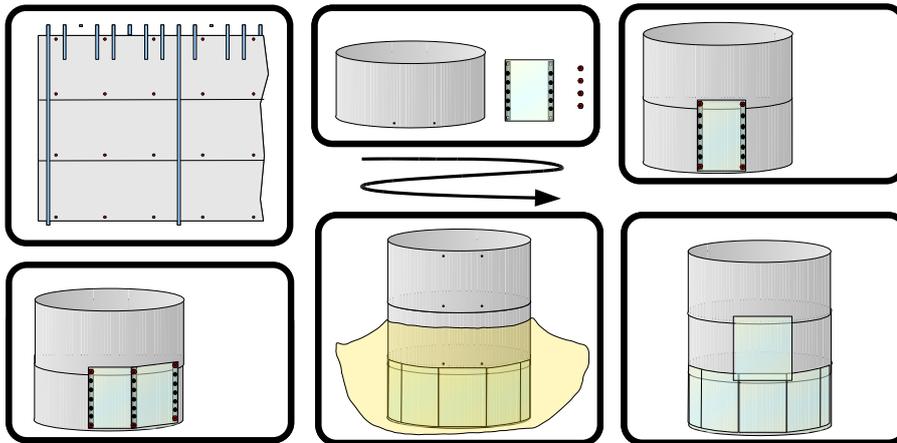


Abbildung 5.39.: Installationsschema für die VM2000-Folie: Nach dem Zusammenschweißen der ersten beiden Buffertank-Ringe wurde die unterste Reihe an VM2000-Folienstücken in der beschriebenen Weise installiert und durch eine Doppellage Folie abgedeckt. Der Teiltank wurde dann auf die bereits im Vetotank eingebauten Bufferfüße abgesenkt und der dritte Buffering am Kran hängend an ihn angeschweisst. Danach wurde der gesamte Tank wieder angehoben, die Schutzfolie entfernt, der zweite VM-Ring angebracht, der Buffertank erneut abgesenkt und zuletzt der dritte Ring montiert.

neben das erste gehängt, wobei die Haken des zweiten Folienstücks auf die Bolzen aufgesetzt wurden, die durch Bohrung und U-Einschnitt des ersten Folienstücks gingen. Mit den übrigen Folienstücken wurde entsprechend verfahren, so dass am Ende das komplette untere Drittel des Tanks in überlappende Folienstücke gehüllt war. Im letzten Schritt wurden die auf die unterste Bolzenreihe aufgeschraubten Muttern festgezogen und punktverschweißt.

- Nach der Fertigstellung des Buffertanks wurden die zweite und dritte Reihe der VM-Folie nach dem selben Schema montiert. An jedem Bolzen der mittleren beiden Bolzenreihen waren somit jeweils vier überlappende Folienstücke befestigt. Nach Abschluss der Folienmontage wurden die Muttern auf allen Bolzen festgezogen und punktverschweißt. Zuletzt wurden für die Durchführung der PMT-Kabelrohre durch die Bufferwand an den entsprechenden Stellen Löcher in die VM2000-Folie geschnitten.

Die Abbildung 5.39 veranschaulicht die beschriebene Vorgehensweise.



## 6. Die erste Datennahmeperiode im Double Chooz-Experiment

Die bis zur ersten Veröffentlichung ermittelten Analysresultate werden in diesem Kapitel knapp zusammengefasst. Ausführlich wird auf die im Rahmen der Arbeit geleisteten Beiträge und ihren Effekt für das Gesamtergebnis eingegangen. Wir beginnen mit einer Übersicht über die verschiedenen einbezogenen Datenquellen und widmen uns dann der Darstellung der Gesamtanalyse, um die einzelnen Beiträge einzuordnen. Das Hauptaugenmerk des Kapitels liegt auf den Abschnitten über Myonresultate sowie den Beiträgen zur Untergrundunterdrückung im korrelierten, kosmogenen Untergrund, insbesondere den  ${}^9\text{Li}$ -Zerfällen.

### 6.1. Ablauf der Datennahme

#### 6.1.1. Datenquellen und -beschreibung

Als Primärdatenquellen standen für die ersten Monate der Datennahme (d.h. von **April bis September 2011**, dem für die erste Veröffentlichung ausgewählten Zeitraum) die Photomultiplier des inneren Detektors sowie des inneren Myon-Vetos zur Verfügung. Das äußere Veto wurde erst im Verlauf dieser Aufzeichnungsperiode aufgebaut und für die Datenanalyse nur in einem Ausnahmefall eingesetzt, nämlich der in Kapitel 6.3.4 vorgestellten Untersuchung der 22 h, in denen beide Reaktorkerne abgeschaltet waren.

Für die Bestimmung eines Wertes für  $\Theta_{13}$  ist zudem die Information über den erwarteten Neutrinofluss am Standort des fernen Detektors notwendig. Während der Vorbereitung der Analyse war die tatsächliche Reaktorleistung, die der Reaktorarbeitsgruppe der Kollaboration von der Betreiberfirma EDF mitgeteilt wurde, für die Mitglieder der Analysegruppe nicht einsehbar, um eine Beeinflussung der Analysemethodik auszuschließen – man spricht bei einem solchen Vorgehen von einer „**blinden**“ Analyse. Erst nach der abschließenden Festlegung der Analyseschritte wurde der Normalisierungsfaktor der Neutrinorate an die Analysegruppe weitergegeben.

Als sekundäre Datenquellen sind die Temperatursensoren im inneren Veto und im inneren Detektor zu betrachten, die temperaturschwankungsbedingte Variationen der Dichte und damit der Protonenzahl in den Detektorvolumen angezeigt hätten. Da die Temperaturver-

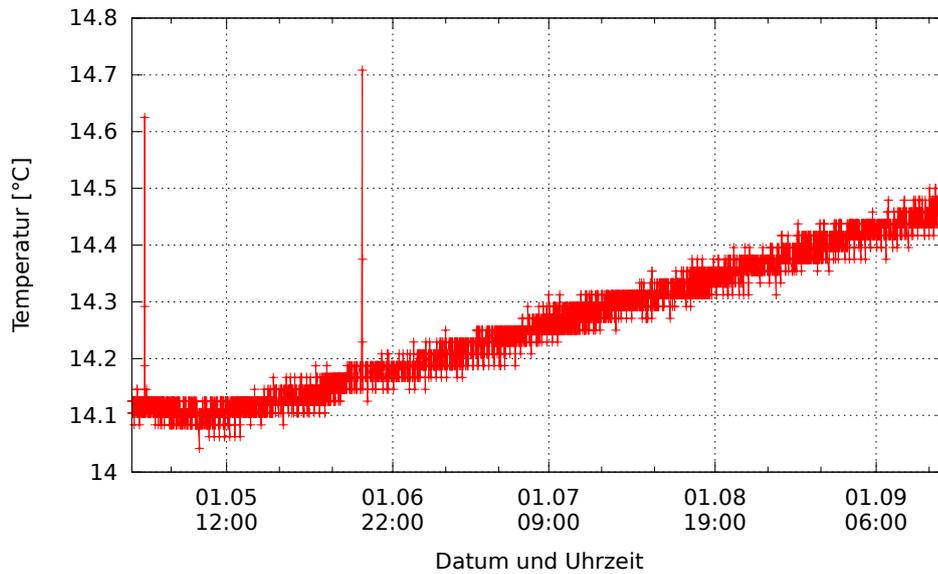


Abbildung 6.1.: Temperaturentwicklung der Buffer-Flüssigkeit im Zeitraum der zur ersten Publikation herangezogenen Messungen am Sensor Y20297. Die totale Temperaturänderung beträgt weniger als 0,5 K, was zu einer Dichteveränderung von unter 1 ‰ führt. Das Ansteigen der Temperatur liegt im Anstieg der Umgebungstemperatur in vorhergehenden Zeitraum begründet, dem die Flüssigkeit verzögert folgt. Betrachtet man die Temperaturdaten von Februar bis November, so sieht man ab Oktober einen Abfall der Temperatur, deren Minimum Anfang April erreicht wird.

änderung im betrachteten Zeitraum aber mit weniger als  $\Delta T < 0,5 \text{ K}$  unter Annahme eines im relevanten Bereich konstanten Ausdehnungskoeffizienten  $\gamma$  nach

$$V = V_0 \exp(\gamma \Delta T) \quad (6.1)$$

mit  $\gamma \approx 10^{-3} \frac{1}{\text{K}}$  ( $\gamma_{\text{Mineralöl}} = 0,7 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{K}}$ ,  $\gamma_{\text{Benzol}} = 1,23 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{K}}$ ) nur zu einer Änderung des Volumens und damit auch der Teilchenzahl unter 1 ‰ führt, kann sie gegenüber den restlichen im Folgenden besprochenen Fehlern vernachlässigt werden.

Neben den in einstündigen Messungen aufgezeichneten Neutrinomessdaten wurden täglich fünf mal Kalibrationsdaten mit dem LED-basierten Lichtinjektionssystem des inneren Detektors sowie einmal wöchentlich mit dem Inner-Veto-LED-System und einmal monatlich mit Laserpulsen im inneren Detektor aufgenommen, um die Stabilität von Szintillator, Photomultiplier-Verstärkung und Triggerschwellen zu überwachen.

### 6.1.2. Abweichungen von der Konzeption und Defekte

Im inneren Veto konnte ein PMT (PMT Nr. 423) nur mit verminderter Hochspannung betrieben werden, ein zweiter (Nr. 427) zeigte bei der Inbetriebnahme nach dem Füllen des Detektors kein Signal mehr, so dass nur 76 von 78 Inner-Veto-PMTs vollständig funktions-tüchtig waren.

Der für die Datenreduktion verantwortliche Level-2-Trigger wurde aufgrund einiger Schwierigkeiten mit der Firmware der Trigger- und Triggermasterboards für den hier besprochenen Datenbereich nicht eingesetzt – für alle Ereignisse liegt somit die volle Information aller Kanäle vor. Aus dem selben Grund wurde das Triggerword des Level-1-Triggers nicht für die Ereignisklassifikation genutzt, sondern nur zur Selektion extern getriggelter Ereignisse herangezogen.

Aus den resultierenden großen Datenmengen wurden im Nachhinein für die Analyse reduzierte Datensätze generiert, in denen auf die Einzelkanalinformationen verzichtet wurde, während komplexe Rekonstruktionsinformationen hinzugefügt wurden.

## 6.2. Ereignisklassifikation

Der erste Analyseschritt war die Zuordnung der einzelnen aufgezeichneten Ereignisse zu Ereignisklassen, die im einfachsten Fall der Teilchensorte entsprachen, meist aber nach für die weitere Analyse relevanteren Gesichtspunkten definiert wurden.

### 6.2.1. Myonen

Um kurzlebigen myoninduzierten Untergrund auszuschließen, wurde bei der Suche nach Neutrino-kandidaten in der Analysesoftware eine Totzeit von 1 ms nach jedem Myon im Detektor vereinbart. Die Identifikation von Myonen in Veto und innerem Detektor erfolgte über eine feste Energie- bzw. Ladungsschwelle. Im inneren Detektor wurde hierfür eine rekonstruierte Energie von mehr als 30 MeV gewählt, Ereignisse mit mehr als 10000 DUQ<sup>1</sup> im Veto wurden ebenfalls den Myonen zugeordnet. In beiden Fällen sind unter den so ausgewählten Ereignissen auch nicht-myonische zu finden, etwa hochenergetische Kernrückstöße durch schnelle Neutronen, *Michel*-Elektronen nach einem Myonzerfall und im Veto auch Radioaktivität direkt vor einem der Photomultiplier. Da die Zielsetzung für die erste Analyse aber bei einer möglichst hohen Myonerkennungsrate lag, und die aus diesen Festlegungen resultierende Totzeit von etwa vier Prozent akzeptabel war, wurde auf eine strengere Myonidentifikation verzichtet. Die aus diesen Festlegungen resultierenden Myonraten sind  $R_{\mu, ID} = 13,3 \text{ Hz}$ ,  $R_{\mu, IV} = 46,2 \text{ Hz}$  und  $R_{\mu, ID \vee IV} = 46,4 \text{ Hz}$ , die Energiespektren sind in den Abbildungen 6.2

<sup>1</sup>Digital units of charge; entspricht einer Digitalisierungsstufe im FADC pro Spannung und Zeit

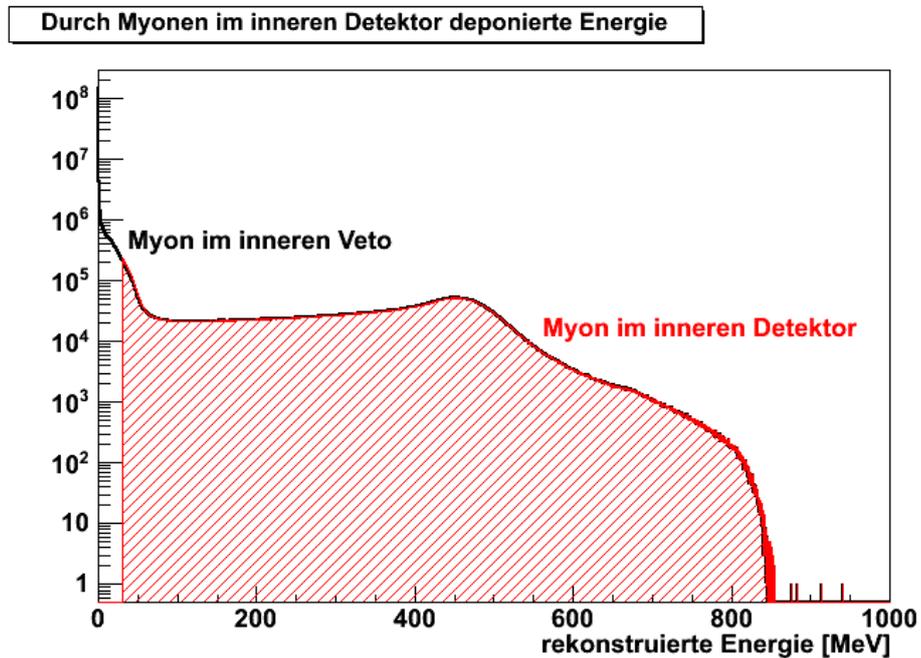


Abbildung 6.2.: Die Energiedepositionen im inneren Detektor von im Veto (schwarz) oder im inneren Detektor (rot) identifizierten Myonen

und 6.3 wiedergegeben.

Die Effizienz des Myon-Vetos ist natürlich abhängig von den zur Myonidentifikation im inneren Detektor und inneren Veto angewandten Bedingungen. Für stark inklusive Bedingungen im inneren Detektor, die auch *Michel*-Elektronen oder Kernrückstöße als Myon klassifizieren, wird die Vetoeffizienz zwangsweise niedriger ausfallen müssen. Abbildung 6.4 gibt daher die Ineffizienz des inneren Vetos (d.h. den Anteil von im inneren Detektor als Myon klassifizierten Ereignisse, die nicht als Myon im Veto erkannt werden) in Abhängigkeit von den Myonschwellen im Veto und im inneren Detektor an. Man sieht unmittelbar, dass bei einer Schwelle von unter 60 MeV im inneren Detektor die Ineffizienz von über einem Prozent bis zu einer Vetoschwelle von 150000 DUQ unabhängig von der Vetoschwelle ist. Dies deutet darauf hin, dass es sich bei den nicht im Veto registrierten Ereignissen tatsächlich größtenteils nicht um myonische Ereignisse handelt. Die Abbildung 6.5, die den Bereich niedriger Vetoschwellen abdeckt, zeigt dagegen, dass für Vetoschwellen im Bereich einiger zehntausend DUQ (10000 DUQ entsprechen in etwa 200 PE) die Effizienz etwa 99,99 % beträgt für Ereignisse mit mehr als 100 MeV im inneren Detektor, was in guter Übereinstimmung mit den aus den Simulationen erwarteten Werten ist (vgl. Kapitel 4.7.1).

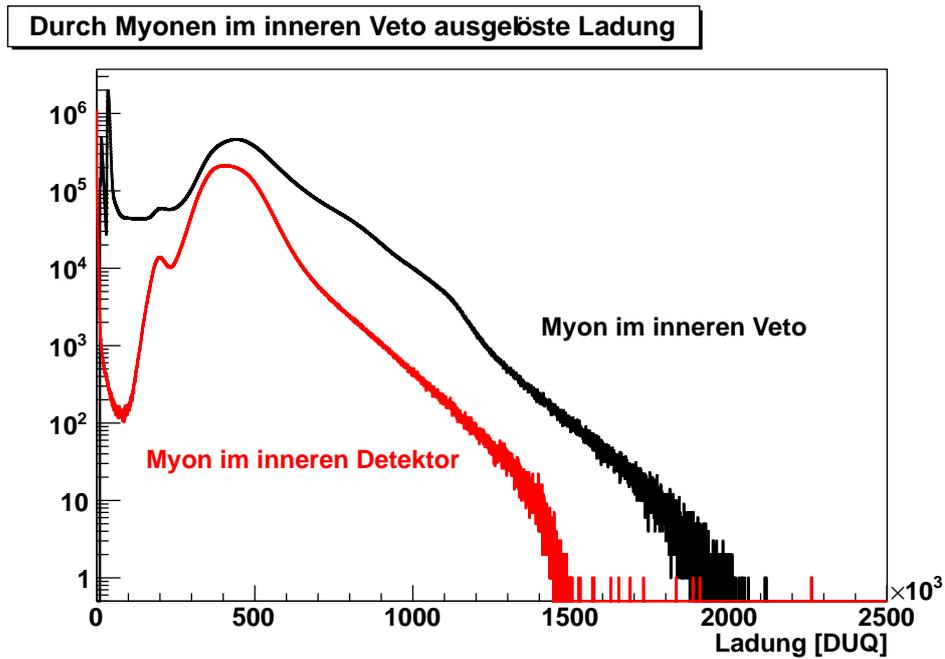


Abbildung 6.3.: Die im inneren Veto ausgelösten Ladungen von im Veto (schwarz) oder im inneren Detektor (rot) identifizierten Myonen. Die insbesondere in den im inneren Detektor identifizierten Myonen sichtbare Doppelstruktur bei 200000 und 400000 DUQ ist auf Myonen zurückzuführen, die das Veto einmal bzw. zweimal durchquert haben. Zu niedrigen Ladungen hin erkennt man in der schwarzen Kurve die Triggerschwelle des Vetos, unterhalb der nur die vom Prescaled-Trigger akzeptierten Ereignisse registriert werden. Die bei niedrigen Ladungen liegenden Ereignisse der roten Kurve enthalten auch *Michel*-Elektronen und hochenergetische Neutronen, weshalb die Vetoeffizienz hier niedriger als erwartet erscheint.

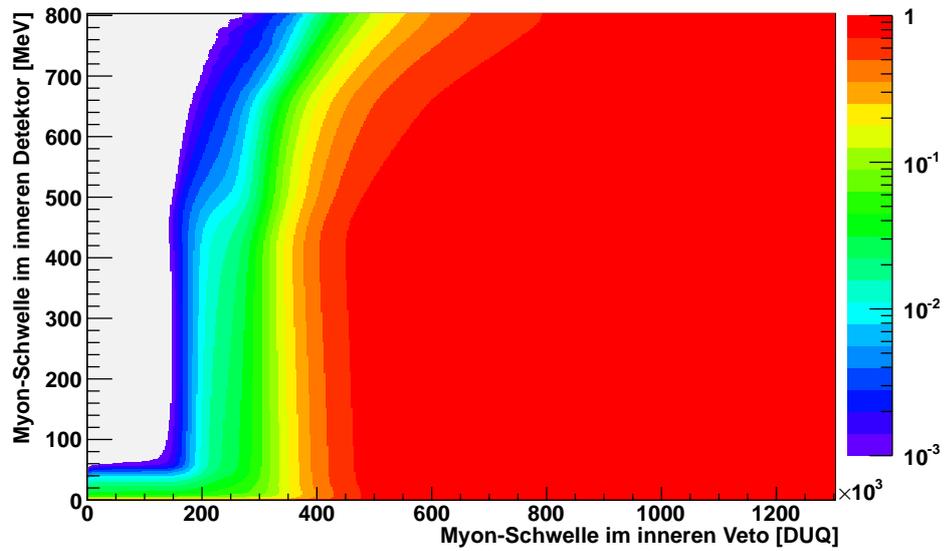


Abbildung 6.4.: Ineffizienz des Myon-Vetos in Abhängigkeit von den Myonschwellen: Klassifiziert man Ereignisse mit Energien unterhalb von etwa 60 MeV im inneren Detektor als Myonen, so fällt die Koinzidenzrate von innerem Veto und innerem Detektor deutlich, und zwar in einem breiten Bereich unabhängig von der Vetoschwelle. Oberhalb dieser Energie dominiert dagegen die Variation der Vetoschwelle die Ineffizienz, was auf Beiträge nichtmyonischer Ereignisse unterhalb von 60 MeV schließen lässt, die man in der Tat ja auch erwartet.

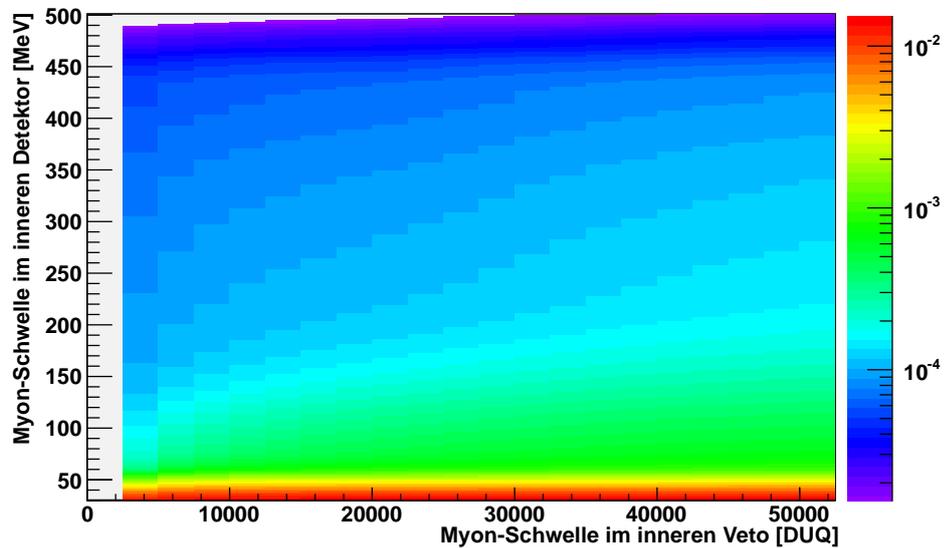


Abbildung 6.5.: Ineffizienz des Myon-Vetos in Abhängigkeit von den Myonschwellen insbesondere bei niedrigen Vetoschwellen: In einem weiten Bereich von Energieschwellen liegt die Ineffizienz bei etwa 0,1 Promill, was mit dem aus den Simulationen erwarteten Wert gut übereinstimmt (vgl. Kapitel 4.7.1).

### 6.2.2. Light noise

Im Zuge der Inbetriebnahme des Detektors war festgestellt worden, dass in den in transparentes Akryl eingegossenen Basen der Photomultiplier des inneren Detektors in unregelmäßigen Abständen Entladungen stattfinden, die Licht aussenden und damit Untergrundereignisse über einen weiten Bereich an Lichtintensitäten induzieren. Es konnte ermittelt werden, dass die Rate dieser Entladungen von PMT zu PMT variiert und mit steigender Hochspannung stark zunimmt.

Im Rahmen der Anstrengungen zur Minimierung dieses „light noise“ genannten Untergrundes waren 14 der 390 Photomultiplier des inneren Detektors abgeschaltet worden; ebenso wurde die Hochspannung aller Photomultiplier leicht reduziert. Da die Lichtausbeute des Szintillators etwas höher als im Vorfeld angenommen war, wurde auf diese Weise sogar eine etwas bessere Übereinstimmung des Detektorverhaltens mit den Simulationsdaten erreicht. Die Rate an Untergrundereignissen dieses Typs vor der Anwendung spezieller Unterdrückungsalgorithmen betrug nach den beschriebenen Schritten etwa 70 Hz und stellte immer noch etwas mehr als die Hälfte der aufgenommenen Ereignisse dar.

Als Unterscheidungsmerkmale zwischen light noise und „echten“ Ereignissen boten sich zum einen der unterschiedliche Entstehungsbereich der Signale an (die PMT-Basen befinden sich im nichtszintillierenden Buffervolumen, aus dem bis auf geringe *Cherenkov*-Beiträge kein Licht erwartet wird), zum anderen die unterschiedliche Zeitstruktur an. Bei den light-noise-Ereignissen entsteht das Licht über einen längeren Zeitraum und mit anderer Signalform verglichen mit punktförmigen Szintillationsereignissen. Da die Ortsrekonstruktion nur für Gamma-Catcher und Target optimiert wurde, konnten ihre Resultate nicht direkt zur Identifikation von light-noise-Ereignissen genutzt werden. Stattdessen wurde zum einen das Verhältnis von maximaler Ladung in einem Photomultiplier  $Q_{\max}$  zur Gesamtladung  $Q_{\text{total}}$  betrachtet, zum anderen die Standardabweichung  $\sigma_{t_{\text{Start}}}$  der Pulsstartzeiten der in allen PMTs registrierten Signale im Ereignis.

Als light noise wurde ein Ereignis klassifiziert, wenn

$$\frac{Q_{\max}}{Q_{\text{total}}} > 0.06 \quad \vee \quad \sigma_{t_{\text{Start}}} > 40 \text{ ns} \quad \text{für } 6 \text{ MeV} < E_{\text{Reko}} < 12 \text{ MeV}$$

$$\frac{Q_{\max}}{Q_{\text{total}}} > 0.09 \quad \vee \quad \sigma_{t_{\text{Start}}} > 40 \text{ ns} \quad \text{für alle übrigen Ereignisse.}$$

Hierbei wurde die rekonstruierte Energie des Ereignisses  $E_{\text{Reko}}$  als Parameter verwendet. Da die Relation zwischen Ladung und Energie orts- und (nichtlinear) ladungsabhängig ist, wurden mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen und Kalibrationsmessungen empirische Korrekturfunktionen aufgestellt, mit deren Hilfe aus den Ladungsverteilungen  $E_{\text{Reko}}$  bestimmt werden konnte.

Die irrtümliche Einordnung eines echten Ereignisses als light noise durch diese Bedingungen führt, wie mit Kalibrationsdaten gezeigt werden konnte, lediglich zu einem Verlust im wenige-Promill-Bereich.

### 6.2.3. Neutrinoereignisse

Neutrinoereignisse sind charakterisiert durch das Auftreten von promptem Ereignis (dem Abbremsen und Annihilieren des Positrons) und verzögertem Ereignis (dem Einfang des thermalisierten Neutrons am Gadolinium) innerhalb eines Zeitfensters von  $2 - 100 \mu\text{s}$ . Bei einer Einfangzeit von  $26 \mu\text{s}$  entspricht dieses Zeitfenster einer Effizienz von 98,8 %. Darüber hinaus wurde verlangt, dass in den  $100 \mu\text{s}$  vor dem prompten Ereignis kein weiteres Ereignis aufgezeichnet wurde und dass in den auf das prompte Ereignis folgenden  $400 \mu\text{s}$  das verzögerte Ereignis das einzige aufgezeichnete Ereignis war. Diese Multiplizitätsbedingungen eliminierten einen Teil der durch ein oder mehrere schnelle Neutronen induzierten Untergrundereignisse, bei denen oftmals mehrere Einfänge am Gadolinium oder mehrere Kernrückstöße im relevanten Energiebereich aufeinander folgen. Für die Einzelereignisse wurden folgende Bedingungen gefordert:

- Promptes Ereignis: Das prompte Ereignis muss eine rekonstruierte Energie zwischen  $0,7 \text{ MeV} < E_{\text{Reko}} < 12 \text{ MeV}$  aufweisen. Es darf nicht als light noise klassifiziert sein und muss mehr als 1 ms Abstand zum vorangehenden Myon haben.
- Verzögertes Ereignis: Für das verzögerte Ereignis verlangt man äquivalent eine rekonstruierte Energie zwischen  $6 \text{ MeV} < E_{\text{Reko}} < 12 \text{ MeV}$ . Es darf natürlich ebenfalls nicht als light noise klassifiziert sein und muss mehr als 1 ms Abstand zum vorangehenden Myon haben.

In den betrachteten Daten, die einer Aufnahmezeit von etwa 8757202 s oder 101,4 d entsprachen, wurden 4115 Koinzidenzen identifiziert, die diesen Anforderungen genügten. Die Rate an Neutrinokandidaten pro 24 h Messzeit betrug demgemäß  $40,60 \text{ d}^{-1}$ . Betrachtet man die konstituierenden Ereignisse im einzelnen, so findet man als Rate für prompte Ereignisse  $7,679 \pm 0,001 \text{ Hz}$ , während die wesentlich selteneren verzögerten Ereignisse mit  $0,00754 \pm 0,00003 \text{ Hz}$  auftreten.

### 6.2.4. Unsicherheitsquellen

Tabelle 6.2 gibt die Unsicherheiten der in die Analyse einfließenden Größen wieder.

	Fehlerbehaftete Größe	Unsicherheit [%]
Reaktor	$\sigma_{\text{Prod}}(\bar{\nu}_e)$	1,4 %
	Reaktorleistung	0,5 %
	$E_{\text{Spaltung}}$	0,2 %
	$\nu$ Referenzspektren	0,5 %
	Brennstabzusammensetzung	0,9 %
	Abstand zum Detektor	0,2 %
Detektor	$\sigma_{\text{Det}}$	0,2 %
	Anzahl H-Atome im Target	0,3 %
	Triggereffizienz	0,4 %
	Spill in/Spill out	0,4 %
	Energierückbau	1,7 %
	Anteil $n$ -Einfang am Gd	0,6 %
	$n$ -Einfang im Zeitfenster	0,6 %
	Koinzidenz- $\Delta t$	0,5 %
	<b>Systemat. Fehler</b>	<b>2,7 %</b>

Tabelle 6.2.: Unsicherheitsquellen in der ersten Double Chooz-Publikation, nach [Double Chooz, 2012]

## 6.3. Datenanalyse

### 6.3.1. Untergrundraten

Da die Details der Analyse für zufällige Koinzidenzen oder den durch schnelle Neutronen induzierten Untergrund nicht Thema dieser Arbeit waren und eine hinreichend genaue Betrachtung der Methodik den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde (hierzu siehe [Double Chooz, 2012]), sollen an dieser Stelle nur kurz die Ergebnisse wiedergegeben werden.

Eine einfache Überschlagsrechnung für zufällige Koinzidenzen führt mit einer Koinzidenzzeit von  $98 \mu\text{s}$  auf  $0,49 \text{ d}^{-1}$ . Durch die zusätzlich angewandten Multiplizitätsbedingungen wird schließlich eine Rate an zufälligem Untergrund von  $R_{\text{zufällig}} = 0,332 \pm 0,004 \text{ d}^{-1}$  erreicht.

Für korrelierten Untergrund durch schnelle Neutronen findet man aus einer Extrapolation der Rate im Energiebereich zwischen 15 und 30 MeV bei Annahme eines flachen Spektrums eine Rate von  $0,7 \pm 0,5 \text{ d}^{-1}$ .

Der Beitrag kosmogener Isotope zum korrelierten Untergrund wird in Kapitel 6.3.3 genauer beschrieben, da seine Untersuchung Teil des Tübinger Analysebeitrags war und im Rahmen dieser Arbeit erfolgte. Die Rate dieser Ereignisse wurde in Abstimmung mit Resultaten von Kollegen aus Hamburg sowie den vom japanischen und amerikanischen Analysecluster ermittelten Werten für die erste Publikation auf  $2,3 \pm 1,2 \text{ d}^{-1}$  festgelegt.

### 6.3.2. Vergleich mit Reaktordaten und erste Ergebnisse zu $\Theta_{13}$

Zur Bestimmung eines Wertes für  $\Theta_{13}$  wurden sowohl die bereits dargestellten Rateninformationen wie auch die spektrale Form der unterschiedlichen Beiträge zu den beobachteten Ereignissen verwendet. Da nur Daten des fernen Detektors zur Verfügung stehen, mussten die Vergleichsraten und -spektren anhand der Reaktorleistungsdaten und aus Simulationen des Abbrands der Brennstäbe generiert werden. Man fand in der nur auf Ereignisraten basierenden Analyse [Double Chooz, 2012] einen Wert mit  $1\text{-}\sigma$ -Fehlergrenzen von

$$\sin^2(2\Theta_{13}) = 0,093 \pm 0,029 \text{ (stat.)} \pm 0,073 \text{ (syst.)}$$

und unter Berücksichtigung der spektralen Formen

$$\sin^2(2\Theta_{13}) = 0,085 \pm 0,029 \text{ (stat.)} \pm 0,042 \text{ (syst.)}.$$

Beide Werte sind mit den Resultaten von CHOOZ, MINOS und T2K verträglich, in einer globalen Analyse findet man  $\sin^2(2\Theta_{13}) > 0$  mit etwas mehr als  $3\sigma$  Konfidenzlimit.

### 6.3.3. ${}^9\text{Li}$ -Analyse

Neben schnellen Neutronen sind kosmogene  $\beta$ - $n$ -Emitter Hauptursache korrelierten Untergrunds (vgl. Kapitel 3.3.3), insbesondere das durch Spallation am  ${}^{12}\text{C}$  auftretende Isotop  ${}^9\text{Li}$ . Die Rate des induzierten Untergrunds wurde durch eine Form der statistische Analyse bestimmt, die die Zeitkorrelationen der  ${}^9\text{Li}$ -Zerfälle zu vorausgehenden Myonen ausnutzt. Folgende Überlegungen sind hierbei relevant:

- Echte Neutrinoereignisse sind nicht mit Myondurchgängen durch den Detektor korreliert. Histogrammiert man die Zeitdifferenzen aller Neutrinoereignisse zu allen Myonen, die dem prompten Ereignis innerhalb eines Zeitfensters (hier drei Sekunden) vorangegangen sind, so sollte eine flache Verteilung entstehen. Beispielsweise sollte die Chance, ein Myon 1,1 bis 1,2s vor einem Neutrinoereignis zu beobachten, dieselbe sein, wie für das Intervall von 1,5 bis 1,6s vor dem Neutrino.
- Myoninduzierte neutrinoähnliche Ereignisse sollten dagegen eine exponentiell abnehmende Häufung bei niedrigen Zeitdifferenzen zeigen, mit einer Abklingzeit, die der Lebensdauer des zerfallenden Isotops entspricht.

Problematisch ist nun, dass die Anzahl der erwarteten kosmogenen Ereignisse gering ist gegenüber der aufsummierten Anzahl an Myonen in den drei Sekunden langen Zeitfenstern vor den Neutrinoerträgen, wie die im folgenden beschriebene Untersuchung zeigt, da die

charakteristische exponentielle Form von der statistischen Fluktuation der Myonzahl in den einzelnen Zeitabschnitten überdeckt werden kann (vgl. Abbildung 6.6).

### Statistische Analyse der Daten

Mit einer Myonrate von etwa  $13 \frac{1}{s}$  in Target und Gamma-Catcher erwartet man in einem drei Sekunden langen Fenster vor einem Neutrino kandidaten 33 Myonen. Bei 40 Neutrino kandidaten pro Tag, von denen zwei auf  ${}^9\text{Li}$  zurückzuführen sein könnten, müsste man bei einer Messzeit von 102 Tagen also in einer etwa 164000 Myonen umfassenden Verteilung einen Überschuss von 200 Myonen in den ersten 300 ms des Zeitdifferenzhistogramms ausmachen. Im in Abbildung 6.6 dargestellten Beispiel, in dem das drei-Sekunden-Fenster in 100 Abschnitte („bins“) unterteilt ist, wäre die erwartete Schwankung des flachen Untergrundes an nichtkorrelierten Myonen etwa 40, während die Anzahl an  ${}^9\text{Li}$  produzierenden Myonen durchschnittlich 20 pro Abschnitt beträgt. Um dieses Missverhältnis zu verbessern, ist es notwendig, geeignete Bedingungen an die für diese Histogramme akzeptierten Myonen zu stellen. Da eine Restriktion aber zwangsläufig mit einem Verlust an Effizienz verbunden ist, wählt man eine Herangehensweise, die eine Extrapolation auf die Gesamtzahl der Myonen hin erlaubt. Beispielsweise kann man nur Myonen, die mindestens eine gewisse Energie im inneren Detektor deponiert haben, in die Analyse einbeziehen. Diese Bedingung lässt sich dadurch rechtfertigen, dass ein Spallationsereignis zwangsläufig mehr Energie pro Strecke deponiert als ein minimal ionisierendes Myon dies üblicherweise tut. Bei sehr hohen Energien (d.h. oberhalb des bei maximaler Laufstrecke erwarteten Energieeintrags eines solchen minimalionisierenden Teilchens) gelangt man so zu einer Myonauswahl, die einen erhöhten Anteil an Spallationsereignissen enthält. Durch schrittweises Erniedrigen der Energieschwelle kann versucht werden, das Verhalten des Zusammenhangs zwischen deponierter Minimalenergie und Anzahl an  ${}^9\text{Li}$ -Ereignissen zu verstehen und auf alle Myonen zu extrapolieren.

Die tatsächliche Anzahl an  ${}^9\text{Li}$ -Zerfällen ermittelt man aus den Zeitdifferenzhistogrammen mithilfe einer Fitfunktion

$$f(t) = R \cdot B + N_0 \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-B}{\tau}\right)\right) \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \quad (6.2)$$

mit der Binbreite des Histogramms  $B$  in Sekunden, der Rate an unkorrelierten Myonen pro Sekunde  $R$ , der Gesamtzahl der Zerfälle  $N_0$  und  $\tau$  als der Lebensdauer des zerfallenden Isotops. Um den Beitrag myoninduzierter schneller Neutronen sowie Sättigungseffekte durch die hohen Energiedepositionen durch Myonen zu vermeiden, wurde die Einträge im ersten Abschnitt der Zeitdifferenzhistogramme bei der Anpassung der Fitfunktion ausgeschlossen.

Bei hohen Schwellen liefert die Anpassung Lebensdauern, die gut mit den erwarteten Werten für eine Mischung aus  ${}^9\text{Li}$  ( $\tau = 257$  ms) und  ${}^8\text{He}$  ( $\tau = 172$  ms) in Einklang sind, wie in

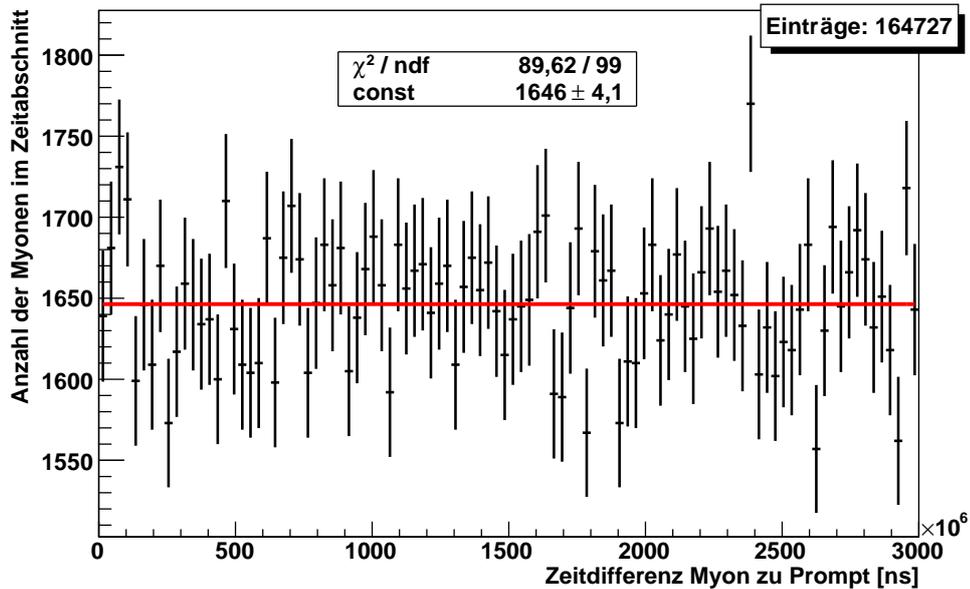


Abbildung 6.6.: Histogramm der Zeitdifferenzen von promptem Ereignis zu vorangehenden Myonen in allen Koinzidenzen innerhalb eines drei Sekunden langen Zeitfensters vor dem prompten Ereignis. Es ist keine von einer flachen Verteilung abweichende Struktur offensichtlich.

Abbildung 6.7 exemplarisch dargestellt. Betrachtet man die mit frei variierter Lebensdauer erhaltenen Resultate bei niedrigeren Schwellen, so findet man dagegen eine drastische Vergrößerung der Fehler der Fitresultate ebenso wie eine stark abweichende Lebensdauer (vgl. etwa Abbildung 6.8). Um dennoch zu Aussagen zu kommen, gibt man die Variation von  $\tau$  in Gleichung (6.2) auf und setzt stattdessen verschiedene feste Werte um den erwarteten Bereich ein. Die Schwankung der Resultate für die Anzahl der Zerfälle  $N_0$  kann dann als einer der systematischen Fehler der Methode interpretiert werden.

Für fixe Energieschwellen  $E_{\text{Reko, ID}}$  zwischen 0 und 750 MeV im inneren Detektor stellt Abbildung 6.10 die erhaltenen Werte für die Anzahl an kosmogenen Ereignissen dar. Zur weiteren Verbesserung kann man zusätzlich fordern, dass der Abstand zwischen Myon-Spur und promptem Ereignis kleiner ist als 1 m, wenn man das in [Hagner u. a., 2000] publizierte Distanzprofil für  ${}^9\text{Li}$  akzeptiert. Man findet dann entsprechend die in Abbildung 6.11 gezeigten Werte. Als Ergebnis dieser Methode erhält man dann eine Gesamtzahl von  $N_{9\text{Li}} = 270 \pm 100$  Zerfällen, oder bei einer Messzeit von 102 Tagen  $R_{9\text{Li}} = 2,7 \pm 1 \text{ d}^{-1}$ .

Eine Möglichkeit, die Plausibilität der aus dieser Methode erhaltenen Werte zu prüfen, ist es, die Differenz zwischen der beobachteten Anzahl an Myonen und der erwarteten Anzahl unter der Annahme, dass alle Myonen zeitlich zufällig verteilt sind, zu berechnen. Aus dem

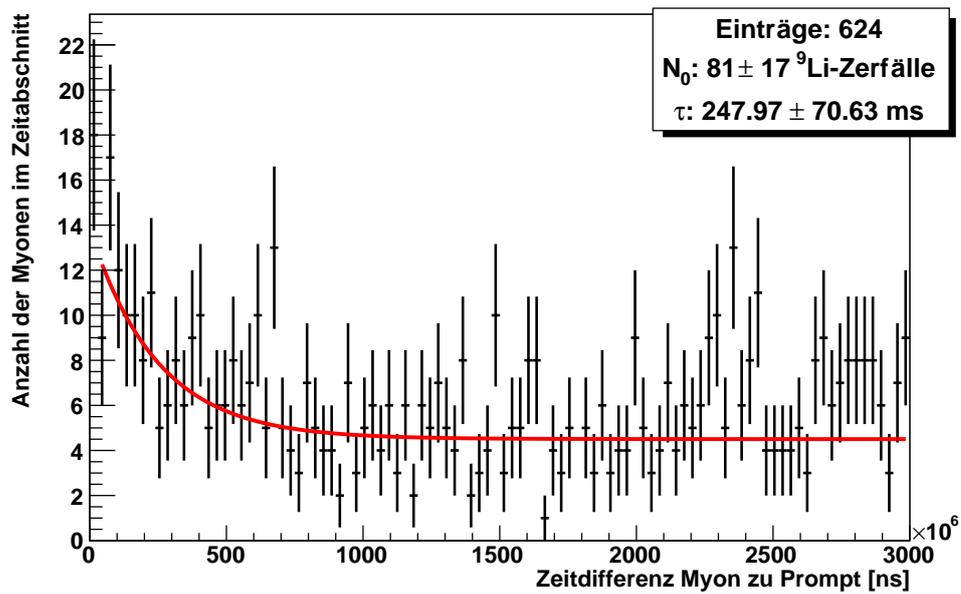


Abbildung 6.7.: Bestimmung des  ${}^9\text{Li}$ -Beitrags zum Neutrinosignal durch Myonen mit hohen Energiedepositionen im inneren Detektor: In diesen Graphen wurden nur Myonen mit  $E_{\text{Reko, ID}} \geq 700$  MeV aufgenommen. Man erkennt deutlich den exponentiell abfallenden Überschuss bei kurzen Zeitdifferenzen; das Fitresultat für die Zerfallszeit ist in guter Übereinstimmung mit der  ${}^9\text{Li}$ -Lebensdauer.

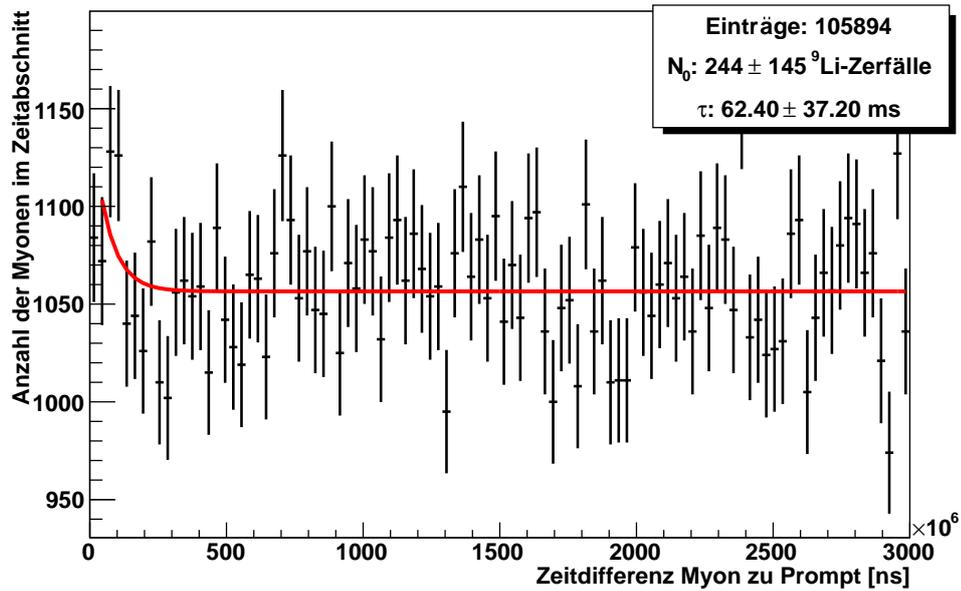


Abbildung 6.8.: Versuch der Bestimmung des  $^9\text{Li}$ -Beitrags zum Neutrinosignal durch Myonen mit niedrigerer Energiedepositionsschwelle: In diesen Graphen wurden alle Myonen mit  $E_{\text{Reko, ID}} \geq 200$  MeV aufgenommen. Ein Überschuss an Myonen bei kurzen Zeitdifferenzen ist nicht eindeutig zu erkennen, die aus dem Fit erhaltene Lebensdauer ist deutlich abweichend von der Erwartung, und die Fehler der Fitparameter sind erheblich größer als bei höherer Energieschwelle.

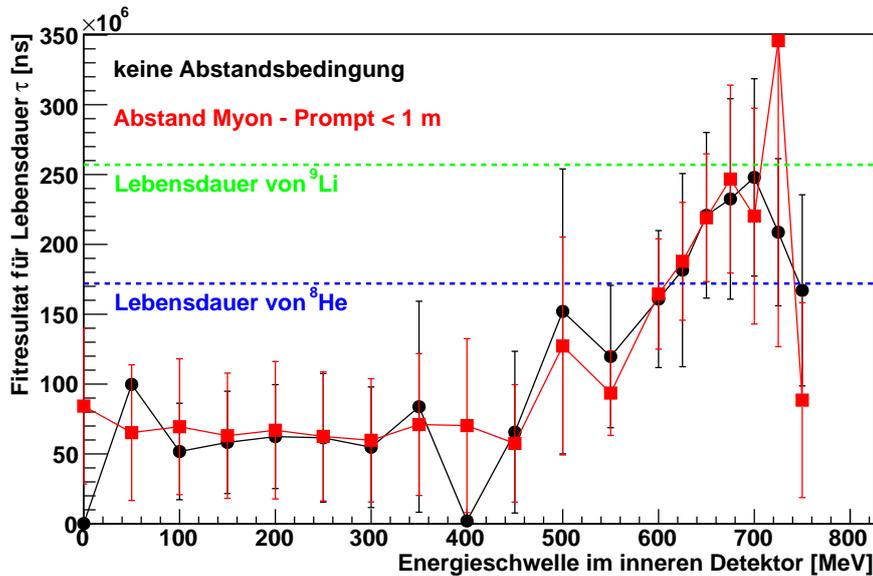


Abbildung 6.9.: Fitresultate für die dem Myonüberschuss entsprechende Lebensdauer  $\tau$  bei verschiedenen festen Energieschwellen mit und ohne Bedingung für den Abstand zwischen Myon und promptem Ereignis der betrachteten Koinzidenz. Nur für hohe Energieschwellen liefert ein Fit mit freier Lebensdauer sinnvolle Ergebnisse.

Energiespektrum der Myonen im inneren Detektor erhält man unmittelbar die Rate  $R_\mu(E)$  oberhalb jeder gewünschten Energieschwelle  $E$ . Da die Anzahl der Koinzidenzen  $N_\nu = 4115$  und die Länge des davor liegenden Zeitfensters  $\Delta t = 3$  s konstant sind, reicht es aus, die Differenzen

$$\Delta N(E) = N_{\mu \text{ im Zeitfenster}}(E) - N_\nu \cdot \Delta t \cdot R_\mu(E)$$

mit der Gesamtzahl  $N_{\mu \text{ im Zeitfenster}}(E)$  aller in den Zeitfenstern vor den Koinzidenzen beobachteten Myonen, die mehr als  $E$  Energie im inneren Detektor deponieren, zu berechnen. Der Schwachpunkt der Methode ist, dass man die Differenz großer Zahlen betrachtet, deren Fehler sich betragsmäßig addieren, so dass sehr große Fehlergrenzen resultieren. Abbildung 6.12 gibt die aus dieser Berechnung erhaltenen Differenzen wieder und enthält auch die aus der Analyse mit fixer Energieschwelle gefundenen Anzahlen an kosmogenen Zerfällen. Insbesondere bei hohen Energieschwellen stimmen beide Herangehensweisen sehr gut überein, und auch zu niedrigeren Schwellen sind die Resultate im Rahmen der Fehler der Fitwerte konsistent.

Anstelle einer fixen Energieschwelle kann mithilfe der Spurrekonstruktion der Myonen auch direkt das Verhältnis von Energiedeposition zu Spurlänge im szintillierenden Volumen als Myon-Akzeptanzbedingung gewählt werden. Abbildung 6.13 demonstriert durch den Vergleich der Myon-Spurlängen in Monte-Carlo-Simulation und Daten, dass die Rekonstruktion,

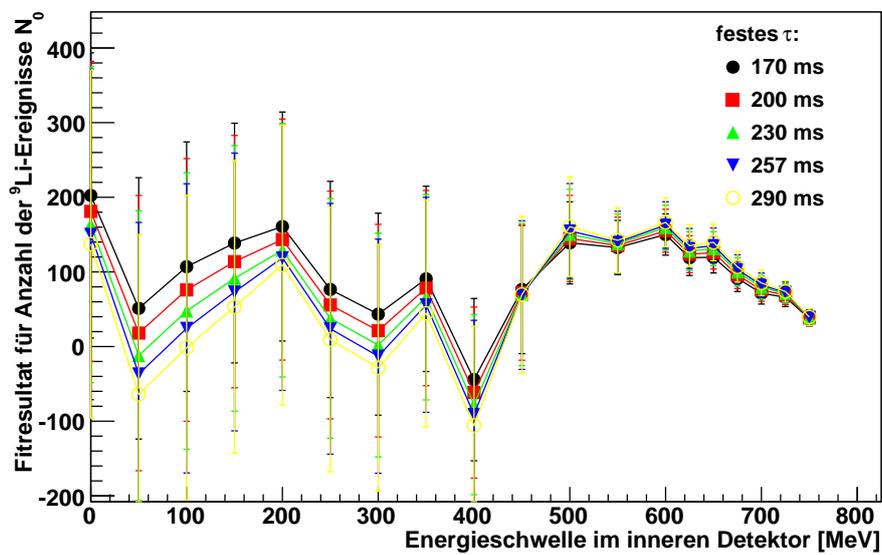


Abbildung 6.10.: Aus dem Fit ermittelte Anzahl  $N_0$  an kosmogenen Zerfällen für verschiedene feste Werte von  $\tau$  und verschiedene Energieschwellen zwischen 0 und 750 MeV Energiedeposition im inneren Detektor. Der gewählte Wert von  $\tau$  hat nur geringen Einfluss auf das Resultat – die Abweichung beträgt für jeden Datenpunkt weniger als 10%. Unterhalb von etwa 500 MeV wird die Methode unzuverlässig.

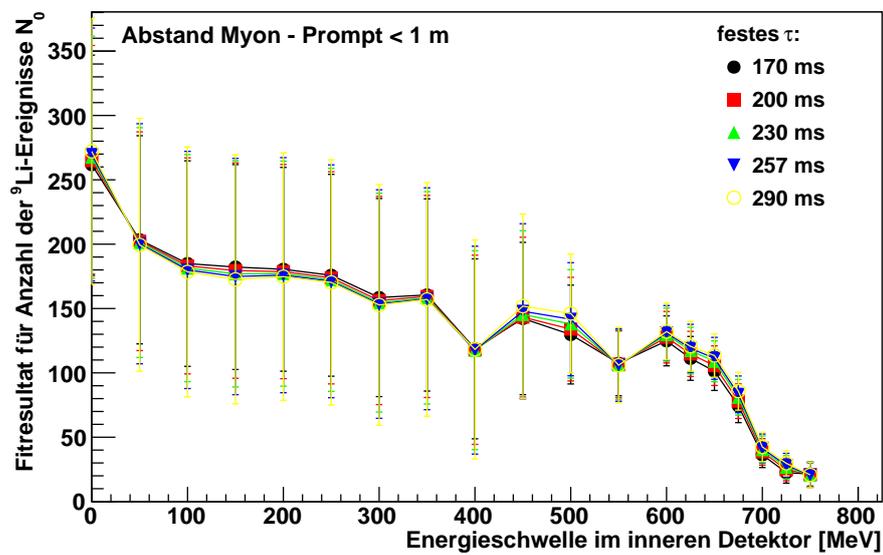


Abbildung 6.11.: Aus dem Fit ermittelte Anzahl  $N_0$  an kosmogenen Zerfällen für verschiedene feste Werte von  $\tau$  und verschiedene Energieschwellen zwischen 0 und 750 MeV Energiedeposition im inneren Detektor. Zusätzlich werden nur Myonen berücksichtigt, deren Abstand zum prompten Ereignis weniger als 1 m beträgt. Auch unterhalb von 500 MeV ist ein konsistentes Verhalten der Fitresultate erkennbar, und man erhält als Gesamtzahl der Zerfälle  $N_{9\text{Li}} = 270 \pm 100$ .

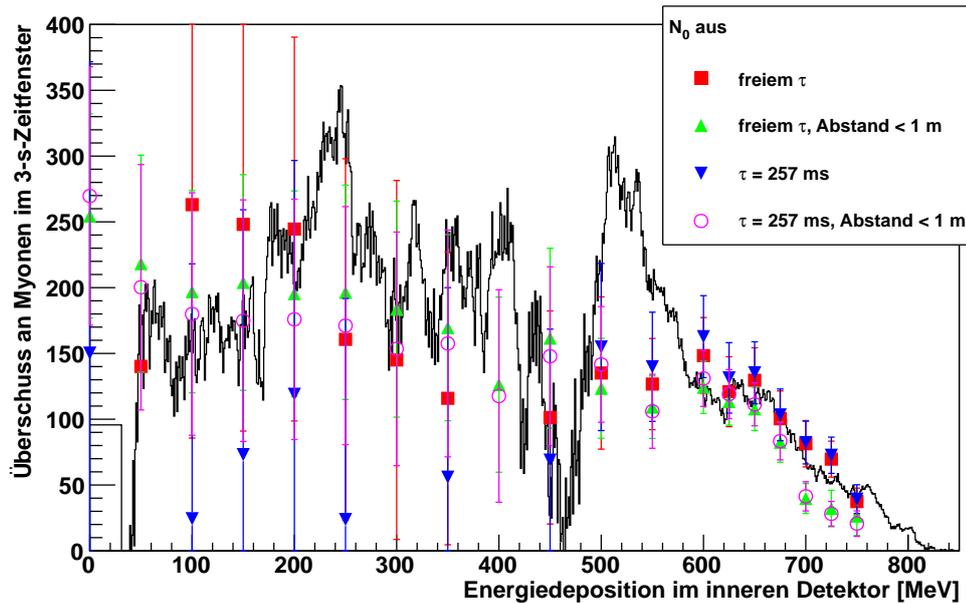


Abbildung 6.12.: Vergleich von statistischem Überschuss und Fitresultaten: Die in schwarz eingezeichnete Linie gibt den Überschuss an Myonen oberhalb einer Energiedeposition gegenüber einer zufälligen zeitlichen Verteilung wieder. Zum Vergleich sind die Resultate der Fitmethode bei festen Energieschwellen eingezeichnet.

die auf einem Fit an die Zeitpunkte des Beginns der PMT-Signale in verschiedenen Unterbereichen von Veto und innerem Detektor beruht und Eintritts- und Austrittspunkte für Veto und Buffer bestimmt, für diese Herangehensweise als hinreichend zuverlässig betrachtet werden kann. Die Abbildung 6.14 verdeutlicht die Lage der gewählten Bedingungen in der Energiedeposition-Spurlängen-Ebene.

Insgesamt wurden 18 verschiedene Schnitte betrachtet, die sich durch ihren  $y$ -Achsenabschnitt in Abbildung 6.14 charakterisieren lassen. Abbildung 6.15 gibt die aus dem Anpassen von Gleichung (6.2) erhaltenen Resultate wieder; die Fehlerbalken der Datenpunkte entsprechen den aus dem Fit erhaltenen Fehlern ohne Berücksichtigung zusätzlicher systematischer Effekte. Das hier erhaltene Resultat ist eine Gesamtzahl von  $N_{9\text{Li}} = 200 \pm 100$  Zerfällen, oder  $R_{9\text{Li}} = 2,0 \pm 1 \text{ d}^{-1}$ .

### 6.3.4. Reactor-Off-Messung

Um insbesondere die relativ großen Unsicherheiten in den korrelierten Untergrundbeiträgen besser quantifizieren zu können, vermisst man idealerweise nur den Untergrund. Dies ist möglich, wenn beide Reaktorkerne des Chooz-Komplexes zur gleichen Zeit abgeschaltet sind („**Reactor-Off**“). Leider ist im Normalbetrieb eine solche Situation nicht zu erwar-

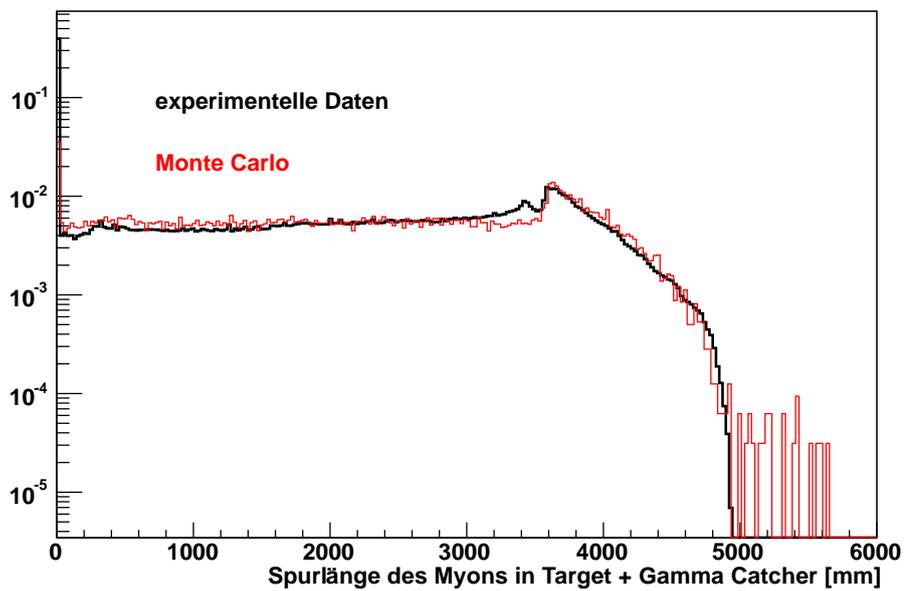


Abbildung 6.13.: Vergleich von Myon-Spurlängen in Monte-Carlo-Simulation und Rekonstruktion. Spurlängen größer als 5000 mm treten in der Simulation auf, wenn ein Myon auch im Hals des Detektors eine gewisse Strecke zurücklegt, was in der Rekonstruktion nicht berücksichtigt wird. Beide Histogramme wurden hier auf ihr Integral oberhalb 100 mm Streckenlänge normiert.

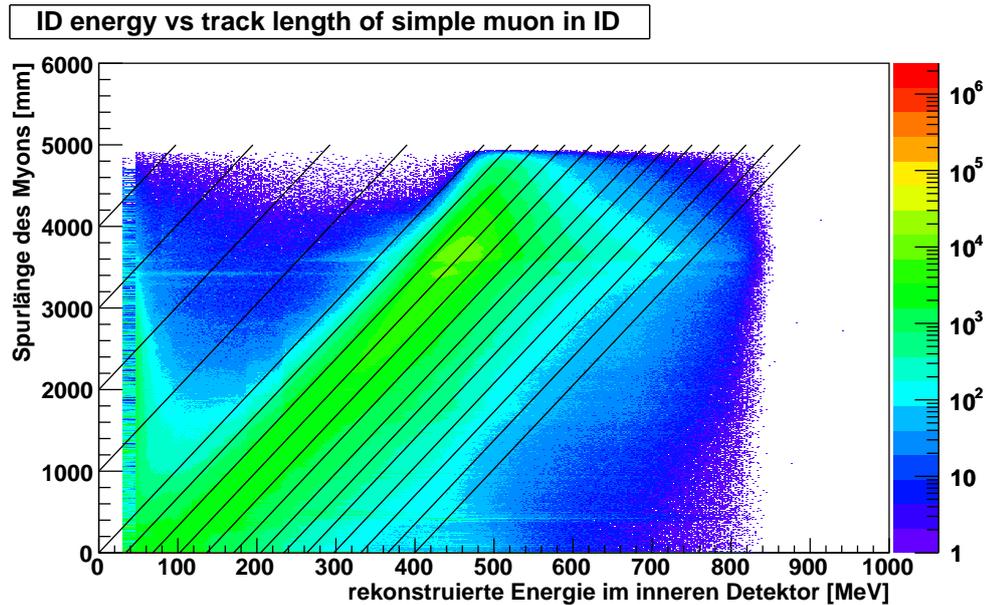


Abbildung 6.14.: Auswahlbedingungen für die Myonen in der  ${}^9\text{Li}$ -Analyse auf Basis von Energiedeposition pro zurückgelegter Strecke; Jede der in schwarz eingezeichneten Linien definiert eine akzeptierte Menge an Myonen, nämlich diejenigen rechts von ihr, die dann für die beschriebene statistische Analyse herangezogen wird.

ten, so dass diese Daten im Gegensatz zum CHOOZ-Experiment nur kurzfristig und über einen kurzen Zeitraum gewonnen werden können. Zum Zeitpunkt dieser Analyse hatte sich lediglich eine einzelne, zusammenhängende Messperiode von etwa 22 h Länge, die als reine Untergrundmessung betrachtet werden kann (vgl. Abb. 6.16), ergeben. Zwar werden natürlich weiter Neutrinos aus Zerfällen mit höherer Lebensdauer emittiert, aber da deren Energie typischerweise niedriger ist, induzieren sie in den 22 h praktisch keine Koinzidenzen im Detektor.

In den dieser Messzeit entsprechenden Daten sind nach den in Kapitel 6.2.3 dargelegten Kriterien zwei Neutrino-kandidaten beobachtet worden, bei Erweiterung des Akzeptanzfensters für das prompte Ereignis auf 0,7 – 30 MeV ein weiterer. Die Rekonstruktion dieser drei Ereignisse sowie der ihnen vorangehenden Myonen legt nahe, dass es sich beim ersten Ereignis um einen  ${}^9\text{Li}$ -Zerfall handelt, der zweite Neutrino-kandidat könnte sowohl auf  ${}^9\text{Li}$  als auch auf schnelle Neutronen zurückzuführen sein. Die Koinzidenz mit der hohen Energiedeposition im prompten Ereignis erfüllt alle Voraussetzungen für ein stoppendes Myon. Abbildung 6.17 gibt die Vertexrekonstruktionen der Ereignisse wieder.

Die für die Klassifikationen relevanten Fakten sind:

- Erste Koinzidenz: Etwa 201 ms vor dem prompten Ereignis passierte ein Myon mit un-

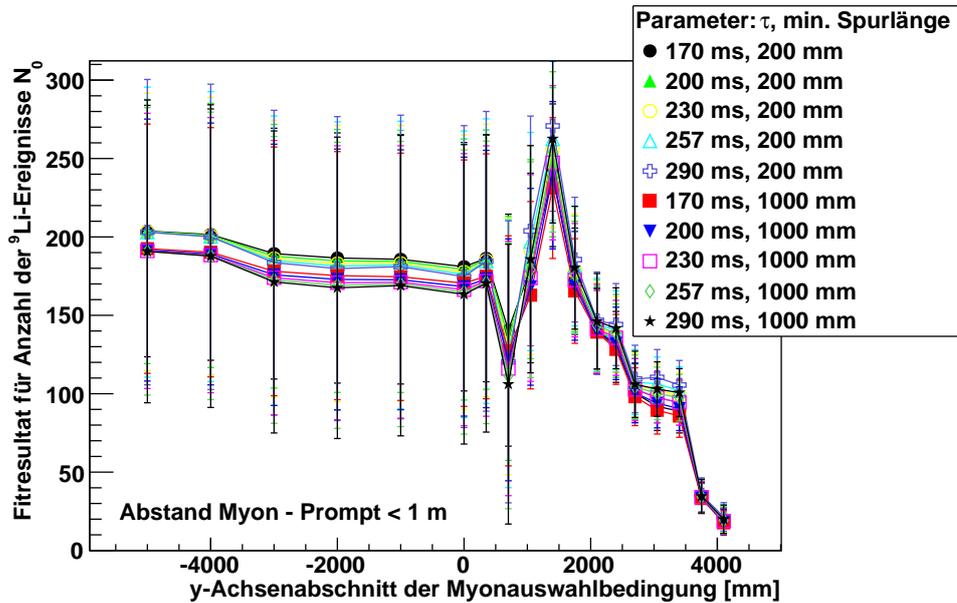


Abbildung 6.15.: Fitresultate für die Anzahl an  ${}^9\text{Li}$ -Ereignissen für die verschiedenen Energie-pro-Spurlänge-Bedingungen, unter Verwendung der Abstandsbedingung. Die Variation der Ergebnisse mit der festen Lebensdauer sind wieder klein (unter 10%), für die beiden gezeigten minimalen Spurlängen des Myon erkennt man insbesondere bei niedrigen Schwellen eine Aufspaltung um etwas mehr als 10%. Als Resultat für die Gesamtzahl an kosmogenen Zerfällen findet man  $N_{9\text{Li}} = 200 \pm 100$ .

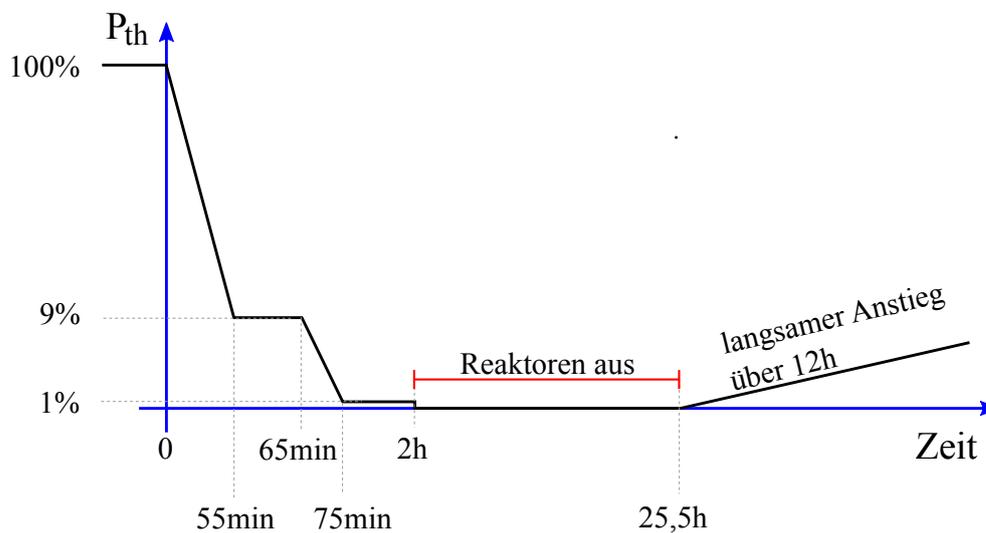


Abbildung 6.16.: Schematische Darstellung der Reaktorleistung während der Reactor-Off-Messung, aus [Double Chooz, 2011]. Die nachlaufenden Kernzerfälle liefern bevorzugt niederenergetischere Neutrinos und induzieren daher im betrachteten Zeitraum praktisch keine Neutrinoereignisse.

gewöhnlich hoher Energiedeposition von 740 MeV (vgl. etwa das Spektrum in Abbildung 6.2) in einem Abstand von 15 cm den Ort, an dem das prompte Ereignis der Koinzidenz rekonstruiert wurde. Die Rate an Myonen mit dieser Energiedeposition liegt bei 0,02 Hz, der mittlere Abstand einer Myon-Spur von einem Punkt im inneren Detektor beträgt etwa 2 m.

- **Zweite Koinzidenz:** In diesem Fall betrug der zeitliche Abstand des prompten Ereignisses zu einem vorangegangenen Myon mit 630 MeV Energiedeposition 240 ms, die Entfernung der Myon-Spur zum Vertex des prompten Ereignisses 31 cm. Die Rate an solchen Myonen ist mit 0,12 Hz immer noch so klein, dass kein anderes solches Myon in den 5 s vor dem prompten Ereignis registriert wurde.
- **Dritte Koinzidenz:** Mit knapp 27 MeV liegt das prompte Ereignis deutlich oberhalb typischer nichtmyonischer Ereignisse. Mögliche Quellen sind ein Kernrückstoß durch ein schnelles Neutron, das *Michel*-Elektron eines Myonzerfalls sowie ein stoppendes Myon mit sehr kurzer Spurlänge im szintillierenden Volumen, das nicht im inneren Veto erkannt wurde. Für letztere Interpretation spricht, dass im äußeren Veto praktisch zeitgleich (26 ns vor dem prompten Ereignis) ein Myon identifiziert und der Vertex des prompten Ereignisses unmittelbar unter dem Hals des Detektors rekonstruiert wurde. Die Hypothese eines das innere Veto durch den Kamin umgehenden Myons, das dann stoppt und zerfällt, wird auch durch die kurze Zeitdifferenz von  $2,2 \mu\text{s}$  zwischen promptem und verzögertem Ereignis gestützt.

### 6.3.5. Reactor-Off und die Vermessung des $^9\text{Li}$ -Untergrunds

Da der  $^9\text{Li}$ -Untergrund relativ betrachtet die bei weitem größten Unsicherheiten aufweist, sowohl was Modellierung als auch bisher vorliegende Messungen betrifft, kann Double Chooz einen signifikanten Beitrag zur Untersuchung der Generationsrate dieses kosmogenen Isotops leisten, wenn ein hinreichender Zeitraum von Reactor-Off-Daten vorliegt. Die Unsicherheit in der Rate pro Tag skaliert dabei invers mit der Wurzel aus der Messzeit, so dass bei zehn Tagen an Reactor-Off-Daten Unsicherheit unter 32 % zu erreichen ist, was eine Verbesserung um einen Faktor drei gegenüber den aus Simulationen und dem in dieser Arbeit betrachteten Reactor-off-Intervall entspricht.

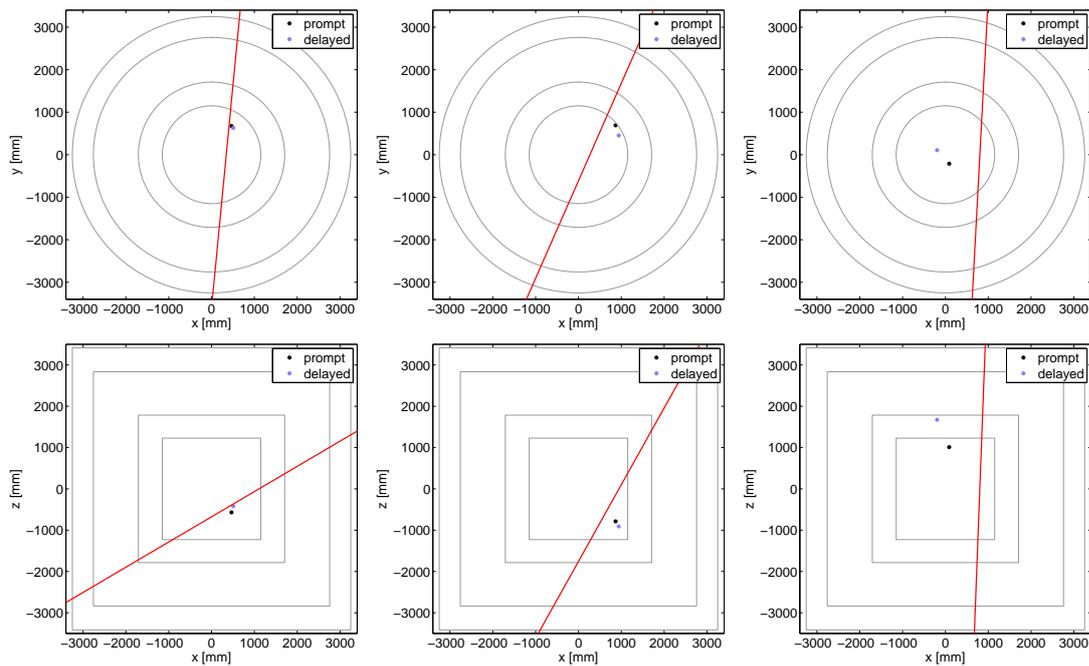


Abbildung 6.17.: Ortsrekonstruktion von prompten, verzögerten und Myon-Ereignissen in der Reactor-Off-Messung. Während das erste Ereignis mit hoher Wahrscheinlichkeit ein  ${}^9\text{Li}$ -Zerfall ist, und das zweite ebenfalls ein solcher, eventuell aber auch Rückstoß und Einfang eines schnellen Neutrons sein kann, spricht vieles dafür, das dritte Ereignis als stoppendes und zerfallendes Myon, das das innere Veto im Kamin durchquert hat, zu betrachten.



## 7. Zusammenfassung und Ausblick

Das Double Chooz-Experiment ist eines von drei **Reaktorneutrinoexperimenten der zweiten Generation**, das zur Bestimmung des dritten Neutrinomischungswinkels  $\Theta_{13}$  konzipiert und in Betrieb genommen wurde. In seiner ersten Publikation konnten 2011 deutliche Hinweise auf nichtverschwindenden Wert von  $\sin^2 2\Theta_{13} = 0,086 \pm 0,041$  (stat.)  $\pm 0,030$  (syst.) dargestellt werden, die in folgenden Veröffentlichungen aller drei Experimente zu einem konsistenten Messwert von  $\sin^2 2\Theta_{13} = 0,090_{-0,0082}^{+0,0086}$  verbessert wurde, was ohne eine starke Unterdrückung und ein gutes Verständnis des verbleibenden Untergrundes nicht möglich gewesen wäre. Neben der hohen Reinheit der Detektormaterialien lag daher ein wesentlicher Fokus des Experimentes auf der Kontrolle insbesondere des **von Myonen induzierten Untergrundes**.

In dieser Arbeit wurde die **Entwicklung des inneren Myon-Vetos** des Double Chooz-Experiments ausgehend von bestehenden Vorbedingungen und den zur Zielerreichung des Experiments notwendigen Eigenschaften durchgeführt. Dazu wurde der Detektoraufbau in verschiedenen Aufbauszenarien im Geant4-C++-Programmcode umgesetzt, diese in Monte-Carlo-Simulationen verglichen und nach den erarbeiteten Kriterien eine der Optionen zur Realisierung ausgewählt. Der hierzu implementierte C++-Code ist in die Geant4-basierte Gesamtsimulation der Kollaboration integriert und weiterhin in Benutzung. Im Rahmen dieser Erweiterung wurden auch die Grundlagen des von der Kollaboration genutzten, ROOT-basierten Datenformats definiert und im Quellcode realisiert.

Aus den Ergebnissen der Monte-Carlo-Simulationen wurden Triggerschwellen hergeleitet, die sowohl eine hohe Effizienz für Myonen als auch eine nicht zu hohe Rate an durch Radioaktivität verursachte und fälschlich als Myon klassifizierte Ereignisse vereinen. Die **Effizienz der Myonidentifikation** durch das innere Veto beträgt bei diesen Schwellen 99,89 Prozent, was die Sensitivität des Experimentes für  $\Theta_{13}$  bei Messung mit nur einem Detektor auf einer Zeitskala von anderthalb Jahren auf  $7,1^\circ$  limitiert, verglichen mit einer Sensitivität von  $6,1^\circ$  bei einem idealen Veto. Die durch als Myon fehlklassifizierte radioaktivitätsinduzierte Ereignisse generierte Totzeit des Experiments bei diesen Schwellen beträgt dabei weniger als 1%, während die myonverursachte Totzeit bei etwa 4% liegt.

Die einzelnen im Veto verbauten Komponenten – gekapselte Photomultiplier und Bufferwandverspiegelung – wurden zunächst als Prototypen und später als vollständige Serie gefertigt,

getestet und in den fernen Double Chooz-Detektor eingebaut. Dazu wurden unter anderem Messungen zur magnetischen Abschirmung sowie zum Einfluss der PMT-Ausrichtung auf die Verstärkung durchgeführt. Für den nahen Detektor werden die in dieser Arbeit entwickelten und dokumentierten Konstruktionen mit leichten Modifikationen wiederverwendet.

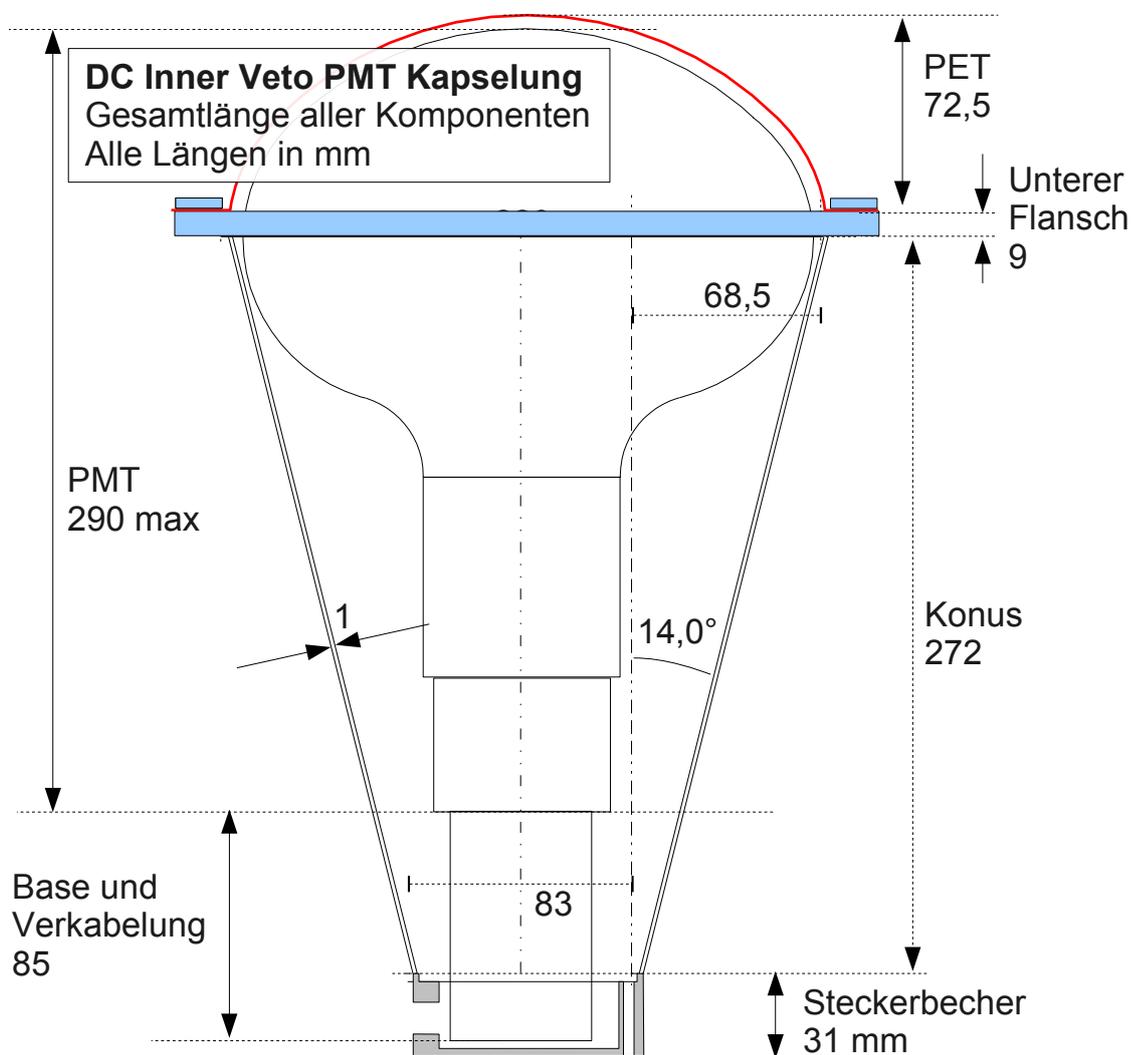
Eine speziell auf den Beitrag kosmogener  ${}^9\text{Li}$  abzielende **Analyse des Untergrunds** der für die erste Veröffentlichung herangezogenen Daten und die Anwendung der zugrundeliegenden Methode auf die Messung dieses Untergrundes in einem Zeitfenster ohne Reaktor-neutrinos wurde ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit erstellt. Dabei ergab sich eine erwartete Rate an myoninduziertem kosmogener Untergrund von  $2 \pm 1$  pro Tag; die detaillierte Analyse der Daten für die zweite Veröffentlichung präziserte diesen Wert mittlerweile zu  $2,05^{+0,62}_{-0,52}$  Ereignissen pro Tag.

Mit der bevorstehenden Inbetriebnahme des nahen Detektors wird der zweite Abschnitt von Double Chooz eine signifikante Verbesserung insbesondere in den systematischen Unsicherheiten mit sich bringen. Auch wenn dennoch keine wesentliche Erhöhung der Präzision von  $\Theta_{13}$  allein aufgrund neuer Double Chooz-Messwerte zu erwarten ist, werden die Ergebnisse dennoch einen wichtigen Beitrag zum Verständnis des Untergrundes sowie des Detektorverhaltens an sich leisten und die Konsistenz der bisher vorgenommenen Analysen belegen. Da gerade die Verfügbarkeit von Reactor-Off-Messwerten den in Double Chooz beobachteten Untergrund prinzipiell besser zu verstehen ermöglicht, und die Ergebnisse dieser Untergrundbetrachtungen wertvolle Hinweise auch für andere Experimente liefern können, darf man zukünftigen Publikationen mit Interesse entgegensehen.

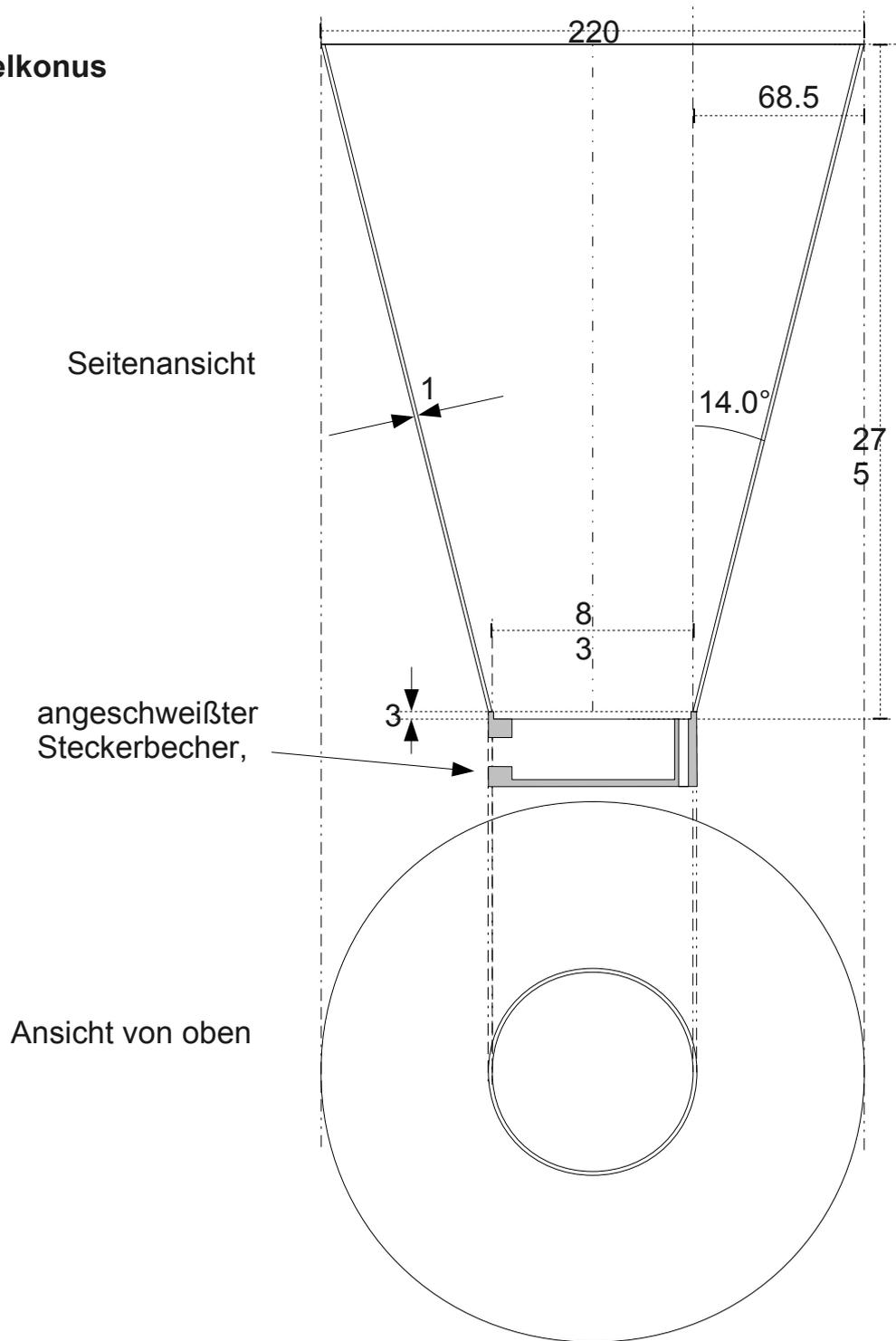
# A. Technische Zeichnungen

## A.1. Veto-PMT-Kapsel

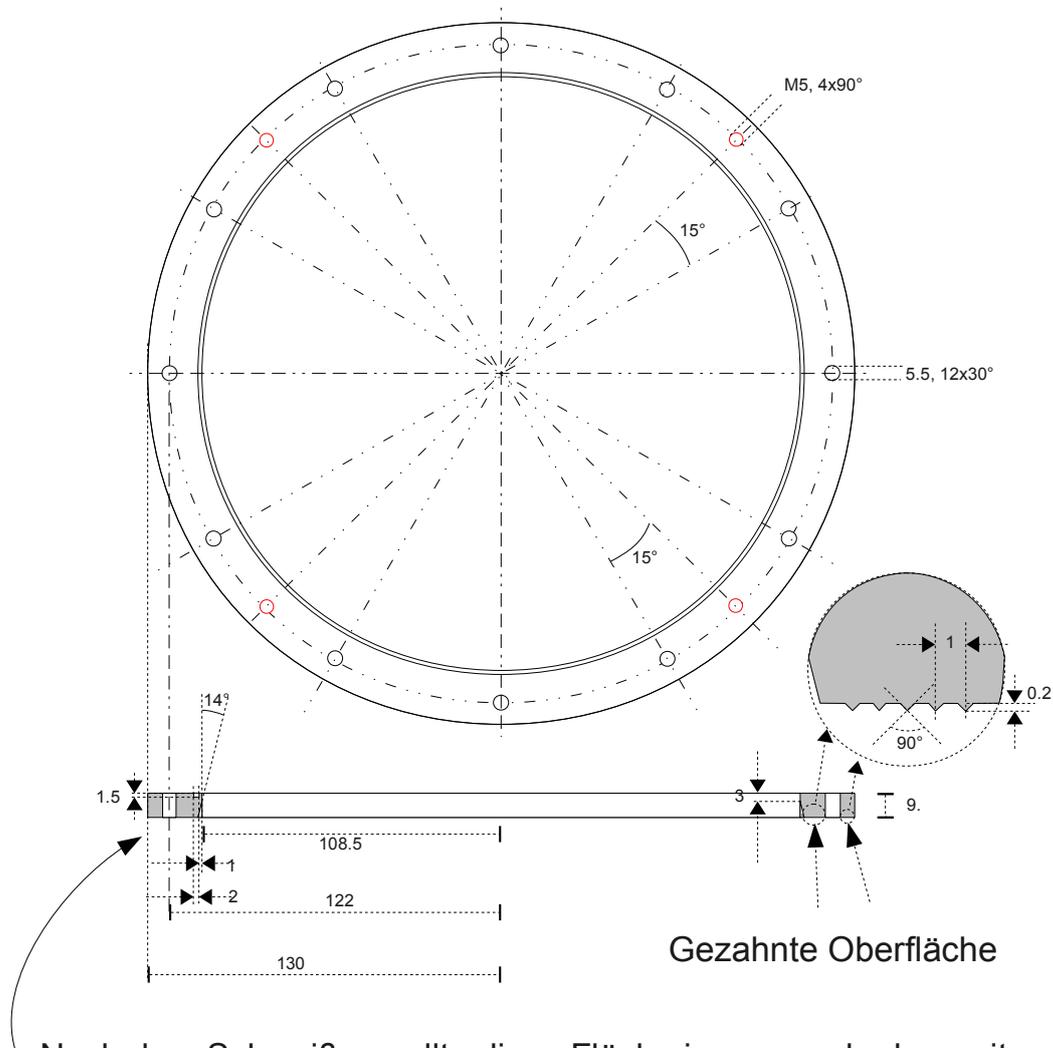
Beauftragt bei Raff + Grund GmbH, Max-Eyth-Str. 9-13, 71691 Freiberg/Neckar



**Kapselkonus**



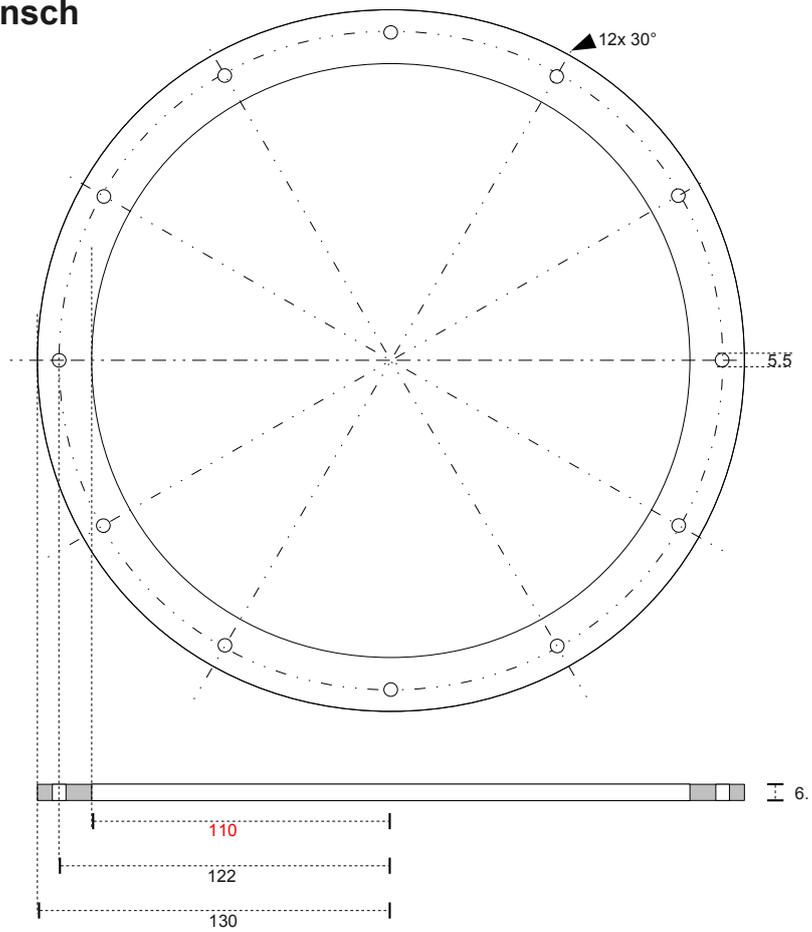
**Unterer Flansch**  
wird an den Konus geschweißt



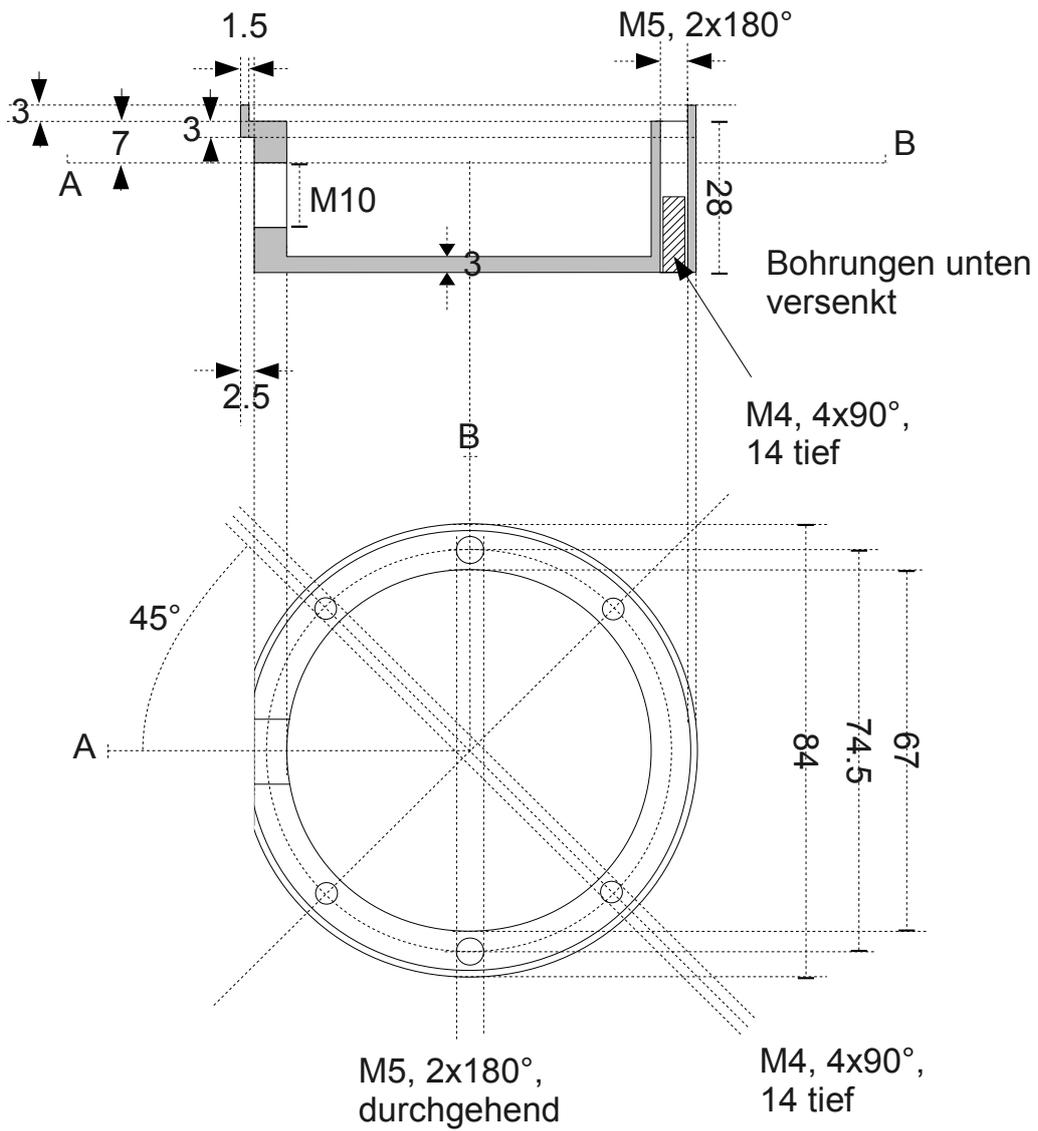
Nach dem Schweißen sollte diese Fläche immer noch eben mit Schwankungen kleiner als 0,2 mm sein

Erklärung: Zwischen oberen und unteren Flansch wird eine PET-Folie als Abdeckung eingespannt. Da die Kapsel dann wasser- und öldicht sein soll, muss beim Zusammenschrauben ein gleichmäßiger Druck rund um den Umfang auf die PET-Folie ausgeübt werden.

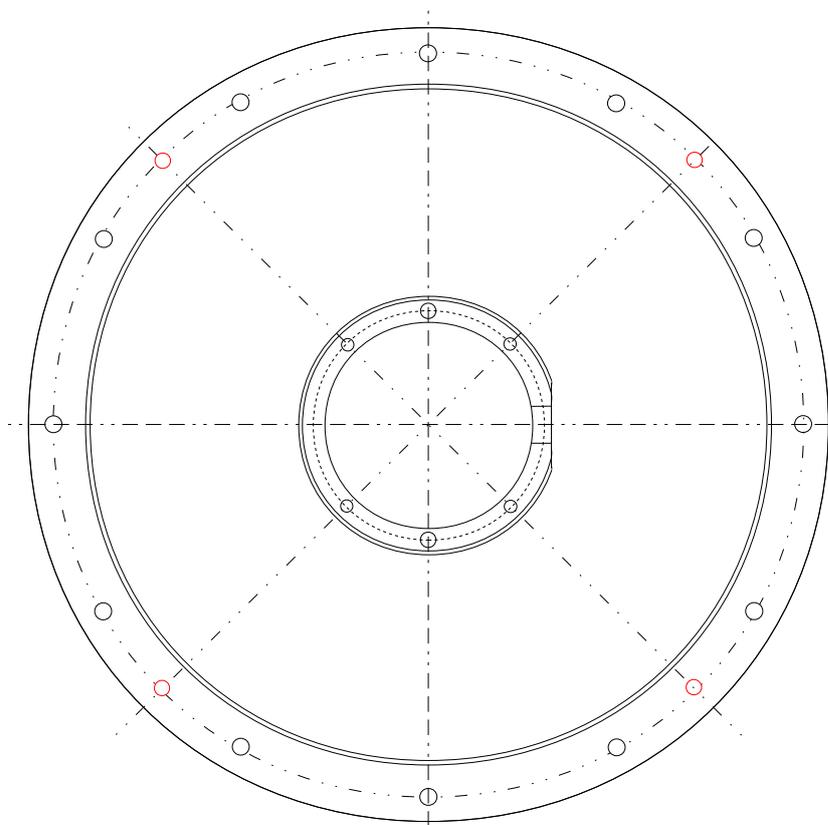
Oberer Flansch



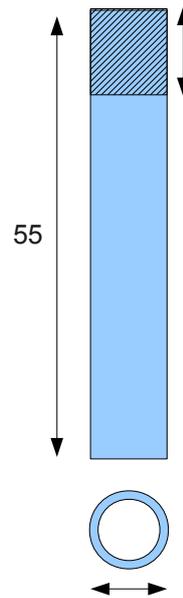
**Steckerbecher**  
wird an den Kegel angeschweißt



**Ausrichtung** der einzelnen an den Konus angeschweißten Teile  
(unterer Flansch, Steckerbecher) zueinander



**Kabelröhrchen**  
zum Einschrauben  
in den Steckerbecher

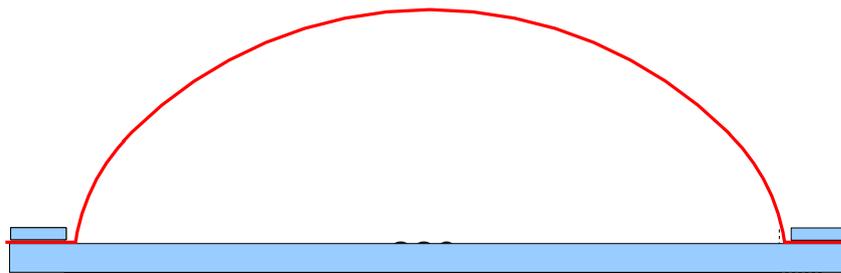


## A.2. PET-Haube

Beauftragt bei Firma J. Schüchl Maschinenbau, Am Grasfeld 2, 86564 Brunnen.

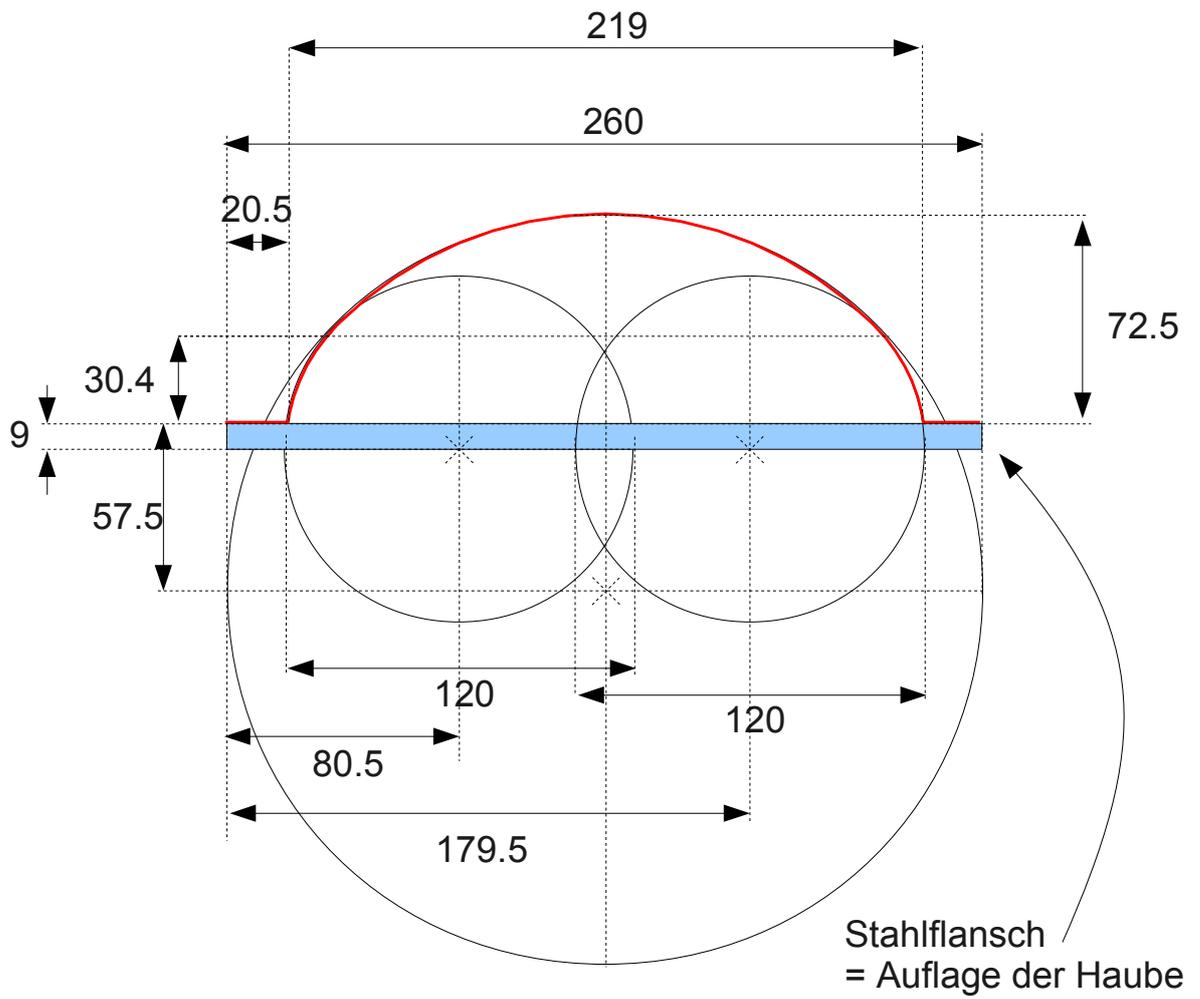
### Gesamtübersicht PET-Haube

Materialstärke ~0,3  
alle Maße in mm



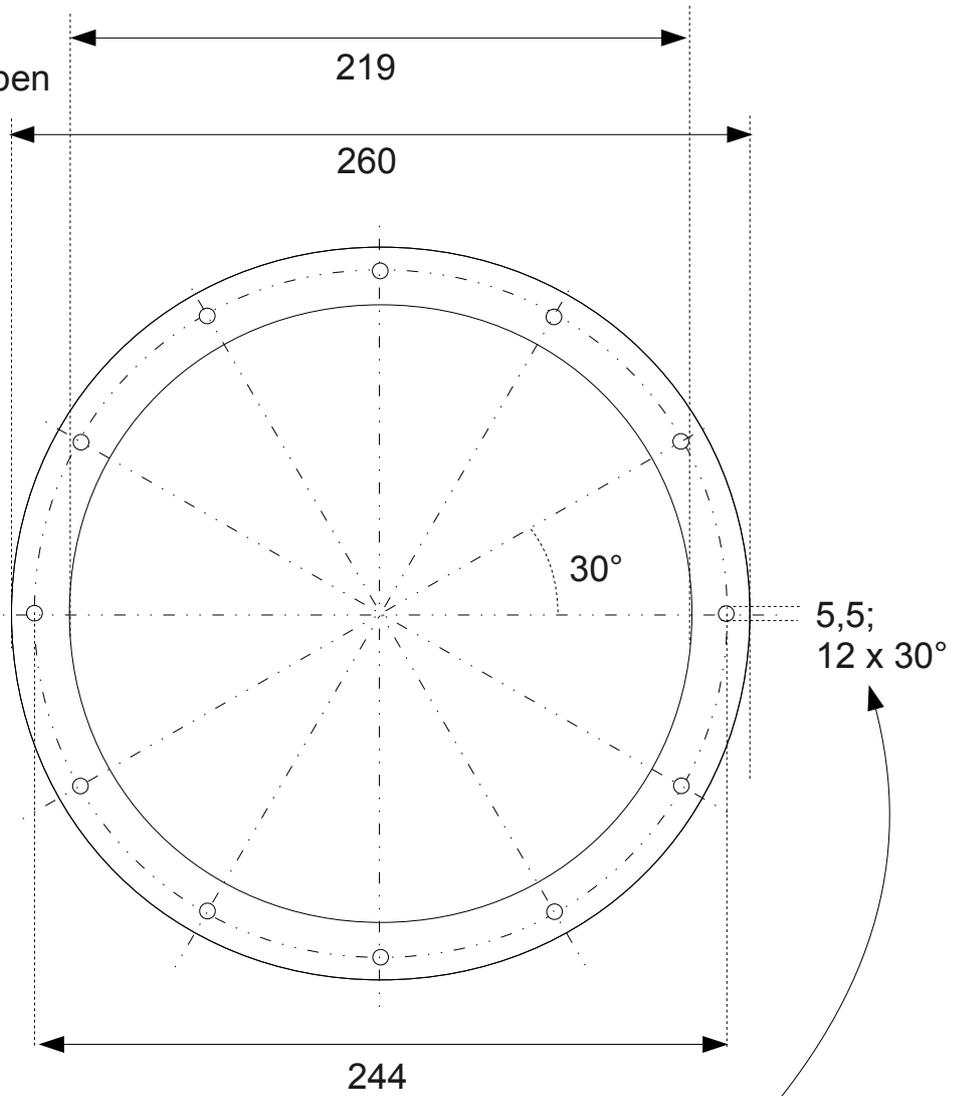
### PET-Haube

Seitenansicht mit Konstruktionskreisen



**PET-Haube**

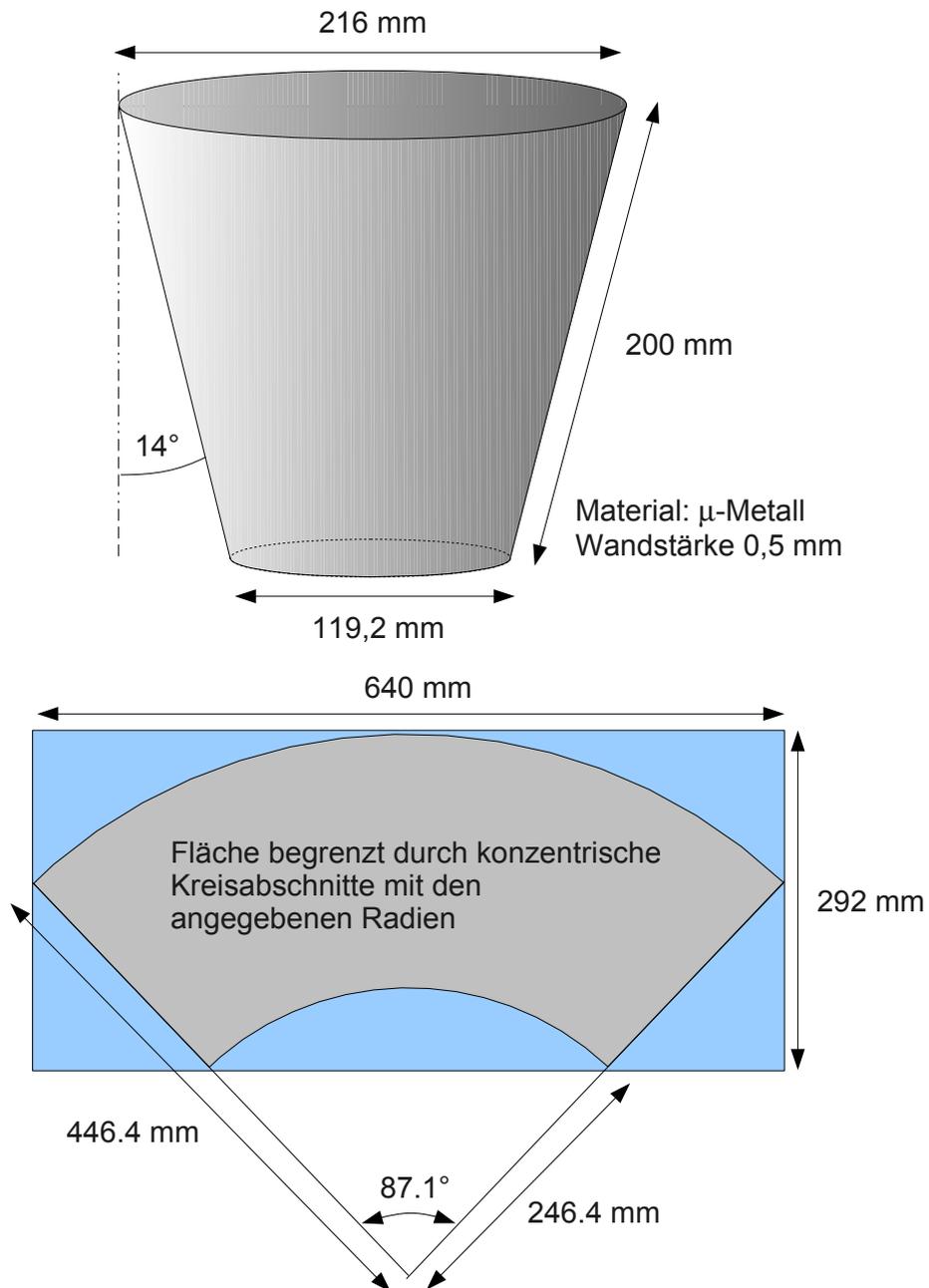
Ansicht von oben



12 Löcher für Schraubendurchführung

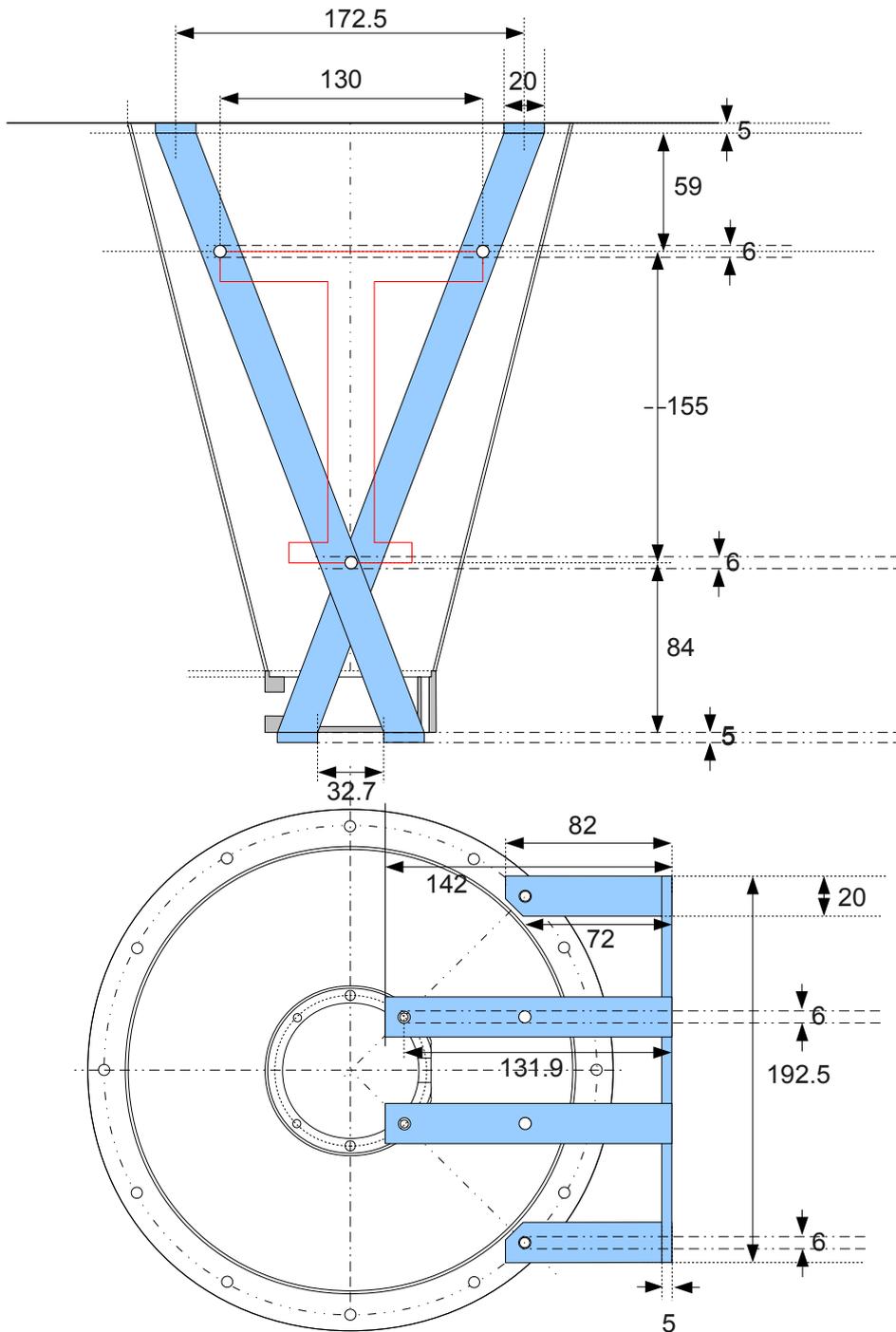
### A.3. $\mu$ -Metall

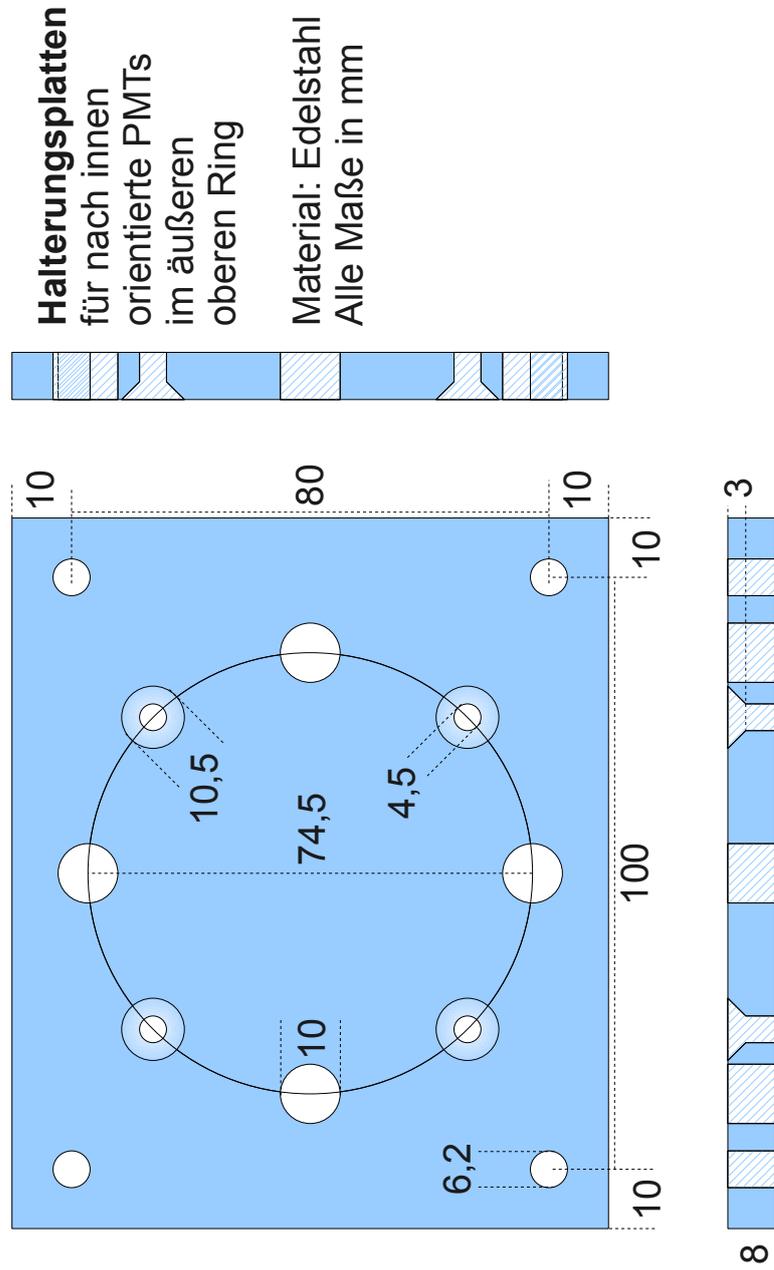
Beauftragt bei MECA MAGNETIC, Z.I. d'Amilly, rue de la Fontaine, 45200 Amilly, France.



## A.4. Kapselhalterungen

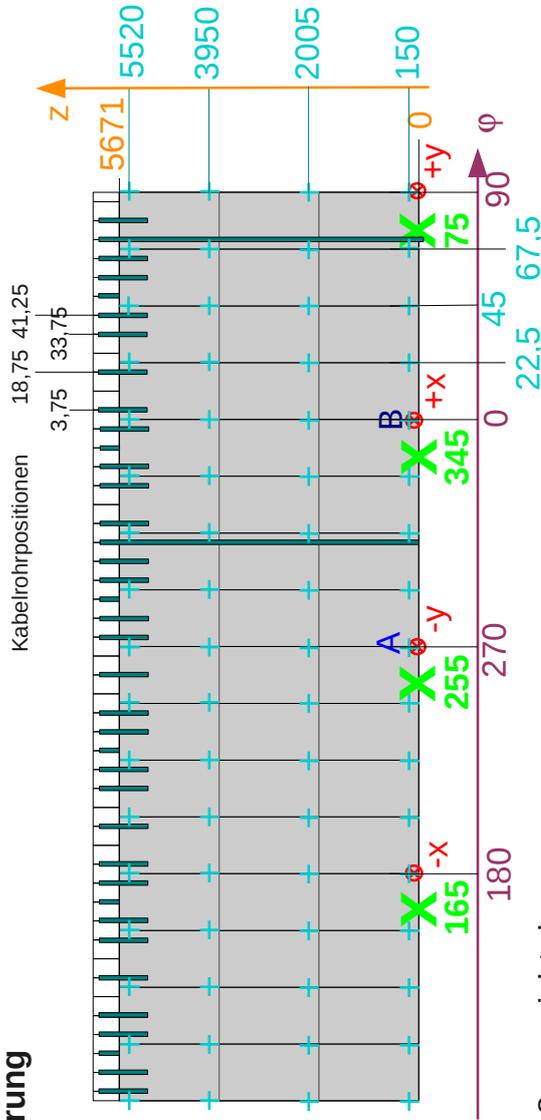
Beauftragt bei Raff + Grund GmbH, Max-Eyth-Str. 9-13, 71691 Freiberg/Neckar



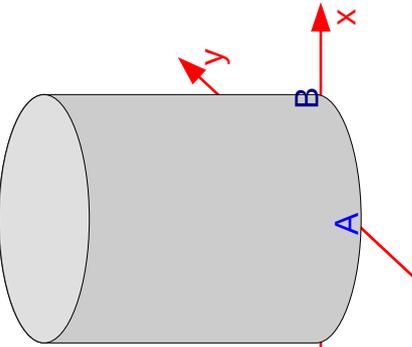


## A.5. VM-2000

### Vollständige Übersicht über Bufferwand-Bolzenpositionierung



Außenansicht der Bufferwand

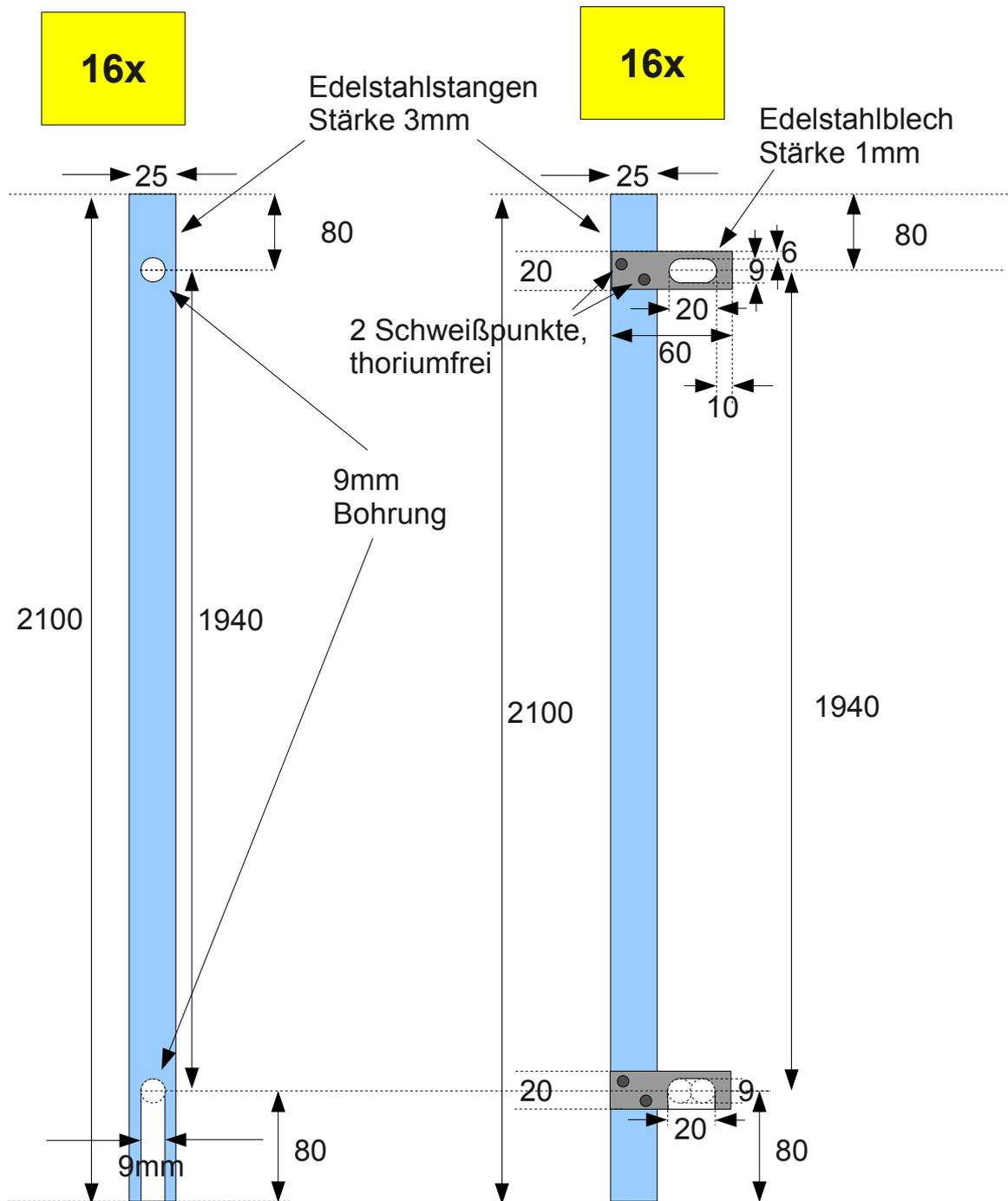


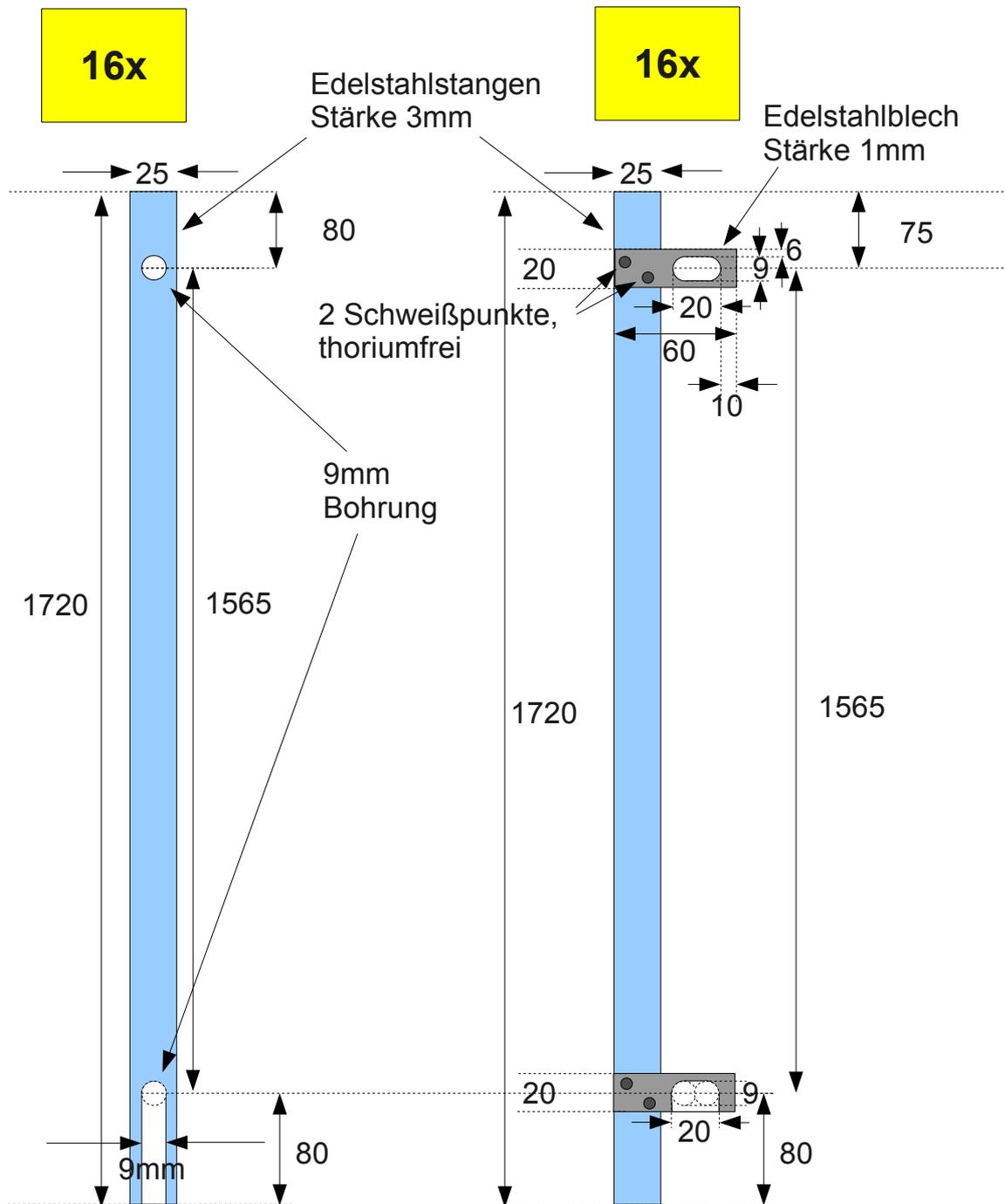
**X** Abstandshalter  $\phi$ -Koordinate  
+ Bolzenpositionen

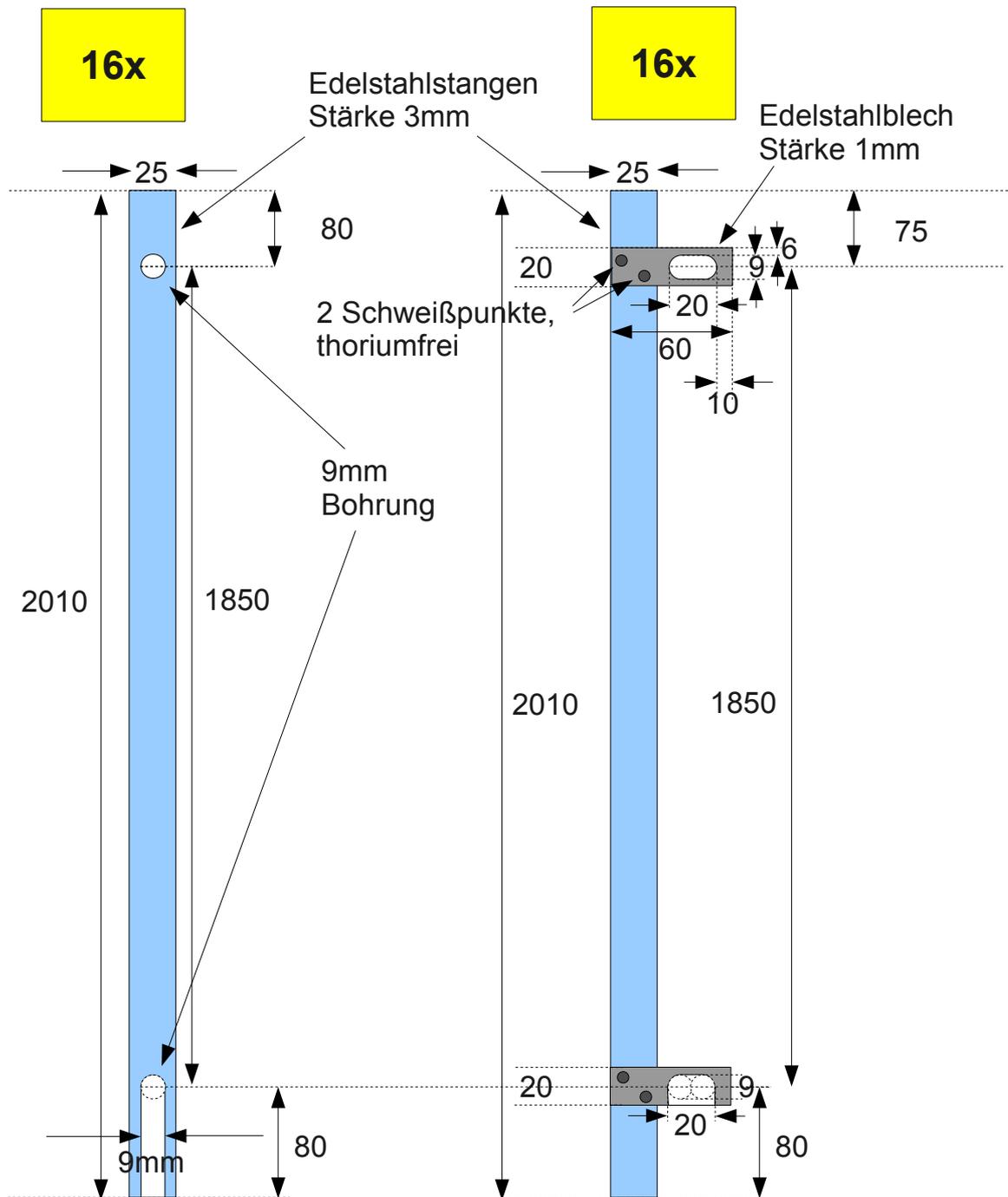
**Bolzen:**  
M8 Schrauben von 16 mm Länge, mit dem Kopf an die Bufferwand geschweißt.



**In  $\phi$ :**  
Bolzen alle 22,5 Grad, beginnend bei 0 auf der x-Achse  
**in z:**  
@ 150, 2005, 3950 und 5520 mm von unten gemessen







# Danksagung

Da ich gemäß dem Motto „Gut Ding will Weile haben“ bzw. „Morgen ist auch noch ein Tag“ mit der Verfassung dieses Dokuments umgegangen bin, müssen, sollen und dürfen nun ganze Generationen an Kollegen und Freunden in der endlich vorliegenden Arbeit Erwähnung finden. Die meisten davon haben sich in so vielerlei Hinsicht darum verdient gemacht, dass alle beschriebenen Ergebnisse sowie die Beschreibung selbst tatsächlich realisiert wurden, dass ich leider keinerlei Garantie auf vollständige oder auch nur ausreichende Würdigung aller einzelnen Beiträge geben kann. Die Idee, eine Matrix aus Personen und Themenkomplexen aufzustellen und numerisch den Grad an Unterstützung und entsprechender Dankbarkeit auszudrücken, habe ich nach einiger Überlegung aufgrund von Schwierigkeiten mit Vergleichbarkeit und Normierung aufgegeben und hoffe, dass mir dies alle im Folgenden genannten Personen sowie alle Leser, die es bis hierher geschafft haben oder die sowieso nur dieses Kapitel lesen verzeihen können.

Die Bestimmung des Ordnungsystems der folgenden Einträge wird dem geeigneten Leser als leichte Übung überlassen.

- Bei Professor Dr. *Josef Jochum* möchte ich mich nicht nur für die Aufnahme am Lehrstuhl und die engagierte (und geduldige!) Betreuung dieser Arbeit bedanken, sondern an dieser Stelle ganz besonders die unglaublich freundliche Atmosphäre und die trotz großer Vielseitigkeit auch große Geschlossenheit in seiner Arbeitsgruppe loben, die die Tätigkeit am Institut so angenehm machte.
- Professor Dr. *Tobias Lachenmaier* hat mich bei dieser Arbeit schon unterstützt, bevor er überhaupt dem Institut beitrug, und hat mit ungeheurem Fachwissen, einem stets offenen Ohr und großem Einsatz wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen und außerdem viele gemeinsame Dienstreisen mit mir zu überstehen gehabt, an die ich gerne zurückdenke (und die auch tolle Geschichten liefern...).
- *Markus Röhling*, Dr. *Dennis Dietrich* und *Lee Stokes*, meine wackeren Kollegen von der Double Chooz Gruppe in Tübingen, haben es meist geschafft, den Arbeitsalltag und die vielen nationalen wie internationalen Kollaborationstreffen zu einer erfreulichen Angelegenheit werden zu lassen. Ich hoffe, für euch war die Zusammenarbeit ähnlich nett wie für mich!

- Nicht vergessen werden dürfen auch die Kollegen von der Verwaltung, *Gaby Behring*, *Brunhild Eiskant*, Dr. *Günter Lang*, *Sonja Schimmel*, *Sabine Schulze* und *Anja Walz*, die einem niemals das Gefühl gaben, verwaltet zu werden, sondern immer mit Rat und Tat zu Stelle waren.
- Und dass ohne die unermüdliche Arbeit unserer IT-Verantwortlichen Dr. *Arthur Erhart*, Dr. *Marcel Kimmerle* und Prof. Dr. *Roland Speith* keiner in der Lage gewesen wäre, vernünftige Resultate zu liefern, kann auch niemand bezweifeln. Vielen Dank für die Hilfe und so manche nette Unterhaltung!
- Wenn es um echte Arbeit ging, mussten öfter und oft kurzfristiger als gewünscht die Kollegen aus den Mechanik- und Elektronikwerkstätten die Ärmel hochkrepeln. Daher möchte ich mich stellvertretend für alle fleissigen Hände bei Herrn *Schreyer* aus der Elektronik und, auch wenn er es leider nicht mehr lesen kann, auch beim damaligen Mechanikwerkstattleiter Herrn *Brodbeck* bedanken.
- Erste internationale Anlauf- und Koordinationsstelle meiner Jahre bei Double Chooz war das APC in Paris, das ich (ja, so lange ist das her...) sogar noch vor dem Umzug ins neue Gebäude kennenlernen durfte. Unter diesem Dach waren einige meiner wichtigsten und nettesten Ansprechpartner versammelt: Prof. Dr. *Herve de Kerret*, den keine noch so unmenschliche Uhrzeit von seinem Einsatz als Sprecher des Experiments und Kontaktperson zur EdF hat abbringen können, hat wohl besonders während der Einbauphase unter uns leiden müssen, hat aber alles mit einem Lächeln ertragen. Dr. *Michel Obolenski*, der sich mit allen Problem und Schwierigkeiten unserer IT-Nutzung am IN2P3-Cluster herumschlagen durfte, darf ebensowenig unerwähnt bleiben wie der DAQ- und Elektronikexperte Dr. *Didier Kryn* oder Dr. *Alessandra Tonazzo*, die gemeinsam mit Dr. *Alfred Tang* das MUSIC-Tool für Double Chooz adaptiert und damit erst die Möglichkeit zur Generierung von realistischen Myonverteilungen geschaffen hat. Ganz besonders herzlich bedanken möchte ich mich hier bei Dr. *Anatael Cabrera*, unserem unermüdlichen Vordenker und Koordinator in Softwarefragen, bei der Datenanalyse, der Elektronikkalibrierung, der Monte-Carlo-Entwicklung etc. pp., der mir in vielen Situationen mehr zugetraut hat als ich mir selbst (ich hoffe, ohne allzu oft enttäuscht worden zu sein). *Merci beaucoup!*
- Auf dem Weg vom günstig erworbenen Gebrauchtphotomultiplier zum Betrieb im Detektor sind unsere Geräte durch eine ganze Reihe von Händen gegangen, ohne die das Veto heute nur einen gut abgeschirmten Öltank darstellen würde. Vom ganz sicher nicht trivialen Ausbau aus den alten Kapselungen über erste Funktions- und Charakterisierungstests bis zur versandseitigen Zollabwicklung der über 200 PMTs und Bases

haben Dr. *Karim Zbiri* und Dr. *Jelena Maricic* an der *Drexel University* ausgezeichnete Arbeit geliefert, Dr. *Charles Lane* hat darüber hinaus als Elektronikexperte auch die Bases unserer PMTs entworfen. Am anderen Ende der Entwicklungskette haben Dr. *Brandon White*, Dr. *Yuri Efremenkov* und Dr. *Yuri Kamishkov* von der *University of Tennessee* in Tübingen und Chooz Dunkelraten- und Verstärkungstests durchgeführt und, was Brandon betrifft, dabei mehr als nur ein paar Wochen unsere Laborarbeitszeit aufgelockert.

- Unbedingt erwähnt werden müssen an dieser Stelle auch Prof. Dr. *Ines Gil-Botella* und *Antonio Verdugo* vom CIEMAT in Madrid. Zum einen haben sie freundlicherweise ihren Aufbau für die Messungen zum Einfluss externer Magnetfelder auf die PMTs zur Verfügung gestellt, mir bei der Durchführung der Messungen geholfen und lassen mich gerne an meinen ersten Aufenthalt in Madrid zurückdenken. Zum anderen hat das CIEMAT die Splitterboxen aller PMTs gefertigt und eingebaut sowie sich um die dafür notwendige Infrastruktur in Chooz gekümmert. Und darüber hinaus hat Ines zusammen mit Anatael die Organisation und die Vertretung des europäischen Analyseclusters übernommen, was keinesfalls immer eine angenehme Arbeit gewesen sein dürfte.
- Das Kalibrationssystem des Vetos wurde, wie an anderer Stelle bereits berichtet, am IPHC in Strasbourg unter der Leitung von Prof. Dr. *Marcos Dracos* entwickelt. Ihm und seinen Kollegen, Dr. *Anselmo Meregaglia*, Dr. *Cecile Jollet*, sowie den zum Einbau rekrutierten Technikern *Jacques Wurtz* und *Jacky Schuler* gebührt für das hervorragende Kalibrationssystem ganz herzlichen Dank.
- Da nur ein volles Veto ein gutes Veto ist, und gerade das Füllen einen der heikelsten Momente (eigentlich: mehrere der heikelsten Wochen) der Detektorkonstruktion darstellte, kann der Beitrag von Dr. *Patrick Pfahler*, der an der TU München das Flüssigkeitsfüllsystem gemeinsam mit Dr. *Christian Buck* vom MPIK Heidelberg entworfen und umgesetzt hat, gar nicht hoch genug eingeschätzt werden. Die TU München unter Führung von Professor *Lothar Oberauer* hat übrigens durch die Finanzierung und das Entwickeln des Veto-Szintillators das Füllen erst sinnvoll ermöglicht, so dass es gleich noch einen Grund gibt, der TU im Allgemeinen sowie ihm, Dr. *Marianne Göger-Neff* und Dr. *Honghanh Trinhthi* im Besonderen ganz herzlich danke zu sagen!
- Mehr von der TU: Dr. *Martin Hofmann* und Dr. *Nils Haag* haben die Messungen zur radioaktiven Kontamination der im Veto verbauten Materialien vorgenommen, *Vincenz Zimmer* hat Myonsimulationen und Tests der Spurrekonstruktion durchgeführt. Dafür und für die vielen netten Abende bei allen denkbaren Meetings möchte ich mich hier ebenfalls explizit bedanken.

- Was den Aufbau des Vetos betrifft, so ist hier gar nicht Platz genug, alle beteiligten Helfer ausreichend zu würdigen. Hervorheben möchte ich aber ganz besonders Herrn *Patrick Perrin*, den Koordinator des Aufbaus vor Ort, der das zweifelhafte Vergnügen hatte, wirklich mit jedem Problem, jeder Fehlplanung und jedem dummen Zufall, den ein solches kontinentübergreifend vorbereitetes Projekt mit sich bringt konfrontiert zu werden und restlos alle mit einem Minimum an Verzögerungen, Reibereien und Abstrichen zu lösen vermochte. Vollends zu einem gelungenen Erlebnis machten den Einbau eine ganze Reihe Tübinger Kollegen, die eigentlich gar nichts mit Double Chooz zu tun hatten, nämlich *Andrea Hagen* und ihr Mann Dr. *Norbert Hagen* (ausnahmsweise tatsächlich **die** Sorte Doktor), *Christof Sailer*, *Kai Freund* und *Rainer Schmidt*. Aber auch Nichttübinger haben sich in der Einbauphase um das Veto verdient gemacht: Dr. *Erica Caden*, Dr. *Tim Classen*, Dr. *Cara Maesano*, Dr. *Rachel Queval*, Dr. *Thomas Mueller*, die mit mir in der von Professor Dr. *Bob Svoboda* geleiteten Arbeitsgruppe „Cleanliness“ insbesondere zu Beginn lernen durften, wie dreckig so ein Labor sein kann; die Aachener Fraktion aus *Sebastian Luch* und *Anselm Stücken*, die das Arbeiten unter minimalsten Platzverhältnissen zwischen Veto- und Bufferwand perfektioniert hatten und die sich für die Triggerimplementierung verantwortlich zeichnen; Dr. *Matthieu Bongrand*, der für den Einbau der inneren Photomultiplier verantwortlich war und mit dem aufgrund der Enge im Labor einiges an Koordinationsarbeit zu bewerkstelligen war; schließlich Dr. *Hiroshi Tabata*, der das Kabeldurchführungskonzept ausgearbeitet, alle Flansche vergossen hat und zusammen mit seinen japanischen Kollegen dafür gesorgt hat, dass auch wir unsere Kabel mit mehr als europäischer Akkuratessse verlegt haben.
- Unter dem Stichwort „Aachen“ sind weitere Namen zu nennen: Dr. *Bernd Reinhold* (mittlerweile in Heidelberg zu finden), Dr. *Andi Cucoanes* und natürlich Professor Dr. *Achim Stahl*, Professor Dr. *Stefan Roth* und Professor Dr. *Christopher Wiebusch* sind für die Konzeption der Triggerelektronik verantwortlich und haben auch die Fertigung der Triggerboards in der Elektronikwerkstatt der RWTH in die Wege geleitet.
- A propos Heidelberg – da sich sowieso eine gewisse geographische Strukturierung eingeschlichen hat, kann ich die Gelegenheit ergreifen und Professor Dr. *Martin Lindner*, Dr. *Conradin Langbrandtner*, Dr. *Christoph Aberle* und Dr. *Florian Kaether* für eine Vielzahl an Messungen und Analysewerten rund um den Szintillator des inneren Detektors und einige kurzfristige Chemikalienbeschaffungen meinen Dank aussprechen.
- Dr. *Michael Wurm* habe ich leider nicht mehr als Bürokollegen erlebt; der neue Wahl-tübinger und Leiter der Cosmogenics-Arbeitsgruppe des EU-Analyseclusters hat sich zuvor von Hamburg aus mit dem Spurrekonstruktionspaket für Myonen und einer Analyse des kosmogenen Untergrunds um das Experiment verdient gemacht.

- Dr. *Thierry Lasserre* vom CEA, Standort Saclay, hat die gesamte Entstehungsgeschichte von Double Chooz als treibende Kraft begleitet und hat, sobald erste Daten verfügbar waren, auch die Aufgabe des Analysekoordinators übernommen. Unter seiner Federführung entstanden die Acryltanks des inneren Detektors sowie der Buffertank aus Edelstahl (und eine ganze Reihe sehr schöner Fotos der verschiedenen Aufbauetappen; ein Besuch der Galerie z.B. auf der Homepage der Tübinger Gruppe lohnt sich.) Viele der wunderschönen 3D-Zeichnungen stammen übrigens von *Loris Scola*, der uns jederzeit mit allen Abmessungen des Detektors versorgen konnte. Dr. *Guillaume Mention* hat neben der Ausarbeitung der Neutrinoanalyse die Materialdatenbank des Experimentes geführt und für uns die Verträglichkeit von Szintillator und allem, was wir so einbauen wollten, geprüft.
- Wie lange ich tatsächlich an meiner Arbeit verbracht habe, lässt sich schon dadurch beurteilen, dass ich ganze drei „Technische Projektkoordinatoren“ erlebt habe: Die erste Zeit über Dr. *Florence Ardelier*, dann Dr. *Zhihong Sun* und schließlich Dr. *Christian Veyssiere*, die aufgrund des teilweise doch recht hemdsärmeligen Vorgehens universitärer Physiker alle Hände voll zu tun hatten, eine Projektplanung mit Halbwertszeiten von mehr als zwei Wochen zu erstellen. Ich hoffe, wir haben es euch nicht zu schwer gemacht!
- Abgesehen von Brandon möchte ich zwei weiteren Dauergästen aus den Staaten meinen besonderen Dank aussprechen: *James Monahan* und *Carlos Octavio Aspetti*, die beide für Monate im Labor ausharren mussten, um uns bei der Kapselung der Photomultiplier unter die Arme zu greifen. Für die beiden ist übrigens extra ein Austauschprogramm mit der *Drexel University* eingerichtet worden – ob da noch jemals jemand anderes von profitieren wird?
- Die Temperatursensoren im Veto sowie die Ausleseelektronik wurde unter Führung von Prof. Dr. *Glen Horton-Smith* von der Kansas State University konstruiert und eingebaut. Glen wird mir aber hauptsächlich als unser stets freundlicher und kein Detail vernachlässigender Software-Koordinator in Erinnerung bleiben.
- Immer, wenn es um die technischen Feinheiten der Datenverarbeitung geht, wird der Zeitaufwand und die Menge an völlig unerwarteten Problemen grundsätzlich unterschätzt. Ich nehme an, die Geschichten, die Dr. *Kazuhiro Terao* zu diesem Thema erzählen kann, würden problemlos ein Dokument ähnlichen Umfangs füllen, denn er hat Transfer, Verwaltung und Konvertierung der Daten praktisch im Alleingang umgesetzt und nebenher noch Anleitungen und Analysen verfasst. Auch von mir dafür ein ganz dickes Domo Arigato!

- Wir entfernen uns langsam von direkten Beiträgen zur vorliegenden Arbeit und kommen zu denjenigen Personen, die trotzdem an dieser Stelle nicht fehlen dürfen: Seit dem ersten Semester des Physikstudiums hatten Dr. *Markus Knapp* und ich eine Parallellaufbahn eingeschlagen, die darin gipfelte, dass wir in Tübingen dasselbe Thema für unterschiedliche Experimente bearbeiteten. Dennoch haben wir mindestens ebenso viel Zeit und Spaß außerdienstlich miteinander verbracht und gehabt. Danke für die Zeit, Markus! Man bleibt in Kontakt!
- Mit Dr. *Florian Ritter* habe ich an Spektrometern gebastelt und mich über die Ungereimtheiten von ROOT und die Feinheiten der Myondaten-Analyse ausgetauscht, wenn wir nicht gemeinsam Jungenschaft oder Jugendkreis des CVJM Kusterdingen geleitet haben. Hat viel Spaß gemacht, Florian! Danke, dass du mich damals „aus dem Ruhestand zurückgeholt“ hast.
- Dr. *Annette Pricking* und Dr. *Sebastian Pricking* sowie Dr. *Gerhard Deuter* bilden zusammen mit den bereits erwähnten Herren Markus d.Ä. und Markus d.w.Ä. und meiner Frau die mittlerweile hauptsächlich virtuell zusammentretende Rollenspielgruppe, in der wir die letzten mindestens sieben Jahre mal mehr, mal weniger erfolgreich Rätsel gelöst, Ungeheuer umgangen und sorgfältig vorbereitete Handlungsstränge zur Freude des jeweiligen Spielleiters vollständig über den Haufen geworfen haben. Ich würde mich riesig freuen, wenn trotz der zunehmenden Verstreuung und der vielen anderen Verpflichtungen, die nach und nach auf jeden von uns zukommen und schon zugekommen sind, doch noch mehr oder weniger regelmäßig Zeit für ein Treffen wäre. Allein schon der Gesichtsausdruck von Nachwuchs im Teeniealter, wenn die Eltern sich mit Würfeln durch Fantasygeschichten arbeiten, müsste die paar Jahre bis dahin doch Wert sein, oder?
- Alle bisher nicht explizit erwähnten Freunde und Kollegen vom Institut – meinen langjährigen Bürokollegen Dr. *Michael Bauer* und Dr. *Stephan Scholl*, meinem Tee-Kumpanen *Klemens Rottler*, um nur ein paar zu nennen – ich denke, man kann lange suchen, bis man eine Arbeitsatmosphäre wie unter uns findet. So gesehen war's schon gut, dass meine Stelle damals auslief - einen echten Druck weg von der Uni hätte es sonst sicher nicht so schnell gegeben.
- Dr. *Bayarto Lubsandorzjiev*, den absoluten Spezialisten für Photomultiplier und häufigen Gast am Institut möchte ich an dieser Stelle ebenfalls grüßen und für die interessanten Gespräche und das allgemeine Interesse an meiner Arbeit danken.
- Eigentlich ist es unfair, meine Familie erst hier im Abschnitt der nicht an der Arbeit Beteiligten aufzuführen, sie hat schließlich das nicht eben handliche Machwerk sorg-

fältigst auf Tipp-, Komma- und Grammatikfehler untersucht. Da das aber nicht der Grund ist, weshalb meine Eltern *Irmtraut* und *Bernd*, meine Schwiegereltern *Ruth* und *Rolf*, meine Brüder *Jochen* und *Steffen* und Schwägerin *Tina* samt Anhang *Antonio* einen Auftritt haben (Danke natürlich trotzdem für die Korrekturen), ist es hoffentlich verzeihlich. Vielen Dank euch allen für eure Unterstützung und eure Geduld (mich würde ja schon interessieren, wer noch mit einer Fertigstellung gerechnet hat)! Ganz einfach ist's ja nicht, wenn der Junge einfach nicht fertig wird mit der Ausbildung... hoffe, dass hiermit die Vorbildfunktion für jüngere Geschwister wieder etwas aufpoliert wird.

- Zuletzt – quasi klassisch – gibt es hier noch eine, nämlich die wichtigste Person zu erwähnen; nicht unbedingt für das Double Chooz Myon-Veto (obwohl sie sich beim Einkapseln der Photomultiplier, beim Putzen der VM2000-Folie, bei allen möglichen organisatorischen Fragen wesentlich mehr Zeit und Mühe investiert hat, als es ihr HiWi-Vertrag damals hätte zulassen sollen), aber für mich.<sup>1</sup> Danke, dass du mit mir durch alle Schwierigkeiten und Längen gegangen bist, dass du jederzeit für mich da warst und bist, dass wir unsere Zeit gemeinsam erleben dürfen. Ich liebe dich, *Claudia*. Aber das dürftest du ja spätestens seit wir die Ringe getauscht haben wissen.

---

<sup>1</sup>Sie wird diesen Satz hassen... zu lange, zu verschachtelt, Strichpunkt und Gedankenstriche. Ich musste alle meine schönen 5+Zeiler auseinandernehmen... aber der hier bleibt drin!



# Abbildungsverzeichnis

2.1. <i>Feynman</i> -Graph des Betazerfalls eines Neutrons . . . . .	13
2.2. <i>Feynman</i> -Graph des $s$ -Zerfalls . . . . .	14
2.3. <i>Feynman</i> -Graphen der Varianten des doppelten Betazerfalls . . . . .	24
2.4. Neutrino-Massenhierarchien . . . . .	28
2.5. Spektrum der solaren Neutrinos . . . . .	31
2.6. <i>Feynman</i> -Graphen der Neutrinostreuung . . . . .	33
2.7. Ergebnisse von CHOOZ und Palo Verde . . . . .	43
2.8. Aufbau des CHOOZ-Detektors . . . . .	44
2.9. Verhältnis von beobachtetem zu erwartetem oszillationsfreien Neutrinofluss im KamLAND-Experiment . . . . .	45
2.10. Oszillationsparameter aus dem KamLAND-Experiment . . . . .	45
2.11. Detektorverteilung und Entfernungen im Daya-Bay-Experiment . . . . .	47
2.12. Das Energiespektrum der geladenen Komponente der kosmischen Strahlung . . . . .	49
2.13. Myon-Impulsspektrum auf Meereshöhe . . . . .	51
2.14. Myonfluss über Abschirmtiefe . . . . .	52
2.15. Mittlerer Energieverlust für $\mu^+$ in Kupfer . . . . .	53
2.16. Mittlere Myon-Energie über Abschirmtiefe . . . . .	54
2.17. Myoninduzierten Neutronen am LVD-Experiment . . . . .	56
3.1. Das Energiespektrum der Reaktor-Antineutrinos in Chooz . . . . .	58
3.2. Die verschiedenen Volumina und Komponenten des Double Chooz-Detektors . . . . .	59
3.3. Luftaufnahme des Chooz-Reaktorgeländes . . . . .	61
3.4. Isolinie für Neutrinofluss im nahen Detektor . . . . .	63
3.5. Rate myoninduzierter Ereignissen über der Abschirmtiefe . . . . .	63
3.6. Schema elektronischer Übergänge im Szintillationsprozess . . . . .	65
3.7. Illustration des <i>Cherenkov</i> -Effekts . . . . .	67
3.8. Schema eines Photomultipliers . . . . .	69
3.9. Foto der Buffer-Photomultipliertverteilung . . . . .	74
3.10. <i>Feynman</i> -Graph des inversen Betazerfalls . . . . .	77
3.11. Schema der Ereignissignatur von Double Chooz . . . . .	80

3.12. Zerfall von ${}^9\text{Li}$ . . . . .	82
3.13. Kalibrationssysteme im Double Chooz-Detektor . . . . .	85
3.14. Das äußere Veto des Double Chooz-Experiment . . . . .	90
4.1. Einzelereignisraten in Double Chooz und CHOOZ . . . . .	94
4.2. 3D-Ansicht des Buffertanks von unten . . . . .	95
4.3. In DCGLG4sim enthaltenen Komponenten des Detektors . . . . .	97
4.4. Der obere Teil des Detektors . . . . .	98
4.5. Unterer Teil des Detektors mit Sockel von Buffer, Gamma-Catcher und Target . . . . .	98
4.6. Verteilung der inneren Photomultiplier . . . . .	98
4.7. Visualisierung eines Ereignisses mit DCVISTA . . . . .	99
4.8. Myon-Ereignis in der Geant4-Simulation . . . . .	102
4.9. Energieverteilung für die Positronen im fernen Detektor aus DCNuGen . . . . .	105
4.10. Energieverteilung für die Neutronen im fernen Detektor aus DCNuGen . . . . .	106
4.11. Winkelkorrelation zwischen Positron und Neutron im fernen Detektor . . . . .	107
4.12. Die verschiedenen Datenkapseln und der Datenfluss in DOGS . . . . .	109
4.13. Der RoSS-Prozess am Beispiel eines einzelnen Photomultiplierkanals . . . . .	111
4.14. Vergleich von Original- und mit RecoBAMA rekonstruierten Vertizes . . . . .	112
4.15. Topologische Karte der Umgebung von Chooz mit dem Standort des Experiments . . . . .	115
4.16. Mittlere Endenergie für vertikale Myonen nach 300 m.w.e., simuliert mit MUSIC und Geant4 . . . . .	116
4.17. Überlebenswahrscheinlichkeiten für vertikale Myonen nach 300 m.w.e., simuliert mit MUSIC und Geant4 . . . . .	116
4.18. Energiespektrum der Myonen am fernen und nahen Detektor . . . . .	117
4.19. Polarwinkelverteilung der Myonen am fernen und nahen Detektor . . . . .	117
4.20. Azimutalwinkelverteilung der Myonen am fernen und nahen Detektor . . . . .	117
4.21. Vergleich von Myon-Simulation und Experiment . . . . .	118
4.22. Strukturformeln einiger Szintillatorchemikalien . . . . .	121
4.23. R1408-Quanteneffizienz vs. Absorptions- und Emissionskurven von PPO, bisMSB und Mineralöl . . . . .	122
4.24. Absorptionskurve von LAB und Tetradekan . . . . .	124
4.25. Berechnete erwartete Absorptionskurve des Veto-Szintillators . . . . .	125
4.26. Die Reflektivitäten der Oberflächenoptionen über der Wellenlänge des einfallenden Lichts . . . . .	127
4.27. Die Reflektivität von VM2000 über der Wellenlänge des einfallenden Lichts . . . . .	128
4.28. In Geant4 implementierte und getestete PMT-Verteilungen . . . . .	130

4.29. Summe erzeugter Photoelektronen für verschiedene PMT-Verteilungen und Oberflächen . . . . .	131
4.30. Detektorantwort auf lokale Energiedeposition im oberen Teil des Vetos . . . .	132
4.31. Detektorantwort auf lokale Energiedeposition im seitlichen Teil des Vetos . .	133
4.32. Detektorantwort auf lokale Energiedeposition im unteren Teil des Vetos . . .	134
4.33. Zeitpunkt der Photoelektronenauslösung für verschiedene PMT-Verteilungen und Oberflächen . . . . .	135
4.34. Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus Zerfällen der $^{238}\text{U}$ -Kette im Veto-Tank . . . . .	138
4.35. Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus Zerfällen der $^{232}\text{Th}$ -Kette im Veto-Tank . . . . .	139
4.36. Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus $^{40}\text{K}$ -Zerfällen im Veto-Tank . . . . .	139
4.37. Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus $^{60}\text{Co}$ -Zerfällen im Veto-Tank . . . . .	140
4.38. Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus Zerfällen der $^{238}\text{U}$ -Kette im Buffer-Tank . . . . .	140
4.39. Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus Zerfällen der $^{232}\text{Th}$ -Kette im Buffer-Tank . . . . .	141
4.40. Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus $^{40}\text{K}$ -Zerfällen im Buffer-Tank . . . . .	141
4.41. Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus $^{60}\text{Co}$ -Zerfällen im Buffer-Tank . . . . .	142
4.42. Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus Zerfällen der $^{238}\text{U}$ -Kette im Veto-Szintillator . . . . .	142
4.43. Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus Zerfällen der $^{232}\text{Th}$ -Kette im Veto-Szintillator . . . . .	143
4.44. Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus $^{40}\text{K}$ -Zerfällen im Veto-Szintillator . . . . .	143
4.45. Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus Zerfällen der $^{238}\text{U}$ -Kette im PMT-Glas . . . . .	144
4.46. Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus Zerfällen der $^{232}\text{Th}$ -Kette im PMT-Glas . . . . .	144
4.47. Energiedeposition und Anzahl registrierter Photoelektronen im Veto aus $^{40}\text{K}$ -Zerfällen im PMT-Glas . . . . .	145
4.48. Erwartete Rate an durch radioaktive Zerfälle verursachten Ereignissen über Photoelektronenschwelle . . . . .	146

4.49. Effizienz der Detektion von Veto-durchquerenden Myonen . . . . .	148
4.50. $\Theta_{13}$ als Funktion der gemessenen $\bar{\nu}_e$ -Überlebenswahrscheinlichkeit . . . . .	155
5.1. Subsysteme des Vetos (schematisch) . . . . .	158
5.2. Ergebnisse der Charakterisierung der R1408-PMTs . . . . .	159
5.3. Die Geometrie eines Hamamatsu R1408 Photomultipliers . . . . .	160
5.4. Schaltplan der verwendeten Basis . . . . .	161
5.5. Schaltplan der verwendeten Splitterbox . . . . .	162
5.6. Photomultiplier-Teststand der Universität Tennessee . . . . .	162
5.7. QDC-Spektrum des ETL-Referenzphotomultipliers . . . . .	164
5.8. QDC-Spektrum des R1408-Photomultipliers mit Seriennummer 84 . . . . .	164
5.9. Verstärkungsbestimmung für den R1408-Photomultiplier mit der Kapselnummer 112 aus Varianz $\sigma^2$ und mittlerer QDC-Kanal $\mu$ . . . . .	167
5.10. Querschnitt durch einen gekapselten R1408-Photomultiplier . . . . .	168
5.11. Die Halterung der PMTs (a), die im Tank angeschweißten Gegenstücke (b) sowie ein montierter PMT (c) . . . . .	169
5.12. QDC-Histogramm für ETL-Photomultiplier im Magnetfeld . . . . .	171
5.13. Signalstärke relativ zum Nullfeld für den ETL-Photomultiplier . . . . .	172
5.14. Signalstärke relativ zum Nullfeld für den R1408-Photomultiplier . . . . .	173
5.15. Aufbau zur Messung des Abschirmfaktors . . . . .	174
5.16. Abschirmfaktor in Abhängigkeit vom externen Feld . . . . .	175
5.17. Abschirmfaktor in Abhängigkeit von der Position der <i>Hall</i> -Sonde . . . . .	176
5.18. Vorbereitung eines PMT-Kabels zum Anbringen des Steckers . . . . .	178
5.19. Basis, Halterungskomponenten und Kabel mit Stecker (a) und Basis mit aufgestecktem Kabel (b) . . . . .	178
5.20. PMT mit Basis und Haltestreifen, Kapsel mit $\mu$ -Metall und PMT während des Polyurethan-Gießens, und Installieren der oberen Halteklammern . . . . .	180
5.21. Vorfüllen der noch offenen Kapsel mit Öl . . . . .	180
5.22. Versiegelung des oberen Flansches . . . . .	181
5.23. Verpackter PMT . . . . .	182
5.24. Flächennutzungsplan des Labors zum Zeitpunkt des Einbaus im inneren Veto . . . . .	183
5.25. Situation auf dem Bufferdeckel . . . . .	189
5.26. Die Plattformen im Einsatz . . . . .	189
5.27. PMT- und Flanschpositionen, Bezeichnungen und Achsen im Koordinatensystem des Detektors . . . . .	190
5.28. Verlegungsplan der Veto-Photomultiplier-Kabel sowie Zuordnung der Flansche zu den Kabeln . . . . .	191

5.29. Aufbau eines Veto-Flansches . . . . .	191
5.30. Übersicht über die Top-PMTs nach der Installation . . . . .	192
5.31. Übersicht über die Seiten-PMTs nach der Installation . . . . .	193
5.32. Übersicht über die Bottom-PMTs nach der Installation . . . . .	194
5.33. Flächennutzungsplan des Labors zum Zeitpunkt der Verkabelung des inneren Vetos . . . . .	195
5.34. Splitterboxschrank und einzelne Splitterbox (aus [CIEMAT, 2008]) . . . . .	196
5.35. Verteilung der Triggergruppen im Double Chooz-Detektor . . . . .	197
5.36. HV-Modul A1535P von CAEN . . . . .	202
5.37. Das Entfernen der Klebeschicht von der Folie . . . . .	204
5.38. Einzelnes VM2000-Folienstück als Entwurf und als Fotografie . . . . .	206
5.39. Installationsschema für die VM2000-Folie . . . . .	207
6.1. Temperaturentwicklung im inneren Detektor . . . . .	210
6.2. Energiespektren von Myon-Ereignissen im inneren Detektor . . . . .	212
6.3. Ladungsspektren von Myon-Ereignissen im inneren Veto . . . . .	213
6.4. Ineffizienz des Myon-Vetos in Abhängigkeit von den Myonschwellen . . . . .	214
6.5. Ineffizienz des Myon-Vetos in Abhängigkeit von den Myonschwellen, vergrößert	214
6.6. Histogramm der Zeitdifferenzen von promptem Ereignis zu vorangehenden Myonen . . . . .	220
6.7. ${}^9\text{Li}$ -Fit bei hoher Energiedepositionsschwelle . . . . .	221
6.8. ${}^9\text{Li}$ -Fit bei niedriger Energiedepositionsschwelle . . . . .	222
6.9. Fitresultate für $\tau$ bei verschiedenen festen Energieschwellen . . . . .	223
6.10. Anzahl $N_0$ an kosmogenen Zerfällen für verschiedene feste Werte von $\tau$ und verschiedene Energieschwellen . . . . .	224
6.11. Anzahl $N_0$ an kosmogenen Zerfällen für verschiedene feste Werte von $\tau$ und verschiedene Energieschwellen mit zusätzlicher Abstandsbedingung . . . . .	225
6.12. Vergleich von statistischem Überschuss und Fitresultaten . . . . .	226
6.13. Vergleich von Myon-Spurlängen in Monte-Carlo-Simulation und Rekonstruktion	227
6.14. Auswahlbedingungen für die Myonen in der Spurlängen-Analyse . . . . .	228
6.15. Fitresultate aus der Spurlängenanalyse . . . . .	229
6.16. Schematische Darstellung der Reaktorleistung während der Reactor-Off-Messung	229
6.17. Rekonstruierte Koinzidenzen in der Reactor-Off-Messung . . . . .	231



# Tabellenverzeichnis

1.1. Aktuelle Best-Fit-Werte der Neutrinoparameter, aus [Gonzalez-Garcia u. a., 2012] . . . . .	2
1.2. Abkürzungen und ihre Bedeutung . . . . .	7
1.3. Schreibweisen mathematischer Objekte . . . . .	7
2.1. Vergleich der Wechselwirkungen im Standardmodell . . . . .	11
2.2. Die im Standardmodell auftretenden Leptonen und Quarks mit Spin, Ladung und Masse . . . . .	13
2.3. Die im Standardmodell auftretenden Bosonen und ihre Eigenschaften . . . . .	15
3.2. Unsicherheitsquellen in CHOOZ und Double Chooz im Vergleich . . . . .	60
3.3. Grundlegende Daten der Chooz-B-Reaktoren . . . . .	62
3.4. Standorte des nahen und fernen Double Chooz-Detektor . . . . .	64
3.5. Zusammensetzung des Gamma-Catcher-Szintillators . . . . .	74
3.6. Zusammensetzung des Target-Szintillators . . . . .	75
3.7. Isotopenzusammensetzung, Neutroneneinfangquerschnitte und $\gamma$ -Energien von Gadolinium . . . . .	79
4.1. Berücksichtigte Teilchen und ihnen zugeordnete Prozesse in DCGLG4sim . . . . .	101
4.2. Myonraten aus Messung, Simulation und Literatur im Vergleich . . . . .	119
4.3. Zusammensetzung des Veto-Szintillators . . . . .	120
4.4. PMT-Verteilungen . . . . .	129
4.5. Anteil der 1 MeV-Ereignisse, die zehn oder weniger Photoelektronen produziert haben . . . . .	129
4.6. Vetomaterialien und ihr Gehalt an radioaktiven Kontaminationen . . . . .	137
4.7. Erwartete Zerfälle in den einbezogenen Komponenten des Detektors . . . . .	137
4.9. Erwartete Produktionsraten von $^9\text{Li}$ im Double Chooz-Target . . . . .	152
4.10. Vergleich der Szenarien zu den Untergrundbeiträgen aus [Langbrandtner, 2011] und dieser Arbeit . . . . .	154
5.1. Eigenschaften der R1408-Photomultiplier . . . . .	158

5.2. Daten der verbauten Veto-Photomultiplier . . . . .	185
5.3. Gruppentriggerschwellen im inneren Veto für die Ereignisklassifikation . . . . .	200
6.2. Unsicherheitsquellen in der ersten Double Chooz-Publikation . . . . .	217

# Literaturverzeichnis

Es folgen die Referenzen zu den genutzten Publikationen in alphabetischer Reihenfolge der Verweiskürzel. Der Zugriff auf einige Dokumente, beispielsweise die in der DocDB-Dokumentenverwaltung der Double Chooz-Kollaboration, ist eingeschränkt und erfordert ein Passwort.

- [Aad u. a. 2010] AAD, G. u. a.: The ATLAS Simulation Infrastructure. In: *European Physical Journal C* (2010), September, S. 264ff (Zitiert auf Seite 97)
- [Abdurashitov u. a. 1994] ABDURASHITOV, Dzh. N. u. a.: Results from SAGE. In: *Phys. Lett.* B328 (1994), S. 234–248 (Zitiert auf Seite 32)
- [Akhmedov und Kopp 2010] AKHMEDOV, Evgeny K. ; KOPP, Joachim: Neutrino oscillations: Quantum mechanics vs. quantum field theory. In: *JHEP* 1004 (2010), S. 008 (Zitiert auf Seite 25)
- [Akhmedov und Schwetz 2010] AKHMEDOV, E. ; SCHWETZ, T.: MiniBooNE and LSND data: non-standard neutrino interactions in a (3+1) scheme versus (3+2) oscillations. [arXiv:1007.4171](https://arxiv.org/abs/1007.4171) [hep-ph]. (2010) (Zitiert auf Seite 40)
- [Akimov u. a. 2005] AKIMOV, D. u. a.: EXO: An advanced Enriched Xenon double-beta decay Observatory. In: *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 138 (2005), S. 224–226 (Zitiert auf Seite 23)
- [Anderson u. a. 2004] ANDERSON, K. u. a.: White paper report on using nuclear reactors to search for a value of  $\theta(13)$ . [arXiv:hep-ex/0402041](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0402041). (2004) (Zitiert auf Seite 4)
- [Anjos u. a. 2006] ANJOS, J. C. u. a.: Angra neutrino project: Status and plans. In: *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 155 (2006), S. 231–232 (Zitiert auf Seite 60)
- [Ardellier u. a. 2004] ARDELLIER, F. u. a.: Letter of intent for Double-CHOOZ: A search for the mixing angle  $\theta(13)$ . [arXiv:hep-ex/0405032](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0405032). (2004) (Zitiert auf den Seiten 58, 63, 91 und 154)
- [ATLAS 2012] AAD, G. u. a. (ATLAS Collaboration): Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. In: *Phys.Lett.* B716 (2012), S. 1–29 (Zitiert auf Seite 15)

- [Avignone u. a. 2008] AVIGNONE, F. T. ; ELLIOTT, S. R. ; ENGEL, J.: Double beta decay, Majorana neutrinos, and neutrino mass. In: *Rev. Mod. Phys.* 80 (2008), Apr, Nr. 2, S. 481–516
- [Bahcall 2004] BAHCALL, J. N.: Solar neutrinos. [arXiv:physics/0411190](https://arxiv.org/abs/physics/0411190) [physics]. (2004) (Zitiert auf Seite 29)
- [Baldini u. a. 1995] BALDINI, A. u. a.: *Geology at the CHOOZ site*. 1995. – CHOOZ collaboration internal report, preliminary partial data (Zitiert auf Seite 114)
- [Becker-Szendy u. a. 1993] BECKER-SZENDY, R. ; BRATTON, C.B. ; CADY, D.R. ; CASPER, D. ; CLAUS, R. u. a.: IMB-3: A Large water Cherenkov detector for nucleon decay and neutrino interactions. In: *Nucl.Instrum.Meth.* A324 (1993), S. 363–382 (Zitiert auf Seite 36)
- [Becker-Szendy u. a. 1995] BECKER-SZENDY, R. u. a.: Neutrino measurements with the IMB detector. In: *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 38 (1995), S. 331–336 (Zitiert auf Seite 37)
- [Bionta u. a. 1987] BIONTA, R. M. u. a.: Observation of a Neutrino Burst in Coincidence with Supernova SN 1987a in the Large Magellanic Cloud. In: *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987), S. 1494 (Zitiert auf Seite 18)
- [Birks 1964] BIRKS, J. B.: The Theory and practice of scintillation counting. (1964). – International series of Monographs on Electronics and Instrumentation, v. 27 Macmillan, New York (Zitiert auf Seite 66)
- [Blucher u. a. 2011] BLUCHER, E. ; CAMILLERI, L. u. a.: *Outer Veto General Documentation*. 2011. – technische Beschreibung und Betriebsanleitung, DocDB 1400-v3 (Zitiert auf den Seiten 89 und 90)
- [Boehm u. a. 2001] BOEHM, F. u. a.: Final results from the Palo Verde Neutrino Oscillation Experiment. In: *Phys. Rev.* D64 (2001), S. 112001 (Zitiert auf den Seiten 40 und 43)
- [Boinee u. a. 2003] BOINEE, P. u. a.: Gleam: The GLAST large area telescope simulation framework. [arXiv:astro-ph/0308120](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0308120). (2003) (Zitiert auf Seite 97)
- [Borexino 2002] ALIMONTI, G. u. a. (Borexino Collaboration): Science and Technology of BOREXINO: A Real Time Detector for Low Energy Solar Neutrinos SOLAR NEUTRINOS. In: *Astropart. Phys.* 16 (2002), S. 205–234 (Zitiert auf Seite 34)
- [Borexino 2011] BELLINI, G. u. a. (Borexino Collaboration): Muon and Cosmogenic Neutron Detection in Borexino. In: *JINST* 6 (2011), S. P05005 (Zitiert auf Seite 55)

- [Borexino 2013a] BELLINI, G. u. a. (Borexino Collaboration): Final results of Borexino Phase-I on low energy solar neutrino spectroscopy. [arXiv:1308.0443 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1308.0443). (2013)  
(Zitiert auf Seite 35)
- [Borexino 2013b] BELLINI, G. u. a. (Borexino Collaboration): Cosmogenic Backgrounds in Borexino at 3800 m water-equivalent depth. In: *JCAP* 1308 (2013), S. 049 (Zitiert auf Seite 35)
- [Borexino 2013c] BELLINI, G. u. a. (Borexino Collaboration): Measurement of geo-neutrinos from 1353 days of Borexino. In: *Phys.Lett.* B722 (2013), S. 295–300 (Zitiert auf Seite 35)
- [Bugaeu u. a. 1998] BUGAEV, E. V. u. a.: Atmospheric muon flux at sea level, underground and underwater. In: *Phys. Rev.* D58 (1998), S. 054001 (Zitiert auf Seite 118)
- [Burgess und Moore 2007] BURGESS, C. ; MOORE, G.: *The Standard Model: A Primer*. Cambridge University Press, 2007 (Zitiert auf den Seiten 9 und 29)
- [Cabrera 2006] CABRERA, A.: *Gamma catcher efficiency studies*. 2006. – Vortrag beim Kollaborationstreffen in Aachen (Zitiert auf Seite 93)
- [Chadwick u. a. 2006] CHADWICK, M.B. ; OBLOŽINSKÝ, P. u. a.: ENDF/B-VII.0: Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology. In: *Nuclear Data Sheets* 107 (2006), December, Nr. 12, S. 2931–3118. – URL <http://www.sciencedirect.com/science/journal/00903752> (Zitiert auf Seite 78)
- [CHOOZ 1998] APOLLONIO, M. u. a. (CHOOZ Collaboration): Initial Results from the CHOOZ Long Baseline Reactor Neutrino Oscillation Experiment. In: *Phys. Lett.* B420 (1998), S. 397–404 (Zitiert auf Seite 44)
- [CHOOZ 2003] APOLLONIO, M. u. a. (CHOOZ Collaboration): Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station. In: *Eur. Phys. J.* C27 (2003), S. 331–374 (Zitiert auf den Seiten 40, 59, 92 und 151)
- [CIEMAT 2008] CIEMAT (Veranst.): *Splitters Module User's Manual*. 2008. – URL <http://www.dchooz.org/DocDB/cgi-bin/private/ShowDocument?docid=530> (Zitiert auf den Seiten 162, 196 und 263)
- [Cleveland u. a. 1998] CLEVELAND, B. T. u. a.: Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. In: *Astrophys. J.* 496 (1998), S. 505–526 (Zitiert auf Seite 30)
- [Clowe u. a. 2006] CLOWE, D. u. a.: A direct empirical proof of the existence of dark matter. In: *Astrophys. J.* 648 (2006), S. L109–L113 (Zitiert auf Seite 20)

- [CMS 2012] CHATRCHYAN, S. u. a. (CMS Collaboration): Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. In: *Phys.Lett.* B716 (2012), S. 30–61 (Zitiert auf Seite 15)
- [Cottingham und Greenwood 2007] COTTINGHAM, W. N. ; GREENWOOD, D. A.: *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. Zweite Auflage. Cambridge University Press, 2007
- [Cribier und de Kerret 2009] CRIBIER, M. ; KERRET, H. de: Measurement of the magnetic field inside the veto tank / APC Paris. URL <http://www.dchooz.org/DocDB/cgi-bin/private/ShowDocument?docid=549>, 2009. – Forschungsbericht. Double Chooz internal note, DocDB 549-v2 (Zitiert auf Seite 175)
- [Cyburt u. a. 2005] CYBURT, R. H. ; FIELDS, B. D. ; OLIVE, K. A. ; SKILLMAN, E.: New BBN limits on physics beyond the standard model from He-4. In: *Astropart.Phys.* 23 (2005), S. 313–323 (Zitiert auf Seite 19)
- [Daya-Bay 2007] GUO, X. u. a. (Daya-Bay Collaboration): A precision measurement of the neutrino mixing angle  $\theta_{13}$  using reactor antineutrinos at Daya Bay. [arXiv:hep-ex/0701029](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0701029). (2007) (Zitiert auf Seite 60)
- [Daya-Bay 2012] AN, F.P. u. a. (Daya-Bay Collaboration): Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay. In: *Phys.Rev.Lett.* 108 (2012), S. 171803 (Zitiert auf den Seiten 46 und 47)
- [de Sabata 2009] SABATA, F. de: *Monte Carlo Simulations for the Čerenkov Telescope MAGIC-II and Design of a Novel Quantum Interferometer*, University of Udine, Dissertation, 2009 (Zitiert auf Seite 48)
- [Double Chooz 2006] ARDELLIER, F. u. a. (Double Chooz Collaboration): Double Chooz: A search for the neutrino mixing angle  $\theta_{13}$ . [arXiv:hep-ex/0606025](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0606025). (2006) (Zitiert auf den Seiten 72, 91, 92 und 94)
- [Double Chooz 2011] KERRET, H. de u. a.: *First results from the Double Chooz experiment*. 2011. – URL [http://workshop.kias.re.kr/lownu11/?download=DCAtLowNu11\\_Kerret111109\\_official\(first%20talk\).pdf](http://workshop.kias.re.kr/lownu11/?download=DCAtLowNu11_Kerret111109_official(first%20talk).pdf). – Presentation at LowNu 2011 (Zitiert auf Seite 229)
- [Double Chooz 2012] ABE, Y. u. a. (Double Chooz Collaboration): Indication of Reactor  $\bar{\nu}_e$  Disappearance in the Double Chooz Experiment. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), Mar, S. 131801. – URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.131801> (Zitiert auf den Seiten 217 und 218)

- [Dracos u. a. 2010] DRACOS, M. ; KALOUSIS, L. ; WURTZ, J.: *The Inner Veto Light Injection System - Description and Operation*. 2010. – am IPHC Strasbourg verfasste technische Beschreibung und Betriebsanleitung, DocDB 1772-v3 (Zitiert auf Seite 87)
- [Efremenko 2005] EFREMENKO, Y.: *Low radioactivity background*. 2005. – talk at Double Chooz Collaboration Meeting held at Chooz on June 9-11, 2005 (Zitiert auf den Seiten 92 und 94)
- [Fiorini 1998] FIORINI, E.: CUORE: A cryogenic underground observatory for rare events. In: *Phys. Rept.* 307 (1998), S. 309–317 (Zitiert auf Seite 23)
- [GALLEX 1999] HAMPEL, W. u. a. (GALLEX Collaboration): GALLEX solar neutrino observations: Results for GALLEX IV. In: *Phys. Lett.* B447 (1999), S. 127–133 (Zitiert auf Seite 32)
- [Geant4 Collaboration 2010] Geant4 Collaboration (Veranst.): *Geant4 Physics Reference Manual*. 2010. – URL <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf> (Zitiert auf Seite 101)
- [GERDA 2005] SCHÖNERT, S. u. a. (GERDA Collaboration): The GERmanium Detector Array (GERDA) for the search of neutrinoless beta beta decays of Ge-76 at LNGS. In: *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 145 (2005), S. 242–245 (Zitiert auf Seite 23)
- [Giunti und Kim 2001] GIUNTI, Carlo ; KIM, Chung W.: Quantum mechanics of neutrino oscillations. In: *Found.Phys.Lett.* 14 (2001), S. 213–229 (Zitiert auf Seite 25)
- [Glashow u. a. 1970] GLASHOW, S.L. ; ILIOPOULOS, J. ; MAIANI, L.: Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry. In: *Phys.Rev.* D2 (1970), S. 1285–1292 (Zitiert auf Seite 9)
- [GNO 2005] ALTMANN, M. u. a. (GNO Collaboration): Complete results for five years of GNO solar neutrino observations. In: *Phys. Lett.* B616 (2005), S. 174–190 (Zitiert auf Seite 32)
- [Goldhaber 2009] GOLDHABER, G.: The Acceleration of the Expansion of the Universe: A Brief Early History of the Supernova Cosmology Project (SCP). In: *AIP Conf. Proc.* 1166 (2009), S. 53–72 (Zitiert auf Seite 21)
- [Gonzalez-Garcia u. a. 2010] GONZALEZ-GARCIA, M. C. ; MALTONI, M. ; SALVADO, J.: Robust Cosmological Bounds on Neutrinos and their Combination with Oscillation Results. In: *JHEP* 08 (2010), S. 117 (Zitiert auf Seite 23)

- [Gonzalez-Garcia u. a. 2012] GONZALEZ-GARCIA, M.C. ; MALTONI, M. ; SALVADO, J. ; SCHWETZ, T.: Global fit to three neutrino mixing: critical look at present precision. In: *JHEP* 1212 (2012), S. 123 (Zitiert auf den Seiten 2 und 265)
- [Gribov und Pontecorvo 1969] GRIBOV, V. N. ; PONTECORVO, B.: Neutrino astronomy and lepton charge. In: *Phys. Lett.* B28 (1969), S. 493 (Zitiert auf Seite 58)
- [Griffiths 2008] GRIFFITHS, D.: *Introduction to Elementary Particles*. Zweite Auflage. Wiley-VCH, 2008 (Zitiert auf Seite 10)
- [Gruppen 2000] GRUPEN, C.: *Astroteilchenphysik*. Vieweg, 2000
- [Hagiwara u. a. 2006] HAGIWARA, K. ; OKAMURA, N. ; SENDA, K.: Solving the neutrino parameter degeneracy by measuring the T2K off-axis beam in Korea. In: *Phys. Lett.* B637 (2006), S. 266–273 (Zitiert auf Seite 27)
- [Hagner u. a. 2000] HAGNER, T. ; HENTIG, R. von ; HEISINGER, B. ; OBERAUER, L. ; SCHONERT, S. u. a.: Muon induced production of radioactive isotopes in scintillation detectors. In: *Astropart.Phys.* 14 (2000), S. 33–47 (Zitiert auf den Seiten 150 und 220)
- [Hamamatsu Photonics K. K. 1985] Hamamatsu Photonics K. K. (Veranst.): *Hemispherical Envelope Photomultiplier Tubes*. 1985 (Zitiert auf den Seiten 158 und 160)
- [Hamamatsu Photonics K. K. 2006] Hamamatsu Photonics K. K. (Veranst.): *Photomultiplier Tubes - Basics and Applications*. Dritte Auflage. 2006. – URL [http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/ETD/pmt\\_handbook\\_complete.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/ETD/pmt_handbook_complete.pdf) (Zitiert auf Seite 68)
- [Hanlon 2008] HANLON, W.: *The Energy Spectrum of Ultra High Energy Cosmic Rays measured by the High Resolution Fly's Eye Observatory in Stereoscopic Mode*, University of Utah, Dissertation, 2008 (Zitiert auf Seite 49)
- [Hannestad 2010] HANNESTAD, S.: Neutrino physics from precision cosmology. In: *Prog.Part.Nucl.Phys.* 65 (2010), S. 185–208 (Zitiert auf Seite 19)
- [Heisinger 1998] HEISINGER, B.: *Myonen-induzierte Produktion von Radionukliden*, Technische Universität München, Dissertation, 1998 (Zitiert auf Seite 55)
- [Hofmann u. a. 2010] HOFMANN, M. ; PALOMARES, C. u. a.: *Radiopurity Measurements*. 2010. – Double Chooz internal note, DocDB 1720-v1 (Zitiert auf Seite 104)

- [Hofmann 2007] HOFMANN, M.: *Low-background gamma spectroscopy for the neutrino oscillation experiment DOUBLE CHOOZ*, Technische Universität München, Diplomarbeit, 2007. – URL [http://www.e15.physik.tu-muenchen.de/fileadmin/downloads/thesis/dipl1/2007\\_Martin\\_Hofmann.pdf](http://www.e15.physik.tu-muenchen.de/fileadmin/downloads/thesis/dipl1/2007_Martin_Hofmann.pdf) (Zitiert auf Seite 104)
- [Horton-Smith und Shrestha 2010] HORTON-SMITH, G. ; SHRESTHA, D.: *Installation Report for Inner Veto temperature monitor (IVMON) system and the readout electronic for IVMON and Buffer Monitor (BMON)*. 2010. – Double Chooz internal note, DocDB 1288-v1 (Zitiert auf Seite 72)
- [Huber 2011] HUBER, Patrick: On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors. In: *Phys.Rev.* C84 (2011), S. 024617 (Zitiert auf Seite 46)
- [Hus 2005] HUS, L.: *KL<sub>G4</sub>sim: A Full Monte Carlo Simulation for KamLAND*. 2005. – URL [http://neutrino.phys.ksu.edu/MAND-sim/MAND-sim%20talks/KLG4sim\\_talk.pdf](http://neutrino.phys.ksu.edu/MAND-sim/MAND-sim%20talks/KLG4sim_talk.pdf). – Presentation at MAND-Sim 2005 (Zitiert auf den Seiten 96 und 97)
- [Jackson 2002] JACKSON, J. D.: *Klassische Elektrodynamik*. Dritte Auflage. Walter de Gruyter GmbH & Co. KG, 2002 (Zitiert auf Seite 67)
- [K2K 2006] AHN, M. H. u. a. (K2K Collaboration): Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment. In: *Phys. Rev.* D74 (2006), S. 072003 (Zitiert auf Seite 37)
- [Kamiokande-II 1987] HIRATA, K. u. a. (Kamiokande-II Collaboration): Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN 1987a. In: *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987), S. 1490–1493 (Zitiert auf Seite 18)
- [Kamiokande-II 1992] HIRATA, K. S. u. a. (Kamiokande-II Collaboration): Observation of a small atmospheric  $\nu_\mu/\nu_e$  ratio in Kamiokande. In: *Phys. Lett.* B280 (1992), S. 146–152 (Zitiert auf Seite 37)
- [KamLAND 2005] ARAKI, T. u. a. (KamLAND Collaboration): Measurement of neutrino oscillation with KamLAND: Evidence of spectral distortion. In: *Phys.Rev.Lett.* 94 (2005), S. 081801 (Zitiert auf Seite 45)
- [KamLAND 2008] ABE, S. u. a. (KamLAND Collaboration): Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND. In: *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008), S. 221803 (Zitiert auf den Seiten 42 und 45)
- [KamLAND 2010] ABE, S. u. a. (KamLAND Collaboration): Production of Radioactive Isotopes through Cosmic Muon Spallation in KamLAND. In: *Phys. Rev.* C81 (2010), S. 025807 (Zitiert auf den Seiten 55 und 150)

- [KATRIN 2001] OSIPOWICZ, A. u. a. (KATRIN Collaboration): KATRIN: A next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass. [arXiv:hep-ex/0109033](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0109033). (2001) (Zitiert auf Seite 23)
- [Knapp 2009] KNAPP, M.: *Design, Simulation und Aufbau des GERDA-Myonvetos*, Universität Tübingen, Dissertation, 2009 (Zitiert auf den Seiten 97, 128 und 163)
- [Kobayashi und Maskawa 1973] KOBAYASHI, M. ; MASKAWA, T.: *CP*-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. In: *Progress of Theoretical Physics* 49 (1973), Nr. 2, S. 652–657 (Zitiert auf Seite 9)
- [Kudryavtsev u. a. 2003] KUDRYAVTSEV, V. A. ; SPOONER, N. J. C. ; McMILLAN, J. E.: Simulations of muon-induced neutron flux at large depths underground. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A505 (2003), S. 688–698 (Zitiert auf den Seiten 54 und 56)
- [Kudryavtsev 2009] KUDRYAVTSEV, V. A.: Muon simulation codes MUSIC and MUSUN for underground physics. In: *Comput. Phys. Commun.* 180 (2009), S. 339–346 (Zitiert auf Seite 114)
- [Lane u. a. 2009] LANE, C. ; KAMYSHKOV, Y. ; MILETIC, T.: *Final NSF proposal for FEE-near, Rate Monitor and Digital Trigger*. 2009. – Double Chooz internal note, DocDB 1075-v5 (Zitiert auf Seite 72)
- [Lane 2007] LANE, C.: *Schaltplan der DC Inner Veto PMT tapered base*. 2007. – URL <http://www.dchooz.org/private/electronics/IVbase/DCIVModBase.pdf>. – internes Dokument (Zitiert auf Seite 161)
- [Lane 2008] LANE, C.: Gain Determination for R1408 PMTs / Drexel University. URL <http://www.dchooz.org/DocDB/cgi-bin/private/ShowDocument?docid=2>, 2008. – Forschungsbericht. Double Chooz internal note, DocDB 2-v1 (Zitiert auf Seite 163)
- [Lane 2009] LANE, C.: *Final schematic of FE design*. 2009. – Double Chooz internal note, DocDB 980-v3 (Zitiert auf Seite 72)
- [Langacker 2009] LANGACKER, P.: Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics. [arXiv:0901.0241 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0901.0241). (2009)
- [Langbrandtner 2010] LANGBRANDTNER, C.: *Spill In Out Studies*. 2010. – Double Chooz internal note, DocDB 1551-v1 (Zitiert auf Seite 79)
- [Langbrandtner 2011] LANGBRANDTNER, C.: *Background, Sensitivity and Directionality Studies for the Double Chooz Experiment*, Ruperto-Carola Universität Heidelberg, Dissertation, 2011 (Zitiert auf den Seiten 153, 154 und 265)

- [Lasserre u. a. 2012] LASSERRE, T. ; MENTION, G. ; CRIBIER, M. ; COLLIN, A. ; DURAND, V. u. a.: Comment on Phys. Rev. Lett. 108, 191802 (2012): 'Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment'. [arXiv:1205.5626](#) [hep-ex]. (2012) (Zitiert auf Seite 47)
- [LBNE 2013] ADAMS, C. u. a. (LBNE Collaboration): Scientific Opportunities with the Long-Baseline Neutrino Experiment. [arXiv:1307.7335](#) [hep-ex]. (2013) (Zitiert auf Seite 27)
- [Lohrmann 2005] LOHRMANN, E.: *Hochenergiephysik*. Fünfte Auflage. Teubner, 2005
- [LSND 1998] ATHANASSOPOULOS, C. u. a. (LSND Collaboration): Evidence for  $\nu/\mu \rightarrow \nu/e$  neutrino oscillations from LSND. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), S. 1774–1777 (Zitiert auf Seite 39)
- [MACRO 2003] AMBROSIO, M. u. a. (MACRO Collaboration): Measurement of the residual energy of muons in the Gran Sasso underground laboratories. In: *Astropart. Phys.* 19 (2003), S. 313–328 (Zitiert auf Seite 113)
- [Maki u. a. 1962] MAKI, Z. ; NAKAGAWA, M. ; SAKATA, S.: Remarks on the unified model of elementary particles. In: *Prog. Theor. Phys.* 28 (1962), S. 870–880 (Zitiert auf Seite 58)
- [Mei und Hime 2006] MEI, D. ; HIME, A.: Muon-Induced Background Study for Underground Laboratories. In: *Phys. Rev.* D73 (2006), S. 053004 (Zitiert auf Seite 55)
- [Mention u. a. 2007] MENTION, G. ; LASSERRE, T. ; MOTTA, D.: A unified analysis of the reactor neutrino program towards the measurement of the  $\theta_{13}$  mixing angle. [arXiv:0704.0498](#) [hep-ex]. (2007) (Zitiert auf Seite 60)
- [Mention u. a. 2011] MENTION, G. ; FECHNER, M. ; LASSERRE, T. ; MUELLER, Th.A. ; LHUILLIER, D. u. a.: The Reactor Antineutrino Anomaly. In: *Phys.Rev.* D83 (2011), S. 073006 (Zitiert auf Seite 44)
- [Mention und Lasserre 2007] MENTION, G. ; LASSERRE, T.: *Update concerning the near detector location*. 2007. – talk at Double Chooz Collaboration Meeting held at Oxford, September 19, 2007 (Zitiert auf den Seiten 62 und 63)
- [Mention 2005] MENTION, G.: *Étude des sensibilité et bruits de fond de l'expérience Double Chooz pour la recherche du paramètre de mélange leptonique  $\Theta_{13}$* , École Doctorale de Physique et d'Astrophysique de Lyon, Dissertation, 2005 (Zitiert auf den Seiten 62 und 153)

- [MiniBooNE 2009] AGUILAR-AREVALO, A. A. u. a. (MiniBooNE Collaboration): A search for muon neutrino and antineutrino disappearance in MiniBooNE. In: *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009), S. 061802 (Zitiert auf Seite 39)
- [MINOS 2010] ADAMSON, P. u. a. (MINOS Collaboration): Search for sterile neutrino mixing in the MINOS long- baseline experiment. In: *Phys. Rev.* D81 (2010), S. 052004 (Zitiert auf Seite 37)
- [MINOS 2012] ADAMSON, P. u. a. (MINOS Collaboration): An improved measurement of muon antineutrino disappearance in MINOS. In: *Phys.Rev.Lett.* 108 (2012), S. 191801 (Zitiert auf Seite 38)
- [Mohapatra u. a. 2004] MOHAPATRA, R. N. u. a.: Theory of neutrinos. [arXiv:hep-ph/0412099](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0412099). (2004) (Zitiert auf Seite 29)
- [Neutrino Factory/Muon Collider 2004] ALBRIGHT, C. H. u. a. (Neutrino Factory/Muon Collider Collaboration): The neutrino factory and beta beam experiments and development. [arXiv:physics/0411123](https://arxiv.org/abs/physics/0411123). (2004) (Zitiert auf Seite 27)
- [NOvA 2004] AYRES, D. S. u. a. (NOvA Collaboration): NOvA proposal to build a 30-kiloton off-axis detector to study neutrino oscillations in the Fermilab NuMI beamline. [arXiv:hep-ex/0503053](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0503053). (2004) (Zitiert auf Seite 27)
- [PDG 2010] NAKAMURA, K. u. a. (Particle Data Group Collaboration): Review of particle physics. In: *J. Phys.* G37 (2010), S. 075021 (Zitiert auf den Seiten 12, 13, 15, 31, 51, 52, 53, 93 und 113)
- [Peskin 1997] PESKIN, M. E.: Beyond the standard model. [arXiv:hep-ph/9705479](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9705479). (1997) (Zitiert auf Seite 17)
- [Pfähler 2010] PFAHLER, P.: *Filling Procedure for the DoubleChooz far detector*. 2010. – Double Chooz internal note, DocDB 1953-v8 (Zitiert auf den Seiten 72 und 76)
- [Pontecorvo 1958] PONTECORVO, B.: Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge. In: *Sov. Phys. JETP* 7 (1958), S. 172–173 (Zitiert auf Seite 58)
- [Raffelt 1996] RAFFELT, G.: *Stars as Laboratories for Fundamental Physics*. The University of Chicago Press, 1996 (Zitiert auf den Seiten 19 und 30)
- [Reinhold 2009a] REINHOLD, B.: *Development of a Level-1 Trigger and Timing System for the Double Chooz Neutrino Experiment*, RWTH Aachen, Dissertation, 2009 (Zitiert auf Seite 72)

- [Reinhold 2009b] REINHOLD, B.: *Design Studies for the Double Chooz Trigger*, RWTH Aachen, Dissertation, 2009 (Zitiert auf Seite 72)
- [RENO 2010] AHN, J. K. u. a. (RENO Collaboration): RENO: An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter  $\theta_{13}$  Using Reactor Neutrinos at Yonggwang. [arXiv:1003.1391](https://arxiv.org/abs/1003.1391) [hep-ex]. (2010) (Zitiert auf Seite 60)
- [RENO 2012] AHN, J. K. u. a. (RENO Collaboration): Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), May, S. 191802. – URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.191802> (Zitiert auf Seite 46)
- [Rubin u. a. 1980] RUBIN, V. C. ; FORD, W. K. J. ; . THONNARD, N.: Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 ( $R = 4\text{kpc}$ ) to UGC 2885 ( $R = 122\text{ kpc}$ ). In: *Astrophys. J.* 238 (1980), Juni, S. 471–487 (Zitiert auf Seite 20)
- [Schechter und Valle 1982] SCHECHTER, J. ; VALLE, J. W. F.: Neutrinoless double- $\beta$  decay in  $SU(2)\times U(1)$  theories. In: *Phys. Rev. D* 25 (1982), Jun, Nr. 11, S. 2951–2954 (Zitiert auf Seite 23)
- [Schmitz 1997] SCHMITZ, N.: *Neutrinophysik*. Teubner, 1997
- [Scola u. a. 2008] SCOLA ; CHARON ; MILLOT: *Intégration et aménagement labo, 71 E021 DML 8000 000*. 2008. – Technische Zeichnung des Detektors und der Halle, entstanden am C.E.A. Saclay (Zitiert auf Seite 85)
- [Sjöstrand u. a. 1989] SJÖSTRAND, T. u. a.: Event generators and software. In: ALTARELLI, G. (Hrsg.) ; KLEISS, R. (Hrsg.) ; VERZEGNASSI, C. (Hrsg.): *Z Physics At Lep-1* Bd. 3 CERN (Veranst.), 1989, S. 325ff (Zitiert auf Seite 104)
- [SNO 2002] AHMAD, Q. R. u. a. (SNO Collaboration): Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), S. 011301 (Zitiert auf Seite 33)
- [Sokolsky 2009] SOKOLSKY, P.: Observation of the GZK cutoff by the HiRes Experiment. In: *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 196 (2009), S. 67 – 73. – Proceedings of the XV International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions (ISVHE-CRI 2008) (Zitiert auf Seite 48)
- [Strulab u. a. 2003] STRULAB, D. ; SANTIN, G. ; LAZARO, D. ; BRETON, V. ; MOREL, C.: GATE (geant4 application for tomographic emission): a PET/SPECT general-purpose simulation platform. In: *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 125 (2003), S. 75

– 79. – URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVD-4BNJNFW-M/2/fd6862720c8d5079a7632c956fe9b476>. – Innovative Particle and Radiation Detectors. – ISSN 0920-5632 (Zitiert auf Seite 97)

[Super-Kamiokande 2002] FUKUDA, S. u. a. (Super-Kamiokande Collaboration): Determination of Solar Neutrino Oscillation Parameters using 1496 Days of Super-Kamiokande-I Data. In: *Phys. Lett.* B539 (2002), S. 179–187 (Zitiert auf Seite 32)

[Super-Kamiokande 2005] ASHIE, Y. u. a. (Super-Kamiokande Collaboration): A Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillation Parameters by Super-Kamiokande I. In: *Phys. Rev.* D71 (2005), S. 112005 (Zitiert auf Seite 37)

[Suzuki 1995] SUZUKI, Y.: Kamiokande solar neutrino results. In: *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 38 (1995), S. 54–59 (Zitiert auf Seite 32)

[Svoboda und Cabrera 2008] SVOBODA, B. ; CABRERA, A.: *Double Chooz surrounding rock  $\gamma$  background rate studies for the optimization of the steel shield design*. 2008. – Double Chooz internal note, DocDB 519-v2 (Zitiert auf Seite 92)

[T2K 2011] ABE, K. u. a. (T2K Collaboration): The T2K Experiment. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A659 (2011), S. 106–135 (Zitiert auf Seite 38)

[T2K 2012] NAKAYA, T.: *New Results from T2K*. Juni 2012. – URL <http://www.t2k.org/docs/talk/095>. – Vortrag auf der Neutrino 2012 (Zitiert auf Seite 38)

[Tang u. a. 2006] TANG, A. ; HORTON-SMITH, G. ; KUDRYAVTSEV, V. A. ; TONAZZO, A.: Muon simulations for Super-Kamiokande, KamLAND and CHOOZ. In: *Phys. Rev.* D74 (2006), S. 053007 (Zitiert auf den Seiten 114 und 118)

[The Supernova Cosmology Project 1999] PERLMUTTER, S. u. a. (The Supernova Cosmology Project Collaboration): Measurements of  $\Omega$  and  $\Lambda$  from 42 High-Redshift Supernovae. In: *The Astrophysical Journal* 517 (1999), Nr. 2, S. 565. – URL <http://stacks.iop.org/0004-637X/517/i=2/a=565> (Zitiert auf Seite 21)

[Tonazzo u. a. 2006] TONAZZO, A. ; KRYN, D. ; CABRERA, A.: *The L2 Software Trigger (online filter)*. 2006. – talk at Double Chooz Collaboration Meeting held at Aachen, October, 2006 (Zitiert auf Seite 201)

[Weinberg 1995] WEINBERG, S.: *The Quantum Theory of Fields*. Cambridge University Press, 1995 (Zitiert auf Seite 9)

- [White 2009] WHITE, B.: *On-site Testing Update*. März 2009. – URL <http://www.dchooz.org/DocDB/cgi-bin/private/ShowDocument?docid=704>. – Vortrag beim Kollaborationstreffen in Chooz (Zitiert auf Seite 184)
- [WMAP 2009] KOMATSU, E. u. a. (WMAP Collaboration): Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation. In: *Astrophys. J. Suppl.* 180 (2009), S. 330–376 (Zitiert auf Seite 20)
- [Woosley und Bloom 2006] WOOSLEY, S.E. ; BLOOM, J.S.: The Supernova–Gamma-Ray Burst Connection. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 44 (2006), Nr. 1, S. 507–556 (Zitiert auf Seite 48)
- [Zbiri 2008] ZBIRI, Karim: Physics process of cosmogenics Li-9 and He-8 production on muons interactions with carbon target in liquid scintillator. In: *Nucl.Instrum.Meth.* A597 (2008), S. 219–221 (Zitiert auf Seite 151)
- [Zuber 2001] ZUBER, K.: COBRA: Double beta decay searches using CdTe detectors. In: *Phys. Lett.* B519 (2001), S. 1–7 (Zitiert auf Seite 23)