Technische Universität München Fakultät für Physik



Abschlussarbeit im Bachelorstudiengang Physik

Entwicklung eines Precision Optical CAlibration Moduls für IceCube-Gen2

Development of a Precision Optical CAlibration Module for IceCube-Gen2

Kilian Holzapfel

12. August 2015

Erstgutachter (Themensteller): Prof. E. Resconi Zweitgutachter: Dr. Jochen Greiner

Abstract

IceCube is one of the biggest neutrino detector in the world and started to measure atmospheric and astronomical neutrinos with an energy over $100 \, GeV$ in 2010. The detector manly uses the ultra clear Ice in a depth from 1450 to 2450 meters of the antarctic glacier at the South Pole. A volume of $1 \, km^3$ is instrumented with 5160 digital optical modules (DOMs), deployed on 86 strings. When neutrinos interact with nuclei in the ice, secondary particles are produced which emit photons the DOMs register. According to the recorded time-intensity-profile of all DOMs the neutrinos direction and energy are reconstructed[1][5].

An upgrade called IceCube-Gen2 is planed for high and low energies and will be installed at the South Pole in the next decade. The Precision IceCube Next Generation Upgrade (PINGU) will be implemented at the lower center of IceCube. PINGU is designed to reduce the energy threshold to measure more precisely the second mass splitting term through the study of the neutrino oscillation of atmospheric neutrinos. Therefore the ice properties and the light response of the DOMs have to be verified with higher precision than what achieved in IceCube. The Precision Optical Calibration Module (POCAM) is a new self-calibrating device to verify the lower GeV energy scale. That is done by simulating a cascade like event with a ns-pulsed isotropic light point source. The POCAM consists of the well know and tested glass pressure sphere to make it cost-efficient and easy integrable during the deployment at the South Pole. Inside the housing the light output of a short pulsed LED has to be diffused out to achieve the isotropic light pulse. The baseline geometry of that is a multi-hole integrating sphere of Teflon. A pin diode inside the integrating Sphere measures the amount of light in time for pulse reconstruction and self-calibration. I begin describing breafly the history in chapter 1 and the basics of the neutrino oscillation in chapter 2. After an introduction in IceCube, PINGU and the calibration in chapter 3, the baseline geometry is tested for the needed optical properties in several geometrical varieties in chapter 4[1][5].

Inhaltsverzeichnis

Α	bstract	iii
1	Geschichte des Neutrinos	1
	1.1 Energieerhaltung im β -Zerfall	1
	1.2 Neutrino-Hypothese	2
	1.3 Eine lange Suche	3
	1.4 Die drei Leptonen-Generationen	3
	1.5 Solare-Neutrinos	4
	1.6 Atmosphärische Neutrinos	5
2	Neutrino-Oszillation im Vakuum	7
3	IceCube und Gen2	11
	3.1 Der Detektor	12
	3.2 Kalibration	16
	3.3 Gen2 und PINGU	17
4	POCAM Precision Optical CAlibration Modul	19
-	4.1 Integrierende Sphäre einer intransparenten Schicht mit Löchern	20
	4.2 Integrierende Sphäre aus einer semitransparenten Schicht	34
5	POCAM - Ergebnisse und Ausblick	37
Li	teraturverzeichnis	39

Kapitel 1 Geschichte des Neutrinos

1.1 Energieerhaltung im β -Zerfall

Ende des 19. Jahrhunderts entdeckte Bequerel den β -Zerfall und damit die Radioaktivität. Lange Zeit waren nur drei Subatomare Teilchen und zwar: Proton (p^+) , Elektron (e^-) und Photon. So glaubte man, ein Atomkern X mit der Ladung N zerfällt zu einem Atom Y mit der Ladung N + 1 unter Aussendung eines e^- .

$${}^{A}_{Z}X_{N} \longrightarrow {}^{A}_{Z+1}Y_{N-1} + e^{-}.$$

$$(1.1)$$

Da es sich anscheinend um einen Zerfall in zwei Teile handelte, brachte dies aber zwei wesentliche Probleme mit sich. [6]



Abbildung 1.1: Kontinuierlichen e^- -Energie-Spektrums des β -Zerfalls von ²¹⁰Bi [8]

Die Drehimpulserhaltung schien verletzt, da Proton, Neutron und Elektron Teilchen mit halbzahligem Spin sind. Elektron und Proton koppeln jedoch zu einem ganzzahligen Spin. Das zweite Anhand der Abbildung 1.1 wird das zweite Problem der Energieerhaltung ersichtlich. Das gemessene Spektrum der kinetischen Energie der emittierten Elektronen war kontinuierlich (Abbildung 1.1). Da das Neutron aber kaum kinetische Energie aufnahm, sollte die bei dem Zerfall freiwerdende Energie fast vollständig das Elektron erhalten. Es wurde also ein diskretes Spektrum erwartet und das gemessene kontinuierliche Spektrum konnte nicht erklärt werden. Es schien, als würde Energie *verloren* gehen. Diese Tatsache veranlasste Niels Bohr beinahe dazu, den Energieerhaltungssatz aufgeben. [3]

1.2 Neutrino-Hypothese

1930 postulierte Wolfgang Pauli ein neues Teilchen. In einem offenen Brief schrieb er:

...es könnten elektrisch neutrale Teilchen, die ich Neutronen nennen will, in den Kernen existieren, welche den Spin 1/2 haben und das Ausschliessungsprinzip befolgen und sich von Lichtquanten außerdem noch dadurch unterscheiden, dass sie nicht mit Lichtgeschwindigkeit laufen. — Das kontinuierliche β -Spektrum wäre dann verständlich unter der Annahme, daß beim β -Zerfall mit dem Elektron jeweils noch ein Neutron emittiert wird, derart, daß die Summe der Energien von Neutron und Elektron konstant ist. [9]

Enrico Fermi war von diesem Ansatz begeistert und entwickelte darauf basierend eine Theorie über die grundlegenden Eigenschaften dieses Teilchens. Er änderte den Namen in Neutrino, da 1932 James Chadwick das heute unter den Namen Neutron bekannte Teilchen entdeckte. Entgegen Paulis Vorstellung entstehen in Fermis Theorie Elektron und Neutrino erst im β -Zerfall selbst und sind nicht bereits im Atomkern vorhanden. Der β -Zerfall erweiterte sich mit $\overline{\nu}$ als Anti-Neutrino dadurch zu

$$n \longrightarrow p^+ + e^- + \overline{\nu_e}. \tag{1.2}$$

Anhand des Energiespektrums der β -Strahlung grenzte er die Neutrino-Masse auf sehr viel klein als die Elektronen-Masse ein.

Die Theoretiker Hans Bethe und Rudolf Peierls berechneten 1935 den phantastisch kleinen Wert des Wirkungsquerschnitts von 10^{-44} cm^2 . Damit ist die mittlere freie Weglänge in Wasser für Neutrinos aus einem β -Zerfall 1000 Lichtjahre. Sie schlossen daraus, dass es unmöglich sei, Neutrinos experimentell nachzuweisen. Grund hierfür war, dass offensichtlich entweder ein Detektor mit sehr großem Volumen oder eine sehr starke Neutrino-Quelle benötigt werde, um Neutrinos zu beobachten. [6]

1.3 Eine lange Suche

In den folgenden Jahren befassten sich viele Wissenschaftler mit dem Nachweis von Neutrinos. Die Untersuchungen ergaben neue Reaktionen mit möglicher Beteiligung von Neutrinos.

Mit der Entwicklung der Atombombe im 2. Weltkrieg, entstanden die ersten Kernreaktoren und damit starke Neutrino-Quellen. Clyde Cowan und Frederick Reines entwickelten daraufhin in den 50er Jahren ein Experiment, dass die in Kernreaktoren erzeugten Antineutrinos mit der, auch inverser β -Zerfall genannten, Reaktion

$$\overline{\nu_e} + p^+ \longrightarrow n + e^+ \tag{1.3}$$

nachweisen sollte. Elektron-Antineutrino $(\overline{\nu_e})$ reagiert mit einem Proton (p^+) zu Neutron (n) und Positron (e^+) .

Nach kurzer Zeit rekombiniert das Positron rekombiniert unter entgegengesetzter Ausstrahlung zweier 511 $keV \gamma$ -Strahlen mit einem Elektron. Das Neutron muss zuerst durch Streuung an Atomkernen abgebremst werden, um anschließend von einem geeigneten Kern absorbiert zu werden. Dabei entsteht ein zweiter zeitversetzter γ -Quant.

Technisch realisierten Cowan und Reines den Detektor mit Wasser-Cadmiumchlorid-Gemisch befüllten Tanks, die von Szintillatorschichten und Photomultipliern umgeben waren. Erste Versuche scheiterten jedoch am zu großem Störeinfluss der Kosmische-Strahlung. An der Savannah River Site in South Carolina errichteten sie, 11 m vom Kernreaktor entfernt und 12 m unter der Erde, zur besseren Abschirmung der kosmischen Strahlung, einen Detektor. Dieser bestand aus zwei Tanks mit insgesamt 40 kg Cadmiumchlorid und 200 l Wasser, die von 110 Photomultipliern beobachtet wurden. Die Messdaten deuteten auf eine Rate von etwa $3 \frac{Neutrinos}{Stunde}$ hin. Um Zweifel auszuschließen, wurde der Reaktor heruntergefahren und noch weitere Kontrollversuche durchgeführt. 1956 veröffentlichten Cowan und Reines ihren Nachweis des seit fast 30 Jahren gesuchten Neutrinos. [2]

Peierls, der der Meinung war, dass ein experimenteller Nachweis ausgeschlossen sei, kam später zu der Erkenntnis, dass weder mit der *Existenz von Kernreaktoren*, die Neutrinos in riesigen Mengen produzieren, noch mit dem Erfindungsreichtum der Experimentatoren gerechnet habe.[10]

1.4 Die drei Leptonen-Generationen

Als sekundäres Teilchen der kosmischen Strahlung wurde 1936 das Myon (μ) entdeckt. Doch erst im Jahr 1947 entpuppte es sich als Lepton der zweiten Generation. Damit stellte sich auch die Frage, ob es zwei Neutrinoarten, Elektronund Myon-Neutrinos, gibt. Anfang der 60er Jahre des 20. Jahrhunderts wies Melvin Schwartz erstmals Myon-Neutrinos nach. Er untersuchte einen künstlich durch Pionen-Zerfällen erzeugten Neutrino-Strahl mit einer Funkenkammer. Dabei zeigten sich hauptsächlich Myonen erzeugende Neutrino-Wechselwirkungen. Daraus schloss Schwartz die Existenz eines Myon-Neutrinos.[2]

In den 70er Jahren gelang der Nachweis der dritten Leptonen Generation, die bereits zuvor zur Erklärung der CP-Verletzung postuliert wurde, mit der Entdeckung des τ -Leptons.

$$\tau^- \longrightarrow \pi^- + \nu_\tau \tag{1.4}$$

lies kaum Zweifel an der Existenz von τ -Neutrinos zu. Erst im Jahr 2000 erbrachte das DONUT-Experiment am FermiLab den zweifelsfreien Nachweis. Dabei laf die Schwierigkeit in der Erzeugung eins starken Strahls aus τ -Neutrinos.[2]

Heute bilden die drei negativ geladenen Teilchen — Elektron (e^-) , Myon (μ^-) und Tauon (τ^-) — mit den jeweiligen elektrisch neutralen Neutrinos — Elektron-Neutrino (ν_e) , Myon-Neutrino (ν_{μ}) und Tau-Neutrino (ν_{τ}) — und den 6 entsprechenden Antiteilchen — $\overline{\alpha^-}$ bzw. $\overline{\nu_{\alpha}}$ mit $\alpha \in \{e, \mu, \tau\}$ — die drei Leptonen Generationen.

1989 wurde die Zerfallsbreite der Z-Bosonen in Collider-Experimenten gemessen. Da jedes Teilchen das elektroschwach wechselwirkt an das Z-Boson koppelt und im Standard-Model jedes Teilchen eine Erhöhung der Zerfallsbreite bewirkt, konnte die Zahl der Neutrinos mit Masse kleiner der halben Z-Masse auf 3 bestimmt werden. Sollten weitere leichte Neutrinos existieren, können diese nicht an die elektroschwache-WW koppeln und würden als sterile Neutrinos bezeichnet werden.[2]

1.5 Solare-Neutrinos

Wie in Atomreaktoren bei der Kernspaltung entstehen auch in der Sonne bei der Kernfusion Neutrinos. Diese solaren Neutrinos begann Raymond Davis in den 1960er Jahren mit dem Homestake-Experiment zu untersuchen. In der Homestake-Goldmine 1400 m unter der Erde entstand ein Detektor aus 100.000-Gallonen (ca. 450.000 l) Tetrachlorethen (C_2Cl_4). Die solaren ν_e wandeln das Chlor in Argon um. Die Einfangreaktion ist

$$\nu_e + {}^{37}Cl \longrightarrow {}^{37}Ar + e^-. \tag{1.5}$$

Das entstandene radioaktive Argon-Atom ist nachweisbar.

Zunächst gelang kein Nachweis. Raymond jedoch verfeinerte das Experiment konsequent. Der gemessene Neutrinofluss betrug 0.5 Neutrinos pro Tag. Dies entspricht in etwa einem Drittel der aus dem Standardmodell und dem Standardsonnenmodel (SSM) vorhergesagten Rate. Versuche, das SSM an den gemessenen Neutrinofluss anzupassen, ließen sich jedoch nicht realisieren. Die Lösung diese Rätsels liegt in der im Kapitel 2 näher beschriebenen Neutrino-Oszillation, die auf dem Weg von Entstehungs- zum Detektionsort einen Teil der entstandenen ν_e in die anderen beiden Neutrinoarten umwandelt.[2]

1.6 Atmosphärische Neutrinos

Die hochenergetische kosmische Strahlung besteht überwiegend aus Protonen. Treffen diese auf die Atmosphäre, entstehen unter anderem Mesonen. Mesonen bezeichnen instabile Teilchen aus einem Quark und einem Antiquark. Den häufigsten Zerfallskanal bildet das geladene Pion (π^+ und π^-) mit

$$\pi^- \to \mu^- + \overline{\nu_\mu} \tag{1.6}$$

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \tag{1.7}$$

Das μ zerfällt wiederum fast ausschließlich mit der Reaktion

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \overline{\nu_e} + \nu_\mu \tag{1.8}$$

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \overline{\nu_\mu}. \tag{1.9}$$

Beachtet man den Unterschied zwischen Neutrino und Antineutrino nicht, so entstehen pro π -Zerfall ein Elektron-Neutrino und zwei μ -Neutrinos (1:2). Energiereiche Myonen erreichen möglicherweise die Erde, bevor sie zerfallen. Dadurch wird der Anteil an Elektron-Neutrino und das Verhältnis kleiner. [3]

Kosmische Strahlung trifft über die ganze Welt verteilt auf die Atmosphäre und erzeugt Neutrinos mit deutlich höheren Energien als die der Sonne oder Kernreaktoren. Da Neutrinos die Erde fast ungehindert durchdringen, kann ein Detektor das Verhältnis aus μ -Neutrinos und Elektron-Neutrinos für verschiedene Entfernungen von ca 10 km bis 13 000 km untersuchen. Dazu muss dieser selbstverständlich die Richtung der Neutrinos bestimmen können. Dies geschieht zum Beispiel mit Tscherenkow-Strahlungs-Detektoren wie ANTARES, Super-Kamiokande und IceCube, deren Detektonsmaterialen Wasser oder Eis sind. Wechselwirkt ein Neutrino mit den Detektormaterialien Wasser oder Eis, löst dies ein μ^- oder e^- mit einer Geschwindigkeit, die die des Lichtes im entsprechenden Medium übersteigt, aus und Tscherenkow-Strahlung entsteht.[3]

Im Juni 1998 gelang der zweifelsfreie Nachweis der Neutrino-Oszillation von atmosphärischen μ -Neutrinos am Super-Kamiokande-Detektor. Dabei oszillierten Neutrinos mit einer kurzen Fluglänge kaum. Mit steigender Fluglänge jedoch ließ sich eine Oszillation nachweisen.

Kapitel 2 Neutrino-Oszillation im Vakuum

Bruno Pontecorvo brachte 1957 die Idee einer Neutrino-Oszillation mit der möglichen Umwandlung von Neutrino und Anti-Neutrino ins Spiel. Heute versteht man unter Neutrino-Oszillation jedoch den Wechsel zwischen den drei verschieden Generationen. Die Oszillation ist möglich, da die quantenmechanischen Masseneigenzustände nicht mit den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung (WW) übereinstimmen. Neutrinos entstehen durch die schwache-WW in den drei Flavour-Zuständen $(\nu_e, \nu_\mu \text{ und } \nu_{\tau})$. Jeder dieser drei Flavour ist eine linear Kombination der Massen-Eigenzustände, welche mit ν_1, ν_2 und ν_3 bezeichnet werden und in Abbildung 2.1 dargestellt sind. Die Massen-Eigenzustände breiten sich als ebene Welle aus und



Abbildung 2.1: Neutrino-Masseneigenzustäde in normaler Hyrachie links und inverser rechts, mit den jeweiligen Komponenten der Eigenzustände der schwachen-WW[7].

haben durch ihre ungleiche Masse in der Quantenphysik auch unterschiedliche Wellenlängen. So entsteht ein von der Flugstrecke abhängiger Phasenunterschied, der die Linearkombination der Massen-Eigenzustände verändert. Dieser streckenabhängige Zustand ist nun nicht mehr einem einzigen Flavour zuzuordnen, sondern eine lineare Kombination der drei Flavour-Zustände.

Für die Beschreibung der Oszillation wichtige Parameter sind drei Mischungswinkel θ_{ij} und die Quadrate der Massendifferenzen $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ mit $i \neq j$; $i, j \in \{1, 2, 3\}$. Von denen genannten Parametern sind zwei linear unabhängig. Die Mischungswinkel geben die Linearkombination zwischen Flavour und Massen-Eigenzustände an und durch die Massendifferenzen entstehen die Wellenlängenunterschiede. Experimente konnten bis heute die Mischungswinkel und die für solare Neutrinos sensitive Massendifferenz Δm_{21} bestimmen. Aus dem zweiten Massenterm Δm_{31} , welcher für die atmosphärischen besonders wichtig ist, ist lediglich der Betrag bekannt. Damit ist entwerder die Normale-Hyrachie ($m_1 < m_2 < m_3$) oder Invertierte-Hyrachie ($m_3 < m_1 < m_2$) möglich. Beide Varianten sind mit den entsprechenden Mischungswinkeln in Abbildung 2.1 visualisiert.

Mathematisch lässt sich die Oszillation in Vakuum wie folgt beschreiben. Die Flavour-Zustände der schwachen-WW $|\nu_{\alpha}\rangle$ mit $\alpha \in \{e, \mu, \tau\}$ sind eine Linearkombination aus den Masseneigenzuständen $|\nu_{j}\rangle$ mit $j \in \{1, 2, 3\}$. Die beiden sind über

$$|\nu_{\alpha}\rangle = \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha j} |\nu_{j}\rangle \tag{2.1}$$

miteinander verknüpft, wobei U die Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) Matrix

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} s_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - s_{13}s_{23}c_{12}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - s_{13}c_{12}c_{23}e^{-i\delta} & -s_{23}c_{12} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

$$(2.2)$$

ist. Darin sind $s_{ij} = \sin(\theta_{ij}), c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$ mit den Mischungswinkel θ_{ij} und δ die CP-verletzende Phase. Die 3×3 Matrix U in (2.2) erscheint zunächst recht unübersichtlich, kann aber auch als Kombination der drei verschieden zwei Neutrino Oszillationen Matrizen U_{ij} dargestellt

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

Die zeitliche Entwicklung der Massen-Eigenzustände während der Ausbreitung wird mit der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung, mit dem Hamilton-Operator in Vakuum H und $\hbar = c = 1$,

$$i\frac{\delta}{\delta t} |\nu_j(t)\rangle = H |\nu_j(t)\rangle = E_j |\nu_j(t)\rangle$$
(2.4)

mit der Lösung

$$|\nu_j(t)\rangle = e^{-iE_jt} |\nu_j\rangle \tag{2.5}$$

beschrieben. Mit (2.1) ergeben sich die zeitabhängigen Flavon-Zustände

$$|\nu_{\alpha}(t)\rangle = \sum_{j=1,2,3} U_{\alpha j} e^{-iE_j t} |\nu_j\rangle \quad . \tag{2.6}$$

Dies kann wiederum durch den erzeugenden Flavon-Zustand ν_β ausgedrückt werden:

$$|\nu_{\alpha}(t)\rangle = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \sum_{j=1,2,3,} U_{\alpha j} e^{-iE_j t} U^*_{\beta j} |\nu_{\beta}\rangle \quad .$$
(2.7)

Angenommen alle $|\nu_j\rangle$ haben den gleichen Impuls $p = E_{\nu}$, so gilt für relativistische Neutrinos $E_i - E_j \approx (m_i^2 - m_j^2)/2p = \Delta m_{ij}^2/2p$ und $L = ct \approx t$. Die Amplitude des Flavour-Übergangs ν_{α} in ν_{β} ist dann:

$$\langle \nu_{\beta} | \nu_{\alpha}(E_j, L) \rangle = \sum_{j=1,2,3,} U_{\alpha j} U^*_{\beta j} e^{-iE_j L}$$
(2.8)

und die Wahrscheinlichkeit

$$P_{\alpha \to \beta}(E_{\nu}, L) = |\langle \nu_{\beta} | \nu_{\alpha}(E_{\nu}, L) \rangle|^{2} = \sum_{j=1,2,3} \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i} U_{\beta i}^{*} U_{\alpha j}^{*} U_{\beta j} e^{i\Delta m_{ij}^{2} \frac{L}{2E_{\nu}}} .$$
(2.9)

Kapitel 3 IceCube und Gen2

IceCube ist ein Neutrino-Teleskop in der unmittelbaren Nähe zum Südpol. 5160 optische Sensoren sind in einer Tiefe von 1500 m bis 2500 m im ultraklaren antarktischen Eis platziert. Der Detektor, welcher in Abbildung 3.1 dargestellt ist, umfasst ein Volumen von $1 km^3$ mit einer Masse von einer Gigatonne. Wechselwirkt ein Neutrino



Abbildung 3.1: Schematische 3D-Darstellung von IceCube, IceTop und DeepCore.[1] mit den Atomen im Eis, entstehen sekundäre geladene Teilchen, die Tscherenkow-

Licht emittieren. Durch das Licht können sowohl Richtung und Energie als auch der Flavor des Neutrinos bestimmt werden.

Die Ziele von IceCube sind die Astronomie mit Neutrinos und die Untersuchung der Neutrinos selbst. Neutrinos sind für die Astronomie ein sehr junges und wichtiges Instrument, da sie nur mit der schwachen-WW und Gravitation wechselwirken aber beinahe ungehindert durch jegliche Materie zur Erde gelangen. Dies gibt den Anlass nach Quellen der kosmischen Strahlung, dunkler Materie und Supernoven gesucht. Atmosphärische Neutrinos stellen auf der einen Seite einen starken Hintergrund dar und auf der anderen Seite soll damit die Neutrino-Oszillation untersucht werden.

Für die Zukunft sind Erweiterungen des Detektors mit zusätzlicher Hardware geplant, die um das Jahr 2020 realisiert werden sollen. Dieses Vorhaben soll im JAhr 2020 in die Tat umgesetzt werden (vgl. Kapitel 3.3).

3.1 Der Detektor

Der Detektor besteht im Wesentlichen aus den drei Bereichen (Abbildung 3.1 und 3.2): IceCube, DeepCore und IceTop. Das Kernstück jedes Segments bilden die autonom arbeitenden Digitalen Optischen Module (DOMs) (Abbildung 3.4). IceCube besteht aus einem Raster von 80 Strings mit einem Abstand von 125 m. An jedem String sind 60 DOMs in 17 m Abständen angebracht. Damit ist es möglich, Neutrinos ab einer Energie von 100 GeV zu detektieren.

IceTop besteht aus 160 Eistanks an der Eisoberfläche mit je 2 DOMs, da das natürliche Eis an dieser Stelle nicht klar genug ist. Hier werden Teilchenschauer, ausgelöst von der kosmischen Strahlung, bis zu einer Grenze von ca. 100 TeV detektiert.

Ein DOM (Abbildung 3.4) besteht aus einem 25 cm Photomultiplier (PMT), 13 LEDs zur Kalibrierung, Elektronik für die Energieversorgung, Netzwerk und Digitale-/Analoge-Signalverarbeitung. Diese Bestandteile finden sich in einer Glaskugel mit einem Durchmesser von ca. 35 cm wieder. Jeder DOM digitalisiert die gemessenen Lichtimpulse selbständig. Es kann lediglich Zeit und Intensität aber nicht die Richtung des einfallenden Lichts ermitteln. Registrieren zu einem Zeitpunkt genügend DOMs Licht, werden die Signale aller DOMs über ein Intervall von $20 \,\mu s$ ausgelesen und an der Oberfläche als ein Event gespeichert.

Somit kommen Daten von rund 1 TB/Tag zusammen. Noch am Ort muss jedoch eine Auswahl der interessantesten Events zur weiteren Analyse durchgeführt werden, da über die Satellitenverbindung nur ca. 100 GB/Tag hochgeladen werden kann. Die restlichen Daten werden erst später mit dem Flugzeug auf Festplatten ausgeflogen.

3.1.1 Das Eis

Über die letzten 100 000 Jahre hat sich das Eis in der Antarktis gebildet. Jedes Jahr wächst es um eine nahezu horizontale Schicht. In der Tiefe des Detektors von mehr als



Abbildung 3.2: Oben links ist die horizontale Anordnung der Strings des gesamten Detektors und rechts eine Vergrößerung des geplanten PINGU-Arrays mit den bestehenden IceCube und DeepCore Strings dargestellt. Unten links ist die vertikale Verteilung der DOMs in den drei Detektorbereichen mit dem Plot der Staubkonzentration im Eis links daneben abgebildet.[1]



Abbildung 3.3: Von links nach rechts ist eine schrittweise Vergrößerung des Aufbaus eines Strings in PINGU dargestellt. Der Aufbau eines IceCube Strings ist dem sehr ähnlich und hat eine deutlich größeren Abstand zwischen den einzelnen DOMs.[1]



Abbildung 3.4: Digital Optical Module (DOM) im vertikalen Querschnitt. In der unteren Halbkugel ist nur das PMT und in der oberen ist die ganze Elektronik mit LEDs zur Kalibrierung untergebracht.[5]

 $1500 \,m$ sind durch das Alter und den hohem Druck > $150 \,bar$ keine Lufteinschlüsse vorhanden. Jedoch sind die Spuren der Erdgeschichte wie Vulkanausbrüchen oder Meteoriteneinschlägen in Form von Staubpartikeln im Eis konserviert. Dies führt zu einer überwiegend vertikalen Abhängigkeit der optischen Eigenschaften, wie in Abbildung 3.5 dargestellt.



Abbildung 3.5: Freie Weglänge (links) und Absorbtion (rechts) im Antarktischen Eis als Funktion von Tiefe und Wellenlänge.[5]

3.1.2 Die Bohrung

Zur Positionierung der DOMs wird ein 2500 m Tiefer Schacht mit heißem Wasser aufgetaut. Der Schacht bleibt stets mit Wasser gefüllt. Ist die Bohrung abgeschlossen, werden die an einem Seil befestigten DOMs hinabgelassen. Anschließend friert das Loch langsam zu. Das von der Lochwand nach innen wachsende Eis nimmt anfangs kaum Luft auf. Die Luft bleibt im flüssigen Wasser, womit die Konzentration darin stetig steigt, bis ein Wert überschritten wird an dem sogar bei dem enormen Druck von über 200 bar Blasen entstehen. Daher bildet sich in der Mitte des Bohrlochs ein Bereich mit unklarem Eis, in dem sich zum Teil die DOMs befinden. Gut zu sehen ist dieser Effekt auf den Aufnahmen der *Swedish Camera* in Abbildung 3.6. Dieses Locheis gestaltet die Messung der winkelabhängigen Lichtempfindlichkeit der DOMs als schwierig, wie in Abbildung 3.7 zu sehen ist.

Durch diesen Bohrprozess ist außerdem die genaue Position und Ausrichtung der DOMs, so wie der Datenkabel, nicht genau bekannt.



Abbildung 3.6: Die Swedish Camera ist ein Kamerasystem bestehend aus zwei Kameras in zwei benachbarten DOMs außerhalb des IceCube Arrays. Die weißen kreisförmigen Bereiche auf den Bildern sind deutlich zu sehen. Dies ist das trübe Eis im Zentrum des Bohrlochs.[1]

3.2 Kalibration

Die Kalibrierung des gesamten Detektors ist eine komplexe Aufgabe. Die größten Unsicherheitsfaktoren sind die, die Einfluss auf die Bestimmung der im Detektor freigesetzten Energie haben. Das ist zum einen die Empfindlichkeit der DOMs und zum anderen die optischen Eiseigenschaften.

Jeder DOM besitzt eine eigene Lichtempfindlichkeit. Sie stellt den Zusammenhang zwischen der am DOM in Wirklichkeit angekommenen Lichtintensität und dem daraus erzeugten digitalen Signal dar. Das hängt im Wesentlichen von der unterschiedlichen Effizienz der PMTs und den optischen Eigenschaften des Glasgehäuses ab.

Die zweite gemessene Größe ist die Zeit. Sie muss über den gesamten Detektor möglichst konstant sein. In jedem DOM ist eine eigene Uhr eingebaut, die mit einer, an der Oberfläche stationierten Uhr, synchronisiert wird. Durch die immensen Ausmaße des Detektors entstehen Entfernungen von bis zu $3.5 \, km$, über welche die Synchronisation erfolgen muss.

3.2.1 Kalibrationsmodule

Um die in 3.1.1, 3.1.2 und 3.2 beschriebenen Unsicherheiten zu minimieren, sind Kalibrationsmodule im Eis platziert.



Abbildung 3.7: Darstellung des Einflusses von Locheis (gepunktet) auf die winkelabhängige Empfindlichkeit der DOMs (Kreis in der Mitte). Ein nach unten fliegendes Myon (μ , gestrichelte Linie) emittiert Cherenkow-Strahlung (wellenförmig). Das Licht wird an Blasen im Locheis gestreut und erreicht den im DOM nach unten gerichteten Photomultiplier (gestrichelt im DOM).[1]

Jeder DOM besitzt in seiner oberen Halbkugel 12, in einer Ebene liegende, LEDs, die sogenannten *LED-Flasher*, auch zu sehen in 3.4. Alle LEDs lassen sich einzeln ansteuern und können mit einer minimalen Pulsbreite von 7*ns* leuchten. Der emittierte Lichtpuls wird von den umliegenden DOMs registriert. Damit können die Eiseigenschaften, DOM-Empfindlichkeit, absolute Zeit, sowie Ausrichtung und Postion der DOMs gemessen werden.

Minimal ionisierende μ -Events werden benutzt um die absolute Energie-Skala zu verifizieren. Bei diesem Prozess wird die am DOM gemessenen Energie mit der im Eis freigesetzten Energie verknüpft.

3.3 Gen2 und PINGU

Gen2 vereint die möglichen Erweiterungen für IceCube und lässt sich in die jeweiligen Erweiterungen für Neutrinos mit hoher und niedriger Energie unterteilen. Zur Beobachtung von Neutrinos mit hohen Energien im TeV und PeV Bereich, die vor allem für die Astronomie wichtig sind, ist es sinnvoll das Detektorvolumen anzuheben. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit für die Beobachtung eines solchen Ereignisses erhöht. Atmosphärische Neutrinos sind hingegen sehr zahlreich und haben eine geringere Energie. Um anhand dieser die Oszillation und damit vor allem die Neutrino-Massen-Hierarchie zu messen, sind genauere Messungen mit geringeren Unsicherheiten im Vergleich zu IceCube und DeepCore notwendig. Dazu ist PINGU (Precision IceCube Next Generation Upgrade) mit einer deutlich höheren Sensordichte und neuen Kalibrations-Modulen im Zentrum von IceCube geplant.

PINGU baut auf dem erfolgreichen System von IceCube auf. Es sollen 40 neue Strings, deren Anordnung in Abbildung 3.2 dargestellt ist, mit je 96 DOMs an die Stelle von IceCube/DeepCore errichtet werden. Mit einem Abstand der Strings untereinander von 22 m und einer Distanz zwischen den DOMs von 3 m, wird ein Array mit hoher Sensor-Dichte gebildet. Die neuen DOMs in PINGU, auch PDOMs genannt, sind den IceCube DOMs sehr ähnlich. Diese müssen jedoch neu entwickelt werden. Der Grund dafür sind die gestiegenen Anforderungen und ein Großteil der früher verwendeten Hardware ist nicht mehr verfügbar. Das gesamte Projekt ist noch in der Entwicklungs-Phase und so stehen zentrale Fragen, wie ein oder mehrere PMTs pro PDOM und damit auch ob zylinder- oder kugelförmig, nicht fest.

Ein wesentliches Ziel von PINGU ist die systematischen Fehler klein zu halten, bzw. eine Reduzierung im Vergleich zu IceCube zu erreichen. Dazu müssen ebenfalls die Kalibration präziser werden. Jeder PDOM besitzt wie in IceCube LED-Flasher, die jedoch deutlich besser vor der Installation im Eis kalibriert werden. Zusätzlich sind weitere Kameras geplant, mit Hilfe derer unter anderem der Vereisungs-Prozess untersucht werden soll. Außerdem soll ein Precision Optical CAlibration Module (POCAM) als eine von den PDOMs gelöste diffuse Lichtquelle an jedem PINGU String angebracht werden. Im folgenden Kapitel 4 wird diese Modul näher beschreiben und Konzepte für die Realisierung vorgestellt.

Kapitel 4 POCAM Precision Optical CAlibration Modul

Das Precision-Optical-CAlibration-Modul(POCAM) stellt ein neuartiges Kalibrationsmodul für PINGU dar, das zwischen zwei PDOMs am String plaziert werden soll. Die Idee hierbei ist, eine selbst-kalibrierende Lichtquelle in PINGU zu integrieren deren Abstrahlcharakteristik sehr genau bekannt ist und einen großen Teil von PINGU ausleuchtet.



Abbildung 4.1: DiePOCAMin der Geant4 Visualisierung mit zwei unterschiedlichen Konfigurationen der integrierenden Sphäre (weiß). In a) ist eine Sphäre aus einer dicken intransparenten PTFE-Schicht mit Innenradius r = 12 cm und insgesamt 48 Löchern dargestellt. Die zweite Konfiguration in b) ist eine Sphäre aus einer dünnen semitransparenten PTFE-Schicht ohne Löcher und einem Innenradius von r = 5 cm. Im Inneren sitzt eine LED (lila) und eine Photodiode (grün). Die Position und Größe des Penetrators (in a) rot), des Glas-Gehäuses (hellblau) und des Waistbands (in a) orange) entsprechen den der DOMs. Die grundlegenden optischen Eigenschaften werden für die Variante von a) in Abschnitt 4.1 untersucht. In Abschnitt 4.2 werden beide Varianten in ihren optischen Eigenschaften miteinander verglichen.

Ein mögliches Design ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Im Gegensatz zu den LED-Flashern, die prinzipbedingt immer nur einen gewissen Winkelbereich und damit nur einen Teil des Detektors beleuchten können, soll diePOCAMeine diffuse und homogene Lichtquelle über 4π sein. Mit diesem Ansatz können Unsicherheiten, die durch die unbekannte exakte Ausrichtung derPOCAMim Eis entstehen verringert und im isotropen Idealfall komplett vernachlässigt werden. Das Ziel ist eine Lichtquelle zu konstruieren, die eine Abweichung in der Intensität von ca. 1% azimutal und im Zenit von ca. 10% erreicht und dabei Licht Pulse mit einer Länge von 10 ns - 100 ns in verschiedenen Wellenlängen und Intensität erzeugen kann.

Für die POCAMsoll der bewährte Gehäuseaufbau der DOMs beibehalten und darin eine Lichtquelle gebaut werden, die die homogene Abstrahlung erzeugt und genügen Platz für die benötigte Elektronik zu Verfügung stellt. Verschiedene Konzepte möglicher Designs dieser Lichtquelle werden in diesem Kapitel vorgestellt und auf ihre Eigenschaften getestet.

In diese Lichtquelle erzeugt eine gepulste LED das Licht, welches eine Photodiode in Echtzeit analysiert und zur weiteren Analyse an die Oberfläche sendet. Damit werden die für die weiter Kalibrierung wichtigen Daten des Intensitäts- und Zeitprofils vor Ort gemessen. Selbst-Kalibrierung und das Monitoring sind eine wichtige Eigenschaft für IceCube um die systematischen Fehler derPOCAMgering zu halten. Nach der Installation im antarktischen Eis ist es nicht mehr möglich Module wie DOMs undPOCAMvon IceCube wieder an die Oberfläche zu bekommen. Alle Module werden zwar ausführlich im Labor getestet, Langzeitfolgen oder andere Veränderungen können jedoch nicht ausgeschlossen werden.

4.1 Integrierende Sphäre einer intransparenten Schicht mit Löchern

Mit der Simulationssoftware Geant4 wurde eine Testumgebung für die POCAMerstellt, die in Abbildung 4.1 dargestellt ist. Dabei wurde das DOM-Gehäuse aus einer mit Luft $(n_{Luft} = 1)$ gefüllten Glas-Sphäre und den Penetrator und das Waistband in den originalen Dimensionen konstruiert. Darin zentriert ist eine integrierende Sphäre aus optischen Teflon (PTFE) in der regelmäßig Löcher gesetzt werden. Die Löcher sowie das Volumen innerhalb der integrierender Sphäre sind wiederum mit Luft gefüllt. Die gesamtePOCAMist mit Eis $(n_{Ice} = 1.3)$ umgeben. Die Kabel für die Aufhängung am String zur Datenübertragung und die Elektronik in derPOCAMsind noch nicht in der Simulation integriert. Photonen mit 405 nm Wellenlänge werden von einer LED, die auf dem innen liegenden Äquator der integrierenden Sphäre Richtung Zentrum zeigt, in einem Rechteckimpuls mit einer Breite von 10 ns emittiert. Das PTFE wird als ausschließlich diffus reflektierendes Material mit einer Reflektivität von ~ 99%[4] angenommen. Die Absorptionslänge des Glasgehäuses wurden IceCube-Messungen entnommen und der Brechungsindex auf $n_{Glas} = 1.48$ gesetzt. Waistband und Penetraor bestehen aus Aluminium mit den nicht wirklichkeitsgetreuen optischen Eigenschaften von 100% Absorption.

Die wichtigsten Parameter für die integrierende Sphäre sind der innere Radius r, die Anzahl der Löcher N und der Anteil der Lochfläche an der gesamten Kugelober-fläche

$$A_{trans} = \frac{N \cdot A_{Loch}}{A_{Kugel}} = \frac{N}{2} \cdot \left(1 - \cos\frac{\alpha}{2}\right) \tag{4.1}$$

mit dem Öffnungswinkel der Löcher α . Die Positionen der Löcher werden mit Hilfe von HEALPix (Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelisation) erzeugt. Wie der Name schon besagt, wird damit die Kugeloberfläche in gleiche Flächen, die auf Linien mit konstanten Breitengrad liegen, aufgeteilt. Dies ermöglicht eine Aufteilungen mit $N = 12 \cdot 4^n$ Flächen auf $2^{n+2} - 1$ Breitengraden, wobei $n; n \in \mathbb{N}_0$ die (HELAPix-)Ordnung ist.

Im Folgenden werden mehrere Konfigurationen miteinander verglichen, um die Einflüsse der wichtigsten Parameter auf die Homogenität und das Zeitprofiel des Lichtpulses zu untersuchen. Als Referenzkonfiguration wird $r = 7 \, cm$, $n = 3 \, (N =$ 768), $A_{trans} = 1.46\%$ (entspricht $\alpha = 1^{\circ}$) und einem LED-Öffnungswinkel $\alpha_{LED} =$ 10.94° verwendet. Um Effekte, die durch Reflexionen an den Wänden der Löcher entstehen, zu unterdrücken, wird für die Dicke der integrierenden Sphäre $d = 0.1 \, cm$ gewählt. Alle hier gezeigten Simulationen wurden mit 10⁸ erzeugten Photonen simuliert. Als Wert der Homogenität wurde die prozentuale Standardabweichung vom Mittelwert aller, in den jeweiligen Bereichen liegenden, Bins gewählt. In Abbildung 4.2 und Abbildung 4.3b deutlich zu erkennen, hat das DOM-Gehäuse einen negativen Einfluss auf die homogene Abstrahlung. Das Waistband erzeugt eine hauptsächlich zenitabhängige Inhomogenität im Bereich von $60^{\circ} < \theta < 120^{\circ}$ mit einem fast 100prozentigen Schatten bei 90° , während azimutal die maximalen Abweichungen $\sim 8\%$ sind. Der Penetartor verringert die Homogenität auf azimutal $\sim 6\%$ und im Zenit auf ~ 10%. Die Homogenität der drei Bereiche $0^{\circ} < \theta < 60^{\circ}, 60^{\circ} < \theta < 120^{\circ}$ und $120^{\circ} < \theta < 180^{\circ}$ ist die prozentuale Standardabweichung vom Mittelwert der HEALPix-Aufteilung mit 5. Ordnung. Die Referenzkonfiguration erreicht in den drei Bereichen eine Homogenität von 6.8%, 44.0% bzw. 1.8%. Sind keine schattenwerfenden Gegenstände vorhanden wie beispielsweise auf der unteren Halbkugel, ist die Homogenität nahe dem als Ziel gesetzten Wert von 1%. Zwar sind Konzepte eines transparenten Waistband oder der Platzierung des Penetrators an unsensibleren Positionen wie den Polen vorstellbar, da hier ohnehin das Hauptdatenkabel verläuft, vorstellbar. Der Effekt hierbei kann jedoch nicht gänzlich verhindert werden

Das Zeitprofil hat ein Binning von 0.5 ns und erreicht sein Maximum emittierter Photonen im Intervall von [11 ns, 11.5 ns) mit 4.44% der gesamt Emittierten. Die Abstiegsflanke kann mit einer *e*-Funktion und deren charakteristischen Lebenszeit $\tau = 16.8 ns$ beschrieben werden.



Abbildung 4.2: Die beiden Graphiken sind das Ergebnis der Referenzkonfiguration (siehe Abschnitt 4.1). Die auf Steradiant normierte Wahrscheinlichkeitsdichte der Abstrahlrichtung der Photonen über die gesamte Kugeloberfläche ist in a) in der Mollweide-Darstellung abgebildet. Um den Äquator (Zenitwinkel $\theta = 90^{\circ}$) ist Die beiden signifikanten Verringerungen der Wahrscheinlichkeitsdichte am Äquator (Zenitwinkel $\theta = 90^{\circ}$) und bei $\theta = 30^{\circ}, \varphi = 0^{\circ} = 360^{\circ}$ sind auf das Waistband bzw. den Penetrator zurückzuführen. Die beiden Graphiken sind wie in Abbildung 4.2 das Ergebnis der Referenzkonfiguration (siehe Abschnitt 4.1. In b) ist das Zeitprofil derPOCAMabgebildet. Es beschreibt die normierte Abstrahlung derPOCAMüber die gesamte Kugeloberfläche mit einem Binning von 0.5 ns. Aus dem abfallenden Teil des Graphen wird die charakteristische Zerfallszeit $\tau = 16.8 ns$ berechnet.



Abbildung 4.3: Die beiden Graphiken sind wie in Abbildung 4.2 das Ergebnis der Referenzkonfiguration (siehe Abschnitt 4.1. In a) ist eine alternative Darstellung der Information von 4.2a dargestellt. Allen HEALPix-Pixeln drei benachbarter HEALPix-Breitengrade wird ihre durchschnittliche Wahrscheinlichkeitsdichte zugeordnet. Die Fehlerbalken geben die Varianz der Wahrscheinlichkeitsdichte in diesen Pixeln wieder. Somit überschneiden sich zwei benachbarte Punkte in zwei HEALPix-Breitengraden zu einer Unterteilung der Kugelfläche in 124 Bänder mit der hier verwendeten 5. HEALPix-Ordnung. Die Breite von drei HEALPix-Breitengraden ist $\Delta\theta \approx 2.8^{\circ}$. Anhand der Werte aus a) kann die Homogenität über θ berechnet werden. Werden alle Zenitwinkel berücksichtigt, ergibt sich hier eine Homogenität von ca. 80%. Der Plot in b) zeigt die prozentuale Standardabweichung der HEALPix-Bänder aus Abbildung 4.2b. Diese Werte entsprechen der Homogenität in φ .

4.1.1 Einfluss des Radius der integrierenden Sphäre

Der Radius der integrierenden Kugel hat drei verschiedene Auswirkungen auf die Abstrahlcharakteristik, wie in Abbildung 4.4 zu sehen ist. Mit einem kleinen Radius wird die Abstiegsflanke des Zeitprofils steiler. Die Bereiche mit Einfluss von Penetrator und Waistband sind kleiner aber dafür schärfer abgetrennt. Die Zerfallszeit der Abstiegsflanke ist deshalb stark vom Radius abhängig, da die Strecke, die ein Photon zwischen zwei Reflektionen zurücklegt, direkt-proportional zum Radius ist. Auf die Anzahl der Reflektionen, bis das Photon die integrierende Sphäre verlässt, hat der Radius keine Auswirkung. Der Zeitpunkt an dem das Maximum erreicht wird, verspätet sich für größere Radien nur minimal. Dies entsteht durch die Überlagerung von den einmal reflektierten am Schluss des Rechteckimpulses emittierten Photonen mit früher emittierten entsteht. Daher ist die maximale Verschiebung $\Delta t \approx \frac{4\cdot\Delta r}{c}$ im Bereich von 1 ns für das untersuchte Design.

Die Bereiche auf die Penetrator und Waistband Einfluss haben, sind für kleinere Radien kleiner, da der Halbschatten kleiner ist. Jedoch ist die Reduzierung der Wahrscheinlichkeitsdichte höher. Das Eis hat mit einem Brechungsindex von 1.33 eine fokussierende Wirkung, wodurch der Halbschatten schmäler, jedoch die Verringerung der Wahrscheinlichkeitsdichte höher und der gegebenenfalls entstehenden Totalschatten (Wahrscheinlichkeitsdichte = 0) breiter werden. Ein Totalschatten entsteht durch das Waistband, sobald keine Löcherfläche mit einem Abstand von 4.18 cm zur Äquatorebene vorhanden ist. In den Bereichen ohne Einfluss von Waistband und Penetrator ist die Homogenität kaum vom Radius abhängig. Die wichtigsten Parameter sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Konf	iguı	ration	${f Simulations ergebnisse}$					
r[cm]	n	A_{trans}	Abs.	$ au[\mathrm{ns}]$	$\theta{\leq}60^\circ$	$60^{\circ}\!\!\!<\!\theta\!\!<\!\!120^{\circ}$	$120^{\circ}\!\!\leq\!\!\theta$	
7	3	1.46%	65%	16.8	6.8%	44.0%	1.8%	
2	3	1.46%	80%	5.7	12.5%	69.7%	2.3%	
12	3	1.46%	61%	26.4	4.8%	17.9%	3.8%	

Tabelle 4.1: Die Tabelle zeigt die Werte der drei im Radius unterschiedlichen Konfigurationen. Die Absorption (Abs.) ist der Anteil der in derPOCAMabsorbierten Photonen zu den von der LED emittierten Photonen. τ ist die Zerfallszeit der Abklingflanke des Graphen in Abbildung 4.4a. $\theta < 60^{\circ}$, $60^{\circ} < \theta < 120^{\circ}$ und $120^{\circ} < \theta$ sind die in Abschnitt 4.1 beschriebenen Werte der Homogenität für die drei Bereiche.



Abbildung 4.4: Die 3 hier verglichenen Konfigurationen unterscheiden sich nur in ihrem Radius mit $r_0 = 7 \, cm$ (Referenzkonfiguration), $r_1 = 2 \, cm$ und $r_2 = 12 \, cm$. Die weiteren Parameter sind: HEALPix-Ordnung n = 3, $A_{trans} = 1.46\%$ und $\alpha_{LED} = 10.94^{\circ}$. Die drei Graphen des Zeitprofils (a), der durchschnittliche Wahrscheinlichkeitsdichte (b) und der prozentuale Standardabweichung (c) sind in Abbildung 4.2 und 4.3 näher beschrieben. Eine Beschreibung der auftretenden Effekte ist in Abschnitt 4.1.1 zu finden.

4.1.2 Einfluss der Anzahl der Löcher

Die HEALPix-Ordnung n bzw die Lochzahl hat eine geringe Auswirkung auf die Zerfallskonstante. Sie ist kürzer für eine geringere Anzahl an Löchern. Das hängt zum einen mit der doch nicht vernachlässigbaren Dicke der integrierenden Sphäre zusammen. Sind die Löher groß, können Photonen diese unter einem flacheren Winkeln passieren. Bei zu flachen Winkel entstehen ungewollte Reflexionen in den Löchern und teilweise auch die Refelxion zurück in die integrierende Sphäre.

Auf die Homogenität der Abstrahlung hat die Anzahl der Löcher jedoch eine große Wirkung. Da das Verhältnis zwischen Lochfläche und Kugeloberfläche, A_{trans} , konstant geblieben ist, müssen die einzelnen Löcher größer werden. Ein Loch stellt im besten Falle einen cos-Strahler dar. Diese Abstrahl-Charakteristik fügt sich erst durch die Überlagerung benachbarter Löcher zu einer homogenen Abstrahlung zusammen. Vor allem bei Ordnung n = 0 und n = 1 mit nur 12, bzw. 48, Löchern überlagern sich die einzelnen Löcher noch nicht genügend. Deutliche Inhomogenitäten sind in Tabelle 4.2 festzustellen und sogar die Anzahl der Zenit-Reihen kann aus der Abbildung 4.5 abgelesen werden. Bei der durchschnittlichen Wahrscheinlichkeitsdichte ist für n = 0 und n = 1 am Äquator (Zenitwinkel 90°) ein Maximum zu erkennen. Dieses Maximum kommt durch die Überlagerung der Abstrahlung der unteren und oberen Halbkugel zustande. Da die Überlagerung mit $\approx \pm 5^{\circ}$ um den Äquator nur schmal ist, fällt mit steigender Entfernung zum Äquator die Wahrscheinlichkeitsdichte. Mit zunehmender Lochanzahl ist die Lochfläche gleichmäßiger auf der Kugeloberfläche verteilt, wodurch dieser Effekt verschwindet. In Abbildung 4.5 ist gut zu erkennen, dass die Homogenität steigt. Die logische Schlussfolgerung, die integrierende Sphäre mit unendlich vielen und unendlich kleinen Löchen zu konstruieren, ist die Verwendung einer semitransparente Schicht anstelle von Löchern in einer nicht-transparenten Schicht. Diese wird in Abschnitt 4.2 vorgestellt.

Konf	iguı	ration	${\bf Simulations ergebnisse}$					
r[cm]	n	A_{trans}	Abs.	$\tau[\mathrm{ns}]$	$\theta \le 60^{\circ}$	$60^{\circ}\!\!\!<\!\theta\!\!<\!\!120^{\circ}$	$120^{\circ}\!\!\le\!\!\theta$	
7	3	1.46%	65%	16.8	6.8%	44.0%	1.8%	
7	0	1.46%	61%	13.4	12.0%	42.8%	8.0%	
7	1	1.46%	56%	13.9	8.1%	42.0%	4.1%	
7	2	1.46%	60%	15.1	6.9%	42.9%	2.2%	

Tabelle 4.2: Diese Tabelle zeigt die Werte des Vergleichs von Konfigurationen mit unterschiedlicher HEALPix-Ordnung. Eine Beschreibung der Werte ist in Tabelle 4.1 zu finden.



Abbildung 4.5: Der Einfluss der HEALPix-Ornung ist hier für die Konfigurationen $n_0 = 3$, $n_1 = 0$, $n_2 = 1$ und $n_3 = 2$ abgebildet. Die weiteren Parameter sind: Radius $r = 7 \, cm$, $A_{trans} = 1.46\%$ und $\alpha_{LED} = 10.94^{\circ}$. Die drei Graphen des Zeitprofils (a), der durchschnittliche Wahrscheinlichkeitsdichte (b) und der prozentuale Standardabweichung (c) sind in Abbildung 4.2 und 4.3 näher beschrieben. Eine Beschreibung der auftretenden Effekte ist in Abschnitt 4.1.2 zu finden.

4.1.3 Einfluss des Anteils der Lochgröße an der Kugeloberfläche

Steigende Lochgröße bedeutet wachsender Anteil der Fläche aller Löcher an der Oberfläche der integrierenden Sphäre. Ist A_{trans} groß, so wächst natürlich auch die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon auf die Fläche eines Loches stößt und die POCAM verlässt. Das Zeitprofil fällt schneller und τ wird kleiner. Jedoch verringert sich dadurch die Anzahl der Reflexionen, was wiederum einen negativen Effekt auf die Homogenität hat. Ist $A_{trans} > 5\%$, so entsteht durch die einmalig reflektierten Photonen eine extrem inhomogene Abstrahlung um das Waistband. Solch ein Beispiel wurde hierbei für den Vergleich nicht verwendet, aber die Tendenz ist in Abbildung 4.6 und Tabelle 4.3 zu erkennen.

Konf	igu	ration	${f Simulations ergebnisse}$					
r[cm]	n	A_{trans}	Abs.	$\tau[\mathrm{ns}]$	$\theta \le 60^{\circ}$	$60^\circ\!\!<\!\theta\!\!<\!\!120^\circ$	$120^{\circ}\!\!\leq\!\!\theta$	
7	3	1.46%	65%	16.8	6.8%	44.0%	1.8%	
7	3	0.75%	79%	22.5	7.0%	44.6%	2.2%	
7	3	3.00%	49%	10.5	6.7%	43.4%	2.1%	
7	3	5.00%	41%	6.9	7.2%	43.2%	3.0%	

Tabelle 4.3: Diese Tabelle zeigt die Werte des Vergleichs von Konfigurationen mit unterschiedlichen A_{trans} -Werten. Eine Beschreibung der Werte ist in Tabelle 4.1 zu finden.



Abbildung 4.6: Der Einfluss des Anteils der Lochfläche an der gesamten Kugeloberfläche ist hier für die Konfigurationen $A_{trans} = 1.46\%$, $A_{trans} = 0.75\%$, $A_{trans} = 3.0\%$ und $A_{trans} = 5.0\%$ abgebildet. Die weiteren Parameter sind: Radius $r = 7 \, cm$, n = 3und $\alpha_{LED} = 10.94^{\circ}$. Die drei Graphen des Zeitprofils (a), der durchschnittliche Wahrscheinlichkeitsdichte (b) und der prozentuale Standardabweichung (c) sind in Abbildung 4.2 und 4.3 näher beschrieben. Eine Beschreibung der auftretenden Effekte ist in Abschnitt 4.1.3 zu finden.

80 100 Zenith [°] 120

140

prozentuale Varianz

0.3

0.2

0.1

0.0L

40

60

20

5.00 %

160

180

4.1.4 Variation des LED-Abstrahlwinkels und der Lochplatzierung

In den bisherigen Simulationen wurde stets eine stark fokussierte LED mit einem Öffnungswinkel $\alpha_{LED} = 10.9^{\circ}$ so verwendet, dass es keine nicht-reflektierten bzw direkte Photonen gibt. Ein breiterer Öffnungswinkel bringt direkte Photonen mit sich. Dafür wird bereits durch die LED ein größerer Teil der integrierenden Sphäre beleuchtet. Die homogene Abstrahlung entsteht durch die gleichmäßige Bestrahlung der Kugelinnenseite der Sphäre. Ebenfalls wurden über die gesamt Kugeloberfläche Löcher verteilt. Obwohl die Löcher direkt hinter Waistband und Penetrator hauptsächlich Photonen emittieren, die durch Waistband und Penetrator absorbiert werden. Um den Einfluss beider Annahmen zu untersuchen, werden die vier möglichen Kombinationen aus den beiden Öffnungswinkeln $\alpha_{LED} = 10.9^{\circ}$ und $\alpha_{LED} = 120.0^{\circ}$ und den beiden Platzierungsvarianten der Löcher verglichen.

Aus Abbildung 4.7 geht klar ersichtlich die Referenzkonfiguration als beste Konfiguration bezogen auf die Homogenität und das Zeitprofil hervor. Die Löcher innerhalb des Waistbands tragen deutlich zu Verbesserung der Homogenität bei. Obwohl diese entscheidenden Löcher überwiegend Licht emittieren, dass unmittelbar danach absorbiert wird. Jedoch senden diese Löcher auch Licht in Richtungen oberhalb und unterhalb des Waistbands aus, womit die Homogenität über einen breiten Bereich steigt. Der größere Öffnungswinkel α_{LED} bewirkt eine deutliche Verringerung der azimutalen Homogenität in Abbildung 4.7c, die durch die direkten Photonen hervorgerufen wird.

	Konfiguration			\mathbf{Sim}	ulations	sergebnisse	
$\alpha_{\scriptscriptstyle LED}$	Loch-Positionen	A_{trans}	Abs.	$ au[\mathrm{ns}]$	$\theta {\leq} 60^{\circ}$	$60^\circ\!\!\!<\theta\!\!<\!\!120^\circ\!\!$	$120^{\circ}\!\!\leq\!\!\theta$
10.9°	überall	1.46%	65%	16.8	6.8%	44.0%	1.8%
120.0°	überall	1.46%	64%	5.6	7.4%	45.1%	4.0%
10.9°	eingeschränkt	1.16%	67%	3.2	8.7%	47.7%	6.5%
120.0°	eingeschränkt	1.16%	66%	2.5	10.8%	51.6%	9.5%

Tabelle 4.4: Werte der vier möglichen Kombinationen aus beiden LED Öffnungswinkeln $\alpha_{LED} = 10.9^{\circ}$ und $\alpha_{LED} = 120^{\circ}$ und mit gleichmäßig auf der Kugeloberfläche verteilten Löcher bzw. mit eingeschränkter Platzierung am Äquator. Die weiteren Parameter Radius $r = 7 \, cm$ und n = 3. Eine Beschreibung der Werte ist in Tabelle 4.1 zu finden.



Abbildung 4.7: Die vier möglichen Kombinationen aus beiden LED Öffnungswinkeln $\alpha_{LED} = 10.9^{\circ}$ und $\alpha_{LED} = 120^{\circ}$ und der Platzierung der Löcher innerhalb (p = 2) des Waistbands oder nicht innerhalb (p = 1) des Waistbands. Die weiteren Parameter sind in Tabelle 4.4 zu finden. Die drei Graphen des Zeitprofils (a), der durchschnittliche Wahrscheinlichkeitsdichte (b) und der prozentuale Standardabweichung (c) sind in Abbildung 4.2 und 4.3 näher beschrieben. Eine Beschreibung der auftretenden Effekte ist in Abschnitt 4.1.4 zu finden.

4.1.5 Abhängigkeit der Materialeigenschaften

In den bisherigen Simulationen wurde davon ausgegangen, dass die Sphäre aus PTFE mit einer Reflektivität von 99%[4], Absorption 1% und keiner Transmission besteht. Um möglicherweise andere Materialien, die zum Beispiel 3D gedruckt werden können, mit schlechteren optischen Eigenschaften zu benutzen, wurde die Reflexion auf 95%, 90% und 85% reduziert. Außerdem würde sich diese Veränderung möglicherweise positiv auf das Zeitprofil mit einer Verringerung der Zerfallsrate auswirken.

Während die Unterschiede zwischen Reflektivität 99%, 95% 90% bezogen auf die Homogenität gering ausfallen, bewirkt 85% eine deutliche Verschlechterung. Das Zeitprofil zeigt die erwartete Reaktion jedoch zum Nachteil der Homogenität. Daher sollte ein Material mit hoher Reflektivität benutzt werden. Jedoch könnte das Optimum aus Homogenität und Zeitprofil bei einer Reflektivität zwischen 99% und 95% liegen. Da sich zwischen beiden Werten die Zerfallskonstante bei geringfügiger Verringerung der Homogenität von 16.8 ns auf 5.6 ns verbessert hat (vergleiche Tabelle 4.5).

Konfig	gur	ation	${\bf Simulations ergebnisse}$						
r[cm]	n	Ref.	Abs.	$\tau[\mathrm{ns}]$	$\theta {\leq} 60^{\circ}$	$60^\circ\!\!<\!\theta\!\!<\!\!120^\circ$	$120^{\circ}\!\!\leq\!\!\theta$		
7	3	99%	65%	16.8	6.8%	44.0%	1.8%		
7	3	95%	90%	5.6	7.4%	45.1%	4.0%		
7	3	90%	95%	3.2	8.7%	47.7%	6.5%		
7	3	85%	97%	2.5	10.8%	51.6%	9.5%		

Tabelle 4.5: Vergleich unterschiedlicher optischer Materialeigenschaften der integrierenden Sphäre mit einer Reflexion von 99%, 95%, 90% und 85% mit Zeit der maximalen Intensität, Zerfallskonstante und den Werten für die Homogenität in drei Bereichen



Abbildung 4.8: Der Einfluss der optischen Materialeigenschaften ist hier für die Reflektivitäten von 99%, 95%, 90% und 85% dargestellt. Die weiteren Parameter sind: Radius r = 7 cm, n = 3, $\alpha_{LED} = 10.94^{\circ}$ und $A_{trans} = 1.46\%$. Die drei Graphen des Zeitprofils (a), der durchschnittliche Wahrscheinlichkeitsdichte (b) und der prozentuale Standardabweichung (c) sind in Abbildung 4.2 und 4.3 näher beschrieben. Eine Beschreibung der auftretenden Effekte ist in Abschnitt 4.1.5 zu finden.

4.2 Integrierende Sphäre aus einer semitransparenten Schicht

Wie zuvor in Absatz 4.1.2 gezeigt, verbessert sich die Abstrahlung mit der Anzahl der Löcher. Deshalb wurde ein Konzept mit einer semitransparenten Sphäre anstelle einer undurchlässigen Sphäre mit Löchern getestet. In Geant4 ist bisher jedoch keine diffuse Transmission implementiert, weshalb in der Datei *OpticalBoundaryProcess.cc* diese benötigte Funktion mit Hilfe der Routine für Lambertische-Reflexion plus Invertierung der Richtung hinzugefügt wurde. Technisch lässt sich das mit einer dünnen Schicht Teflon realisieren. Licht dringt in das PTFE bis zu einer Tiefe von 3 mm ein. Wählt man dünnere Schichten, so lassen sich anhand der Dicke Werte von nahezu 100% Transmission bis 99% Reflexion realisieren. Es wurden zwei verschiedene semitransparente-Schichten mit einer Transmission von 1.5% und einer Reflektivität von 96.7% und eine Schicht mit einer Transmission von 2.5% und einer Reflektivität von 96.0% simuliert. Die zuerst genannte optischen Eigenschaften entsprechen in etwa einer PTFE-Schichtdicke von 2 mm.

Entgegen der Erkenntnis aus Abschnitt 4.1.4 ist bei der semitransparenten Schicht eine LED mit großem Öffnungswinkel α_{LED} von Vorteil. Wurde mit der bisher verwendeten starken Fokussierung der LED direkte Photonen unterdrückt. Können Photonen jetzt durch die Richtungsänderung bei der diffusen Transmission ohne Reflexion die POCAM verlassen. Deshalb verringert sich die azimutale Homogenität in Abbildung 4.9c der grünen Konfiguration in weiten Teilen im Vergleich zur Referenzkonfiguration. Wird die POCAM mit einem Öffnungswinkel von $\alpha_{LED} = 120^{\circ}$ simuliert, zeigt sich eine geringfügige Verbesserung der azimutalen Homogenität. Alle semitransparenten-Sphären Konfigurationen haben eine leichte gestiegene Homogenität über den Zenitwinkel. Ein weiterer Vorteil der semitransparenten Schicht ist die deutliche Reduzierung der Zerfallskonstanten. Die semitransparente-Sphäre mit den optischen Eigenschaften Transmission von 2.5 % und Reflektivität von 96.0 % stellt in allen hier bewerteten Bereichen einer Verbesserung da(vergleiche Tabelle 4.6).

Ko	nfigura	tion	${f Simulations ergebnisse}$					
Trans.	Ref.	$\alpha_{\scriptscriptstyle LED}[^{\circ}]$	Abs.	$ au[\mathrm{ns}]$	$\theta \le 60^{\circ}$	$60^\circ\!\!<\!\theta\!\!<\!\!120^\circ$	$120^{\circ}\!\!\leq\!\!\theta$	
0.0%	99.0%	10.94	65%	16.8	6.8%	44.0%	1.8%	
1.5%	96.7%	10.94	64%	9.5	5.9%	41.8%	3.9%	
1.5%	96.7%	120	64%	9.4	6.2%	39.9%	1.9%	
2.5%	96.0%	120	50%	7.8	6.1%	39.9%	1.75%	

Tabelle 4.6: Vergleich einer integrierenden Sphäre mit Löchern mit drei Semitransparenten eines konstanten Werts für Transparenz, Reflektion mit Zeit der maximalen Intensität, Zerfallskonstante und den Werten für die Homogenität in drei Bereichen



Abbildung 4.9: Die Plots zeigen den Vergleich der Referenzkonfiguration (Blau) und einer semitransparenten Sphäre ohne Löcher. T und R sind die Abkürzungen für Transmission bzw. Reflektivität. Alle Konfigurationen haben $r = 7 \, cm$ und die weiteren Parameter sind in Tabelle 4.6. Die drei Graphen sind in Abbildung 4.2 und 4.3 näher beschrieben. Eine Beschreibung der auftretenden Effekte ist in Abschnitt 4.2 zu finden.

Kapitel 5 POCAM - Ergebnisse und Ausblick

Die Simulationen haben gezeigt, das die Realisierung der POCAM möglich ist. Das Resultat der durchgeführten Simulationen ist das in Abschnitt 4.2 vorgestellte Design einer kleinen semitransparenten integrierenden Sphäre. Diese liefert bessere Ergebnisse im Vergleich zur ursprüngliche geplanten Sphäre (s. Abbildung 3.1a) aus einer intransparenter-Schicht mit Löchern und größerem Radius. Die zwei relevanten Bereichen sind die homogenen Abstrahlung über 4π und zugleich eine kurze Pulsdauer.

Für die weitere Entwicklung ist es wichtig Kabel und Elektronik in die Simulation einzubauen. Dieser Schritt ist vor allem für die Integration der POCAM in die IceCube Detektor-Software (s. Abbildung 5.1) nötig. Denn erst mit Hilfe dieser Software können die nötigen Anforderungen an die POCAM herausgefunden werden. Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Abstimmung der Simulation mit im Labor gemessenen Daten. Erst damit können die stark vereinfachten optischen Modelle für die LED und die PTFE-Schicht an die Messdaten angepasst werden und letztendlich die Simulation zu verbessern. Um Verbesserungen im Design zu erzielen, werden teilweise grundlegende Veränderungen vorgenommen werden müssen. Zum einen sollte eine transparente Halterung der beiden Glashalbkugeln des Gehäuses und der gesamten POCAM konstruiert werden. Eine andere Möglichkeit besteht darin die integrierende Sphäre an diese Asymmetrie anzupassen, sodass sie dem Schatten des Waistbandes und des Penetrators entgegenwirkt. Mögliche Konzepte dafür sind zum Beispiel:

- 1. Zenit-Winkel abhängige Lochgrößen, bzw. Schichtdicken um die Transmission zu regeln;
- 2. anstelle einer integrierenden-Sphäre eine integrierende-Ellipse;
- 3. ein Milchglas an der Außenseite des DOMs;
- 4. Kombinationen dieser Möglichkeiten.

Das Milchglas wurde bisher immer nur an der Innenseite des Druckgehäuses simuliert. Dabei fiel ein negativer Effekt auf die Homogenität auf. Da dies eine integrierte Kugel mit maximal möglichen Radius darstellt und dadurch der Bereich mit reduzierter



Abbildung 5.1: Zeitlicher Verlauf (oben links nach unten rechts) der Ausbreitung eines Lichtpulses einer idealen isotropen POCAM mit der Detector-Software von IceCube. Die weißen Bänder stellen die Strings mit den DOMs als weise Kugeln von IceCube dar. Die POCAM sitzt im Zentrum des PINGU-Arrays, das in den oberen drei Bildern als Bereich dichterer String-Anordnung zu erkennen ist. Jede farbige Linie ist ein simuliertes Photon mit der Zeit als Farbe (rot = früh, lila = spät). Die Kombination der Absorptionslängen im Eis von über 100 m (s. Abbildung 3.5) mit deutlich kürzeren freien Weglängen ermöglicht mehrfach gestreute Photonen auf verzweigten Wegen (s. untere drei Bilder)[5].

Wahrscheinlichkeitsdichte wie in Abschnitt 4.1.1 sehr groß ausfällt. Dieses Problem könnte umgangen werden, indem nicht die Innenseite des Gehäuses aus Milchglas besteht sondern die äußere.

Zu guter Letzt sollten aber zuerst die zentralen Fragen außerhalb der Software in den Fokus der Entwicklung rücken. Die zwei wichtigsten Komponenten sind der LED-Treiber für die Lichtpulse im *ns*-Bereich und die integrierende Sphäre. Fragen, wie z.B. die integrierende Sphäre mit den benötigten optischen Eigenschaften hergestellt werden kann, sind bisher offen.

Literaturverzeichnis

- [1] AARTSEN, M. G. u. a.: Letter of Intent: The Precision IceCube Next Generation Upgrade (PINGU). (2014)
- [2] CALDWELL, D.O.: Current Aspects of Neutrino Physics. Springer Berlin Heidelberg, 2013 https://books.google.de/books?id=-UTtCAAAQBAJ. - ISBN 9783662045978
- GIUNTI, C.; KIM, C.W.: Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics. OUP Oxford, 2007 https://books.google.de/books?id=2faTXKIDnfgC. – ISBN 9780191523229
- [4] GMBH, Berghof Fluoroplastic T.: Optisches PTFE Die Referenz für Licht. 2014
- [5] HALZEN, Francis ; KLEIN, Spencer R.: Invited Review Article: IceCube: An instrument for neutrino astronomy. In: *Review of Scientific Instruments* 81 (2010), Nr. 8, -. http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1063/1.348 0478. DOI http://dx.doi.org/10.1063/1.3480478
- [6] HERBST, H.P.; SUTTON, C.: Raumschiff Neutrino: Die Geschichte eines Elementarteilchens. Birkhäuser Basel, 2013 https://books.google.de/books ?id=XwyoBgAAQBAJ. – ISBN 9783034861151
- KING, Stephen F.; LUHN, Christoph: Neutrino Mass and Mixing with Discrete Symmetry. In: *Rept. Prog. Phys.* 76 (2013), S. 056201. http://dx.doi.or g/10.1088/0034-4885/76/5/056201. - DOI 10.1088/0034-4885/76/5/056201
- [8] KLEPPNER, D.; KOLENKOW, R.: An Introduction to Mechanics. Cambridge University Press, 2013 https://books.google.de/books?id=laKGAgAAQBAJ.
 - ISBN 9781107469310
- [9] PAULI, Wolfgang: Fünf Arbeiten zum Ausschliessungsprinzip und zum Neutrino. Wissenschaftliche Buchgesellschaft, [Abt. Verl.] (Texte zur Forschung ; Bd. 27).
 - ISBN 978-3-534-06733-6
- [10] REICHERT, Dr. U.: Nobelpreis für Physik erfolgreiche Suche nach neuen Leptonen. In: Spektrum der Wissenschaft 12 (1995). http://www.spektrum. de/magazin/nobelpreis-fuer-physik-erfolgreiche-suche-nach-neuen-leptonen/822743