



WISSENSCHAFTLICHE ARBEIT ZUR ERLANGUNG DES AKADEMISCHEN
GRADES BACHELOR OF SCIENCE (B.Sc.)

Simulationsstudien zum Untergrund durch radioaktive Zerfälle in einem optischen Modul mit mehreren Photomultipliern für IceCube-Gen2

im Fachgebiet Physik

Autor:	Tabea Maria Eder
Matrikelnummer:	409190
E-Mail Adresse:	t_eder04@uni-muenster.de
Erstgutachten:	Prof. Dr. Alexander Kappes
Zweitgutachten:	PD Dr. Christian Klein-Bösing
	2016

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Detektion von Neutrinos	1
2.1	Wechselwirkung von Neutrinos mit Materie	1
2.2	Cherenkov-Strahlung	2
3	IceCube und IceCube-Gen2	3
4	Das multi-PMT digitale optische Modul (mDOM)	5
4.1	Untergrund durch radioaktive Zerfälle im Glas des mDOMs	6
4.2	Aktivität des Glases	6
4.3	Zerfall von ^{40}K	8
5	Simulation von radioaktiven Zerfällen im mDOM	8
5.1	Aufbau	9
5.2	Physikalische Prozesse	10
6	Auswertung der simulierten Daten	11
6.1	Anzahl der Treffer und getroffenen Photomultiplier	12
6.2	Zeitliche und räumliche Verteilung der Treffer	16
6.3	Untergrundrate	22
6.4	Spektrum der detektierten Photonen	27
7	Zusammenfassung und Ausblick	31
8	Anhang	34

1 Einleitung

Mit 'Ernie', 'Bert' und 'Big Bird' hat der IceCube Neutrino-Detektor die bis dato hochenergetischsten Neutrinos mit Energien von 1,0, 1,1 und 2,2 PeV nachgewiesen [1]. Mit dem IceCube Detektor wird seit Dezember 2010 [2] im Eis der Antarktis versucht, hochenergetische kosmische Neutrinos zu detektieren [1]. Die Detektion von kosmischen Neutrinos wie diesen soll Aufschluss über die Lokalisierung von Quellen und Eigenschaften kosmischer Strahlung liefern. Der Nachweis der Neutrinos geschieht nicht direkt, sondern über geladene Teilchen, die bei der Wechselwirkung von Neutrinos mit dem Eis entstehen. Diese geladenen Teilchen wiederum erzeugen über den Cherenkov-Effekt sichtbares Licht, welches schlussendlich mit Photomultipliern (PMTs) detektiert wird.

Ein Nachfolger des IceCube-Detektors ist in Planung: IceCube-Gen2. Dessen Ziel ist u.a. die detektierte Rate von hochenergetischen Neutrinos zu erhöhen [3]. Das soll geschehen, indem das Detektorvolumen vergrößert wird, was die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung der Neutrinos innerhalb dieses Volumens erhöht. Außerdem sollen neue Detektormodule, welche die PMTs beinhalten, in IceCube-Gen2 verwendet werden. Für die Module gibt es mehrere Vorschläge, einer davon ist das multi-PMT digitale optische Modul (mDOM).

Die durch kosmische Neutrinos erzeugten Signale werden von Untergrundsignalen überlagert und die Auswertung der Signale so erschwert. Ein Teil dieses Untergrunds entsteht in den Detektormodulen durch radioaktive Zerfälle. Diese Arbeit beschäftigt sich damit, diesen Untergrund anhand einer Simulation des mDOMs zu untersuchen.

2 Detektion von Neutrinos

Die Detektion von Neutrinos wird dadurch erschwert, dass diese nur über die schwache Wechselwirkung und Gravitation interagieren und daher der Wirkungsquerschnitt sehr klein ist [4]. Um Neutrinos zu detektieren ist demnach ein großes Detektorvolumen nötig. Welche Wechselwirkungen z.B. auftreten können, wird im Folgenden erklärt.

2.1 Wechselwirkung von Neutrinos mit Materie

Für hochenergetische Neutrinos mit Energien über etwa 10 GeV ist die dominierende Reaktion tiefinelastische Streuung an Nukleonen [5]. Die Wechselwirkung kann über geladene Ströme erfolgen

$$\bar{\nu}_l^{(-)} + N \rightarrow l^{\mp} + X \quad (1)$$

oder über neutrale Ströme:

$$\bar{\nu}_l^{(-)} + N \rightarrow \bar{\nu}_l^{(-)} + X. \quad (2)$$

Dabei ist $\bar{\nu}_l^{(-)}$ ein (Anti-) Neutrino, $l = e, \mu, \tau$ ein geladenes Lepton, N ein Nukleon und X ein System aus Hadronen.

Die am häufigsten stattfindende Wechselwirkung, die zur Detektion von Neutrinos aus Supernovae-Explosionen (Energien im Größenordnungsbereich von 10 MeV) mit dem

IceCube Detektor führt, ist der inverse β -Zerfall [6]:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (3)$$

Dabei steht n für Neutron und p für Proton. Außerdem findet elastische Streuung der Neutrinos an den Hüllenelektronen der Atome statt:

$$\bar{\nu}_l^{(-)} + e^- \rightarrow \bar{\nu}_l^{(-)} + e^-. \quad (4)$$

Bei diesen Wechselwirkungen können geladene Teilchen mit Geschwindigkeiten entstehen, die groß genug sind um Cherenkov-Licht zu verursachen. Dieses Licht kann von PMTs registriert werden.

2.2 Cherenkov-Strahlung

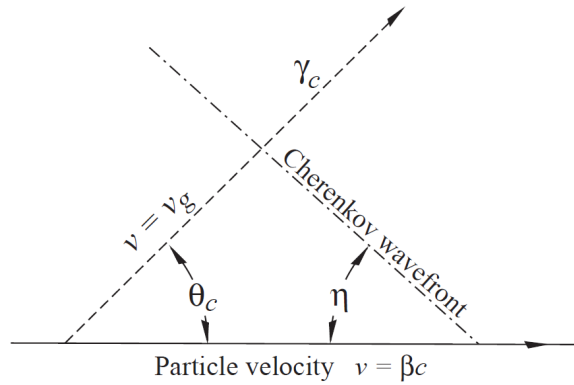


Abbildung 1: Schematische Darstellung zur Entstehung von Cherenkov Licht. γ_c stellt ein emittiertes Cherenkov-Photon dar (Entnommen aus: [7]).

Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch ein Medium und gilt dabei für die Geschwindigkeit v des geladenen Teilchens

$$v > \frac{c}{n} = c_n, \quad (5)$$

so entsteht Cherenkov-Licht, wobei $c = 299792458 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ [8] die Vakuumlichtgeschwindigkeit, c_n die Lichtgeschwindigkeit im Medium und n der Brechungsindex des Mediums ist [9]. Dieses Licht entsteht dadurch, dass das Teilchen die umliegenden Atome im Medium zur Aussendung elektromagnetischer Wellen anregt. Diese überlagern sich zu einer kegelförmigen Wellenfront [9]. In Abb. 1 ist die Entstehung eines solchen Kegels schematisch dargestellt. Die Strecke, die das geladene Teilchen in der Zeit t zurücklegt, berechnet sich über $\beta ct = vt$ mit $\beta = v/c$. In der selben Zeit legt die zum Zeitpunkt $t = 0$ ausgesandte Wellenfront die Strecke $c_n t$ zurück. Somit gilt für den Öffnungswinkel bzw. Cherenkov-Winkel θ_c [9]:

$$\theta_c = \arccos \frac{1}{n\beta} \quad (6)$$

Dabei ist zu beachten dass der Brechungsindex abhängig ist von der Wellenlänge der ausgesandten Photonen.

3 IceCube und IceCube-Gen2

IceCube ist ein Neutrino-Detektor, dessen Hauptziel es ist, hochenergetische kosmische Neutrinos nachzuweisen. Es wird vermutet, dass diese z.B. von Supernovae-Überresten, γ -Strahlenausbrüchen und schwarzen Löchern erzeugt werden [10]. Durch Detektion der Neutrinos soll unter anderem herausgefunden werden, wo sich Quellen kosmischer Strahlung befinden. Neutrinos sind zwar nicht die einzigen Bestandteile dieser Strahlung, jedoch eignen sie sich am besten zur Lokalisierung der Quelle. Dass sie nur der schwachen Wechselwirkung und der Gravitation unterliegen hat z.B. den Vorteil, dass sie nicht durch elektromagnetische Felder im Weltraum abgelenkt werden können. Geladene Teilchen kommen aus diesem Grund nicht in Frage. Photonen haben den Nachteil, dass sie auch durch z.B. den inversen Compton-Effekt entstehen können [5]. Ein weiterer wichtiger Faktor ist, dass Neutrinos nicht zerfallen. Deswegen sind z.B. freie Neutronen mit einer Lebensdauer von ca. 880 s [7] nicht geeignet.

Alle diese Vorteile erschweren gleichzeitig die Detektion. Der IceCube Detektor umfasst deswegen 1 km^3 Eis zwischen 1450 und 2450 m Tiefe. Die eigentlichen Detektoren sind Photomultiplier, welche in sogenannten digitalen optischen Modulen (DOMs) untergebracht sind.

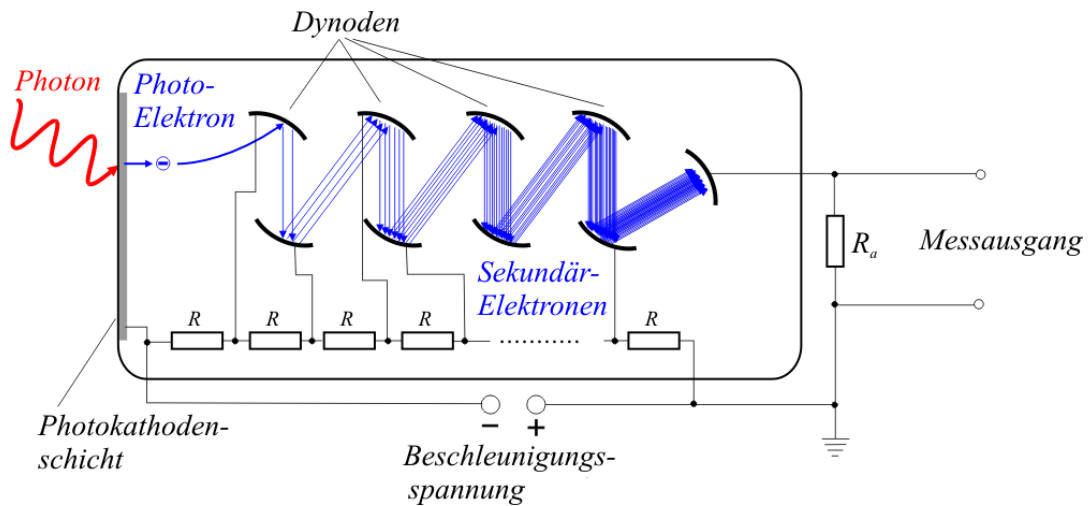


Abbildung 2: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers (Entnommen aus: [11]).

PMTs sind Detektoren für Licht, die selbst einzelne Photonen nachweisen können [12]. Das Funktionsprinzip basiert auf einer Photokathode, aus der beim Auftreffen von Photonen durch den photoelektrischen Effekt Elektronen austreten (siehe Abb. 2). Hinter der Kathode befinden sich hintereinander und gleichzeitig zueinander versetzt mehrere Dynoden, die z.B. durch einen Spannungsteiler auf unterschiedlichem Potential gehalten werden. Die Elektronen werden zur ersten Dynode hin beschleunigt und erzeugen beim Auftreffen Sekundärelektronen. Diese werden dann zur nächsten Dynode hin beschleunigt usw., bis die Elektronen schließlich auf eine Anode treffen und dort ein messbares elektrisches Signal proportional zur Zahl der einfallenden Photonen erzeugen.

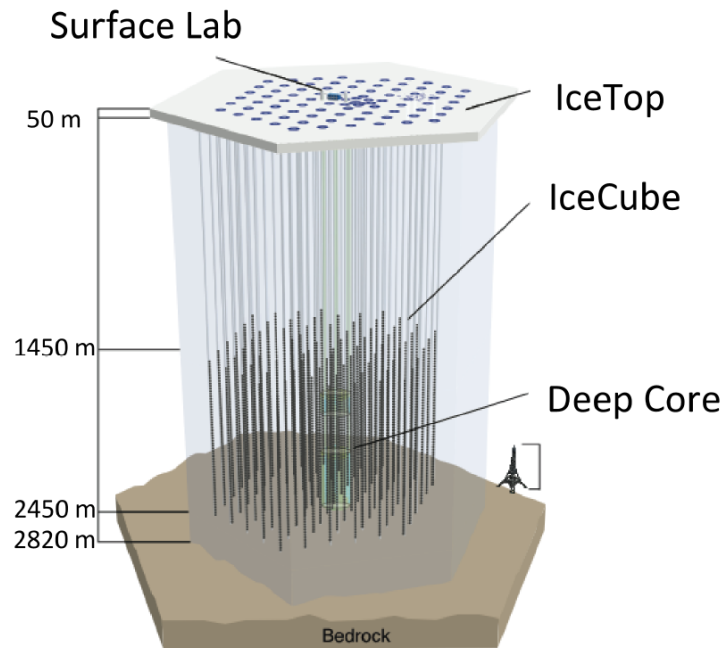


Abbildung 3: *Aufbau von IceCube, die schwarzen senkrechten Stränge bestehen aus kleinen Punkten, die die DOMs darstellen sollen (Entnommen aus: [13]).*

In jedem DOM befindet sich ein nach unten ausgerichteter PMT mit 10-Zoll Durchmesser und die zugehörige Ausleseelektronik [14]. An 78 Strängen mit einem horizontalen Abstand von 125 m zueinander sind jeweils 60 DOMs mit 17 m Abstand befestigt (siehe Abb. 3) [2]. Im IceCube Detektor gibt es einen dichter instrumentierten Bereich mit 8 Strängen, die zum DeepCore Experiment gehören. Dessen Ziel ist es niederenergetische Neutrinos mit Energien bis hinunter zu 10 GeV zu detektieren [15]. Mithilfe dieses Bereichs sollen u.a. Neutrino-Oszillationen untersucht werden [2]. Zusätzlich gibt es IceTop, einen Aufbau an der Oberfläche, mit dem u.a. hochenergetische Luftschauer im Bereich von 300 TeV bis 1 EeV detektiert werden, welche durch kosmische Strahlung in der Erdatmosphäre erzeugt werden [2].

Mit IceCube-Gen2 ist ein Nachfolger des bisherigen IceCube Detektors geplant, der mit 10 km^3 statt 1 km^3 ein weitaus höheres Volumen einnehmen wird [16]. Neben der damit einhergehenden Erhöhung der Rate von detektierten Neutrinos, werden eine bessere Winkelauflösung und Sensitivität angestrebt. Der bisherige Aufbau soll komplett in den neuen integriert werden (siehe Abb. 4). Neben der Erweiterung von IceCube selbst wird auch der Oberflächendetektor ausgebaut sowie ein neuer Detektor für präzise Messungen von niederenergetischen Neutrinos in DeepCore eingefügt, das Precision IceCube Next Generation Upgrade (PINGU) [3].

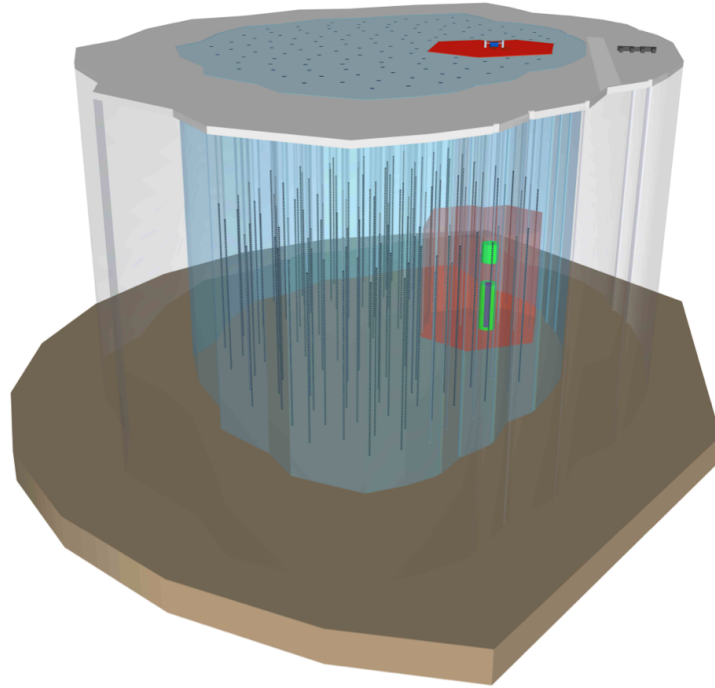


Abbildung 4: Geplanter Aufbau von IceCube-Gen2. In rot ist der IceCube Detektor markiert, in grün DeepCore. Der graue Bereich innerhalb von DeepCore steht für das Precision IceCube Next Generation Upgrade. Der IceCube-Gen2 Detektor ist hellblau eingefärbt (Entnommen aus: [3]).

4 Das multi-PMT digitale optische Modul (mDOM)

Für das Design des neuen optischen Moduls für IceCube-Gen2 existieren mehrere Vorschläge. Einer davon ist das sogenannte multi-PMT digitale optische Modul (mDOM). Der Hauptunterschied zum bisherigen DOM ist, dass es statt eines großen 10-Zoll PMTs 24 kleinere 3-Zoll PMTs im mDOM geben soll, welche in alle Raumrichtungen zeigen [14]. Die PMTs vom Typ R12199-02 von Hamamatsu [14] sowie die Elektronik sind in einem Druckbehälter aus Borosilikatglas [6] untergebracht (siehe Abb. 5). Dieses besteht aus zwei Halbkugeln, welche in der Mitte durch einen zylindrischen Teil verbunden werden [14]. Dadurch wird zum einen mehr Platz im Inneren des Druckbehälters geschaffen, zum anderen der Durchmesser nicht vergrößert. Das ist nötig um die Kosten für die Bohrlöcher, durch welche die Stränge ins Eis gelangen, zu minimieren, da die Kosten mit dem Durchmesser des Bohrloches steigen. Die PMTs werden von Reflektoren aus Aluminium umgeben, um die effektive Fläche und die Richtungssensitivität zu vergrößern. Alles wird von einer optischen Photonen absorbierenden Haltestruktur umschlossen. Zwischen dem Glas des Druckbehälters und den inneren Komponenten (Haltestruktur, Reflektoren und PMTs) befindet sich zur optischen Kopplung eine Schicht aus Gel.

Einer der Vorteile dieses Moduls ist die bessere Winkelauflösung, da die Signale den unterschiedlichen PMTs und somit besser einer Richtung zugeordnet werden können. Weitere Vorteile sind, dass aus allen Richtungen Signale aufgenommen werden können

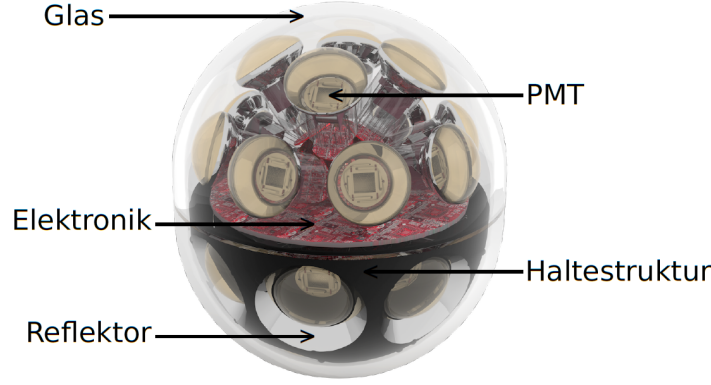


Abbildung 5: Modell des mDOMs, dargestellt ohne Gel und in der oberen Hälfte ohne Reflektoren und Haltestruktur (Entnommen aus: [17]).

und die sensitive Fläche mit der Oberfläche der Photokathoden zunimmt [14].

4.1 Untergrund durch radioaktive Zerfälle im Glas des mDOMs

Die gesuchten Signale in IceCube-Gen2 werden überlagert durch Untergrundsignale. Die optischen Module sind selbst eine der Quellen dieses Untergrunds, etwa durch radioaktive Zerfälle im Glas der Module. Atmosphärische Myonen und Neutrinos [16] und die Dunkelrate der PMTs selbst erzeugen ebenfalls Untergrundsignale. Die beim Zerfall entstehenden Teilchen können sowohl Szintillations- als auch Cherenkov-Licht im Glas erzeugen [18]. Szintillationslicht entsteht, wenn ein Atom oder Molekül durch geladene Teilchen angeregt wird, und sich anschließend unter Emission von optischen Photonen abregt [7]. Im Rahmen dieser Arbeit wird u.a. die mit den simulierten Daten berechnete Untergrundrate mit der einer realen Messung verglichen.

4.2 Aktivität des Glases

Die von [19] gemessenen spezifischen Aktivitäten für das im mDOM verwendete Glas sind in Tab. 1 zu sehen. Des Weiteren sind dort die Zerfallskanäle und die zugehörigen Q-Werte eingetragen [21], die die beim Zerfall frei werdende Energie und somit die maximale kinetische Energie der Zerfallsprodukte darstellen. In dieser Arbeit wird der Fokus auf den Zerfall von ^{40}K gelegt, da dieser die höchste spezifische Aktivität A aufweist.

Die in Tab. 1 aufgeführten Isotope zerfallen größtenteils über eine Form des β -Zerfalls. Beim β^- -Zerfall wird ein Atom X mit Ladungszahl Z und Massenzahl A über

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e \quad (7)$$

umgewandelt in ein Isobar Y mit der Ladungszahl $Z + 1$ [4]. Die Umwandlung für den β^+ -Zerfall geschieht über

$${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + e^+ + \nu_e. \quad (8)$$

Tabelle 1: Spezifische Aktivität A , Zerfallskanäle und Q -Wert der im Glas des mDOMs vorkommenden radioaktiven Isotope (Aktivitäten entnommen aus: [19], für ^{234}mPa und ^{40}K wurden die Zerfallskanäle und Q -Werte aus dem Geant4 Quellcode entnommen [20], andere Werte entnommen aus: [21],)

Isotop	A [Bq/kg]	Zerfallskanäle	Q [MeV]
^{40}K	75,28	89,280% β^-	1,31
		10,719% EC	1,50
		0,001% β^+	1,50
^{234}Th	28,63	100% β^-	0,27
^{226}Ra	12,46	100% α	4,87
^{234}mPa	11,25	99,84% β^-	2,27
		0,16% IT	0,07
^{214}Pb	3,28	100% β^-	1,02
^{214}Bi	2,66	99,98% β^-	3,27
		0,02% α	5,6
^{212}Pb	1,32	100% β^-	0,57
^{228}Ac	1,28	100% β^-	2,12
^{235}U	0,78	100% α	4,68

Die Zerfallsgleichung für den Elektroneneinfang (EC) lautet:

$${}^A_Z X + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu_e. \quad (9)$$

Des weiteren findet im Glas α -Zerfall statt, bei dem vom Atom ein ^4He -Kern ausgesandt wird. Der isomere Übergang (IT) bezeichnet den Übergang eines metastabilen, angeregten Kerns unter Aussendung eines γ -Quants in einen niedrigeren Zustand.

Um zu überprüfen, welche der in Tab. 1 genannten Zerfälle durch die Erzeugung von Cherenkov-Licht zum Untergrund beitragen können, wurde die Cherenkov-Schwelle für das Borosilikatglas des mDOMs berechnet. Der Brechungsindex liegt zwischen 1,5229 für 230 nm und 1,4674 für 730 nm. Damit liegt die Cherenkov-Schwelle zwischen

$$0,6566 \leq \beta = \frac{1}{n_{\text{Glas}}} \leq 0,6815. \quad (10)$$

Ist β gegeben, kann darüber die kinetische Energie E_{kin} eines Teilchens berechnet werden. Mit $E_{\text{kin}} = E - E_0 = mc^2(\gamma - 1)$ [22], wobei E die Gesamtenergie, E_0 die Ruheenergie des Teilchens und m dessen Masse ist, ergibt sich folgende Beziehung:

$$E_{\text{kin}} = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right). \quad (11)$$

Für durch Elektronen oder Positronen erzeugtes Cherenkov-Licht muss für m die Elektronenmasse mit $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ verwendet werden [7]. Die Isotope, deren Q -Wert für den β -Zerfall unter 0.167 MeV (mit $\beta = 0,6566$) liegt, können für die Erzeugung von Cherenkov-Licht ausgeschlossen werden. Isotope mit höherem Q -Wert können

hingegen welches erzeugen. Alle in Tab. 1 aufgeführten β -Zerfälle können daher theoretisch Cherenkov-Licht erzeugen. Die α -Zerfälle von ^{235}U und ^{226}Ra liegen unter der Cherenkov-Schwelle für α -Teilchen von ca. 1215 MeV (mit $\beta = 0,6566$), wobei die Masse $m_\alpha = 6,644 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ beträgt [23].

4.3 Zerfall von ^{40}K

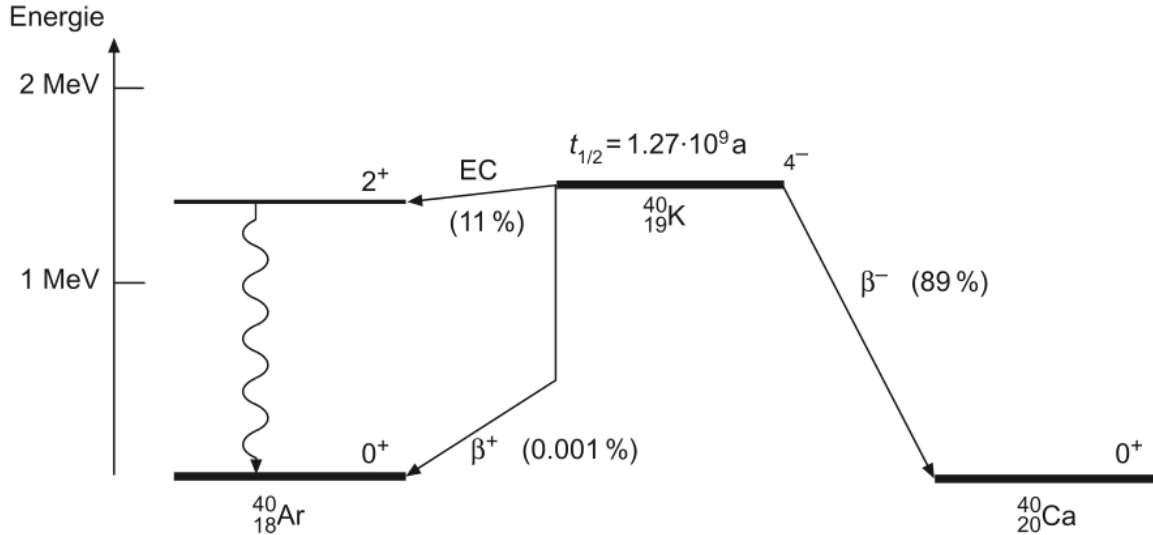


Abbildung 6: Zerfallsschema von ^{40}K mit Kernspin und Parität für jedes Niveau, sowie der Halbwertszeit für ^{40}K (Entnommen aus: [4]).

Das Zerfallsschema von ^{40}K ist in Abb. 6 zu sehen [4]. ^{40}K kann über β^- -Zerfall nach ^{40}Ca und über β^+ -Zerfall bzw. Elektroneneinfang nach ^{40}Ar zerfallen. Sowohl Argon als auch Calcium ist im Grundzustand stabil. Nach EC befindet sich Argon in einem angeregten Zustand, welches dann durch γ -Emission in den Grundzustand übergeht. EC und β^+ -Zerfall sind dabei konkurrierende Prozesse. Der Elektroneneinfang ist dem β^+ -Zerfall gegenüber energetisch um ca. $2m_e c^2$ begünstigt. Allerdings wird die Wahrscheinlichkeit für den Elektroneneinfang durch die geringe Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Hüllenelektronen im Kern gesenkt [4].

5 Simulation von radioaktiven Zerfällen im mDOM

Das mDOM wurde mit dem C++ basierten Programm *Geant4* [20] simuliert. Diese Arbeit baut auf einer schon vorhandenen Simulation von Lew Classen, Björn Herold und Alexander Kappes auf. Neben dem Detektoraufbau werden mit *Geant4* auch die radioaktiven Zerfälle im Glas des Druckbehältnisses des mDOMs simuliert.

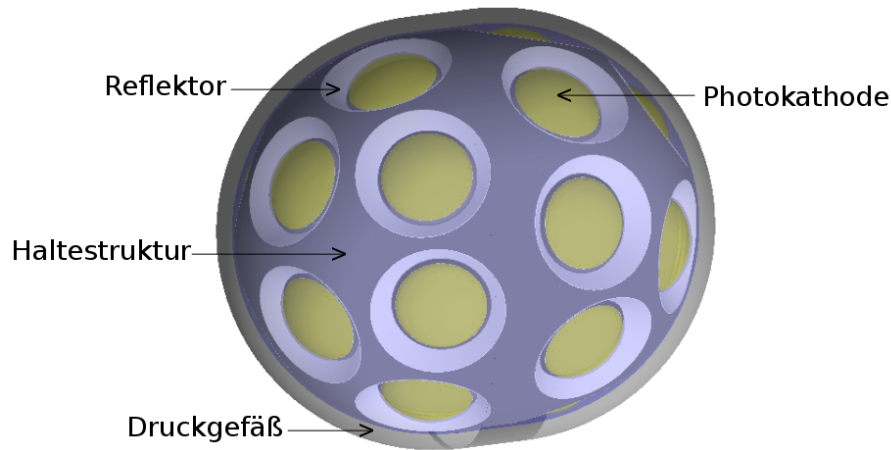


Abbildung 7: Simulation des mDOMs mit *Geant4*.

5.1 Aufbau

In Abb. 7 ist das mDOM in der *Geant4* Simulation zu sehen. Das Modul ist in einer so genannten Welt platziert, einer Kugel mit 10 m Durchmesser. Die gesamte Simulation ist nur für den Bereich der Welt definiert [24]. Verlassen Teilchen diesen Bereich, sind sie nicht mehr in der Simulation vorhanden. Alle anderen Elemente des mDOMs werden einzeln definiert in das Weltvolumen platziert, wobei ein neues Volumen immer in einem anderen, größeren Volumen platziert werden muss. In diesem Fall wird zuerst der Glaskörper, der das gläserne Druckbehältnis darstellen soll, in die Welt eingefügt. Dieser besteht aus zwei durch einen Zylinder verbundene Halbkugeln. Darin wird ein Volumen aus Gel so platziert, dass außen eine Glasschicht von 1,3 cm übrig bleibt. Die Haltestruktur und die PMTs samt Reflektoren werden in das Gelvolumen eingefügt. Zwischen den Rändern der Reflektoren und dem Glas liegt eine Gelschicht von 2 mm. Die Nahaussicht eines PMTs im mDOM ist in Abb. 8 zu sehen. An das Glas des Druckbehältnisses schließt sich die Gelschicht an, von der die Bialkali-Photokathode durch das PMT-Glas getrennt wird.

Abbildung 9 zeigt einen PMT mit Reflektor wie er im mDOM in der Simulation mit *Geant4* positioniert ist. Der PMT an sich besteht aus einem Zylinder. In diesem sind in einem echten PMT die Dynoden und andere Elektronik untergebracht, die für die Simulation jedoch nicht relevant sind. Auf dem Zylinder ist eine Kombination aus Ellipse und Kugelsegment aus Glas angebracht, in dem die Photokathode untergebracht ist. Diese ist massiv und füllt den oberen Teil der Ellipse-Kugel-Kombination aus. Hinter der Photokathode ist eine absorbierende Platte platziert, welche sicherstellen soll, dass die Kathode nicht von hinten von Photonen getroffen wird.

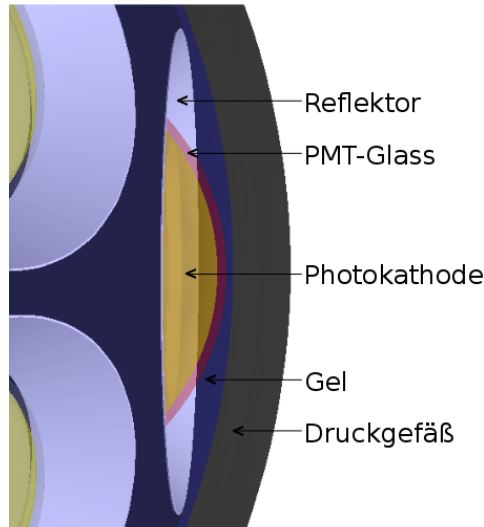


Abbildung 8: *Nahansicht eines PMTs in der Simulation des mDOMs mit Geant4*

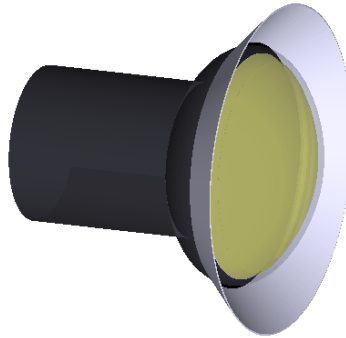


Abbildung 9: *PMT vom Typ R12199-02 von Hamamatsu mit Reflektor in der Simulation mit Geant4*

5.2 Physikalische Prozesse

In *Geant4* werden in der sogenannten *PhysicsList* die für die Simulation benötigten Teilchen implementiert und ihnen die physikalischen Prozesse zugewiesen, an denen sie im Rahmen der Simulation teilnehmen können. In der bereitgestellten Simulation waren folgende physikalische Prozesse implementiert: für das optische Photon¹ die Absorption (*G4OpAbsorption*), die Reflektion bzw. Refraktion an Grenzflächen (*G4OpBoundaryProcess*), Rayleigh Streuung (*G4OpRayleigh*) sowie Mie Streuung (*G4OpMieHG*). Im Folgenden werden optische Photonen lediglich als Photonen bezeichnet. Für γ -Teilchen sind Paarbildung (*G4GammaConversion*), Compton Streuung (*G4ComptonScattering*) und der photoelektrische Effekt (*G4PhotoElectricEffect*) möglich. Elektronen und Positronen kön-

¹Bei *Geant4* werden hochenergetische Photonen als γ -Teilchen und niederenergetische als optische Photonen bezeichnet. Diesen können jeweils unterschiedliche Prozesse zugewiesen werden [24].

nen elastisch gestreut werden (*G4eMultipleScattering*), ionisieren (*G4eIonisation*) und Bremsstrahlung verursachen (*G4eBremsstrahlung*). Des weiteren ist für Positronen die Annihilation (*G4eAnnihilation*) mit einem Hüllenelektron möglich.

Das zerfallende ^{40}K Atom wird in der Simulation durch ein Objekt der Klasse *G4GenericIon* repräsentiert. Dieses ist ein Teilchen in *Geant4*, das jedes Atom mit einer Ladungszahl größer als zwei repräsentieren kann [25].

Für das *G4GenericIon* war der radioaktive Zerfall (*G4RadioactiveDecay*) als physikalischer Prozess aktiviert, der allerdings nur im Glas des Druckbehältnisses stattfinden kann. Die möglichen Prozesse für dieses Teilchen wurden im Rahmen dieser Arbeit um elastische Streuung (*G4hMultipleScattering*) und Ionisation (*G4ionIonisation*) erweitert. Diese Prozesse bewirken, dass das Tochteratom nach dem Zerfall nicht ohne Interaktion die Welt verlässt, sondern aufgrund der geringen kinetischen Energie nur eine kurze Strecke zurücklegen kann und innerhalb der Welt bleibt. So können bei einem angeregten Tochterkern die möglichen Effekte der durch die Abregung entstehenden γ -Quanten ebenfalls registriert werden.

Der Cherenkov-Prozess (*G4Cerenkov*) ist für alle Teilchen möglich, denen dieser Prozess innerhalb von *Geant4* zugewiesen werden kann². Neben den bisher genannten Teilchen sind folgende ebenfalls in der Simulation enthalten: μ^- , μ^+ , ν_e , $\bar{\nu}_e$, ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$. Diesen werden keine zusätzlichen Prozesse zugewiesen.

6 Auswertung der simulierten Daten

Die radioaktiven Zerfälle im Glas des mDOMs werden in der Simulation nachgeahmt, in dem ein ^{40}K -Atom im Glas des Druckbehältnisses positioniert wird. Da zur besseren Auswertung der Daten die Halbwertszeit von ^{40}K auf 0s gesetzt wurde, zerfällt dieses sofort. Die entstehenden Teilchen können die ihnen zugewiesenen Prozesse durchlaufen. Entstehen dabei optische Photonen und treffen auf die Photokathode, so werden bestimmte Informationen über das Photon in eine Datei geschrieben. Anschließend werden die Photonen in der Simulation gelöscht, um Mehrfachtreffer durch das selbe Photon auszuschließen.

Die Datei mit den Informationen über alle Treffer enthält die Koordinaten des Zerfalls (Ursprung des Koordinatensystems ist der Mittelpunkt des mDOMs), die Anzahl der getroffenen PMTs und der Treffer insgesamt, sowie für jeden PMT Informationen über die detektierten Photonen. Zu diesen zählen die Wellenlänge, die Auftreffzeit auf dem PMT relativ zum Zerfallszeitpunkt und die Koordinaten des Auftreffpunkts auf dem PMT. Für alle im Folgenden erwähnten Winkel ist der Mittelpunkt des mDOMs der Bezugspunkt. Zeiten werden relativ zum Zerfallszeitpunkt angegeben. Für die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten wurden 2 Millionen Zerfälle generiert.

Um eine Signatur des Untergrunds durch die radioaktiven Zerfälle im Glas des mDOMs zu erstellen, werden im Folgenden die Anzahl, die zeitliche und räumliche Verteilung der Treffer, die Rate sowie das Spektrum der detektierten Photonen untersucht. Um die simulierten Daten besser mit gemessenen Daten vergleichen zu können, wird zusätzlich die

²Dies kann mit Hilfe der Funktion *IsApplicable* der Klasse *G4Cerenkov* überprüft werden.

gemessene Quanteneffizienz der im mDOM verwendeten PMTs berücksichtigt [26], wenn die jeweilige Verteilung wellenlängenabhängig ist. Die Messkurve der Quanteneffizienz ist in Abb. 10 zu sehen.

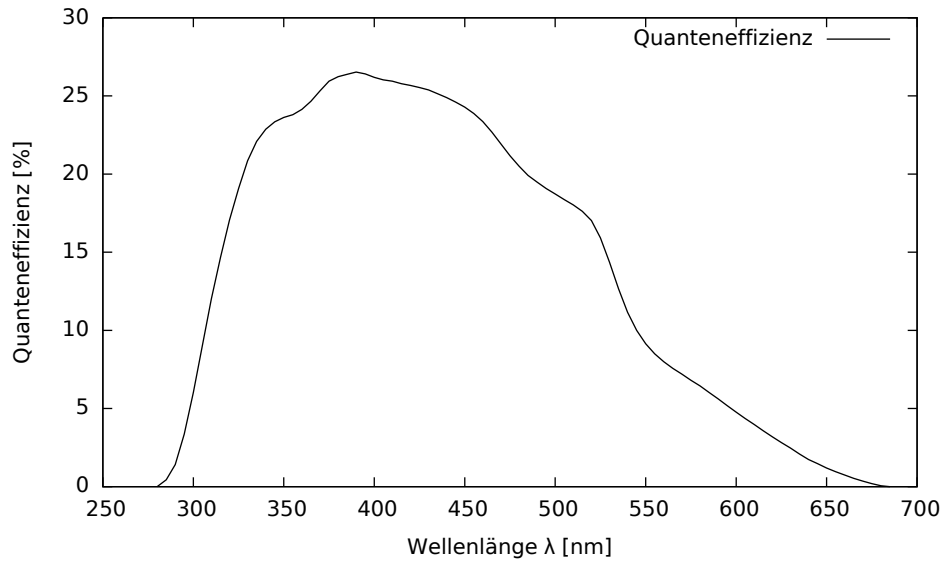


Abbildung 10: *Quanteneffizienz eines PMTs vom Typ R12199-02 von Hamamatsu (Entnommen aus: [27], bearbeitet).*

6.1 Anzahl der Treffer und getroffenen Photomultiplier

Im Folgenden soll herausgefunden werden, ob die Häufigkeitsverteilung der Anzahl der Treffer und der getroffenen PMTs einer charakteristischen Verteilung folgt, aufgrund derer Treffer durch den Untergrund durch Cherenkov-Licht identifiziert und ausgeschlossen werden können. In Abb. 11 ist die Häufigkeitsverteilung der getroffenen PMTs pro Zerfall zu sehen. Meistens wird gar kein PMT oder nur ein PMT getroffen. Genauer gesagt wird in ca. 64,0% der Fälle kein PMT getroffen, in ca. 33,7% einer und in ca. 2,2% zwei. Gibt es mindestens einen Treffer, so wird in ca. 94% der Fälle nur ein PMT getroffen.

Die Häufigkeitsverteilung der Gesamtanzahl der Treffer pro Zerfall ist in Abb. 12(a) zu sehen. Im Anhang in Abb. 24 ist die Verteilung der Treffer für verschiedene Wellenlängenbereiche der detektierten Photonen dargestellt. Für höhere Wellenlängen sinkt die Anzahl der Treffer pro Zerfall, was vor allem damit zusammenhängt, dass es in den niedrigeren Wellenlängenbereichen mehr Photonen gibt. Da die Verteilung wellenlängenabhängig ist, wird sie auch unter Berücksichtigung der Quanteneffizienz dargestellt (siehe Abb. 12(b)). Die Häufigkeit sinkt mit steigender Trefferanzahl. Die Häufigkeitsverteilung der Anzahl der Treffer pro PMT und Zerfall (siehe Abb. 13(a)) hat qualitativ den gleichen Verlauf wie die Häufigkeitsverteilung der Anzahl der Treffer insgesamt pro Zerfall. Grund dafür ist, dass bei den meisten Zerfällen entweder einer oder kein PMT getroffen wird, wie in Abb. 11 zu sehen ist. Da die Verteilung der Anzahl der Treffer pro

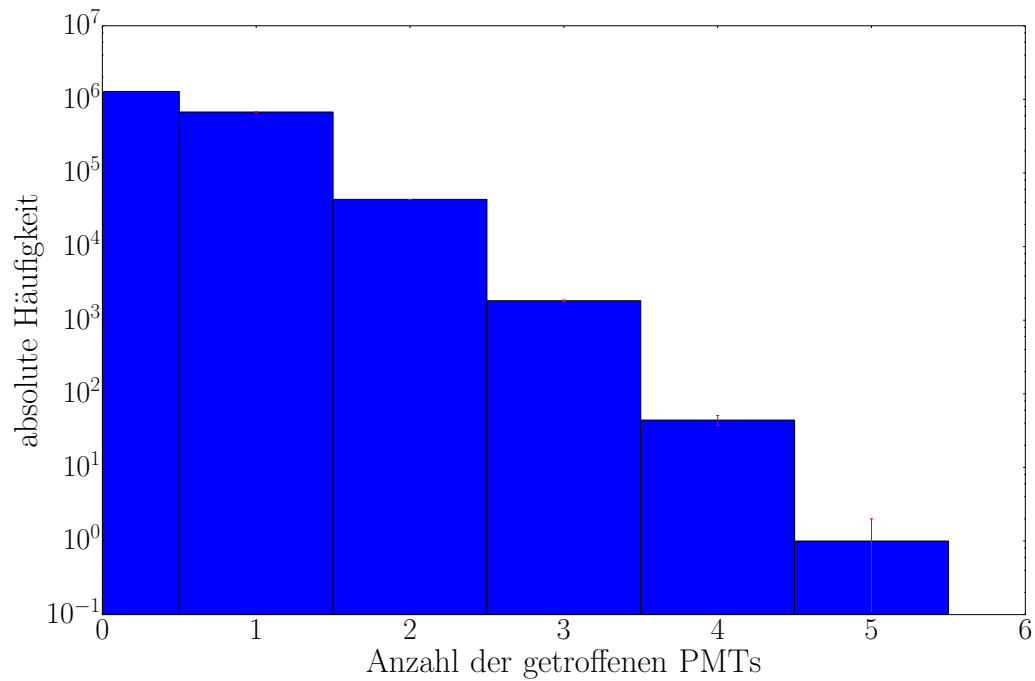
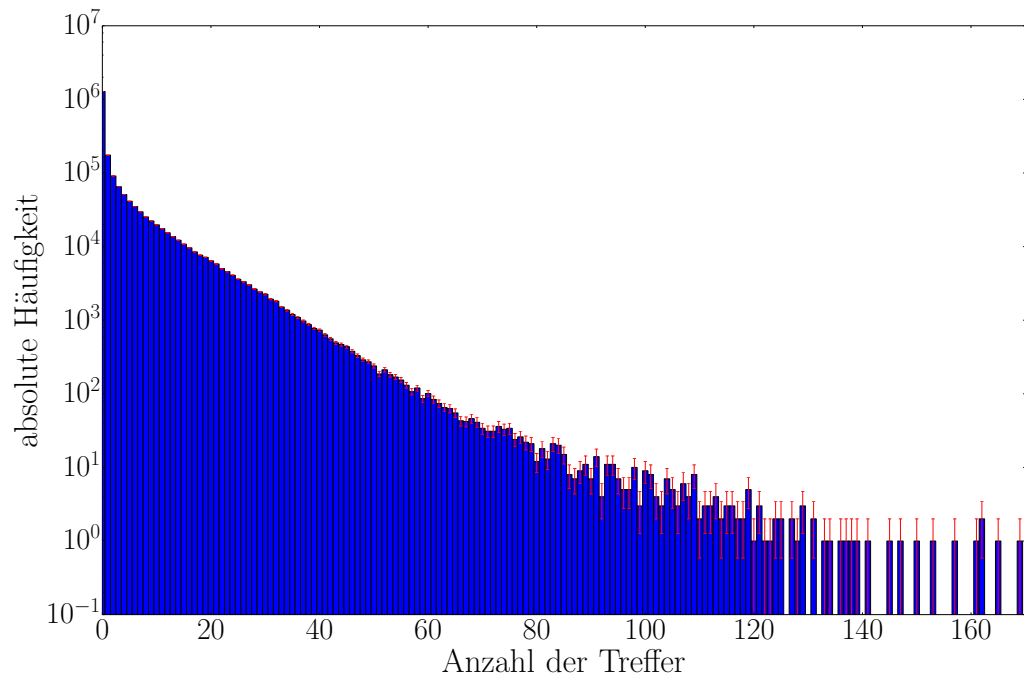


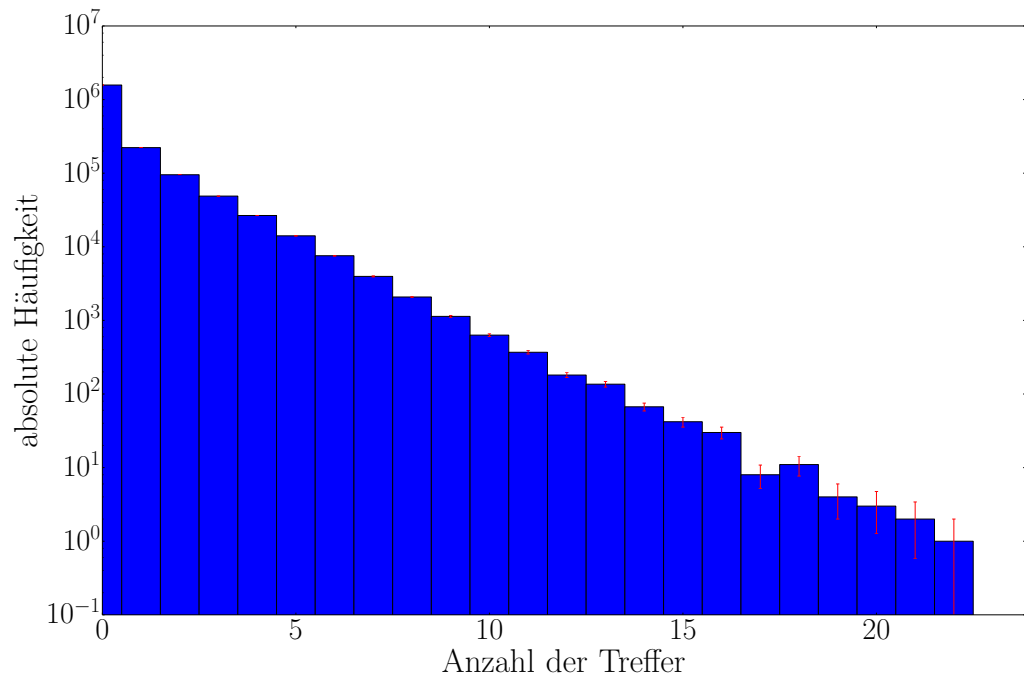
Abbildung 11: *Histogramm der Anzahl der getroffenen PMTs pro Zerfall. Die Fehler (in rot) werden mit der Wurzel der Häufigkeiten abgeschätzt.*

PMT wellenlängenabhängig ist (siehe Abb. 25 im Anhang), wird diese ebenfalls unter Berücksichtigung der Quanteneffizienz dargestellt (siehe Abb. 13(b)). Auch diese Verteilung stimmt in etwa mit der der Gesamtanzahl der Treffer unter Berücksichtigung der Quanteneffizienz überein.

Könnten alle Treffer von Zerfällen identifiziert werden, bei denen nur ein PMT getroffen wurde, so könnten etwa 94% des Untergrunds durch Cherenkov-Licht durch ^{40}K ausgeschlossen werden.

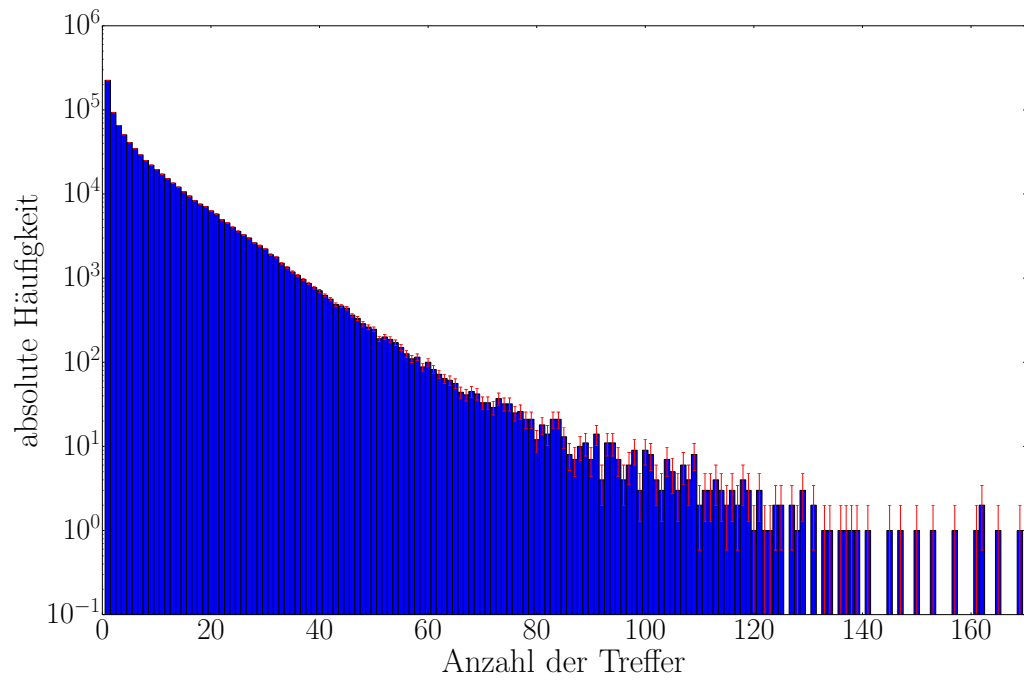


(a) Ohne Quanteneffizienz.

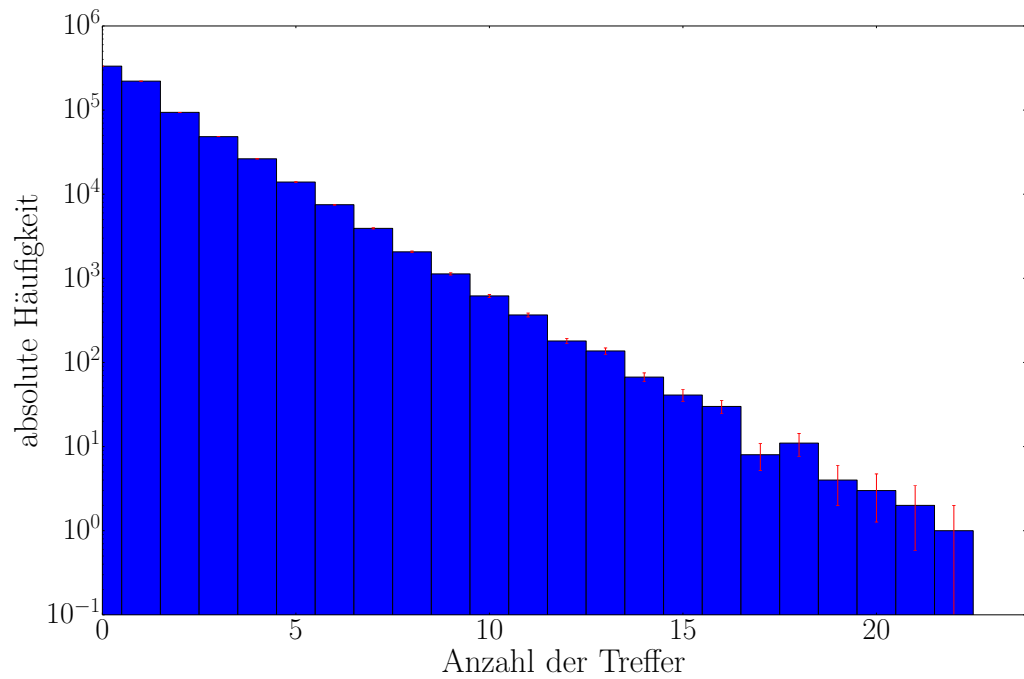


(b) Mit Quanteneffizienz.

Abbildung 12: Histogramm der Anzahl der Treffer pro Zerfall mit und ohne Berücksichtigung der Quanteneffizienz. Die Fehler (in rot) werden mit der Wurzel der Häufigkeiten abgeschätzt.



(a) Ohne Quanteneffizienz.



(b) Mit Quanteneffizienz.

Abbildung 13: Histogramm der Anzahl der Treffer pro PMT und Zerfall mit und ohne Berücksichtigung der Quanteneffizienz. Die Fehler (in rot) werden mit der Wurzel der Häufigkeiten abgeschätzt.

6.2 Zeitliche und räumliche Verteilung der Treffer

Des Weiteren soll auch die zeitliche und räumliche Verteilung der Treffer auf dem mDOM untersucht werden. Die zeitliche Verteilung der Treffer ist in Abb. 14 dargestellt. Die

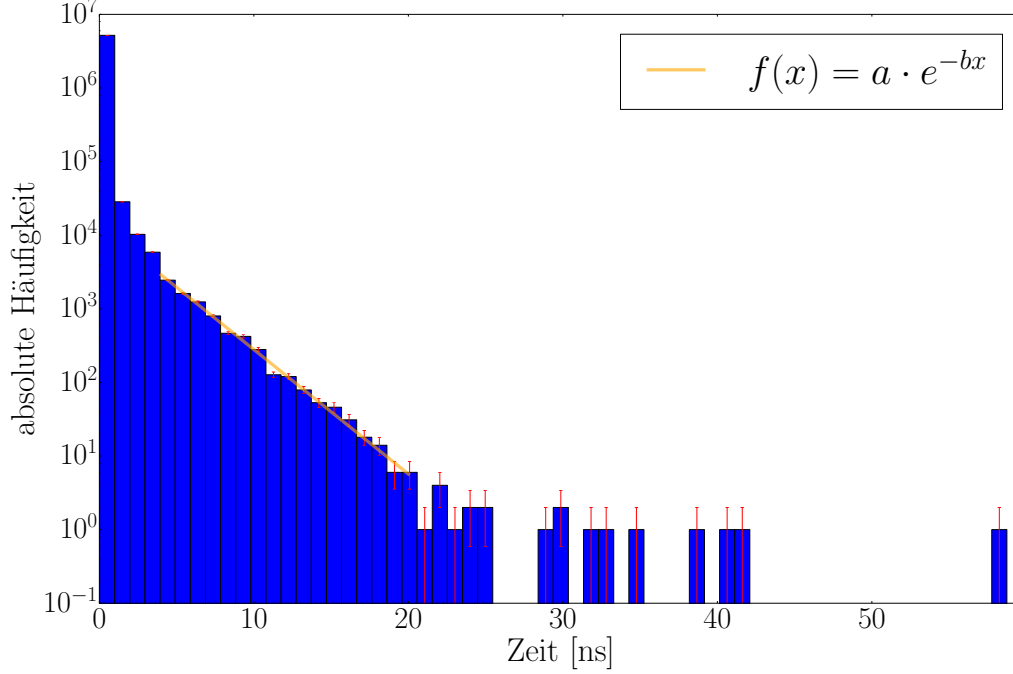


Abbildung 14: Histogramm der Auftreffzeit der Photonen auf der Photokathode. Zwischen 4 ns und 20 ns ist die Funktion $f(x)$ an die Daten angepasst worden, mit a und b als variablen Parametern. Die Fehler (in rot) werden mit der Wurzel der Häufigkeiten abgeschätzt.

meisten Treffer sind direkte Treffer, bei denen die Photonen von Zerfällen direkt über einem PMT auf diesen treffen (siehe Abb. 26 im Anhang). Mehr als die Hälfte der Treffer geschieht innerhalb der ersten 0,13 ns nach dem Zerfall. Zum Vergleich: die Glasdicke des Druckbehältnisses beträgt 1,3 cm, was Photonen innerhalb von 0,07 ns zurücklegen, wenn von einem Brechungsindex von 1,5 ausgegangen wird. Zwischen etwa 4 ns und 20 ns ist ein Abfall zu beobachten, von dem angenommen wird, dass er exponentiell ist. Diese Annahme kann mit dem exponentiellen Absorptionsgesetz für Photonen begründet werden. Die Intensität I eines Photonenstrahls nimmt exponentiell mit der durchlaufenen Strecke x in einem Material ab [4]:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu x}. \quad (12)$$

Mit I_0 wird die Intensität bei $x = 0$ bezeichnet und mit μ der materialspezifische Absorptionskoeffizient. Gleichung 12 kann umgeformt werden in eine zeitabhängige Intensität $I(t) = I_0 \cdot e^{-\mu c_n t}$. Mit zunehmender Strecke bzw. Zeit nimmt mit der Anzahl der Photonen auch die Anzahl an höheren Auftreffzeiten exponentiell ab.

Es soll nun überprüft werden, ob der vermutete exponentielle Zusammenhang bestätigt werden kann. Der Parameter b beträgt für die angepasste Funktion $b = (0,389 \pm 0,009)$ ns. Die Absorptionslänge l_A des Mediums, in diesem Fall des Glases, kann berechnet werden über [4]:

$$l_A = \frac{1}{\mu} = \frac{c}{n \cdot b} = (514 \pm 12) \text{ mm.} \quad (13)$$

Der Fehler wurde über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung berechnet. Für den Brechungsindex n des Glases wird ein Wert von 1,5 für alle Wellenlängen angenommen. Die Absorptionslänge des Glases in der Simulation beträgt im Mittel für alle Wellenlängen ca. 471 mm. Bei Gewichtung mit den Wellenlängen der detektierten Photonen würde sich dieser Wert vergrößern, da bei einer höheren Absorptionslänge die Photonen im Mittel eine größere Strecke zurücklegen können und somit die Chance auf einen Treffer steigt. Ohne diese Gewichtung liegt die durch den Fit berechnete Absorptionslänge schon im selben Größenordnungsbereich wie die gemittelte der in der Simulation verwendeten Absorptionslängen, was für den Ansatz des exponentiellen Abfalls spricht.

Eine Abweichung von der angepassten exponentiellen Funktion findet bei den direkten Treffern statt, da der vom Zerfallspunkt direkt zu erreichende PMT Photonen aus einem größeren Raumwinkelbereich detektiert als die anderen PMTs (siehe Abb. 26 im Anhang). I_0 ist dementsprechend größer. Andere Abweichungen könnten dadurch entstehen, dass die von Elektronen bzw. Positronen erzeugten Photonen nicht alle zum selben Zeitpunkt und am selben Ort erzeugt werden. Dadurch werden unterschiedliche Teile der Strecke vom Zerfallspunkt zum PMT von den Elektronen bzw. Positronen zurückgelegt, welche eine höhere Geschwindigkeit besitzen als die Photonen.

Die zeitliche Verteilung der Treffer lässt einen Schluss zu auf die typische Zeitskala in der Treffer von einem Zerfall detektiert werden. Innerhalb von einem Zeitfenster von 2 ns nach einem Zerfall geschehen 99,55% aller Treffer.

Abbildung 15 zeigt den Verlauf der Häufigkeit der Winkel zwischen den getroffenen PMTs und dem Zerfall in Abhängigkeit von der Auftreffzeit. Die Zeit ist hier auf 20 ns beschränkt worden, um den Verlauf besser sichtbar zu machen, das vollständige Histogramm befindet sich im Anhang (siehe Abb. 27). Zu sehen ist eine Zickzack-Linie, welche ca. alle 6 ns ihr Maximum bzw. ihr Minimum erreicht. Diese Zeit stimmt überein mit der, die ein Photon etwa braucht um das mDOM einmal zu umrunden. Der Umfang des mDOMs liegt zwischen $x = 111,84$ cm und $x = 115,34$ cm, da das Modul keine Kugel ist. Außerdem wurde zur Berechnung für den minimalen Umfang die Dicke des Glases vom Radius abgezogen. Photonen brauchen demnach mit $t = x \cdot n/c$ für einen Umlauf etwa zwischen 5,60 ns und 5,77 ns. Die Umlaufzeiten können jedoch noch weiter variieren, da die Trajektorien aufgrund von Totalreflexion an den beiden Grenzflächen des Glases eine gezackte Linie zwischen den beiden Flächen darstellt, wobei sich die Reflexionswinkel für verschiedene Trajektorien unterscheiden können.

Auch hier ist zu sehen, dass die meisten Photonen direkte Treffer sind, sie treffen innerhalb des Bruchteils einer Nanosekunde und unter Winkeln kleiner als etwa 20 Grad auf. Da die Photonen im Glas immer die gleiche Geschwindigkeit besitzen, nimmt mit größeren Winkeln die Zeit linear zu, bis zu einem Winkel von 180 Grad. Die Photonen

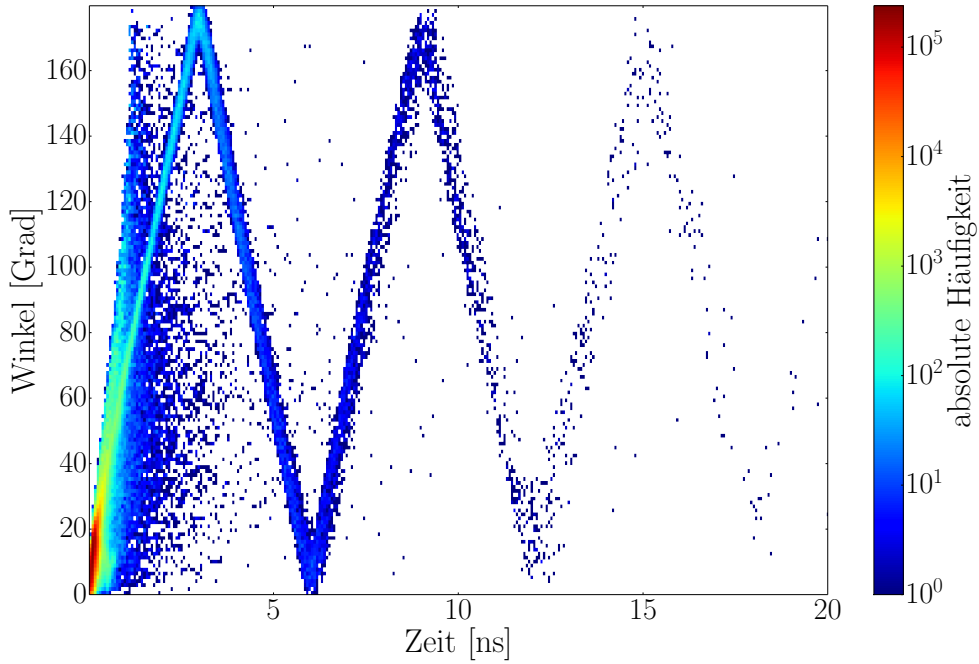


Abbildung 15: Verlauf der absoluten Häufigkeit der Winkel zwischen den getroffenen PMTs und dem Zerfall in Abhängigkeit von der Auftreffzeit. Als Bezugspunkt für die PMTs wird der Mittelpunkt des Kopfteils mit der Photokathode genommen. Hier sind nur Zeiten bis 20 ns aufgetragen.

umrunden das mDOM und laufen auf der anderen Seite zurück, der Winkel wird wieder kleiner, aber die Zeit nimmt zu. Die Steigung ist vom Betrag her die gleiche wie zuvor. Photonen, die das mDOM mehrmals umrunden, sind verantwortlich für die weiteren 'Zacken'. Die Zickzack-Linie weist eine gewisse Breite von etwa 0,3 ns bis 0,4 ns auf, was auf die gezackten Trajektorien der Photonen zurückzuführen ist.

Photonen, die von der Zickzack-Linie abweichen, könnten durch Streuungen von ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt worden sein. Des Weiteren ist es möglich, dass die bei der Abregung des Tochterkerns freigesetzten γ -Teilchen durch den Comptoneffekt Elektronen erzeugen. Von diesen Elektronen erzeugte Photonen würden ebenfalls nicht in das genannte Zickzack-Muster passen. Auffällig sind die Photonen, welche oberhalb der Gerade zwischen Nullpunkt und 180 Grad bei 3 ns getroffen haben. Da alle Photonen im Glas die gleiche Geschwindigkeit haben, und diese nicht durch das Modul mit der Photonen absorbierenden Haltestruktur gelangen können, ist dieses Phänomen nicht durch optische Photonen zu erklären. Eine mögliche Erklärung sind γ -Teilchen, welche ohne Absorption durch das Modul fliegen können und anschließend am Austrittsort Elektronen erzeugen können (siehe Abb. 28 im Anhang).

Die Häufigkeitsverteilung der Winkel zwischen den getroffenen PMTs ist eine diskrete Verteilung aufgrund der festen Positionen der PMTs (siehe Abb. 16). Die Verteilung ist

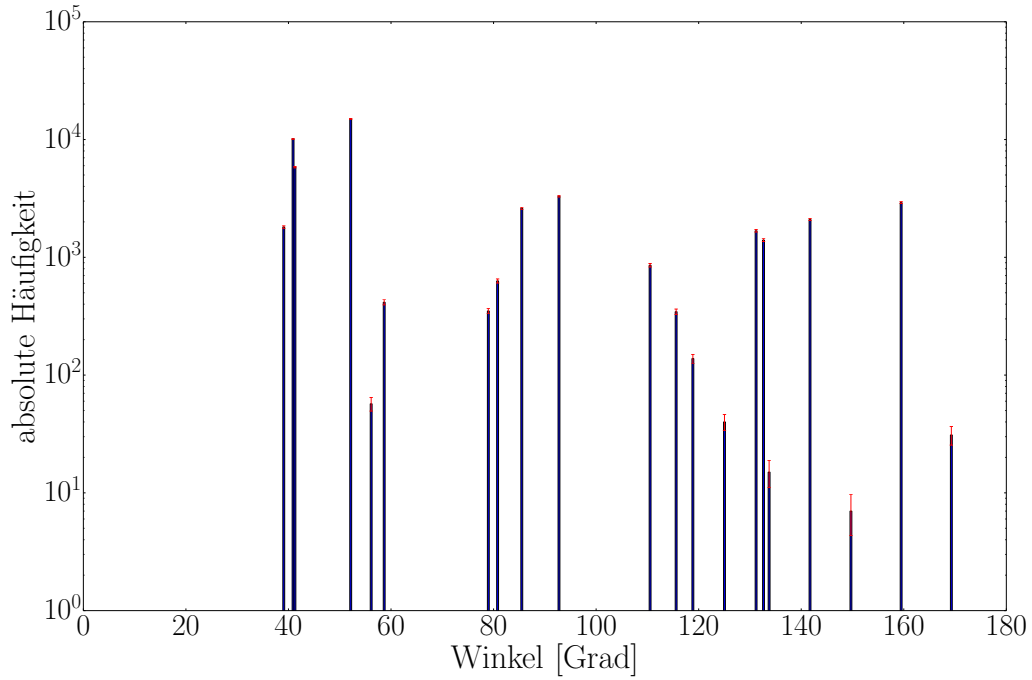


Abbildung 16: *Histogramm der Winkel zwischen den bei einem Zerfall getroffenen PMTs. Als Bezugspunkt für die PMTs wird der Mittelpunkt des Kopf-teils mit der Photokathode genommen. Die Fehler (in rot) werden mit der Wurzel der Häufigkeiten abgeschätzt.*

unregelmäßig, es ist keine steigende oder fallende Tendenz zu erkennen. Die am häufigsten vorkommenden Winkel liegen bei etwa 41 Grad und 52 Grad. Die Verteilung ist allerdings nicht nur von der geometrischen Anordnung der PMTs im Modul abhängig, wie ein Vergleich zur Häufigkeitsverteilung der im mDOM vorkommenden Winkel zwischen den PMTs zeigt (siehe Abb. 17). Dort liegen die Maxima bei ca. 81 Grad und 93 Grad, auch die Häufigkeiten der anderen Winkel verhalten sich zueinander zum Teil deutlich anders. Die Häufigkeitsverteilung der Winkel zwischen den getroffenen PMTs hängt also nicht allein von der Anordnung der PMTs zueinander im mDOM ab.

Die x-y-Verteilung der detektierten Photonen ist in Abb. 18 für eine Halbkugel des mDOMs dargestellt. Die Verteilung ist isotrop, ebenso wie die Verteilung auf der anderen Halbkugel (siehe Abb. 29 im Anhang). Die zunehmende Häufigkeit nach außen hin wird verursacht durch die Projektion auf die x-y-Ebene. Die an manchen Stellen auftretenden Punkte höherer Häufigkeit in Umgebungen geringerer Häufigkeit treten nicht durch die Einteilung der Bins auf. Sie sollen jedoch auch nicht weiter beachtet werden, da für neu generierte Reihen an Zerfällen die Punkte immer anders verteilt sind.

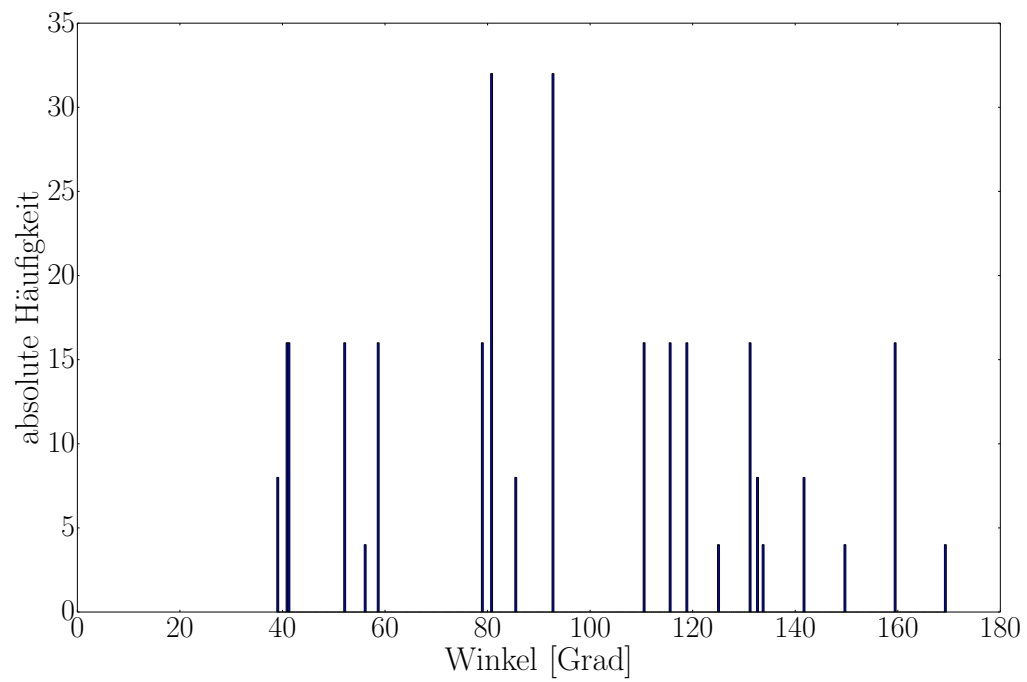


Abbildung 17: *Histogramm der im mDOM vorkommenden Winkel zwischen den PMTs. Als Bezugspunkt für die PMTs wird der Mittelpunkt des Kopf- teils mit der Photokathode genommen.*

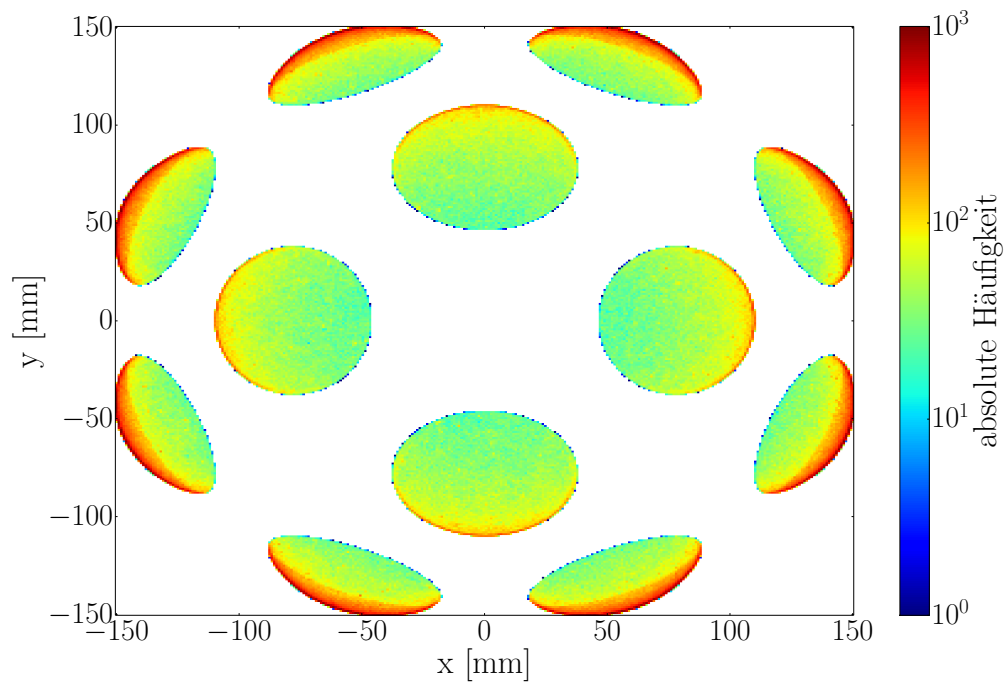


Abbildung 18: Häufigkeitsverteilung der Auftreffpunkte der detektierten Photonen für positives z , dargestellt in der x - y -Ebene.

6.3 Untergrundrate

Ein wichtiges Merkmal für das mDOM ist die zu erwartende Untergrundrate, z.B. durch den Zerfall von ^{40}K . Aus den im Rahmen der Simulation erzeugten Daten lässt sich eine solche Rate berechnen, die allerdings keine Rate des kompletten Untergrunds durch ^{40}K darstellt. Sie berücksichtigt nur die durch den Zerfall erzeugten Cherenkov-Photonen sowie solche, die durch Abregung des Tochterkerns entstehen.

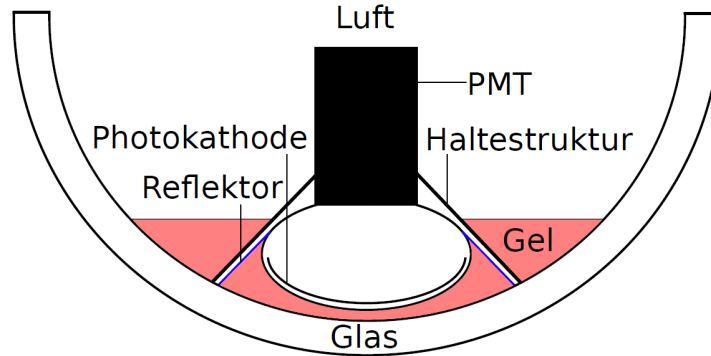


Abbildung 19: Schematischer Aufbau zur Messung der Dunkelrate eines PMTs, inklusive der durch das Glas verursachten Untergrundrate. Der PMT besteht in der Skizze aus dem schwarzen Rechteck und der Ellipse, die die Photokathode beinhaltet. Das Glas stellt die Hälfte eines Druckbehältnisses des mDOMs dar.

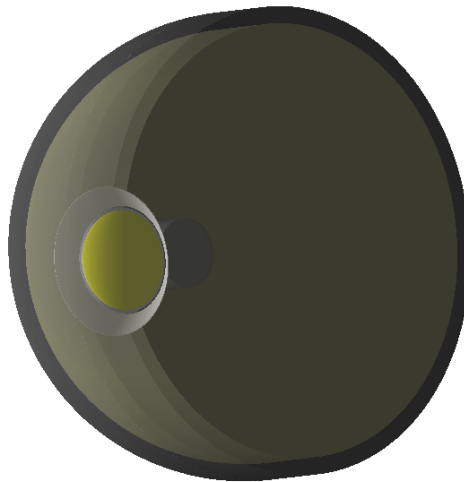


Abbildung 20: Simulation des Aufbaus mit einem PMT und halber Glaskugel (Aufbau 'halbes Modul').

Die aus den simulierten Daten errechnete Rate soll in diesem Kapitel mit der einer Dunkelratenmessung von [26] verglichen werden. Diese Dunkelrate wurde gemessen, indem ein PMT samt Reflektor in einem halben Druckbehältnis des mDOMs in Gel platziert wurde (siehe Abb. 19). Der PMT befindet sich außerdem in einer Haltestruktur,

die bewirkt dass dieser nicht von hinten getroffen werden kann. Diese Haltestruktur ist nicht die des mDOMs. Um den Aufbau in der Simulation nachzubauen, wurde eine der Glashalbkugeln komplett entfernt und der Glaszylinder quer halbiert (siehe Abb. 20). In die Mitte der anderen Halbkugel wird ein einzelner PMT samt Reflektor platziert. Die Gelschicht wird begrenzt auf den Bereich, der von PMT-Glas, Reflektor und Druckbehälter eingeschlossen wird. Der Rest des Moduls ist anstatt der normalen Haltestruktur des mDOMs mit Luft gefüllt, außerhalb ist ebenfalls Luft. Die bei der Messung verwendeten Haltestruktur bewirkt, dass der PMT nicht von hinten getroffen werden kann. In der Simulation ist dies theoretisch möglich, da zwischen der absorbierenden Scheibe hinter der Photokathode und dem Reflektor ein Abstand von ca. 4 mm besteht. Der Einfluss davon auf die Rate soll allerdings vernachlässigt werden.

Des Weiteren wird der Einfluss verschiedener Geometrien und Umgebungen auf die Rate anhand von drei weiteren Aufbauten untersucht, darunter der in Abb. 21 zu sehende, sowie das mDOM in Eis und in Luft. Die Simulation in Abb. 21 unterscheidet sich in

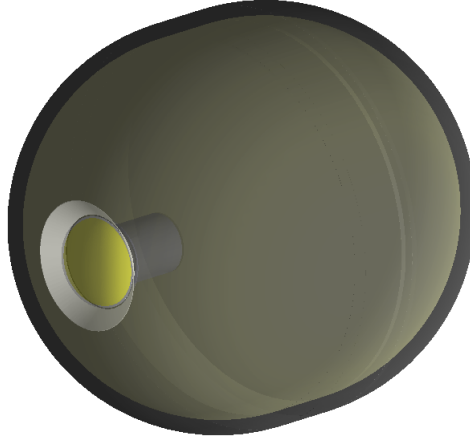


Abbildung 21: *Simulation des Aufbaus mit einem PMT und voller Glaskugel (Aufbau 'volles Modul').*

der Hinsicht von der in Abb. 20 gezeigten, als dass hier der volle Glaskörper verwendet wird. Die zweite Halbkugel ist komplett mit Luft gefüllt.

Die simulierte Rate wird berechnet, in dem aus der bekannten spezifischen Aktivität A für ^{40}K (siehe Tab. 1) und der Anzahl der simulierten Zerfälle N die Zeit t ausgerechnet wird, in der die Zerfälle bei dieser Aktivität stattfinden würden:

$$t = \frac{N}{A \cdot m}. \quad (14)$$

$m = 6,5 \pm 0,1 \text{ kg}$ ist dabei die Masse eines halben Druckbehältnisses. Für die Simulation mit vollem Druckbehältnis wird von $m = 13 \pm 0,2 \text{ kg}$ ausgegangen. Mit der Anzahl der Treffer N_{Tr} und der Anzahl der PMTs N_{PMT} kann die Untergrundrate r pro PMT berechnet werden:

$$r = \frac{N_{\text{Tr}}}{N_{\text{PMT}} \cdot t}, \quad (15)$$

Die Unsicherheit für die Untergrundrate r berechnet sich über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta r = \frac{1}{N_{\text{PMT}} \cdot t} \cdot \sqrt{(\Delta N_{\text{Tr}})^2 + \left(\frac{N_{\text{Tr}} \Delta t}{t}\right)^2}. \quad (16)$$

Der Fehler der Zeit ergibt sich dabei über

$$\Delta t = \frac{N}{A} \cdot \frac{\Delta m}{m^2}. \quad (17)$$

Der Fehler für die Anzahl der Treffer wird nach Poisson mit $\Delta N_{\text{Tr}} = \sqrt{N_{\text{Tr}}}$ abgeschätzt.

Tabelle 2: Aus den simulierten Daten errechnete Untergrundrate r pro PMT und Treffer pro Zerfall und PMT für verschiedene Aufbauten und Totzeiten der PMTs. Die Totzeit bezeichnet den minimalen Zeitabstand zwischen zwei Treffern auf dem selben PMT.

Totzeit 0 ns				
	mDOM in Eis	mDOM in Luft	Volles Modul	Halbes Modul
r [Hz]	$107,0 \pm 1,7$	$167,0 \pm 2,6$	$467,4 \pm 7,3$	$287,3 \pm 4,5$
Treffer/Zerfall	$2,624 \pm 0,002$	$4,096 \pm 0,002$	$0,478 \pm 0,001$	$0,587 \pm 0,001$
Totzeit 2 ns				
	mDOM in Eis	mDOM in Luft	Volles Modul	Halbes Modul
r [Hz]	$15,7 \pm 0,3$	$28,7 \pm 0,5$	$205,4 \pm 3,2$	$104,5 \pm 1,7$
Treffer/Zerfall	$0,384 \pm 0,001$	$0,703 \pm 0,001$	$0,210 \pm 0,001$	$0,214 \pm 0,001$
Totzeit 5 ns				
	mDOM in Eis	mDOM in Luft	Volles Modul	Halbes Modul
r [Hz]	$15,7 \pm 0,3$	$28,4 \pm 0,5$	$202,9 \pm 3,2$	$102,7 \pm 1,6$
Treffer/Zerfall	$0,384 \pm 0,001$	$0,697 \pm 0,001$	$0,207 \pm 0,001$	$0,210 \pm 0,001$

Die Untergrundrate r pro PMT sowie die Anzahl der Treffer pro Zerfall und PMT für verschiedene angenommene Totzeiten der PMTs sind in Tab. 2 für die verschiedenen Aufbauten zu sehen. Totzeit bedeutet hierbei, dass nach einem Treffer auf einem PMT innerhalb eines bestimmten Zeitfensters keine weiteren Treffer für diesen PMT gezählt werden. Der Grund für die Einführung einer solchen Totzeit ist die endliche Zeitauflösung von PMTs [28]. Für die PMTs im mDOM soll die Zeitauflösung besser sein als 5 ns [14].

Für alle Zeiten ist die Untergrundrate und die Anzahl der Treffer pro Zerfall des mDOMs in Luft größer als in Eis. Grund dafür ist, dass Eis mit 1,31 einen höheren Brechungsindex hat als Luft mit ca. 1, sodass beim Übergang von Glas ($n_{\text{Glas}} \approx 1,50$) zu Eis weniger Reflexionen auftreten. Bis 2 ns nach dem Zerfall sind fast alle Photonen detektiert oder absorbiert worden, da bei allen Modulen die Rate von 5 ns auf 2 ns nur leicht steigt. Dies stimmt überein mit dem Histogramm der Trefferzeiten der Photonen in Abb. 14. Nach einer Zeit von 2 ns sind 99,55% aller Treffer geschehen, nach 5 ns sind es 99,90%.

Die Rate des vollen Moduls ist bei Totzeiten von 2 ns und 5 ns in etwa doppelt so groß wie die des halben, da doppelt so viel Glas zur Verfügung steht, in dem radioaktive Zerfälle stattfinden können. Bei einer Totzeit von 0 ns ist die Rate des vollen Moduls weniger als doppelt so groß, da dann die direkten Treffer mehr ins Gewicht fallen. Für diese Treffer spielt nur das Glas eine Rolle, welches sich direkt über dem PMT befindet, und dieses ist bei beiden Simulationen gleich. Beim halben Modul gibt es mehr Treffer pro Zerfall bei 0 ns, da es wahrscheinlicher ist, dass die Zerfälle näher am PMT stattfinden. Bei 5 ns und 2 ns sind die Treffer pro Zerfall in etwa gleich, da dann keine direkten Treffer gezählt werden.

Tabelle 3: Aus den simulierten Daten errechnete Untergrundrate r pro PMT und Treffer pro Zerfall und PMT für verschiedene Aufbauten und Totzeiten der PMTs unter Berücksichtigung der Quanteneffizienz. Die Totzeit bezeichnet den minimalen Zeitabstand zwischen zwei Treffern auf dem selben PMT.

Totzeit 0 ns				
	mDOM in Eis	mDOM in Luft	Volles Modul	Halbes Modul
r [Hz]	$18,2 \pm 0,3$	$28,5 \pm 0,5$	$77,2 \pm 1,3$	$48,7 \pm 0,8$
Treffer/Zerfall	$0,447 \pm 0,001$	$0,700 \pm 0,001$	$0,0789 \pm 0,001$	$0,100 \pm 0,001$
Totzeit 2 ns				
	mDOM in Eis	mDOM in Luft	Volles Modul	Halbes Modul
r [Hz]	$2,5 \pm 0,1$	$4,7 \pm 0,1$	$31,8 \pm 0,6$	$16,8 \pm 0,3$
Treffer/Zerfall	$0,061 \pm 0,001$	$0,114 \pm 0,001$	$0,032 \pm 0,001$	$0,034 \pm 0,001$
Totzeit 5 ns				
	mDOM in Eis	mDOM in Luft	Volles Modul	Halbes Modul
r [Hz]	$2,5 \pm 0,1$	$4,6 \pm 0,1$	$31,4 \pm 0,5$	$16,5 \pm 0,3$
Treffer/Zerfall	$0,0,061 \pm 0,001$	$0,113 \pm 0,001$	$0,032 \pm 0,001$	$0,034 \pm 0,001$

Die Messung von [26] ergibt eine Untergrundrate durch das Glas von ca. 800-1000 Hz (siehe Abb. 30 im Anhang). Um diesen Wert mit dem aus der Simulation zu vergleichen, muss die Quanteneffizienz (QE) berücksichtigt werden. Weitere Effekte wie z.B. die Sammeleffizienz und Afterpulsing³ werden vernachlässigt. Der Verlauf der Quanteneffizienz ist in Abb. 10 zu sehen. In Tab. 3 sind die simulierten Untergrundraten r unter Berücksichtigung der Quanteneffizienz zu sehen.

Zum Vergleich mit der Messung soll die simulierte Rate für das halbe Modul bei einer Totzeit von 5 ns herangezogen werden. Diese weicht mit 16,5 Hz sehr stark von der gemessenen Rate von ca. 1000 Hz ab. Gründe dafür können die anderen radioaktiven Isotope sein, die im Glas enthalten sind, und die ebenfalls Cherenkov-Licht durch β -Zerfall erzeugen können. Einen größeren Faktor stellt allerdings vermutlich Szintillationslicht dar [18]. Die beim Zerfall entstehenden Teilchen sind in der Lage Moleküle von Verunreinigungen im Glas anzuregen, welche dann bei der Abregung Licht emittieren. Bei der

³Erklärende Literatur: [28].

Messung von Untergrund durch radioaktive Zerfälle im Glas des optischen Moduls vom IceCube-Vorgänger Amanda wurde eine Rate von 300 Hz durch das von ^{40}K verursachte Cherenkov-Licht verzeichnet [18]. Die durch das selbe Element verursachte Rate durch Szintillationslicht lag bei 700 Hz, wobei das dominierende Element bei der Erzeugung des Szintillationslichts Cer sein soll. Es wird aufgrund der Simulationsergebnisse und der wesentlich abweichenden Ratenmessung vermutet, dass für das Glas des mDOMs der Untergrund durch Szintillationslicht ebenfalls dominierend ist gegenüber dem durch Cherenkov-Licht.

Aus der Untergrundrate und dem Zeitbereich, in dem Treffer durch einen Zerfall stattfinden, lässt sich berechnen, ob einzelne Zerfälle sich überschneiden und gleichzeitig Treffer erzeugen. Wird die Rate pro PMT unter Berücksichtigung der Quanteneffizienz von 2,5 Hz für das mDOM in Eis auf das gesamte Modul hochgerechnet, so ergibt sich eine Rate für das gesamte mDOM von $2,5 \text{ Hz} \cdot 24 = 60 \text{ Hz}$. Das entspricht einem Zerfall alle 16,7 ms, was um mehrere Größenordnungen größer ist als der Zeitbereich von 2 ns in dem die Treffer eines Zerfalls stattfinden. Da die aus den simulierten Daten berechnete Rate deutlich unter der gemessenen Rate liegt, soll letztere als obere Abschätzung der Rate pro PMT im mDOM dienen. Diese Abschätzung ergibt eine Rate von 24000 Hz für das gesamte mDOM, was einem Treffer alle $42 \mu\text{s}$ entspricht. Auch dieses Zeitintervall übersteigt 2 ns um ein Vielfaches. Selbst das maximale Zeitfenster, in dem es zu Treffern durch einen Zerfall kommt, ist mit ca. 60 ns um ein Vielfaches kleiner. Das bedeutet, Treffer von unterschiedlichen Zerfällen zur gleichen Zeit kommen nur sehr unwahrscheinlich vor, die Zerfälle sind zeitlich klar voneinander abgegrenzt.

6.4 Spektrum der detektierten Photonen

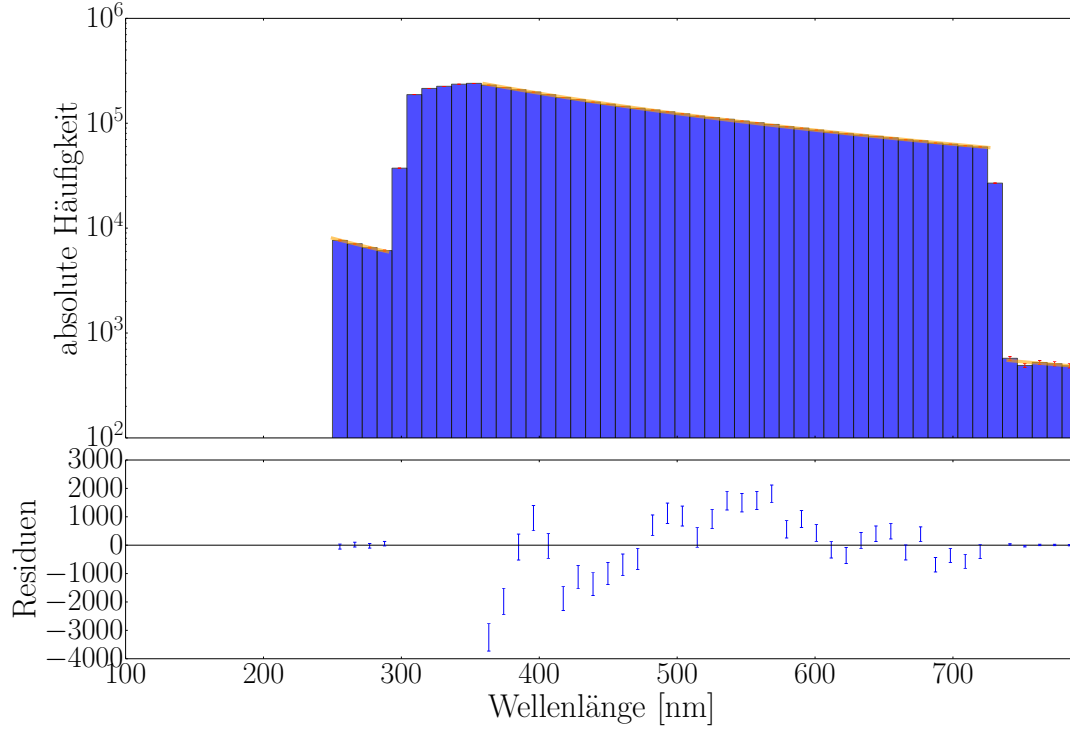


Abbildung 22: Oberer Graph: Histogramm der Wellenlängen der detektierten Photonen. Die Anpassung der Daten geschieht mit der Funktion $f(x) = \frac{a}{x^2}$ mit dem Parameter a . Unterer Graph: Residuen, d.h. die Differenz zwischen Häufigkeit der Wellenlänge und $f(x)$. Die Fehler (in rot im oberen Graphen) werden in beiden Graphen mit der Wurzel der Häufigkeiten abgeschätzt.

Das Wellenlängenspektrum der detektierten Photonen sollte erwartungsgemäß dem des Cherenkov-Spektrums entsprechen. Dieses wird beschrieben durch die Anzahl der erzeugten Photonen N pro Strecke dx und Wellenlängenbereich $d\lambda$ [7]:

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = 2\pi Z^2 \alpha \sin^2 \theta_c \frac{1}{\lambda^2}. \quad (18)$$

Dabei ist Z die Ladungszahl, α die Feinstrukturkonstante und θ_c der Cherenkov-Winkel. Das Spektrum der Simulation ist in Abb. 22 zu sehen, wobei hier schon über x integriert wurde. Die drei Bereiche im Spektrum entstehen dadurch, dass für die verschiedenen Materialien in der Simulation die Brechungsindizes und Absorptionslängen für unterschiedliche Wellenlängenbereiche definiert sind. Die Daten werden in den Bereichen jeweils mit der Funktion $f(\lambda) = \frac{a}{\lambda^2}$ mit dem Parameter a angepasst, um zu überprüfen, inwiefern das Spektrum mit Gl. 18 übereinstimmt. Der Parameter beträgt für den Wellenlängenbereich von 250 nm bis 290 nm $a = (501,44 \pm 1,70) \cdot 10^6$ m, von 360 nm bis 730 nm

$a = (3,093 \pm 0,005) \cdot 10^{10}$ m und von 740 nm bis 790 nm $a = (3,000 \pm 0,065) \cdot 10^8$ m. Das Spektrum stimmt in den beiden äußeren Bereichen jeweils gut mit dem Cherenkov-Spektrum überein. Für die angepasste Funktion im Bereich von 360 nm bis 730 nm schwanken die Residuen außerhalb der Unsicherheiten um Null. Grund dafür kann der Verlauf der Absorptionslänge sein, der im Cherenkov-Spektrum nicht berücksichtigt wird, da dieses lediglich das Spektrum der emittierten Photonen beschreibt. Bei einem Anstieg der Absorptionslänge ist ein Anstieg der Anzahl der detektierten Photonen, und damit der Residuen, zu erwarten, da aufgrund einer höheren mittleren Reichweite mehr Photonen einen PMT treffen. Im Anhang in Abb. 31 ist der Verlauf der Absorptionslänge für das Glas des Druckbehältnisses in der Simulation dargestellt. Dieser Verlauf stimmt gut mit dem der Residuen in Abb. 22 überein.

In *Geant4* kann ein optisches Photon nur in einem Medium propagieren, wenn der Brechungsindex des Mediums im Bereich der Wellenlänge des Photons definiert ist. In der verwendeten Simulation ist für das Glas des Druckbehältnisses der Brechungsindex von 250 nm bis 730 nm definiert und die Absorptionslänge von 230 nm bis 730 nm, wobei diese erst ab ca. 300 nm verschieden von Null ist. Für das Gel ist die Absorptionslänge und der Brechungsindex von 250 nm bis 730 nm definiert, erstere ist allerdings erst ab 310 nm ungleich Null. Für das PMT-Glas und die Photokathode ist der Brechungsindex von 250 nm bis 730 nm definiert, für die Kathode auch die Absorptionslänge. Dem PMT-Glas wird keine Absorptionslänge zugewiesen. Das Eis hat die Absorptionslänge und den Brechungsindex im Bereich von 150 nm bis ca. 790 nm definiert.

Das in Abb. 22 dargestellte Spektrum kann mithilfe dieser zugewiesenen Eigenschaften erklärt werden. Da für keine Materialien Brechungsindizes oder Absorptionslängen oberhalb von 790 nm bzw. unterhalb von 250 nm definiert sind, können in dem Bereich keine Photonen propagieren und dementsprechend nicht detektiert werden. Die Kante bei ca. 300 nm wird erzeugt, da sich unterhalb von 300 nm im Glas des Druckbehältnisses bzw. unterhalb von 310 nm im Gel keine Photonen fortbewegen können. Da die Absorptionslängen bei beiden Materialien ab 300 nm bzw. ab 310 nm zunächst langsam ansteigen, ergibt sich erst ab ungefähr 350 nm ein erkennbares Cherenkov-Spektrum.

Alle Photonen unterhalb von 300 nm müssen in der Photokathode bzw. im PMT-Glas erzeugt werden, in denen ebenfalls Cherenkov-Licht entstehen kann. Werden die eben genannten Eigenschaften für die beiden Objekte von 150 nm an definiert, so erstreckt sich ein durchgehendes Cherenkov-Spektrum von 300 nm bis zu 150 nm (siehe Abb. 32 im Anhang). Werden nur die Eigenschaften einer der beiden Objekte verändert, so entstehen zwischen 150 nm und 300 nm zwei Cherenkov-Spektren (siehe Abb. 33 und 34 im Anhang). Dies bedeutet zum einen, dass die Photonen in diesem Wellenlängenbereiche tatsächlich in diesen beiden Objekten entstehen, zum anderen zeigt es, dass offenbar Photonen von der Photokathode registriert werden, auch wenn sie sich nicht in dieser fortbewegen können.

Oberhalb von 730 nm sind nur für das Eis Eigenschaften definiert worden, sodass in der Simulation keine Photonen in diesem Bereich detektiert werden sollten. Die Photonen müssten direkt vom Eis in die Photokathode gelangen, ohne Glas und Gel zu durchqueren. Das ist in der Praxis unmöglich. Dass dies geschieht, deutet auf einen Fehler in der Simulation hin. Um sicherzugehen, dass die Ursache für diese Photonen das

Eis ist, wurde das Spektrum der Simulation in Luft untersucht. Dieses ist in Abb. 35 im Anhang zu sehen. Für Luft ist der Brechungsindex von 250 nm bis 730 nm definiert. Erwartungsgemäß geht das Spektrum der detektierten Photonen für das mDOM in Eis nur bis 730 nm.

Die Simulation beinhaltet einen anderen Fehler, bei dem Photonen den PMT durchqueren ohne mit diesem zu interagieren [26] (siehe Abb. 36 und 37 im Anhang). Photonen, die unter bestimmten Winkeln auf bestimmte Bereiche des PMT-Glases treffen, können diesen scheinbar ohne Interaktion durchqueren, bis sie auf die Haltestruktur treffen und dort erwartungsgemäß absorbiert werden. Die Darstellung der Verteilung der Treffer in der x-y-Ebene für den Zerfall von ^{40}K in Abb. 18 weist keine Bereiche der PMTs auf ohne Treffer. Grund dafür ist die isotrope Verteilung der Zerfälle und damit der Einfallswinkel. Die Auswirkungen dieses Fehlers auf die Ergebnisse dieser Simulation können demnach vernachlässigt werden.

Dieser Fehler zeigt eine Parallele auf zu dem Verhalten der detektierten Photonen, die eine Wellenlänge oberhalb von 730 nm haben. Beide Male interagieren Photonen anscheinend nicht mit den Materialien, die sie durchqueren. Im Rahmen dieser Arbeit ist es aus Zeitgründen leider nicht möglich diese Fehler genauer zu untersuchen oder zu beheben.

Um das Spektrum der simulierten Daten potentiell mit einer realen Messung vergleichen zu können, muss die Quanteneffizienz der PMTs in Betracht gezogen werden (siehe Abb. 10). Diese ist zwischen 280 nm und 680 nm von Null verschieden. Das bedeutet, die durch einen Fehler in der Simulation verursachten Treffer im Bereich zwischen 730 nm bis 790 nm werden durch Berücksichtigung der Quanteneffizienz irrelevant. In Abb. 23 ist das Spektrum der simulierten Daten mit Berücksichtigung der Quanteneffizienz zu sehen. In diesem ist jedoch kein Cherenkov-Spektrum mehr zu erkennen. Das durch den Zerfall von ^{40}K verursachte Cherenkov-Licht erzeugt ein Spektrum, welches vom Verlauf der Quanteneffizienz geprägt ist.

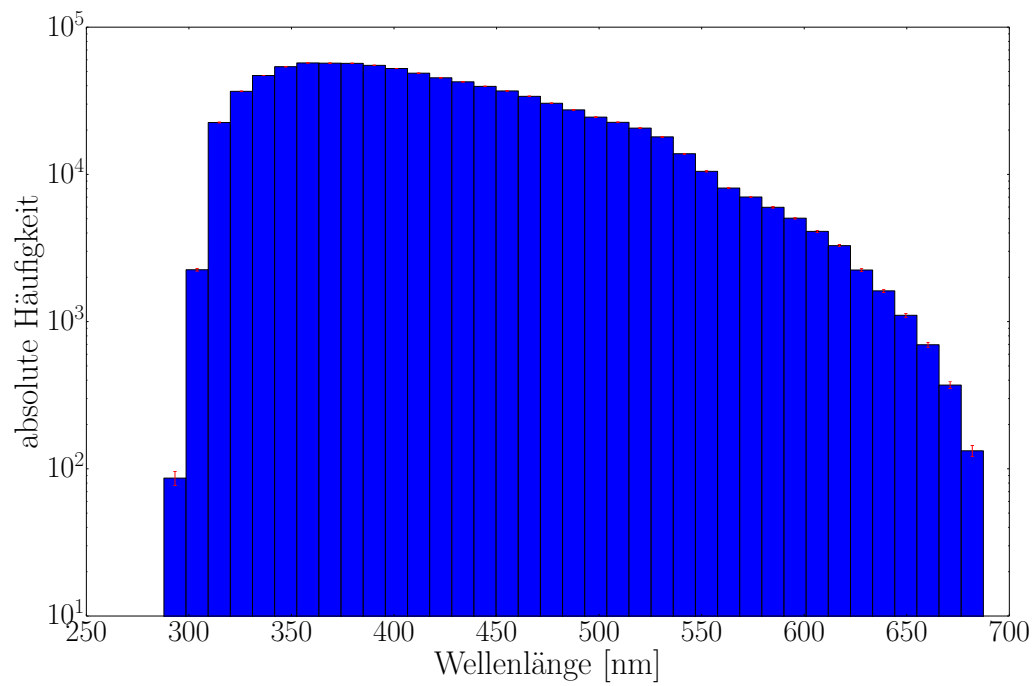


Abbildung 23: *Histogramm der Wellenlängen der detektierten Photonen unter Berücksichtigung der Quanteneffizienz der PMTs. Die Fehler (in rot) sind gegeben durch die Wurzel der Häufigkeit.*

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der Simulationsstudien zum Untergrund durch radioaktive Zerfälle im mDOM wurde die Verteilung der Anzahl der Treffer (pro PMT) und der getroffenen PMTs sowie die zeitliche und räumliche Verteilung der Treffer untersucht. Außerdem wurde die zu erwartende Untergrundrate berechnet sowie das Spektrum der detektierten Photonen untersucht. Bei der Auswertung der simulierten Daten ist zu beachten, dass in der Simulation nur der Beitrag durch Cherenkov-Licht durch ^{40}K -Zerfälle zum Untergrund betrachtet wird.

Die Häufigkeitsverteilung der Anzahl der getroffenen PMTs ergab, dass in 94% der Fälle, in denen mindestens ein Treffer detektiert wird, nur ein einziger PMT getroffen wird. Die Verteilungen der Anzahl der Treffer insgesamt und der Treffer pro PMT bestätigten dies, da sie in etwa übereinstimmten.

Die zeitliche Verteilung ergab, dass nahezu alle Treffer (99,55%) innerhalb von 2 ns nach dem Zerfall geschehen. Außerdem sind Trefferzeiten, die nicht innerhalb der ersten Nanosekunden liegen, wie eine abfallende Exponentialfunktion verteilt. Die Winkelverteilung zwischen den getroffenen PMTs ist nicht nur von der geometrischen Anordnung der PMTs zueinander im mDOM abhängig, sondern noch von mindestens einem anderen Faktor. Dieser könnte als Ursache z.B. andere geometrische Eigenschaften des Moduls haben, oder eine Signatur des Cherenkov-Lichts sein. Die Verteilung der Winkel zwischen den getroffenen PMTs und dem Zerfall in Abhängigkeit von der Auftreffzeit der Photonen zeigt den charakteristischen Verlauf einer 'Zickzack'-Linie. Diese kann jedoch nicht zur Ausschließung des Untergrunds von Messdaten herangezogen werden, da der Zerfallspunkt und somit der Winkel zwischen Zerfall und PMTs nicht bekannt ist. Die Verteilung der Treffer über das gesamte mDOM ist isotrop.

Das Spektrum der detektierten Photonen entspricht dem erwarteten Cherenkov-Spektrum, solange die Quanteneffizienz nicht berücksichtigt wird. Dann dominiert deren Verlauf das Spektrum und ein Cherenkov-Spektrum ist nicht mehr zu erkennen.

Die berechnete Untergrundrate für den Aufbau in der Simulation mit dem halben Druckgefäß und einem PMT ('halbes Modul', siehe Abb. 20) ist mit 16,5 Hz um mehrere Größenordnungen kleiner als die im vergleichbaren Experiment (siehe Abb. 19) gemessene Rate von ca. 1000 Hz. Aus der Rate kann die Zeit berechnet werden, die zwei Zerfälle im Mittel auseinander liegen. Diese beträgt für den mDOM $40\text{ }\mu\text{s}$, wenn als obere Abschätzung die Rate von 1000 Hz pro PMT verwendet wird. Der typischen Zeitbereich, in dem die Treffer eines Zerfalls detektiert werden, beträgt 2 ns, sodass es sehr unwahrscheinlich ist, dass sich die Treffer von verschiedenen Zerfällen zeitlich überschneiden. Hierbei muss beachtet werden dass die 2 ns nur für die von ^{40}K erzeugtem Cherenkov-Licht den Zeitbereich den Treffer beschreiben. Der Unterschied zwischen der gemessenen Rate von ca. 1000 Hz und der simulierter Untergrundrate von 16,5 Hz ist der Vernachlässigung der anderen radioaktiven Isotope, allerdings vor allem der Vernachlässigung von Szintillationslicht zuzuschreiben.

In weiteren Studien zum Untergrund durch radioaktive Zerfälle im Glas des mDOMs sollten diese beiden Faktoren näher untersucht werden.

Literatur

- [1] University of Wisconsin-Madison. IceCube South Pole Neutrino Observatory: Research Highlights. Stand: 21.08.2016. URL: <https://icecube.wisc.edu/science/highlights>.
- [2] University of Wisconsin-Madison. IceCube South Pole Neutrino Observatory: IceCube Detector. Stand: 21.08.2016. URL: <https://icecube.wisc.edu/science/icecube/detector>.
- [3] University of Wisconsin-Madison. IceCube South Pole Neutrino Observatory: Beyond IceCube. Stand: 21.08.2016. URL: <https://icecube.wisc.edu/science/beyond>.
- [4] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, and W. Rodejohann. *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [5] U. F. Katz and Ch. Spiering. High-Energy Neutrino Astrophysics: Status and Perspectives. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 67:651–704, 2012.
- [6] R. Abbasi et al. IceCube Sensitivity for Low-Energy Neutrinos from Nearby Supernovae. *Astron. Astrophys.*, 535:A109, 2011. [Erratum: *Astron. Astrophys.* 563,C1(2014)].
- [7] K. A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C38:090001, 2014.
- [8] NIST Physical Measurement Laboratory. The NIST Reference on Constants, Units, and Uncertainty. Stand: 21.08.2016. URL: http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?c|search_for=speed+of+light.
- [9] Pavel A. Cerenkov. Radiation of particles moving at a velocity exceeding that of light, and some of the possibilities for their use in experimental physics. 11. Dezember 1958.
- [10] Christian Spiering. Towards high-energy neutrino astronomy. *The European Physical Journal H*, 37(3):515–565, 2012.
- [11] Jkrieger. Photomultiplier schema de.png. URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Photomultiplier_schema_de.png. Abgerufen am: 21.08.2016., 2003.
- [12] ET Enterprises Limited. Understanding Photomultipliers. 2011.
- [13] M. G. Aartsen et al. IceCube-Gen2 - The Next Generation Neutrino Observatory at the South Pole: Contributions to ICRC 2015. 2015.
- [14] Lew Classen, Alexander Kappes. Multi-PMT optical modules for IceCube-Gen2. 2015.

- [15] M. G. Aartsen et al. Measurement of the Atmospheric ν_e Spectrum with IceCube. *Phys. Rev.*, D91:122004, 2015.
- [16] M. G. Aartsen et al. IceCube-Gen2: A Vision for the Future of Neutrino Astronomy in Antarctica. 2014.
- [17] Private Kommunikation A. Kappes.
- [18] K. Helbing, A. Goldschmidt, L.Köpke, H.S. Matis, D.R. Nygren, G.T. Przybylski, and R.G.Stokstad. Light emission in Amanda pressure spheres. 3. Juli 2003.
- [19] Private Kommunikation C. Kopper.
- [20] S. Agostinelli et al. GEANT4: A Simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506:250–303, 2003.
- [21] IAEA Nuclear Data Section. Live Chart of Nuclides. URL: <https://www.nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>. Abgerufen am: 21.08.2016.
- [22] Nicholas Woodhouse. *Spezielle Relativitätstheorie*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2016.
- [23] NIST Physical Measurement Laboratory. The NIST Reference on Constants, Units, and Uncertainty. URL: <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mal>. Abgerufen am: 21.08.2016.
- [24] Geant4 Collaboration. Geant4 User's Guide for Application Developers. Version geant4 10.2. URL: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/index.html>. Abgerufen am: 21.08.2016.
- [25] Geant4 Collaboration. Physics Reference Manual. Version geant4 10.2. URL: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>. Abgerufen am: 21.08.2016.
- [26] Private Kommunikation L. Classen.
- [27] L. Classen. Doktorarbeit in Vorbereitung.
- [28] Hamamatsu Photonics K.K. Photomultiplier Tubes Basics and Applications. Dritte Edition. 2007. URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf. Abgerufen am: 21.08.2016.

8 Anhang

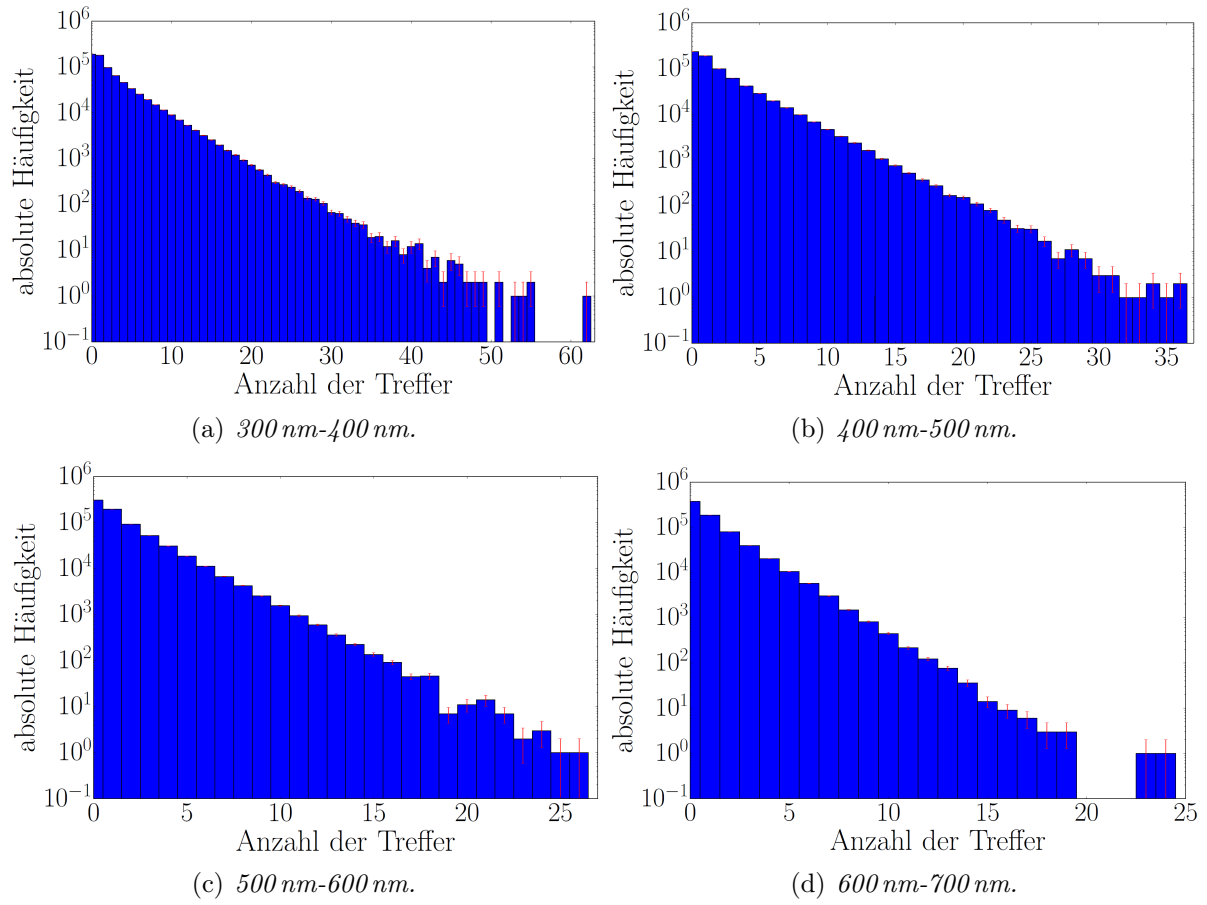


Abbildung 24: Histogramm der Anzahl der Treffer pro Zerfall für verschiedene Wellenlängenbereiche der detektierten Photonen. Die Fehler (in rot) werden mit der Wurzel der Häufigkeit abgeschätzt.

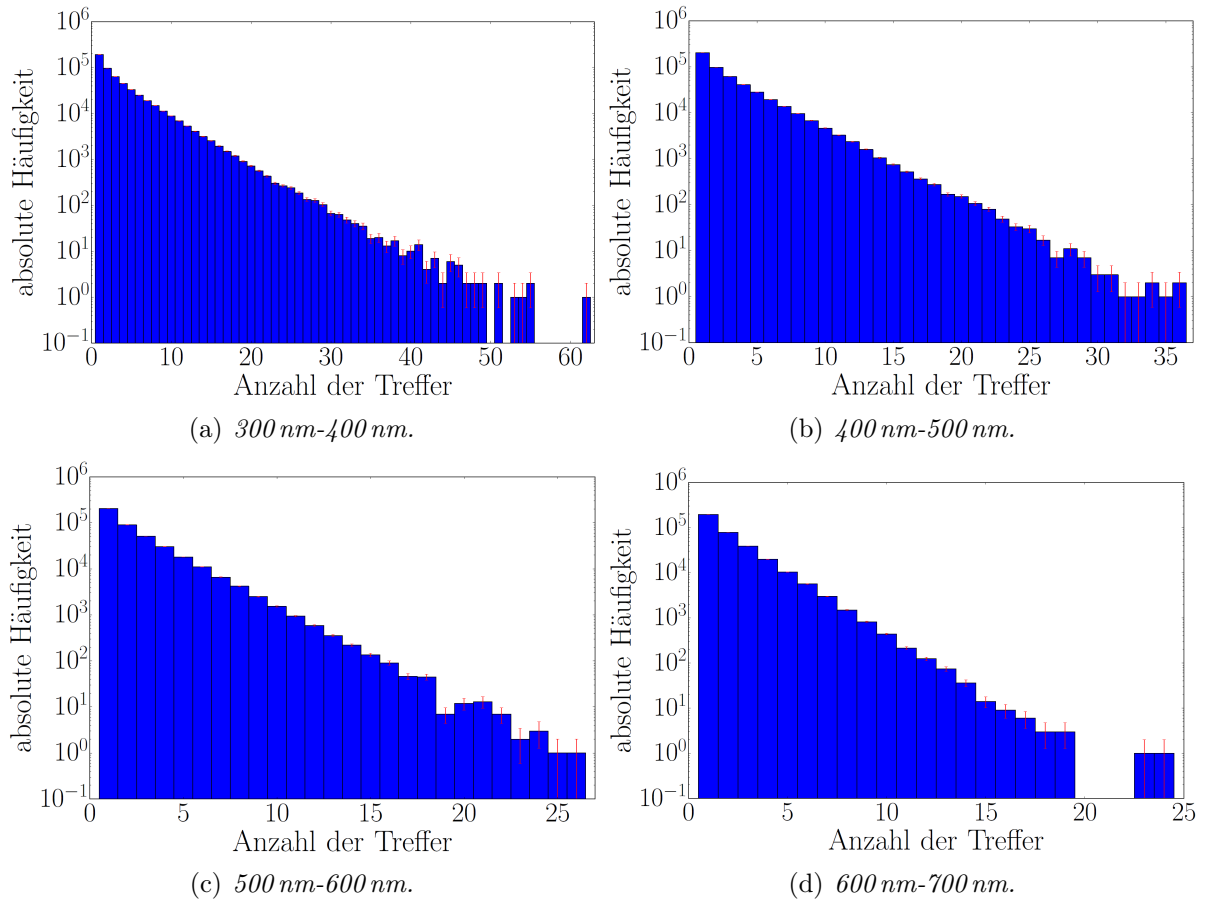


Abbildung 25: Histogramm der Anzahl der Treffer pro PMT und Zerfall für verschiedene Wellenlängenbereiche der detektierten Photonen. Die Fehler (in rot) werden mit der Wurzel der Häufigkeit abgeschätzt.

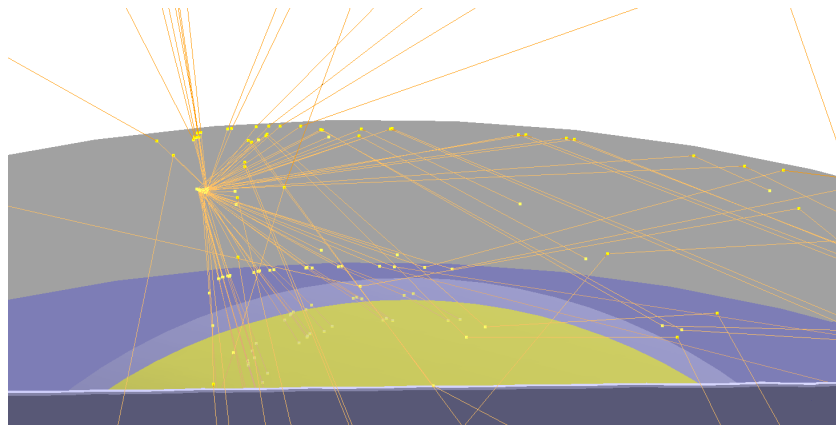


Abbildung 26: Zerfall im Glas oberhalb eines PMTs mit direkten Treffern. Dies sind Treffer auf einem PMT, die von einem Zerfall direkt über diesem PMT verursacht werden.

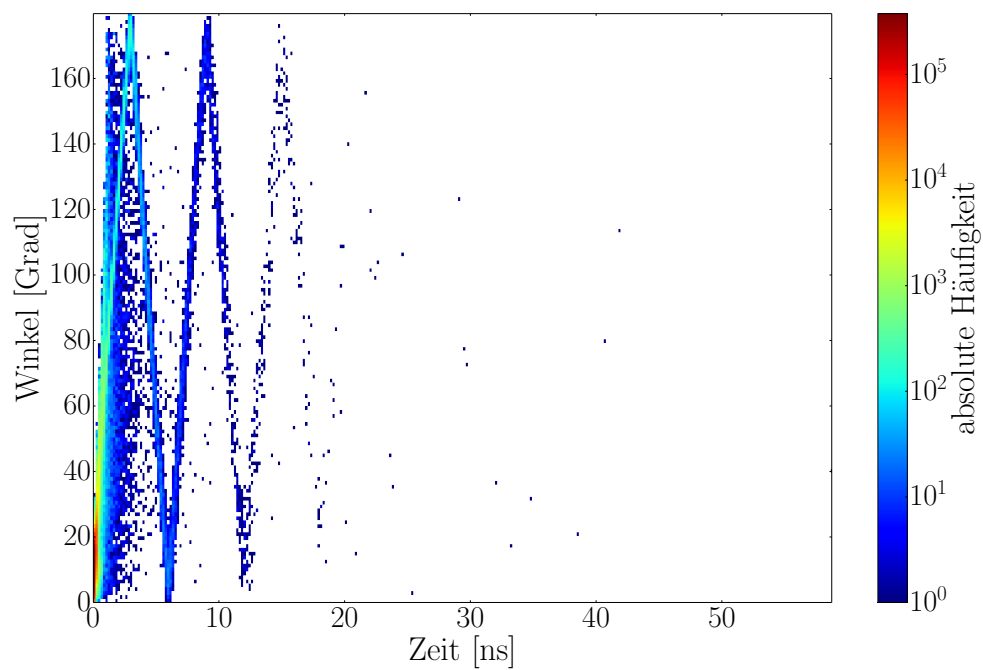


Abbildung 27: Verlauf der Häufigkeit der Winkel zwischen den getroffenen PMTs und dem Zerfall in Abhängigkeit von der Auftreffzeit.

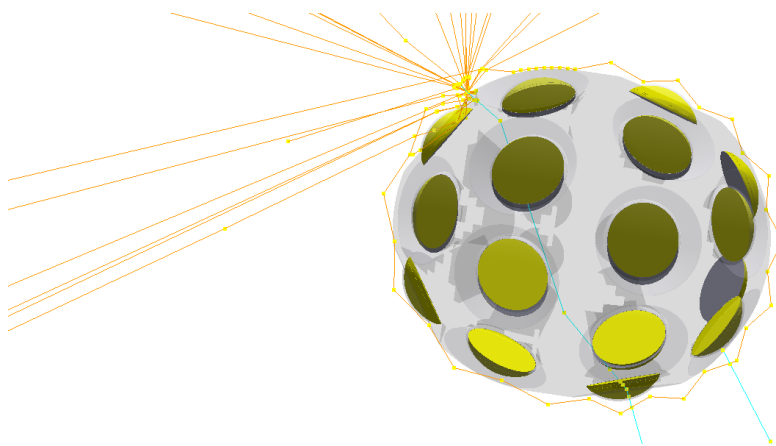


Abbildung 28: Bild eines γ -Teilchens (türkis), welches durch das mDOM fliegt.

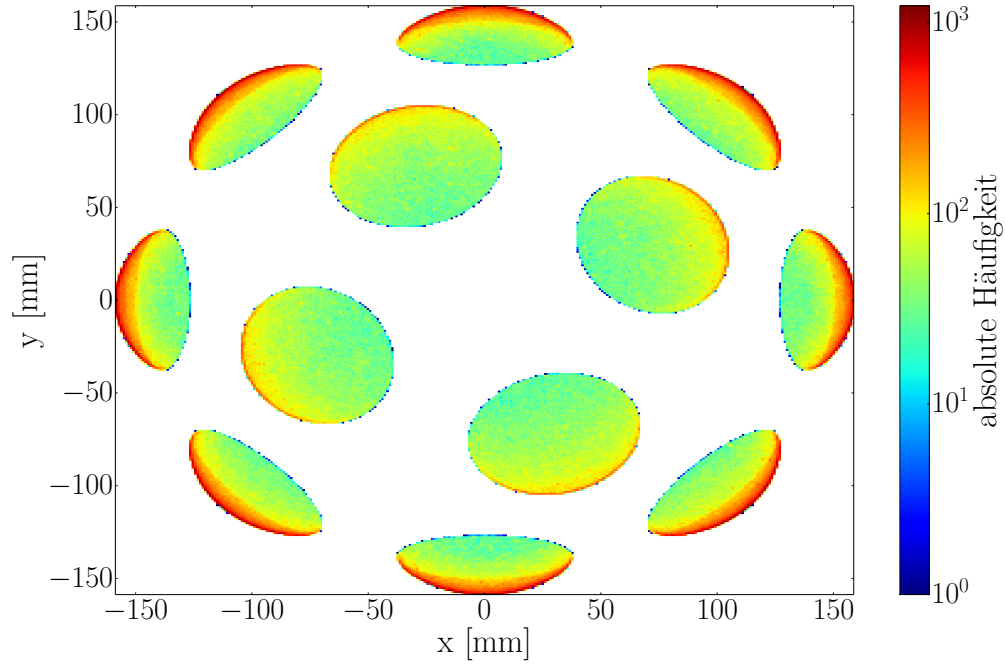
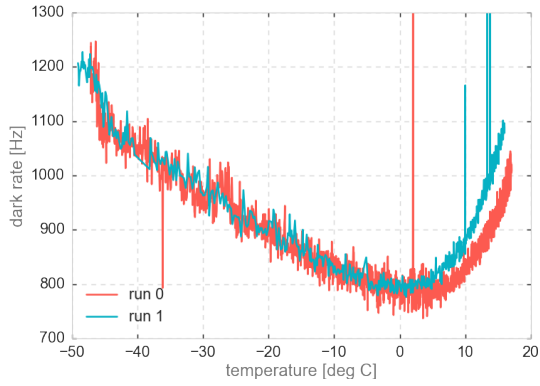
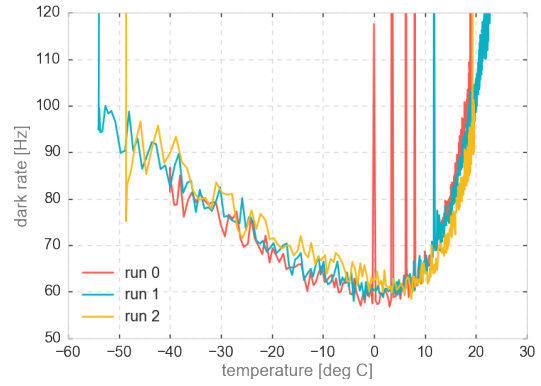


Abbildung 29: Häufigkeitsverteilung der Auftreffpunkte der detektierten Photonen für negatives z , dargestellt in der x - y -Ebene.



(a) Dunkelrate mit halbem Druckbehältnis.



(b) Dunkelrate ohne Druckbehältnis.

Abbildung 30: Dunkelrate des PMTs vom Typ R12199-02 von Hamamatsu in Abhängigkeit von der Temperatur mit (siehe Abb.19) und ohne Druckbehältnis des mDOMs (Entnommen aus: [27]).

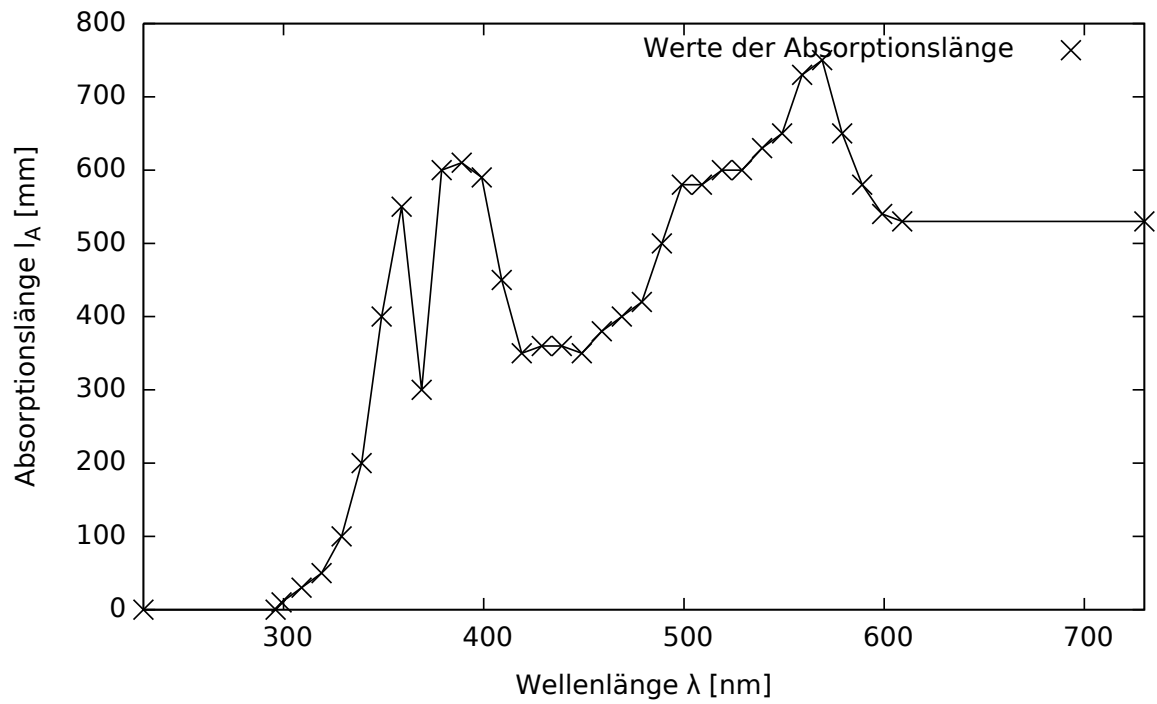


Abbildung 31: Verlauf der Absorptionslänge für das Glas des Druckbehältnisses in der Simulation mit Geant4 in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Um den Verlauf zu verdeutlichen sind die einzelnen Punkte mit Linien verbunden.

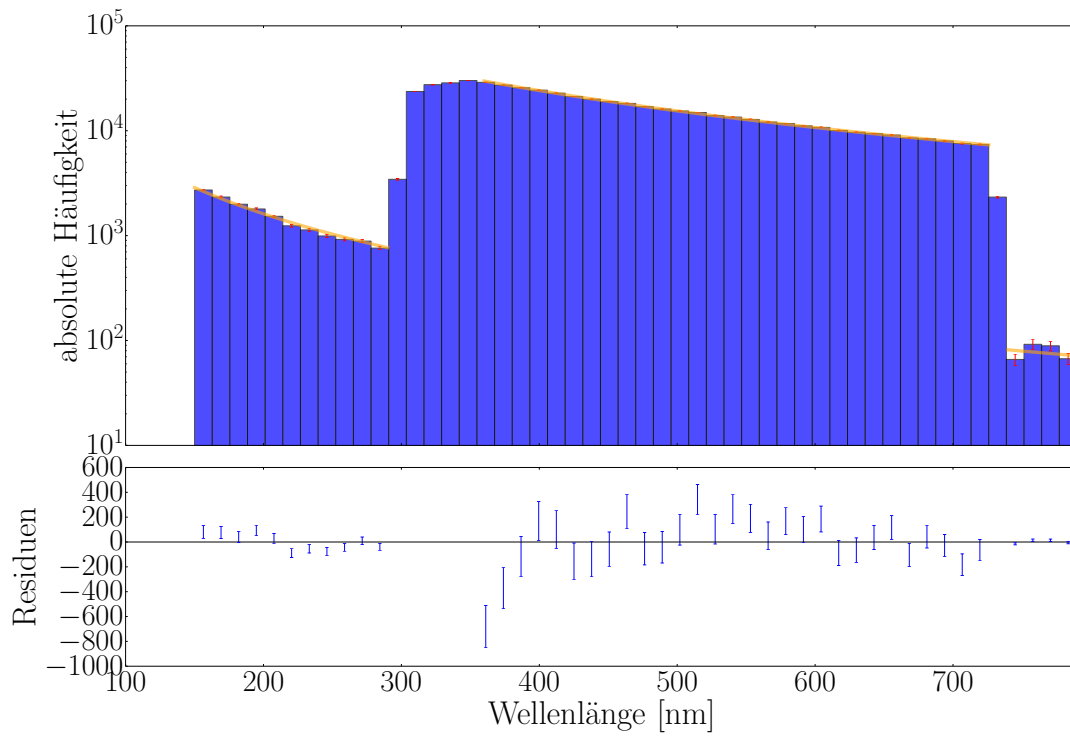


Abbildung 32: Histogramm der Wellenlängen der detektierten Photonen, wobei der Brechungsindex der Photokathode und des PMT-Glas sowie die Absorptionslänge der Kathode von 150 nm bis 730 nm definiert ist. Die Fehler sind rot eingefärbt, der Fit der Daten orange mit $f(x) = \frac{a}{x^2}$, wobei a der Fit-Parameter ist. Im unteren Graphen sind die Residuen, d.h. die Differenz zwischen Fit und tatsächlichem Wert, aufgetragen.

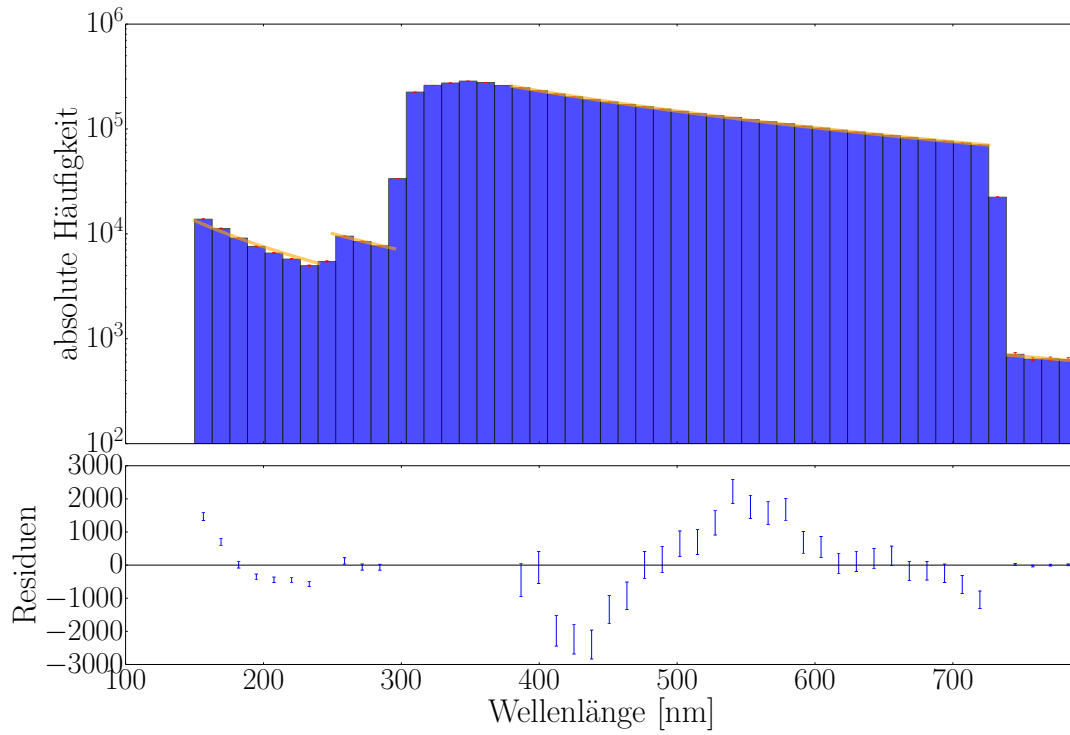


Abbildung 33: Histogramm der Wellenlängen der detektierten Photonen, wobei der Brechungsindex des PMT-Glas von 150 nm bis 730 nm definiert ist. Die Fehler sind rot eingefärbt, der Fit der Daten orange mit $f(x) = \frac{a}{x^2}$, wobei a der Fit-Parameter ist. Im unteren Graphen sind die Residuen, d.h. die Differenz zwischen Fit und tatsächlichem Wert, aufgetragen.

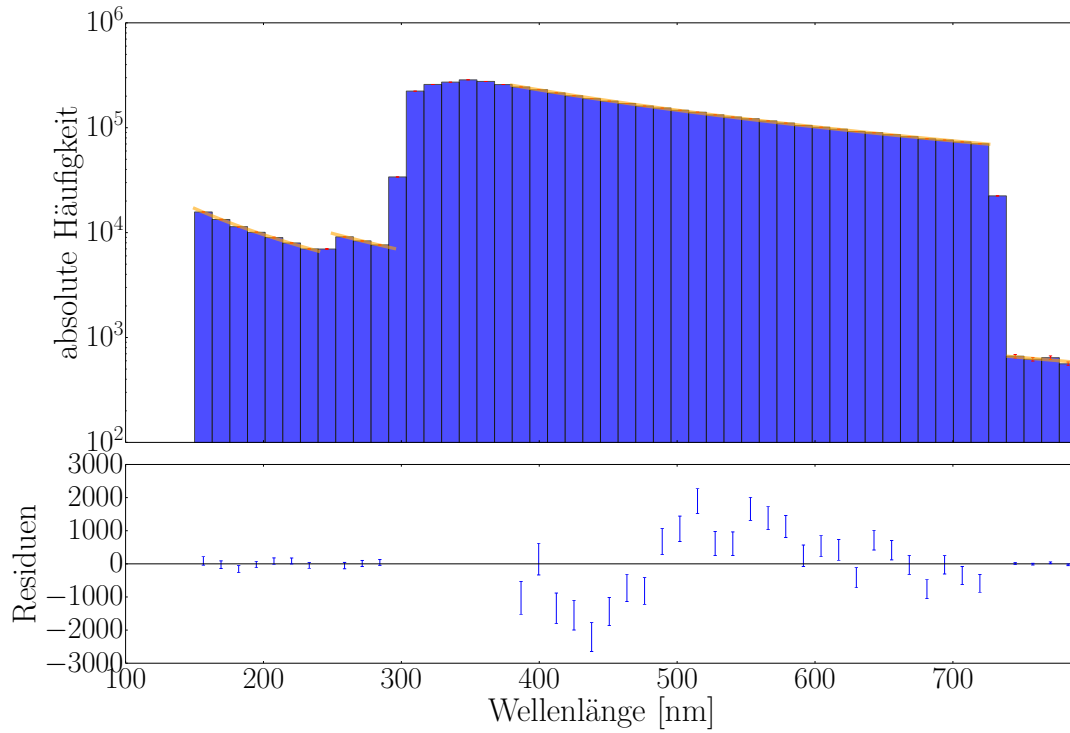


Abbildung 34: Histogramm der Wellenlängen der detektierten Photonen, wobei der Brechungsindex und die Absorptionslänge der Photokathode von 150 nm bis 730 nm definiert ist. Die Fehler sind rot eingefärbt, der Fit der Daten orange mit $f(x) = \frac{a}{x^2}$, wobei a der Fit-Parameter ist. Im unteren Graphen sind die Residuen, d.h. die Differenz zwischen Fit und tatsächlichem Wert, aufgetragen.

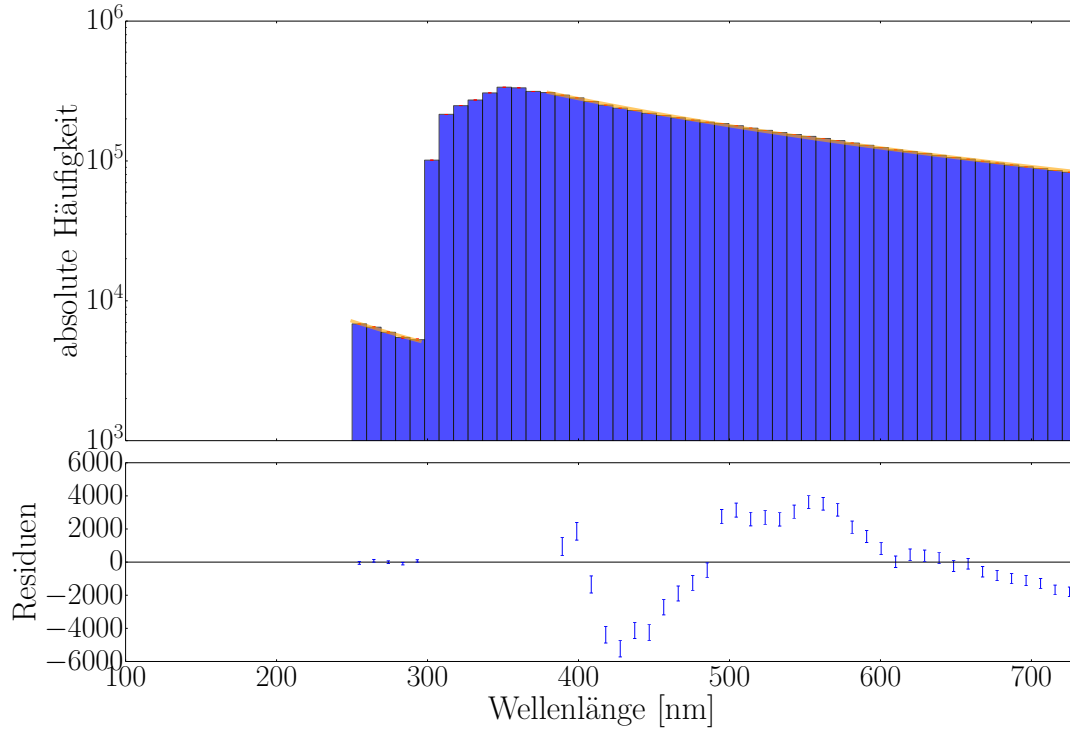


Abbildung 35: Histogramm der Wellenlängen der detektierten Photonen des mDOM in Luft. Die Fehler sind rot eingefärbt, der Fit der Daten orange mit $f(x) = \frac{a}{x^2}$, wobei a der Fit-Parameter ist. Im unteren Graphen sind die Residuen, d.h. die Differenz zwischen Fit und tatsächlichem Wert, aufgetragen.

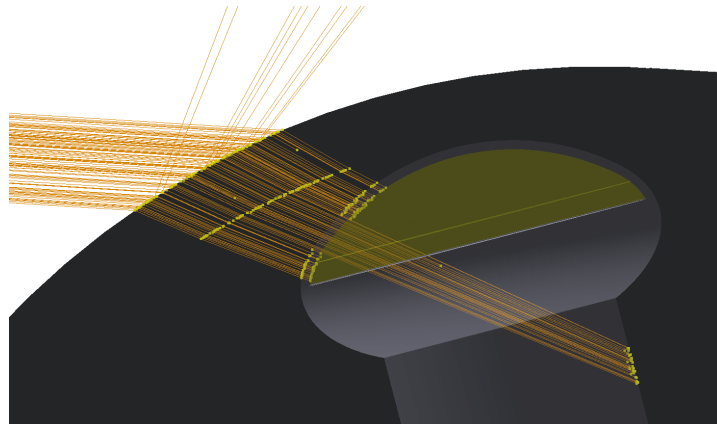


Abbildung 36: Fehler in der Simulation mit Geant4, bei dem Teile des PMTs unter bestimmten Winkeln für Photonen durchlässig werden. Die Trajektorie der Photonen sind orange dargestellt, Interaktionspunkte sind als gelbe Quadrate gekennzeichnet (Quelle: [26]).

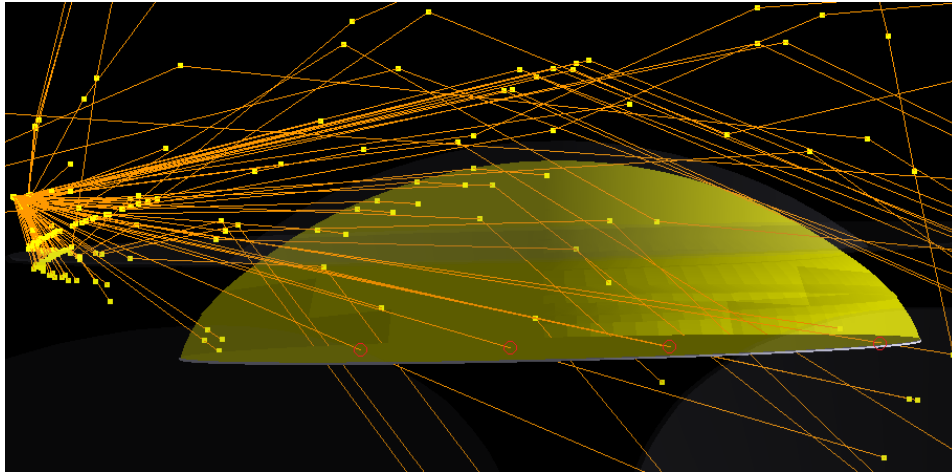


Abbildung 37: *Bild eines Fehlers in der Simulation, bei dem Teile des PMTs unter bestimmten Winkeln für Photonen durchlässig werden. Die Trajektorien der Photonen sind orange dargestellt, Interaktionspunkte sind als gelbe Quadrate gekennzeichnet. Die gelbe Halbkugel stellt die Photokathode eines PMTs dar. Die Stellen, wo der Fehler eindeutig auftritt, sind mit roten Kreisen markiert.*

Danksagung

Hiermit möchte ich allen danken, die mich beim Schreiben dieser Bachelorarbeit unterstützt haben. Insbesondere danke ich Prof. Dr. Kappes dafür, dass er mir angeboten hat diese Arbeit zu schreiben und bei Fragen stets zu erreichen war. Vielen Dank vor allem an Lew Classen, der immer bereit war zu erklären und zu helfen. Vielen Dank auch an die gesamte Arbeitsgruppe für eine schöne Zeit.

Plagiatserklärung der / des Studierenden

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über _____
_____ selbstständig verfasst worden ist, dass keine anderen
Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind und dass die Stellen
der Arbeit, die anderen Werken – auch elektronischen Medien – dem Wortlaut oder Sinn
nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung
kenntlich gemacht worden sind.

(Datum, Unterschrift)

Ich erkläre mich mit einem Abgleich der Arbeit mit anderen Texten zwecks Auffindung
von Übereinstimmungen sowie mit einer zu diesem Zweck vorzunehmenden Speicherung
der Arbeit in einer Datenbank einverstanden.

(Datum, Unterschrift)