

**Studium zur Spurrekonstruktion in großen
Wasser-Cherenkov-Detektoren**

**Study on track reconstruction in large
water Cherenkov detectors**

von

David J. Meyhöfer

geboren am

15. November 1989

Bachelorarbeit im Studiengang Physik
Universität Hamburg

2014

1. Gutachter: Dr. Björn Wonsak
2. Gutachterin: Prof. Dr. Caren Hagner

Zusammenfassung

In dieser Bachelorarbeit wurde eine Spurrekonstruktion für einen Wasser-Cherenkov-Detektor entwickelt, basierend auf einem Algorithmus der Low Energy Neutrino Astronomy (LENA) Detektor Rekonstruktion. Im Besonderen wurde die Cherenkov-Akzeptanz geschrieben, um die Richtungsinformation des Cherenkov-Winkels in der Rekonstruktion zu berücksichtigen. Es konnte gezeigt werden, dass der Algorithmus aus der LENA-Rekonstruktion geeignet ist, um Spurrekonstruktionen in einem Wasser-Cherenkov-Detektor durchzuführen.

Abstract

In this bachelor thesis a track reconstruction for a water Cherenkov detector was developed, based on an algorithm from the Low Energy Neutrino Astronomy (LENA) detector reconstruction. In particular the Cherenkov-Acceptance was written, to consider the directional information of the Cherenkov angle in the reconstruction. It could be shown, that the algorithm from the LENA reconstruction is suitable to perform a track reconstruction in a water Cherenkov detector.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der LENA-Detektor	3
2.1	Motivation für den LENA-Detektor	3
2.2	LENA-Detektor Design	5
3	Der Wasser-Cherenkov-Detektor	7
3.1	Cherenkov-Strahlung	7
3.2	Aufbau eines Wasser-Cherenkov-Detektors	10
3.3	Spurrekonstruktion am Beispiel von Super-Kamiokande	11
4	Simulation	17
4.1	LENA-Simulation	17
4.2	Änderung der LENA-Simulation	18
4.3	Simulierte Ereignisse	18
5	Rekonstruktion	21
5.1	Der Wonsak-Algorithmus	21
5.1.1	Flugzeitanalyse	22
5.1.2	Überlebenswahrscheinlichkeit	24
5.1.3	Winkelakzeptanz	24
5.1.4	Wahrscheinlichkeitsmaske	25
5.1.5	Cherenkov-Akzeptanz	26
5.2	Verbesserung der Cherenkov-Akzeptanz	30
5.3	Rekonstruierte Ereignisse	32
6	Zusammenfassung und Ausblick	39
A	Verwendete Geometrie	41
B	Tabellen Geant4 novice N06	42
	Literaturverzeichnis	44
	Abbildungsverzeichnis	46

1 Einleitung

Ein bedeutendes Gebiet der Physik ist die Teilchenphysik, dieses beschäftigt sich mit der Erforschung von Teilchen. Die ersten Forscher in diesem Bereich befassten sich mit Nukleonen, Atomen und Molekülen. In der heutigen Teilchenphysik wird hauptsächlich an Elementarteilchen geforscht. Ein essentieller Bestandteil des experimentellen Zweiges ist dabei der Detektor. Dieser kann zum Nachweis von Teilchen und Ereignissen genutzt werden. Dazu ist fast immer eine Rekonstruktion notwendig.

Es ist das Ziel dieser Bachelorarbeit eine Spurrekonstruktion für einen großen Wasser-Cherenkov-Detektor zu entwickeln, basierend auf einem Algorithmus aus der LENA-Rekonstruktion. Im Rahmen dessen wurde die LENA-Simulation sowie die LENA-Rekonstruktion umgeschrieben. Es wird nun ein Wasser-Cherenkov-Detektor simuliert und die Rekonstruktion ist darauf angepasst. Des Weiteren wurde die Cherenkov-Akzeptanz entwickelt, um die geometrische Information des Cherenkov-Winkels für die Rekonstruktion nutzbar zu machen. Der grundlegende Rekonstruktionsalgorithmus der LENA-

Rekonstruktion ist eine Methode, die vor allem von Dr. Björn Wonsak entwickelt wurde. Der *Wonsak-Algorithmus* wurde für die Spurrekonstruktion in Flüssig-Szintillator-Detektoren entwickelt. Durch diese Arbeit ist auch die grundsätzliche Einsetzbarkeit des Verfahrens für einen Wasser-Cherenkov-Detektor untersucht worden.

Die zu rekonstruierenden Daten wurden mit der LENA-Detektor-Simulation erstellt. Dazu wurde der LENA-Detektor in der Simulation mit Wasser befüllt und der Cherenkov-Effekt berücksichtigt. Für die Rekonstruktion der damit erzeugten Daten wird als Grundlage die LENA-Rekonstruktion benutzt. Diese wurde im Rahmen der Bachelorarbeit mit der Cherenkov-Akzeptanz für die Rekonstruktion in einem Wasser-Cherenkov-Detektor angepasst. Es ist deshalb wichtig einen Einblick in den Aufbau und die Motivation für LENA zu erhalten (Kapitel 2). Zum Verständnis der Cherenkov-Akzeptanz wird die Theorie des Cherenkov-Effekts beschrieben (Kapitel 3). Weiterhin wird der Aufbau eines Wasser-Cherenkov-Detektors vorgestellt, wobei gezeigt wird, dass der Aufbau vergleichbar mit dem des LENA-Detektors ist. Es folgt die Vorstellung des Rekonstruktionsalgorithmus *fitQun*, der im Super-Kamiokande-Detektor verwendet wird (Ende Kapitel 3). Damit wird ein Rekonstruktionsansatz eines vergleichbaren Detektors vorgestellt, denn Super-Kamiokande hat einen vergleichbaren Aufbau zum LENA-Detektor. Anschließend wird vorgestellt wie die LENA-Simulation zu einer Wasser-Cherenkov-Simulation umgebaut wurde (Kapitel 4). Warum und welche Ereignisse simuliert wurden, wird im selben Kapi-

tel erläutert. Weiterhin wird der für die Rekonstruktion wichtigste Teil über den *Wonsak-Algorithmus* und die dafür entwickelte Cherenkov-Akzeptanz beschrieben (Kapitel 5). Auch die Rekonstruktion einiger simulierter Ereignisse und wie die Ergebnisse zu verstehen sind wird erläutert (Ende Kapitel 5). Abschließend eine kurze Zusammenfassung sowie ein Ausblick für die Verbesserung bzw. Verwendung der Rekonstruktion gegeben (Kapitel 6).

2 Der LENA-Detektor

In diesem Kapitel wird ein kurzer Einblick in den Aufbau, sowie die Motivation für den LENA-Detektor gegeben, der als Teil einer europäischen Designstudie als ein großvolumiger Flüssig-Szintillator-Detektor der nächsten Generation entwickelt wird. Ein Einblick in den LENA-Detektor ist deshalb wichtig für diese Bachelorarbeit, da die LENA-Simulation und die LENA-Rekonstruktion als Grundlage dienen, für die Entwicklung einer auf dem gleichen Prinzip basierenden Rekonstruktion, für Ereignisse in einem Wasser-Cherenkov-Detektor.

2.1 Motivation für den LENA-Detektor

Der LENA-Detektor ist ein 50 kt Flüssig-Szintillator-Detektor, der als Teil der Large Apparatus for Grand Unification and Neutrino Astrophysics (LAGUNA) Design-Studie unter anderem zur weiteren Erforschung der Neutrinos aber auch der Suche nach dem Protonenzerfall beitragen soll [19]. Die großen Erfolge von KamLAND [3] und Borexino [9] haben gezeigt, welches Potenzial in der Weiterentwicklung der Flüssig-Szintillator-Technologie steckt.

Obwohl schon einiges über Neutrinos bekannt ist, gibt es immer noch ungeklärte Fragen. Einige könnten mit einem Detektor basierend auf der Flüssig-Szintillator-Technologie untersucht werden. Das Neutrino wurde Anfang des 20. Jahrhunderts postuliert, nachdem beim Betazerfall ein kontinuierliches Energiespektrum festgestellt wurde. Da der Betazerfall zu dieser Zeit aber als ein Zweikörperproblem angesehen wurde, hatte man diskrete Energien erwartet. Um nicht gegen das Pauli-Prinzip sowie den Energieerhaltungssatz zu verstoßen, sah sich *Wolfgang Pauli* gezwungen, ein neues Teilchen einzuführen. Er nannte es „Neutron“ [8], um Verwechslung zu vermeiden, wurde es von *Enrico Fermi* später in „Neutrino“¹ umbenannt.

Neutrinos gehören zur Klasse der Leptonen und sind Fermionen. Sie tragen den Spin $\frac{1}{2}$ und besitzen keine elektrische Ladung. Es existieren drei Generationen von Neutrinos und Antineutrinos. Ihre Wechselwirkung beschränkt sich auf die schwach und gravitative Wechselwirkung. Bis zur Bestätigung der Neutrinooszillation [5] wurde zur Stimmigkeit des Standardmodells allgemein angenommen, dass Neutrinos keine Masse haben und sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen. Doch für die Neutrinooszillation wird Δm^2

¹Neutrino ist die italienische Verniedlichungsform von Neutron und bedeutet so viel wie „kleines Neutron“.

benötigt. Die Bestätigung von massebehafteten Neutrinos gibt einen ersten Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells.

Durch die Analyse astrophysikalischer Neutrino-Quellen könnten mit LENA einige wichtige Fragen beantwortet werden. LENA könnte am SuperNova Early Warning Systems (SNEWS) [7] mitwirken. Mit der Beobachtung galaktischer Supernova-Neutrinos könnte sogar schon mit nur einer Supernova eine genügend hohen Statistik erreicht werden, um fundamentale Fragen zu beantworten, wie etwa die Rolle der Neutrinos im kollabierenden Kern. Besonders durch die geringe Energieschwelle würde LENA herausragende Ergebnisse in der Energieauflösung liefern. Vielleicht wäre es mit LENA sogar möglich, eine Entfernung der Supernova abzuschätzen. Mit der Messung des diffusen Supernova-Neutrino-Hintergrunds (DSNB) könnte direkt die Neutrino-Emissionsrate pro kollabierendem Kern bestimmt werden. Dies wäre ein Schlüsselwert für den Vergleich von Supernova-Modellen mit Supernovä aus unsrer Milchstraße. Die Beobachtung solarer Neutrinos befindet sich schon in einem fortgeschrittenem Stadium, doch durch einen so großen Flüssig-Szintillator-Detektor wie LENA könnten die Statistiken signifikant erhöht werden. Auch die Bestimmung der dunklen Materie sowie dessen Eigenschaften könnten durch große Neutrino-Detektoren ermöglicht werden. Bei geringen Untergrund-Störeffekten kann nach Neutrinos aus der Annihilation von dunkler Materie gesucht werden.

Auch unser Planet ist eine Quelle für Neutrinos mit niedriger Energie, welche jedoch mit LENA registriert werden können. Mit Geo-Neutrinos ist es möglich, auf die Elementhäufigkeit von Uran und Thorium in der Erde zu schließen. Dies wurde schon mit Borexino und KamLAND durchgeführt, basiert jedoch nur auf einer relativ niedrigen Statistik. Durch die 50 kt Flüssig-Szintillator im LENA-Detektor wird eine große Zahl an registrierten Geo-Neutrinos erwartet, die eine genauere Messung ermöglicht. Weiterhin werden auf der Erde Neutrinos in Kernreaktoren erzeugt, mit denen schon viele erfolgreiche Experimente durchgeführt worden sind. LENA mit der niedrigen Energieschwelle ist prädestiniert dafür, mit Neutrinos aus Kernreaktoren den solaren Mischungswinkel genau zu messen. Des Weiteren kann durch eine detektornahe radioaktive Quelle die Neutrinooszillation für kurze Distanzen bestimmt werden.

Obwohl LENA auf niedrig energetische Neutrinos spezialisiert ist, kann auch Hochenergiephysik mit LENA betrieben werden. Zum Beispiel ist es möglich, nach dem Protonenzerfall zu suchen. Bei den erwarteten Energien des Protonenzerfalls soll LENA 10 Jahre untergrundfrei bleiben. Wenn es keine Events gibt, wäre es möglich, ein Limit von $\tau_p > 4 \cdot 10^{34}$ Jahre aufzustellen. Des Weiteren kann mit LENA ein *Long-baseline neutrino beam* Experiment durchgeführt werden. Damit ist es möglich, den Mischungswinkel Θ_{13} zu bestimmen, die Frage nach der Neutrino-Massenhierarchie zu klären, zu bestimmen ob der Mischungswinkel Θ_{23} maximal ist und es ließe sich bestimmen, ob Neutrinos die CP-Symmetrie verletzen. Mit der Untersuchung von atmosphärischen Neutrinos durch LENA kann die Energielücke zwischen früheren Untergrund-Experimenten und Neutrino-Teleskopen geschlossen werden. Dieses würde es ermöglichen, in einem bisher noch nicht

getesteten Energiebereich Θ_{23} sowie Δm_{23}^2 mit hoher Präzision zu bestimmen.

2.2 LENA-Detektor Design

In Abbildung 2.1 ist ein schematischer Aufbau des LENA-Detektors zu sehen [18]. Das innere Flüssig-Szintillator-Volumen wird mit 45-53 kt LAB (Linear-Alkyl-Benzene) oder PXE (Phenyl-O-Xylylethane) gefüllt werden. Das Nylon-Behältnis ist noch in der Abbildung dargestellt, jedoch entschied man sich gegen die Verwendung des Nylon-Behältnisses sowie das Verwenden einer organischen Pufferflüssigkeit. Für diesen Bereich ist nun auch geplant, dass er mit Flüssig-Szintillator gefüllt sein wird. Des Weiteren ist darauf zu achten, dass mit den verwendeten Materialien möglichst wenig radioaktive Elemente in den Detektor gelangen. Nur dann sind Untergrund-Störeffekte gering. Mit 5 bis 10 inch Photo-Multiplizierer-Röhren englisch als *photomultiplier tubes* (PMTs) bezeichnet ist eine optische Abdeckung der inneren Detektorfläche von 30 % angedacht. Um die Zahl der benötigten PMTs zu verringern, sollen *Winston-Cones*² eingesetzt werden. Um Leitungen von jedem einzelnen PMT zu verhindern, werden die PMTs zu digitalen PMT-Arrays zusammengefasst. Das Ganze wird mit einem Stahl- und/oder Beton-Tank eingefasst werden. Außerhalb des Tanks wird es ein mit Wasser gefülltes Myon-Veto geben, welches wie ein Wasser-Cherenkov-Detektor betrieben wird, um zum Beispiel von außen eindringende Myonen diskriminieren zu können.

²Kegelförmige reflektierende PMT-Aufsätze, die Licht außerhalb der PMT-Fläche auf den PMT konzentrieren.

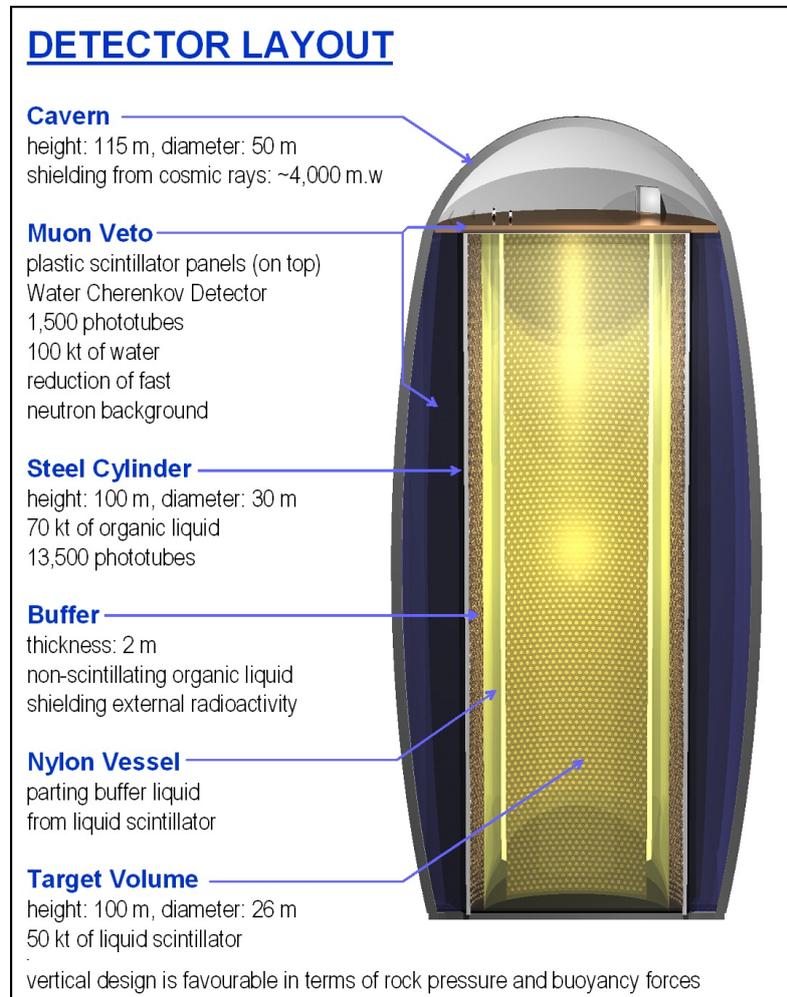


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung zum LENA-Detektor Design. Beschreibung von innen nach außen. Mittig das Szintillator-Ziel-Volumen. Das Nylon-Behältnis ist in dieser Darstellung noch vorhanden, wurde aber mittlerweile verworfen. An der Stelle der Pufferflüssigkeit ist jetzt auch Flüssig-Szintillator geplant. Zwischen diesem Ziel-Volumen und einem Stahltank befinden sich die PMTs in einer Stahlaufhängung. Außen ist das mit Wasser gefüllte Myon-Veto [18].

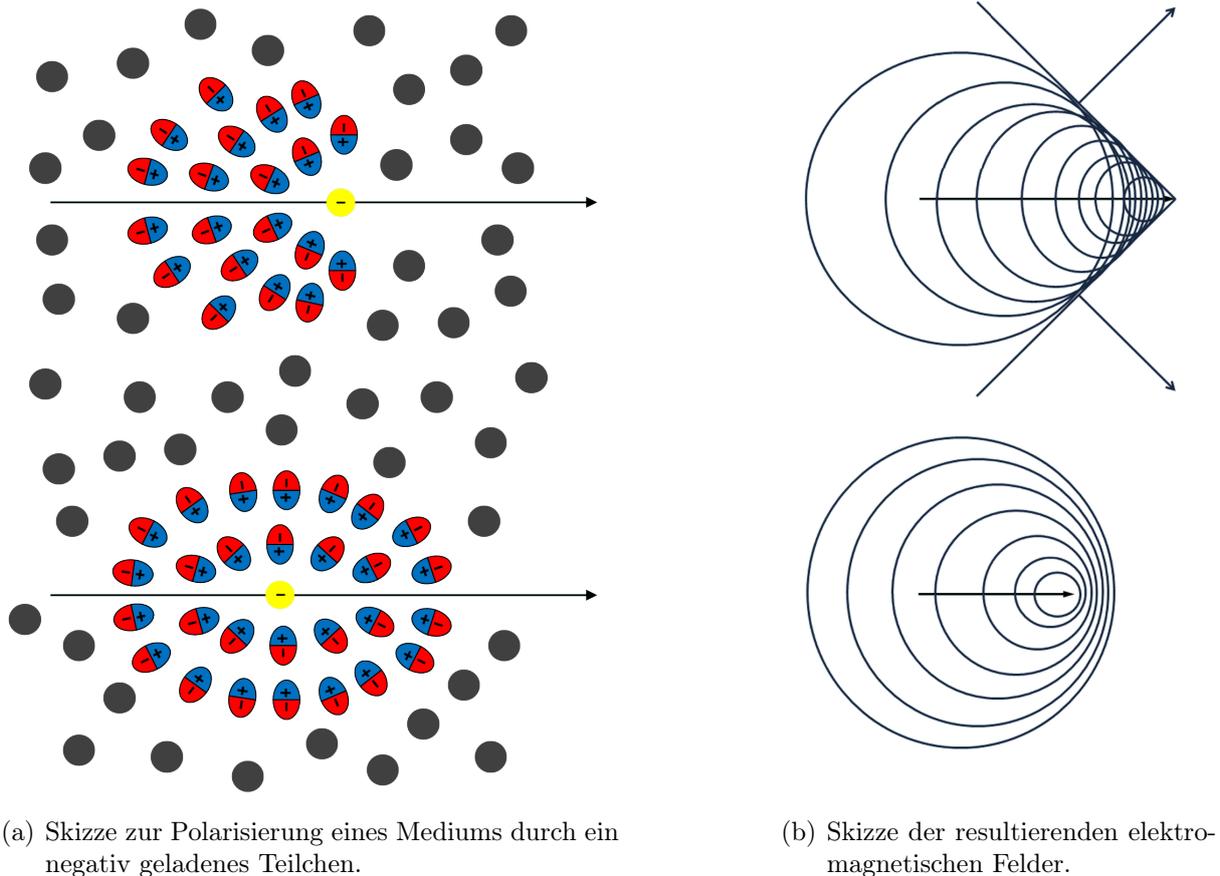
3 Der Wasser-Cherenkov-Detektor

In diesem Kapitel wird das Prinzip eines Wasser-Cherenkov-Detektors erklärt, denn die Spurrekonstruktion in dieser Bachelorarbeit soll auf Wasser-Cherenkov-Detektoren angewendet werden. Dazu ist es auch notwendig, den Cherenkov-Effekt zu verstehen, der auch in diesem Kapitel erläutert wird. Einer der bekanntesten Wasser-Cherenkov-Detektoren ist der Super-Kamiokande-Detektor [2], dieser wird als Beispiel in diesem Kapitel benutzt. Er ist eine Weiterentwicklung des Kamiokande Detektors, welcher ursprünglich für die Suche nach dem Protonenzerfall gebaut wurde. Nach Inbetriebnahme wurde festgestellt, dass sich dieser auch sehr gut für die Detektion und Analyse von Neutrinos eignet. Der Kamiokande Detektor hat eine experimentelle Beobachtung von Neutrinos geliefert, welche von der *Supernova 1987A* stammten und somit einen ersten Hinweis auf Prozesse in kollabierenden Sternen gegeben [12]. Auch heutzutage werden noch bedeutende Erkenntnisse durch Wasser-Cherenkov-Detektoren gewonnen. Eine Veröffentlichung [14] der Super-Kamiokande Kollaboration über Neutrinos legt nahe, dass es eine Tag-Nacht-Asymmetrie in der Wechselwirkungsrate von Neutrinos gibt. Dieses soll an der Materie in der Flugbahn und der damit verbundenen Flavon-Oszillation der solaren Neutrinos liegen. Der Super-Kamiokande-Detektor wurde als Beispiel ausgewählt, da dieser ein typischer Wasser-Cherenkov-Detektor ist und sein Aufbau ähnlich dem des LENA-Detektors ist.

3.1 Cherenkov-Strahlung

Für die Rekonstruktion in einem Cherenkov-Detektor ist die Cherenkov-Strahlung essentiell. Dabei handelt es sich um Photonen, die entstehen, wenn ein geladenes Teilchen mit einer höheren Geschwindigkeit als die des Lichts im Medium durch dieses fliegt. Die Entdeckung dieser Photonen wird *Pavel A. Cherenkov* zugeschrieben, der diese im Jahre 1934 als schwach sichtbare Strahlung beschrieb, die von reinen Flüssigkeiten abgegeben wird, wenn diese von schnellen Elektronen aus Kernzerfällen durchdrungen werden [10]. Die theoretische Beschreibung des Cherenkov-Effekts wurde von *I.M. Frank* und *I.E. Tamm* geliefert. Die Strahlung kann zum Beispiel als blaues Leuchten um die Brennstäbe in einem Kernreaktor wahrgenommen werden.

In Abbildung 3.1(a) und 3.1(b) ist schematisch dargestellt, wie Cherenkov-Strahlung entsteht. Bei Geschwindigkeiten unterhalb der Lichtgeschwindigkeit im Medium wird durch das geladene Teilchen das Medium zwar polarisiert, aber von außen betrachtet gleichen sich alle Ladungen aus und es entsteht keine Cherenkov-Strahlung. Bei Teilchen



(a) Skizze zur Polarisierung eines Mediums durch ein negativ geladenes Teilchen.

(b) Skizze der resultierenden elektromagnetischen Felder.

Abbildung 3.1: Skizze zur Cherenkov-Strahlung. Oben ist die Geschwindigkeit des Teilchens $v > \frac{c_0}{n}$ und somit ausreichend für die Emission von Cherenkov-Strahlung. Unten ist die Geschwindigkeit des Teilchens $v < \frac{c_0}{n}$, deshalb gleichen sich die elektromagnetischen Felder aus und es entsteht keine Cherenkov-Strahlung [17].

mit einer Geschwindigkeit $v > \frac{c_0}{n}$ können sich die Polarisationsladungen nicht schnell genug ausgleichen, da die maximale Informationsgeschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit $v_m = \frac{c_0}{n}$ entspricht. Dieses resultiert in einer elektromagnetischen Welle, also Photonen. Diese Cherenkov-Photonen werden entlang der Trajektorie des Teilchens unter einem bestimmten Winkel, dem Cherenkov-Winkel abgegeben.

Der Cherenkov-Winkel Θ_c ist gegeben durch:

$$\Theta_c = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right) \quad (3.1)$$

$\Theta_c \hat{=}$ Cherenkov-Winkel

$n \hat{=}$ Brechungsindex

$\beta = \frac{v}{c_0}$

Bei einem relativistischen Teilchen mit $\beta = 1$ ergibt sich zum Beispiel für Wasser mit $n \approx 1,33$ ein Winkel von $\Theta_c \approx 41^\circ$. Diese in den emittierten Photonen enthaltene Winkelinformation wird in Cherenkov-Detektoren genutzt, um Aufschluss über Richtung und Geschwindigkeit des geladenen Teilchens zu erhalten.

Des Weiteren sind Cherenkov-Photonen linear polarisiert, wie in Abbildung 3.2 zu sehen ist.

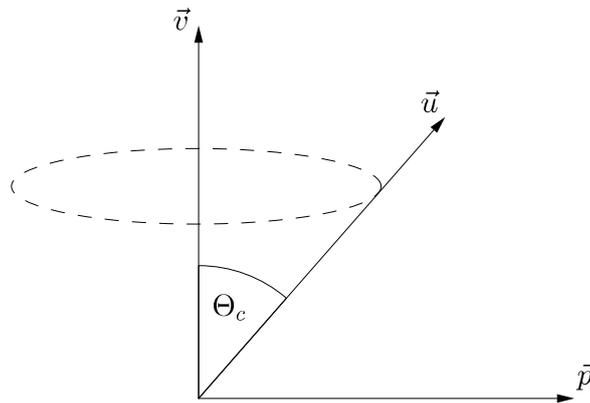


Abbildung 3.2: Skizze zur Polarisation der Cherenkov-Strahlung. Der Einheitsvektor in Richtung des Teilchens ist gegeben durch \vec{v} und der Einheitsvektor entlang einer möglichen Photon Richtung ist \vec{u} . Für ein bestimmtes \vec{u} ergibt sich mit Formel (3.2) ein bestimmter Polarisationseinheitsvektor \vec{p} . Mögliche Richtungen zulässiger \vec{u} liegen auf dem gestrichelten Ring um \vec{v} . Der dargestellte Polarisationseinheitsvektor \vec{p} gilt nur für den eingezeichneten Einheitsvektor \vec{u} .

Die Polarisation ist gegeben durch [11]:

$$\vec{p} = \frac{\vec{u} - \beta n \vec{v}}{\sqrt{\beta^2 n^2 - 1}} \quad (3.2)$$

$\vec{p} \hat{=}$ Polarisationseinheitsvektor der Photonen

$\vec{u} \hat{=}$ Einheitsvektor in Richtung der Photonen

$\vec{v} \hat{=}$ Einheitsvektor in Richtung des Teilchens

Eine Aussage über die Zahl der emittierten Cherenkov-Photonen pro Strecke dx und Weglänge $d\lambda$ lässt sich mit der Frank-Tamm-Formel (3.3) machen. Hierbei ist zu bemerken, dass die Zahl der emittierten Photonen N abhängig vom Sinus zum Quadrat des Cherenkov-Winkels ist. In Verbindung mit Formel (3.1) lässt sich feststellen, dass immer weniger Photonen emittiert werden, je kleiner die Geschwindigkeit des Teilchens ist.

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \cdot \sin^2(\Theta_c) \quad (3.3)$$

Die Terme der Frank-Tamm-Formel sind dabei gegeben durch:

$$\begin{aligned}\lambda &\hat{=} \text{Wellenlänge der Photonen} \\ N &\hat{=} \text{Zahl der emittierten Photonen} \\ x &\hat{=} \text{Wegstecke des Teilchens} \\ z &\hat{=} \text{Ladung des Teilchens} \\ \alpha &\hat{=} \text{Feinstrukturkonstante}\end{aligned}$$

Damit folgt nun aus Formel (3.3) und (3.1), dass es eine Energieschwelle für den Cherenkov-Effekt gibt. Diese ist genau dann erreicht, wenn der Cherenkov-Winkel Null wird, also die Geschwindigkeit des Teilchens genau der Geschwindigkeit des Lichtes im Medium entspricht.

$$v \leq c_{med} \Rightarrow \beta \leq \frac{1}{n}$$

Auf die zugehörige kinetische Energie kann mit Formel (3.4) geschlossen werden [13]:

$$E_c \geq m \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} - 1 \right] \quad (3.4)$$

$$E_c \hat{=} \text{kritische Energieschwelle}$$

$$m \hat{=} \text{Masse des Teilchens}$$

In Wasser ($n \approx 1,33$) erhält man als Energieschwelle für Myonen $E_{c,\mu} \approx 55$ MeV und für Elektronen $E_{c,e^-} \approx 0,26$ MeV.

Obwohl das Teilchen bei der Durchquerung des Mediums Energie durch die Abgabe von Cherenkov-Strahlung verliert, ist dies nur ein kleiner Teil des gesamten Energieverlusts. Weit mehr Energie wird durch Effekte wie Bremsstrahlung, Paarbildung und inelastische Stöße abgegeben.

3.2 Aufbau eines Wasser-Cherenkov-Detektors

Der Aufbau eines typischen Wasser-Cherenkov-Detektors, wie etwa der des Super-Kamiokande-Detektors, ist ähnlich dem Aufbau des LENA-Detektors. Der Hauptunterschied liegt in der Verwendung von Wasser als Ziel-Volumen. Wasser wird für einen Cherenkov-Detektor verwendet, weil es die Eigenschaften, die ein Ziel-Volumen in einem Cherenkov-Detektor haben sollte, erfüllt. Es hat einen ausreichend großen Brechungsindex, um die Richtungsinformation des Cherenkov-Winkels benutzen zu können. Außerdem ist es durchlässig für die betreffenden Wellenlängen des entstehenden Lichts, das heißt nur geringe Absorption und Streuung.

Zur Detektion der Photonen werden oft PMTs verwendet. Von der Industrie werden meistens PMTs für den visuellen Wellenlängenbereich angefordert und sind daher am besten kommerzialisiert, ergo am günstigsten. Vor allem aus Kostengründen werden deshalb PMTs verwendet, die ihre höchste Quanteneffizienz im visuellen Wellenlängenbereich haben, obwohl der Großteil der Cherenkov-Photonen im nah-ultraviolett bis blauem Lichtbereich emittiert wird. Vergleichbar zum LENA-Detektor werden die PMTs um das Zielvolumen angeordnet und am Ausgang der PMTs können die Photonentreffer als elektrisches Signal ausgelesen werden.

Da alle geladenen Teilchen, die das Medium durchdringen, potenziell Cherenkov-Photonen erzeugen können, ist es wichtig, den Detektor von allen Teilchen, die Untergrund darstellen, abzuschirmen. Dies bedeutet, wenn man Neutrinophysik betreiben möchte, dass der Detektor tief unter der Erdoberfläche gebaut werden muss, um möglichst wenig Untergrund durch zum Beispiel Myonen aus Luftschauern zu erhalten. Deshalb wird auch oft ein sogenanntes Myon-Veto um den eigentlichen Detektor gebaut, um von außen eindringende Teilchen und damit verbundenen Ereignisse ausschließen zu können. Dabei kann es sich zum Beispiel um einen mit Wasser gefüllten Zwischenbereich handeln, der von wenigen PMTs abgedeckt wird, diese können dann von außen eindringende Teilchen identifizieren. Damit der Detektor auch im niedrigen Energiebereich von einigen keV nutzbar ist, muss darauf geachtet werden, dass die verwendeten Komponenten möglichst frei von radioaktiven Isotopen sind, um den Untergrund gering zu halten.

Als Beispiel sind hier ein paar Daten des Super-Kamiokande-Detektor beschrieben [2]. Der innere Teil des Super-Kamiokande-Detektor besteht aus einem zylindrischen Stahltank, der 41,4 m hoch ist und einen Durchmesser von 39,3 m hat. Er ist mit 50 kt purem Wasser gefüllt und besitzt 11129 PMTs, welche einen Durchmesser von 20 inch haben. Die optische Abdeckung der inneren Detektorwand beträgt 40 %. Im äußeren Teil des Detektors befindet sich ein Myon-Veto, das von 1885 PMTs mit einem Durchmesser von 8 inch bedeckt ist.

3.3 Spurrekonstruktion am Beispiel von Super-Kamiokande

Zum Vergleich, des in dieser Bachelorarbeit verwendeten *Wonsak-Algorithmus*, wird die Rekonstruktion für einen Wasser-Cherenkov-Detektor am Beispiel des Super-Kamiokande-Detektors erläutert. Die Rekonstruktion im Super-Kamiokande-Detektor ist dafür geeignet, da dieser einen ähnlichen Aufbau wie der modifizierte LENA-Detektor besitzt.

In folgendem wird *fitQun* aus [16] beschrieben, welcher in Super-Kamiokande verwendet wird. Dabei handelt es sich um einen Spurrekonstruktions-Algorithmus, der einen Maximum-Likelihood-Fit für ein Ereignis durchführt. In *fitQun* wird für Parameter wie Vertex, Richtung, Impuls etc. gleichzeitig der Fit durchgeführt. Dazu wird in der Likelihood-

Formel (3.5) nach einem Satz von Parametern \vec{x} gesucht, der den Ausdruck $L(x)$ maximiert. Für ein Ereignis mit nur einem geladenen Teilchen sind die notwendigen Parameter nur Vertex, Richtung und Impuls.

$$L(x) = \prod_i^{\text{unhit}} P(i\text{unhit}|x) \prod_i^{\text{hit}} P(i\text{hit}|x) f_q(q_i|x) f_t(t_i|x) \quad (3.5)$$

$f_q \hat{=}$ Ladungs-Wahrscheinlichkeit

$f_t \hat{=}$ zeitliche Wahrscheinlichkeit

$q_i \hat{=}$ i-te PMT-Ladung

$t_i \hat{=}$ i-te PMT-Zeitinformation

Die Hit/unhit-Wahrscheinlichkeit aus Formel (3.5) setzt sich aus einer Poisson-Verteilung mit Korrektur zusammen. Der P_{unhit} -Teil von Formel (3.5) beschreibt die Wahrscheinlichkeit den i-ten PMT nicht zu treffen. Der P_{hit} -Teil der Formel setzt sich zusätzlich aus einer Ladungs-Wahrscheinlichkeit und einer zeitlichen Wahrscheinlichkeit zusammen und beschreibt, wie wahrscheinlich es ist den i-ten PMT zu treffen.

Zum Prognostizieren der Ladung eines PMTs wird die Propagation des Partikels und der Photonen im Detektor sowie separat davon die Eigenschaften der PMTs berücksichtigt. Mit gegebenem Spurparameter kann die erwartete Ladung μ_i eines PMTs berechnet werden. Die Wahrscheinlichkeit einen PMT zu treffen bzw. nicht zu treffen, ist abhängig von der mittleren Ladung des PMT μ_i , wie in folgendem beschrieben:

$$P(i\text{hit}|\mu_i) = 1 - P(i\text{unhit}|\mu_i) = 1 - (1 + \text{corrections})e^{-\mu_i} . \quad (3.6)$$

Durch die gemessene Gesamtladung q eines Ereignisses kann der Mittelwert μ über alle PMTs bestimmt werden. Für die Berechnung der einzelnen PMT-Ladungen wird μ aufgeteilt in Ladung erzeugt durch direktes Licht und Ladung erzeugt durch gestreutes Licht

$$\mu = \mu^{\text{dir}} + \mu^{\text{sct}} .$$

Mit Formel (3.7) kann μ^{dir} bestimmt werden.

$$\mu^{\text{dir}} = \Phi(p) \int ds g(p, s, \cos\theta) \Omega(R) T(R) \epsilon(\eta) \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned}
\Phi(p) &\hat{=} \text{Lichtertrag} \\
g(p, s, \cos\theta) &\hat{=} \text{Lichtanteil emittiert in } \Theta\text{-Richtung} \\
\Omega(R) &\hat{=} \text{Raumwinkel der PMT-Fläche} \\
T(R) &\hat{=} \text{Lichtdurchlässigkeit} \\
\epsilon(\eta) &\hat{=} \text{PMT-Winkelakzeptanz}
\end{aligned}$$

Abbildung 3.3 beschreibt die einzelnen Variablen. Das Integral über die Strecke s ent-

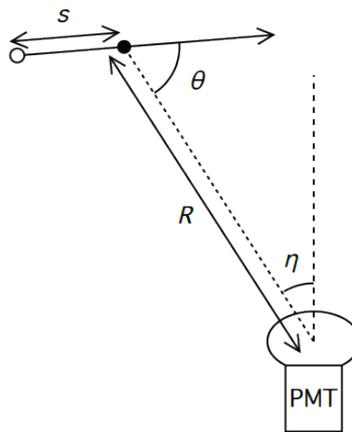


Abbildung 3.3: Skizze zur Rekonstruktion in Super-Kamiokande. Mit s ist die zurückgelegte Strecke des Teilchens vom Vertex auf der Trajektorie bezeichnet. Die kurz gestrichelt Linie ist der Weg eines Photons, welches unter dem Winkel Θ abgegeben werden muss, um den PMT zu treffen. R ist die Länge der Strecke, die das Photon zurücklegen muss, um vom Teilchen aus den PMT zu treffen. η ist der Einfallswinkel des Photons auf dem PMT. Die lang gestrichelte Linie verläuft entlang des Normalenvektors des PMTs. R, θ und η sind abhängig von s [15].

spricht der zurückgelegten Strecke des Teilchens auf der Trajektorie. Die unter dem Cherenkov-Winkel Θ abgegebenen Photonen tragen zum Cherenkov-Emissionsprofil $g(p, s, \cos\theta)$ bei. Abhängig vom Abstand R werden die Lichtdurchlässigkeit $T(R)$ und der Raumwinkel der PMT-Fläche $\Omega(R)$ bestimmt. Die PMT-Winkelakzeptanz $\epsilon(\eta)$ hängt vom Winkel η zwischen Normalenvektor des PMTs und Vektor des eintreffenden Photons ab.

Der Ladungsanteil μ^{sct} , erzeugt durch gestreutes Licht, kann mit Formel (3.8) bestimmt werden. Die Streu-Tabelle $A(s)$ ergibt sich dabei aus dem Verhältnis von direktem Licht zu gestreutem Licht und wurde durch Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Die Zusammensetzung der Variablen in Formel (3.9) wird in Abbildung 3.4 verdeutlicht.

$$\mu^{sct} = \Phi(p_0) \int ds \rho(s) \Omega(s) T(s) \epsilon(s) A(s) \quad (3.8)$$

$$A(s) = A(z_{\text{PMT}}, z_{\text{vtx}}, r_{\text{vtx}}, \Phi, \Theta, \phi) \quad (3.9)$$

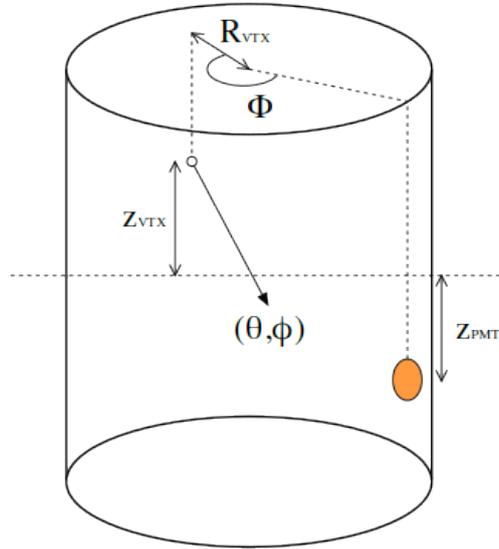


Abbildung 3.4: Skizze zur Erstellung der Streu-Tabelle $A(s)$. Zu sehen ist der Detektor-Zylinder mit Vertex \circ und PMT (Oranges Oval auf dem Zylinder). z_{PMT} Abstand in z -Richtung zum PMT. z_{vtx} Abstand in z -Richtung zum Vertex. r_{vtx} radialer Abstand des Vertex. Φ ist der Winkel in der x - y -Ebene zwischen Vertex und PMT. Θ und ϕ geben den Vektor vom Vertex in Kugelkoordinaten an [15].

Das Lösen von Integralen ist sehr rechenintensiv. Daher wird eine Näherung gemacht. Dabei wird das Integral für das direkte Licht durch eine Parabel approximiert, dessen Werte aus einer Tabelle abgelesen werden können. Es wird ähnlich für das Integral des gestreuten Lichts vorgegangen.

Die zeitliche Wahrscheinlichkeit f_t wird parallel zur Bestimmung der Ladung durchgeführt. Dabei wird mit dem Verhältnis ω gewichtet, welches von μ^{dir} und μ^{sct} abhängt. Die zeitliche Wahrscheinlichkeit f_t wird mit Formel (3.10) bestimmt.

$$f_t(t_c) = \omega \cdot f_t^{\text{dir}}(t_c) + (1 - \omega) \cdot f_t^{\text{sct}}(t_c) \quad (3.10)$$

$$t_c \hat{=} \text{korrigierte Zeit}$$

$$\omega = \frac{1 - e^{-\mu^{\text{dir}}}}{1 - e^{-\mu^{\text{dir}}} e^{-\mu^{\text{sct}}}}$$

Die korrigierte Zeit ist stark davon abhängig, wie gut die Vertex-Position bestimmt ist. In *fitQun* wird daher ein Vertex-Pre-Fit durchgeführt. Dabei wird $G(x, t_0)$ in der Formel

(3.11) maximiert, um die Vertex-Position und Zeit t_0 zu bestimmen.

$$G(x, t_0) = \sum_{hit} \exp\left(-\left(\frac{T_{res}^i}{\sigma}\right)^2 \cdot \frac{1}{2}\right) \quad (3.11)$$

$$T_{res}^i = t_{hit}^i - t_0 - \frac{|R_{PMT}^i|}{c_n}$$

$\sigma \hat{=} \text{PMT-Zeitauflösung}$

Das Ereignis gibt Zahl und Zeit der getroffenen PMTs vor. Daraus ergeben sich zeitabhängige Spitzen, die mit Formel (3.11) ausgewertet werden können. Durch das Abgleichen mit einer Grenzwertformel wird die Zeitkorrektur verifiziert.

Mit den Maximum-Likelihood-Fits und den Näherungen ist es der Super-Kamiokande-Kollaboration möglich, in nur 22 Sekunden sowohl eine Hypothese für ein Elektron-Ereignis als auch ein Myon-Ereignis zu erstellen. Dabei werden bei einem Ereignis ungefähr 10^7 Wahrscheinlichkeitsberechnungen durchgeführt. Mit über 800 MINUIT-Iterationen und 11000 PMTs. Eine Übersicht der Selektionseffizienz des *fiTQun*-Algorithmus ist in Abbildung 3.5 gegeben.

**fiTQun
selection**
Signal purity:
69.3%

@ 6x10 ²⁰ POT	$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ CCQE	$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ CC π	$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ CC oth.	$\nu_e + \bar{\nu}_e$ CC	NC
FC trueFV	81.83	68.06	87.82	38.88	102.74
FCFV	80.57	65.58	72.11	35.01	91.61
l-ring	73.09	33.67	12.50	29.42	42.07
μ -PID(w/ π^+ cut)	70.14	30.81	8.01	0.02	3.41
$p_\mu^{rec} > 200 \text{ MeV}/c$	68.38	30.61	7.97	0.02	3.07
$N_{dcy} \leq 1$	67.62	22.71	4.32	0.02	2.96
Efficiency [%]	82.6	33.4	4.9	0.1	2.9
Reduction rate to std. sel. [%]	4.8	21.5	53.7	92.1	61.2

Abbildung 3.5: Selektionseffizienz des *fiTQun*-Algorithmus, für die im Super-Kamiokande-Detektor verwendete Rekonstruktion [16].

4 Simulation

Für die Rekonstruktion werden Daten benötigt, welche simuliert wurden durch eine Monte-Carlo-Simulation. Da der *Wonsak-Algorithmus* in der LENA-Rekonstruktion verwendet wird, wurde auch eine modifizierte Version der LENA-Simulation verwendet, um die benötigten Ereignisse zu simulieren.

4.1 LENA-Simulation

Die LENA-Simulation ist eine Detektor-Simulation, mit der Ereignisse für den LENA-Detektor simuliert werden können. Mit diesen Simulationen kann der LENA-Detektor getestet werden, bevor er gebaut ist. So ist es möglich, den für seine Aufgaben optimalen Detektor zu finden und Probleme im vornherein zu lösen. Außerdem kann durch die Daten der Simulation die Rekonstruktion entwickelt und getestet werden. Die LENA-Simulation ist eine Monte-Carlo-Simulation und verwendet GEometry ANd Tracking 4 (Geant4) [4] sowie ROOT [6]. Durch diese Simulation wird der geplanten LENA-Detektor getestet und es können mögliche Verbesserungen vorgenommen werden.

Geant4 ist ein in C++ geschriebenes, freies Softwarepaket, das präzise das Verhalten von Teilchen in Materie simulieren kann. Das Geant4 Toolkit ist in der Lage folgende Aspekte durchzuführen und zu berücksichtigen [1]:

- Geometrie eines Systems,
- verwendete Materialien,
- Elementarteilchen,
- erzeugen von initialen Ereignissen,
- verfolgen von Elementarteilchen durch Materie und Felder,
- Elementarteilchen-Wechselwirkungen,
- Reaktion von sensitiven Detektor-Komponenten,
- Erzeugung von Ereignissen,
- Speichern von Ereignissen und Spuren,
- Visualisierung vom Detektor und von Teilchenspuren und
- Speicherung und Analyse simulierter Daten in verschiedenen Ausführungen.

ROOT ist eine vom CERN¹ bereit gestelltes C++ Framework zur Analyse und Verarbeitung großer Datenmengen. Es wird vor allem auf hohe Parallelisierung und einfache Datenverarbeitung geachtet. Die objektorientierte Programmiersprache C++ wird dazu um viele Klassen und Objekte erweitert.

Bei einer Monte-Carlo-Simulation versucht man numerisch Problemstellungen zu lösen, die nicht oder nur schwer analytisch lösbar sind. Unter Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeiten verschiedener für das Problem relevanter Ereignisse kann dieses gelöst werden. Die verwendeten Wahrscheinlichkeiten müssen dabei vorher durch eine genügend große Anzahl an Zufallsereignissen bestimmt worden sein.

4.2 Änderung der LENA-Simulation

Bei der geänderten LENA-Simulation handelt es sich um eine Flüssig-Szintillator-Detektor-Simulation, die dahingehend angepasst wurde, dass nun ein Wasser-Cherenkov-Detektor simuliert wird. Dazu wurde in der Simulation der Flüssig-Szintillator durch Wasser ausgetauscht und der Cherenkov-Effekt wurde durch Monte-Carlo-Simulation des Geant4-Werkzeugsatzes simuliert. Für die Simulation in Flüssig-Szintillator war es möglich, den Lichtertrag des Szintillators zu bestimmen. Damit konnte die Quanteneffizienz der PMTs berücksichtigt werden, indem die PMTs alle Photonen registrierten und der Lichtertrag des Szintillators verringert wurde. Dies hatte den Vorteil, dass man weniger Photonen simulieren musste. Der Lichtertrag für den Cherenkov-Effekt kann nicht angepasst werden, deshalb wurde die Quanteneffizienz der PMTs auf 10 % eingestellt. Die Geometrie des Detektors in der Simulation kann dem Anhang A entnommen werden.

Der Brechungsindex, die Absorptionslänge und die Streuung von Photonen sind von der Energie der Photonen abhängig. Die verwendeten Werte für das Wasser in der Simulation wurden mit Werten für einen Wasser-Cherenkov-Detektor erstellt. Diese wurden dem Geant4 novice Beispiel N06 entnommen. Bei N06 handelt es sich um ein Beispiel, welches den Prozess optischer Photonen behandelt. In dem Beispiel können geladene Elementarteilchen in einen Wasser-Cherenkov-Detektor geschossen werden. Die verwendeten Werte für das simulierte Wasser stehen im Anhang, in den Tabellen B.1 und B.2.

4.3 Simulierte Ereignisse

Für die Rekonstruktion mit dem *Wonsak-Algorithmus* wurden mehrere Ereignisse simuliert. Diese wurden möglichst einfach gestaltet, damit geprüft werden kann, ob eine Rekonstruktion in einem Wasser-Cherenkov-Detektor durch den *Wonsak-Algorithmus* möglich ist. Deshalb wurden Ereignisse simuliert, in denen nur ein geladenes Teilchen startet. Dazu wurde in der Simulation das Primärteilchen in den Detektor geschossen. Damit bezeichnet

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

man eine Methode, bei der ein bestimmtes Elementarteilchen mit genauen Angaben in den Detektor gegeben wird. Zu diesen Angaben gehören die Art des Teilchens, die genaue Startposition, die kinetische Energie des Teilchens sowie die Richtung, in die das Teilchen startet.

Als Primärteilchen wurde ein Myon gewählt. Der Grund dafür ist, dass die Rekonstruktion den Cherenkov-Winkel nutzt. Um möglichst viel Photonen unter einem konstanten Cherenkov-Winkel abzugeben, sollte β aus Formel (3.1) möglichst gleich bleiben. Das bedeutet, dass die kinetische Energie des Teilchens hoch sein muss, denn dann bleibt β lange maximal. Mit höherer Energie steigen aber auch die Zahl der Sekundärteilchen. Bei Elektronen, die eine circa 200 mal geringere Masse als Myonen haben, entstehen durch die elektromagnetische Kaskade viele Photonen, Positronen und Elektronen. Positronen und Elektronen können wiederum Cherenkov-Photonen abgeben. Die Teilchen haben immer einen leicht anderen Winkel zum Primärteilchen. Der resultierende Ring wird unschärfer durch die Überlagerung der einzelnen Ringe. Bei Myonen ist dieser Effekt geringer und eine Rekonstruktion kann genauer sein.

Als Beispiel für diese Art von Ereignissen werden im folgenden zwei Events, die für Rekonstruktionen benutzt wurden, beschrieben. Das erste ist ein 3000 MeV Ereignis an der Position $x = z = 0$ m und $y = 10$ m, wobei die Mitte des Detektors bei $x = y = z = 0$ m liegt. Die Richtung des Startvektors ist $(1, -1, 0)$. In Abbildung 4.1 ist das Simulationsergebnis zu sehen.

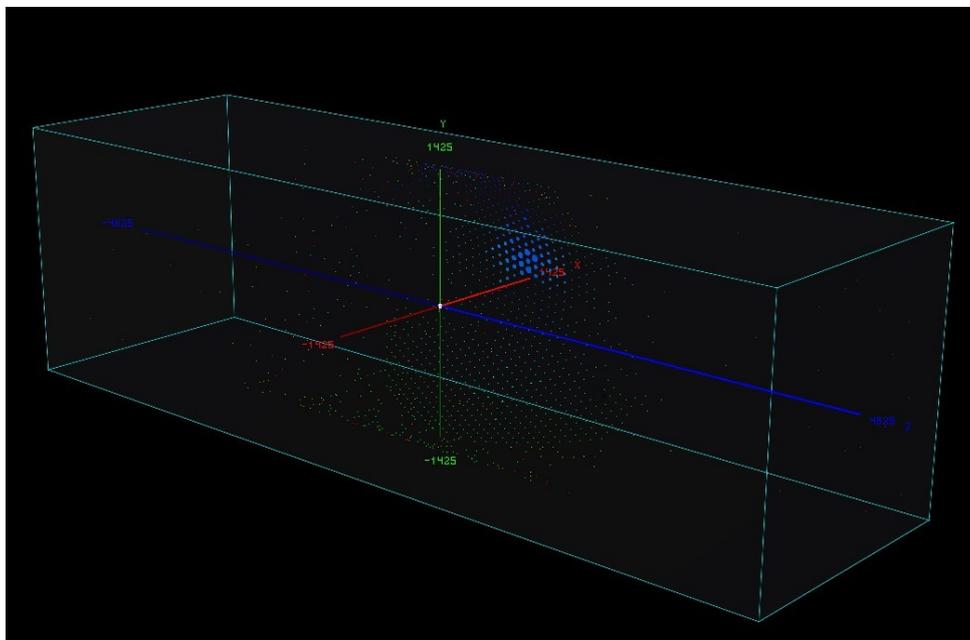


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Simulationsergebnisses für ein 3000 MeV Myon. Startposition: $(0, 1000, 0)$ cm. Startvektor: $(1, -1, 0)$. Die Farben repräsentieren die zeitliche Verteilung bis 200 ns. Die Größe der Kreise repräsentieren die Ladung und damit wie oft der jeweilige PMT getroffen wurde.

Das zweite Ereignis ist ein 1500 MeV Myon mit der Startposition $x = y = z = 0$ cm und dem Startvektor in Richtung $(0, 1, 0)$. Bei diesem Ereignis kann der Cherenkov-Ring in Abbildung 4.2 betrachtet werden. Die unterschiedliche Färbung von blau nach grün wird durch die zylindrische Form des Detektors hervorgerufen. Durch die Krümmung der Detektorseitenwand braucht das Licht ungefähr gleich lang, um in der roten X-Achse die PMTs zu erreichen, aber länger um die grün gefärbten PMTs entlang der blauen Z-Achse zu erreichen.

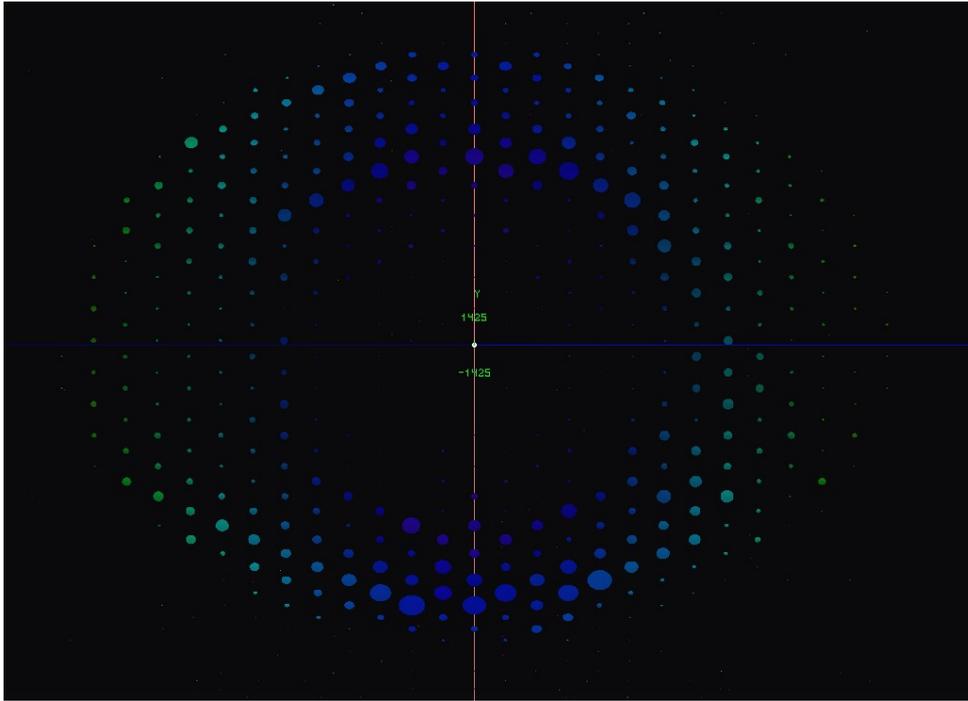


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Simulationsergebnisses für ein 1500 MeV Myon. Startposition: $(0, 0, 0)$ cm. Startvektor: $(0, 1, 0)$. Die Farben repräsentieren die zeitliche Verteilung bis 100 ns. Die Größe der Kreise repräsentieren wie viel Ladung und damit wie oft der jeweilige PMT getroffen wurde.

Für die Rekonstruktion wurde aus diesen Simulationen der Vertex und die PMT-Daten übernommen. Zu den PMT-Daten zählen PMT-ID, Ladung und Treffer-Zeiten. Die Geometrie in der Rekonstruktion ist die gleiche wie in der Simulation. Die verwendete Geometrie der LENA-Simulation kann im Anhang A für die Simulationsgeometrie nachgelesen werden. Des Weiteren wurden die Treffer-Zeiten auf den PMTs mit einer Nanosekunde gaußförmig verschmiert, um die zeitliche Auflösung der PMTs zu berücksichtigen.

5 Rekonstruktion

In diesem Kapitel wird beschrieben, welche Änderungen an der LENA-Rekonstruktion durchgeführt wurden, um diese auf einen Wasser-Cherenkov-Detektor anwenden zu können. Da die LENA-Rekonstruktion für einen Flüssig-Szintillator-Detektor entwickelt wird, ist dies ein neuer Ansatz für eine Rekonstruktion in einem Wasser-Cherenkov-Detektor. Allgemein muss eine Detektor-Rekonstruktion für jedes beteiligte Teilchen in einem Event rekonstruieren, was für ein Teilchen es war, welche Energie es hatte und wie dessen Trajektorie im Detektor verlief. Ein Teil der LENA-Rekonstruktion ist der *Wonsak-Algorithmus*, dieser wird im folgenden Unterkapitel näher beschrieben. Mit dem *Wonsak-Algorithmus* kann bestimmt werden, woher aus dem Detektor wie viel Photonen emittiert und detektiert wurden. Damit ist es möglich die, Trajektorien der beteiligten Teilchen zu bestimmen. Die Photonen im LENA-Detektor entstehen durch den Szintillationsprozess. Bei der Anwendung des *Wonsak-Algorithmus* auf Photonen, die durch den Cherenkov-Prozess entstanden sind, muss die LENA-Rekonstruktion zu einer Wasser-Cherenkov-Rekonstruktion umgebaut werden. Zum Zeitpunkt dieser Bachelorarbeit befindet sich die LENA-Rekonstruktion noch in der Entwicklungsphase und es ist nur die Rekonstruktion der Teilchen-Trajektorie möglich. In diesem Kapitel wird weiterhin erklärt, wie der *Wonsak-Algorithmus* auf einen Wasser-Cherenkov-Detektor angewendet werden kann und später in diesem Kapitel werden mögliche Verbesserungen der Rekonstruktion vorgestellt und Ergebnisse rekonstruierter Events erläutert.

5.1 Der Wonsak-Algorithmus

Der *Wonsak-Algorithmus* ist ein iterativer Algorithmus, durch den bestimmt werden kann, viele Photonen bei einem Event woher aus dem Detektor kamen und detektiert worden sind. Wie in der Einleitung zu diesem Kapitel erwähnt, wird in dieser Bachelorarbeit dieser Teil der Rekonstruktion mit *Wonsak-Algorithmus* bezeichnet. Dr. Björn Wonsak hat diesen Teil der Rekonstruktion maßgeblich entwickelt.

Im *Wonsak-Algorithmus* wird dabei der Detektor räumlich in einzelne Kästen unterteilt, die im Englischen auch als *Bins* bezeichnet werden. Für jede Iteration kann die Größe der *Bins* angepasst werden, dabei ist eine Verkleinerung der *Bins* angestrebt. In einer Iteration wird für jeden getroffenen PMT jeder *Bin* in einem bestimmten Raumbereich beachtet und eine normierte Wahrscheinlichkeit errechnet. Die Summe der Wahrscheinlichkeiten in den einzelnen *Bins* gibt Auskunft darüber, wie viele Photonen wahrscheinlich

von dem jeweiligen *Bin* ausgingen und detektiert wurden. Die Normierung der Iterationen stützt sich auf die Ladungen der PMTs und soll die Zahl der emittierten und detektierten Photonen erhalten. Durch die Iterationen wird zusätzlich auch ein Raumbereich ermittelt, in dem das Event stattgefunden hat. Dadurch wird die Zahl der zu berechnenden *Bins* im Vergleich zum gesamten Detektor verkleinert und es müssen weniger Berechnungen durchgeführt werden. Die Wahrscheinlich vom Ort x emittierten und detektierten Photonen können mit dem *Wonsak-Algorithmus* durch Formel (5.1) errechnet werden.

$$P_{LD}(x) = \sum_i^{PMT_{hit}} P_i(x) \quad (5.1)$$

Dabei steht LD für Licht-Detektion, also wie viel Licht von dem Ort x emittiert und detektiert wurde. Um die Zahl der emittierten und anschließend detektierten Photonen für einen PMT aus einem *Bin* bestimmen zu können, muss die räumliche und zeitliche Ausbreitung der Photonen bestimmt werden. Des Weiteren gibt es eine Wahrscheinlichkeitsmaske, mit der korrelierte und unkorrelierte Wahrscheinlichkeiten der Photonenemission berücksichtigt werden. Die einzelnen Wahrscheinlichkeiten P_i der PMTs für den Ort x im Detektor werden durch Formel (5.2) bestimmt.

$$P_i(x) = P_{Zeit}(S, s) \cdot P_{Raum}(s, \phi, \Theta) \cdot P_{wm}(S, s, \phi, \Theta) \quad (5.2)$$

Die räumlichen Effekte, die auf die Photonen wirken, können in einzelne Faktoren aufgeteilt werden. In Formel 5.3 ist die vom *Wonsak-Algorithmus* verwendete Aufteilung zu sehen.

$$P_i(x) = \underbrace{P_{tof}(S, s)}_{\text{Zeitliche Wahrscheinlichkeit}} \cdot \underbrace{P_{sp}(s) \cdot P_a(\phi) \cdot P_{ca}(\Theta)}_{\text{Räumliche Wahrscheinlichkeit}} \cdot \underbrace{P_{wm}(S, s, \phi, \Theta)}_{\text{Wahrscheinlichkeitsmaske}} \quad (5.3)$$

Die einzelnen Faktoren der Formel (5.3) werden in den folgenden Abschnitten näher beschrieben. Theoretisch ist die Wahrscheinlichkeit für Ort x im Detektor kontinuierlich durch Formel (5.1) bestimmt. Um für jeden beliebigen Ort im Detektor die Wahrscheinlichkeit P_{LD} genau bestimmen zu können, müsste das gesamte Detektorvolumen mit infinitesimalen Ortsänderungen dx abgerastert werden. Da dies jedoch unendlich viele Punkte in einem endlichen Volumen wären, werden die infinitesimalen Ortsänderungen dx mit Δx großen *Bins* genähert. Durch das Abrastern der *Bins* wird ein Histogramm erzeugt. Für die Rekonstruktion soll es mit diesen Histogramm-Daten später möglich sein die Trajektorien der am Event beteiligten geladenen Teilchen zu rekonstruieren.

5.1.1 Flugzeitanalyse

Durch den zeitlichen Verlauf eines Events kann mit der Analyse der benötigten Zeiten, um von einem bestimmten Punkten im Raum den PMT zu erreichen, eine örtliche Wahr-

scheinlichkeit für die Emission von Photonen bestimmt werden. Dazu ermittelt man die Zeit, die man braucht, um vom Vertex das Zentrum des *Bins* und von dort den PMT zu erreichen. Mit dieser Zeit wird durch eine Signalfunktion für den jeweiligen PMT eine Wahrscheinlichkeit $P_{tof}(S, s)$ bestimmt, dass Photonen von dem betrachteten *Bin* den PMT erreichen.

Der Vertex und der Zeitpunkt an dem das Event anfängt sollen mit einer gewissen Auflösung bekannt sein, dann gibt die Signalzeit t_s an, wie lange es dauert, eine Information vom Vertex über die Position des *Bins* zum PMT zu schicken. Dabei wird angenommen, dass sich das Signal vom Vertex mit Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 zur Position des *Bins* und von dort mit der Lichtgeschwindigkeit im Medium mit Brechungsindex n zum PMT bewegt. Die Berechnung folgt nach Formel (5.4). Eine Skizze ist in Abbildung 5.1 zu sehen.

$$t_s = \frac{S + n \cdot s}{c_0} \quad (5.4)$$

$S \hat{=}$ Strecke vom Vertex zum Bin-Mittelpunkt

$s \hat{=}$ Strecke vom Bin-Mittelpunkt zum PMT

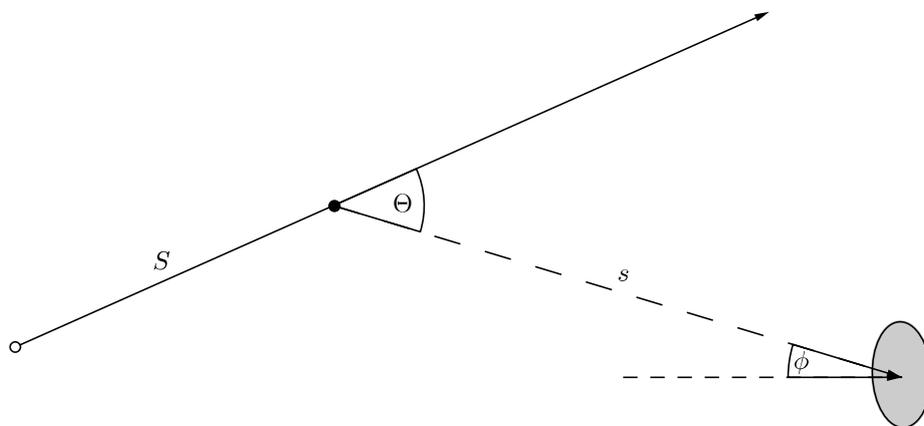


Abbildung 5.1: Skizze zur Flugzeit t_s . Die Strecke S geht vom Vertex o zum Mittelpunkt eines *Bins* \bullet auf der Trajektorie eines Teilchens. Die lang gestrichelte Linie s beschreibt den Weg, den ein Photon zum PMT zurücklegt. Der PMT ist schematisch als graues Oval dargestellt. Θ ist der Emissionswinkel des Photons von der Teilchen-Trajektorie und ϕ der Einfallswinkel des Photons zum PMT-Normalenvektor, der durch die kurz gestrichelte Linie dargestellt ist. Mit den Längen der Strecke S und s kann die Flugzeit t_s ermittelt werden.

Das zeitliche Auflösungsvermögen der PMTs beträgt eine Nanosekunde und ist im Fall des Wasser-Cherenkov-Detektors der limitierende Faktor, denn die Emission von

Cherenkov-Photonen erfolgt instantan. Für Flüssig-Szintillator müssen zusätzlich noch die Zerfallszeiten des Szintillator berücksichtigt werden, um die Signalfunktion zu erstellen. Für einen PMT im Wasser-Cherenkov-Detektor wird diese in der Rekonstruktion berechnet, indem die einzelnen Trefferzeiten der Photonen auf dem PMT mit Gaußfunktionen belegt werden und diese werden dann überlagert. Das Sigma der Gaußfunktionen ist wegen des zeitlichen Auflösungsvermögens der PMTs auch eine Nanosekunde. Aus der so erstellten Signalfunktion des PMTs kann mit der Flugzeit t_s die Wahrscheinlichkeit $P_{tof}(S, s)$ für die Emission von Photonen aus dem betrachteten *Bin* ermittelt werden.

Die Wahrscheinlichkeit $P_{tof}(S, s)$ muss anschließend noch mit einer Normalisierung gewichtet werden, um sie so auf die Zahl der Photonen aus demselben *Bin* zu regulieren.

5.1.2 Überlebenswahrscheinlichkeit

Die Überlebenswahrscheinlichkeit gibt an, wie wahrscheinlich es für ein Photon ist, von dem momentan betrachteten *Bin* zum PMT zu gelangen. Dazu wird die Überlebenswahrscheinlichkeit $P_{sp}(s)$ wie in Formel (5.5) bestimmt.

$$P_{sp}(s) = \exp\left(-\frac{s}{A_L}\right) \quad (5.5)$$

$A_L \hat{=}$ Attenuationslänge des Mediums, gegeben durch Formel (5.6)

Die Attenuationslänge wird aus mittlerer Absorptionslänge und mittlerer Streulänge für Photonen bestimmt. Die Absorption und Streuung der Photonen ist energieabhängig, aber da die genaue Energie der Photonen nicht bekannt ist, wird der Mittelwert eingesetzt. Für die Rekonstruktion wurden die Mittelwerte aus den Tabellen B.1 und B.2 errechnet. Die Tabellen wurden für die Simulation benutzt. Die Attenuationslänge A_L wird mit Formel (5.6) errechnet, dabei ist L_{abs} die mittlere Absorptionslänge und L_{sct} die mittlere Streulänge.

$$A_L = \frac{1}{\frac{1}{L_{abs}} + \frac{1}{L_{sct}}} \quad (5.6)$$

Abbildung 5.2 zeigt in Abhängigkeit von der Distanz zwischen Mittelpunkt des *Bins* und PMT die Überlebenswahrscheinlichkeit $P_{sp}(s)$ der Photonen.

5.1.3 Winkelakzeptanz

Mit der Winkelakzeptanz wird eine Wahrscheinlichkeit $P_a(\phi)$ berechnet, die beschreibt, wie wahrscheinlich es ist, dass ein Photon unter dem Einfallswinkel ϕ die als kreisförmige Scheibe angenommene Öffnung des *Winston-Cones* trifft und die photosensitive Fläche des PMT erreicht. Dafür wird der Einfallswinkel ϕ mit der Trajektorie eines einfallenden Photons und dem Normaleneinheitsvektor des PMT errechnet. Für die Trajektorie eines

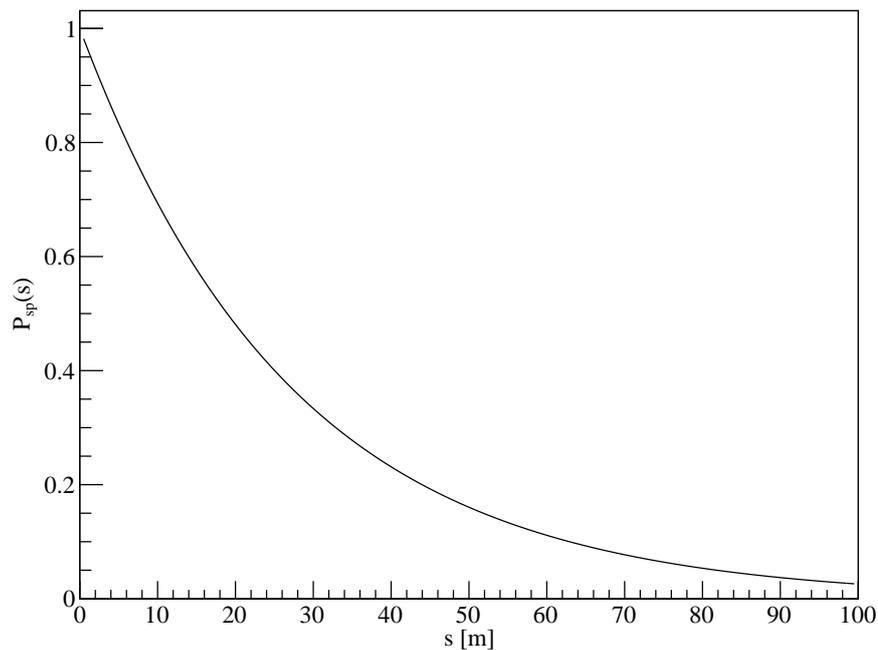


Abbildung 5.2: Die Überlebenswahrscheinlichkeit $P_{sp}(s)$ wird mit Formel (5.5) bestimmt. Die Strecke s entspricht dem Weg vom Mittelpunkt eines *Bins* zum PMT. Die maximale Strecke, die von einem Photon im Ziel-Volumen zurückgelegt werden kann, ist bei der simulierten Geometrie 100 m. Im Wasser beträgt die mittlere Absorptionslänge 29.07 m und die mittlere Streulänge 453.46 m, bestimmt aus Tabellen B.1 und B.2. Diese Tabellen wurden in der Simulation benutzt und für die Rekonstruktion wurde der Mittelwert gebildet, da die genaue Energie jedes Photons in der Rekonstruktion unbekannt ist.

einfallenden Photons wird die Position des Zentrums des *Bins* und die Position des Mittelpunkts des PMTs angenommen. Mit dem Normaleneinheitsvektor des PMT lässt sich der Winkel ϕ bestimmen. Anschließend wird ein Histogramm aufgerufen und abhängig vom errechneten Einfallswinkel ϕ die Akzeptanz ausgelesen. Das Histogramm der Wahrscheinlichkeiten wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation erstellt. In Abbildung 5.3 ist das Histogramm zu sehen.

5.1.4 Wahrscheinlichkeitsmaske

Die Wahrscheinlichkeitsmaske $P_{wm}(S, s, \phi, \Theta)$ korreliert die bisher als unabhängig betrachteten Wahrscheinlichkeiten zwischen den Photonen. Wenn mehrere Photon vom selben Ort stammen, müssen die Wahrscheinlichkeiten multipliziert werden, da es sich um eine bedingte Wahrscheinlichkeit handelt. Die Wahrscheinlichkeiten für Photonen von unterschiedlichen Orten müssen addiert werden, um so zu berücksichtigen, dass die Wahrscheinlichkeiten unabhängig sind. Weiterhin muss dabei auch auf die Zahl der registrierten Pho-

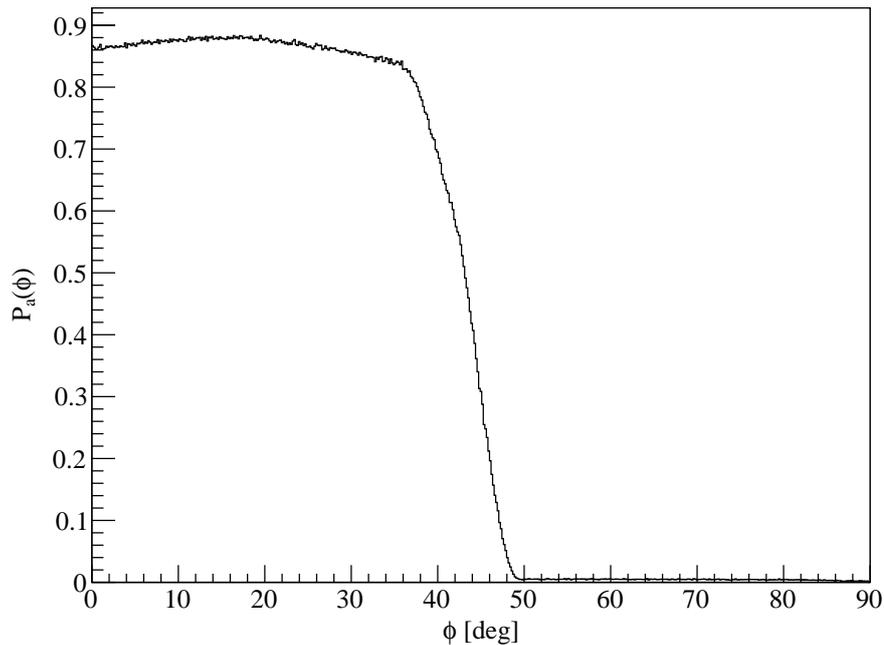


Abbildung 5.3: Wahrscheinlichkeit $P_a(\phi)$ in Abhängigkeit des Einfallswinkels ϕ eines Photons auf dem PMT. Das Histogramm wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation erstellt und berücksichtigt die Winkelakzeptanz der PMTs mit *Winston-Cones*.

tonen pro PMT Normalisiert werden. Ein Nebeneffekt ist, dass der Bereich, in dem das Ereignis stattfindet, eingegrenzt werden kann und so weniger Rechnungen durchgeführt werden müssen. Des Weiteren kann die Iterationen so das Ergebnis der Rekonstruktion verbessern.

5.1.5 Cherenkov-Akzeptanz

Mit der Cherenkov-Akzeptanz wird eine Wahrscheinlichkeit $P_{ca}(\Theta)$ berechnet, dazu wird die Winkelinformation der Cherenkov-Photonen genutzt, indem der Winkel Θ zwischen Vertex, *Bin* und PMT berechnet wird und damit eine Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Photons in einem bestimmten Raumbereich bestimmt wird. Sie ist im Rahmen dieser Bachelorarbeit für die Anpassung des *Wonsak-Algorithmus* auf einen Wasser-Cherenkov-Detektor entwickelt worden.

Wie aus Formel (3.1) zu entnehmen ist, werden die Cherenkov-Photonen unter dem Cherenkov-Winkel Θ_c abgegeben. Dieser ist nicht konstant, da er von der momentanen Geschwindigkeit des Teilchens abhängt. Vor der Rekonstruktion des Ereignisses ist es nicht möglich, die Geschwindigkeit eines einzelnen Teilchens zu bestimmen, da die genaue Zahl der am Ereignis beteiligten Teilchen unbekannt ist. Auch wenn feststeht, dass es sich nur um ein Teilchen handelt, kann die Energie dieses Teilchen nicht bestimmt werden,

da nicht bekannt ist, ob es seine gesamte Energie innerhalb des Detektors abgegeben hat. Man könnte versuchen, mit einer Musteranalyse der getroffenen PMTs die Zahl der Teilchen zu bestimmen, aber auch damit hätte man nur einen Hinweis.

In Abhängigkeit der Energie eines Myons wurde der zu erwartende Cherenkov-Winkel errechnet. Das Ergebnis dieser Rechnung ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Zur Erstellung des Graphen wurde Formel (3.4) zu (5.7) umgestellt und β in Formel (3.1) eingesetzt. Dabei ist E die Gesamtenergie des Teilchens und m die Masse des Teilchens.

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{m^2}{(E + m)^2}} \quad (5.7)$$

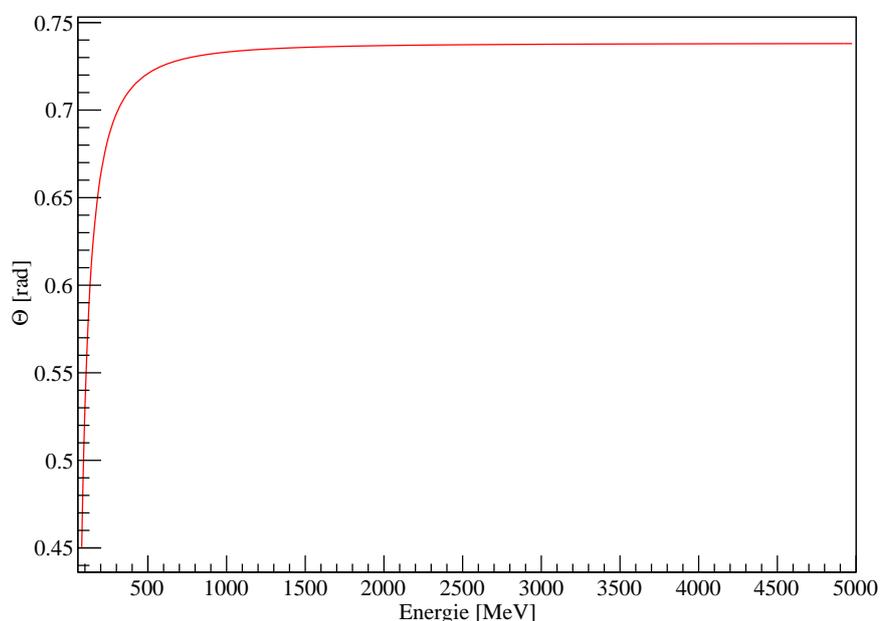


Abbildung 5.4: Größe des Cherenkov-Winkels Θ in Abhängigkeit der Teilchen-Energie eines Myons. Der Cherenkov-Winkel Θ ist dabei gegeben durch Formel (3.1) und β wurde in Abhängigkeit von der Gesamtenergie des Myons mit Formel (5.7) bestimmt. Die Myonmasse $m \approx 105.7$ MeV und ein Brechungsindex $n \approx 1.35$ wurden verwendet.

Aus Abbildung 5.4 ist ersichtlich, dass der Cherenkov-Winkel für steigende Energie bei einem Myon asymptotisch gegen den Maximalwert läuft. Diese Rechnung kann auch für Teilchen mit geringerer Ruhemasse, zum Beispiel Elektronen, durchgeführt werden. Dabei läuft der Cherenkov-Winkel für steigende Energie noch schneller asymptotisch gegen den Maximalwert. Des Weiteren hängt die Zahl der emittierten Photonen pro Wegstrecke und pro Wellenlänge gemäß der Frank-Tamm-Formel (3.3) vom $\sin^2(\Theta_c)$ ab. Ein kleinerer Cherenkov-Winkel bedeutet, dass weniger Photonen emittiert werden. Dadurch werden

weniger Photonen am Ende einer Trajektorie abgegeben. Mit diesen Erkenntnissen kann der Cherenkov-Winkel für hohe Teilchenenergien in der Cherenkov-Akzeptanz als maximal approximiert werden. Mit der Berechnung des Winkels Θ zwischen Vertex, *Bin* und PMT aus Abbildung 5.1 kann dann eine Wahrscheinlichkeit $P_{ca}(\Theta)$ für die Cherenkov-Akzeptanz bestimmt werden. Der *Wonsak-Algorithmus* verwendet jedoch endlich große *Bins*, was bei Funktionen mit Winkelabhängigkeit zu Fehlern führt. Ein dadurch hervorgerufener Fehler ist in Abbildung 5.5 zu sehen. In der Abbildung ist das eigentliche Ereignis in schwarz

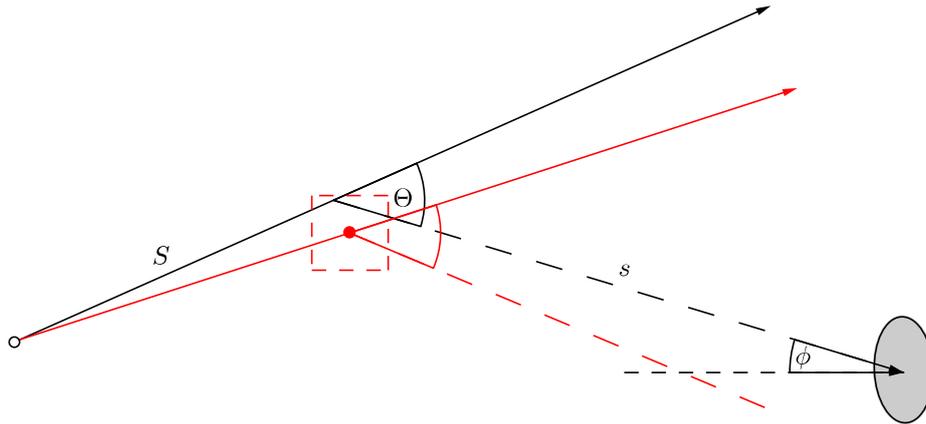


Abbildung 5.5: Skizze des Fehlers durch endliche Größe des *Bins* in der Cherenkov-Akzeptanz. In schwarz ist das eigentliche Ereignis dargestellt. Vom Vertex \circ geht ein geladenes Teilchen aus. Nach der Strecke S wird ein Photon unter dem Cherenkov-Winkel Θ emittiert und trifft nach der Strecke s den PMT unter dem Einfallswinkel ϕ . In rot ist die von der Rekonstruktion durchgeführte Berechnung ohne Berücksichtigung der endlichen *Bin*-größe zu sehen. Das gestrichelte Quadrat um den roten Punkt \bullet symbolisiert dabei einen endlich großen *Bin*.

dargestellt und in rot die Rekonstruktion, ohne Berücksichtigung des Fehlers durch die endliche *Bin*-größe. Es wird ein Photon innerhalb des Volumens eines *Bins* emittiert. Die Rekonstruktion rechnet jedoch vom Mittelpunkt des *Bins* und dadurch würde das Photon laut der Rekonstruktion nicht den PMT treffen und nicht aus dem *Bin* stammen. Im Fall der Cherenkov-Akzeptanz muss deshalb sowohl die *Bin*-größe als auch der Abstand zum Vertex berücksichtigt werden. Der Abstand zum Vertex ist deshalb wichtig, da der Fehler mit der Nähe zum Vertex zunimmt. Um diesen Fehler abzuschätzen, wird ein Winkel $\Delta\Theta$ bestimmt, der das maximale Unter- bzw. Überschreiten des Cherenkov-Winkels angibt. Dieses ist in Abbildung 5.6 dargestellt.

Die maximale Abweichung des Winkels kann bestimmt werden durch:

$$\Delta\Theta = \arcsin\left(\frac{r}{S}\right). \quad (5.8)$$

Ein Punkt im Volumen des *Bins* mit maximalem Abstand vom Mittelpunkt des *Bins* ist

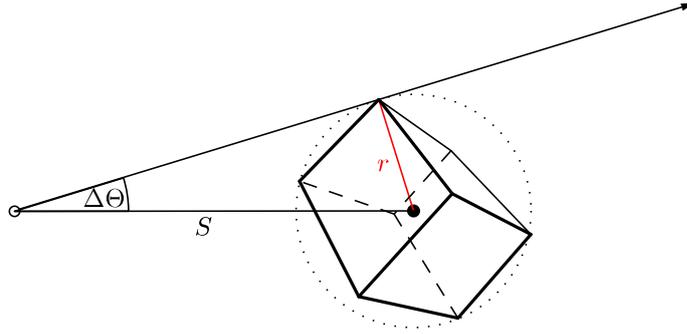


Abbildung 5.6: Skizze zur Bestimmung von $\Delta\Theta$. Zu sehen ist ein *Bin*, bei dem ein Eckpunkt durch die Trajektorie eines Teilchens berührt wird. Die rote Strecke r geht vom Mittelpunkt des *Bins* zu einer Ecke des *Bins*. Die Strecke S geht vom Vertex \circ zum Mittelpunkt des *Bins* \bullet . Als Kugel hätte der *Bin* die Ausdehnung des gepunkteten Kreises.

durch die Distanz von der Mitte zur Ecke gegeben. Dabei ist Radius r durch die Größe des *Bins* zu errechnen, mit folgender Formel:

$$r = \sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 \cdot 3} . \quad (5.9)$$

Diese gibt die Approximation des *Bins* mit Kantenlänge d als Kugel mit Radius r an. Mit der Bestimmung von $\Delta\Theta$ ist es möglich, einen größeren Winkelbereich für den Cherenkov-Kegel zuzulassen und so einen Ring zu bilden, der auf jeden Fall den Cherenkov-Ring beinhaltet und damit werden alle PMTs berücksichtigt, die durch die Cherenkov-Photonen getroffen werden können.

Zur Berechnung der Wahrscheinlichkeit $P_{ca}(\Theta)$ wird die vom *Bin-Zentrum* aus zu sehende effektive Fläche des PMTs sowie die Fläche des möglichen Cherenkov-Rings benötigt. Die Fläche des Cherenkov-Rings hängt dabei von der *Bingröße* und dem Cherenkov-Winkel ab. Die effektive Fläche A_{eff} eines PMTs kann mit folgender Rechnung bestimmt werden:

$$A_{eff} = \frac{(\vec{N}_{PMT} \cdot \vec{s}) \pi r_{PMT}^2}{|\vec{s}|} . \quad (5.10)$$

Der Radius des PMTs ist r_{PMT} und der Vektor \vec{s} verläuft vom Zentrum des *Bins* zum PMT. N_{PMT} ist der Einheitsnormalenvektor des PMTs und hat den Betrag Eins.

In Abbildung 5.7 ist die Cherenkov-Ringfläche für einen *Bin* schematisch dargestellt. Unter der Annahme eines unendlich weit entfernten Vertex wird der Radius des Cherenkov-Rings trigonometrisch bestimmt und ergibt sich aus $R = S' \cdot \tan(\Theta_c)$. Dabei ist $S' = \cos(\Theta) \cdot s$ die Strecke vom *Bin* entlang der Teilchen-Trajektorie bis zu einer Ebene, die senkrecht auf der Trajektorie steht und den Mittelpunkt des betrachteten PMTs schnei-

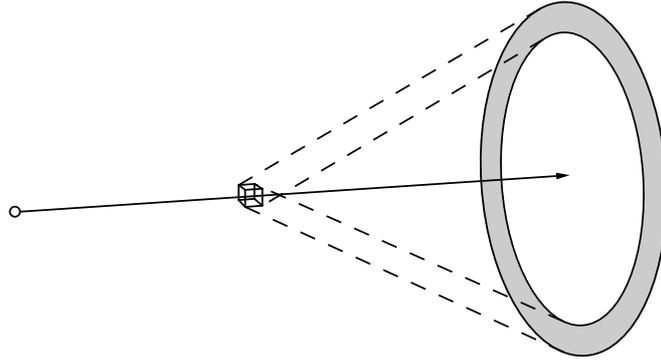


Abbildung 5.7: Skizze zur Cherenkov-Ringfläche. Von einem unendlich weit entfernten Vertex o bewegt sich ein geladenes Teilchen zum *Bin*. Wenn innerhalb des *Bins* Cherenkov-Photonen unter dem Cherenkov-Winkel emittiert werden, dann propagieren diese innerhalb eines Kegels in Richtung des grauen Rings.

det. Der *Bin-Radius* r wird wieder mit Formel (5.9) bestimmt und damit ergibt sich die Fläche des Rings auf einer Ebene durch:

$$A_{ring} = \pi(R + r)^2 - \pi(R - r)^2 = 4\pi Rr. \quad (5.11)$$

Wenn es keine Streuung der Cherenkov-Photonen gäbe, würde man von einem Punkt auf der Trajektorie des Teilchens keine Ringfläche sondern nur einen Ring erwarten. Da man aber einen ausgedehnten *Bin* betrachtet und Streuung der Cherenkov-Photonen sehr wohl existiert, muss eine Ringfläche bestimmt werden.

Die Wahrscheinlichkeit $P_{ca}(\Theta)$, dass ein Photon von einem *Bin* in die effektive Fläche des PMT emittiert wird, wird dann folgendermaßen berechnet:

$$P_{ca}(\Theta) = \frac{A_{eff}}{A_{ring}}. \quad (5.12)$$

Dabei wird nicht berücksichtigt, ob A_{eff} komplett innerhalb der Fläche A_{ring} liegt und es ist auch anders herum möglich, dass Teile vom PMT innerhalb der Fläche A_{ring} liegen, ohne dass diese berücksichtigt werden. Des Weiteren sind bei der Bestimmung der Fläche A_{ring} Effekte wie Streuung der Photonen oder auch Absorption vernachlässigt worden. Diese starke Approximation wurde zur Verringerung der Rechenzeit sowie zum Testen des Rekonstruktionsprinzips in Wasser-Cherenkov-Detektoren genutzt. Dieses führt jedoch zu Fehlern in der Rekonstruktion, die besonderes die Normierung beeinflusst.

5.2 Verbesserung der Cherenkov-Akzeptanz

Ohne Streuung der Photonen und räumlich ausgedehnte *Bins* hätte man einen Cherenkov-Ring und keine Fläche. Eine physikalische Beschreibung der Cherenkov-Ring-Fläche wäre

gegeben durch die Betrachtung der Mantelfläche einer Kugelzone, wie sie in Abbildung 5.8 skizziert ist. Die Mantelfläche müsste mit einer Verteilungsfunktion, basierend auf

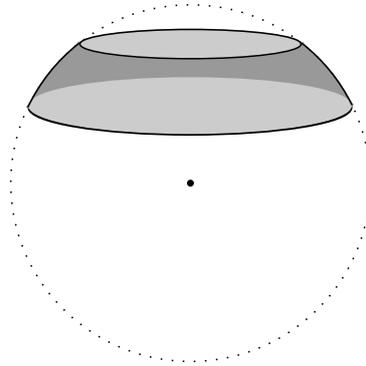


Abbildung 5.8: Skizze zur Kugelzone und dessen Mantelfläche. Als halb transparent und grau ist die Mantelfläche gezeichnet. Die Mantelfläche ist der Teil einer Kugelzonenoberfläche, die in der ursprünglichen Kugel liegt. Dazu zählen nicht die Flächen der Ober- und Unter-Kappen-Kreise.

dem Streuverhalten der Photonen, versehen werden. Dadurch wäre eine äquidistante Betrachtung der Verteilungsfunktion vom *Bin* aus gewährleistet. Mit einer Untersuchung des Streuverhaltens der Photonen in Wasser wurde während der Bachelorarbeit begonnen, jedoch wurde dieses vernachlässigt, nachdem feststand, dass nur wenige Photonen gestreut werden. Für Abbildung 5.9 wurden in einer Geant4 Monte-Carlo-Simulation $1 \cdot 10^6$ Photonen in Wasser auf eine 20 m weit entfernte Kreiswand geschossen. Die Zahl der Photonen im radialen Abstand vom Mittelpunkt der Kreiswand wurden bis zu einem Radius von 60 m aufgetragen. Es wurden 94,7 % der Photonen nicht gestreut. Die nicht gestreuten Photonen sind im Graphen nicht eingetragen, da man sonst nur eine Spitze bei $r = 0$ m würde. 2.1 % der Photonen wurden so gestreut, dass sie die Kreiswand nicht innerhalb von einem Radius von 60 m erreicht haben. Weitere Simulationen für verschiedenen Abstände sind möglich. Eine so gewonnene Verteilungsfunktion müsste auf der Mantelfläche der Kugelzone benutzt werden. Wenn eine effektive PMT-Fläche A_{eff} auch nur zum Teil darin läge, müsste das Integral der Schnittfläche von PMT-Fläche und Mantelfläche bestimmt werden und dieses mit der Verteilungsfunktion in dem Bereich gewichtet werden. Der berechnete Wert benötigt auch eine Normierung. Diese wäre durch das Integral der Verteilungsfunktion über die Mantelfläche zu bestimmen. Aber auch bei dieser Betrachtung darf es keine Fehler durch endlich große *Bins* geben, da es sonst nur eine ungenaue Information über die Lage von A_{eff} zur Mantelfläche gäbe. Dieses würde wieder zu Fehlern in der Normierung führen. Eine Implementation in die Rekonstruktion eines so funktionierenden Verfahrens konnte im Zeitraum dieser Bachelorarbeit jedoch nicht durchgeführt werden.

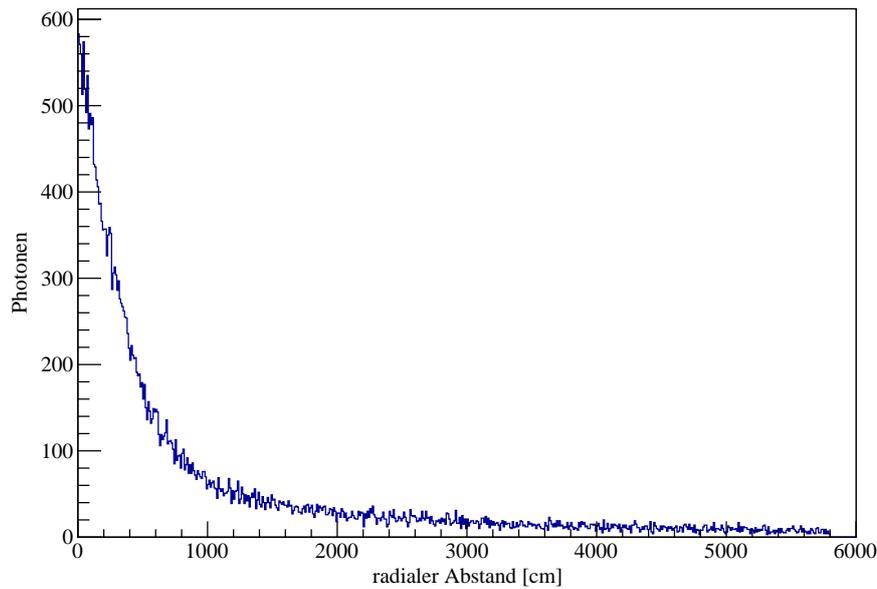


Abbildung 5.9: Graph zum Streuverhalten von Photonen in Wasser. Mit einer Monte-Carlo-Simulation wurden $1 \cdot 10^6$ Photonen unter Berücksichtigung der Reighley-Streuung aus 20 m auf eine Kreiswand geschossen. Die Energie der Photonen lag dabei zwischen 2.034 bis 4.136 eV. Der Graph zeigt nur die 32150 Photonen, die überhaupt gestreut wurden und die Kreiswand innerhalb eines Radius von 60 m erreicht haben. Es wurden 1 cm große *Bins* verwendet. 94.7 % der Photonen wurden nicht gestreut.

5.3 Rekonstruierte Ereignisse

In diesem Abschnitt werden einige Ereignisse durch den vorgestellten *Wonsak-Algorithmus* rekonstruiert, die erstellt wurden mit der zu einem Wasser-Cherenkov-Detektor umgebauten Simulation. Außerdem wird auf die bei der Rekonstruktion entstandenen Artefakte eingegangen. Allgemein ist zu den Abbildungen in diesem Kapitel zu sagen, dass die *Bins* im Detektor mit ihren Wahrscheinlichkeiten $P_{LD}(x)$ dargestellt sind, wobei der Ort x dreidimensional im Detektor liegt. Für eine übersichtliche Darstellung der Wahrscheinlichkeiten wurden die Abbildungen auf zwei Dimensionen reduziert und die Wahrscheinlichkeiten entlang der dritten Dimension summiert. Die pinke Linie markiert den kürzesten Weg vom Startpunkt des Primärteilchens zu seinem Endpunkt. Diese Information stammt aus der Monte-Carlo-Wahrheit. Die schwarzen Kreuze markieren Anfangs- und Endpunkte von allen weiteren Teilchen, die in der Simulation entstanden sind. Auch diese Daten stammen aus der Monte-Carlo-Wahrheit. Photonen, wie sie beim Cherenkov-Prozess entstehen, werden nicht angezeigt.

Für die Rekonstruktionen ist der Vertex als gegeben vorausgesetzt. Später soll dieser basierend auf den ersten Treffer-Zeiten bestimmt werden. Zur Prüfung, ob eine Rekonstruktion überhaupt möglich ist, wurde der Vertex nicht zufällig verschoben. Dies wäre

zum Emulieren einer Vertex Bestimmung möglich gewesen. Es ist deshalb nicht aussagekräftig, dass der Vertex in den folgenden Rekonstruktionen korrekt bestimmt ist.

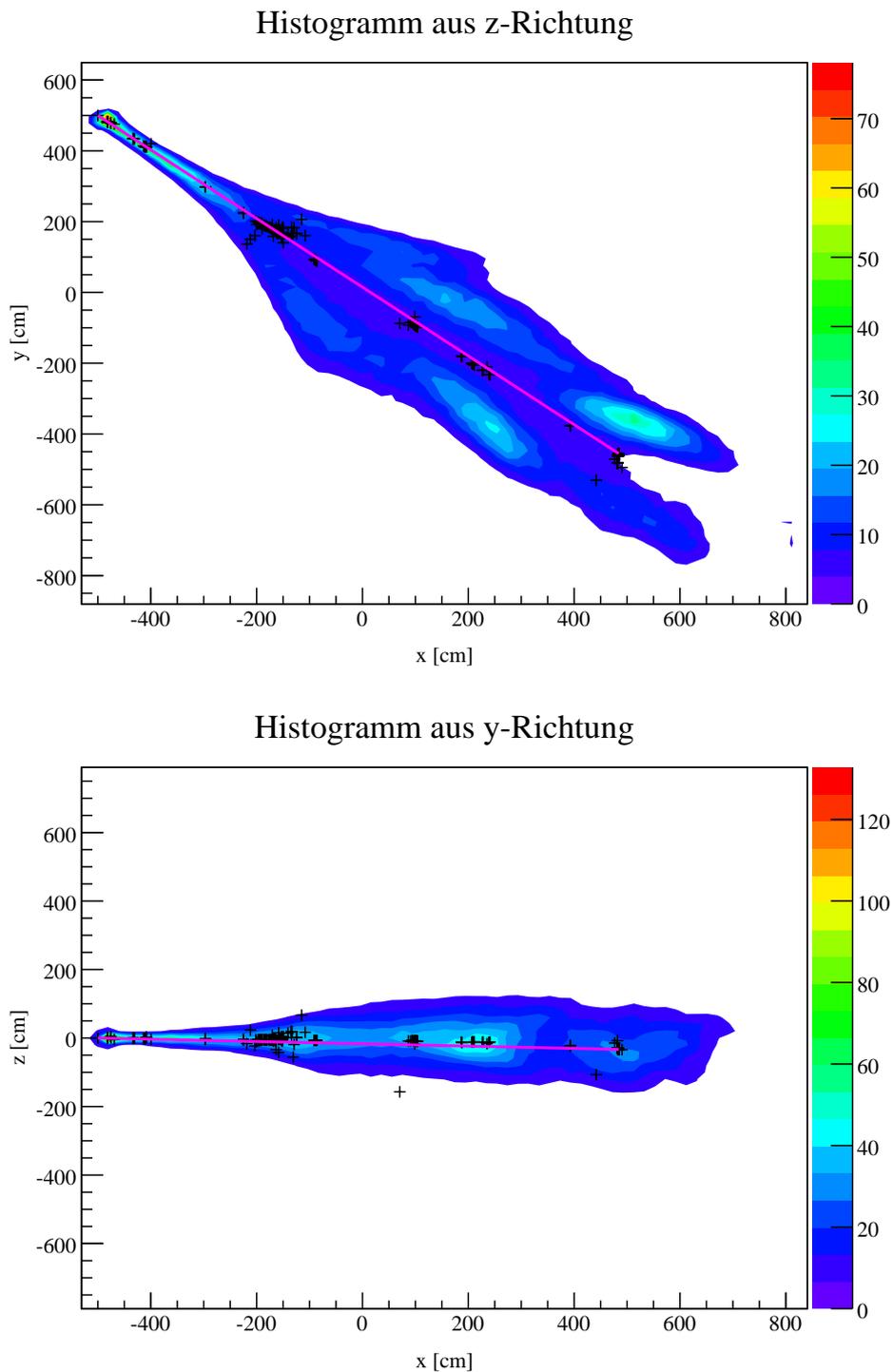


Abbildung 5.10: Rekonstruktion eines 3000 MeV Myon. Das Myon wurde in der modifizierten LENA-Simulation bei $(-500, 500, 0)$ cm in den Detektor geschossen, mit einer Anfangsrichtung in $(1, -1, 0)$.

Bei Abbildung 5.10 handelt es sich um eine Rekonstruktion eines 3000 MeV Myons. Ausgehend vom Vertex bei $(-500, 500, 0)$ cm ist die Richtung des Primärteilchens klar zu

erkennen. Die Breite des Wahrscheinlichkeitsbereiches ist bis $(-200,200,0)$ cm schmal bestimmt. Eine Verkleinerung der *Bingröße* könnte in diesem Bereich eine noch genauere Rekonstruktion ermöglichen. Danach ist eine Verbreiterung zu sehen. An den schwarzen Kreuzen in diesem Areal ist zu erkennen, dass viele Sekundärteilchen entstanden sind. Es ist deshalb damit zu rechnen, dass das initiale Myon viel Energie in diesem Bereich abgegeben hat. Deshalb hat es vermutlich eine geringere Geschwindigkeit und der Cherenkov-Winkel ist kleiner. Da die Rekonstruktion mit einem konstanten Cherenkov-Winkel rechnet, könnte dieses die Aufweitung erklären. Auch Cherenkov-Photonen von Sekundärteilchen mit einer anderen Trajektorie können zu einer Aufweitung beitragen. Ein weiterer Grund für die Aufweitung kann in Nahfeld-Effekten liegen. Bei *Bins* in der Nähe zur Detektorwand gibt es Fehler in der Rekonstruktion dadurch, dass mit dem Mittelpunkt der PMTs und *Bins* gearbeitet wird und die Ausdehnung der PMTs vernachlässigt wird. Als richtig zu bewerten ist, dass in der Rekonstruktion des 3000 MeV Myon durchgehend eine Wahrscheinlichkeit für Photonen-Emission entlang der Trajektorie des Primärteilchens zu sehen ist. Die Normalisierung funktioniert noch nicht korrekt. Ein Grund dafür liegt wahrscheinlich in den Approximationen zur Wahrscheinlichkeitsbestimmung in der Cherenkov-Akzeptanz. Deshalb kann über die Zahl der emittierten Photonen pro *Bin* nichts ausgesagt werden. Die Zahl der emittierten Photonen pro *Bin* schwankt zwischen den Iterationen stark. Richtig rekonstruiert wurde, dass nahe dem Ende der Spur keine Wahrscheinlichkeit mehr vorhanden ist. Die mit der Monte-Carlo-Wahrheit übereinstimmenden Informationen der Rekonstruktionen zeigen, dass es unter bestimmten Umständen möglich ist, eine Rekonstruktion durchzuführen und sinnvolle Resultate zu erhalten.

Möglich wurde diese Rekonstruktion vor allem durch die Berücksichtigung der *Bingröße*. Zum Vergleich wurde eine Rekonstruktion desselben Ereignisses mit dem Winkel $\Delta\Theta = 0$ durchgeführt. Dadurch wird angenommen, dass es kein Fehler durch die endliche *Bingröße* gäbe. Die Rekonstruktion des Ereignisses ist in Abbildung 5.11 zu sehen. Es ist kaum Wahrscheinlichkeit für die Emission von Photonen entlang der Trajektorie zu finden. Des Weiteren sind starke Schwankungen zu sehen, die durch die starke Winkelabhängigkeit hervorgerufen werden. Ein Element, das sich in beiden Rekonstruktionen finden lässt, ist die Aufweitung ab $(-200,200,0)$ cm, die sich im zweiten Fall jedoch in eine komplette Aufspaltung steigert. Dies zeigt, dass eine Rekonstruktion mit großen *Bins* unmöglich ist, ohne die Berücksichtigung eben dieser.

Eine weitere Rekonstruktion wurde für ein niedriger energetisches Myon mit 900 MeV durchgeführt. Richtig rekonstruiert wurde, dass durchgehend Wahrscheinlichkeit für Photonenemission auf der Trajektorie vorhanden ist. Der erste Teil bis $(0,0,0)$ cm ist gut bestimmt. Wie beim 3000 MeV Myon ist nach dem Ende der Trajektorie keine Wahrscheinlichkeit mehr vorhanden. Bei dieser geringeren Anfangsenergie entstanden weniger Sekundärteilchen, was auf einen kontinuierlicheren Energieverlust des Myons schließen lässt. Dies könnte auch die kontinuierliche Aufweitung ab $(0,0,0)$ cm erklären. Die Grün-

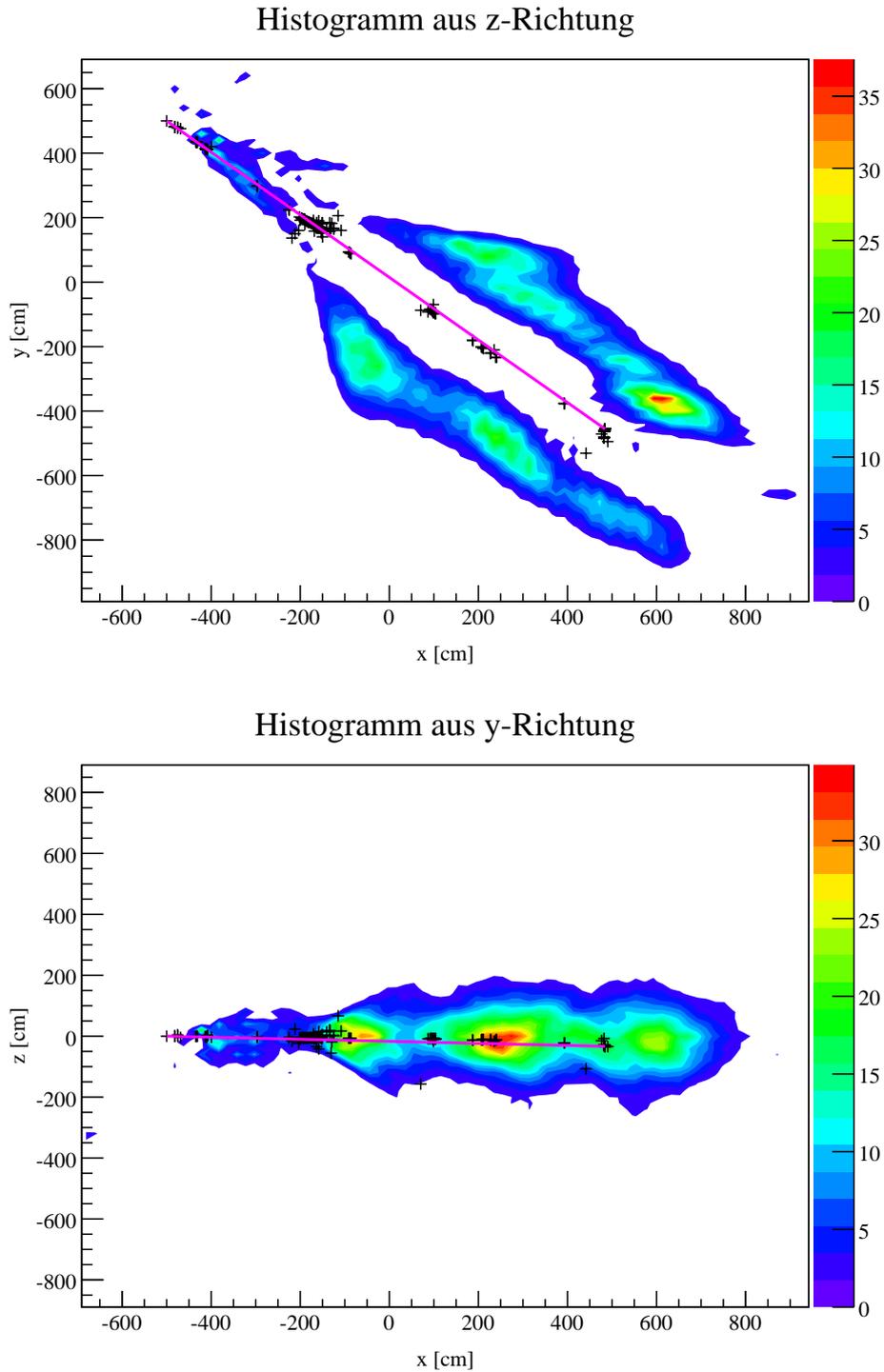


Abbildung 5.11: Rekonstruktion desselben Events wie in 5.10 ohne Berücksichtigung der *Bingröße*. In dieser Rekonstruktion wurde der Winkel $\Delta\Theta = 0$ gesetzt und damit der Fehler durch die endliche *Bingröße* vernachlässigt.

de für die Aufweitung und spätere Aufspaltung sind wahrscheinlich dieselben wie beim 3000 MeV Myon Event.

Auch für Elektronen wurde eine Rekonstruktion durchgeführt. In Abbildung 5.13 ist die Rekonstruktion eines 3000 MeV Elektrons zu sehen. Im Unterschied zum Myon neigt das

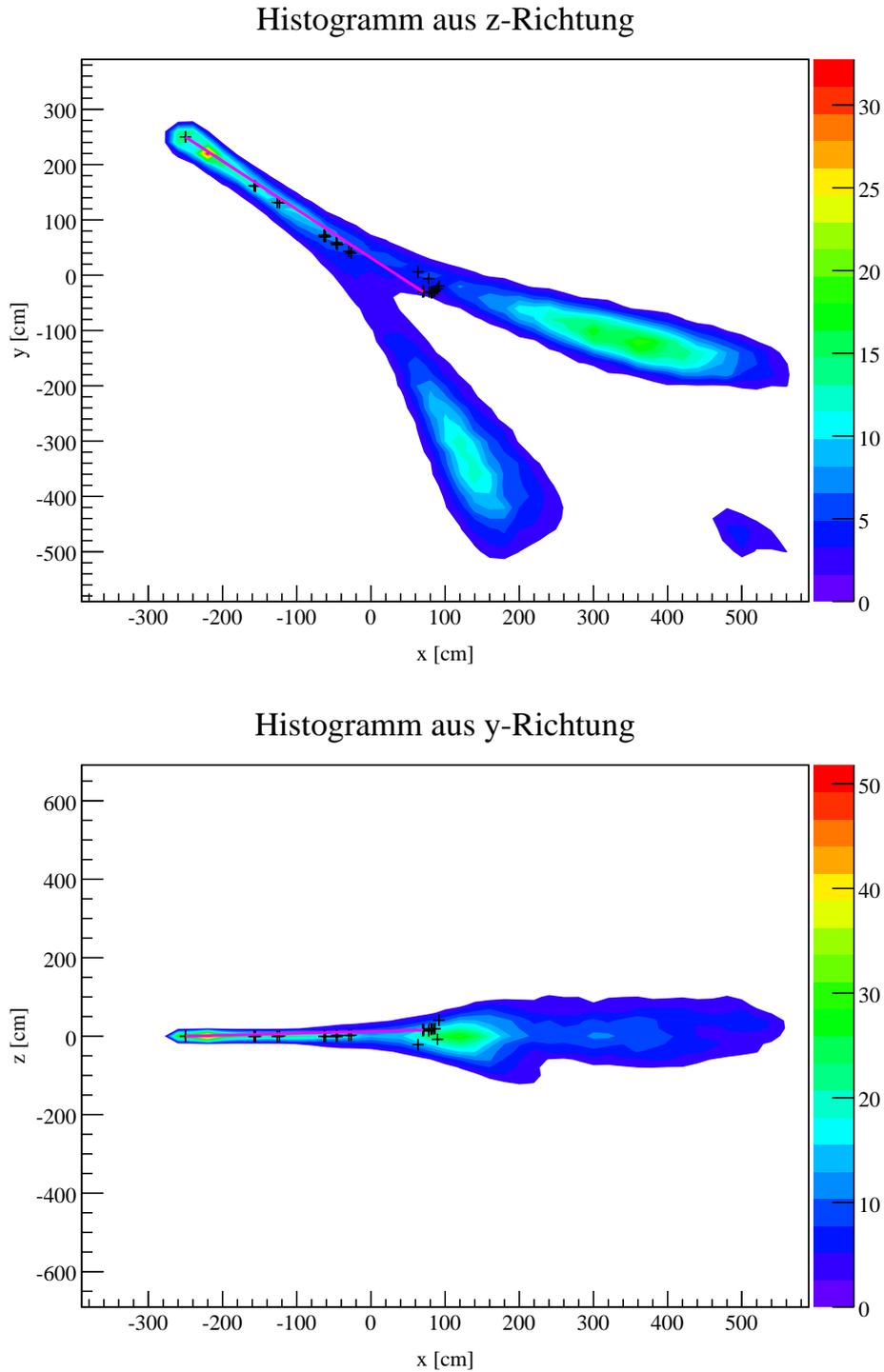


Abbildung 5.12: Rekonstruktion eines 900 MeV Myon. Das Myon wurde in einer Monte-Carlo-Simulation bei $(-250,250,0)$ cm in den Detektor geschossen, mit einer Anfangsrichtung in $(1,-1,0)$.

leichtere Elektron zur Kaskaden-Bildung und die schwarzen Kreuze zeigen eindeutig, dass dies auch hier der Fall ist. Eine zuerst korrekt anmutende Rekonstruktion für diesen Fall ist trügerisch. Die nicht korrekte Bestimmung der Wahrscheinlichkeit in der Cherenkov-Akzeptanz gibt durch die anderen Winkel der Teilchen in der Kaskade eine viel zu geringe

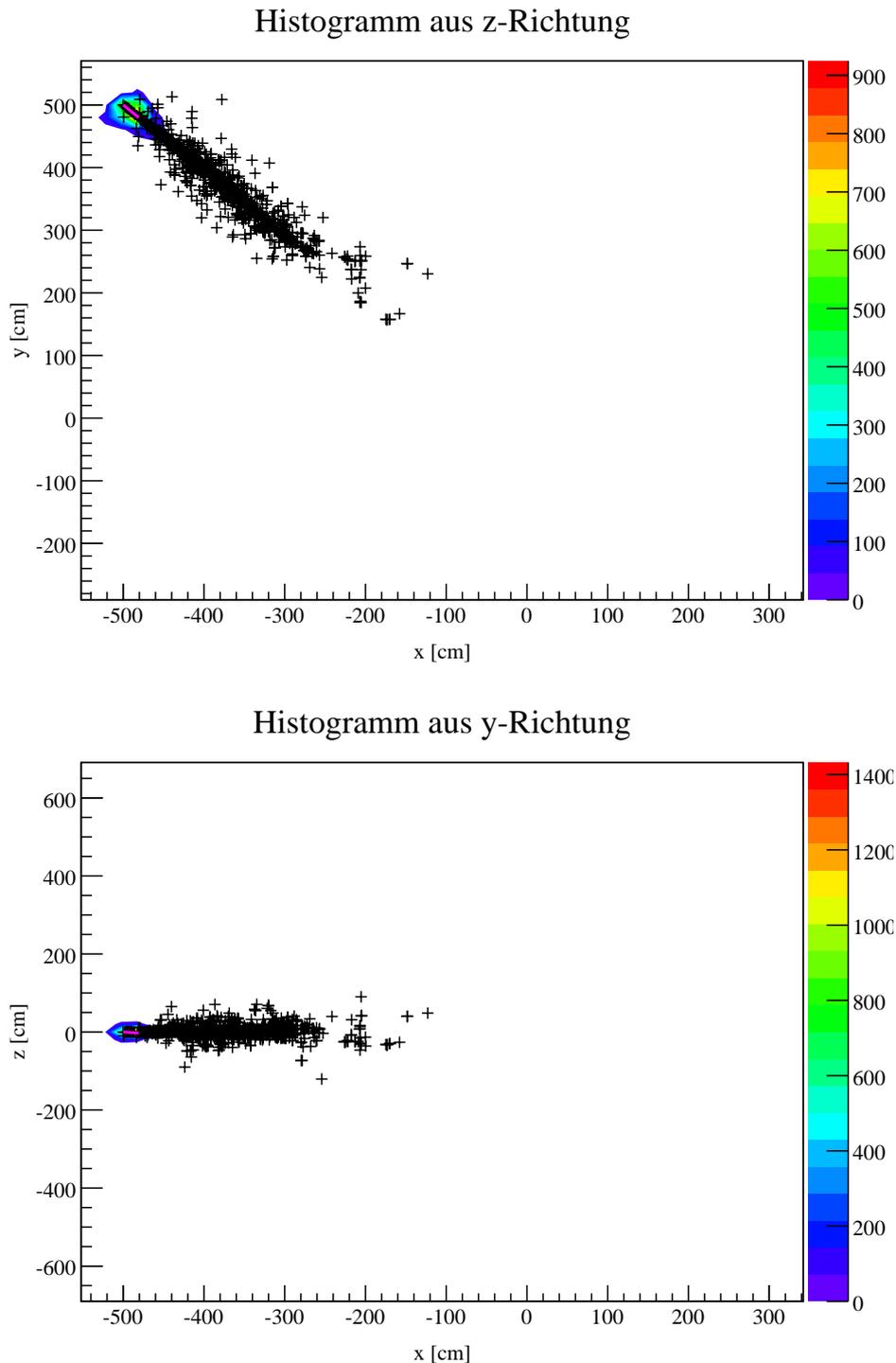


Abbildung 5.13: Rekonstruktion eines 3000 MeV Elektron. Das Elektron wurde in der modifizierten LENA-Simulation bei $(-500,500,0)$ cm in den Detektor geschossen, mit einer Anfangsrichtung in $(1,-1,0)$.

bzw. zu hohe Wahrscheinlichkeit für einige *Bins* zurück. Man kann dies an der Größe des von der Wahrscheinlichkeitsmaske zugeschnittenen Bereiches sehen. Innerhalb des Bereiches befinden sich *Bins* mit einer Wahrscheinlichkeit, die jedoch zu klein ist um im Farbschema dargestellt zu werden. Zur Verdeutlichung ist eine weitere Abbildung 5.14

gegeben, in dem die *Bins* mit einer Wahrscheinlichkeit größer Null zu erkennen sind. Die Form ist ähnlich zu der des 900 MeV Myons. Mit einer besseren Bestimmung der Wahrscheinlichkeit in der Cherenkov-Akzeptanz könnte es möglich sein, auch Events mit Elektronen korrekt zu rekonstruieren.

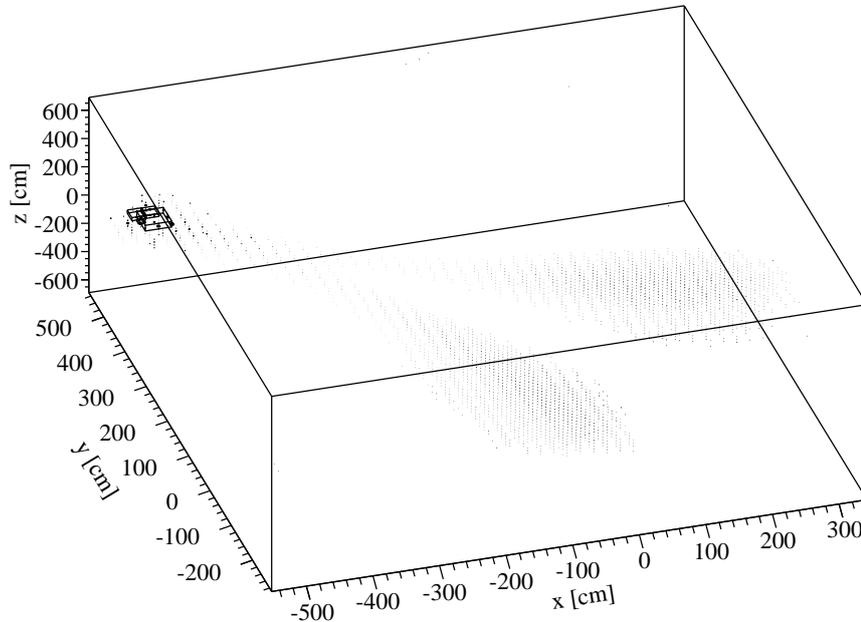


Abbildung 5.14: Dieselbe Rekonstruktion aus 5.13 in 3D. Um deutlich zu machen, dass mehr rekonstruiert worden ist als man in Abbildung 5.13 sieht.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Bachelorarbeit wurde eine Spurrekonstruktion für einen Wasser-Cherenkov-Detektor entwickelt. Im Besonderen ist die Cherenkov-Akzeptanz als Teil des *Wonsak-Algorithmus* entwickelt worden, um in der Rekonstruktion die geometrische Information des Cherenkov-Winkels verwenden zu können. Die zu rekonstruierenden Daten wurden dabei mit der LENA-Simulation erstellt. Eine Monte-Carlo-Simulation, die einen Flüssig-Szintillator-Detektor simuliert und für diese Bachelorarbeit zu einer Wasser-Cherenkov-Detektor-Simulation umgeschrieben worden ist. Um den *Wonsak-Algorithmus* auf seine Eignung für die Rekonstruktion in einem Wasser-Cherenkov-Detektor zu testen, wird die LENA-Rekonstruktion als Grundlage benutzt, denn der *Wonsak-Algorithmus* ist als Teil der LENA-Rekonstruktion für Flüssig-Szintillator entwickelt worden. Diese wurde mit Wasser befüllt und berücksichtigt nun den Cherenkov-Effekt. Mit dem *Wonsak-Algorithmus*, als Teil der LENA-Rekonstruktion, ist es mit der Erweiterung durch die Cherenkov-Akzeptanz möglich, Ereignisse in einem Wasser-Cherenkov-Detektor zu rekonstruieren.

Die Rekonstruktion wurde auf die simulierten Ereignisse angewendet. Dabei konnte gezeigt werden, dass es unter Verwendung des *Wonsak-Algorithmus* möglich ist, die Trajektorie der Teilchen zu rekonstruieren und sinnvolle Ergebnisse zu erhalten. Es ist jedoch zu berücksichtigen, dass die Rekonstruktionen für relativ unkomplizierte Ereignisse durchgeführt worden sind. Es wurden nur Ereignisse mit einem initialen Teilchen rekonstruiert. Außerdem wurde keine Ungenauigkeit in der Bestimmung des Vertex angenommen und es wurden hauptsächlich Myonen rekonstruiert, die nicht zur Kaskadenbildung neigen. Dennoch zeigen die rekonstruierten Ereignisse eindeutig, dass der *Wonsak-Algorithmus* geeignet ist, um Spurrekonstruktionen in einem Wasser-Cherenkov-Detektor durchzuführen.

Es sind auch Probleme aufgetreten, die man zum Teil lösen konnte. Die Rekonstruktion der Trajektorie eines Teilchens mit wenig Gesamtenergie gestaltet sich problematisch. Durch die damit verbundene geringe Geschwindigkeit ist der Cherenkov-Winkel nicht maximal. In der Cherenkov-Akzeptanz wird dieses jedoch angenommen. Des Weiteren wird von Teilchen mit wenig Gesamtenergie nur eine kurze Strecke zurückgelegt und man benötigt kleine *Bins*, um eine Richtungsinformation zu erhalten. Auch bringt die Verwendung von *Bins* selbst ein Problem mit sich, wenn man zur Rekonstruktion Funktionen mit einer starken geometrischen Abhängigkeit benutzt, wie es in der Cherenkov-Akzeptanz der Fall ist. Die Genauigkeit, mit der die Position des Vertex und die des *Bins* mit dem realen

Ereignis übereinstimmt, limitiert dabei, wie gut die Rekonstruktion durchgeführt werden kann. Eine Teillösung dieses Problems konnte durch eine Abschätzung des maximalen Über- bzw. Unterschreitens des Cherenkov-Winkels erreicht werden. Eine Reduzierung des Fehlers und höhere Auflösung der Trajektorie scheint nur mit mehr Rechenschritten durch kleinere *Bins* möglich.

Zum Vergleich wurde der Rekonstruktions-Algorithmus *fitQun* vorgestellt, der einen Likelihood-Fit des Ereignisses durchführt und im Super-Kamiokande-Detektor verwendet wird. Im Vergleich zu *fitQun* ist der *Wonsak-Algorithmus* durch seine hohe Anzahl an nötigen Rechenschritten zeitlich im Nachteil. Zur Teilchen-Identifizierung und deren Energie-Rekonstruktion kann zu diesem Zeitpunkt nichts ausgesagt werden, da mit dem *Wonsak-Algorithmus* bisher nur die Rekonstruktion der Trajektorie eines Teilchens möglich ist. Um zu bestimmen, wie gut die Rekonstruktion der Trajektorie mit dem *Wonsak-Algorithmus* ist, fehlt es bisher noch an einer statistisch aussagekräftigen Anzahl an Rekonstruktionen.

Aufbauend auf dieser Arbeit könnte nun für die Bestimmung der Wahrscheinlichkeit in der Cherenkov-Akzeptanz eine bessere Lösung entwickelt werden. Es fehlt noch eine echte Normierung, die auch in der Iteration berücksichtigt ist. Ein Vorschlag für einen möglichen Lösungsansatz wurde vorgestellt, man benötigt dazu eine Verteilungsfunktion der Photonen, basierend auf ihrem Streuverhalten. Nach diesem Schritt sollte verifiziert werden, dass die Rekonstruktion korrekt arbeitet. Ein Maß für die Genauigkeit des Algorithmus kann mit statistischen Methoden erlangt werden. Dazu wäre es nötig, mit genügend vielen Rekonstruktionen eines gleichen Events die Richtung und Länge des Primärteilchens mit der Monte-Carlo-Wahrheit zu vergleichen. Wenn die Verbesserung der Cherenkov-Akzeptanz trotzdem nur die Rekonstruktion von Myonen zulässt, sollte eine Erweiterung für andere Teilchen wie Elektronen erarbeitet werden. Des Weiteren sind die jetzigen Rekonstruktionen nur für Einteilchen-Events durchgeführt worden. Für einen wirklich anwendbaren Algorithmus ist es notwendig, dass dieser auch mit Mehrteilchen-Events umgehen kann. Wie die Rekonstruktion des 3000 MeV Myon Events gezeigt hat, könnte eine Aufweitung der Spur auf Sekundärteilchen in diesem Bereich hindeuten. Ein möglicher Ansatz wäre es deshalb, dem Algorithmus einen Vertex an diesem Ort zu geben und die Rekonstruktion von dort laufen zu lassen. Vielleicht würden Spuren von Sekundärteilchen in dem Bereich rekonstruiert. Wenn die Cherenkov-Akzeptanz eine breite Palette von Ereignissen richtig rekonstruiert, kann über eine Implementierung in die LENA-Rekonstruktion mit Flüssig-Szintillator nachgedacht werden, denn auch in Flüssig-Szintillator entstehen Cherenkov-Photonen. Die Cherenkov-Akzeptanz könnte dies in der LENA-Rekonstruktion mit Flüssig-Szintillator berücksichtigen.

A Verwendete Geometrie

Abmessungen des Detektors:

Radius des Vetos	18.60 m
Höhe des Vetos	50.60 m
Radius des Tanks	16.60 m
Höhe des Tanks	50.60 m
Radius des Ziel-Volumens	14.00 m
Höhe des Ziel-Volumens	48.00 m
Radius des äußeren Puffers	16.00 m
Höhe des äußeren Puffers	50.00 m
Radius des Puffers	14.25 m
Höhe des Puffers	48.25 m
Abstand der PMTs vom Tank	0.20 m

PMT-Spezifikationen:

Radius der PMTs (20 inch wie in Borexino)	0.42368421 m
Radius der PMT-Verkapselung	50 cm
Höhe der PMT-Verkapselung	0.1 cm
Anzahl der PMT-Ringe	97
Anzahl PMTs pro Ring	88
Anzahl der PMT-Ringe an Boden und Decke	12
Konstante der PMT-Ringe an Boden und Decke	8

B Tabellen Geant4 novice N06

Energie [eV]	Brechungsindex	Absorptionslänge [m]
2.0340	1.3435	3.4480
2.0680	1.3440	4.0820
2.1030	1.3445	6.3290
2.1390	1.3450	9.1740
2.1770	1.3455	12.3460
2.2160	1.3460	13.8890
2.2560	1.3465	15.1520
2.2980	1.3470	17.2410
2.3410	1.3475	18.8680
2.3860	1.3480	20.0000
2.4330	1.3485	26.3160
2.4810	1.3492	35.7140
2.5320	1.3500	45.4550
2.5850	1.3505	47.6190
2.6400	1.3510	52.6320
2.6970	1.3518	52.6320
2.7570	1.3522	55.5560
2.8200	1.3530	52.6320
2.8850	1.3535	52.6320
2.9540	1.3540	47.6190
3.0260	1.3545	45.4550
3.1020	1.3550	41.6670
3.1810	1.3555	37.0370
3.2650	1.3560	33.3330
3.3530	1.3568	30.0000
3.4460	1.3572	28.5000
3.5450	1.3580	27.0000
3.6490	1.3585	24.5000
3.7600	1.3590	22.0000
3.8770	1.3595	19.5000
4.0020	1.3600	17.5000
4.1360	1.3608	14.5000

Tabelle B.1: In der Simulation verwendete Brechungsindizes und Absorptionslängen abhängig von der Energie. Werte stammen aus Geant4 novice Beispiel N06.

Energie [eV]	Rayleigh-Streuung [cm]	Energie [eV]	Rayleigh-Streuung [cm]
1.56962	167024.4	2.53061	24720.42
1.58974	158726.7	2.58333	22763.36
1.61039	150742.0	2.63829	20924.88
1.63157	143062.5	2.69565	19200.07
1.65333	135680.2	2.75555	17584.16
1.67567	128587.4	2.81817	16072.45
1.69863	121776.3	2.88371	14660.38
1.72222	115239.5	2.95237	13343.46
1.74647	108969.5	3.02438	12117.33
1.77142	102958.8	3.09999	10977.70
1.79710	97200.35	3.17948	9920.416
1.82352	91686.86	3.26315	8941.407
1.85074	86411.33	3.35134	8036.711
1.87878	81366.79	3.44444	7202.470
1.90769	76546.42	3.54285	6434.927
1.93749	71943.46	3.64705	5730.429
1.96825	67551.29	3.75757	5085.425
1.99999	63363.36	3.87499	4496.467
2.03278	59373.25	3.99999	3960.210
2.06666	55574.61	4.13332	3473.413
2.10169	51961.24	4.27585	3032.937
2.13793	48527.00	4.42856	2635.746
2.17543	45265.87	4.59258	2278.907
2.21428	42171.94	4.76922	1959.588
2.25454	39239.39	4.95999	1675.064
2.29629	36462.50	5.16665	1422.710
2.33962	33835.68	5.39129	1200.004
2.38461	31353.41	5.63635	1004.528
2.43137	29010.30	5.90475	833.9666
2.47999	26801.03	6.19998	686.1063

Tabelle B.2: In der Simulation verwendete Rayleigh-Streuung abhängig von der Energie. Werte stammen aus Geant4 novice Beispiel N06.

Literaturverzeichnis

- [1] Geant4 user's documents: Introduction to geant4, 2007. Kann gefunden werden auf <http://geant4.cern.ch/support/introductionToGeant4.shtml>, zuletzt aufgerufen am 24.03.2014.
- [2] K. Abe et al. Calibration of the super-kamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 737, February 2014.
- [3] S. Abe et al. Precision measurement of neutrino oscillation parameters with kamland. *Phys. Rev. Lett.*, 100, June 2008.
- [4] S. Agostinelli et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 506:250–303, July 2003.
- [5] P. Aliani et al. Global analysis of solar neutrino oscillation evidence including sno and implications for borexino. *Nuclear Physics B*, 634:393–409, July 2001.
- [6] I. Antcheva et al. Root — a c++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization. *Computer Physics Communications*, 180:2499–2512, December 2009.
- [7] P. Antonioli et al. Snews: The supernova early warning system. *New Journal of Physics*, 6, June 2004.
- [8] Rudolf L. Mößbauer. History of neutrino physics: Pauli's letters. Technical report, Physik Department E15, Technische Universität München, 1998.
- [9] G. Bellini et al. First evidence of pep solar neutrinos by direct detection in borexino. *Phys. Rev. Lett.*, 108:051302, Feb 2012.
- [10] P. A. Cherenkov. Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light. *Physical Review: LETTERS TO THE EDITOR*, 52, 1937.
- [11] Dr. Michael R. Fortner. Cherenkov detectors. 2005. Kann gefunden werden unter www.niu.edu/~mfortner/PHYS690B/Cherenkov%20Detectors.ppt, zuletzt aufgerufen am 17.03.2014.

-
- [12] K. S. Hirata et al. Observation in kamiokande-ii detector of the neutrino burst from supernova sn1987a. *Physical Review D*, 38(2):448–458, July 1988.
- [13] Leif Radel and Christopher Wiebusch. Calculation of the cherenkov light yield from low energetic secondary particles accompanying high-energy muons in ice and water with geant4 simulations. Technical report, III. Physikalisches Institut, RWTH Aachen University, November 2012.
- [14] A. Renshaw et al. First indication of terrestrial matter effects on solar neutrino oscillation. *Phys. Rev. Lett.*, 112:091805, Mar 2014.
- [15] Shimpei Tobayama. New event reconstruction algorithm for super-kamiokande water cherenkov detector. February 2012. Kann gefunden werden unter www.physics.mcgill.ca/WNPPC12/talks/WNPPC_2012_Tobayama.pdf, zuletzt aufgerufen am 19.03.2014.
- [16] Shimpei Tobayama. Recent updates on fitqun, a new event reconstruction algorithm for water cherenkov detectors. Januar 2013.
- [17] Uni-Freiburg. Was passiert in der Kanne? - Cherenkov-Effekt. Kann gefunden werden auf hep.uni-freiburg.de/Kamiokanne/cherenkov.html, zuletzt aufgerufen am 17.03.2014.
- [18] Prof. Franz von Feilitzsch et al. Pre-feasibility study for lena. Technical report, Technical University Munich and Kalliosuunnittelu oy Rockplan LTD, Mai 2008.
- [19] Michael Wurm et al. The next-generation liquid-scintillator neutrino observatory lena. Technical report, Physik-Department, Technische Universität München and others, März 2012.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung zum LENA-Detektor Layout	6
3.1	Skizze zum Verständnis der Cherenkov-Strahlung	8
3.2	Skizze zur Polarisation der Cherenkov-Strahlung	9
3.3	Skizze zur Rekonstruktion in Super-Kamiokande.	13
3.4	Skizze zur Erstellung der Streu-Tabelle $A(s)$	14
3.5	Selektionseffizienz des <i>fitQun</i> -Algorithmus.	15
4.1	Schematische Darstellung des Simulationsergebnisses für ein 3000 MeV Myon	19
4.2	Schematische Darstellung des Simulationsergebnisses für ein 1500 MeV Myon	20
5.1	Skizze zur Flugzeit t_s	23
5.2	Die Überlebenswahrscheinlichkeit $P_{sp}(s)$ wird mit Formel (5.5) bestimmt. .	25
5.3	Wahrscheinlichkeit $P_a(\phi)$ in Abhängigkeit des Einfallswinkels ϕ eines Pho- tons auf dem PMT.	26
5.4	Größe des Cherenkov-Winkels Θ in Abhängigkeit der Teilchen-Energie eines Myons.	27
5.5	Skizze des Fehlers durch endliche Größe des <i>Bins</i> in der Cherenkov-Akzeptanz.	28
5.6	Skizze zur Bestimmung von $\Delta\Theta$	29
5.7	Skizze zur Cherenkov-Ringfläche.	30
5.8	Skizze zur Kugelzone und dessen Mantelfläche.	31
5.9	Graph zum Streuverhalten von Photonen in Wasser.	32
5.10	Rekonstruktion eines 3000 MeV Myon.	33
5.11	Rekonstruktion desselben Events wie in 5.10 ohne Berücksichtigung der <i>Bingröße</i>	35
5.12	Rekonstruktion eines 900 MeV Myon.	36
5.13	Rekonstruktion eines 3000 MeV Elektron.	37
5.14	Dieselbe Rekonstruktion aus 5.13 in 3D.	38

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbständig verfasst wurde und ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel – insbesondere keine im Quellenverzeichnis nicht benannten Internet-Quellen – benutzt habe und die Arbeit von mir vorher nicht einem anderen Prüfungsverfahren eingereicht wurde. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium. Ich bin damit einverstanden, dass die Bachelorarbeit veröffentlicht wird.

Hamburg, den 24. April 2014

David J. Meyhöfer