

Aufbau eines Teststandes zur Untersuchung
von Photomultipliern und Szintillatoren für
das Double Chooz-Experiment



Diplomarbeit
am Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Markus Röhling
2. Juni 2008

Gutachter dieser Diplomarbeit:

Prof. Dr. Caren Hagner

Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall

Installation of a test facility for studying photomultipliers and scintillators for the Double Chooz experiment

Abstract

Within the framework of this diploma thesis, a test facility for the investigation of photomultipliers and scintillators was installed, calibrated and commissioned. The test facility consists of a darkroom and a DAQ-system, data acquisition is carried out with the help of a flash ADCs.

At the test facility photomultipliers and scintillators will be checked on their suitability for the inner veto of the Double Chooz experiment. Double Chooz is a reactor neutrino experiment in France, which is currently under construction and will allow a precise measurement of the neutrino mixing angle θ_{13} .

Aufbau eines Teststandes zur Untersuchung von Photomultipliern und Szintillatoren für das Double Chooz-Experiment

Zusammenfassung

Gegenstand dieser Diplomarbeit ist der Aufbau, die Kalibration und Inbetriebnahme eines Teststandes zur Untersuchung von Photomultipliern und Szintillatoren. Der Teststand besteht aus einer Dunkelkammer sowie Ausleseelektronik, die Datennahme erfolgt mit Hilfe eines Flash-ADCs.

Mit dem Teststand sollen Photomultiplier und Szintillatoren auf ihre Tauglichkeit für das innere Veto des Double Chooz-Experiments hin geprüft werden. Double Chooz ist ein sich momentan im Aufbau befindliches Reaktor-neutrinoexperiment in Frankreich, das eine Präzisionsmessung des Neutrino-mischungswinkels θ_{13} erlaubt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
1.1	Zur Geschichte	7
1.2	Neutrinos im Standardmodell der Teilchenphysik	8
1.3	Neutrinooszillation	13
1.3.1	Das solare Neutrinorätsel	13
1.3.2	Neutrinooszillation bei atmosphärischen Neutrinos	14
1.3.3	Formelle Beschreibung	15
2	Das Double Chooz-Experiment	19
2.1	Allgemeines	19
2.2	Motivation	20
2.3	Wichtige Vorgängerexperimente	22
2.3.1	Chooz	23
2.3.2	KamLAND	25
2.4	Aufbau	27
2.4.1	Der Standort	29
2.4.2	Die Detektoren	30
2.4.3	Die Vetos	32
2.5	Untergrund	35
2.6	Szintillator	37
2.7	Sensitivität	38
3	Photomultiplier und Szintillatoren	39
3.1	Photomultiplier	39
3.1.1	Aufbau und Funktionsweise	39
3.1.2	Eigenschaften	40
3.1.3	Einsatz bei Double Chooz	49
3.2	Szintillatoren	51
3.2.1	Anorganische Szintillatoren	51
3.2.2	Organische Szintillatoren	53
3.2.3	Lichtausbreitung	55

3.2.4	Szintillatoren bei Double Chooz	57
4	Der Teststand	59
4.1	Aufbau	59
4.1.1	ADC	59
4.1.2	Controller	61
4.1.3	Dunkelkammer	61
4.2	Software	62
4.2.1	MATACQ	62
4.2.2	Root	63
4.2.3	Weitere Programme	63
5	Kalibration und Messungen	65
5.1	Überprüfung der Lichtdichte	65
5.2	Kalibration des ADCs	67
5.2.1	Pedestals	68
5.2.2	Bestimmung der Spannungsumrechnung	68
5.2.3	Bestimmung der Zeitumrechnung	69
5.3	Messungen mit radioaktiven Präparaten	70
5.4	Messungen mit LEDs	74
6	Zusammenfassung und Ausblick	77
6.1	Zusammenfassung der Ergebnisse	77
6.2	Die Zukunft des Teststandes	77
6.2.1	LAGUNA	78
A	Die Datenstruktur und ihre Verarbeitung	81
A.1	Datenstruktur	81
A.2	Quellcode	82

Kapitel 1

Einleitung

Zu Beginn sollen die wichtigsten Punkte aus der Entdeckungsgeschichte der Neutrinos erwähnt werden. Anschließend werden in kurzen Worten das Standardmodell der Teilchenphysik und die Rolle der Neutrinos in diesem wiedergegeben. Dies wird komplettiert durch die spezielle Betrachtung der Neutrinooszillation, insbesondere deren experimenteller Nachweis und der zugrunde liegenden Theorie.

1.1 Zur Geschichte

Erstmals postuliert wurde das Neutrino 1930 von Wolfgang Pauli¹, um experimentelle Befunde des Betazerfalls zu erklären.

Beim Betazerfall handelt es sich um einen Kernzerfall. Wie man heute weiß, gibt es zwei Arten, den Beta-plus-Zerfall mit

$$\beta^+ : p \rightarrow n + e^+ + \nu_e,$$

sowie den Beta-minus-Zerfall

$$\beta^- : n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e.$$

1930 waren Neutron und Positron unbekannt, ebenso der Beta-plus-Zerfall. Damals nahm man an, der Kern bestünde nur aus Protonen. Um dann die geringere elektrische Ladung des Kerns bezüglich seines Gewichtes, das nach damaliger Anschauung nur von Protonen herrühren konnte, zu erklären, erwartete man zusätzlich zu den Elektronen der Schale auch Elektronen im Kern. Somit wäre der Betazerfall nichts anderes als eine Emission eines Elektrons aus dem Kern, also ein Zweikörperproblem.

¹Wolfgang Pauli, 1900-1958, österreichischer Physiker, Nobelpreisträger 1945.

Es war aber aufgefallen, dass die Energie des beim Betazerfall emittierten Elektrons kontinuierlich war und damit eben nicht diskret wie bei sonstigen Zweikörperzerfällen. Die damalige Physik stand vor einem großem Problem, war doch mit diesen experimentellen Befunden die für allgemein gehaltene Energieerhaltung scheinbar widerlegt. Um diese zu retten, aber auch aus Gründen der Spinerhaltung², nahm Pauli an, dass beim Betazerfall noch ein weiteres Teilchen emittiert würde. Es sollte elektrisch neutral sein und auch sonst kaum wechselwirken, was sein bisheriges Fehlen in den Messdaten erklärt. Zusätzlich würde aus dem Betazerfall ein Dreikörperzerfall, die fehlende Energie trüge das, von Pauli *Neutron* getaufte, Teilchen davon. 1932 entdeckte dann Chadwick³ tatsächlich ein neutrales Teilchen [Cha32], doch schnell wurde klar, dass es sich dabei nicht um das gesuchte handelt, sondern um das heute als Neutron bekannte. Um Verwechslungen zu vermeiden, gab Fermi⁴ Paulis hypothetischen Teilchen den Namen Neutrino, was im Italienischen soviel wie „Kleines Neutrales“ bedeutet.

Es sollte aber noch über 20 Jahre dauern, bis Neutrinos experimentell nachgewiesen wurden. Durch die Entdeckung der Kernspaltung und den Bau erster Kernkraftwerke standen nun erste leistungsfähige Neutrinoquellen zur Verfügung. 1956 gelang es dann Cowan⁵ und Reines⁶ die Existenz von Neutrinos experimentell zu bestätigen.[Cow56]

1962 wurden dann durch Jack Steinberger, Melvin Schwartz und Leon Max Lederman⁷ auch Myonneutrinos nachgewiesen. Als man 1975 das Tau entdeckte, war man sicher, dass auch ein Tauneutrino existieren muss. Es dauerte aber bis ins Jahr 1997 bis das DONUT-Experiment⁸ auch seine Existenz bewies.[Kod01, Sch97]

1.2 Neutrinos im Standardmodell der Teilchenphysik

Das so genannte Standardmodell der Teilchenphysik setzt sich aus zwei Theorien zusammen, die jeweils eine fundamentale Wechselwirkung der Natur

²Der Spin ist der intrinsische Eigendrehimpuls eines jeden Teilchens, der auch der Drehimpulserhaltung unterliegt. Er wurde 1924 ebenso von Pauli postuliert.

³James Chadwick, 1891-1974, englischer Physiker, Nobelpreisträger 1935.

⁴Enrico Fermi, 1901-1954, italienisch-amerikanischer Physiker, Nobelpreisträger 1938.

⁵Clyde Cowan, 1919-1974, US-amerikanischer Physiker.

⁶Frederick Reines, 1918-1998, US-amerikanischer Physiker, Nobelpreisträger 1995.

⁷Jack Steinberger, *1921, Melvin Schwartz, 1932-2006, Leon Max Lederman, *1922, US-amerikanische Physiker, Nobelpreisträger 1988.

⁸DONUT: Direct Observation of the NU Tau, 1997, USA.

1.2. NEUTRINOS IM STANDARDMODELL DER TEILCHENPHYSIK 9

beschreiben. Es sind die Quantenchromodynamik, die die starke Wechselwirkung zum Thema hat, und die GSW-Theorie⁹, mit der es gelang die vorher getrennt behandelten schwache Wechselwirkung und elektromagnetische Wechselwirkung zu einer, der elektroschwachen, zu vereinheitlichen. Die Gravitation ist aufgrund einer fehlenden quantenmechanischen Beschreibung und ihrer im Vergleich zu den anderen Wechselwirkungen deutlich kleineren Stärke nicht im Standardmodell vertreten und wird bei fast allen Berechnungen vernachlässigt.

Im Standardmodell gibt es drei Gruppen von Fundamentarteilchen. Zum einen die Quarks, sie tragen alle sowohl Farb¹⁰- als auch elektrische Ladung und nehmen somit an allen Wechselwirkungen teil. Daneben die Leptonen, sie sind alle farblos, die eine Hälfte besitzt eine elektrische Ladung, die andere, die Neutrinos, wechselwirkt nur schwach. Beide Gruppen enthalten nach jetzigem Stand der Forschung jeweils 6 Teilchen, hinzu kommen die jeweiligen Antiteilchen. Man hat festgestellt, dass sich immer zwei Teilchen innerhalb der Gruppen zu einem Dublett verbinden lassen und eine Generation bilden. Bei den Quarks ist es immer ein Quark mit der Ladung $+\frac{2}{3}$ und eins mit $-\frac{1}{3}$, bei den Leptonen ist es ein geladenes Lepton und das zugehörige Neutrino. Somit gibt es drei Generationen, auch Flavours genannt, die aufsteigend nach ihrer Masse geordnet sind.

Als letzte Gruppe sind noch die Eichbosonen zu nennen. Sie vermitteln die Kräfte und sind im Unterschied zu den Fermionen¹¹ Quarks und Leptonen bosonischer¹² Natur. Im einzelnen sind dies das Photon γ als Vermittler der elektromagnetischen Kraft, die 8 Gluonen g als Träger der starken Wechselwirkung und das W^+ , W^- und Z^0 -Boson als Austauscheteilchen der schwachen Kraft. Des Weiteren ist noch das Higgsteilchen H , ohne das keine Masse im Standardmodell erklärbar ist, postuliert, aber bisher nicht gefunden.

In Abbildung 1.1 sind noch mal alle Teilchen und ihre Zusammenhänge aufgeführt.

Teilchen können sich durch Abstrahlung eines entsprechenden W -Bosons in das jeweilige Partnerteilchen der Generation umwandeln. So geht beispielsweise ein up-Quark durch Abstrahlung eines W^+ in ein down-Quark oder ein

⁹Die Theorie ist nach ihren Entdeckern Sheldon Lee Glashow, *1932, Abdus Salam, 1926-1996, und Steven Weinberg, *1932, benannt, die dafür 1979 gemeinsam den Nobelpreis erhielten.

¹⁰Natürlich kann Objekten dieser Größenordnung keine Farben im herkömmlichen Sinne zuordnen, vielmehr ist die Farbe ein Versuch einer Entsprechung der bewährten elektrischen Ladung in der Quantenchromodynamik.

¹¹Fermionen sind Teilchen mit halbzahligem Spin (Quarks und Leptonen haben alle Spin $\frac{1}{2}$) und unterliegen dem Pauliprinzip, welches besagt, dass Teilchen nicht gleichzeitig in allen ihren Quantenzahlen übereinstimmen dürfen.

¹²Bosonen haben ganzzahligen Spin und unterliegen eben nicht dem Pauliprinzip.

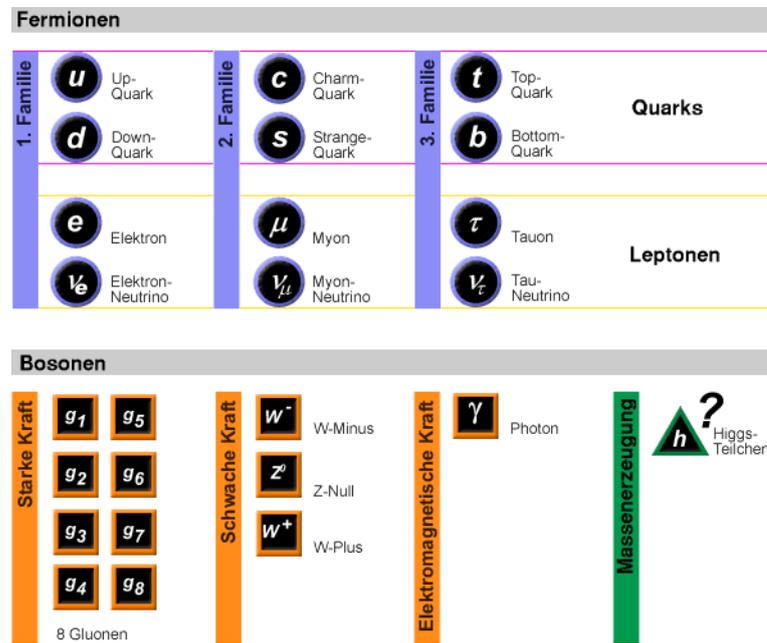


Abbildung 1.1: Die Fundamentalteilchen des Standardmodells[WdP08]

Myon durch ein W^- in ein Myonneutrino über. Ein Generationswechsel über die schwache Wechselwirkung ist aber nur bei den Quarks möglich. Dies wird durch die CKM-Matrix¹³ beschrieben, die folgendes Aussehen hat [PDG06]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,973 & 0,227 & 0,004 \\ 0,227 & 0,973 & 0,004 \\ 0,008 & 0,042 & 0,999 \end{pmatrix}$$

Dabei gibt das Element V_{ab} die Übergangsamplitude von Quark a zu Quark b an. Die Diagonalmatrixelemente stehen also für einen Verbleib in der jeweiligen Generation, die übrigen für einen Wechsel. Man sieht, dass ein Generationswechsel weitaus unwahrscheinlicher ist als ein Verbleib.

So waren lange Zeit die Zahl der Leptonen einer jeweiligen Familie gute Erhaltungsgrößen, denn bei allen Prozessen blieb die Anzahl aller Leptonen einer Generation vorher und nachher gleich. Erst die Entdeckung der Neutrinoszillation verletzt diese, die Gesamtzahl aller Leptonen aller Generationen ist aber nach wie vor erhalten.

Neutrinos wechselwirken nur schwach, also über den Austausch von W^\pm oder

¹³Benannt nach ihren Entdeckern Nicola Cabbibo, *1935, italienischer Physiker, Makoto Kobayashi und Toshida Maskawa, *1944 und *1940, japanische Physiker.

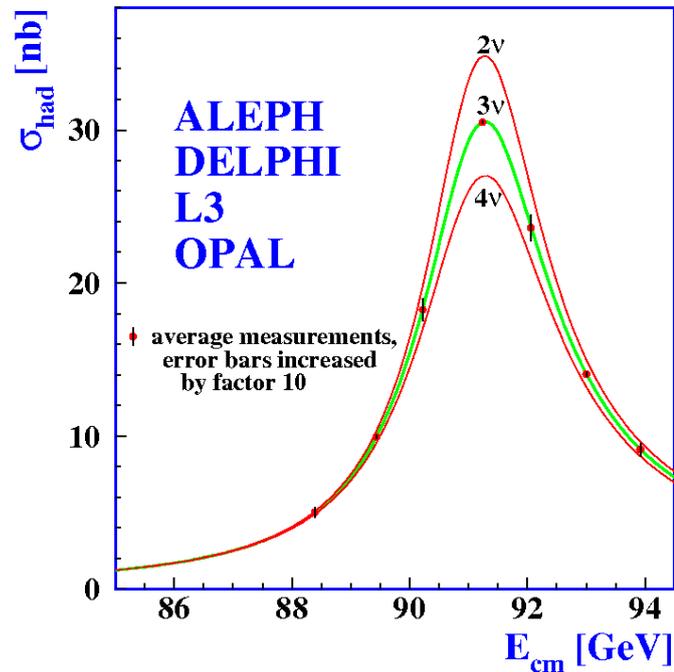


Abbildung 1.3: Anzahl leichter Neutrinos gemessen mit LEP. Am Speicherring LEP wurde die Zerfallsbreite des Z^0 s in Neutrinos bestimmt und mit theoretischen Berechnungen verglichen. Nur die Annahme dreier leichter Neutrinos stimmt mit den Messdaten überein. [LEP05]

tigen Schritt zur Lösung der Frage, ob mehr als drei Generationen Quarks und Leptonen existieren, hat machen können. Am LEP¹⁵ wurden sehr genau die Zerfallskanäle des Z^0 s vermessen. Beim Vergleich zwischen experimentellen Daten und Theorie zeigte sich, dass nur die Annahme von drei Neutrinogenerationen die Daten stützt. Somit schließt LEP die Existenz weiterer Neutrinos mit Massen kleiner der halben Ruhemasse des Z^0 s, die bei etwa 90 GeV¹⁶ liegt, aus. Nimmt man an, dass auch bei weiteren Generationen die Neutrinos die leichtesten Teilchen dieser sind, müssten solch Generationen deutlich schwerer sein als die bisher bekannten. Abbildung 1.3 gibt noch einmal die Messergebnisse grafisch wieder.

¹⁵Large Electron Positron Collider, 1989-2000, Speicherring am CERN in Genf.

¹⁶Durch die Verwendung natürlicher Einheiten, also $\hbar = c = 1$, wie in der Teilchenphysik allgemein üblich, sind Energie und Masse direkt äquivalent. In SI-Einheiten müsste es korrekt MeV/c^2 heißen. Gleiches gilt für Raum und Zeit, beide haben im natürlichen Einheiten dieselbe Dimension $1/\text{eV}$.

1.3 Neutrinooszillation

Bei den Neutrinooszillationen handelt es sich um einen Übergang eines Neutrinos von einem Flavour in einen anderen, beispielsweise kann aus einem Elektronneutrino ν_e nach einer gewissen Zeit bzw. Flugstrecke ein Myon-neutrino ν_μ geworden sein. Die Übergangswahrscheinlichkeit hängt von der Energie und der Wegstrecke der Neutrinos ab, die zwischen Quelle und Detektion liegt. Neutrinooszillationen gelten für Sonnenneutrinos als bestätigt, bei Experimenten mit atmosphärischen und Reaktor-neutrinos hat man starke Anzeichen für sie gefunden.

Die Tatsache der Neutrinooszillationen zieht zwei Konsequenzen nach sich. Zum einen ist sie nur möglich, wenn unterschiedliche Flavour unterschiedlich schwer, also nicht alle Neutrinos masselos sind, wie im Standardmodell vorgesehen. Zum anderen verletzt sie die Leptonflavourzahlerhaltung, die Leptonzahl bleibt aber erhalten. Beides ist so nicht im Standardmodell enthalten, die Neutrinooszillation geht somit über das Standardmodell hinaus, verletzt es aber nicht und stellt somit eine Erweiterung desselben dar.

1.3.1 Das solare Neutrinorätsel

Die Neutrinooszillationen wurden mit Hilfe so genannter Sonnenneutrinos entdeckt. Dabei handelt es sich um Elektronneutrinos, die bei der Fusion von Protonen innerhalb der Sonne entstehen. Die Sonne erzeugt ihre Energie zu 98,4% aus der Fusion der Protonen zu ^4He . Dieser in mehreren Schritten erfolgende Prozess wird p-p-Zyklus genannt. 1,6% der Energie entspringen dem Bethe-Weizsäcker¹⁷- oder auch CNO-Zyklus, bei dem Kohlenstoff als Katalysator notwendig ist. Die meisten Neutrinos haben aber zu wenig Energie um sie nachzuweisen. Nur beim Zerfall des auf einem Nebenzweig des p-p-Zyklus erzeugten ^8B entstehen Neutrinos mit genügend hohen Energien. Diese konnte zum ersten Mal Raymond Davis Jr.¹⁸ um 1970 nachweisen und brachte damit auch den experimentellen Beweis, dass die Sonne wirklich ihre Energie per Fusion erzeugt. Allerdings maß er eine deutlich geringere Rate als vom Standardsonnenmodell vorhergesagt. Auch spätere Experimente

¹⁷Hans Albrecht Bethe, 1906-2005, Carl-Friedrich Freiherr von Weizsäcker, 1912-2007 deutsche Physiker, Bethe bekam für seine Arbeiten zur Energierzeugung in Sternen 1967 den Nobelpreis.

¹⁸Raymond Davis Junior, 1914-2006, US-amerikanischer Chemiker, Physiknobelpreisträger 2002.

wie GALLEX¹⁹ und SuperKamiokande²⁰ bestätigten dieses Ergebnis. Erst das SNO-Experiment²¹, das im Gegensatz zu früheren Experimenten sensitiv auf alle Neutrino flavours war, konnte die Rate der Neutrinos messen, die nach dem Standardsonnenmodell die Erde erreichen sollte. Gleichzeitig wies es aber auch die Neutrinooszillation nach, denn in der Sonne werden alle Neutrinos als Elektronneutrinos erzeugt, auf der Erde kommt aber nur noch ein Teil als Elektronneutrino an, der Rest ist in Myon- und Tau-neutrinos oszilliert.

1.3.2 Neutrinooszillation bei atmosphärischen Neutrinos

Atmosphärische Neutrinos entstehen in den oberen Regionen der Erdatmosphäre. Hierbei stößt ein Teilchen der primären kosmischen Strahlung²² auf Atome der Atmosphäre und erzeugt so neben vielen anderen Komponenten auch Myonen, wobei aufgrund der hier geltenden Myonzahlerhaltung jeweils auch ein Myonneutrino entsteht. Diese Myonen zerfallen dann zu einem großen Teil in Elektronen, Elektronantineutrinos und Myonneutrinos. Da nun bei Entstehung und Zerfall der Myonen jeweils auch ein Myonneutrino emittiert wird, entstehen also doppelt so viele Myon- wie Elektronneutrinos. Experimente, wie Super-Kamiokande, konnten aber zeigen, dass das Verhältnis der im Detektor ankommenden Neutrinos sich stark davon unterscheidet, welchen Zenitwinkel die Neutrinos aufwiesen, also ob sie beispielsweise in der Atmosphäre direkt über dem Experiment entstanden oder auf der gegenüberliegenden Seite der Erde. Da sich sowohl Richtung, als auch Energie der Neutrinos ermitteln ließ, konnte überprüft werden, ob die gemessene Rate sich mit den theoretischen Vorhersagen deckte. So war es möglich einige andere Theorien, die versuchten die bisherigen experimentellen Befunde alternativ zur Neutrinooszillation zu beschreiben, auszuschließen.[Sup04]

¹⁹GALLium EXperiment, 1991-1997 im Laboratori Nazionali del Gran Sasso in Italien. Durch die Verwendung von Gallium konnten auch niederenergetische Neutrinos nachgewiesen werden

²⁰Super Kamioka Nucleon Decay Experiment, seit 1996, Japan. Durch die Verwendung hochreinen Wassers als Tscherenkow-Detektor erhielt man Richtungsinformationen der nachgewiesenen Teilchen und konnte so die Sonne erstmals im „Neutrino Licht“ sehen.

²¹Sudbury Neutrino Observatory, 1999-2006, Kanada.

²²Man unterscheidet bei der Kosmischen Strahlung zwischen primärer und sekundärer Komponente. Die primäre Komponente setzt sich aus den Teilchen zusammen, die aus dem Weltraum die Erdatmosphäre treffen. Sie besteht zu großen Teilen aus Protonen und schwereren Teilchen. Durch Stöße mit Atomen der Atmosphäre entstehen dann Schauer neuer Teilchen, die sekundäre Komponente. Am Erdboden sind dann nur noch die Schauer an Sekundärteilchen der primären Komponente beobachtbar.

Auch im Reaktorneutrinobereich konnte die Neutrinooszillation inzwischen nachgewiesen werden. Von besonderer Bedeutung für die Erforschung dieser war dabei KamLAND²³ (siehe hierzu Abschnitt 2.3.2).

1.3.3 Formelle Beschreibung

Mathematisch lässt sich die Neutrinooszillation folgendermaßen beschreiben: Neutrinos, wie wir sie detektieren, sind Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung, auch Flavoureigenzustände genannt, $|\nu_\alpha\rangle$ mit $\alpha = e, \mu, \tau$. Die Propagation erfolgt aber als Masseneigenzustand $|\nu_i\rangle$ mit $i = 1, 2, 3, \dots$ ²⁴. Entspräche jetzt jedem Masseneigenzustand ein Flavoureigenzustand, gäbe es keine Neutrinooszillation, der Zusammenhang der Eigenzustände ist aber folgender:

$$|\nu_i\rangle = \sum_{\alpha} U_{\alpha i} |\nu_\alpha\rangle \quad \text{bzw.} \quad |\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle$$

$U_{\alpha i}$ stellt eine Drehmatrix da, $U_{\alpha i}^*$ symbolisiert die komplexe Konjugation der Matrix. Handelt es sich um Antineutrinos, so ist die komplexe Konjugation in den beiden Gleichungen zu vertauschen. Die Eigenräume sind also gegeneinander gedreht, jeder Flavoureigenzustand besteht aus durch die Drehmatrix festgelegten Anteilen der Masseneigenzuständen.

Die Drehmatrix $U_{\alpha i}$ heißt Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata²⁵-Matrix, kurz PMNS-Matrix, und ist gewissermaßen das leptonische Analogon zur CKM-Matrix. Sie enthält fünf Unbekannte und lässt sich als auch als Multiplikation vierer Matrizen schreiben, um so die Unbekannten zu separieren:

$$\begin{aligned} U &= \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta_{23}) & \sin(\theta_{23}) \\ 0 & -\sin(\theta_{23}) & \cos(\theta_{23}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\theta_{13}) & 0 & \sin(\theta_{13})e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\theta_{13})e^{-i\delta} & 0 & \cos(\theta_{13}) \end{pmatrix} \\ &\quad \cdot \begin{pmatrix} \cos(\theta_{12}) & \sin(\theta_{12}) & 0 \\ -\sin(\theta_{12}) & \cos(\theta_{12}) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\beta} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

²³Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector, seit 2002, Japan.

²⁴Man geht von drei Masseneigenzuständen aus, also genauso vielen wie es Flavoureigenzuständen gibt. Es ist aber durchaus möglich, dass es mehr als drei Masseneigenzustände gibt, drei ist nur die einfachste Annahme.

²⁵Bruno Pontecorvo, 1913 - 1993, italienischer Physiker, Ziro Maki, Masami Nakagawa und Shoichi Sakata, 1911-1970, japanische Physiker.

θ_{ij} symbolisiert einen der drei Drehwinkel, bzw. Mischungswinkel. Der Phasenfaktor δ beschreibt eine mögliche CP^{26} -Verletzung der Neutrinooszillation. Sie ist bisher weder bestätigt noch widerlegt. Ihre Platzierung in der mittleren Matrix ist rein willkürlich, ebenso gut könnte man sie in einer der beiden anderen setzen. Es hat sich aber gezeigt, dass θ_{13} der mit Abstand kleinste der drei Winkel ist, bisher ist nur eine Obergrenze bekannt. Sollte sich zeigen, dass θ_{13} sehr klein ist oder gar verschwindet, wird es sehr schwer eine CP -Verletzung zu bestimmen. Da also eine Messung von δ direkt mit θ_{13} zusammenhängt, gruppiert man sie zusammen.

Die letzte Matrix ist nur von Relevanz, falls es sich bei den Neutrinos um Majorana²⁷teilchen handelt, dass heißt sie wären ihre eigenen Antiteilchen. Auch dies ist weder be- noch widerlegt. Bei nicht Eintreten der Majoranahypothese wären α und β Null, die Matrix verschwände.

Die Propagation der Neutrinos erfolgt also als Masseneigenzustand und kann als ebene Welle beschrieben werden:

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i(0)\rangle$$

Hierbei ist E_i die Energie des Masseneigenzustandes i , p_i der Impuls und L die Flugstrecke, es werden natürliche Einheiten verwendet. Im ultrarelativistischen Grenzfall $|\vec{p}_i| = p_i \gg m_i$, der für Neutrinos aufgrund ihrer geringen Masse fast immer gegeben ist, kann man die Energie folgendermaßen abschätzen:

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \approx E + \frac{m_i^2}{2E}$$

Durch die natürlichen Einheiten gilt weiterhin $t = L$, wobei L die Flugstrecke des Neutrinos ist. L ist aber auch der Betrag des Ortsvektors. Damit folgt:

$$|\nu_i(L)\rangle = e^{-im_i^2 L/2E} |\nu_i(0)\rangle$$

Die Wahrscheinlichkeit P , dass nach einer Flugstrecke von L aus einem ν_α ein ν_β geworden ist, berechnet sich somit zu

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{\beta i}^* U_{\alpha i} e^{-im_i^2 L/2E} \right|^2.$$

²⁶C und P sind Abkürzungen für zwei Symmetrietransformationen, Gleichungen sollten vor und nach ihrer Anwendung gültig bleiben. C steht für einen Austausch von Materie und Antimaterie und P für eine Raumspiegelung. Alle Wechselwirkungen halten diese Symmetrietransformationen ein, bis auf die schwache Wechselwirkung. Bei ihr ist nur die Kombination beider erhalten. Es zeigte sich aber, dass manche Prozesse in ihr auch diese Kombination verletzen.

²⁷Ettore Majorana, 1906 - wohl 1938, italienischer Physiker.

Durch ausmultiplizieren ergibt sich:

$$\begin{aligned} P_{\alpha \rightarrow \beta} &= \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} e^{-i(m_i^2 - m_j^2)L/2E} \\ &= \sum_i |U_{\alpha i} U_{\beta i}^*|^2 + 2\Re \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} \exp\left(-i \frac{\Delta m^2 L}{2E}\right) \end{aligned}$$

Hierbei gilt $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$.

Vernachlässigt man eine mögliche CP-Verletzung der Oszillation, wodurch die Koeffizienten der Drehmatrix real werden, lässt sich $P_{\alpha \rightarrow \beta}$ folgendermaßen vereinfachen:

$$\begin{aligned} P_{\alpha \rightarrow \beta} &= \sum_i U_{\alpha i}^2 U_{\beta i}^2 + 2 \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j} \cos\left(\frac{\Delta m^2 L}{2E}\right) \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j} \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \end{aligned} \quad (1.1)$$

Das δ_{ij} ist das sogenannte Kronecker²⁸-Delta, welches definiert ist mit:

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{für } i=j \\ 0 & \text{für } i \neq j \end{cases}$$

An dieser Gleichung ist gut zu sehen, dass nur mit der Annahme von massiven Neutrinos eine Neutrinooszillation stattfinden kann. Wären Neutrinos masselos, so verschwände das Argument des Sinus, es gäbe keine Oszillation. Da aber nur die Differenz zweier Massen in die Gleichung eingeht, kann es sein, dass einer der Masseneigenzustände trotzdem Null wäre.

Über die Massen ist aus solaren Neutrinoexperiment bekannt, dass der Masseneigenzustand mit dem größtem Elektronanteil, m_1 , eine etwas kleinere Masse besitzt als m_2 . Der Massenunterschied beider ist vor allem für solare Neutrinos von Bedeutung und wird daher Δm_{sol}^2 genannt. Es gilt also

$$\Delta m_{sol}^2 = \Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2 > 0.$$

Bei Versuchen mit atmosphärischen Neutrinos ist hingegen der Massenunterschied zwischen Masseneigenzustand 2 und 3 wichtig und wird daher Δm_{atm}^2 mit

$$\Delta m_{atm}^2 = \Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2$$

genannt. Man weiß, dass Δm_{31}^2 und Δm_{32}^2 vom Betrag deutlich größer sind als Δm_{21}^2 , das Vorzeichen beider ist aber nicht bekannt.

²⁸Leopold Kronecker, 1923-1891, deutscher Mathematiker.

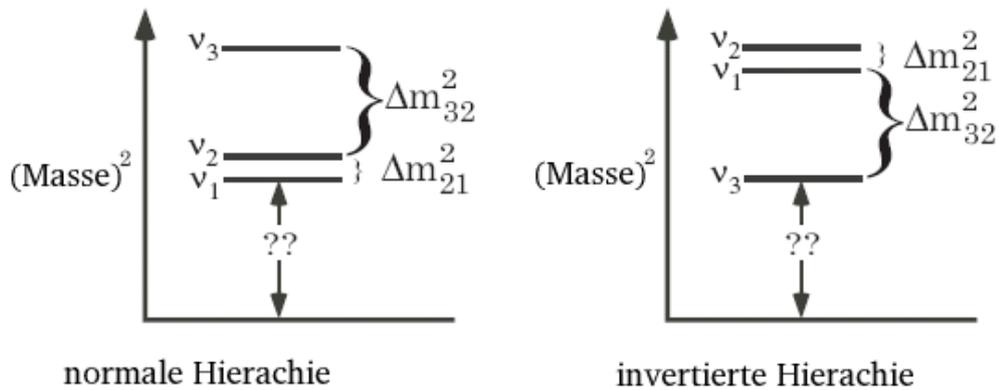


Abbildung 1.4: Massenhierarchieproblem. Betrag und Vorzeichen von Δm_{21}^2 sind bekannt, für Δm_{32}^2 ist hingegen bisher nur der Betrag ermittelt. So können die Massen hierarchisch geordnet sein (links), oder die Massenhierarchie ist invertiert (rechts).[Kay05]

m_3 , der Masseneigenzustand mit dem größtem Tauanteil, kann nun schwerer sein als m_1 und m_2 . Dann wären die Massen ähnlich den Quarks und den geladenen Leptonen geordnet, wo ja die dritte Generation die schwerste ist. Man spricht von einer hierarchischen Ordnung, also $m_1 < m_2 < m_3$. Andernfalls wäre es aber auch möglich, dass m_3 deutlich kleiner ist als die beiden anderen Massen, dies wäre somit eine invertierte Hierarchie mit $m_3 < m_1 < m_2$ (siehe Abbildung 1.4). Es ist damit eine wichtige Herausforderung für zukünftige Experimente das Vorzeichen von Δm_{atm}^2 zu bestimmen.

Die hier geführten Überlegungen zur Neutrinooszillation sind nur für eine Propagation im Vakuum gültig. Bewegen sich die Neutrinos durch Materie, sind zusätzliche Streuungen an dieser zu berücksichtigen. Allerdings sind, um merkbare Effekte zu erzielen, hohe Materiedichten, wie sie in Sternen vorliegen, oder lange Flugstrecken durch Materie, wie beispielsweise die Durchquerung der Erde, vonnöten. Deshalb können in vielen Fällen Materieeffekte vernachlässigt werden. Durch die kurzen Wege von knapp einem Kilometer, die die Neutrinos beim Double Chooz-Experiment zurück legen, wird auf die Materieeffekte hier nicht näher eingegangen.[DCC04, Sch97, Zub04]

Kapitel 2

Das Double Chooz-Experiment

In diesem Kapitel soll das Double Chooz-Experiment näher vorgestellt werden. Begonnen wird mit einem kurzen Überblick und der Motivation das Experiment zu bauen. Anschließend seien zwei wichtige Vorgängerexperimente erwähnt, bevor auf die einzelnen Detektorkomponenten eingegangen wird.

2.1 Allgemeines

Beim Namen des Double Chooz-Experiments handelt es sich nicht wie bei so vielen anderen Experimenten um eine Abkürzung, vielmehr steht er für den Ort des Experiments, der kleinen französischen Ortschaft Chooz, gelegen an der Maas unweit der belgischen Grenze. Hier wurde schon einmal ein Neutrinoexperiment durchgeführt, schlicht „Chooz“ genannt (siehe Abschnitt 2.3.1). Dieses arbeitete mit einem Detektor, eine der wesentlichen Neuerungen Double Choozs wird aber das Zweidetektorprinzip sein, daher das „Double“ im Namen.

Der Standort wurde nicht ohne Grund ausgewählt, ist doch der Name Chooz in Frankreich überregional für sein dort gelegenes Kernkraftwerk bekannt, eines der leistungstärksten der Welt. Durch die in seinem Inneren stattfindenden Kernspaltungen entstehen dort etwa 10^{22} Neutrinos pro Sekunde und, trotz des geringen Wirkungsquerschnittes der Neutrinos, damit genug, um eine effiziente Messung zu garantieren. Hinzu kommt die Lage in den Ardennen, der felsige Boden bietet Untergrundlaboren Schutz vor kosmischer Strahlung. Dies und die Existenz einer schon vorhandenen Kammer im Fels gaben den Ausschlag das Experiment genau hier durchzuführen.

Ziel des Experiments wird es sein mit zwei Detektoren, einem nah an den Reaktoren, einem weiter entfernten, eine Oszillation der Neutrinos zu sehen. Dies geschieht, indem man im Vergleich der Neutrinoflüsse beider Detektor

ein Fehlen von Neutrinos im fernen Detektor feststellt, also weniger Neutrinos detektiert, als durch die Theorie ohne Oszillation vorhergesagt. Es handelt sich somit um ein Disappearance¹experiment.

Ein Verschwinden von Neutrinos haben natürlich schon andere Experimente gesehen, vielmehr soll bei Double Chooz dieses genau Vermessen werden, um so den Mischungswinkel θ_{13} möglichst präzise zu bestimmen oder zumindestens seine Obergrenze um eine Größenordnung zu senken.

Das Experiment befindet sich momentan im Aufbau. Man geht davon aus Mitte des Jahres 2008 mit dem fernen Detektor die Messungen zu beginnen. Im Jahre 2009 soll dann auch der nahe Detektor fertig sein und in Betrieb gehen.

Double Chooz ist ein internationales Projekt. Wissenschaftler aus vielen Ländern und Kontinente sind am Experiment involviert und helfen seine erfolgreiche Durchführung zu verwirklichen. Konkret sind Institute aus Brasilien, Frankreich, Großbritannien, Japan, Russland, Japan, den Vereinigten Staaten und Deutschland beteiligt.

2.2 Motivation

Sind zwei der Mischungswinkel schon hinlänglich vermessen worden, so ist für den dritten, θ_{13} , bisher nur eine Obergrenze bekannt. Der beste Wert dieser wurde vom Vorgängerexperiment Chooz bestimmt. θ_{13} ist von besonderer Wichtigkeit für die Neutrinoophysik, so hängt von ihm ab, ob eine mögliche CP-Verletzung der Neutrinooszillation messbar ist. Sollte Double Chooz nur eine neue, niedrigere Obergrenze feststellen können, so wird eine Messung der CP-Verletzung schwerlich möglich sein. Dieses Ergebnis wäre aber insbesondere für die Theorie interessant, denn es erhöht die Wahrscheinlichkeit, dass θ_{13} Null ist. Dann aber muss die Frage gestellt werden, ob dieser Wert nur rein zufällig von der Natur gewählt wurde, oder ob sich hinter dem Verschwinden des Mischungswinkels eine bisher unbekannte Symmetrie verbirgt.[Mer06]

Messen lässt sich θ_{13} über die Oszillation von Reaktorneutrinos. Benutzt man Gleichung 1.1, so berechnet sich die Wahrscheinlichkeit, dass ein Antielek-

¹*Disappearance*, englisch für *Verschwinden*. Einen anderen Weg gehen die so genannten Appearanceexperimente (*Appearance*, englisch für *Erscheinen*). Hier möchte man ein vorher fehlendes Teilchen nachweisen. Als Beispiel sei hier das OPERA Experiment (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus, seit 2006 im Laboratori nazionali del Gran Sasso, Italien) erwähnt. Hier sollen Tauneutrinos in einem Neutrinostrahl nachgewiesen werden, der als reiner Myonneutrinostrahl erzeugt wird.

tronneutrino ein Antielektronneutrino geblieben ist, zu

$$\begin{aligned}
P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} &= 1 - 2 \sin^2(\theta_{13}) \cos^2(\theta_{13}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}\right) \\
&- \frac{1}{2} \cos^4(\theta_{13}) \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right) \\
&+ 2 \sin(\theta_{13}) \cos(\theta_{13}) \sin^2(\theta_{12}) \\
&\cdot \left(\cos\left(\frac{(\Delta m_{31}^2 - \Delta m_{21}^2)L}{2E}\right) - \cos\left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E}\right) \right).
\end{aligned}$$

Berücksichtigt man, dass $\Delta m_{31}^2 \gg \Delta m_{21}^2$, so kann man den letzten Term weglassen lassen und es ergibt sich

$$\begin{aligned}
P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} &= 1 - 2 \sin^2(\theta_{13}) \cos^2(\theta_{13}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}\right) \\
&- \frac{1}{2} \cos^4(\theta_{13}) \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}\right).
\end{aligned} \tag{2.1}$$

An dieser Gleichung sieht man, dass zwei Oszillationen beitragen. Die erste der beiden ist die Interessantere, hängt ihre Amplitude doch direkt von $\sin(\theta_{13})$ ab und würde, falls $\theta_{13} = 0$ ebenso verschwinden. Durch die unterschiedlichen Δm^2 haben beide Oszillationen verschiedene Perioden. Berechnet man nun für typische Reaktorneutrinos, also Antielektronneutrinos um 3 MeV, die Strecke L , für die das jeweilige erste Maximum der beiden Oszillationen auftritt, so ergibt sich, dass das L für die erste Oszillation bei etwa anderthalb Kilometern liegt, während es sich für die zweite bei knapp 50 Kilometern befindet. Dies ist in Abbildung 2.1 noch einmal grafisch wiedergegeben.

Der optimale Abstand für ein Experiment zur Messung von θ_{13} über Reaktorneutrinos ist also etwa anderthalb Kilometer vom Reaktor entfernt. Hier hat die erste Oszillation ihr Maximum, während die zweite noch so gut wie gar nicht in Erscheinung tritt.

Zufällig lag das Chooz-Experiment mit seiner Reaktorentfernung von 1050 Metern ziemlich genau in diesem Bereich. Es konnte zwar innerhalb der Fehlergrenzen keine Abweichung vom theoretisch berechneten Neutrinofluss ohne Oszillation beobachten, aber damit eine Obergrenze für θ_{13} festlegen. Um nun θ_{13} genauer zu bestimmen, entschloss man sich ein neues Experiment in Chooz durchzuführen, Double Chooz.

Das Neue an Double Chooz gegenüber Chooz ist, wie bereits erwähnt, das Zweidetektorprinzip. Beide eingesetzten Detektoren werden einen identischen

Aufbau haben, der einzige Unterschied wird ihre unterschiedliche Entfernung von den Reaktoren und die damit einher gehenden verschiedenen Flüsse von Neutrinos und kosmischer Strahlung sein. So kann man das Fehlen von Neutrinos durch den Vergleich der gemessenen Neutrino Flüsse beider Reaktoren feststellen, eine genaue Kenntnis des tatsächlichen Stroms aus den Reaktoren ist nicht notwendig. So wird die Unsicherheit der Messergebnisse gegenüber Chooz deutlich reduziert.

Nicht zu vergessen sind auch die Kostenargumente. Da am gleichen Ort nun schon ein sehr ähnliches Experiment stand, können Teile der Infrastruktur übernommen werden. Auch fördert der Betreiber des Kernkraftwerks, die EDF², Double Chooz. So wird das Gelände kostenfrei von ihnen zur Verfügung gestellt.

Zu guter letzt sei noch erwähnt, dass im Rahmen des Atomwaffensperrvertrages am Double Chooz-Experiment geprüft wird, ob man mit einem Neutrino-detektor Aufschlüsse darüber erhalten kann, welche kernphysikalischen Prozesse in einem Reaktor vorgehen, also ob beispielsweise kernwaffentaugliches Plutonium erzeugt wird. Sollte dies der Fall sein, bekäme die internationale Gemeinschaft eine Möglichkeit zweifelsfrei festzustellen, ob ein Betreiberland eines Kernkraftwerkes dieses nur zur Stromerzeugung gebraucht, oder ob es kernwaffenfähiges Material herstellt und damit gegen den Atomwaffensperrvertrag verstößt.

2.3 Wichtige Vorgängerexperimente

Hier seien zwei von vielen bisherigen Neutrinoexperimenten genannt, Chooz und KamLAND. Was diese beiden für Double Chooz wichtig werden lässt, ist die Tatsache, dass es sich bei beiden um Reaktor-neutrinoexperimente handelt, die Double Chooz in Aufbau und Funktion sehr ähneln. Bei beiden erfolgt die Detektion der Neutrinos per inversem Betazerfall³ und anschließendem Neutroneneinfang, beide arbeiten mit großen Mengen Flüssigszintillator⁴. So sind die dort gesammelten Erfahrungen von immenser Bedeutung für ein gutes Gelingen des Double Chooz-Experimentes.

²Électricité de France, französischer Energiekonzern.

³Beim inversen Betazerfall trifft ein Antineutrino ein Proton und erzeugt so ein Neutron und ein Positron

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

die Schwelle, also die Mindestenergie des Neutrinos liegt dabei bei 1,806 MeV.

⁴siehe Abschnitt 3.2.

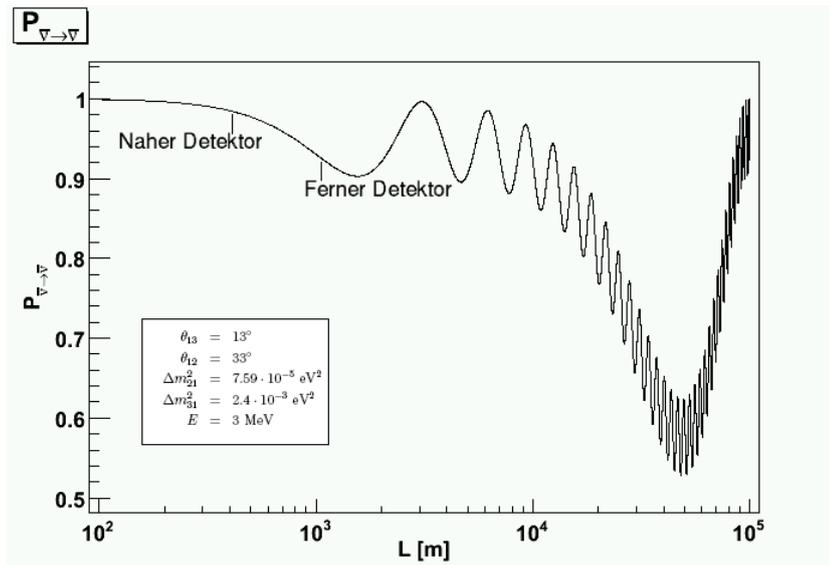


Abbildung 2.1: Oszillationswahrscheinlichkeit von typischen Reaktorneutrinos aufgetragen gegen die Flugstrecke. Als Annahme wurde der größte nicht ausgeschlossene Wert für θ_{13} gewählt. Zusätzlich sind die Standorte der Double Chooz Detektoren eingezeichnet.

2.3.1 Chooz

Das Chooz-Experiment lief 1997 acht Monate. Es befand sich, wie schon erwähnt, nah der Ortschaft Chooz, in einer Kammer im Fels, circa einen Kilometer von den beiden Reaktoren des Kernkraftwerkes entfernt. Ursprünglich wurde es gebaut, um den atmosphärischen Mischungswinkel θ_{23} zu bestimmen, dessen Wert damals nicht genau bekannt war. Dies gelang zwar nicht, es konnte aber der derzeit beste Wert für den Mischungswinkel θ_{13} angegeben werden.

Das Experiment arbeitete mit einem Detektor, dessen Target⁵ aus einem Plexiglaszylinder bestand, der mit einem mit Gadolinium⁶ versetzten Flüssigszintillator gefüllt war. Um diesen Zylinder herum befand sich ein Stahlzy-

⁵ *Target*, englisch für *Ziel*. Der Bereich eines Detektors, in dem sich die zu beobachtenden Reaktionen abspielen (sollen).

⁶ Gadolinium ist ein chemisches Element, trägt die Ordnungszahl 64 und zählt damit zu den Seltenerdmetallen oder Lanthanoiden. Es besitzt unter allen Elementen den höchsten Neutroneneinfangsquerschnitt, also die höchste Wahrscheinlichkeit ein freies Neutron in seinen Kern zu integrieren.

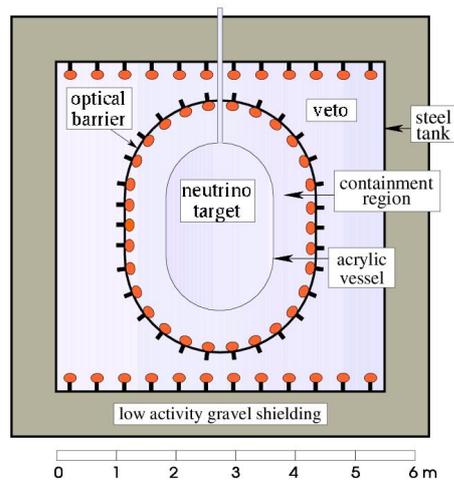


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Aufbaus des Chooz-Detektors. In der Mitte sieht man das Target, das vom Gammacatcher umgeben wird. Dieses befindet sich in einem mit PMTs besetzten Stahlzylinder, der wiederum in einen weiteren mit Flüssigszintillator gefüllten und PMTs versehenem Stahlzylinder gebettet ist.[Cho98]

linder, dessen Wände mit Photomultipliern⁷ besetzt waren und der mit dem gleichen Szintillator, aber ohne Gadolinium, befüllt war. Dieser Stahlzylinder war wiederum in einen weiteren Stahlzylinder gebettet, der auch mit PMTs versehen und den gleichen Szintillator enthielt. Zwischen Fels und Detektor war abschließend Kies gefüllt. Abbildung 2.2 verdeutlicht dieses noch einmal. Die Neutrinos wurden nun über einen inversen Betazerfall an den Protonen des Szintillators nachgewiesen. Das dabei entstehende Positron annihilierte danach quasi instantan mit einem Elektron zu zwei Photonen, die dann Lichtblitze im Szintillator erzeugten, die man mit den PMTs nachweisen konnte. Das Neutron wiederum wurde von einem Gadoliniumkern eingefangen. Dieser ging in einen angeregten Zustand über, den er nach einer charakteristischen Zeitspanne durch das Aussenden mehrerer Photonen mit ebenso kennzeichnender Energie wieder verließ.

Diese Reaktionen spielten sich innerhalb des kleineren Stahlzylinders ab, wobei der Neutroneneinfang nur innerhalb des Plexiglaszylinder, dem eigentlichen Target, stattfinden konnte. Der gadoliniumfreie Szintillator diente, zusätzlich zum Szintillator des Targets, zum Auffangen der entstehenden

⁷Photomultiplier Tube (PMT), englisch für *Photonenvervielfacher*, siehe hierzu Abschnitt 3.1.

Photonen und wurde daher „Gammacatcher⁸“ genannt. So bildete der innere Stahlzylinder den eigentlichen Detektionsbereich. Diesen umschloss dann der äußere Stahlzylinder, der als Veto⁹ genutzt wurde, also Teilchen der kosmischen Strahlung oder aus dem Fels kommende Radioaktivität aufzeigte. Somit erzeugt ein Neutrino zwei zeitlich korrelierte Signale in einem bestimmten Energiebereich. Diese Tatsache hilft enorm bei der Trennung von Signal und Untergrund. Dieses Detektionsprinzip wird so auch von Double Chooz benutzt werden.

Der Detektor nahm im April 1997 seine Arbeit auf, kurz bevor die beiden Reaktoren des Kernkraftwerkes im Mai und August in Betrieb gingen. Dadurch war es möglich den Untergrund zu vermessen und den Einfluss des jeweiligen Reaktors zu bestimmen. Der Messbetrieb konnte aber nur etwa 250 Tage aufrecht gehalten werden, da das Gadolinium ausfiel, den Szintillator trübte und so die Lichtausbeute zu gering wurde, um noch weiter Daten zu nehmen. Eine der größten Herausforderungen für Double Chooz wird es damit sein, den dort eingesetzten Szintillator lange stabil zu halten.

Wie sich später zeigte, konnte Chooz den atmosphärischen Mischungswinkel, sein eigentliches Ziel, nicht vermessen, es suchte im falschen Bereich. Durch die Ergebnisse KamLANDs stellte es sich aber heraus, dass der Detektor sich in guter Lage zur Messung von θ_{13} befand. Innerhalb der Fehlergrenzen war zwar keine Neutrinooszillationen zu sehen, es gelang Chooz aber eine neue Untergrenze für θ_{13} mit $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.2$ bei 90 % C.L.¹⁰ und $\Delta m_{atm}^2 = 2.0 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2$ festzulegen.

Double Chooz wird als der Nachfolger von Chooz sehr ähnlich im Aufbau sein und vieles an Infrastruktur, durchgeführten Studien, angewandten Technologien und Erfahrungen übernehmen können.

2.3.2 KamLAND

KamLAND (Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector) ist ein Reaktorneutrinoexperiment in Japan, das seit 2002 in Betrieb ist. Es befindet sich in der Mozumi-Mine in Kamioka, in der auch das SuperKamiokandeexperiment aufgebaut ist, in den japanischen Alpen. Im ersten Betriebsjahr wurde es vornehmlich dazu eingesetzt den Fluss an Neutrinos zu messen, die in den umliegenden Kernreaktoren Japans erzeugt wurden. Heute wird viel-

⁸ *catch* englisch für *einfangen, ergreifen*.

⁹ *Veto*, lateinisch für *ich verbiete*.. In der Teilchenphysik bezeichnet das Veto eine Apparatur, die den Durchgang unerwünschter Teilchen, meist Myonen der kosmischen Strahlung, melden soll, um eine falsche Messung zu verhindern.

¹⁰ *Confidence level* englisch für *Vertrauensintervall*.

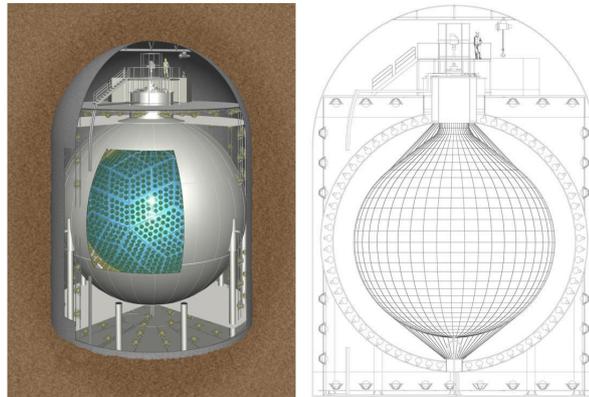


Abbildung 2.3: Aufbau des KamLAND-Detektors, links eine animierte, rechts eine schematische Darstellung. In der Mitte sieht man jeweils den als Target dienenden mit Szintillator gefüllten Nylonballon. Um diesen befindet sich eine mit PMTs an der Innenwand besetzte und mit einer nichtszintillierenden Flüssigkeit befüllte Stahlkugel. Umgeben wird dies von hochreinem Wasser, bevor ein Stahlzylinder mit weiteren PMTs die Konstruktion abschließt.

mehr versucht Geoneutrinos zu erforschen, also Neutrinos, die beim Zerfall radioaktiver Kerne in der Erde frei werden.

Die Mozumi-Mine liegt etwa 1000 Meter unter der Erde, das entspricht 2700 MWÄ¹¹. Der Detektor ist zwiebelschalenförmig aufgebaut. Sein Target besteht aus einem mit Flüssigszintillator gefülltem Nylonballon. Dieser ist von einer Stahlkugel umgeben, die mit einer nichtszintillierenden Flüssigkeit gefüllt und deren Innenwand mit PMTs bestückt ist. Um diese Stahlkugel herum befindet sich ein Stahltank mit hochreinem Wasser, ebenso mit PMTs versehen. In Abbildung 2.3 ist der Detektor noch einmal grafisch dargestellt.

Die Neutrinodetektion verläuft ähnlich wie bei Chooz. Durch einen inversen Betazerfall wird ein Positron und ein Neutron erzeugt. Das Positron annihiliert mit einem Elektron, das Neutron wird nach einer charakteristischen Zeitspanne von einem Proton eingefangen und es bildet sich Deuterium¹². Bei dieser Reaktion wird eine bestimmte Energie frei und so entstehen auch hier zwei Signale mit charakteristischen Energien innerhalb eines typischen Zeitintervalls.

¹¹Meter Wasseräquivalent ist eine Längeneinheit mit der man versucht verschiedene Untergrundstandorte mit unterschiedlichen Deckmaterialien darin miteinander vergleichbar zu machen, wie stark sie vor kosmischer Strahlung Schutz bieten.

¹²Deuterium ist ein Isotop des Wasserstoffs, enthält aber ein Proton und ein Neutron im Kern.

Diese Reaktion kann zwar überall stattfinden, wird aber nur im inneren Ballon detektiert, da sich nur dort der Szintillator befindet, ohne den die Reaktion nicht feststellbar ist. Die nicht szintillierende Flüssigkeit dient als Puffer um die Radioaktivität der PMTs und mögliche andere unerwünschten Teilchen vom Target fern zuhalten. Der äußere Wassertank wird als Veto eingesetzt.

Wichtigstes Ergebnis KamLANDs ist die genau Bestimmung von Δm_{21}^2 und θ_{12} . Die früheren Ergebnisse der solaren Neutrinoexperimente waren zwar recht genau in der Bestimmung von θ_{12} , aber ihre Auflösung von Δm_{21}^2 war sehr grob. KamLAND kann zwar θ_{12} nur ungenau bestimmen, dafür sehr gut den Wert von Δm_{21}^2 berechnen. Kombiniert man aber beide, lassen sich Δm_{21}^2 und θ_{12} sehr genau festlegen. Eine grafisch Darstellung ist in 2.4 abgebildet. Die ermittelten Werte sind

$$\begin{aligned}\Delta m_{21}^2 &= (7,59 \pm 0,21) \cdot 10^{-5} \text{eV}^2, \\ \tan(\theta_{12}) &= 0,47 \pm 0,06.\end{aligned}$$

KamLAND war damit das erste Experiment, welches das Verschwinden von Reaktor-neutrinos zweifelsfrei hat feststellen können. Auch gelang es zum ersten Mal eine Oszillationskurve aufzunehmen. Zwar erhält KamLAND keine Richtungsinformationen der detektierten Neutrinos, aber man kann mit Hilfe der Daten aus den umliegenden Kernkraftwerken eine mittlere Flugstrecke bestimmen. Sie beträgt 180 Kilometer, etwa die Entfernung, in der sich das nächste der leistungsstarken Kernkraftwerke Japans befindet. Mit der ermittelten Energie der Neutrinos kann man den $\frac{L}{E}$ -Wert der Neutrinos, den variablen Teil in der Oszillationsformel 2.1, bestimmen und diesen mit den ohne Oszillation theoretisch zu erwartenden Neutrinos vergleichen. Das Ergebnis ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Deutlich ist eine Oszillation der Neutrinos zu sehen. Dies ist ein Beweis dafür, dass die Neutrinos tatsächlich oszillieren und nicht durch einen bisher unbekanntem Mechanismus verschwinden.

Nicht zu vergessen ist auch, dass es gelang große Mengen Szintillator sehr rein, also mit äusserst geringen Verunreinigungen, herzustellen und zu verwenden. Die dabei gewonnenen Erfahrungen in der Herstellung und der Handhabung des Szintillators werden helfen auch das Double Chooz Experiment möglichst erfolgreich durchzuführen.

2.4 Aufbau

Hier soll nun näher auf das Double Chooz-Experiment sowie auf die einzelnen Detektorkomponenten, deren Funktion und Eigenschaften, eingegangen

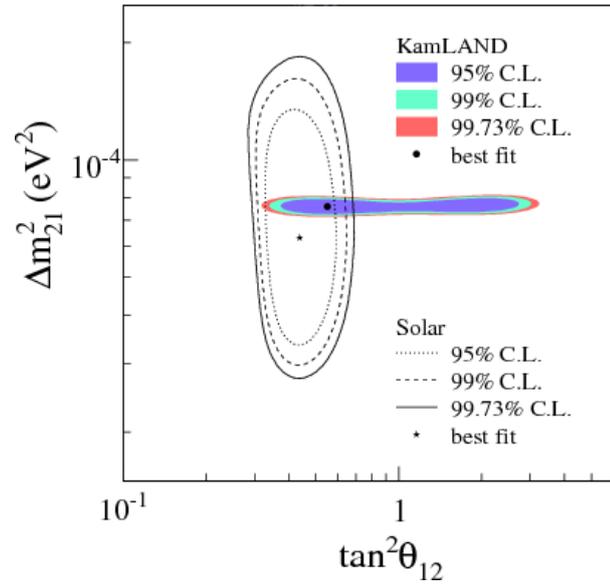


Abbildung 2.4: Eingrenzung von m_{21}^2 und θ_{12} durch KamLAND und solare Neutrinoexperimente. Nur der Überlapp beider Bereiche ist erlaubt. [Kam08]

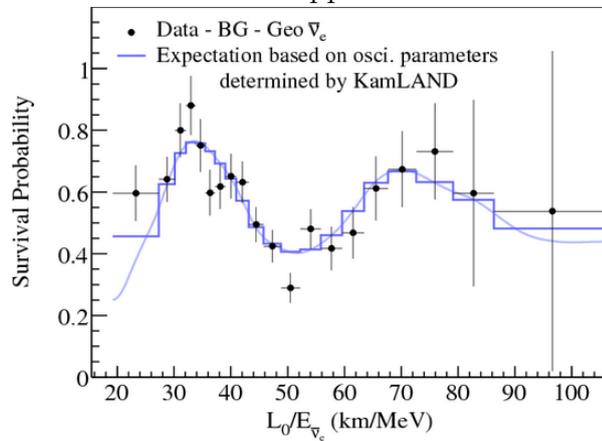


Abbildung 2.5: Überlebenswahrscheinlichkeit von Reaktor-neutrinos in Abhängigkeit von L/E bei KamLAND. Da KamLAND keine Richtungsinformation messen kann, wurde eine mittlere Flugstrecke L_0 benutzt. [Kam08]



Abbildung 2.6: Luftbild des Kernkraftwerkes Chooz. Markiert sind die Positionen der Reaktoren und der Detektoren des Double Chooz-Experimentes.

werden.

2.4.1 Der Standort

Wie schon erwähnt, befindet sich das Experiment in der französischen Ortschaft Chooz, nah dem dort ansässigen Kernkraftwerk. Das Kernkraftwerk besitzt zwei Druckwasserreaktoren mit jeweils 1500 MW elektrischer Leistung, die 140 Meter voneinander entfernt stehen.

Der ferne Detektor wird sich in einem Abstand von 1000 und 1100 Meter von den beiden Reaktoren befinden. Er wird in einer schon vorhandenen Kammer im Fels aufgebaut, in der auch schon das Chooz-Experiment durchgeführt wurde. Durch diese geschützte Lage wird die Abschirmung vor kosmischer Strahlung 300 MWÄ betragen.

Unter einen kleinen Hügel in direkter Nachbarschaft des Kernkraftwerks wird der nahe Detektor gebaut. Er wird von 128 MWÄ Gestein geschützt. Die Entfernung zu den Reaktoren beträgt 360 und 470 Meter.

Abbildung 2.6 zeigt ein Luftbild des Kernkraftwerks mit den eingezeichneten Positionen der Reaktoren und Detektoren.

2.4.2 Die Detektoren

Die Detektoren ähneln stark dem Chooz-Detektor, es wurden aber einige Verbesserungen eingefügt. Auch die äußeren Maße werden gleich sein, wird doch der ferne Detektor an gleicher Stelle wie der ehemalige Chooz-Detektor installiert.

Das Target ist ein Acrylglaszylinder mit einem Durchmesser von 2,3 und einer Höhe von 2,458 Metern und damit ein Volumen von $10,3 \text{ m}^3$. Dieser ist mit Flüssigszintillator gefüllt, in dem eine Gadoliniumverbindung gelöst ist. Man spricht dabei von einem geladenem Szintillator.

Darum befindet sich ein weiterer Acrylglaszylinder mit den Dimensionen von 3,392 Metern im Durchmesser und 3,574 Metern in der Höhe. Er ist mit $22,6 \text{ m}^3$ Flüssigszintillator befüllt. Dieser wird allerdings ungeladen sein und als Gammacatcher dienen.

Das Acrylglas der Behälter ist sowohl für UV- und als sichtbares Licht transparent, wird somit die Messung nicht beeinträchtigen.

Ein Stahlzylinder schließt den eigentlichen Detektionsbereich ab. Er ist 5,516 Meter im Durchmesser und 5,564 Meter hoch. Seine Innenwände werden mit 534 PMTs besetzt sein, die die im inneren stattfindenden Reaktionen aufzeigen sollen. Befüllt ist er mit $7,7 \text{ m}^3$ Paraffinöl¹³. Dieses soll, wie schon bei KamLAND, als Puffer den Szintillator vor Radioaktivität aus den Gläsern der PMTs und dem umgebenden Gestein schützen.

Abbildung 2.7 zeigt den Detektor noch einmal schematisch und in Tabelle 2.1 sind alle Abmessung der Detektorkomponenten aufgeführt.

Detektionsprinzip

Die Detektion eines Neutrinos verläuft genau wie schon bei Chooz. Ein Antineutrino erzeugt mit einem Proton durch einen inversen Betazerfall ein Neutron und ein Positron. Quasi instantan verliert das Positron seine kinetische Energie und annihiliert mit einem Elektron der Umgebung zu zwei 511 keV Photonen. Das Neutron wird vom Gadolinium eingefangen, dessen Kern dadurch angeregt wird. Diese Anregung hat eine typische Lebensdauer von $200 \mu\text{s}$. Der Kern geht durch das Aussenden von durchschnittlich drei Photonen in den Grundzustand zurück, die dabei freiwerdende Energie beträgt etwa 8 MeV .

Ein Neutrino erzeugt also zwei zeitlich korrelierte Signale mit charakteristischen Energien im Detektor. Nur so ist es überhaupt möglich das Neutrino aus den vielen anderen Hintergrundsignalen herauszufiltern.

¹³*parum affinis*, lat. für *wenig reaktionsfähig*. Paraffine sind ein Gemisch aus verschiedenen Kohlenwasserstoffen und im Allgemeinen sehr reaktionsträge.

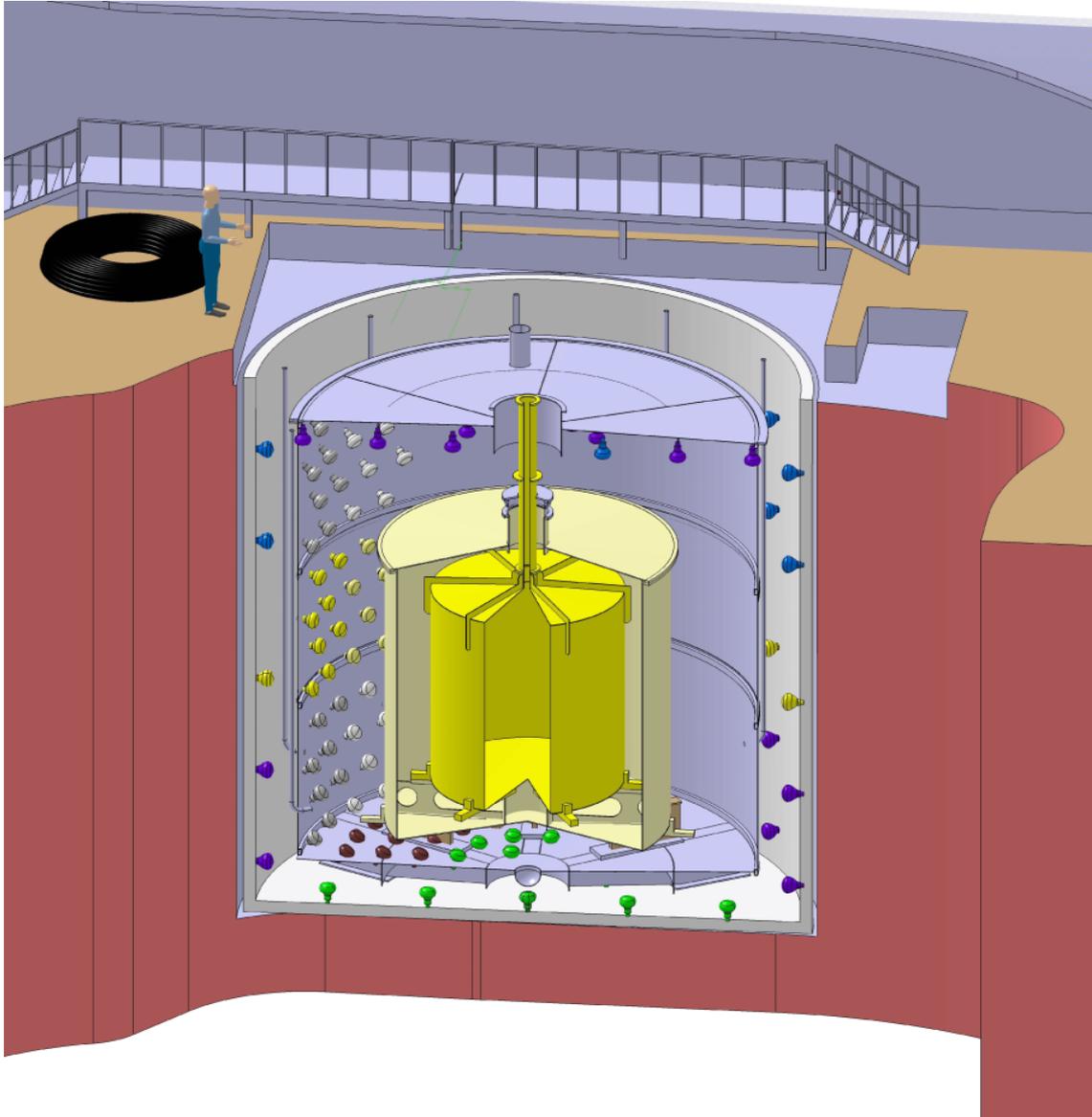


Abbildung 2.7: Der Double Chooz-Detektor. Im innersten Plexiglaszylinder befindet sich der Gadolinium geladene Szintillator. Ihn umgibt ungeladener Szintillator. Umschlossen wird dies von einem mit Paraffinöl gefülltem Stahlzylinder, an dessen Innenwänden die PMTs zur Detektion gruppiert sind. Den äußeren Abschluss bietet das innere Veto, das äußere ist nicht eingezeichnet.

Detektiert werden kann diese Reaktion nur im Bereich des Targets, also dem Gadolinium geladenen Szintillator. Nur hier kann das Neutron eingefangen werden. Diese Beschränkung ist gewollt, da sich so die Ereignisrate sehr gut berechnen lässt, durch die großen Abstände zum Detektorrand der Untergrund stark reduziert wird und so die Unsicherheit auf das Ergebnis der Messungen sinkt.

Insgesamt erwartet man bei vollem Betrieb beider Reaktoren durchschnittliche Raten von 3 Neutrinoereignissen im fernen und 20 im nahen Detektor pro Stunde zu registrieren.

2.4.3 Die Vetos

Durch die Lage knapp unter der Erde mit nur wenigen Metern Wasseräquivalent (man vergleiche die 300 MWÄ des fernen Detektors mit den 2700 MWÄ der Mozumi-Mine, dem Standort KamLANDS) ist das Experiment der kosmischen Strahlung stark ausgesetzt. Da es sich wie alle Neutrinoexperimente um ein Niederratenexperiment handelt, gilt es besondere Mechanismen einzurichten, die trotz des hohen Untergrunds eine Messung ermöglichen. Die Tatsache, dass Double Chooz eine Präzisionsmessung durchführen will, macht diese Mechanismen umso wichtiger.

Am wichtigsten ist dabei die Art Detektion der Neutrinos. Ohne die zeitliche Korrelation der beiden erzeugten Signale würden die Neutrinoereignisse im Untergrund verschwinden.

Ebenso ist die Trennung des inneren Detektorbereichs in drei Teilbereiche eine wichtige Hilfe. So müssen störende Teilchen eine deutlich größere Wegstrecke hinter sich bringen, bevor sie die Messung beeinflussen können.

Nichtsdestotrotz durchdringt eine große Zahl an Teilchen immer noch das Experiment. Sie stammen vornehmlich aus der kosmischen Strahlung, von dieser im Gestein erzeugten Sekundärpartikeln oder aus radioaktiven Substanzen im Gestein.

Inneres Veto

Um diese Sekundärpartikel zumindestens zu sehen, umschließt den Detektionsbereich ein weiterer mit Szintillator befüllter Stahltank. Seine Wände sind mit 78 PMTs bestückt. Er wird 6,64 Meter hoch sein und einen Durchmesser von 6,59 Metern haben. Das Volumen des Szintillators beträgt 90 m^3 . Als Abschluss ist der gesamte Detektor noch einmal von einem 17 cm dickem Stahlschild umgeben.

Durch den Szintillator werden fast alle geladenen Teilchen sichtbar. Man weiß damit, wann ein unerwünschtes Teilchen den Detektor durchfliegt und kann

Maßnahmen ergreifen, beispielsweise die Verwerfung aller Messdaten kurz nach einer Fremdteilchenpassage.

So wird eine genau Bestimmung des Flusses nicht gewünschter Teilchen durch den Detektor möglich, womit sich der Fehler der Messung besser eingrenzen lässt. Nicht zu vergessen ist aber auch die zusätzliche abschirmende Schicht, die das innere Veto für den Detektor hat.

Das innere Veto gehört in den Verantwortungsbereich der deutschen Gruppen Double Choozs. Das Ziel dieser Diplomarbeit war es einen Teststand aufzubauen, mit dem sich verschiedene PMTs und Szintillatoren auf ihre Tauglichkeit für das innere Veto testen lassen.

Äußeres Veto

Um die Detektion der kosmischen Strahlung zu verbessern, entschied man sich ein weiteres Vetosystem einzurichten. Über die endgültige Form ist noch nicht letztlich entschieden, es wird aber über dem Detektor aufgebaut und deckt ihn so von oben ab.

Aller Voraussicht nach wird das Veto aus Szintillatorplatten bestehen, die in 32 einzelne Streifen geschnitten sind. Diese Streifen sind auf der einen Seite mit einem Lichtleiter verbunden, welche zu einem PMT führen (Siehe Abbildung 2.8). Zeigt der PMT nun ein Signal, weiß man, dass ein Teilchen die Szintillatorplatte durchquert hat. Diese Platten lassen sich nun in verschiedenen Schichten jeweils gegeneinander gedreht und mit großem Überlapp anordnen, wie in Abbildung 2.9 gezeigt. Durchquert nun ein Teilchen diese Konstruktion, so wird es in mehreren Platten detektiert, aber nur der Überlapp dieser kommt bei der Rekonstruktion der Spur in Frage.

Kombiniert man die Ergebnisse des äußeren Vetos mit denen des inneren, lassen sich Spuren deutlich besser verfolgen als es nur mit dem inneren Veto möglich wäre. So eine gewisse Redundanz bezüglich des inneren Vetos gegeben.

Am wichtigsten ist aber die Tatsache, dass mit einem etwas ausgedehnteren äußeren Veto auch viele der Teilchen gesehen werden können, die knapp am Detektor vorbei fliegen oder nur den äußeren Stahlschild treffen. Diese werden damit vom inneren Veto nicht gesehen, können aber in direkter Detektorumgebung Sekundärteilchen erzeugen, die die Messung gefährden könnten. Insgesamt werden etwa 20 mal mehr Myonen detektiert als mit dem inneren Veto allein.

Somit ist das äußere Veto eine kostengünstige Erweiterung des Vetosystems, die zwar zur Durchführung des Experiments nicht absolut notwendig ist, aber einen wichtigen Beitrag zur Kenntnis des Untergrunds liefert.

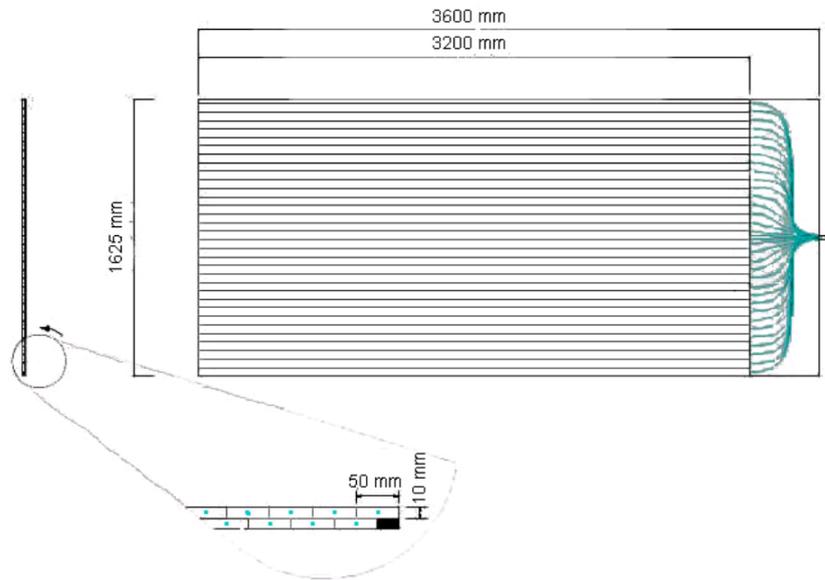


Abbildung 2.8: Ein Szintillatorplatte des äußeren Vetos. Sie besteht aus 32 Szintillatorstreifen, die mit Hilfe von an einer Seite befestigten Lichtleitern mit einem PMT ausgelesen werden.[Blu08]

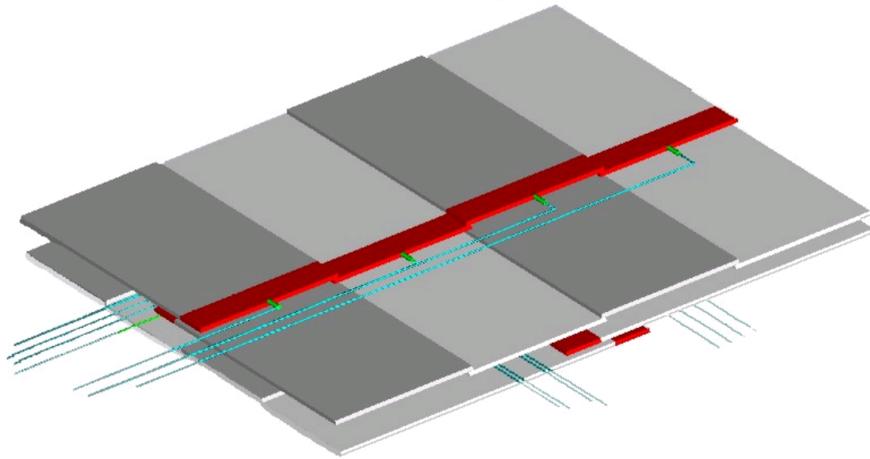


Abbildung 2.9: Anordnung der Szintillatorplatten des äußeren Vetos. Die einzelnen Platten überlappen sich gegenseitig und die jeweiligen Schichten sind gegeneinander gedreht.[Blu08]

Sektion	Innendurchmesser [mm]	Innere Höhe [mm]	Dicke [mm]	Gefüllt mit	Volumen [m ³]	Masse [t]
Target	2300	2458	8	Gd-FS	10,3	0,35
γ -catcher	3392	3574	12	FS	22,6	1,1
Puffer	5516	5674	3	Öl	114,2	7,7
Veto	6590	6640	10	FS	90	20
Stahlschild	6610	6660	170	-	-	300

Tabelle 2.1: Abmessungen der einzelnen Detektorkomponenten

2.5 Untergrund

Als Niederratenexperiment, mit dem Anspruch eine möglichst genaue Messung zu garantieren, ist eine sehr gute Kenntnis des Untergrunds unabdingbar.

Zur Untersuchung des Untergrunds ist es wichtig zwei Ereignistypen zu unterscheiden. Zum einen sind dies die zufälligen Ereignisse. Hier findet ein neutronenartiges Ereignis, also eine Reaktion, die das gleiche Signal wie das des Neutroneneinfanges liefert, kurz nach einem positronenartigem Ereignis statt, in einer für eine Neutrinodetektion typischen Zeitspanne. So sieht es für den Detektor so aus, als wäre ein Neutrino detektiert worden, in Wahrheit sind aber nur zwei völlig voneinander unabhängige und in keinerlei Verbindung zu einer Neutrinoreaktion stehende Ereignisse gemessen worden.

Zum anderen kann es zu korrelierten Ereignissen kommen. Dabei handelt es sich um Reaktionen, die, wie auch schon die zufälligen Ereignisse, für den Detektor wie ein Neutrino aussehen. Der Unterschied ist hierbei aber, dass die beiden Signale des korrelierten Ereignisses miteinander in Verbindung stehen, jedoch eben kein Neutrino waren.

Zufällige Ereignisse

Das positronartige Ereignis kann durch Vielerlei erzeugt werden, nötig sind dazu die Deponierung von etwa 1 MeV Energie im Szintillator. Hauptquellen sind Zerfälle im Detektor oder neutrale Teilchen von außerhalb.

Fast alle Stoffe sind radioaktiv, wenn auch größtenteils sehr schwach. Dies rührt häufig von Verunreinigungen durch Zerfallsprodukte der natürlichen Zerfallsketten oder aus anthropogenen Quellen her. Besonders zu beachten ist hier das radioaktive Edelgas Radon, welches als Gas recht leicht in Stoffe eindringen kann. Nicht zu vergessen sind auch radioaktive Isotope im Detektor verwendeter Materialien, wie ¹⁴C oder ⁴⁰K. Bei vielen Zerfällen werden

Energien um 1 MeV oder mehr frei, passiert ein solcher im Szintillator, wird er als positronartig detektiert.

Neutrale Teilchen ionisieren durch ihre fehlende elektrische Ladung nicht und können so unbemerkt längere Strecken zurücklegen. Sie entstehen ebenso bei Zerfällen oder durch Einwirkung kosmischer Strahlung. Problematisch ist hier vor allem das ^{40}K in den Gläsern der PMTs, ein Gammastrahler, dessen Photonen in den Szintillator eindringen können.

Ein von einem Neutrino erzeugtes Neutron können Neutronen imitieren, die durch Einwirkung kosmischer Strahlung erzeugt werden und in den Targetbereich gelangen. Problematisch sind hier vor allem die Neutronen, die außerhalb des Detektors entstehen. Das produzierende Myon hat nicht das innere Veto durchflogen und das Neutron, da elektrisch neutral, wird beim Eindringen nicht gesehen.

Zur Unterdrückung dieses Untergrundes finden im Detektor vielerlei Mechanismen Verwendung. Dem Problem der Verunreinigungen begegnet man mit der Nutzung ultrareiner Szintillatoren. Dass die Herstellung und die anschließende Inbetriebnahme solcher technisch möglich ist, haben Experimente wie KamLAND oder Borexino¹⁴ eindrucksvoll gezeigt.

Der nichtszintillierende Puffer zwischen PMTs und Szintillator, als Neuerung gegenüber dem alten Chooz-Detektor, soll das Eindringen von Gammaquanten aus den PMTs in den Szintillator erschweren. Weiterhin entsteht durch ihn eine zusätzliche Distanz zwischen Detektionsbereich und Detektorrand. Das Eindringen von Teilchen aus dem Umfeld des Detektors soll das innere Veto aufzeigen, durch das äußere Veto können die Spuren der kosmischen Strahlung deutlich besser verfolgt werden und auch ihr Durchgang nah des Detektors gesehen werden.

Korrelierte Ereignisse

Korrelierte Ereignisse entstehen vornehmlich durch die Einwirkung kosmischer Strahlung. So kann ein schnelles Neutron durch Modulation im Szintillator mehr als 1 MeV Energie deponieren und anschließend vom Gadolinium eingefangen werden.

Besonders gefährlich ist aber Spallation von Kohlenstoffatomen des Szintillators durch die kosmische Strahlung. Dabei können Tochterkerne entstehen, die instabil sind und unter Aussendung eines Neutrons zerfallen, aber eine zu hohe Halbwertszeit haben, um noch eindeutig dem eindringendem Myon

¹⁴Sonnenneutrinoexperiment im Laboratori Nazionali del Gran Sasso in Italien, Datennahme seit Mai 2007.

Tiefe [MWÄ]	40	60	80	100	300
Zufällige Ereignisse [d ⁻¹]	2,4	1,6	1,0	0,7	0,15
Korrelierte Ereignisse [d ⁻¹]	8,4	5,4	4,2	3,0	0,5

Tabelle 2.2: Simulierte Untergrundraten für verschiedene Abschirmungen

zugeordnet werden zu können. Es handelt sich vor allem um



und um



wobei bei beiden Reaktionen noch mehr als 1 MeV Energie frei wird.

Die korrelierten Ereignisse sind also weitaus problematischer als die zufälligen, da es keine Möglichkeit gibt ihre Entstehung zu unterbinden.

Raten

Mit Hilfe von Computersimulationen und den aus Chooz gewonnenen Erkenntnissen sind Ereignisraten für verschiedene Abschirmungen der Detektoren berechnet worden. Tabelle 2.2 zeigt die Ergebnisse. Man sieht, dass korrelierte Ereignisse weitaus häufiger als zufällige anzutreffen sind. Vergleicht man diese mit den Neutrinoereignisraten (53 für den fernen und 480 für den nahen Detektor pro Tag), ergibt sich durch den Untergrund ein systematischer Fehler von circa 0,5 %.

2.6 Szintillator

Der Szintillator stellt die größte Herausforderung für Double Chooz dar. Er muss nicht nur hochrein hergestellt werden, ebenso wichtig ist es auch sicherzustellen, dass er über einen langen Zeitraum stabil bleibt. Die kurze Laufzeit des Vorgängers Chooz von vier Monaten ergab sich aus dem Ausfall des Gadoliniums und der damit verbundenen Trübung des Szintillators. Aber nur durch eine möglichst lange Laufzeit ist das Ziel Double Choozs zu erreichen, die Obergrenze für θ_{13} deutlich zu senken.

So wurde viel Zeit in die Suche nach geeignetem Szintillator und Gadoliniumverbindung investiert. Nach intensiven Studien fiel die Wahl für den Targetszintillator auf ein Gemisch aus 80 % Dodekan (C₁₂H₂₆) und 20 % PXE (Phenylxylylethan, C₁₆H₁₈), dem eine Gadoliniumverbindung der Konzentration von 1 g/l zugefügt wird. Es zeichnet sich durch Stabilität gleichzeitig

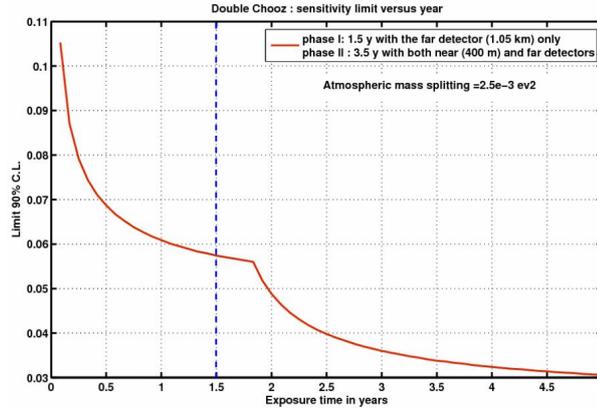


Abbildung 2.10: Hier ist die Sensivität auf $\sin^2(2\theta_{13})$ gegen die Laufzeit des Experiments aufgetragen. Die ersten anderthalb Jahre ist nur der ferne Detektor in Betrieb, danach reiht sich der nahe ein.[Las07]

hohe Lichtausbeute aus. Der Gammacatcher wird zu 44 % aus Dodekan, 4% PXE und 52 % Paraffinöl bestehen, der Puffer wird nur mit Paraffinöl befüllt. Alle drei Flüssigkeiten haben als Gemisch von Kohlenwasserstoffen eine fast identische Dichte, wodurch Auftriebskräfte im Detektor vermieden werden. Auch im Bereich des Feuerschutzes sind diese Flüssigkeiten eine gute Wahl, so liegen die Flammpunkte bei 74° für Dodekan, 145° für PXE und 110° für das Paraffinöl.

Um Unterschiedliche Konzentrationen und Reinheiten der Szintillatoren beider Detektoren und damit einhergehende Unsicherheiten zu vermeiden, werden die Szintillatoren zusammen in Heidelberg hergestellt und erst zur Befüllung der Detektoren voneinander getrennt.

2.7 Sensitivität

Ziel Double Choozs ist es die obere Grenze von $\sin^2(2\theta_{13})$, die derzeit bei $\sin^2(2\theta_{13}) < 0,2$ liegt um etwa eine Größenordnung zu senken auf dann $\sin^2(2\theta_{13}) < 0,03$. In Abbildung 2.10 ist die Sensivität des Experiments gegen seine Laufzeit aufgetragen. Deutlich zu sehen ist, dass schon nach sehr kurzer Laufzeit die bisherige Grenze erreicht sein wird. Der Betrieb des fernen Detektors allein wird also schon eine erhebliche Verbesserung des bisherigen Wertes liefern, mit Hilfe des nahen Detektors lässt sich dieser aber noch mal um den Faktor zwei verbessern.

Kapitel 3

Photomultiplier und Szintillatoren

In diesem Kapitel werden zwei wichtige Detektionsinstrumente der Physik genauer vorgestellt, die zugleich integrale Bestandteile des inneren Vetos, aber auch des gesamten Double Chooz-Detektors sind. An dem in dieser Arbeit besprochenem Teststand sollen ihre Eigenschaften untersucht und sie auf ihre Tauglichkeit für den Einsatz im inneren Veto überprüft werden.

3.1 Photomultiplier

Photomultiplier oder auch *Photomultiplier Tube* kommt aus dem Englischen und heißt *Photonenvervielfacher*. Häufig wird die Abkürzung PMT Verwendung finden.

Mit Hilfe eines Photomultipliers ist es möglich kleinste Lichtblitze bis hin zu Einzelphotonen effizient nachzuweisen. Ihr Ausgangssignal ist zudem noch proportional zur Intensität des Lichtes. Aufgrund dieser Tatsache werden sie in fast allen Bereichen der Lichtdetektion eingesetzt und finden sich so in etlichen Experimenten wieder. Sie haben sich vielfach bewährt und ihre Eigenschaften sind nunmehr hinlänglich bekannt. Dennoch unterscheiden sich die jeweiligen Modelle, alle haben Stärken und Schwächen. Es gilt den für den jeweiligen Verwendungszweck geeignetsten Photomultiplier auszuwählen.

3.1.1 Aufbau und Funktionsweise

Der Photomultiplier ist eine Metallröhre, an deren einem Ende sich die Photokathode befindet. Die Röhre ist evakuiert und enthält hintereinander aufgereite Dynoden. Der PMT wird mit negativer Hochspannung betrieben. Das

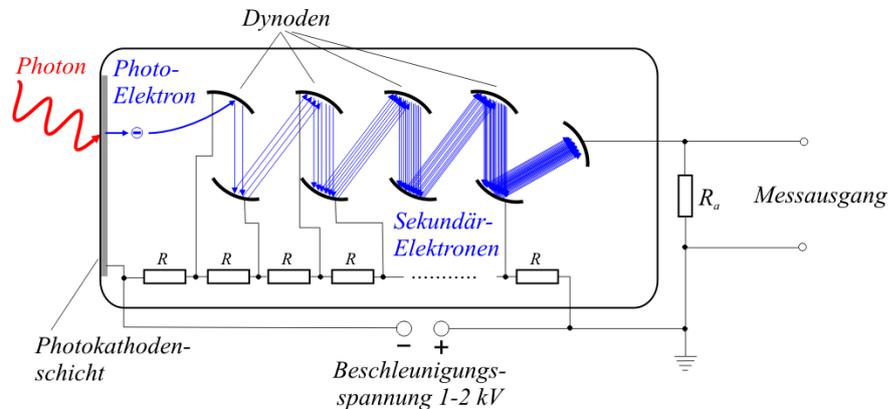


Abbildung 3.1: Hier ist der Aufbau und die Funktionsweise eines Photomultipliers skizziert. Ein Photon erzeugt eine Elektronlawine, welche als Strompuls messbar wird. [Wik08a]

höchste Potential liegt an der Photokathode an und sinkt mit jeder Dynode. Trifft nun ein Photon die Photokathode, wird per Photoeffekt ein Elektron emittiert. Durch das angelegte elektrische Feld wird es zur ersten Dynode hin beschleunigt und gewinnt dabei Energie. Somit ist es ihm möglich beim Aufprall aus der Dynode mehrere Elektronen heraus zu schlagen. Diese werden wiederum zur nächsten Dynode beschleunigt und setzen dort jeweils wieder mehrere Elektronen frei, eine Elektronenlawine entsteht.

An der letzten Dynode, der Anode, kommen dann je nach Anzahl eingesetzter Dynoden, angelegter Spannung, Bauart und Dynodenmaterial 10^5 bis 10^8 Elektronen an und erzeugen so einen messbaren Strompuls. Abbildung 3.1 verdeutlicht dies nochmal.

3.1.2 Eigenschaften

In diesem Abschnitt sind wichtige Eigenschaften sowie der Einfluss einiger Bauteile auf den Photomultiplier und die Messungen mit ihm erwähnt.

Photokathode

Eine der wichtigsten Entscheidungen bei der Auswahl eines Photomultipliers ist die im Gerät verwendete Photokathode. Sie besteht aus einem Eintrittsfenster aus Glas und der sich dahinter befindenden Photoschicht, aus der das Photon das Elektron herausschlägt.

Von der Form des Eintrittsfensters hängt ab, aus welchen Raumrichtungen

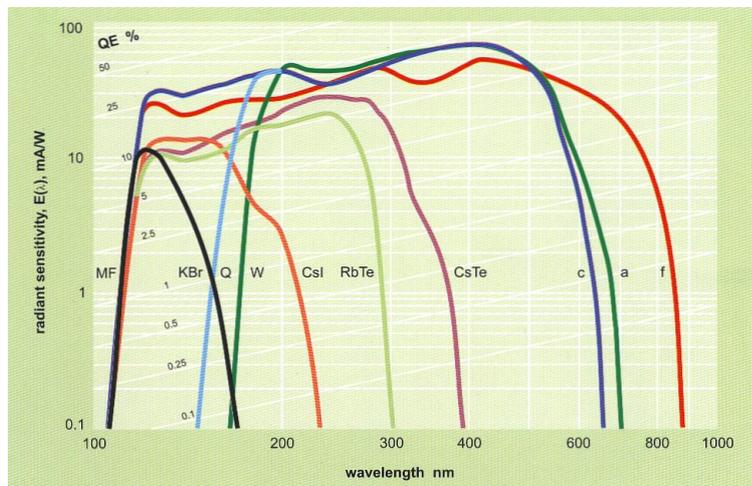


Abbildung 3.2: Hier ist die Quanteneffizienz verschiedener Kathodenmaterialien in Abhängigkeit zur Wellenlänge dargestellt. Je nach Frequenz der zu beobachtenden Photonen sind andere Materialien zu verwenden.[Elt07a]

Photonen empfangen werden können. Kommen sie fast alle direkt von vorn, wie beispielsweise aus einem Lichtleiter, ist eine platte Scheibe als Fenster zu empfehlen. Gilt es aber einen Raum abzudecken, ist eine gewölbte Scheibe geeigneter.

Je nachdem, aus welchem Material das Eintrittsfenster besteht, lässt es Photonen bestimmter Wellenlängen passieren oder absorbiert sie, ohne dass ein Elektron emittiert wird. Hier ist zu beachten, welche Wellenlängen man erwartet. Zudem enthalten fast alle brauchbaren Gläser einige chemische Elemente mit radioaktiven Isotopen.

Je nach verwendeter Photoschicht können nur Photonen aus einem eingeschränkten Wellenlängenbereich aus dieser ein Photoelektron lösen. Hier ist wie auch bei dem Eintrittsfenster auf die zu beobachtende Wellenlänge zu achten. Eine wichtige Kenngröße ist hier die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon einer bestimmten Wellenlänge ein Elektron aus der Photoschicht heraus schlägt. Sie wird Quanteneffizienz genannt (siehe Abbildung 3.2).

Raumwinkelabdeckung

Ein optimales Signal liefert der Photomultiplier dann, wenn das Photon mittig die Photokathode trifft. Dann kann das erzeugte Elektron ungehindert zur ersten Dynode gelangen.

Trifft das Photon aber die Photoschicht weiter außen, so muss das Elektron

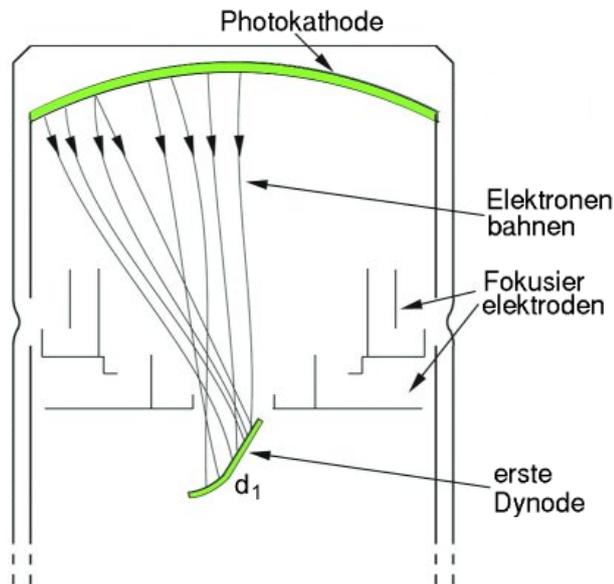


Abbildung 3.3: Hier ist schematisch ein möglicher Aufbau der Fokusierelektronik eines Photomultipliers und die sich daraus ergebenden Elektronenbahnen dargestellt.[Elt07c]

auf die Dynode fokussiert werden. Dies gelingt mit Fokusierelektroden, die man zwischen Photoschicht und erster Dynode platziert. Abbildung 3.3 zeigt schematisch einen möglichen Aufbau und die daraus resultierenden Teilchenbahnen.

Auch wenn im abgebildeten Beispiel alle Elektronen die Dynode erreichen, so steigt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron nicht an der ersten Dynode ankommt mit größer werdendem Raumwinkel. Wie stark dieser Effekt ist, hängt ganz von Bauart und Hersteller ab und muss getestet werden.

Eine andere Art einer möglichst großen Raumwinkelabdeckung ist die Verwendung eines Konzentratoren, einer Art Lichtleiter, der die einfallenden Photonen auf die Photokathode fokussiert, wobei aber alle Richtungsinformationen der Photonen verloren gehen. Allgemein ist beim Gebrauch von Lichtleitern zu beachten, dass der Lichtleiter einen ähnlichen Brechungsindex wie das Photomultiplierglas besitzt, um Reflexionen zu vermeiden. Der Lichtleiter sollte zudem direkt am Photomultiplierglas anliegen, Lufteinschlüsse würden für eine Brechung des Lichts sorgen und so den Photonenfluss schwächen.

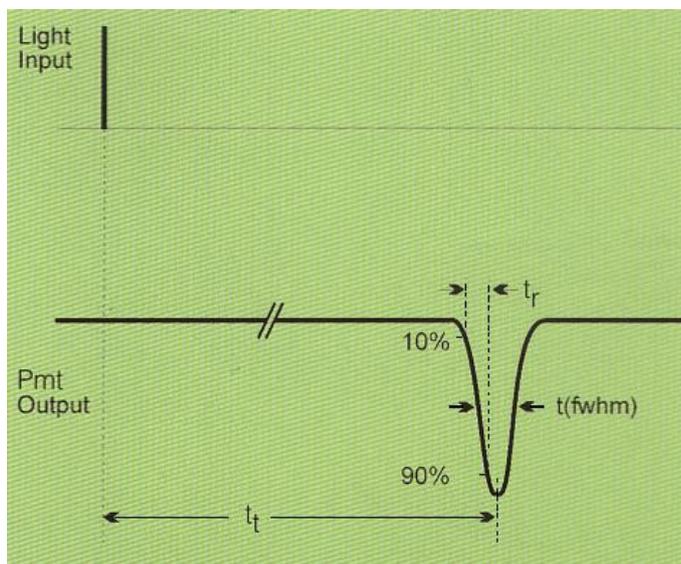


Abbildung 3.4: Reaktionszeiten des Photomultipliers. Eingezeichnet sind Transitzeit t_t , Anstiegszeit t_r und die zeitliche Breite des Signals t_{fwhm} . [Elt07c]

Reaktionszeit

Die Reaktionszeit, also die Zeit zwischen Eintreffen der Photonen auf der Photokathode und Aussendung des elektrischen Signals, hängt im Wesentlichen von der Flugzeit der Elektronen im Photomultiplier ab.

Diese wiederum wird in erster Linie von der Anzahl der Dynoden und der zwischen den Dynoden herrschenden Spannung beeinflusst. Effekte, wie der unterschiedliche Entstehungsort der Elektronen auf der Photoschicht und damit der Raumwinkel der Photonen, sowie verschiedene Bahnen der Sekundärelektronen, verbreitern das Ausgangssignal.

Somit lassen sich drei Zeiten definieren, die das Ausgangssignal charakterisieren (siehe auch Abbildung 3.4):

- Die *Transitzeit* t_t , die Zeit, die vom Auftreffen der Photonen bis zum Erreichen des Maximums des Ausgangssignals vergeht.
- Die *Anstiegszeit* t_r , die angibt, wie schnell das Signal von 10% auf 90% seines Maximalwertes wächst.
- Die *Breite* des Signal t_{fwhm} . Sie gibt die Zeit an, die zwischen Überschreitung der Hälfte des Maximalwertes und anschließendem Unterschreiten vergeht.

Typische Werte sind je nach Bauart und Einsatzbereich verschieden und liegen für die Transitzeit zwischen 20 bis 110 Nanosekunden, für die Anstiegszeit zwischen 2 und 15 Nanosekunden, und für die Breite zwischen 0,5 und 6 Nanosekunden.

Möchte man die Reaktionszeit verkürzen, empfiehlt sich einen Photomultiplier mit wenigen Dynoden zu wählen, der Nachteil ist eine geringere Verstärkung des Signals. Ebenso kann man eine höhere Spannung anlegen, die Reaktionszeit ist in etwa proportional zu $1/\sqrt{V}$. Dies erhöht aber auch die Rauschrate. Eine geringe Breite ergibt sich aus einer Verkleinerung des Durchmessers der Photokathode, womit sich allerdings auch der sensitive Bereich verkleinert.

Linearität

Photomultiplier sind je nach Bauart linear mit einem Fehler von bis zu einem Prozent. Das heißt, das Ausgangssignal steigt linear mit der Anzahl der detektierten Photonen. Ist der Photomultiplier einmal kalibriert, lässt sich aus der Höhe des Signal auf die zugrunde liegende Anzahl von Photonen schließen.

Dieser Linearität sind Grenzen gesetzt. Das Signal des Photomultipliers darf nicht zu stark werden, überschreitet es $100 \mu\text{A}$ wird es nichtlinear. Generell sollten solche hohe Ströme vermieden werden, sie führen zu Alterungseffekten und verkürzen so die Lebensdauer des Photomultipliers. Weiterhin ist zu beachten, dass auch Temperaturschwankungen starken Einfluss auf die Linearität haben.

Hochspannung

Photomultiplier werden mit Hochspannung betrieben. Sie liegt in der Regel zwischen 1000 und 2000 V. Es wird eine negative Hochspannung verwendet. Das höchste Potential trägt dabei die Photokathode. Es sinkt mit jeder Dynode um an der Anode das Grundniveau zu erreichen. Jede Dynode verfügt über einen eigenen Anschluss und wird über einen Spannungsteiler versorgt. Dieser befindet sich zumeist in einer separaten Basis, in die der Photomultiplier gesteckt wird.

Je höher die angelegte Spannung, desto stärker ist das pro Photon erzeugte Signal, da die emittierten Elektronen zwischen den Dynoden mehr Energie gewinnen und so mehr Elektronen frei setzen können. Allerdings steigt ebenso der Dunkelstrom (siehe Abschnitt 3.1.2).

Gainfaktor

Der Gain¹faktor G ist der Verstärkungsfaktor des Signals. Er setzt sich zusammen aus den Verstärkungsfaktoren δ_i der einzelnen Dynoden:

$$I_{Anode} = \delta_1 \delta_2 \dots \delta_n I_{Kathode} \quad \text{oder}$$

$$G = \frac{I_{Anode}}{I_{Kathode}}$$

Abhängig ist er von der Anzahl der eingebauten Dynoden, der zwischen ihnen angelegten Spannung, sowie der Eigenschaft des Dynodensmaterials Sekundärelektronen zu emittieren (siehe Abbildung 3.5). Typische Werte des Gainfaktors liegen zwischen 10^5 bis 10^7 .

Dunkelstrom

Als Dunkelstrom werden Ausgangssignale des Photomultipliers genannt, die ohne Lichteinwirkung entstanden, es also so aussieht, als ob ein oder mehrere Photonen detektiert wurden, obwohl keine die Photokathode getroffenen haben.

Dunkelströme sind die Hauptstörquelle von Photomultipliern und haben vor allem drei Ursachen (siehe auch Abbildung 3.6):

1. Im Betrieb bei Zimmertemperatur haben manche Elektronen genug thermische Energie, um sich aus ihren Ausgangsmaterialien zu lösen. Sie werden dann zu den Dynoden beschleunigt, wo sie, wie ein Photoelektron, eine Elektronenlawine auslösen. Diese wird dann als Dunkelstrom gemessen. Durch die thermische Generation entstehen vor allem Ströme, die aussehen, als ob sie von einem oder ein paar wenigen Photonen erzeugt wurden.
2. Wie fast alle Materialien sind auch die eines Photomultipliers nicht frei von natürlicher Radioaktivität. Diese kann direkt Elektronen freisetzen oder aber auch ionisierend wirken und so Elektronen im Inneren erzeugen. Die so erzeugten Dunkelströme sehen wie von etwa 10 Photonen erzeugt aus.
3. Ebenso können noch vorhandene Gasatome durch Elektronenlawinen ionisiert werden. Diese Ionen werden zu den Dynoden beschleunigt und lösen dort wiederum eine neue Lawine aus. Man nennt diese *Nachpulse* oder englisch *Afterpulses*. Auch sie machen den Anschein als seien sie von etwa 10 Photonen erzeugt.

¹to gain englisch für gewinnen.

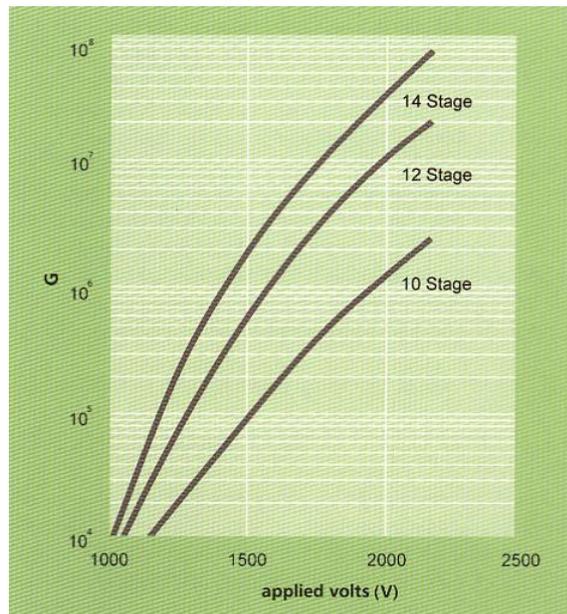
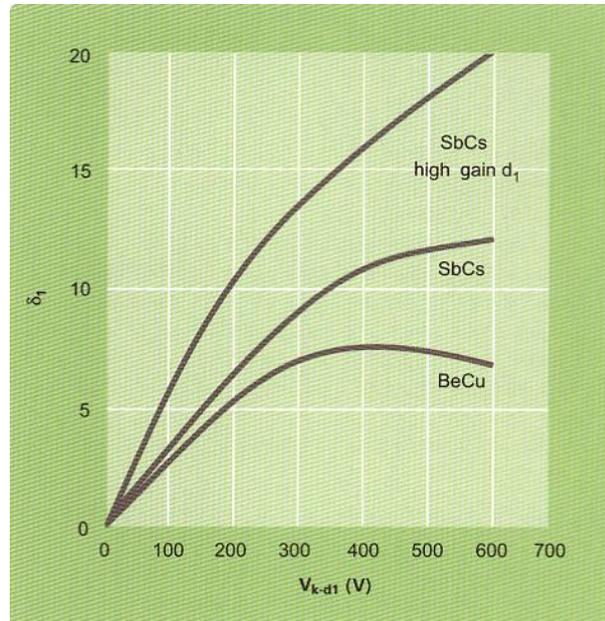


Abbildung 3.5: Oben: Dynodengainfaktor δ in Abhängigkeit von Dynodenmaterial und Spannung zwischen den Dynoden. Unten: Gesamtgainfaktor G in Abhängigkeit von Anzahl der Dynoden und angelegter Spannung.[Elt07c]

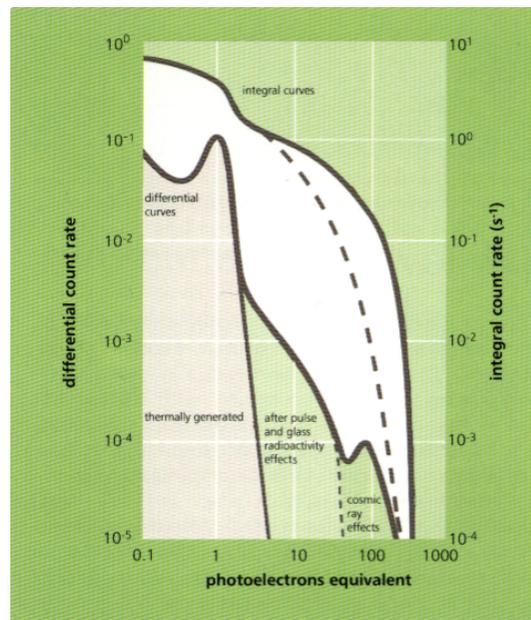


Abbildung 3.6: Ursachen des Dunkelstroms und ihre jeweiligen Stärken.[Elt07c]

4. Der Photomultiplier kann von kosmischer Strahlung getroffen werden. Sie wirkt ebenso ionisierend und löst eine Lawine aus. Durch die teils hohe Energie der kosmischen Strahlung sehen die Dunkelströme wie 100 oder mehr Photonen aus.

So vielfältig die Arten des Dunkelstroms sind, so sind es auch die Vorgehensweisen, um sie zu vermeiden. Dies geschieht am besten bei der Ursache der jeweiligen Dunkelstromart. Man kann Materialien verwenden, die wenig natürliche Radioaktivität enthalten. Weiterhin verringert ein besonders gutes Vakuum die Nachpulse. Den thermischen Elektronen kann man mit einer Kühlung begegnen. Der Einfluss der kosmischen Strahlung lässt sich durch eine möglichst gute Abschirmung senken, wobei hier aber schon mehrere Meter massives Material von Nöten sind, um einen messbaren Effekt zu erzielen. Diese Maßnahmen sind allerdings recht teuer und bei den großen Stückzahlen, die häufig benötigt werden, nicht bezahlbar.

Einfluss der Temperatur

Die Umgebungstemperatur hat einen enormen Einfluss auf das Verhalten des Photomultipliers. Wie schon bei den Dunkelströmen angesprochen sind diese

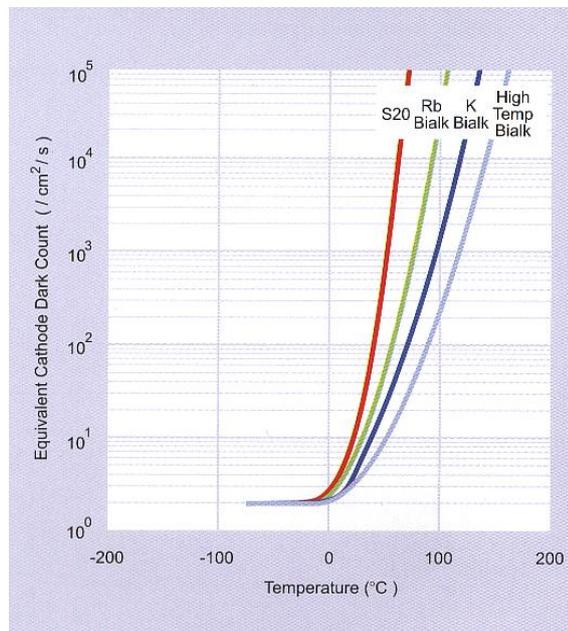


Abbildung 3.7: Temperaturabhängigkeit der Dunkelströme für verschiedene Kathodenmaterialien[Elt07b]

stark von der Temperatur abhängig. Eine Temperaturerhöhung von 5°C von der Zimmertemperatur führt bei einigen Modellen zu einer Verdopplung der Dunkelströme (siehe Abbildung 3.7).

Leider hängt aber auch das Ausgangssignal von der Temperatur ab. Durch geringere Temperaturen steigt der Widerstand der Photokathode. So führt in der Regel eine Absenkung der Temperatur um 5°C von der Zimmertemperatur zu einer Halbierung der Signalstärke bei gleicher Photonenzahl. Temperaturschwankungen führen also zu einem nichtlinearen Verhalten des Photomultipliers.

Es gilt also, je geringer die Umgebungstemperatur, desto weniger Dunkelströme treten auf, gleichzeitig wird aber auch das Ausgangssignal schwächer. Da Einrichtung und Betrieb eines Kühlsystems recht teuer sind, wird zumeist darauf verzichtet. Lediglich die Temperaturstabilität der Photomultiplier sollte gewährleistet sein.

Einfluss von Magnetfeldern

Wie auch die Umgebungstemperatur so können externe Magnetfelder die Messung mit einem Photomultiplier stören. Durch das Magnetfeld erfah-

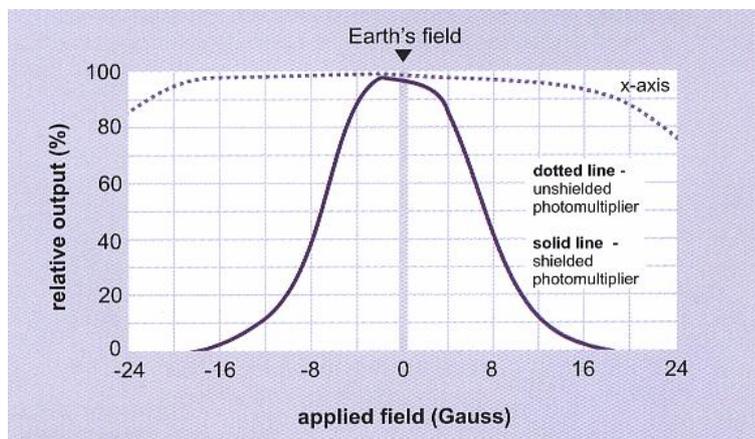


Abbildung 3.8: Magnetfeldabhängigkeit des geschützten und ungeschützten PMT. Ohne Schutz (durchgezogene Linie) sinkt die Leistung des Photomultipliers mit größeren Magnetfeldstärken rasch ab. Ist er hingegen geschützt, sind deutlich größere Magnetfeldstärken nötig, um einen Leistungsverlust festzustellen.[Elt07b]

ren die Elektronen eine zusätzliche Beschleunigung senkrecht zu ihrer Bewegungsrichtung und sie bewegen sich daraufhin nicht mehr auf geraden Bahnen, sondern auf Spiralbahnen. So treffen sie unter Umständen die nächste Dynode nicht mehr und die Verstärkung des Elektronenstroms wird deutlich schwächer. Schon kleine Magnetfelder wie das der Erde machen sich bemerkbar.

Deshalb umgibt man fast alle Photomultiplier mit einer Metallhülle aus so genanntem Mu-Metall. Dies ist eine Legierung aus ca. 75-80 % Nickel, 15-20 % Eisen und anderer Metallbeimischungen wie Kupfer und Molybdän. Es zeichnet sich durch seine hohe Permeabilität aus und schirmt so den Photomultiplier gut gegen schwache Magnetfelder ab. Erreicht ein Magnetfeld aber Größenordnungen von 0,1 Tesla, sind stärkere Vorkehrungen zu treffen und ein Messbetrieb ist meist nicht mehr durchführbar (siehe hierzu auch Abbildung 3.8).[Elt07c]

3.1.3 Einsatz bei Double Chooz

Photomultiplier kommen bei Double Chooz im eigentlichen Detektor, sowie in beiden Vetos zum Einsatz.

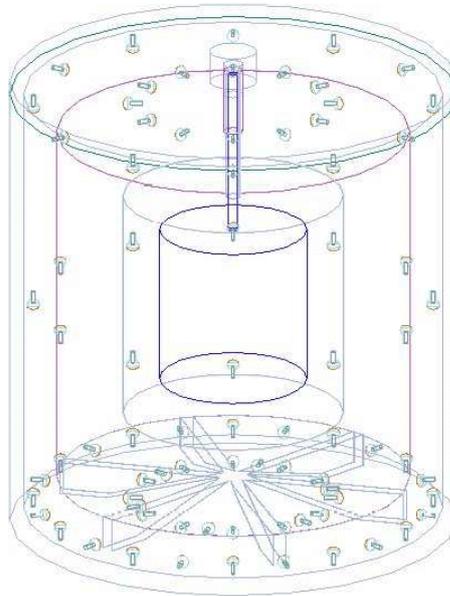


Abbildung 3.9: Anordnung der Photomultiplier im inneren Veto.[Goo06]

Detektor

An der Innenwand des den Detektionsbereich abschließenden Stahlzylinders werden sich 534 Photomultiplier befinden. Sie sind in 12 Ringen zu je 30 Photomultipliern angeordnet, zusätzlich befinden sich jeweils 87 am Boden und der Decke des Zylinders (siehe Abbildung 2.7). Damit decken sie 13,5 % der Oberfläche des Stahlzylinders ab. Ihr Eingangsfenster hat ein Durchmesser von 8“, also etwa 20,3 cm und wird aus einem Glas bestehen, dass sehr wenige radioaktive Verunreinigungen enthält, um die Rate der unkorrelierten Hintergrundereignisse zu senken. Hierzu wurden umfangreiche Tests durchgeführt.[Goo06]

Inneres Veto

Mit dem Ziel mit möglichst wenig Photomultipliern alle Ereignisse im Veto detektieren zu können, wurden Berechnungen durchgeführt. Das Ergebnis ist eine Anordnung von 78 Photomultipliern, die Abbildung 3.9 zeigt. Sie decken 0,6 % der Oberfläche ab.

Durch die geringe Oberflächenabdeckung darf das Glas der Photomultiplier kaum radioaktiven Verunreinigungen enthalten. Die Photomultiplier müssen selbst Einzelphotonen noch effektiv nachweisen können.

3.2 Szintillatoren

Ein Szintillator ist ein Stoff, der bei Durchgang ionisierender Strahlung Photonen im sichtbaren oder nah des sichtbaren Bereichs abstrahlt. Der Begriff leitet sich vom lateinischen Wort *scintillare* her, das soviel bedeutet wie *funkeln* oder *glitzern*. Ein Szintillator kann aus anorganischem Material bestehen und liegt dann in kristalliner Form vor. Ebenso existieren organische Szintillatoren. Sie können ebenso kristallin, aber auch flüssig oder polymer sein.

Ein idealer Szintillator sollte folgende Eigenschaften haben:

1. Er wandelt die kinetische Energie in durchquerender geladener Teilchen mit hoher Effektivität in Photonen um, die sich mit Photomultipliern oder anderen Lichtdetektoren gut messen lassen.
2. Die Umwandlung findet linear mit der Energie des Teilchens statt. Doppelte Energie des querenden Teilchens führt also zu doppelt so vielen emittierten Photonen.
3. Das Material ist für das emittierte Licht transparent.
4. Die Photonen werden kurz nach Teilchendurchgang emittiert.
5. Das Material hat einen ähnlichen Brechungsindex wie Glas und erlaubt so die Anbindung eines Photomultipliers oder anderer Lichtdetektoren ohne große Beugungsverluste.
6. Das Material lässt sich gefahrlos und kostengünstig in großen Mengen herstellen und einsetzen.

Bisher wurde noch kein Material entwickelt, welches all diese Bedingungen erfüllt. Deshalb muss bei der Wahl des Szintillators genau geprüft werden, welche dieser genannten Punkte besonders wichtig sind, um den Szintillator danach auszusuchen.

Im Folgenden werden die beiden Szintillatorarten, also organische und anorganische, kurz vorgestellt, ihre Eigenschaften beschrieben und ihre Vor- und Nachteile aufgeführt.

3.2.1 Anorganische Szintillatoren

Anorganische Szintillatoren sind kristalline Festkörper. Durch das Kristallgitter bilden sich Bänder und Bandlücken aus. Elektronen eines bestimmten Energiebereichs können sich frei auf diesen Bändern bewegen. Allerdings bieten die Bänder nur einer begrenzten Zahl Elektronen Platz und in der Regel

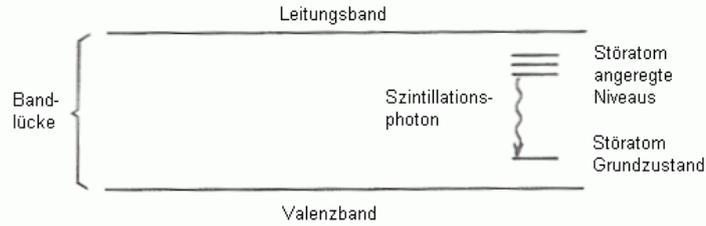


Abbildung 3.10: Funktionsweise des anorganischen Szintillators. Querende Teilchen heben Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband. In diesem wandern die Elektronen durch Stöße auf das obere Niveau von Störatomen, das energetisch tiefer als das Leitungsband liegt. Durch Emission eines Photons gelangen die Elektronen in das untere Niveau der Störatome und von dort durch Stöße wieder ins Valenzband.[Kno00]

sind diese Bänder bis zu einer je nach Kristall unterschiedlichen Bandlücke besetzt. Das energetisch höchste besetzte Band nennt man das Valenzband, das energetisch darüberliegende freie das Leitungsband. Fügt man nun einem Elektron Energie zu, kann es diese nur aufnehmen, wenn sie größer als die Bandlückenenergie ist.

Geschieht dies, wird ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband gehoben. Dort verliert es durch Stöße mit Atomrümpfen Energie, bis es sich genau auf der Unterkante des Leitungsbandes bewegt. Von dort springt es durch Emission eines Photons mit genau der Energie der Bandlücke wieder in das Valenzband.

Bei Teilchendurchquerung und damit Energiezufuhr, wird also monochromatische Strahlung emittiert. Der Kristall ist für sie aber nicht transparent. Ein Elektron, das genau an der obersten Bandlücke sitzt, kann die Strahlung absorbieren und ins Leitungsband springen. Ebenso ist die Energie der Bandlücke und damit des Photons meist zu groß um effektiv mit einem Photomultiplier detektiert zu werden.

Deshalb werden in den Kristall Störatome eingebaut, die zwischen der Bandlücke im Idealfall zwei Niveaus ausbilden. Das Elektron im Valenzband gelangt nun durch Stöße auf das obere Niveau des Störatoms, springt durch Emission eines Photons auf das untere, von dem es wiederum durch Stöße in das Valenzband gelangt (siehe auch Abbildung 3.10).

Da das Grundniveau des Störatoms nicht dauerhaft besetzt ist, kann keine Absorption des Szintillationsphotons stattfinden, der Kristall wird für es transparent. Außerdem hat es nun weniger Energie als die ursprüngliche

Bandlücke und kann von einem Photomultiplier besser detektiert werden. Die durchschnittliche Lebensdauer der oberen Niveaus der Störatome liegt zwischen 50 bis 500 ns. Dies ist deutlich mehr als die Zeit, die die Elektronen benötigen, um zur Störstelle zu gelangen. So werden sich alle durch ein querendes Teilchen entstandenen Elektronen auf dem ober Niveau der Störatome sammeln.

So wird ein Signal emittiert, dass sich durch eine hohe Lichtausbeute und gute Linearität auszeichnet. Die Reaktionszeit wird im Wesentlichen von der Halbwertszeit des oberen Niveaus der Störatome bestimmt und ist im Vergleich zu den organischen Szintillatoren recht hoch.

Anorganische Szintillatoren bieten weiterhin bei der Detektion von Gammastrahlung den Vorteil, dass viele Kristalle aus Atomen mit hohen Kernladungszahlen bestehen. Die Wahrscheinlichkeit eines hochenergetischen Photons ein Elektron-Positron-Paar zu bilden, steigt aber mit der Kernladungszahl. Szintillatoren, die Bestandteile mit hohen Kernladungszahlen aufweisen, sind also zur Gammadetektion besser geeignet. Da organische Szintillatoren vornehmlich aus Wasserstoff, Kohlenstoff und Sauerstoff bestehen, eignen sich anorganische besser zur Gammadetektion.

Da es für Anwendungen, die größere Volumina Szintillator benötigen, zum Teil schwer und sehr kostenaufwendig ist die benötigten Kristalle zu züchten, besteht die Möglichkeit viele kleine Kristalle als Granulat in einer transparenten Matrix unterzubringen. Leider haben diese Produkte deutlich schlechtere Szintillatoreigenschaften als die eingesetzten Kristalle. Hauptproblem sind mikroskopisch kleine Gaseinschlüsse, die große lokale Änderungen des Brechungsindex innerhalb des Mediums hervorrufen.

3.2.2 Organische Szintillatoren

Im Gegensatz zu den anorganischen Szintillatoren treten die für die Szintillation nötigen Übergänge in organischen Szintillatoren nicht erst im Kristall, sondern in den Molekülen auf. So existieren organische Szintillatoren in kristalliner, aber eben auch in flüssiger oder polymerisierter Form. Letztere Formen werden hergestellt, indem man ein organisches szintillierendes Material in einer Flüssigkeit löst, welche anschließend polymerisiert wird.

Wie die Szintillation verläuft, ist in Abbildung 3.11 zu sehen. Elektronen werden durch Teilchenquerungen aus dem Grundzustand in ein angeregtes Niveau gehoben. Da Niveaus mit Vibrationsenergie (beispielsweise im Bild S_{11} oder S_{12}) nicht im thermischen Gleichgewicht sind, wandern diese durch strahlungslose Übergänge auf das unterste angeregte Niveau (S_1). Von dort gelangen sie durch die Emission eines Photons in lediglich durch Vibrationsenergie angeregte Niveaus und von dort strahlungslos wieder in das Grund-

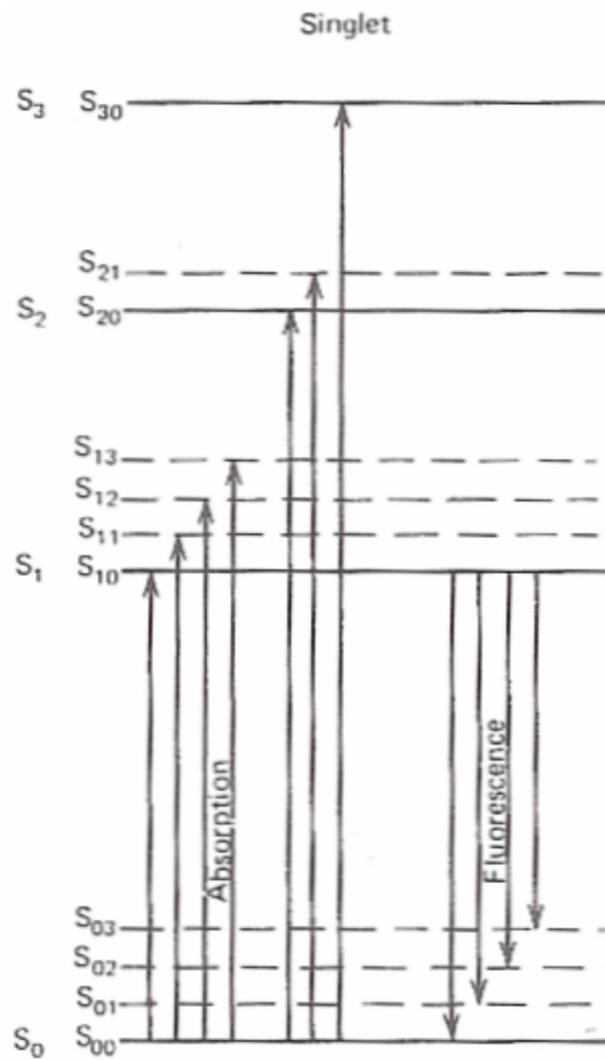


Abbildung 3.11: Funktionsweise eines organischen Szintillators. Querende Teilchen heben Elektronen auf höhere Niveaus. Durch strahlungslose Übergänge wandern sie auf das Niveau S_1 . Von dort gelangen sie durch die Emission eines Photons wieder in das Grundniveau.[Kno00]

niveau.

Fast alle erlaubten Übergänge aus dem Grundniveau benötigen also mehr Energie als durch typische Emissionen bereitgestellt, der Szintillator wird für seine Emissionen transparent.

Die durchschnittliche Lebensdauer des angeregten Zustandes liegt in den meisten Fällen bei einigen Nanosekunden. Damit haben die organischen Szintillatoren deutlich kürzere Reaktionszeiten als die anorganischen, während diese eine bessere Lichtausbeute aufweisen.

Durch den hohen Wasserstoffanteil der Verbindungen bieten die organischen Szintillatoren eine große Zahl einzelner Protonen. Neutronen, die, da ungeladen, sonst keine Szintillation erzeugen, können an diesen durch Stöße effektiv gebremst werden. Diese Abbremsung erzeugt eine Szintillation, wodurch sich organische Szintillatoren zur Neutronendetektion eignen.

Bei Herstellung und Gebrauch von organischen Szintillatoren ist das Quenching² zu beachten. Darunter versteht man die Verringerung der Lichtausbeute und die Veränderung des Spektrum des Szintillationslichtes zu kleineren Energien aufgrund von Verunreinigungen. Diese Fremdstoffe können Photonen absorbieren oder auch angeregte Niveaus durch Stöße entladen. Besonders gefährlich ist Sauerstoff. Deshalb muss der Szintillator ultrarein hergestellt werden und bei Transport und Gebrauch luftdicht geschützt sein. Unter brandschutztechnischen Gesichtspunkten darf nicht vergessen werden, dass es sich bei den meisten organischen Szintillatoren um leicht brennbare Kohlenwasserstoffe handelt, die zumeist auch einen Flammpunkt nahe der Zimmertemperatur besitzen.

3.2.3 Lichtausbreitung

Je größer der Szintillator und damit die Strecken, die die Photonen von ihrer Entstehung bis zur Detektion zurücklegen, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit ihrer Absorption durch den Szintillator selbst. Die Abnahme der Lichtintensität verläuft in der Regel exponentiell mit

$$I = e^{-x/L} I_0.$$

Hierbei sind I die gemessene und I_0 die ursprüngliche Intensität, x die zurückgelegte Wegstrecke und L die Abschwächungslänge. Letztere beträgt je nach Szintillator zwischen einigen Zentimetern bis zu mehreren Metern.

Betrachtet man zusätzlich die Frequenzen der Photonen, so lässt sich sagen, dass hohe Frequenzen schneller als niedrige absorbiert werden.

²to quench englisch für *abfangen, löschen, tilgen*.

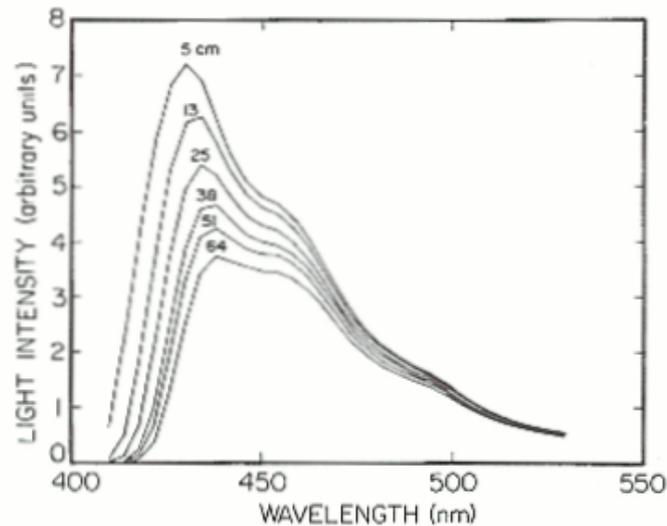


Abbildung 3.12: Intensität Lichts verschiedener Wellenlängen nach Durchquerung verschieden dicker Szintillatoren. Deutlich ist eine Abschwächung der kurzen Wellenlängen mit steigender Dicke zu sehen, während die Intensität langer Wellenlängen kaum schwächer wird. [Kno00]

Abbildung 3.12 zeigt einen Vergleich der Messungen der Intensität mit unterschiedlichen Längen zu durchquerendem Szintillator. Deutlich ist eine Abminderung kleinerer Wellenlängen zu erkennen, während lange kaum absorbiert werden. Auch verschiebt sich die Wellenlänge, bei der die maximale Intensität gemessen wurde, mit steigender Durchquerungslänge deutlich zu größeren Wellenlängen.

Nicht zu vergessen sind die Verluste, die an den Oberflächen entstehen. Es muss dafür gesorgt sein, dass der angrenzende Lichtdetektor, beziehungsweise Lichtleiter, einen ähnlichen Brechungsindex wie das Szintillatormaterial hat, sonst kann es zu unerwünschten Brechungen und Reflexionen an der Übergangsfläche kommen. Um mögliche Lufteinschlüsse zu vermeiden, schmiert man bei festen Medien Silikonöl hoher Viskosität, das einen ähnlichen Brechungsindex wie Glas besitzt, zwischen die Bauteile. So ist ein möglichst brechungsfreier Übergang gewährleistet.

Da der Szintillator sein Licht in alle Raumrichtungen emittiert, ist an den Grenzflächen, an denen kein Photomultiplier angebracht ist, für eine gute Reflexion des Lichtes zu sorgen, um eine hohe Lichtausbeute zu erhalten. [Kno00]

3.2.4 Szintillatoren bei Double Chooz

Bei Double Chooz findet, wie auch beim Vorgänger Chooz, organischer Flüssigszintillatoren Einsatz. Ein Festkörperszintillator, sei es nun organisch oder anorganisch kommt schon aus rein praktischen Gründen nicht in Frage. So müsste er für gute Lichteigenschaften in einem Stück produziert werden, dazu käme eine deutlich schwierige Installation des Detektors, sowie die nicht unerheblich teureren Kosten des Projekts. So wird lediglich das äußere Veto aus organischen Szintillatorstreifen bestehen.

Die genauen Zusammensetzungen der Detektorszintillatoren sind in Abschnitt 2.6 beschrieben worden. Die Wahl von Flüssigszintillatoren birgt den weiteren Vorteil, dass durch die so bereitgestellte hohe Zahl an Protonen Neutronen effektiv abgebremst und dabei auch gesehen werden, also der Untergrund durch von außen eindringende Neutronen deutlich gesenkt wird.

Auch das innere Veto wird einen Flüssigszintillator enthalten, alternativ wäre die Verwendung reinen Wassers möglich gewesen. Der Grund für die Wahl des teureren Szintillators war, dass in diesem um einen Faktor 30 mehr Photonen bei Teilchendurchgang als per Tscherenkoweffekt³ in Wasser entstehen und dieser so eine effektivere Teilchendetektion erlaubt. Über die genaue Zusammensetzung des Szintillators ist noch nicht entschieden. An dem in dieser Arbeit besprochenem Teststand sollen geeignete Proben auf ihre Tauglichkeit hin untersucht werden.[Goo06]

³Pawel Alexejewitsch Tscherenkow, 1904 - 1990, russischer Physiker, Physiknobelpreisträger 1958. Der nach ihm benannte Effekt beschreibt die Aussendung von Photonen, wenn ein Teilchen beim Queren eines Mediums schneller ist als die Lichtgeschwindigkeit des Mediums.

Kapitel 4

Der Teststand

In diesem Kapitel soll nun der eigentliche Teststand vorgestellt werden. Seine einzelnen Bauteile werden näher beschrieben und die eingesetzte Software erklärt.

4.1 Aufbau

Der Messaufbau setzt sich aus zwei Bereichen zusammen. Zum einen ist dies die Dunkelkammer, der eigentliche Messbereich, zum anderen die daraus ausgelagerte Messelektronik bestehend aus ADC, dazugehörigem Controller, sowie einem Rechner zur Auslese und Datenverarbeitung. Die Abbildung 4.1 zeigt ein Foto des Teststandes.

4.1.1 ADC

Der Name *ADC* ist eine Abkürzung des englischen *Analog-to-Digital-Converter*, also ein Analog-Digital-Wandler, der ein analoges Signal in ein digitales umwandelt.

Dies geschieht durch Vergleich der am ADC anliegenden Spannung mit Referenzspannungen. Dabei gibt es zwei Vorgehensweisen. Zum einen wird das Signal jeweils mit einer Spannung verglichen und so schrittweise ermittelt. Das Signal darf sich während des Vergleichs nicht ändern. So ist eine Auflösung von 16 Bit¹ mit Abtastraten von einigen Megahertz erreichbar.

¹Eine Auflösung von x Bit besagt, dass der Spannungsbereich in 2^x Felder eingeteilt ist, zwischen denen unterschieden werden kann. So sind bei einem Messbereich von $\pm 0,5$ V bei 12-Bit Unterscheidungen um $250 \mu\text{V}$ möglich, bei 16-Bit können Spannungsunterschiede um $16 \mu\text{V}$ gesehen werden.

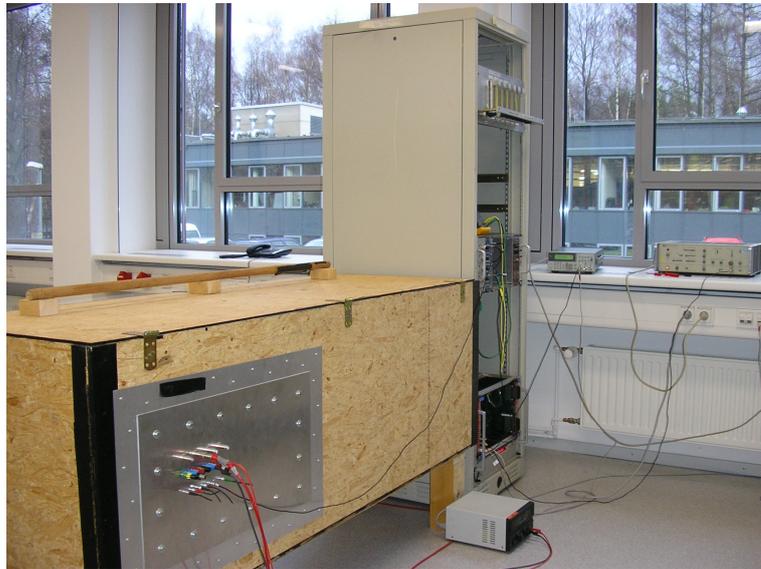


Abbildung 4.1: Der Teststand: Im Vordergrund ist die Dunkelkammer zu sehen, im Hintergrund die Messelektronik.

Der andere Weg ist der das Signal gleichzeitig mit allen möglichen Referenzspannungen zu vergleichen. Dadurch wird der ADC deutlich schneller, allerdings ist die Auflösung geringer. Diese Flash-ADCs genannten Geräte ermöglichen eine Auflösung von 12-Bit bei mehreren Gigahertz Abtastfrequenz.

Bei dem im Teststand eingesetztem Gerät handelt es sich um einen Flash-ADC der Firma Caen. Es ist das Modell V-1729 und bietet eine Auflösung von 12-Bit in einem Messbereich von $\pm 0,5$ V. Es können gleichzeitig 4 Kanäle mit bis zu 2 Gigahertz erfasst werden. Als Trigger² kann das Eingangs- oder ein externes Signal dienen, wobei auf steigende oder fallende Spannung getriggert werden kann. Das Herzstück des ADCs ist der MATACQ³-Chip, der von der CEA/DAPNIA⁴ und der IN2P3/LAL⁵ in Frankreich entwickelt wurde und eine schnelle Auslese des ADCs gewährleistet.

²to trigger englisch für *auslösen, einleiten*. Das Triggersignal löst die Messung aus.

³Analog MATrix for data ACQuisition.

⁴Commissariat à l'énergie atomique ist ein französisches Zentrum für Atomenergie in Saclay.

⁵Das IN2P3, oder genauer IN²P³, ist eine Abkürzung für *Institut national de physique nucléaire et de physique des particules*. Dabei handelt es sich um eine französische Einrichtung, die im Bereich Kern- und Teilchenphysik forscht.

4.1.2 Controller

Die Auslese des ADCs erfolgt über einen Controller, das Modell V-2718 der Marke Caen. Der Controller ist mit einem Glasfaserkabel mit einer PCI⁶-Karte verbunden, die in den Messrechner eingebaut ist. Durch die optische Verbindung ist eine Datenübertragung von bis zu 70 MByte/s möglich.

Sowohl ADC als auch Controller sind VME-Geräte. *VME* steht für *Versa Module Eurocard* und ist ein Bus-System. Die eingesetzten Geräte finden in einem Einschubgehäuse Platz, mit dem sie durch Stecker auf ihrer Rückseite verbunden werden. Dabei stellt dieser Anschluss die Stromversorgung sicher, ähnlich dem NIM(*Nuclear Instrumentation Standard*)-Standard. Im Gegensatz zu diesem findet aber über diesen Anschluss auch eine Verbindung zwischen den einzelnen Geräten statt. Jedes Gerät besitzt Stellrädchen, die ihm eine bestimmte VME-Adresse geben, über die es dann mit dem Controller ansprechbar ist.

4.1.3 Dunkelkammer

Bei der im Teststand eingesetzten Dunkelkammer handelt es sich um eine Kiste aus Pressholz. Sie ist 1,76 Meter lang 0,62 Meter hoch und 0,66 Meter breit. Der Deckel lässt sich über Scharniere umklappen und so die Kammer befüllen. Als Verschluss des Deckels dienen drei Hebelverschlüsse. In die Auflagefläche des Deckels ist zusätzlich ein Plastikschauch eingeklebt, der gegen Lichteinfall abdichtet. Die Innenwände der Kammer sind schwarz gestrichen, um Reflexionen an der Wand zu vermeiden und eventuell noch eindringendes Restlicht zu schlucken.

In eine Wand ist ein Loch geschnitten, in dem sich eine Metallplatte befindet. Diese Metallplatte besitzt von außen mehrere Steckplätze. Hier ist ein Anschluss von HV-BNC-Kabeln zur Übertragung von Hochspannung und LEMOTM-Kabeln zur Photomultiplierauslese möglich. Des Weiteren befinden sich noch mehrere 4-mm-Federstecker auf der Platte, um Peripheriegeräte im Inneren, wie beispielsweise eine LED⁷, mit Strom zu versorgen. Im Inneren sind die Steckplätze mit Kabeln verbunden, an die sich die genutzten Geräte anschließen lassen.

Die Kammer steht auf einem ebenfalls aus Pressholz gefertigtem Podest. Durch ihre leichte Bauart ist sie ohne weiteres transportabel und so auch außerhalb des momentanen Standortes einsetzbar.

⁶*Peripheral Component Interconnect*, ein Busstandard zur Verbindung von Peripheriegeräten mit dem Chipsatz eines Prozessors.

⁷Licht emittierende Diode, ein Halbleiterbauelement, das nahezu monochromatisches Licht aussendet.

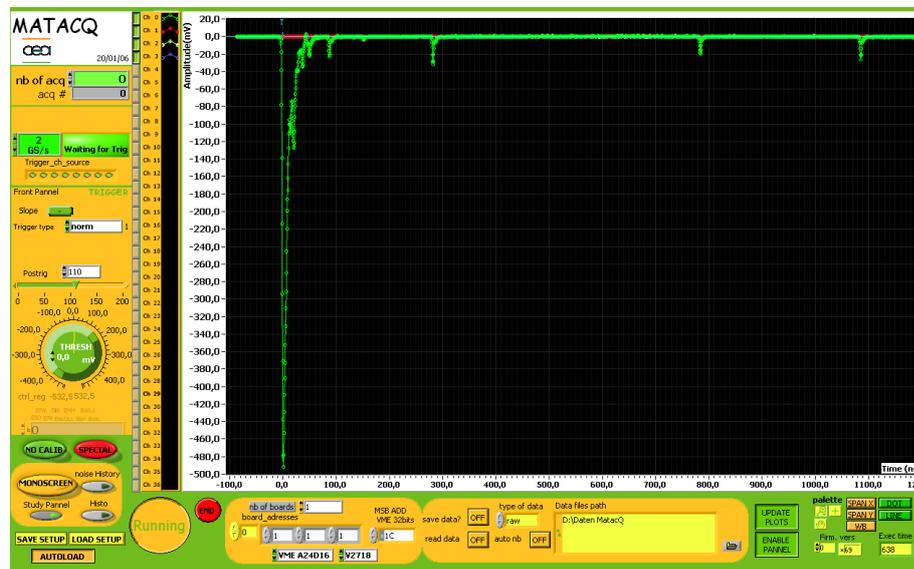


Abbildung 4.2: Bildschirmfoto des MATAcq-Programms. Zu sehen sind die Schaltflächen, mit denen man das Programm bedient, sowie die Ausgabe der mit dem Programm gewonnenen Daten.

4.2 Software

Im Wesentlichen wurden zwei Programme eingesetzt: MATAcq zur Auslese des ADCs und Root zur Analyse der Daten. Des weiteren wurden noch einige kleinere selbst geschriebene Programme hinzugezogen.

4.2.1 MATAcq

Das Programm MATAcq ist freie Software und wurde mit Labview programmiert. Es entstand am CEA/DAPNIA in Frankreich zur Auslese des MATAcq-Chips und ist auch mit den im Teststand eingesetzten Controller und ADC kompatibel.

Es dient zur Steuerung des ADCs. Mit dem Programm lässt sich der Triggermodus einstellen sowie die Triggerschwelle setzen. Ein großes Fenster zeigt die gerade gemessenen Daten aller vier Kanäle. In Abbildung 4.2 ist ein Bildschirmfoto des Programms zu sehen.

Ferner lassen sich mit ihm auch die gewonnenen Daten aufzeichnen. Dies ist zum einen im Rohdatenformat möglich, dabei werden die Bitwerte der einzelnen Register des ADCs gespeichert. MATAcq verfügt zum anderen nun auch über die Funktion diese Daten in Spannungswerte umzurechnen und zu

speichern.

Diese Umrechnung geschieht aber nur ungenau. So ist der Messbereich des ADCs etwas größer als die angegebenen 0,5 V. Das Programm nimmt hierauf aber keine Rücksicht, womit sich Fehler in der Umrechnung ergeben (siehe hierzu Abschnitt 5.2.2).

Ein nicht unwillkommener Nebeneffekt der Verwendung der Rohdaten war, dass deren Dateiformat wesentlich einfacher aufgebaut ist, als das der vom Programm korrigierten Daten, und so eine einfachere Handhabung der Daten möglich ist.

4.2.2 Root

Das Programm Root eignet sich sehr gut zur Datenanalyse. Es handelt sich um freie Software und wurde in C++ geschrieben. Entwickelt wurde es am CERN.

Root läuft größtenteils im Kommandozeilenmodus. Integraler Bestandteil ist ein C++-Interpreter, der es erlaubt Skripte zu implementieren und das Programm so genau auf die gewünschte Aufgabe auszurichten.

Zum Funktionsumfang gehört das Erstellen von Histogrammen und Graphen, sowie zahlreiche Fit-Möglichkeiten.

4.2.3 Weitere Programme

Durch die ungenaue Kalibrierung des Programmes MATACQ ist es besser mit Rohdaten zu arbeiten. Dies machte das Erstellen weiterer Programme im Rahmen dieser Diplomarbeit notwendig. Prinzipiell wäre dies auch mit dem Programm Root möglich gewesen, doch erwiesen sich die schon kompilierten Programme als wesentlich schneller als die Ausführung des gleichen Quellcodes durch den C++-Interpreter Roots.

Als Abschluß zeigt Abbildung 4.3 noch aufgezeichneten und aufgearbeitetes Photomultipliersignal.

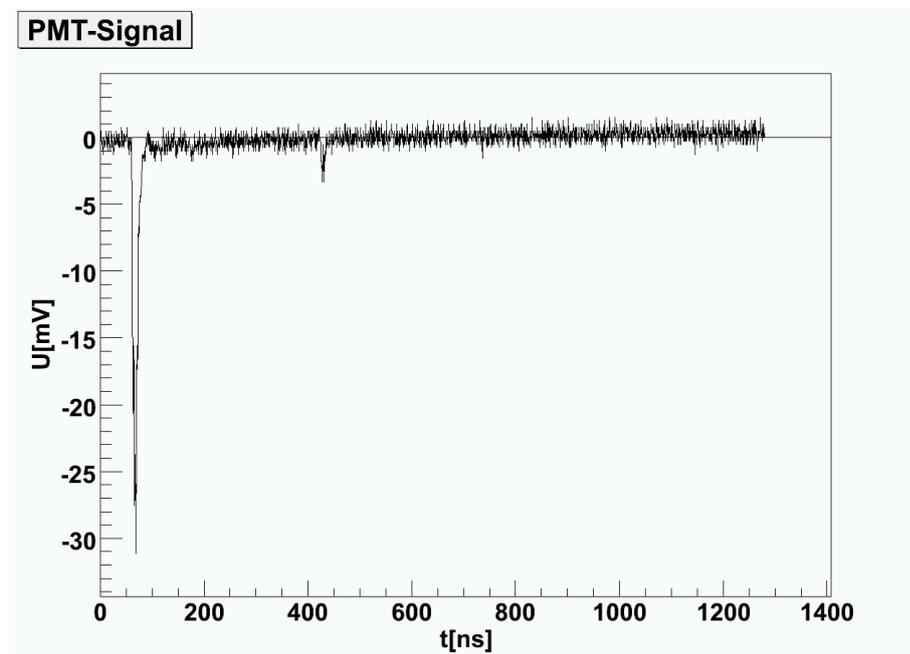


Abbildung 4.3: Aufgearbeitetes Signal eines Photomultipliers.

Kapitel 5

Kalibration und Messungen

Hier sollen nun die bisher am Teststand durchgeführten Messungen präsentiert, sowie die im Vorfeld nötigen Kalibration des Teststandes erläutert werden.

5.1 Überprüfung der Lichtdichte

Zu aller erst galt es die Lichtdichte der Dunkelkammer zu untersuchen. Von außen eindringende Photonen können in der Regel vom Photomultiplier nicht von anderen unterschieden werden und machen die Messungen so unbrauchbar. So muss die absolute Lichtdichte bei jeder Messung mit Photomultipliern gewährleistet sein.

Bei der Untersuchung wurde in folgender Schrittweise vorgegangen:

1. In die Dunkelkammer wurde ein Photomultiplier verbracht, dessen Gesichtsfeld komplett verklebt war, so dass kein Licht auf die Photokathode gelangen konnte. Bei verschiedenen Spannungen wurde der Dunkelstrom vermessen.
2. Die Verklebung wurde entfernt, das Licht im Labor ausgeschaltet und die Fenster verdunkelt. Bis auf wenige Kontrollämpchen war das Labor nun dunkel und in diesem Zustand wurde eine weitere Messung durchgeführt.
3. Das Licht wurde wieder eingeschaltet und die Fensterverdunklung entfernt. Sollte die Dunkelkammer nicht lichtdicht sein, müssten bei Messungen in dieser Konfiguration deutliche Unterschiede zu den beiden vorherigen Messungen feststellbar sein.

	1200 V	1250 V	1300 V
PMT verklebt	0	2	31
Labor verdunkelt	2	2	19
Labor hell	0	1	19

Tabelle 5.1: Messungen zur Lichtdichte der Dunkelkammer: Anzahl der registrierten Photomultipliereignisse bei unterschiedlichen Umgebungskonfigurationen.

Abstand von Photokathode [cm]	0	2,5	5
Registrierte Ereignisse	517	10	8

Tabelle 5.2: Registrierte Ereignisse bei einem Lichtleiter in unterschiedlichen Entfernungen vor dem Photomultiplier.

Die Messzeit betrug jeweils 5 Minuten. Das Photomultipliersignal wurde dabei durch einen Verstärker um den Faktor 10 erhöht und anschließend in einen Diskriminator geleitet. Dessen Schwelle lag bei 30 mV, dem tiefsten am Gerät einstellbaren Wert. Das Ausgangssignal des Diskriminator wurde wiederum von einem Zähler verarbeitet, der, jedes Mal wenn das Ausgangssignal des Photomultipliers die Diskriminatorschwelle überschritt, von letzterem ein Signal erhielt und den Zählerstand erhöhte. So gab der Zählerstand nach Ablauf der Messzeit die Anzahl der registrierten Ereignisse wieder und war so der jeweilige Vergleichswert. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 5.1. Deutlich ist zu erkennen, dass die Unterschiede zwischen hellem und dunklem Labor äußerst gering sind und die Werte in etwa denen des Dunkelstroms entsprechen.

Ein Vergleich mit den Werten aus Tabelle 5.2 lohnt. Hier wurde ein Szintillator in unterschiedlichen Abständen vor die Photokathode positioniert.

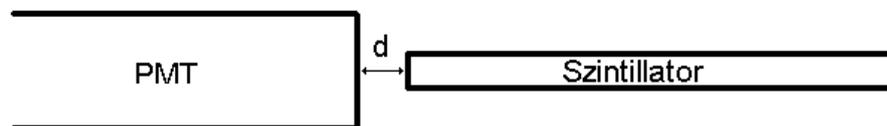


Abbildung 5.1: Ein stabförmiger Szintillator wird in unterschiedlichen Abständen d vor einen Photomultiplier verbracht und dabei die Zahl der Ereignisse im PMT vermessen.

Dieser war bis auf die Frontseite von allen Seiten verklebt, so dass das Licht nur hier austreten konnte. Die Messzeit betrug 5 Minuten, die Spannung lag bei 1300 V. Durch kosmische Strahlung entstanden im Szintillator nun Photonen, die vom Photomultiplier detektiert wurden. Den Aufbau zeigt die Skizze in Abbildung 5.1.

Während bei Auflage des Lichtleiters an die Photokathode ein deutliches Signal zu sehen ist, ist schon nach wenigen Zentimetern kein Unterschied mehr zur Messung ohne Lichtleiter beobachtbar.

Doch bei optimaler Anbindung des Szintillators an den Photomultiplier müssten deutlich mehr Ereignisse sichtbar sein. Mit seiner Größe von 75 mal 2 mal 2 Zentimetern treffen ihn durchschnittlich 750 Myonen in der fünfminütigen Messzeit. Eine grobe Abschätzung liefert einen Energieverlust eines Myonen in einem Plastiksintillator von etwa 1 MeV pro Zentimeter durchflogenem Material. Nimmt man eine eher schlechte Lichtausbeute von 200 Photonen pro MeV an, so sollten durchschnittlich 150000 Photonen während der Messzeit im Szintillator entstehen.

Die schlechte Detektion des Photomultipliers lässt sich vor allem durch die Anbindung an den Szintillator erklären. Wie in Abschnitt 3.2.3 erläutert, muss für einen optimalen Übergang der Photonen aus dem Szintillator in den Photomultiplier sich ein Medium mit ähnlichem Brechungsindex zwischen den beiden Komponenten befinden. Dies war in dieser Versuchsanordnung aber nicht gegeben, der Szintillator war nur direkt an den Photomultiplier gerückt worden, zwischen beiden existierten noch genügend Lufteinschlüsse, die für eine Totalreflexion der meisten Photonen sorgten. Zu dem befand sich der Szintillator nicht in der Mitte der Photokathode, sondern an deren unteren Rand, was ebenso zu Verlusten führt (siehe Abschnitt 3.1.2).

Alles in allem kann die Dunkelkammer damit als lichtdicht angesehen werden. Sie bedarf keiner Nachbesserungen und ist somit für die weiteren Messungen ein geeigneter Ort.

5.2 Kalibration des ADCs

Durch den Verzicht auf die Umrechnung der Bitwerte in Spannungswerte durch MATAcq wurde eine eigene Kalibration notwendig. Hierzu waren als erstes die Pedestals der einzelnen Register zu bestimmen. Danach konnte der Umrechnungsfaktor auf Spannung ermittelt werden, um abschließend die Zeitachse zu eichen.

5.2.1 Pedestals

Pedestal kommt aus dem Englischen und bedeutet *Sockel*. Jedes Register des ADCs hat auch bei nicht angelegter Spannung einen gewissen Wert, Sockelwert oder eben Pedestal genannt, dessen Kenntnis für eine genaue Messung unabdingbar ist.

Hierzu wurde der ADC mittels externem Trigger zehn mal ohne angelegte Spannung ausgelesen. Dabei stellt jeder gemessene Wert den Pedestal für das jeweilige Register dar. Die gewonnenen Daten wurden anschließend arithmetisch gemittelt und in eine externe Datei geschrieben. Die Pedestals sind zeitlich konstant und so braucht man nicht vor jeder Messung die Pedestals zu bestimmen, sondern kann sie per Datei bei der Analyse der Messdaten einlesen.

5.2.2 Bestimmung der Spannungsumrechnung

Ein ADC speichert die gemessene Spannung bauartbedingt als Bitwert. Diese müssen in einen Spannungswert umgerechnet werden.

Hierzu wurden verschiedene Gleichspannungen an den ADC angelegt und per externem Trigger aufgezeichnet. Da sich eine Gleichspannung per Definition zeitlich nicht ändert, wurden die Bitwerte der Register arithmetisch gemittelt und die so gewonnenen Werte gegen die angelegte Spannung aufgetragen. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.2.

Da die Bitwerte linear mit der Spannung zusammenhängen, wurde eine Gerade der Form $f(x) = a \cdot x + b$ als Ausgleichfunktion gewählt und an die Daten angepasst. Auch sie ist in Abbildung 5.2 eingezeichnet. Als Ergebnis erhält man

$$\begin{aligned} a &= 0,255 \pm 0,001 \text{ mV und} \\ b &= 0,0 \pm 0,3 \text{ mV.} \end{aligned}$$

Die Steigung a stellt den Umrechnungsfaktor von Bitwert zu Spannung dar. Ebenso kann man aus ihr die Größe des Messbereichs bestimmen. Es gilt

$$U = a \cdot \text{Bit.}$$

Nimmt man nun den Nullwert der Spannung für den Bitwert Null an, so hat die größte maximal messbare Spannung den Bitwert 4095. Mit dem bestimmten a erhält man so $1044 \pm 5 \text{ mV}$, also etwas mehr als die vom Hersteller angegebenen $\pm 0,5 \text{ V}$ bzw. 1 V . Damit ist auch die Ungenauigkeit der MATAcq-Software zu erklären. Diese rechnet mit dem Messbereich von einem Volt und

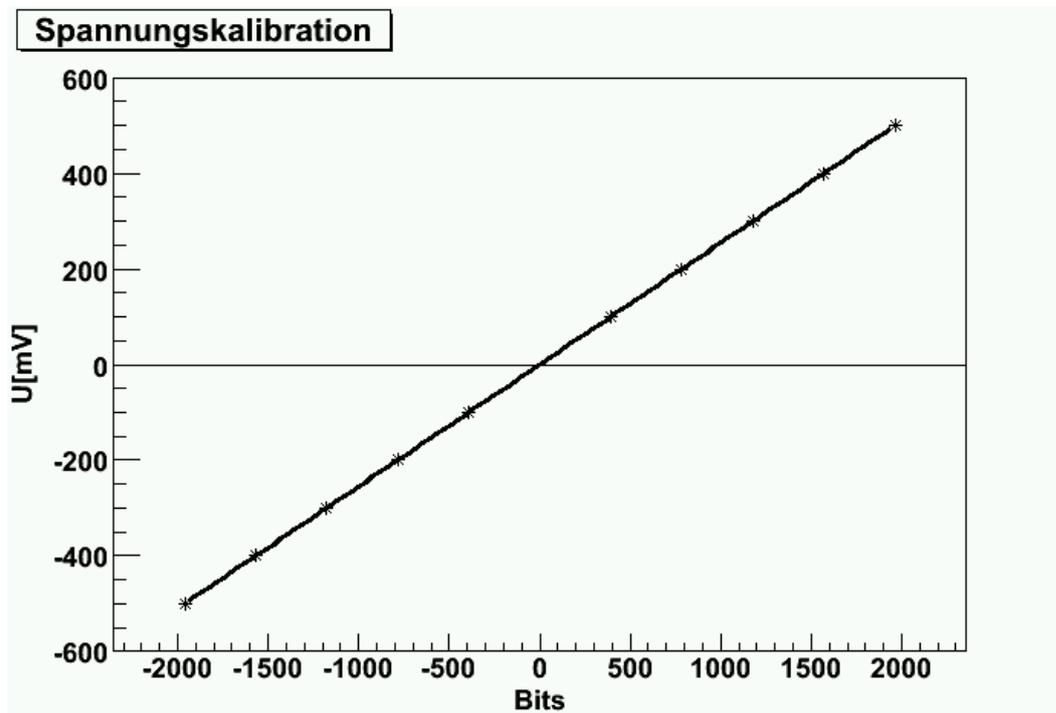


Abbildung 5.2: Kalibration der Spannung. Hierzu wurden an den ADC verschiedene Gleichspannungen angelegt, der jeweilige Bitwert gemessen und Spannung und Bitwert gegeneinander aufgetragen. Durch den linearen Zusammenhang beider kann man eine Ausgleichsgerade berechnen, deren Steigung den Umrechnungsfaktor von Bitwert zu Spannung darstellt.

dem damit einhergehenden Umrechnungsfaktor $1000/4096 \approx 0,244$. Damit ergibt sich eine Abweichung von ca. 4% zum hier berechneten Wert.

Auch der Wert von b stimmt mit den Erwartungen überein. Ein anderer Wert als Null hätte schließlich bedeutet, dass der Messeingang unter einer bisher nicht berücksichtigten Spannung stünde.

5.2.3 Bestimmung der Zeitumrechnung

Zur Bestimmung der Zeitachse der Rohdaten wurde an den ADC ein Frequenzgenerator angeschlossen. Mit diesem lassen sich Schwingungen mit genau festlegbarer Frequenz erzeugen. Legt man nun eine Schwingung an den ADC an, so kann man diese aufzeichnen und anschließend die Periode bestimmen. Durch Vergleich mit der bekannten eingestellten Frequenz gewinnt man den Umrechnungsfaktor, um aus der Anzahl der Messpunkte eine Zeit

Frequenz	T[ns]	Fitparameter c	T[Messpunkten]	Umrechnungsfaktor
1 MHz	1000	$3,1413 \cdot 10^{-3} \pm 1 \cdot 10^{-7}$	$2000,18 \pm 0,07$	$2,00018 \pm 7 \cdot 10^{-5}$
2 MHz	500	$6,2826 \cdot 10^{-3} \pm 1 \cdot 10^{-7}$	$1000,09 \pm 0,02$	$2,00019 \pm 4 \cdot 10^{-5}$
16 MHz	62,5	$5,02685 \cdot 10^{-2} \pm 4 \cdot 10^{-7}$	$124,992 \pm 0,001$	$1,99988 \pm 2 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 5.3: Aus dem Fitparameter c ließ sich die Periode in Messpunkten bestimmen. Durch den Vergleich mit der Periode in Nanosekunden konnte ein Umrechnungsfaktor berechnet werden.

berechnen zu können.

Zur Kalibration wurde drei Schwingungen gewählt mit den Frequenzen 1, 2 und 16 MHz. Den aufgezeichneten Daten wurde eine Funktion der Form $f(x) = a + b \cdot \sin(c \cdot x + d)$ angefitet. Nur der Faktor c ist von der Periode T abhängig über

$$c = \frac{2\pi}{T}.$$

Bestimmt man nun die Periode der einzelnen Schwingungen, kann man durch Vergleich einen Umrechnungsfaktor von der Anzahl Messpunkte in Sekunden bzw. Nanosekunden bestimmen. Tabelle 5.3 zeigt das Ergebnis für den Umrechnungsfaktor, Abbildung 5.3 Messwerte und Fitfunktion für eine der vermessenen Schwingungen.

Die Zeit zwischen zwei Messpunkten beträgt also genau eine halbe Nanosekunde. Dies ist nun auch die Zeit, die man bei einer Abtastfrequenz des ADCs von 2 Gigahertz erwartet.

5.3 Messungen mit radioaktiven Präparaten

Um die Funktion des Teststandes zu überprüfen, wurde das Energiespektrum zweier Betastrahler vermessen. Hierzu wurde ein Plastikszintillator genutzt, dessen Licht von einem Photomultiplier detektiert wurde.

Als Quellen dienten zwei β^- -Strahler. Dies waren zum einen ^{106}Ru mit einer maximalen Energie des Elektrons von 3,5 MeV und einer Halbwertszeit von 373 Tagen, zum anderen ^{90}Sr mit 0,5 MeV Maximalenergie und 29 Jahren Halbwertszeit. Der Tochterkern des Strontiums, ^{90}Y , ist aber auch nicht stabil und zerfällt ebenfalls als β^- -Strahler mit 2,3 MeV maximaler Energie und 64 Stunden Halbwertszeit.

Der Szintillator war etwa 7 mal 3 Zentimeter groß, einen halben Zentimeter dick und per Lichtleiter mit dem Photomultiplier verbunden. Durch seine geringe Fläche bot er den Proben gerade genügend Platz und wurde so von

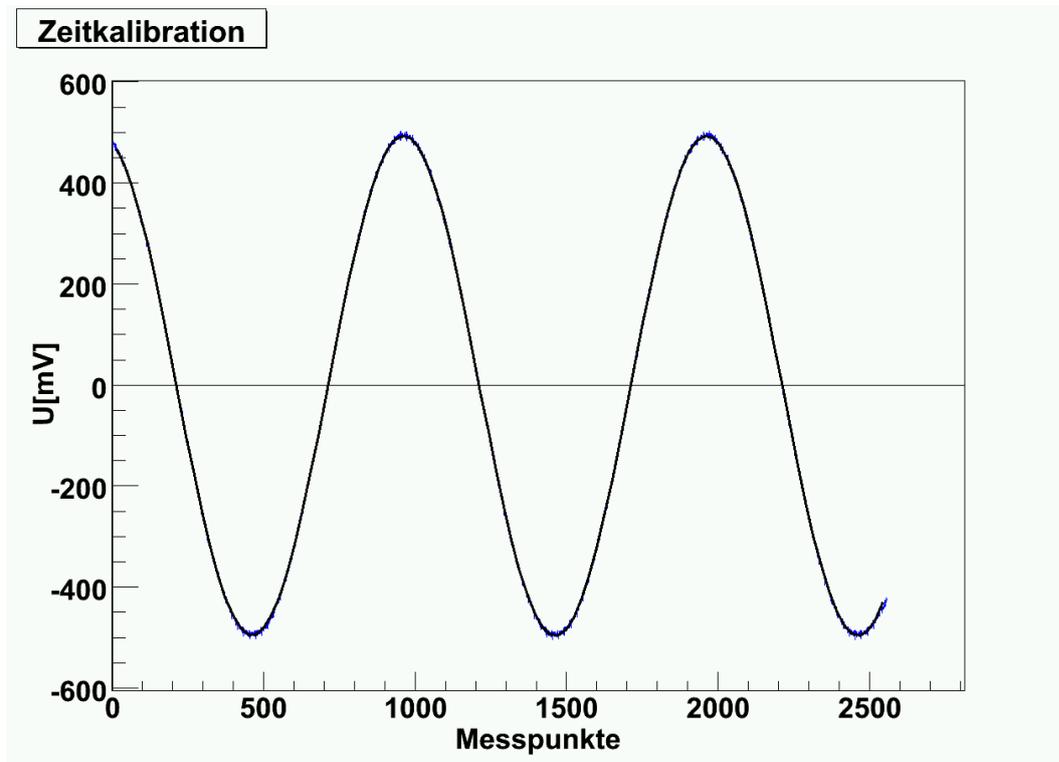


Abbildung 5.3: Kalibration der Zeitachse. Hierzu wurden an den ADC Wechselspannungen verschiedener Frequenzen angelegt und aufgezeichnet. Anschließend wurde eine Schwingung angefitet und aus dem Vergleich der Perioden ein Faktor zur Umrechnung von Messpunkten in Zeiteinheiten bestimmt. Das Bild zeigt die Messwerte einer zwei Megahertz Schwingung in blau und die Fitfunktion in schwarz darüber.

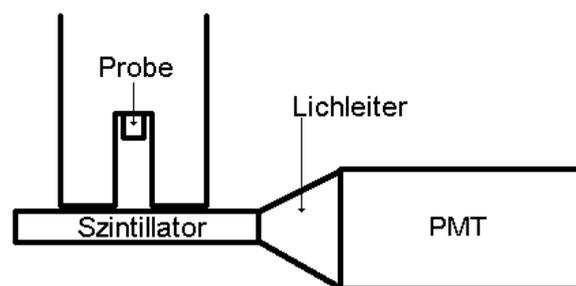


Abbildung 5.4: Ein radioaktive Probe wird mit einem Szintillator vermessen, der mittels Lichtleiter mit einem Photomultiplier verbunden ist.

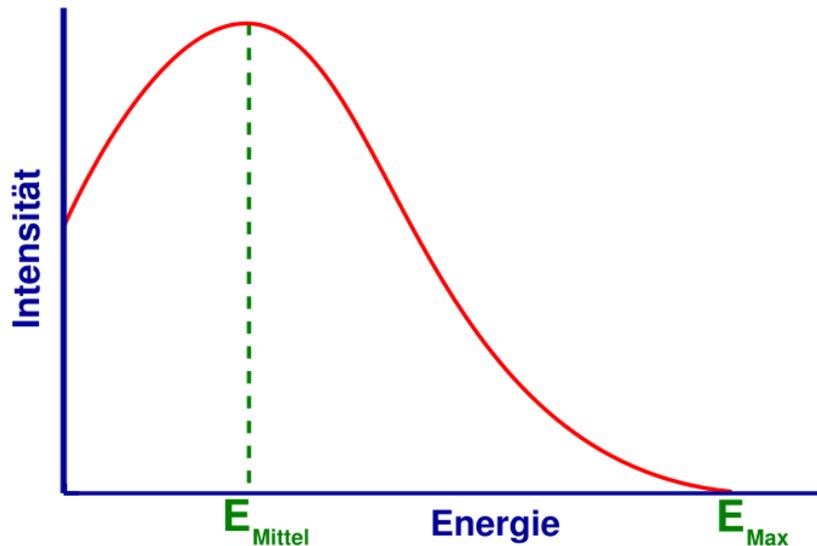


Abbildung 5.5: Skizze eines typischen Energiespektrums eines Betastrahlers. [Wik08b]

der kosmischen Strahlung entsprechend wenig getroffen. Den Aufbau zeigt auch die Skizze in Abbildung 5.4

An den Photomultiplier wurden 1700 V angelegt und das Ausgangssignal ausgelesen. Ab einer Unterschreitung des Signals von -10 V löst der Softwaretrigger die Datennahme aus und so wurden pro Probe jeweils 10000 Ereignisse aufgezeichnet. Anschließend wertete ein Programm die Daten dahingehend aus, dass es den tiefsten Spannungswert des Ereignisses herausuchte und damit ein Histogramm füllte. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.6 zu sehen.

Das Spektrum eines Betastrahler ist, wie im ersten Kapitel angesprochen, kontinuierlich. Abbildung 5.5 zeigt den typischen Verlauf. Die Energiewerte, die das emittierte Elektron trägt, sind dabei um eine mittlere Energie verteilt zu höheren Energie aber klar durch die Maximalenergie des Zerfalls begrenzt. Eine grobe Abschätzung liefert einen Energieverlust von Elektronen im Szintillator von 1,4 MeV bei einer Elektronenergie von 0,5 MeV und von etwa 1 MeV bei Energien um 1,5 MeV und höher. Bei einer Dicke des Szintillators von 0,5 Zentimetern verlieren die emittierten Elektronen des ^{90}Y und ^{106}Ru nur einen Teil ihrer Energie, nach der Abschätzung bei beiden Proben etwa 500 keV pro Elektron. Lediglich die Elektronen des ^{90}Sr bleiben im Szintillator stecken. Allerdings ist die Elektronenergie von ^{90}Sr nicht sonderlich von dem Energieverlust der beiden anderen Proben verschieden und so

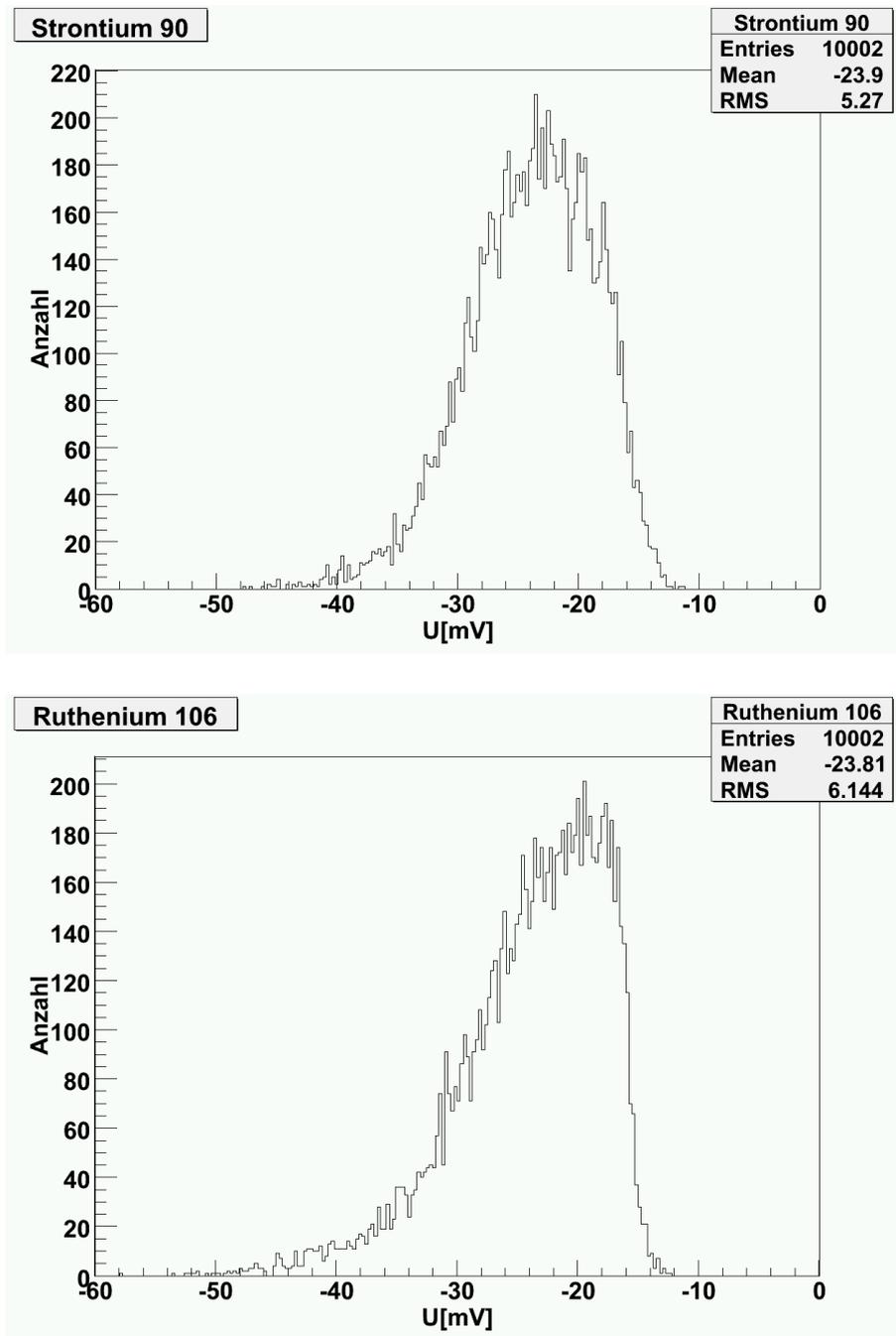


Abbildung 5.6: Oben: Energiespektrum von ^{90}Sr und seines Tochterkerns ^{90}Y , Unten: Energiespektrum von ^{106}Ru . Das Histogramm wurde mit der jeweiligen Maximalspannung des Signals aus 10000 Messungen gefüllt.

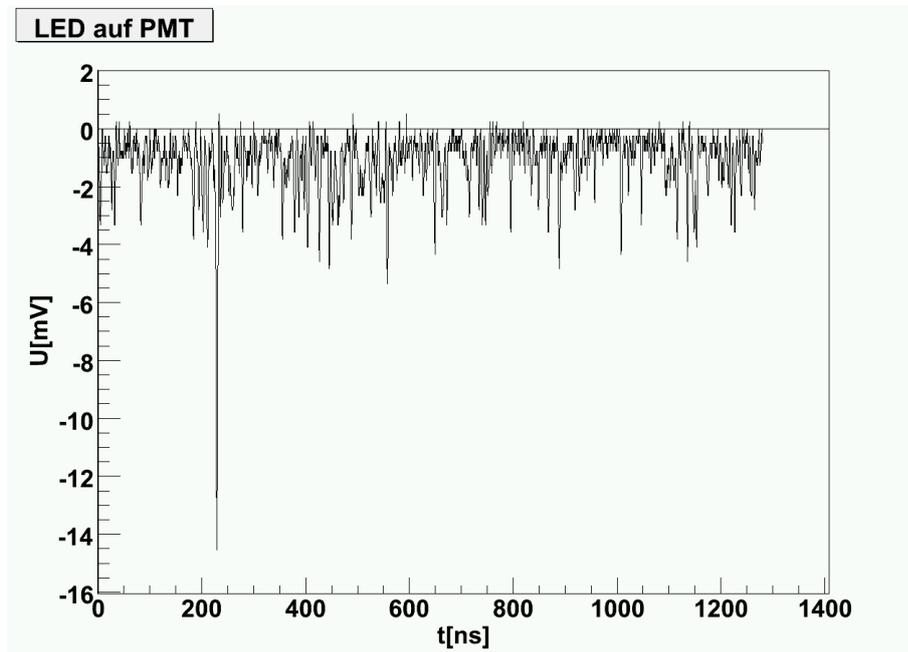


Abbildung 5.7: Signal eines Photomultipliers bei Lichteinstrahlung durch eine LED.

erwartet man bei beiden ein ähnliches vermessenes Energiespektrum. Betrachtet man nun die gemessenen Spektren in 5.6, so wurden die Erwartungen erfüllt. Beide Spektren zeigen eine Energieverteilung um einen ähnlichen Mittelwert.

5.4 Messungen mit LEDs

Weiterhin wurde noch das Verhalten eines Photomultipliers bei Einstrahlung von Licht einer UV-LED untersucht.

Hierzu wurde eine LED in die Dunkelkammer verbracht und so ausgerichtet, dass ihr Licht nicht direkt auf den Photomultiplier fiel, aber noch ein Teil ihn erreichte.

Abbildung 5.7 zeigt das Resultat einer Messung. Ein Vergleich mit 4.3 zeigt, dass das Ausgangssignal des Photomultipliers fortwährend Ereignisse aufweist, es fließt dauerhaft ein Strom. Der Photomultiplier detektiert also die Photonen der LED.

Es wurden noch weitere Versuche unternommen, mit Hilfe eines Pulsgenerators kurze Lichtpulse mit der LED zu erzeugen, sie konnten aus Zeitgründen

aber nicht abgeschlossen werden.

Einzelphotondetektion mit dem Teststand?

Hier soll kurz aus den bisher gewonnenen Erfahrungen kurz abgeschätzt werden, welches Signal ein Einzelphoton am Teststand erzeugen würde und ob man es am Teststand detektieren könnte.

Ein Photon löst auf der Photokathode ein Elektron. Durch die Verstärkung durch den Photomultiplier erreicht die Anode eine Ladung von $Q = e \cdot G$, G ist der Gesamtgainfaktor des Photomultipliers.

Misst man nun den Strom des Ausgangssignals des Photomultipliers, so lässt sich die geflossene Ladung mit

$$Q = \int I dt$$

daraus berechnen. Zur Vereinfachung soll das Signal als Rechtecksignal angenommen werden. Dann kann man das Integral als Multiplikation schreiben:

$$Q = \int I dt \approx I \cdot t.$$

Berücksichtigt man nun, dass $I = \frac{U}{R}$, setzt dieses ein und formt nach U um, so erhält man

$$U = \frac{e \cdot g \cdot R}{t}.$$

Der Widerstand R ist durch den Abschlusswiderstand des ADCs von 50 Ohm gegeben, die Breite eines Signals sei mit 10 Nanosekunden abgeschätzt. Nimmt man nun eine Verstärkung um den Faktor 5 pro Dynode an, so ergibt das bei 10 Dynoden einen Gesamtgainfaktor von etwa 10^7 .

Setzt man diese Werte ein, so berechnet sich die Ausgangsspannung zu 8 mV. Mit einem rauscharmen Photomultiplier mit hohem Gainfaktor sollte also die Einzelphotondetektion am Teststand möglich sein.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel soll noch einmal das mit dieser Diplomarbeit Erreichte resümiert und ein Blick in die Zukunft geworfen werden.

6.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Dunkelkammer wurde auf ihre Lichtdichte überprüft und ihr diese bestätigt. Die Ausleseelektronik wurde eingerichtet und konfiguriert, ebenso die Auslesesoftware installiert und zum Laufen gebracht. Weitere Software wurde erstellt, um die gewonnenen Daten mit dem Programm Root auswerten zu können.

Weiterhin konnte der ADC kalibriert werden und einige Messungen mit ihm unternommen werden.

Mit dieser Arbeit konnte also gezeigt werden, dass der Teststand einwandfrei funktioniert und auf weitere Messungen wartet.

6.2 Die Zukunft des Teststandes

In Zukunft sollen an dem in dieser Arbeit vorgestellten Teststand Photomultiplier und Szintillatoren auf ihre Eigenschaften hin untersucht werden.

Mittelfristig soll dazu noch ein Tank für Flüssigszintillatoren in das Labor verbracht und damit der Teststand erweitert werden. Mit ihm wird es möglich sein den Szintillator auf seine Eigenschaften, wie Lichtemission pro eingestrahlter Energie und Strahlungsausbreitung hin zu überprüfen. Zusätzlich soll sich noch eine fahrbare LED im Tank befinden, mit der die Lichtabsorption in Abhängigkeit von der Wellenlänge und durchquerter Szintillatordichte bestimmbar bestimmbar wird.

Schlußendliches Ziel wird es sein, ein möglichst ideales Gespann aus Photomultiplier und Szintillator zu finden. Der Szintillator sollte über einen langen Zeitraum stabil einsetzbar sein und seine Szintillationsfähigkeiten erhalten, über eine gute Lichtemission verfügen und möglichst wenig Licht wieder absorbieren. Ebenso wird ein Photomultiplier benötigt, der seine maximale Quanteneffizienz gerade im Wellenbereich der Emission des Szintillators hat, einen hohen Gainfaktor aufweist, möglichst wenig rauscht und so auch Einzelphotonen effizient nachweisen kann.

Gesucht wird diese Kombination in erster Linie noch für Double Chooz. Doch rückt dessen Installation in greifbare Nähe, so dass bald Messresultate vorliegen müssen, um noch verwirklicht werden zu können.

Doch auch nach dem Bau Double Choozs können die am Teststand gewonnenen Erkenntnisse anderen zukünftigen Experimenten dienen. Ein bereits in den Planungen sehr konkretes, das LAGUNA Experiment und speziell der Detektor LENA, sei hier kurz vorgestellt.

6.2.1 LAGUNA

Bei LAGUNA (*L*Arge detector for *G*rand *U*nification and *N*eutrino *A*strophysics) handelt es sich um eine Studie für ein zukünftiges Neutrinoexperiment. Die Forschungsschwerpunkte sollen in der niederenergetische Neutrinoastrophysik liegen. Wie fast alle heutigen Experimente handelt es sich um ein multinationales Projekt, an dem auch die Universität Hamburg beteiligt ist. Die LAGUNA-Studie enthält die Entwicklung dreier verschiedener Detektor-konzepte, von denen eines realisiert werden soll. Die drei sind:

- MEMPHYS (*M*Egaton *M*ass *P*HYSics), einem Wasser-Tscherenkow-Detektor.
- GLACIER (*G*iant *L*iquid *A*rgon *C*harge *I*maging *E*xpeRiment), einem Flüssigargon-Detektor.
- LENA (*L*ow *E*nergy *N*eutrino *A*stronomy), einem Flüssigszintillator-Detektor.

Da nun LENA als Flüssigszintillatordetektor starke Ähnlichkeiten mit Double Chooz aufweist, soll es hier kurz näher erläutert werden.

LENA

LENA ähnelt im Aufbau stark dem KamLAND-Experiment, das in Kapitel 2.3.2 beschrieben wurde. Es wird allerdings deutlich größer sein und eine etwas andere Form haben.

DETECTOR LAYOUT



Abbildung 6.1: Aufbau des LENA-Detektors. In der Mitte befindet sich ein mit Flüssigszintillator befüllter Nylonzylinder. Diesen umgibt eine nichtszintillierende Flüssigkeit und wird von einem mit PMTs besetzten Stahlzylinder umschlossen. Als Veto dienen ein großer Wassertank um den Stahlzylinder und Plastikszintillator auf dem Detektor. [Wur07]

Das Experiment wird sich in einer 115 Meter hohen und 50 Metern breiten Höhle befinden. Der Standort ist noch nicht entschieden, wichtig hierbei ist vor allem eine gute Abschirmung vor kosmischer Strahlung sowie eine große Entfernung zu Atomreaktoren. Derzeit wird eine ehemalige Mine in Finnland favorisiert, die 1450 m unter der Erde liegt und damit 4060 MWÄ Schutz bietet.

Der Detektor LENAs besteht aus einem 100 Metern langem Stahlzylinder mit 30 Metern Durchmesser. In diesem befindet sich ein Nylonzylinder, gefüllt mit 50 Kilotonnen Flüssigszintillator. Erfolgt der Einsatz von PXE bei Double Chooz erfolgreich, wird man sich auch hier für diesen Szintillator entscheiden.

Der Raum zwischen Nylonzylinder und Stahlwand beträgt 2 Meter und wird 20 Kilotonnen nichtszintillierenden Flüssigkeit gefüllt sein. An der Innenwand des Stahlzylinder sind 13500 Photomultiplier angebracht, die damit 30 % der Oberfläche abdecken.

Den Stahlzylinder umgibt ein mit Wasser gefülltes Myonveto, das mit 1500 Photomultipliern ausgestattet ist. Über der Konstruktion werden sich mit Plastikszintillatoren noch ein weitere Vetomechanismus befinden, ähnlich dem äußeren Veto Double Choozs. Abbildung 6.1 zeigt noch einmal den Aufbau des Detektors.

Der Detektionsprozess erfolgt analog zu dem bei KamLAND: Ein Neutrino erzeugt per inversem Betazerfall ein Neutron, das von einem Proton eingefangen wird. Wieder werden zwei zeitlich korrelierte Signale mit bestimmten Energien erzeugt.

Bei LENA vermessen werden sollen zum einen die diffuse Super Nova Neutrino Untergrundstrahlung, also Neutrinos, die bei Super Novae entstanden und heute eine Neutrino-Untergrundstrahlung erzeugen. Zum anderen möchte man solare Neutrinos untersuchen, besonders die bis heute wenig erforschten niederenergetischen. Auch die von KamLAND begonnene Messung von Geoneutrinos soll intensiviert und nach einer möglichen Protonzerfälle Ausschau gehalten werden. Sollte während der Laufzeit LENAs eine Super Nova innerhalb der Milchstraße stattfinden, so wäre der Detektor der ideale Ort, die dabei entstehenden Neutrinos zu beobachten und zu untersuchen.

Anhang A

Die Datenstruktur und ihre Verarbeitung

Hier sollen kurz die Datenstruktur des ADCs sowie ihre Verarbeitung mit selbstgeschriebenen Programmen erläutert werden.

A.1 Datenstruktur

Der ADC hat einen Speicher von 2562 Registern pro Kanal. Hier werden die Messdaten zwischengespeichert und zyklisch überschrieben. Erhielt der ADC nun ein Triggersignal, sei es durch eine externe Quelle oder ein einkommendes Signal, so wurde die Register per Controller von der Software MATAcq ausgelesen und in eine Datei geschrieben.

Diese Datei ist tabellarisch aufgebaut. Als Spalte enthält sie die vier Kanäle des ADCs, als Spalten die Registerwerte. Als Trennzeichen wird ein Semikolon verwendet, allerdings nur zwischen den Werten einer Zeile, dem viertem und letztem Wert folgt direkt der Zeilenumbruch.

Die Registerwerte sind in Bits angegeben. Durch die Auflösung von 12-Bit sind 4096 Werte möglich. Das Register hat den Wert Null, wenn die gemessene Spannung gleich oder tiefer als der kleinste Wert des Messbereichs war und 4095 bei Spannungen, die den Messbereich nach oben verlassen. Die dazwischen liegenden Spannungen sind linear in Bits umgerechnet.

Beim eingesetzten ADC ist zu beachten, dass Null der kleinste Wert des Messbereichs ist, kleinere Werte werden als 4096 gespeichert. Genauso ist 4095 der größte Wert des Messbereichs, darüber liegende haben den Bitwert 8191.

A.2 Quellcode

Hier sei exemplarisch der Quellcode eines Programms zur Verarbeitung der Messdaten angegeben. Die Funktion besteht darin, den jeweils tiefsten Spannungswert einer Messung zu finden und die Daten einer Messreihe dann anschließend in einer Datei zu speichern. Diese wird darauf von anderen Programmen ausgewertet.

```

#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>

int pedestal[4][2600]; //Pedestals des ADCs

int pot(int zahl,int potenz) //Potenzfunktion

int getped() //Funktion liest die Pedestals ein

int einlesen(int datnum)
{
    FILE *quelle;
    char c;
    char qname[100];
    int tief[4],ziffer[10],j,k,spalte;
    int zeile=0,zwischen=0,wert[4][2600];
    for (spalte=0;spalte<=3;spalte++)
    {
        summe[spalte]=0;
        ziffer[spalte]=0;
        tief[spalte]=0;
    }
    sprintf(qname,"meas%i.raw",datnum);
    //Das Programm MATAcq speichert die
    //Daten in Dateien dieser Namen
    quelle = fopen(qname, "r");
    if (quelle != NULL)
    {
        do
        {
            for (spalte=0;spalte<=3;spalte++)
            {
                j=0;

```

```

c=getc( quelle );
while (((c < 48) || (c >57)) && (c!=EOF))
//ASCII-Code 48 bis 57 sind die Ziffern 0 bis 9
{
c=getc( quelle );
}
while ((c >= 48) & (c <=57))
{
ziffer [j++]=c-48;
c=getc( quelle );
}
for (k=0;k<j;k++)
{
zwischen+=ziffer [k]*pot(10,(j-k-1));
//Aus einzelnen Ziffern wird eine Zahl
}
if (j>0)
{
if (zwischen==4096)
{
zwischen=0;
}
if (zwischen==8191)
{
zwischen=4096;
}
wert [spalte][zeile]=zwischen-
pedestal [spalte][zeile]+2024;
//Durch Addition der 2024 sind
//nur positive Werte moeglich
summe[spalte]+=wert [spalte][zeile];
if (wert [spalte][zeile]
<wert [spalte][tief [spalte]])
{
tief [spalte]=zeile;
}
}
zwischen=0;
}
zeile++;
}

```

84 ANHANG A. DIE DATENSTRUKTUR UND IHRE VERARBEITUNG

```
    while(c != EOF);
    fclose( quelle );
    return(wert[0][ tief[0]]);
    //Funktion gibt tiefsten Wert der Messung zurueck
}
else
{
    return(-1); //Fehlercode
}
}

int main(int argc, char **argv)
{
    int i=0,zwischen;
    FILE *ziel;
    getped();
    ziel = fopen(" hist.txt", "w");
    do
    {
        zwischen = einlesen(i);
        if (zwischen!=-1) fprintf(ziel,"%i\n",zwischen);
        //Daten werden in externe Datei
        //zur Weiterverwendung gespeichert
        i++;
    }
    while(zwischen >= 0);
    fclose(ziel);
    return(0);
}
```

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Fundamentarteilchen des Standardmodells[WdP08]	10
1.2	Neutrinoreaktionswirkungsquerschnitte	11
1.3	Anzahl leichter Neutrinos gemessen mit LEP	12
1.4	Massenhierarchieproblem	18
2.1	Oszillationswahrscheinlichkeit von Reaktor-neutrinos	23
2.2	Schematische Darstellung des Aufbaus des Chooz-Detektors	24
2.3	Aufbau des KamLAND-Detektors	26
2.4	Eingrenzung von m_{21}^2 und θ_{12} durch KamLAND	28
2.5	Neutrinooszillation gesehen von KamLAND	28
2.6	Luftbild des Kernkraftwerkes Chooz	29
2.7	Skizze eines Double Chooz-Detektors	31
2.8	Szintillatorplatte des äußeren Vetos	34
2.9	Anordnung der Szintillatorplatten des äußeren Vetos	34
2.10	Double Choozs Sensivität auf θ_{13}	38
3.1	Schematische Skizze eines Photomultipliers	40
3.2	Quanteneffizienz verschiedener Materialien	41
3.3	Fokussierung der Elektronen auf erste Dynode	42
3.4	PMTreaktionszeiten	43
3.5	Gainfaktorabhängigkeiten	46
3.6	Ursachen des Dunkelstroms	47
3.7	Temperaturabhängigkeit der Dunkelströme	48
3.8	PMTmagnetfeldabhängigkeit	49
3.9	PMT-Anordnung des inneren Vetos	50
3.10	Funktionsweise anorganischer Szintillator	52
3.11	Funktionsweise organischer Szintillator	54
3.12	Lichtdämpfung im Szintillator	56
4.1	Foto des Teststandes	60
4.2	Das Programm MATACQ	62

4.3	PMT Signal	64
5.1	Skizze Überprüfung der Lichtdichte	66
5.2	Spannungskalibration	69
5.3	Zeitkalibration	71
5.4	Skizze Messungen mit radioaktiven Präparaten	71
5.5	Betaspektrum	72
5.6	Energiespektrum von ^{90}Sr und ^{106}Ru	73
5.7	Photomultipliersignal im LED-Licht	74
6.1	Aufbau des LENA-Detektors	79

Tabellenverzeichnis

2.1	Double Chooz-Detektorabmessungen	35
2.2	Simulierte Untergrundraten für verschiedene Abschirmungen .	37
5.1	Messung der Lichtdichte	66
5.2	Messungen mit Lichtleiter	66
5.3	Kalibration der Zeitmessungen	70

Literaturverzeichnis

- [Blu08] Ed Blucher: „Outer Veto Status“, Vortrag, gehalten beim Double Chooz Collaboration Meeting in Kobe, März 2008
- [Cha32] James Chadwick: „The Existence of a Neutron“, Proc. Roy. Soc., A, 136, p. 692-708 (Received May 10, 1932)
- [Cho98] Chooz Collaboration: „Initial Results from the CHOOZ long Base-line Reactor Neutrino Oscillation Experiment“, PLB 420 397 (1998)
- [Cho03] Chooz Collaboration: „Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station“, hep-ex/0301017 (2003)
- [Cow56] C. L. Cowan, Jr., F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse und A. D. McGuire: „Detection of the Free Neutrino: A Confirmation“, Science 124, 103 (1956).
- [DCC04] Double Chooz Collaboration: „Letter of Intent for Double-CHOOZ: a Search for the Mixing Angle Θ_{13} “, hep-ex/0405032 (2004)
- [Goo06] Maury Goodman, Thierry Lasserre, „Double-CHOOZ: A Search for the Mixing Angle Θ_{13} “, hep-ex/0606025 v4 (2006)
- [Elt07a] Electron Tubes, „photomultipliers“, 2007
- [Elt07b] Electron Tubes, „photomultiplier accessories“, 2007
- [Elt07c] Electron Tubes, „Understanding photomultipliers“, 2007
- [Kam08] KamLAND Collaboration, „Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND“, hep-ex/0801.4589v2 (2008)
- [Kay05] Boris Kayser, „Neutrino physics“, hep-ph/0506165 v1 (2005)
- [Kno00] Glenn Frederick Knoll, „Radiation Detection and Measurement“, John Wiley & Sons Inc. 2000

- [Kod01] K. Kodama, et.al.: „Observation of tau neutrino interactions“, Physics Letters B 504 (2001) 218-224
- [Las07] Thierry Laserre, „Near detector site“, Vortrag, gehalten beim Double Chooz Collaboration Meeting in Oxford, September 2007
- [LEP05] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, „Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance“ hep-ex/0509008 (2005)
- [Mer06] Alexander Merle, Werner Rodejahn, „The Elements of the Neutrino Mass Matrix: Allowed Ranges and Implications of Texture Zeros“, hep-ph/0603111 (2006)
- [PDG06] W-M Yao et al 2006 J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 33 1
- [Sch97] Norbert Schmitz, „Neutrino Physik“, Teubner Stuttgart 1997
- [Sup04] Super-Kamiokande Collaboration: Y.Ashie, „Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation“ hep-ex/0404034 (2004)
- [WdP08] http://www.weltderphysik.de/_img/article_large/susy_standardmodell.gif
- [Wik08a] http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/ab/Photomultiplier_schema_de.png
- [Wik08b] http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/9/96/Beta_Ray_Spectrum-de.svg/400px-Beta_Ray_Spectrum-de.svg.png
- [Wur07] M. Wurm et al., „Detection potential for the diffuse supernova neutrino background in the large liquid-scintillator detector LENA“, astro-ph/0701305v1 (2007)
- [Zub04] Kai Zuber, „Neutrino physics“, IoP Bristol 2004

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, deren Hilfe und Zuwendungen mir das Erstellen dieser Arbeit erst möglich gemacht haben. In erster Linie gilt der Dank meinen Eltern und der restlichen Familie, die mir ein starker Rückhalt sind, auf deren Rat und Unterstützung ich bauen kann.

Vielen Dank an Prof. Dr. Caren Hagner für die Übertragung dieser Diplomarbeit und bei Dr. Raoul Zimmermann für die Betreuung, sowie Prof Dr. Walter Schmidt-Parzefall für das Gutachten.

Danke auch meinen Kollegen Benny, Björn, Burkhard, Carsten, Christian, Christoph, Daniel, Eicke, HaJo, Jan L., Jan M., Martin, Matthias, Michael, Rayk, Rocko, Torben, Thorsten und Yannik für die vielen Ratschläge und Tipps und die nette Zeit mit euch.

Danke meinen Freunden für die vielen schönen Stunden, sowie meinen Mitbewohnern im Wohnheim, die das Zusammenleben mit mir ertragen mussten. Danke meinen Trainern Heinz, Gesine, Inge, Thore und Henry und meinen sportlichen Mitstreitern für eure Geduld mit mir und den Sport, der mir soviel Ausgleich bietet.

Ein letzter Dank gebührt noch meinem Physiklehrer Herrn Strakeljahn, der es geschafft hat mich für die Physik zu begeistern und ohne den ich wohl nie Physik studiert hätte.

Versicherung und Einverständniserklärung zur Veröffentlichung

Hiermit versicher ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbstständig und ausschließlich mit den angegebenen Quellen verfasst habe. Ferner erkläre ich mich mit der Bereitstellung der vorliegenden Diplomarbeit in den Bibliotheken des Instituts für Experimentalphysik und des Fachbereichs Physik der Universität Hamburg einverstanden.

Hamburg, den 2.Juni 2008