

# Untersuchung von Tauneutrinosimulationen für KM3Net-ORCA

Bachelorarbeit aus der Physik

vorgelegt von  
**Fabian Dawel**

11. Juli 2016



Erlangen Centre for Astroparticle Physics  
Physikalisches Institut  
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

1. Gutachter: Dr. Thomas Eberl
2. Gutachter: Prof. Dr. Gisela Anton



ERLANGEN CENTRE  
FOR ASTROPARTICLE  
PHYSICS





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1	Neutrinos . . . . .	2
2.2	Neutrinooszillation . . . . .	4
2.3	Atmosphärische Neutrinos . . . . .	10
2.4	Das Tau-Lepton . . . . .	11
2.5	Wirkungsquerschnitt . . . . .	12
<b>3</b>	<b>ORCA</b>	<b>14</b>
3.1	Aufbau . . . . .	14
3.2	Funktionsweise . . . . .	15
3.3	Ereignissignaturen im Detektor . . . . .	16
<b>4</b>	<b>Untersuchung von Neutrinoereignissen auf Basis von Daten aus Monte Carlo Simulationen</b>	<b>17</b>
4.1	Simulierte Neutrinoraten für ORCA . . . . .	18
4.2	Energievergleich zwischen Myon aus $\nu_\mu$ CC und aus einem Tau-Zerfall aus $\nu_\tau$ CC . . . . .	19
4.3	Energieanalyse eines hadronischen Tau-Zerfalls . . . . .	20
4.4	Die Abweichung des Tau-Zerfalls von der Richtung des einlaufenden Neutrinos . . . . .	21
4.5	Winkelanalyse der $\nu_\tau$ CC Wechselwirkung . . . . .	22
4.6	Sphärizität . . . . .	27
4.7	Die Jetvariable . . . . .	31
4.8	Verhalten der Sphärizität und der Jetvariable bei unterschiedlichen Neutrinoenergien . . . . .	35
4.9	Untersuchung der Sphärizität und der Jetvariable im Bereich sichtbarer Energie . . . . .	38
4.10	Komplementarität der Jetvariable und der Sphärizität . . . . .	40
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>42</b>



# 1 Einleitung

Der eindeutigste Beweis für Neutrinooszillation ist der direkte Nachweis der Änderung des Flavours (z.B. Nachweis eines  $\nu_\mu$ , obwohl ein  $\nu_e$  erzeugt wurde). Dieser Beweis ist jedoch schwierig, denn es müssen sehr hochenergetische Neutrinos erzeugen, damit ein Myon oder Tau entstehen kann. Es kann also höchstens eine Abnahme des Neutrino Flavours gemessen werden, nicht aber das Auftauchen eines  $\nu_\mu$  oder  $\nu_\tau$ . Weder die Neutrinos aus der Sonne, noch die Neutrinos aus Reaktoren weisen die nötige Energie auf, damit eine  $\nu_\mu$  oder  $\nu_\tau$  Reaktion über den geladener Strom (CC) stattfindet. Für eine  $\nu_\tau$  CC Reaktion sind mehr als 3.4 GeV Neutrinoenergie notwendig. Diese Energien können zum einen durch Beschleunigerexperimente erreicht werden, bei denen hochenergetische Pionen zerfallen, zum anderen durch atmosphärische Neutrinos. Das  $\nu_\tau$  wurde als Erstes durch das DONUT Experiment im Jahr 1997 nachgewiesen (siehe [1]). Bis heute ist der Übergang in ein  $\nu_\tau$ , bei dem das Tau oder dessen Zerfallskanäle nachgewiesen wurden, nur durch wenige Experimente gezeigt worden. So wurde durch das OPERA Experiment erstmals das  $\nu_\tau$  direkt nachgewiesen. Dabei wird ein Neutrinostrahl auf einen Detektor mit einer sehr hohen Auflösung geschossen. Dieser Detektor ist in der Lage sowohl den Vertex, bei dem das Tau entsteht, als auch den Vertex bei dem das Tau zerfällt nachzuweisen. Damit war eine Detektion ohne Untergrund durch andere Neutrinoereignisse möglich. OPERA hat ein sehr kleines Detektorvolumen im Vergleich zu ORCA und weist somit nur wenige  $\nu_\tau$  Ereignisse nach, jedoch durch den sehr geringen Untergrund mit einer sehr hohen Signifikanz. Mit schon fünf  $\nu_\tau$  konnte die Oszillation von  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  mit einer Signifikanz von  $\sigma = 5.1$  gezeigt werden (siehe [2]). Ein weiteres Experiment, das  $\nu_\tau$  auf einer statistischen Basis nachgewiesen hat ist der Superkamiokande Detektor in Japan. Dieser hat durch die Neutrinooszillation von atmosphärischen Neutrinos Tau-neutrinos einen Hinweis auf diese Oszillation geliefert. Dabei gelang der Nachweis von ca. 200 Tauneutrino ähnlichen Ereignissen und damit zeigte sich eine Evidenz von  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  mit einer Signifikanz von  $\sigma = 3.7$  (siehe [3]). ORCA ist wie Superkamiokande ein Wassercherenkov Detektor. Jedoch hat ORCA nach Fertigstellung ein Detektorvolumen von ca. 8 Mt (vgl. [4]) und ist damit deutlich größer als der 50 kt große Superkamiokande Detektor. Bis zur Fertigstellung von ORCA sollte Superkamiokande seine Datenmenge verdoppeln können. Jedoch ist bei ORCA durch das große Detektorvolumen eine deutlich höhere Rate von  $\nu_\tau$  Ereignissen zu erwarten. Durch die Messung von Tauneutrinos mit einer hohen Statistik ist es möglich die Übergänge  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  genauer zu untersuchen und damit eine Aussage über die Mischungsmatrix und deren Unitarität zu tätigen. Sollte die Unitarität nicht erfüllt sein, würde dies einen Hinweis darauf liefern, dass physikalische Prozesse eine Rolle spielen die nicht mit dem Standardmodell beschrieben werden können. Die Existenz von sterilen Neutrinos, also einer zusätzlichen Neutrinofamilie, wäre eine mögliche Erklärung für diese Beobachtung. Eine weitere mögliche Erklärung wären nicht Standard Interaktionen (NSI) in der CC Wechselwirkung. Die NSI von CC Wechselwirkungen wirkt sich auf die Detektion und Messung aus. NSI können sich jedoch auch in den neutralen Strom (NC) Wechselwirkungen manifestieren. Dabei sorgen diese für eine veränderte Neutrinopropagation. Um dies zu überprüfen sind Experimen-

te notwendig, in denen die Neutrinos lange Strecken zurücklegen. Während NSI in CC gut auf kurzen Baselines vermessen werden können, sind die NSI in NC gut mit atmosphärischen Neutrinos durch ihre sehr langen Baselines nachweisbar (siehe [5]). Um Tauneutrino Wechselwirkungen zu messen, müssen diese von den anderen Neutrino flavours unterschieden werden. Dabei kann nur der CC Kanal verwendet werden, weil die NC Kanäle für alle Neutrino flavours gleich aussehen.

In dieser Arbeit sollen nun aus Simulationsdaten einer Monte Carlo Simulation, die Neutrino Reaktionen im Detektorvolumen simuliert, Variablen gefunden werden, die eine Unterscheidung von  $\nu_\tau$  in der CC Wechselwirkung gegenüber allen anderen Neutrino flavours und Interaktionen zu ermöglichen. Dabei werden nur die Reaktionen betrachtet, noch nicht das Signal, das im Detektor ankommt.

## 2 Grundlagen

### 2.1 Neutrinos

Den ersten Hinweis auf die Existenz von Neutrinos lieferte der  $\beta^-$  Zerfall durch das kontinuierliche Energiespektrum des dabei entstehende Elektrons. Die Formel des Betazerfalls ist:

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

Bei einem Zerfall in zwei Teilchen sind die Werte für Impuls und Energie genau bestimmt. Wenn sich der Kern X in Ruhe befindet und durch einen  $\beta^-$  Zerfall der Kern X in den Kern Y übergeht, muss der Impuls der beiden Teilchen genau entgegengesetzt sein, wenn nur ein zusätzliches Elektron entstehen soll. Zusätzlich ergeben sich für die Energien die Bedingungen:

$$E_2 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} E_0, \quad \frac{E_1}{E_2} = \frac{m_2}{m_1}, \quad E_0 = (M - m_1 - m_2)c^2. \quad (2)$$

Wobei M die Masse vom Kern X,  $m_1$  und  $E_1$  die Masse und Energie von Kern Y und  $m_2$  und  $E_2$  die Masse und Energie des Elektrons ist. Es zeigt sich, dass bei einem Zerfall in zwei Teilchen das Spektrum des Elektrons nicht kontinuierlich sein kann. Um Energie und Impulserhaltung zu bewahren postulierte Pauli 1930 das Neutrino, ein Teilchen, dessen experimenteller Nachweis erst im Jahre 1956 durch Cowan und Reines gelang (Vgl. [6]).

Neutrinos gehören zu den elektrisch neutralen Leptonen, das heißt sie besitzen einen Spin von  $\frac{1}{2}\hbar$  und nehmen nicht an der starken Wechselwirkung teil. Jeder Familie von Leptonen wird eine Leptonenzahl zugeordnet. Diese muss erhalten bleiben. Es gibt drei Familien von Leptonen:

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}.$$

Neben diesen Teilchen gibt es auch noch die zugehörigen Antiteilchen, die sich nur durch ihre Ladung unterscheiden.

$$\begin{pmatrix} e^+ \\ \bar{\nu}_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu^+ \\ \bar{\nu}_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau^+ \\ \bar{\nu}_\tau \end{pmatrix}$$

Neutrinos nehmen im Gegensatz zu den geladenen Teilchen  $e^\pm, \mu^\pm$  und  $\tau^\pm$  nur an der schwachen Wechselwirkung teil. Damit können diese nur Mithilfe der schwachen Wechselwirkung detektiert werden.

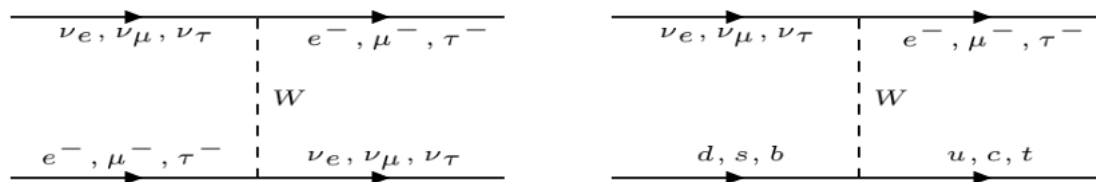


Abbildung 1: Zusehen ist die schwache Wechselwirkungen zwischen Neutrinos und Leptonen zudem ist die Wechselwirkung zwischen Neutrinos und Quarks zu sehen. In der linken Abbildung ist die Wechselwirkung von Neutrinos mit geladenen Leptonen zu sehen. Im rechten Bild sieht man die Wechselwirkung zwischen Quarks und Neutrinos.

Die erste Wechselwirkungsmöglichkeit ist die des geladenen Stroms (charged current=CC), bei dem ein  $W^\pm$  Boson ausgetauscht wird. Im Bild 1 ist eine CC Wechselwirkung zwischen Neutrinos und Leptonen (leptonischer Prozess) zu sehen und eine Wechselwirkung zwischen Neutrinos und Quarks (semileptonischer Prozess).

Die zweite Wechselwirkungsart ist die des neutralen Stroms (neutral current=NC). Bei diesem wird ein  $Z^0$  Boson ausgetauscht. Ein Beispiel für einen Feynman Graphen der NC Wechselwirkung ist in Abb. 2 dargestellt. Dabei wechselwirkt ein Neutrino mit einem Quark oder Lepton. Es sind auch andere Wechselwirkungen mit NC und CC möglich. Aufgrund der Thematik beschränken sich diese Wechselwirkungen auf Reaktionen mit Neutrinos.

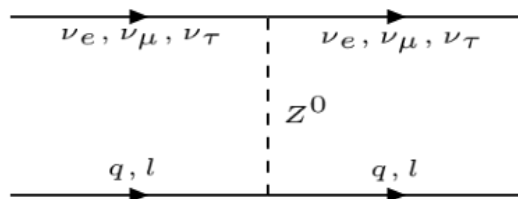


Abbildung 2: Das Bild zeigt eine NC Wechselwirkung zwischen Neutrinos und Leptonen oder Quarks. Dabei wird ein  $Z^0$  Boson ausgetauscht. Als konkretes Beispiel kann ein  $\nu_e$  mit einem Elektron wechselwirken. Die erzeugten Teilchen sind dann wieder ein Elektron und ein  $\nu_e$ .

Bei der NC Wechselwirkung werden im Gegensatz zur CC Wechselwirkungen keine Ladungen transportiert (siehe [7]). Einige Eigenschaften der Leptonen sind in Tabelle 1 zusammengetragen.

	Lepton	Leptonenzahl	Masse in MeV	Lebensdauer
1	$e^-$	$L_e = +1$	0.511	$\infty$
	$e^+$	$L_e = -1$	0.511	$\infty$
	$\nu_e$	$L_e = +1$	$< 10^{-6}$	$\infty ?$
	$\bar{\nu}_e$	$L_e = -1$	$< 10^{-6}$	$\infty ?$
2	$\mu^-$	$L_\mu = +1$	105.7	$2.2 \cdot 10^{-6}\text{s}$
	$\mu^+$	$L_\mu = -1$	105.7	$2.2 \cdot 10^{-6}\text{s}$
	$\nu_\mu$	$L_\mu = +1$	$< 0.25$	$\infty ?$
	$\bar{\nu}_\mu$	$L_\mu = -1$	$< 0.25$	$\infty ?$
3	$\tau^-$	$L_\tau = +1$	1777	$3 \cdot 10^{-13}\text{s}$
	$\tau^+$	$L_\tau = -1$	1777	$3 \cdot 10^{-13}\text{s}$
	$\nu_\tau$	$L_\tau = +1$	$< 35$	$\infty ?$
	$\bar{\nu}_\tau$	$L_\tau = -1$	$< 35$	$\infty ?$

Tabelle 1: Übersicht über alle Leptonen und deren Leptonenzahlen, Massen und die Lebensdauern. Jeweils mit den Zahlen eins, zwei und drei in ihre jeweiligen Familien gegliedert (aus [6]).

Wie Tabelle 1 zeigt, besitzen die Neutrinos eine Masse. Eine genau Bestimmung der Neutrinomassen ist bisher noch nicht möglich, deshalb können lediglich obere Massengrenzen angegeben werden. Dass Neutrinos eine Ruhemasse haben steht im Widerspruch mit dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik, bei dem die Neutrinos als masselos angenommen werden. Durch die Masse ist es den Neutrinos möglich Neutrinooszillationen auszuführen. Dies soll im nächsten Abschnitt genauer betrachtet werden (siehe auch [7]).

## 2.2 Neutrinooszillation

Neutrinos ist es möglich von einem Flavour in ein anderes zu wechseln (z.B. von  $\nu_\mu$  nach  $\nu_\tau$ ). Diese Übergänge finden mit einer gewissen periodischen Wahrscheinlichkeit statt. Dieser Effekt wird aufgrund seiner Periodizität in der Zeit auch Neutrinooszillation genannt. Um dieses Phänomen zu beschreiben, verwendet man die Massenzustände  $|\nu_1\rangle$ ,  $|\nu_2\rangle$  und  $|\nu_3\rangle$  die sich mithilfe von Gleichung (3) in die Flavourzustände ( $|\nu_e\rangle$ ,  $|\nu_\mu\rangle$  und  $|\nu_\tau\rangle$ ) umrechnen lassen.

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} \quad (3)$$



Diese unitäre  $3 \times 3$  Matrix  $U$  ist auch unter dem Namen PMNS-Matrix bekannt. In Anlehnung an Pontecorvo, der dieses Phänomen zuerst durchdacht (1957) hat und Maki, Nakagawa und Sakata, die zuerst die Flavormischung zwischen zwei Neutrinos untersucht haben (1962). Zuerst betrachten wir nun den Fall der Neutrinooszillation im Vakuum. Im allgemeinen Fall für mehr als drei Flavours kann die folgende Form verwendet werden:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle. \quad (4)$$

Für Antineutrinos gilt analog:

$$|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\bar{\nu}_i\rangle. \quad (5)$$

Wobei hier  $U_{\alpha i}^*$  für die Elemente der komplex konjugierte Matrix  $U$  stehen. In ihrer zeitabhängigen Form lassen sich die Zustände  $|\nu_i\rangle$  durch eine ebenen Welle darstellen.

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \quad (6)$$

Wobei  $E_i$  die Energie ist. Diese kann über die folgende Taylorentwicklung vereinfacht werden:  $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \approx p + \frac{m_i^2}{2p}$ . Die Näherung ist gerechtfertigt, weil  $p \gg m$  ist. Gleichzeitig gilt  $E \approx p$  wodurch sich Gleichung (4) in die folgende Form bringen lässt:

$$|\nu(t)\rangle = e^{-ipt} \sum_i U_{\alpha i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E}t} |\nu_i\rangle. \quad (7)$$

Soll nun die Wahrscheinlichkeit dafür berechnet werden, dass ein Neutrino von Zustand  $|\nu_\alpha\rangle$  in  $|\nu_\beta\rangle$  übergeht, benötigt man die folgende Formel:

$$P(\alpha \rightarrow \beta; t) = |\langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle|^2 = \sum_i |U_{\alpha i} U_{\beta i}^*|^2 + 2\text{Re} \left( \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} e^{-i\frac{t}{2E}(m_i^2 - m_j^2)} \right) \quad (8)$$

Der zweite Term von (8) stellt die Neutrinooszillation dar, welche durch die Zeitabhängigkeit sichtbar wird. Es ist also möglich, dass ein Neutrino  $|\nu_\alpha\rangle$  in  $|\nu_\beta\rangle$  übergeht. Wenn davon ausgegangen wird, dass sich das Neutrino ungefähr mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegt, kann man die Zeit auch durch eine Strecke  $L$  ersetzen ( $t = \frac{L}{c}$ ). Der erste Term stellt eine mittlere Übergangswahrscheinlichkeit dar. Durch Unitarität und CP-Invarianz kann Gleichung (8) wie folgt vereinfacht werden:

$$P(\alpha \rightarrow \beta; t) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j} \sin^2 \left( \frac{(m_i^2 - m_j^2)t}{4E} \right). \quad (9)$$

Im Fall von zwei Flavours kann die Mischungsmatrix durch geschickte Parametrisierung in die folgende Form gebracht werden (siehe [8]):

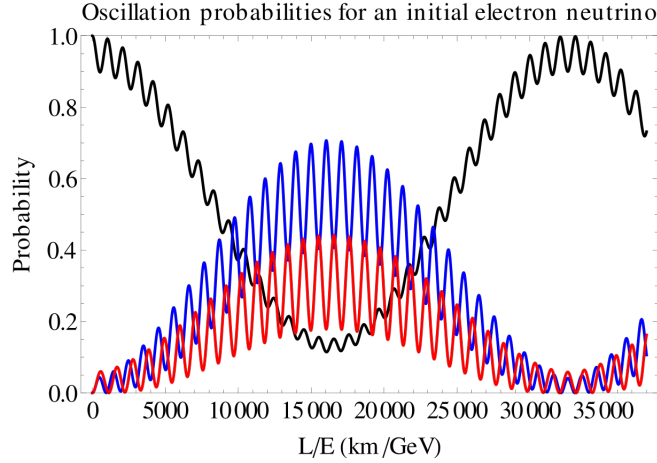


Abbildung 3: Es ist die Vakuumoszillation eines Elektronneutrinos zu sehen. Dabei ist auf der y-Achse die Übergangswahrscheinlichkeit angegeben. Die schwarze Linie entspricht dem Elektronneutrino, die blaue Linie dem Myon neutrino und die rote Linie dem Tauneutrino (siehe [9]).

$$U = \begin{pmatrix} \cos(\Theta) & \sin(\Theta) \\ -\sin(\Theta) & \cos(\Theta) \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Im allgemeinsten Fall von drei Flavours ergibt sich eine Matrix mit der folgenden Parametrisierung:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Hier ist  $c_{ij} = \cos(\Theta_{ij})$ ,  $s_{ij} = \sin(\Theta_{ij})$ , wobei für die Winkel  $\Theta_{ij} = [0, \frac{\pi}{2}]$  gilt und  $\delta = [0, 2\pi]$  die Dirac CP verletzende Phase ist. Die durch Messung bestimmten Variablen für die Matrix sind in Tab. 2 dargestellt (siehe [10]). Die Neutrinooszillation für das Elektronneutrino ist in Abb. 3 zu sehen unter der Annahme von drei Masseneigenzuständen.

Das bisher gezeigte gilt lediglich für die Propagation durch das Vakuum. In Materie kommt es zu Wechselwirkungen zwischen den Elektronneutrinos und den Elektronen der Materie (siehe Abb. 1 links). Dabei können zudem auch Resonanzeffekte auftreten (MSW Effekt). Durch Resonanzen können die Wahrscheinlichkeiten von Flavourübergänge deutlich verstärkt werden. Der Einfachheit halber wird hier nur der Fall für zwei Flavour betrachtet um die Auswirkungen der Materie auf die Oszillation zu veranschaulichen. Die Oszillation lässt sich mit der Zeitentwicklung des Hamiltonoperator beschreiben. Zuerst betrachtet man dazu die Schröding Gleichung:

$$i \frac{d\vec{\nu}(t)}{dt} = H^i \vec{\nu}(t) \quad \text{mit} \quad \nu = \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}, H_{ij}^i = \frac{m_i^2}{2p} \delta_{ij}. \quad (12)$$

Parameter	best-fit ( $\pm 1\sigma$ )	$3\sigma$
$\Delta m_{21}^2$ [ $10^{-5}$ eV <sup>2</sup> ]	$7.54^{+0.26}_{-0.22}$	6.99 – 8.18
$ \Delta m^2 $ [ $10^{-3}$ eV <sup>2</sup> ]	$2.43 \pm 0.06$ ( $2.38 \pm 0.06$ )	2.23 – 2.61 (2.19 – 2.56)
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.308 \pm 0.017$	0.259 – 0.359
$\sin^2 \theta_{23}, \Delta m^2 > 0$	$0.437^{+0.033}_{-0.023}$	0.374 – 0.628
$\sin^2 \theta_{23}, \Delta m^2 < 0$	$0.455^{+0.039}_{-0.031}$	0.380 – 0.641
$\sin^2 \theta_{13}, \Delta m^2 > 0$	$0.0234^{+0.0020}_{-0.0019}$	0.0176 – 0.0295
$\sin^2 \theta_{13}, \Delta m^2 < 0$	$0.0240^{+0.0019}_{-0.0022}$	0.0178 – 0.0298
$\delta/\pi$ ( $2\sigma$ range quoted)	$1.39^{+0.38}_{-0.27}$ ( $1.31^{+0.29}_{-0.33}$ )	(0.00 – 0.16) $\oplus$ (0.86 – 2.00) ((0.00 – 0.02) $\oplus$ (0.70 – 2.00))

Tabelle 2: Die Werte für die Oszillationsparameter in einer  $3\sigma$  Umgebung.  $\Delta m^2 = m_3^2 - (m_2^2 + m_1^2)/2$ , sodass  $\Delta m^2 > 0$ , wenn  $m_3 > m_2 > m_1$  und  $\Delta m^2 < 0$ , wenn  $m_3 < m_1 < m_2$  (siehe [10]).

Im Vakuum hat dann der Hamiltonoperator  $H^\alpha = UH^iU^\dagger$  die Form:

$$H^\alpha = \frac{\delta m^2}{4p} \begin{pmatrix} -\cos(2\Theta) & \sin(2\Theta) \\ \sin(2\Theta) & \cos(2\Theta) \end{pmatrix} \quad \text{mit } \delta m^2 = m_2^2 - m_1^2. \quad (13)$$

Durch die Wechselwirkung der Elektronen mit den Elektroneneutrinos ergibt sich für den Hamiltonoperator ein zusätzliches Potential  $V = \pm\sqrt{2}G_F N_e$ .  $G_F$  steht für die Fermi-Konstante und  $N_e$  für die Elektronendichte. Das Vorzeichen ist positiv für Neutrinos und negativ für Antineutrinos. Bringt man nun dieses Potential in den Hamiltonian, nimmt dieser die folgende Form an:

$$H_m^\alpha = \frac{\delta m^2}{4p} \begin{pmatrix} A - \cos(2\Theta) & \sin(2\Theta) \\ \sin(2\Theta) & -A + \cos(2\Theta) \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Wobei  $A = \pm \frac{2\sqrt{2}G_F N_e p}{\delta m^2}$  ist. Durch das zusätzliche Potential entstehen neue Masseneigenzustände  $m_{m1}, m_{m2}$  für Oszillationen in Materie. Die Masseneigenzustände in Materie erzeugen die Massendifferenz  $D_m = m_{m2}^2 - m_{m1}^2$ :

$$D_m = \delta m^2 \sqrt{(A - \cos(2\Theta))^2 + \sin^2(2\Theta)}. \quad (15)$$

Wenn  $A \rightarrow 0$  wird  $D_m = \delta m^2$ . Es geht also in die Massendifferenz des Vakuums über. Neben der Massendifferenz ändern sich auch die Mischungswinkel  $\Theta_m$ . Die Form von  $U$  bleibt gleich, wenn jeder Winkel  $\Theta$  gegen  $\Theta_m$  getauscht werden. Für die Übergangswahrscheinlichkeit im Vakuum von  $\nu_e$  zu  $\nu_\mu$  die sich Mithilfe von Gleichung (8) berechnen

lässt erhält man die folgende Formel:

$$P_m(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\Theta) \sin^2\left(\frac{\delta m^2 L}{4p}\right). \quad (16)$$

Während in Materie die Formel

$$P_m(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\Theta_m) \sin^2\left(\frac{D_m L}{4p}\right). \quad (17)$$

gilt. Hier wird deutlich, dass auch in Materie eine bestimmte Oszillationslänge gebraucht wird, damit Oszillationen beobachtbar sind. Jedoch können für bestimmte Werte von  $A$  höhere Oszillationsamplituden erreicht werden. Dies ist besonders deutlich durch den Resonanzfall ( $A = \cos(2\Theta)$ ). Für  $\sin(2\Theta_m)$  gilt dann:

$$\sin(2\Theta_m) = \frac{\sin(2\Theta)}{\sqrt{(A - \cos(2\Theta))^2 + \sin^2(2\Theta)}} = 1. \quad (18)$$

Das heißt der Term (18) ist unabhängig vom Vakuummischwinkel  $\Theta$  und die Oszillationswahrscheinlichkeit wechselt zwischen den maximalen Oszillationsamplituden 0 und 1. Während diese im Vakuum vom Vakuummischungswinkel  $\Theta$  abhängen und dadurch kleiner 1 werden können (siehe [8]).

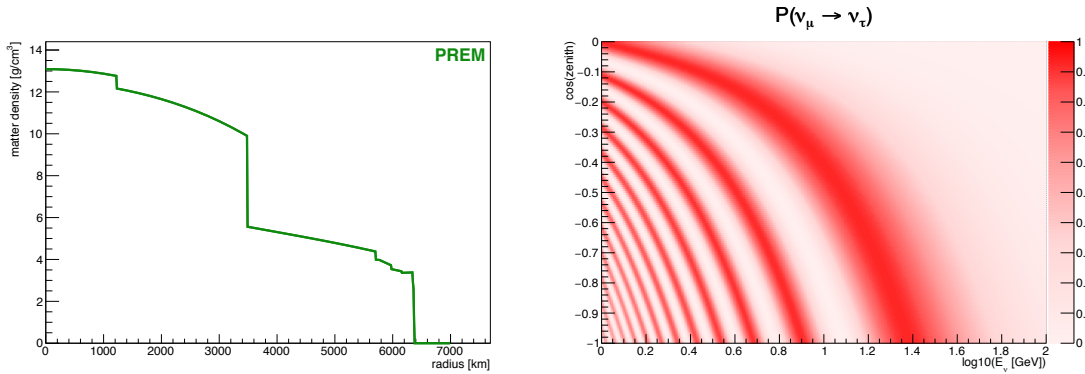


Abbildung 4: Das rechte Bild zeigt die Übergangswahrscheinlichkeit von  $\nu_\mu$  nach  $\nu_\tau$  nach einer Propagation durch die Erde, das linke Bild den Dichteverlauf der Erde. Dadurch, dass kein Teil des Diagramms links ausgefüllt ist die Dichte null und damit gleich dem Vakuum (Abb. von [11]).

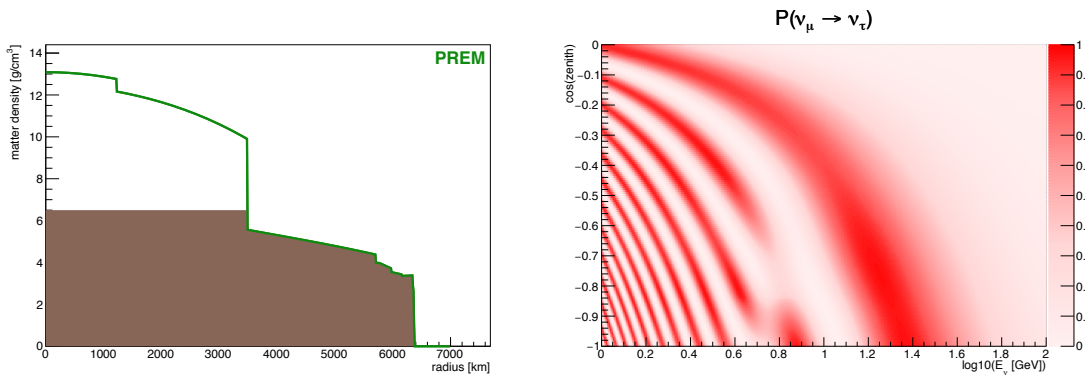


Abbildung 5: Diese Abbildungen zeigt die gleichen Graphen wie Abb. 4, nur wird die in diesem Fall die Oszillation durch Materie beeinflusst. Der markierte Bereich steht für verwendete Dichte. Also von 0 km bis 3500 km wurde  $6.5 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  verwendet. Bei höheren Radien wird der Verlauf der Linie verwendet. Die Veränderung der Übergangswahrscheinlichkeit durch Materie wird deutlich, wenn man das rechte Bild mit dem rechten Bild aus 4 vergleicht (Abb. von [11]).

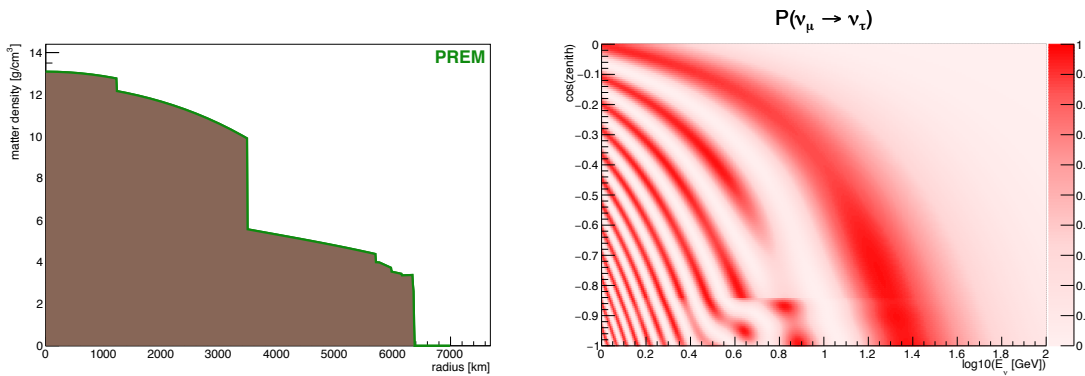


Abbildung 6: Diese Abbildungen zeigt die gleichen Graphen wie Abb. 4. Diese Abbildung zeigt nun inwiefern sich die Übergangswahrscheinlichkeit ändern wenn die Dichte der Erde, die von innen nach außen abnimmt, mit in Betracht gezogen wird (Abb. von [11]).

In den Abbildungen 4, 5 und 6 wird der Unterschied der Übergangswahrscheinlichkeit im Vakuum und in Materie nochmal verdeutlicht. Dabei zeigt das linke Bild immer welche Dichteverteilung angenommen wurde und das rechte Bild die Oszillationswahrscheinlichkeit von  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . Man erkennt in der rechten Abbildung von Bild 6 bei einem  $\cos(\text{zenith})$  zwischen  $(-0.8)$  bis  $(-0.9)$ , dass die Übergangmaxima nach rechts verschoben werden. Der un stetige Übergang wird dadurch erzeugt, dass die Dichte der Erde nicht homogen ist. Wie im linken Bild zu sehen fällt die Dichte außerhalb einer Umgebung von 3500 km

zu Werten  $< 6 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  ab. Zusätzlich fällt auf, dass Neutrinoenergien über 20 GeV keine große Veränderung durch die Materie zeigen. Die Übergangswahrscheinlichkeiten wurden mit nuCraft berechnet (siehe [12]), und für die Dichte wurde das PREM (Preliminary Reference Earth Model) verwendet (siehe auch [13]). Das ist ein Modell, das die unterschiedlichen Dichten der Erde als Funktion vom Radius angibt. So verläuft der innere Kern bis 1100 km, der äußere Kern verläuft bis 3500 km, danach kommt der Mantel.

### 2.3 Atmosphärische Neutrinos

Neben der Sonne, die durch Kernfusion Neutrinos erzeugt, gibt es noch weitere Quellen für Neutrinos wie z.B. die Atmosphärischen Neutrinos. Diese entstehen durch das Auftreffen von kosmischer Strahlung auf die Erdatmosphäre. Die kosmische Strahlung besteht zum größten Teil aus Protonen und schweren Kernen. Treffen die Teilchen der kosmischen Strahlung dann auf die Luftmoleküle der oberen Atmosphäre entstehen Teilchenkaskaden. Diese lösen weitere Kaskaden aus bis die Energie der einzelnen Teilchen nicht mehr ausreicht um weitere Wechselwirkungen einzugehen. Durch die Kaskaden entstehen unter anderem Kaonen und Pionen. Kaonen und Pionen haben eine sehr kurze Lebensdauer, sodass diese zerfallen (siehe [8]). Die folgende Gleichung zeigt den Zerfall eines Pions in ein Myon und ein Neutrino.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \text{ und } \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

Dies passiert in 99.9% aller Fälle in denen ein Pion zerfällt (siehe [10]). Das Pion hat eine mittlere Lebenszeit von  $\tau = 2.6 \cdot 10^{-8}\text{s}$ . Das in dem Zerfall entstehende Myon ist jedoch nicht stabil. Mit einer mittleren Lebenszeit von  $\tau = 2.2 \cdot 10^{-6}\text{s}$  zerfällt das Myon in ein Elektron und zwei Neutrinos (siehe [10]).

$$\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^+ + \nu_e \tag{19}$$

Bei dieser Zerfallsreaktion von  $\pi^+$  entstehen insgesamt 3 Neutrinos. Die grundlegende Verteilung der Flussverhältnisse zwischen den verschiedenen Neutrinotypen ist in Abb. 7 zu sehen. Die erhöhte Anzahl an Myonneutrinos gegenüber Antimyonneutrinos lässt sich damit erklären, dass ein großer Teil der ankommenden kosmischen Strahlung Protonen sind und diese sind positiv geladen. Deswegen entstehen öfter positive Mesonen. Die Flavour-Verteilung wird oft mit der Formel

$$\frac{N_\mu}{N_e} = \frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \approx 2 \tag{20}$$

dargestellt. Unter der Annahme, dass alle Teilchen zerfallen, bis sie stabil sind lässt sich ein Wert von 2 abschätzen. Es kann jedoch passieren, dass sehr hochenergetische Myonen entstehen. Diesen ist es möglich, den Erdboden zu erreichen. Daraus folgt, dass die Reaktion aus Gleichung (19) noch nicht stattgefunden hat und somit noch keine Elektronneutrino entstanden ist. Dies sorgt dafür, dass im hochenergetischen Bereich

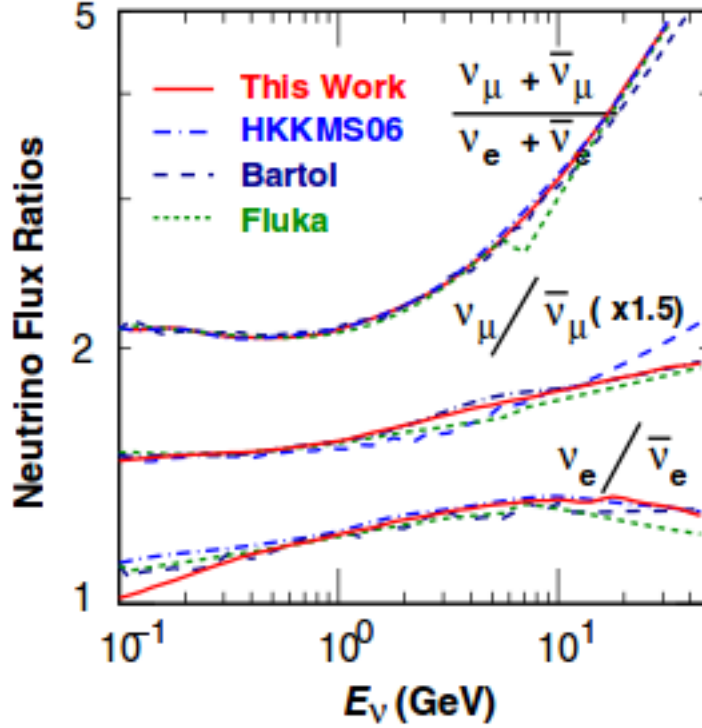


Abbildung 7: Es sind die verschiedenen Neutrino Flüsse aus der Atmosphäre aufgezeichnet. Es zeigt sich, dass mit höherer Energie die Anzahl der Myonneutrinos die der Elektronneutrinos überwiegt. Zudem ist der Anteil der Myonneutrinos höher als der Antimyonneutrinos (vgl. [14]).

das Verhältnis  $\frac{N_\mu}{N_e}$  ansteigt (siehe [14]). Die Energien der Myonen und der anderen Teilchen ist abhängig von der Energie der kosmischen Strahlung. Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung folgt ungefähr dem Potenzgesetz:

$$P(E) = E^\gamma \text{ mit } \gamma = 2.7 \text{ für } E \lesssim 10^{15}. \quad (21)$$

Es kann somit sehr hochenergetische Myonen geben. An dieser Stelle soll noch auf einen wichtigen Punkt hingewiesen werden und zwar, dass die Anzahl der Tauneutrinos aus atmosphärischen Reaktionen vernachlässigbar gering ist (siehe [8]). Wenn Tauneutrinos beobachtet werden, müssen diese also durch Oszillation aus  $\nu_\mu$  oder  $\nu_e$  entstanden sein.

## 2.4 Das Tau-Lepton

Das Tau-Lepton ist das schwerste Lepton, das bisher entdeckt wurde. Es hat eine Masse von  $m = 1776 \text{ MeV}$  und ist somit circa 17 mal schwerer als ein Myon. Mit einer mittleren Lebensdauer von  $\tau = 290 \cdot 10^{-15} \text{ s}$ , zerfällt es schneller als jedes andere bekannte Lepton (siehe auch Tab. 1). Durch die hohe Masse sind neben Zerfällen in Myonen und

Elektronen auch hadronische Zerfälle möglich. Eine Übersicht über die dominantesten Zerfallskanäle des Tau-Leptons sind in Tabelle 3 dargestellt.

Zerfallskanal	Branching Ratio in %
Leptonischer Zerfall	35.2
$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$	17.8
$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$	17.4
Hadronischer Zerfall	64.8
$\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$	10.8
$\tau^- \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \nu_\tau$	25.5
$\tau^- \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \pi^0 + \nu_\tau$	9.3
$\tau^- \rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^+ + \nu_\tau$	9.3
$\tau^- \rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^+ + \pi^0 + \nu_\tau$	4.6

Tabelle 3: Alle Zerfälle des Tau-Leptons mit einer Wahrscheinlichkeit höher als 4% (Vgl.[10]).

Aus der Tabelle wird deutlich, dass das Tau mit einer Wahrscheinlichkeit von fast 65% in Hadronen zerfällt. Zusätzlich zeigt sich, dass alle hadronischen Zerfälle ein Neutrino erzeugen während alle leptonische Zerfälle zwei Neutrinos erzeugen. Der Nachweis zur Existenz des Tau-Lepton gelang 1975 mithilfe von Kollisionen zwischen  $e^+$  und  $e^-$ . Bisher deutet nichts darauf hin, dass es noch schwerere Leptonen als das Tau-Lepton existieren(siehe [6]).

## 2.5 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass eine Wechselwirkung zwischen zwei Teilchen stattfindet. Dabei gibt es unterschiedliche mögliche Prozesse, wie die quasielastische Streuung, die Resonanz oder die tiefinelastische Streuung.

Bei der **quasielastischen Streuung** stößt das Neutrino auf ein Nukleon. Dabei wird aus einem Neutron ein Proton, während beim Antineutrino aus einem Proton ein Neutron wird. Die Reaktionsgleichung sieht folgendermaßen aus:

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p \qquad \bar{\nu}_l + p \rightarrow l^+ + n. \quad (22)$$

$\nu_l$  ist das Neutrino,  $l$  ist das dazugehörige Lepton,  $p$  steht für Proton und  $n$  für Neutron. Die quasielastische Streuung dominiert bei Energien  $< 2 \text{ GeV}$ . Einen ähnlichen Prozess gibt es auch im NC Fall. Dabei heißt der Prozess elastische Streuung und es werden keine Ladungen ausgetauscht.

Der nächste Prozess der vor allem zwischen  $2 \text{ GeV}$  und  $20 \text{ GeV}$  auftritt, ist die **Resonanz**. Bei dieser wird durch die Wechselwirkung ein Nukleon in einen angeregten Zustand  $N^*$  gebracht. Durch den Zerfall des angeregten Nukleons entstehen Kombinationen von Nukleonen und Mesonen. Für eine Resonanz aus der ein einzelnes Pion

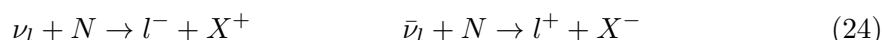


hervorgeht würde die Reaktionsgleichung wie folgt aussehen:



Wobei  $\nu_l$  wieder das Neutrino und  $l$  das Lepton ist.  $N$  kann ein Neutron sein. Dann ist  $N^l$  entweder ein Proton und das Pion ist neutral geladen, oder  $N^l$  ist ein Neutron, wodurch das Pion positiv geladen sein muss. Wenn  $N$  ein Proton ist, muss  $N^l$  ein Proton sein und das Pion positiv geladen. Es gibt neben der Resonanz-Produktion von einem einzelnen Pion noch weitere Resonanzen.

Ein weiterer Prozess, der vor allem bei Energien über 20 GeV dominant ist, ist die **tiefinelastische Steuerung**. Dabei wird ein Baryon in seine einzelnen Quark Bestandteile zerlegt. Die Quarks rekombinieren sofort wieder zu Hadronen. Die dadurch entstehenden Hadronen bilden einen hadronischen Schauer.



Das  $X^\pm$  steht für den hadronischen Schauer. Wie sehr die Prozesse von der Energie des Neutrinos abhängen und ab welchem Energiebereich diese dominieren ist in Abb. 8 dargestellt.

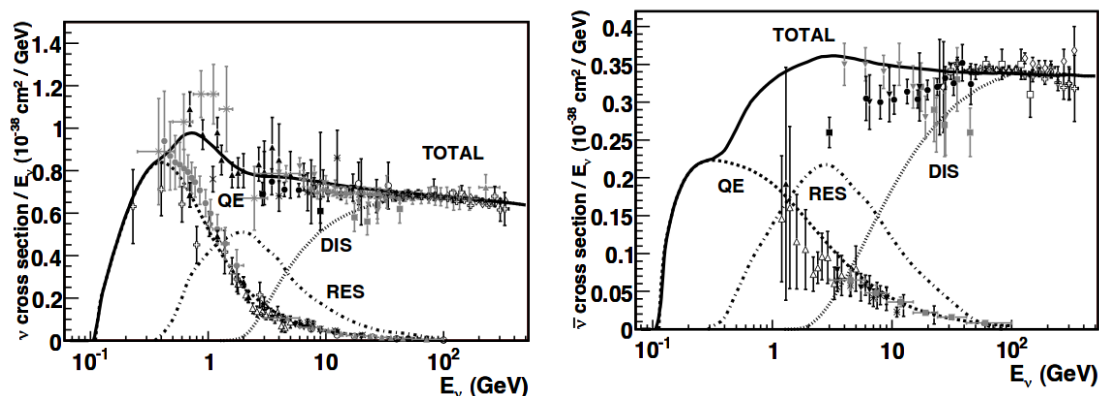


Abbildung 8: In der linken Abbildung ist der Wirkungsquerschnitt für Neutrinos CC Wechselwirkungen aufgetragen. Zusätzlich ist die Zusammensetzung des Wirkungsquerschnitts aus quasielastischer Streuung (QE), Resonanz (RES) und tiefinelastischer Streuung (DIS) eingezeichnet. Das rechte Bild zeigt den Wirkungsquerschnitt für Antineutrino CC Wechselwirkungen. Die Punkte sind Messwerte mit ihren Fehlern (vgl. [15]).

Es zeigt sich, dass der Wirkungsquerschnitt der Antineutrinos unter dem der Neutrinos liegt. Zudem wird deutlich, dass jeder Prozess in einem anderen Energiebereich dominiert. Vergleicht man den Wirkungsquerschnitt von Tauneutrinos mit denen von Myonneutrinos zeigt sich ein Verhalten wie in Abb. 9. Bei hohen Energien nähern sich die Wirkungsquerschnitte einem gemeinsamen Wert an, während bei niedrigen Energien

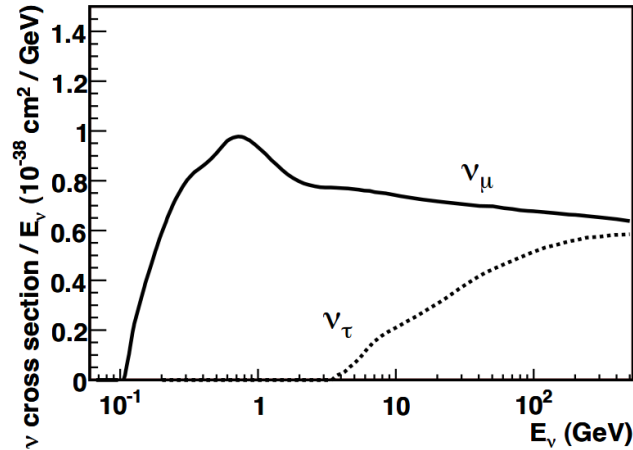


Abbildung 9: Diese Abbildung zeigt den Vergleich der Wirkungsquerschnitte zwischen  $\nu_\mu$  CC und  $\nu_\tau$  CC. Durch die hohe Masse des Taus ergibt sich eine Grenze von  $< 3$  GeV, unter der ein Tau CC Ereignis nicht stattfinden wird (Aus [15]).

der Wirkungsquerschnitt der Tauneutrinos deutlich geringer ist. Dies ist vor allem der hohen Ruhemasse des Taus geschuldet. (siehe [15])

### 3 ORCA

Der ORCA (=Oscillation Research with Cosmics in the Abyss) Detektor ist ein Wasser-Cherenkov-Detektor im Mittelmeer 40 km von Toulon (Frankreich) entfernt. Das Hauptziel von ORCA ist die Bestimmung der Neutrinomassenhierarchie. Momentan ist ORCA noch in Bau und soll im Jahr 2020 fertiggestellt werden.

#### 3.1 Aufbau

ORCA befindet sich in einer Tiefe von 2450 m um den Untergrund an Myonen, die zum Detektor gelangen und Licht erzeugen, zu verringern. Nach der Fertigstellung soll der Detektor aus 115 Strings, die jeweils einen Abstand von 20 m haben, bestehen. Jeder String besteht aus 18 digitalen optischen Modulen (DOM). Die einzelnen DOMs in einem String haben einen Abstand von 9 m und beginnen ca. 40 m über dem Seeboden. Ein DOM besteht jeweils aus 31 Photomultipliern (PMTs) und der Ausleseelektronik. Das beschriebene Layout entspricht der Grundlage des Simulationslayouts des Detektors. Der Detektor ist in Abb. 10 dargestellt. Dabei ist ein String vergrößert aufgezeichnet. (vgl. [4])

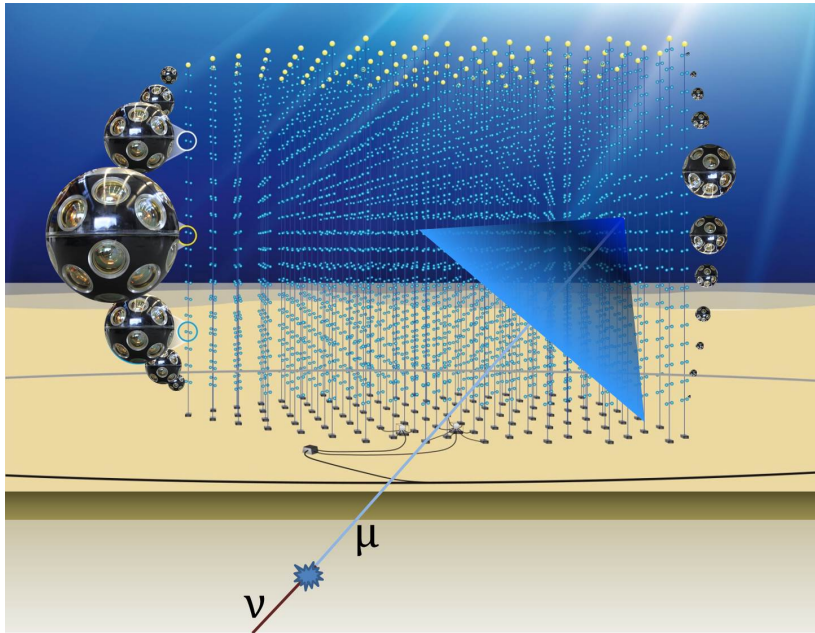


Abbildung 10: Das Bild zeigt den Aufbau von ORCA. Dabei ist auf dem Bild ein String mit seinen DOMS zusehen. Zusätzlich ist die Reaktion eines Myoneneutrinos eingezeichnet. Dieses erzeugt ein Myon vor dem Detektor. Das Myon läuft danach durch den Detektor und erzeugt dort Licht durch Cherenkovstrahlung (großer Kegel im Bild, siehe dazu auch Funktionsweise von ORCA im nächsten Kapitel). Vgl. [16]

### 3.2 Funktionsweise

Da Neutrinos nur über die schwache Wechselwirkung wechselwirken, wird ein großes Detektorvolumen benötigt. Eine Wechselwirkung hat dann die folgende Form:



Wobei X das getroffene Teilchen (z.B. Sauerstoff), l ein Lepton und H hadronische Teilchen sind (siehe auch Abb. 12 als Beispiel für einen  $\nu_\tau$  CC). Das Lepton wie auch der hadronische Schauer haben aus der Wechselwirkung hohe Energien (Energie von atmosphärischen Neutrinos  $> 1$  GeV), sodass sich die Teilchen schneller bewegen als die Lichtgeschwindigkeit im Medium  $c_m$ . Die Lichtgeschwindigkeit des Mediums ist abhängig vom Brechungsindex n des Mediums. Für die Lichtgeschwindigkeit im Medium gilt

$$c_m = \frac{c}{n}. \quad (26)$$

Wenn nun ein geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit v durch dieses Medium fliegt, erzeugt es kurzzeitig eine Änderung des Dipolmoments im Medium. Dadurch wird eine

elektromagnetische Welle abgestrahlt. Wenn die Geschwindigkeit  $v$  des Teilchens kleiner als die Lichtgeschwindigkeit im Medium ist, kommt es zu destruktiver Interferenz. Wenn aber  $v > c_m$ , dann kommt es zu konstruktiver Interferenz und es entsteht eine Wellenfront in Form eines Kegels mit dem Öffnungswinkel  $\theta_C$ . Es gilt

$$\cos(\theta_C) = \frac{c}{v \cdot n}. \quad (27)$$

Der Winkel wird umso größer je größer der Brechungsindex wird (vgl. [6]). Abb. 11 zeigt die Ausbildung eines Lichtkegels.

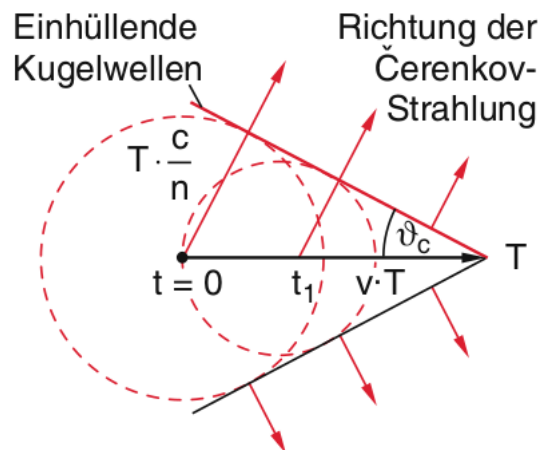


Abbildung 11: Veranschaulichung des Cherenkov Effekts. Ein Teilchen breitet sich mit der Geschwindigkeit  $v > c_m$  aus. Dabei kommt es zu einer Überlagerung von elektromagnetischen Wellen, die als Cherenkovstrahlung sichtbar werden (Vgl. [6]).

Da sich ORCA im Wasser befindet kann man den Brechungsindex von Wasser  $n \approx 1.33$  verwenden. Wenn man nun davon ausgeht, dass sich die Teilchen ungefähr mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegen, erhält man einen Winkel von  $\theta_C \approx 41^\circ$ . Dieses Licht wird dann mithilfe der PMTs gemessen. Mit dem detektierten Licht lassen sich dann die Teilchen rekonstruieren (siehe [4]).

### 3.3 Ereignissignaturen im Detektor

Myonen haben eine Lebensdauer von  $2.2 \cdot 10^{-6}$  s, diese ist ca.  $7 \cdot 10^6$  mal größer, als die des Taus. Durch die hohe Lebensdauer ist es dem Myon möglich eine weite Strecke im Detektor zurückzulegen. Dabei emittiert das Myon dauerhaft Cherenkovlicht. Dieses Licht wird gemessen und damit kann die Strecke als auch die Energie des Myon rekonstruiert werden. Ein Elektron wird im Gegensatz zum Myon durch seine hohen Bremsstrahlungsverluste keine messbare Strecke zurücklegen (Interaktionslänge ca. 36 cm). Die

hadronischen Teilchen zeigen auch keine messbaren Spuren, diese sind vor allem durch Teilchenzerfälle dominiert. Somit erzeugen Myonen eine einzigartige Signatur, die sie gut von anderen Teilchen unterscheidbar macht. Die Myonen werden aufgrund ihrer Spur auch als 'spurartig' bezeichnet, während Elektronen als 'schauerartig' bezeichnet werden, weil durch die Photonen der Bremsstrahlung mithilfe von Paarbildung weitere Elektronen und Positronen erzeugt werden. Es entsteht dabei ein elektromagnetische Schauer. Bei hadronischen Teilchen kommt es auch zu Schauern, weswegen diese auch als Schauerartig bezeichnet werden. Myonen die aus hadronischen Zerfällen entstehen, erzeugen nur in sehr seltenen Fällen nachweisbare Spuren. Eine genau Untersuchung ist in [4] zu finden.

## 4 Untersuchung von Neutrinoereignissen auf Basis von Daten aus Monte Carlo Simulationen

Zur Untersuchung werde Ereignisse im ORCA Detektor simuliert. Zur Simulation der Ereignisse wurde der gSeaGEN Ereignisgenerator (Version 3.1) verwendet (siehe [17]) der auf dem GENIE (=Generates Events for Neutrino Interaction Experiments) Ereignisgenerator basiert (siehe [18]). Dabei werden Ereignisse simuliert, unter Berücksichtigung des Wirkungsquerschnittes und Neutrinoflusses. In den erzeugten Daten stehen die Energie, der Impuls die Teilchenart und weiter Informationen zum einlaufenden Neutrino, als auch zu allen entstehenden Teilchen einer Reaktion. Die Daten liegen auf einem Server in einem Rechenzentrum in Lyon. Der Dateipfad lautet: `benutzername@ccage.in2p3.fr:/sps/km3net/users/galata/orca/mc/prod/orca115/gSeaGen/bartol/tauCC/`. Es wird nun versucht aus diesen Variablen Größen zu konstruieren, die eine Unterscheidung zwischen den unterschiedlichen Neutrino Flavours ermöglichen. Ziel ist es eine möglichst hohe Reinheit (hohe Menge an  $\nu_\tau$  CC gegenüber einer sehr kleinen Menge NC,  $\nu_\mu$  CC und  $\nu_e$  CC) an  $\nu_\tau$  CC Ereignissen zu erhalten und gleichzeitig hohe Raten zu bekommen. Im Folgenden werden Histogramme aufgezeichnet, wobei die Anzahlen unterschiedliche Raten angeben. Die erste Variante ist, dass alle Ereignisse pro Jahr im Detektor angegeben werden, wobei die Oszillation beachtet wird. Das Gewicht eines Ereignisses  $W(\nu_\beta)$  im Histogramm berechnet sich über:

$$W(\nu_\beta) = (gw) * (P(\nu_e \rightarrow \nu_\beta) \cdot flux(\nu_e) + P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\beta) \cdot flux(\nu_\mu)) \quad (28)$$

$\nu_\beta$  kann dabei ein beliebiges Neutrino flavour sein. Das Energiespektrum der simulierten Daten entspricht einem  $E^{-1}$  Spektrum, um dies zu korrigieren, wird der Faktor  $gw$  benötigt.  $P(\nu_e \rightarrow \nu_\beta)$  ist die Übergangswahrscheinlichkeit von  $\nu_e$  in  $\nu_\beta$  und  $flux(\nu_e)$ ,  $flux(\nu_\mu)$  ist der Fluss der  $\nu_e$  bzw.  $\nu_\mu$  nach Honda (siehe [19]). Dabei wurden Daten aus dem Jahr 2014 verwendet. Für die Raten von NC Ereignissen wurden die Daten von  $\nu_e$  NC verwendet. Diese Daten wurden dann mit Gleichung (28) gewichtet, wobei die Übergangswahrscheinlichkeiten in ein bestimmtes Flavour weggelassen wurde. Damit ergibt sich die gesamte NC Rate. Neben den jährlichen Ereignisraten sind öfter normierte Raten aufgetragen. Dabei werden alle Einträge des Histogramms so normierte, dass jedes

Bin im Histogramm durch die gesamte Anzahl der Einträge geteilt wird. Zuletzt gibt es noch einige Diagramme bei denen die Ereignisse ohne Oszillation berechnet wurden, nur mit dem gewichteten Fluss. Sollte dies der Fall sein wird darauf explizit hingewiesen, das es sich bei den Raten um Ereignisse ohne Oszillation handelt.

Das Feynman Diagramm einer  $\nu_\tau$  CC Wechselwirkung ist in Abb. 12 dargestellt. Diese Abbildung führt einige Begriffe ein, die im folgenden häufiger Anwendung finden. Zudem soll an dieser Stelle darauf aufmerksam gemacht werden, dass im folgenden mit  $\nu_\tau$  CC und allen anderen Neutrino Wechselwirkungen auch immer die Antiteilchen Wechselwirkung gemeint, ist also beispielsweise  $\bar{\nu}_\tau$  CC.

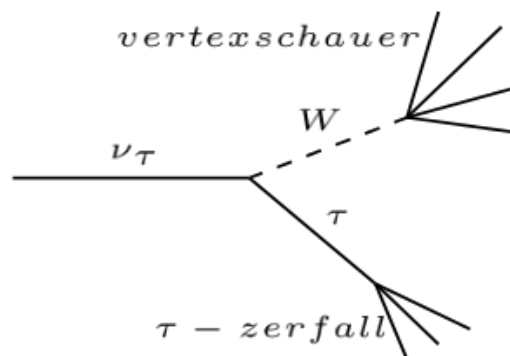


Abbildung 12: Die Abbildung zeigt das grundlegende Aussehen eines  $\nu_\tau$  CC Ereignisses. Das Neutrino erzeugt einen hadronischen Vertexschauer und ein Tau. Das Tau zerfällt danach weiter. Dabei können sowohl hadronenische Schauer, als auch Leptonen entstehen. Beim hadronischen Schauer entsteht immer auch ein  $\nu_\tau$ .

Die folgenden Graphen sind alle auf Basis der simulierten Daten, der Monte Carlo Simulation angefertigt worden.

#### 4.1 Simulierte Neutrinoraten für ORCA

ORCA hat in der Simulation ein Detektorvolumen von ca. 14 Mt. In der Simulation wurde mit einem größeren instrumentierten Volumen gearbeitet. Die genauen Raten der im Detektor simulierten Ereignisse von  $\nu_\tau$  und  $\bar{\nu}_\tau$  CC gegenüber allen anderen Neutrinoereignissen sind in Abb. 13 dargestellt. Im Bild sieht man die Anzahl der Ereignisse pro Jahr, in Abhängigkeit von der Energie und ihrer Richtung. Durch die Neutrinooszillation entsteht eine Abhängigkeit der Flavours von der Strecke L (Strecke Atmosphäre bis Detektor) und von der Energie des Neutrinos (siehe Gl. (4)). Es zeigt sich, dass die Simulation des  $\nu_\tau$  gut mit den theoretischen Kurven aus Abb. 6 übereinstimmt. Das keine Werte bei Energien  $< 3.4$  GeV gemessen werden liegt daran, dass die Daten erst ab einer Energie von 3.4 GeV bei  $\nu_\tau$  CC beginnen. Dies ist jedoch sinnvoll, weil der Wirkungsquerschnitt

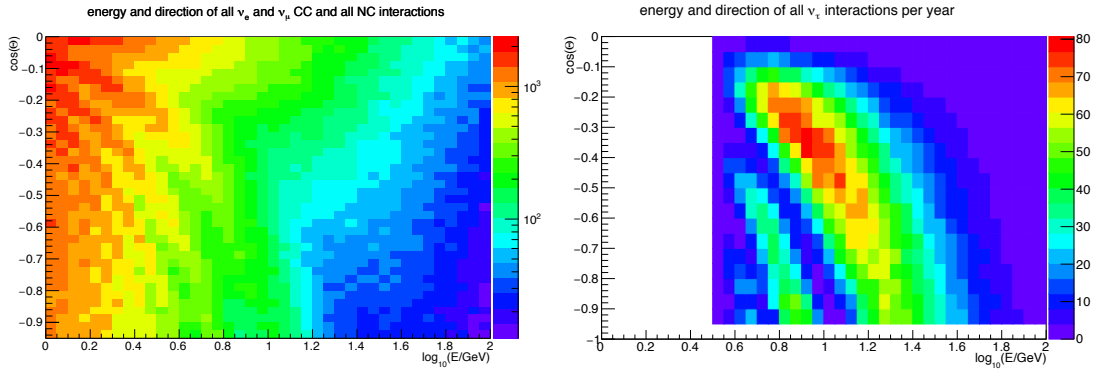


Abbildung 13: Das linke Bild zeigt alle  $\nu_\mu$  und  $\nu_e$  CC Ereignisse (auch der Antiteilchen) und alle NC Ereignisse. Das rechte Bild zeigt alle  $\nu_\tau$  und  $\bar{\nu}_\tau$  Ereignisse im Detektor. Dabei zeigt die Farbskala in beiden Bildern die Anzahl der Ereignisse pro Jahr an. Die x-Achse gibt die Neutrinoenergie an. Die y-Achse gibt den Kosinus des Winkels zwischen Zenit und einlaufendem Neutrino.

von  $\nu_\tau$  CC unter 3.4 GeV gegen Null geht. Es zeigt sich, dass der Untergrund (alle Ereignisse außer  $\nu_\tau$  und  $\bar{\nu}_\tau$  CC) eine deutlich höhere Rate hat (Skala geht bis zu 4000 während es bei  $\nu_\tau$  nur bis 80 geht), als die der Tauneutrinos. Dies verdeutlicht das Problem, dass man ein sehr kleines Signal aus einem sehr großen Untergrund herausfiltern muss. Zudem werden hier nur Ereignisse betrachtet, die als nach oben gehend gelten. Ein Ereignis gilt als nach oben laufend, wenn der Winkel  $\Theta$  zwischen Zenit und der zurückgelegten Strecke des Neutrinos  $> 90^\circ$  ist. Es werden nur nach oben gehende Ereignisse angeschaut, weil bei nach unten gehenden Ereignissen ( $\Theta < 90^\circ$ ) die zurückgelegten Strecken  $L$  so kurz sind, dass eine Oszillation in  $\nu_\tau$  kaum beobachtet wird.

#### 4.2 Energievergleich zwischen Myon aus $\nu_\mu$ CC und aus einem Tau-Zerfall aus $\nu_\tau$ CC

Bei einer  $\nu_\tau$  CC Wechselwirkung entsteht im Gegensatz zur  $\nu_e$  CC und  $\nu_\mu$  CC Wechselwirkung ein Lepton, das sofort ( $10^{-13}$  s) zerfällt. Die Zerfallskanäle des Taus sind zu ca. 35 % Leptonisch (siehe auch Tabelle 3). Das heißt aus einem Tau-Lepton kann mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 17 % entweder ein Elektron oder ein Myon entstehen. Der  $\nu_\tau$  CC kann somit einen  $\nu_\mu$  CC oder einen  $\nu_e$  CC nachahmen. Der einzige Unterschied vom  $\nu_\tau$  CC zum  $\nu_\mu$  oder  $\nu_e$  CC ist, dass beim  $\nu_\tau$  CC zwei Neutrinos entstehen. Diese sind jedoch nicht nachweisbar und somit entsteht beim Tau-Zerfall nur ein sichtbares Myon oder Elektron und der  $\nu_\tau$  CC sieht damit aus wie ein  $\nu_\mu$  oder  $\nu_e$  CC. Es gibt Detektoren mit einer sehr hohen Auflösung, die gerade beide Vertices des Taus räumlich detektieren können wie z.B. OPERA (siehe [2]). Dies ist mit ORCA jedoch nicht möglich. Bei einem  $\nu_\tau$  CC sollte durch das Entstehen von zwei Neutrinos die Energie des Myons (Elektrons) geringer sein als für das Myon (Elektron) bei einem  $\nu_\mu$  ( $\nu_e$ ) CC. Das Verhältnis der

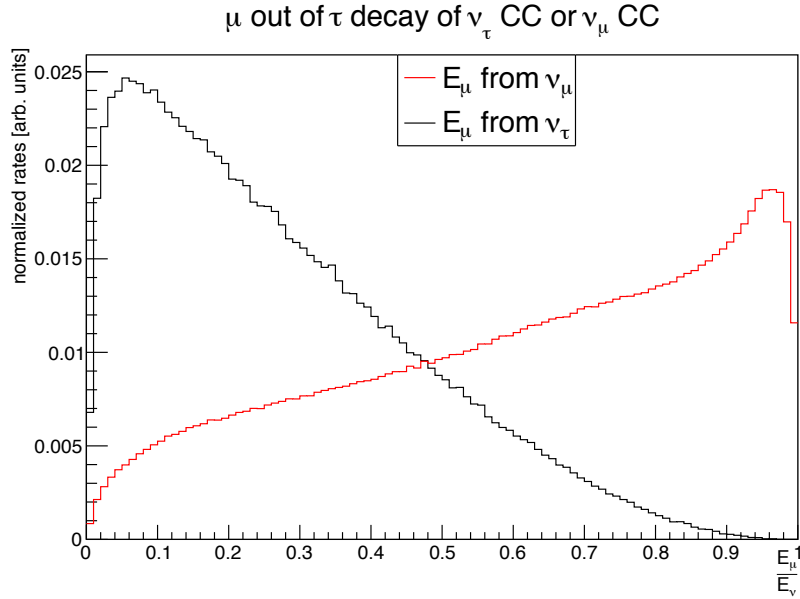


Abbildung 14: In diese Abbildung ist das Verhältnis von  $\frac{\text{Energie eines Myons}}{\text{Energie des Neutrinos}}$  auf der x-Achse aufgetragen. Die schwarze Linie entspricht Myonen aus  $\nu_\tau$  CC Wechselwirkungen, wobei das Tau in ein Myon zerfallen ist. Die rote Linie entspricht Myonen aus einer  $\nu_\mu$  CC Wechselwirkung. Auf der y-Achse wurden Raten aufgetragen, die sich durch Normierung der Histogramme ergeben.

Energie des Myons im Vergleich zur Energie des einlaufenden Neutrinos ist in Abb. 14 dargestellt. Dabei sind die Größen normiert aufgetragen, um diese besser vergleichen zu können. In diesem Graphen wird deutlich, dass die Myonenergie von einem  $\nu_\tau$  CC im Vergleich zur Myon Energie aus einem  $\nu_\mu$  CC wesentlich geringer ist. Der Mittelwert von  $\nu_\tau$  CC liegt bei ca. 0.27, während der Mittelwert vom  $\nu_\mu$  CC bei ca. 0.61 liegt. Die beiden Neutrinos, die durch den Tau-Zerfall entstehen nehmen also einen großen Teil der Energie auf. Gleichzeitig wird jedoch auch ersichtlich, dass durch die breite Verteilung der Histogramme eine Unterscheidung zwischen den beiden Zerfallskanälen nur schwer möglich ist. Wenn man davon ausgeht, dass alle Myonneutrinos als spurartige Ereignisse identifiziert werden können, kann man durch Ausschluss dieser Ereignisart den Untergrund um ein wesentliches Verringern. Dies liegt daran, dass das  $\nu_\tau$  nur 17% Signal verliert, während man 100% der  $\nu_\mu$  CC (die einen großen Teil des Untergrunds liefern, weil es mehr  $\nu_\mu$  als  $\nu_e$  gibt) Ereignisse ausschließen kann.

### 4.3 Energieanalyse eine hadronischen Tau-Zerfalls

Nachdem gerade der leptonic Zerfall des Taus genauer angesehen wurde, ist es auch interessant sich einmal die Energieaufspaltung in einem hadronischen Zerfall anzuschau-



en. Dazu wurde ein Energiebereich des  $\nu_\tau$  zwischen 15 GeV und 17 GeV gewählt. Dabei zeigt sich das Verhalten von Abb. 15. Hier wurde auf die x-Achse die Energie aufgetragen. Das Tau-Lepton hat mindestens eine Energie von 2 GeV und es zeigt sich, dass es

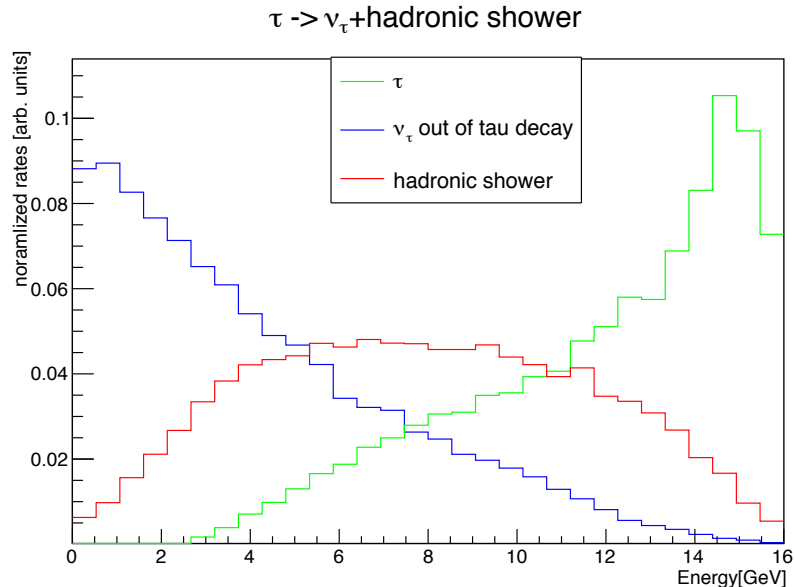


Abbildung 15: In dieser Abbildung sind die Energieaufteilungen eines  $\nu_\tau$  CC für den hadronischen Tau-Zerfall zu sehen. Dabei wurde die Energie des Taus aus einem Tauneutrino, welches eine Energie um 16 GeV besitzt, aufgezeichnet. Zusätzlich wurden die Energien des Tauneutrinos und des hadronischen Schauers aus dem Tau-Zerfall aufgetragen. Auf der x-Achse ist die Energie des jeweiligen Ereignisses. Auf der y-Achse sind die normierten Raten aufgetragen.

sein Maximum annähernd bei der Energie des Neutrinos hat. Der Mittelwert der Energie vom Tau liegt bei 11.9 GeV. Das Tau nimmt im Mittel also mehr als die Hälfte der Energie des Neutrinos auf, während nur ein kleiner Teil in den Vertexschauer geht. Die Energien der hadronischen Teilchen aus dem Tau-Zerfall sind im Mittel bei 7.88 GeV und damit größer als die des entstehenden Neutrinos die im Mittel bei 4.21 GeV liegt. Das Tau gibt also den größeren Teil seiner Energie an die Hadronen ab. Das Neutrino erhält nur selten mehr als die Hälfte der Energie.

#### 4.4 Die Abweichung des Tau-Zerfalls von der Richtung des einlaufenden Neutrinos

Die Menge an Tauneutrinos ist stark abhängig von der Oszillation aus anderen Neutrino-flavours. Da diese Neutrinos aus der Atmosphäre stammen, haben diese verschiedene Abstände vom Entstehungspunkt bis zum Detektor. Dadurch entstehen je nach Rich-

tung unterschiedliche Oszillationswahrscheinlichkeiten. Es wäre also gut die Richtung des Neutrinos rekonstruieren zu können, da je nach Richtung es sich wahrscheinlicher um ein Tauneutrino handelt (siehe auch Abb. 13).

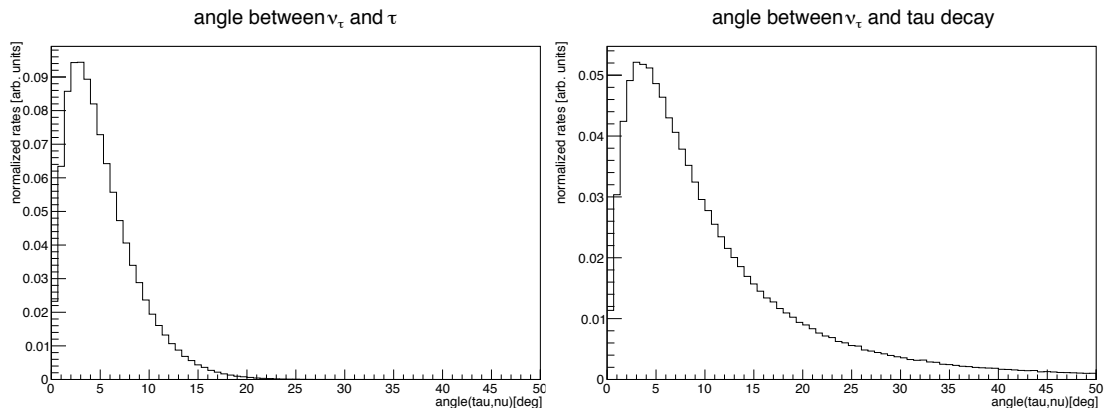


Abbildung 16: Auf der x-Achse ist der Winkel eingezeichnet, auf der y-Achse die normierten Raten. Es wurde keine Einschränkung auf den Energiebereich vorgenommen. Im linken Bild ist der Winkel zwischen dem Impuls des einfallenden Neutrinos zum Impuls des entstehenden Taus aufgezeichnet. Das rechte Bild zeigt den Winkel zwischen dem Impuls des einfallenden Neutrinos zum Impuls des Schwerpunktes aller sichtbaren Teilchen aus dem Tau-Zerfall.

In Abb. 16 (links) ist der Winkel vom Impuls des Neutrinos gegenüber dem Impuls des Taus aufgetragen. Es zeigt sich, dass das Tau im Mittel nur um ca.  $5^\circ$  von der Richtung des Neutrinos abweicht. Das Tau ist jedoch nicht messbar. Durch den Zerfall des Taus entstehen weitere Teilchen, darunter auch nicht sichtbare Neutrinos. Wenn aus den sichtbaren Teilchen ein Schwerpunkt mit Impuls rekonstruiert wird, ergibt sich für den Winkel zwischen dem Impuls des einlaufenden Neutrinos und dem Impuls des Schwerpunktes das Histogramm aus Abb. 16 (rechts). Es ist zu erkennen, dass die Abweichung ansteigt und im Mittel bei ca.  $10^\circ$  liegt. Es ist immer noch möglich aufgrund der Teilchen aus dem Tau-Zerfall die Richtung des einlaufenden Neutrinos annähernd zu rekonstruieren.

#### 4.5 Winkelanalyse der $\nu_\tau$ CC Wechselwirkung

Zuerst wird der Winkel zwischen dem Vertexschauer und dem Tau-Zerfall betrachtet. Die Richtung des Vertexschauers entspricht der Impulsrichtung des  $W^\pm$  Bosons, die sich wie folgt berechnet lässt  $\vec{p}_{vertex} = \vec{p}_{\nu_\tau} - \vec{p}_\tau$ . Wobei  $\vec{p}_{\nu_\tau}$  der Impuls des einfallenden Tauneutrinos ist und  $\vec{p}_\tau$  der Impuls des entstehenden Taus. Die Richtung des Tau-Zerfalls entspricht der Impulsrichtung  $\vec{p}_{zerfall} = \vec{p}_\tau - \sum_i \vec{p}_{\nu,i}$ . Dabei stehen die Impulse  $\vec{p}_{\nu,i}$  für alle Neutrinos, die durch den Tau-Zerfall entstanden sind. Dieser Winkel ist in Abb. 17 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass für niedrige Neutrinoenergien ( $< 15$  GeV), die

Winkel deutlich größer (im Mittel  $34.3^\circ$ ) sind als für hohe Neutrinoenergien ( $> 15 \text{ GeV}$ ), bei denen sich ein mittlerer Winkel von ca.  $21.7^\circ$  ergibt. Durch die Impulserhaltung sind die Impulse der Teilchen aus dem Vertexschauer und dem Tau-Zerfall in die Richtung des Neutrinos ausgerichtet. Hat das Neutrino weniger Energie, so ist das System nicht so sehr in eine Richtung geboostet, die Winkel können also größer werden.

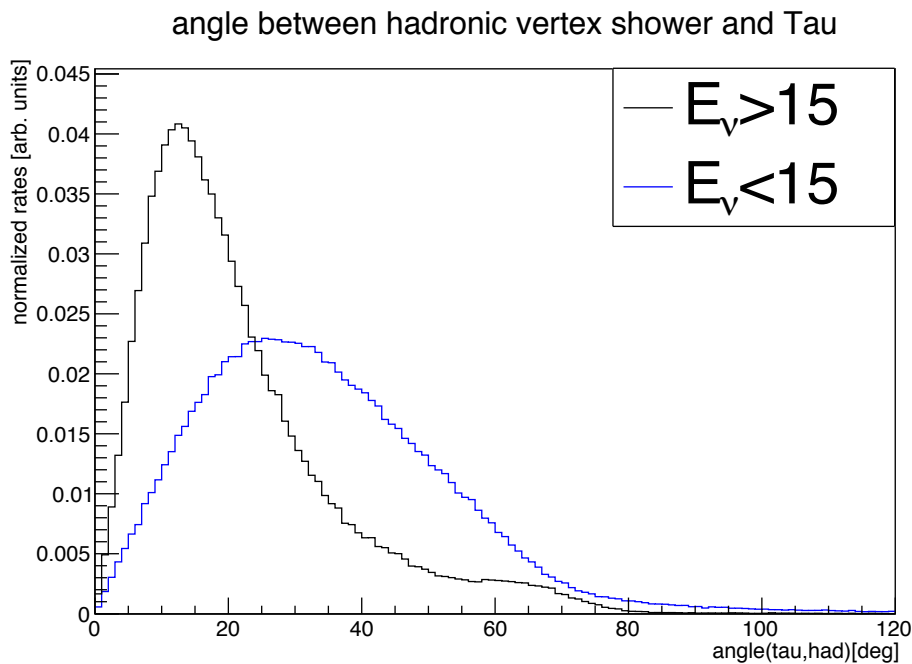


Abbildung 17: In dieser Abbildung ist der Winkel zwischen dem Vertexschauer und dem Schauer des Tau-Zerfalls eingezeichnet. Der Winkel ist auf der x-Achse aufgetragen. Die y-Achse entspricht einer normierten Rate. In der Abbildung wurde zwischen Ereignissen mit hohen Neutrinoenergien  $E > 15 \text{ GeV}$  und niedrigen Neutrinoenergien  $E < 15 \text{ GeV}$  unterschieden.

Nachdem der Winkel zwischen den Vertexschauer und dem Tau-Zerfall genauer betrachtet wurden, soll nun die maximale Abweichung von der mittleren Schauerichtung betrachtet werden. Dazu wird aus dem Vertexschauer das Teilchen herausgesucht, das den größten Winkel zum Impuls des Schwerpunktes des Schauers hat. Der Impuls des Schwerpunktes wird gerade als Impuls des  $W^\pm$  Bosons angenommen. Für die Teilchen des Tau-Zerfalls wird als Schwerpunkt der Impuls verwendet, der auch in Abb. 17 als Schwerpunktrichtung des Tau-Zerfalls angenommen wurde. Zu diesem Impuls wurde wieder der am weitesten abweichende Winkel genommen. Der Graph dazu ist in Abb. 18 gezeigt.

In der Abbildung sind deutliche Unterschiede zwischen dem hadronischen Vertexschauer und dem hadronischen Schauer aus dem Tau-Zerfall erkennbar. Der Vertexschauer hat einen Winkelbereich von 0 bis 180 Grad, und deckt damit den vollen Raum ab. Dies sorgt

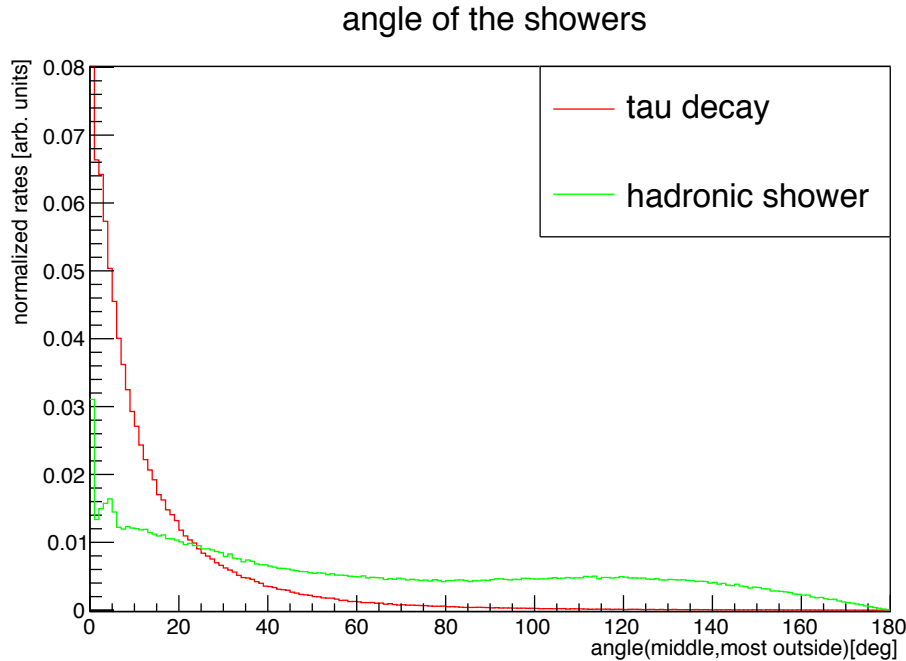


Abbildung 18: Auf der x-Achse ist der Winkel aufgetragen und auf der y-Achse ist die normierte Rate der Ereignisse aufgetragen. Diese Abbildung zeigt den Winkel zwischen dem Impuls vom Schwerpunkt des Vertexschauers oder Tauzerfall zum Impuls des Teilchens aus diesem Schauer, das den größten Winkel zu diesem Schwerpunkt hat. Es zeigt also, wie sehr die Teilchen eines Schauers maximal von der Impulsrichtung des Schwerpunkts abweichen. Hier wurde der gesamte Energiebereich betrachtet.

dafür, dass hadronische Ereignisse kugelförmig wirken können, da Teilchen in alle Richtungen emittiert werden können. Die Teilchen aus dem Tau-Zerfall haben im Mittel einen Winkel von  $13.4^\circ$ . Zum einen liegt das am leptonicen Zerfallskanal, dieser hat per Definition den Winkel 0, weil kein weiteres sichtbares Teilchen im Schauer ist. Der hadronische Zerfallskanal des Tau-Zerfalls erzeugt jedoch auch nur selten Winkel über 30 Grad. Dies kann daran liegen, dass das Tau eine gewisse Energie hat, allein schon durch die hohe Ruhemasse. Durch die hohe Energie sind die Teilchen zwangsläufig in die Richtung des Taus geboostet. Die Winkel aus dem hadronischen Schauer aus dem Tau-Zerfall helfen nicht bei der Unterscheidung zwischen  $\nu_\tau$  CC und anderen Wechselwirkungen, weil man mit dem Detektor keine Möglichkeit hat den hadronischen Schauer vom Tau-Zerfall vom Vertexschauer zu unterscheiden, auch wenn der Winkel des Schauers aus dem Tau-Zerfall eine einzigartige Signatur ist. Ein Problem dieser Abbildung ist, dass die Energie der Teilchen nicht mit in die Richtung einfließt. Die Teilchen, die sehr stark vom Schwerpunkt abweichen, haben meistens auch sehr kleine Energien (sonst würde der Schwerpunkt nicht so stark abweichen). Betrachtet man die Winkel zwischen

den Schwerpunktimpulsen (die gleichen wie bei vorherigen Graphen) und den Impulsen vom höchstenergetischsten Teilchen des Schauers, sollten diese im Gegensatz zu den stark abweichenden Teilchen gut messbar sein, weil sie eine hohe Energie haben. Diese Teilchen dürfen jedoch keine Neutrinos sein. Zusätzlich ist noch der Winkel der Richtungen zwischen den beiden höchstenergetischen Teilchen der Schauer aufgetragen, um zu überprüfen, inwieweit diese voneinander separiert sind. Dies ist in Abb. 19 aufgetragen.

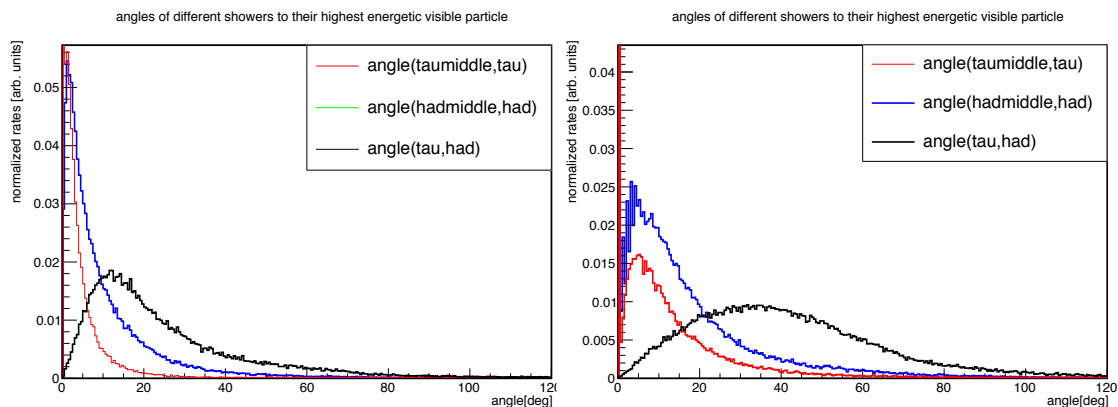


Abbildung 19: Die Achsenbeschriftungen stimmen mit denen aus Abb. 17 überein. Beim linken Bild sind alle Ereignisse mit Neutrinoenergien über 15 GeV bei rechten Bild alle Ereignisse mit Neutrinoenergien unter 15 GeV aufgetragen. Die beiden Abbildungen zeigen den Winkel zwischen Impuls des Schwerpunktes des jeweiligen Schauers zum Impuls des energiereichsten Teilchens des Schauers. Zudem ist der Winkel zwischen den beiden energiereichsten Teilchen aus den jeweiligen Schauern zu sehen. (had/taumittel=Schwerpunkt des jeweiligen Schauers, tau/had=Energiereichstes Teilchen des jeweiligen Schauers).

Es ist deutlich zusehen, dass bei hohen Energien der Schwerpunkt des Schauers gut mit dem jeweiligen Impuls des höchstenergetischen Teilchens zusammenpasst. Gleichzeitig ist zwischen dem Winkel der höchstenergetischsten Teilchen dieselbe Entwicklung der Winkel wie in Abb. 17 zu beobachten, weil die höchstenergetischen Teilchen fast mit der Impulsrichtung der Schwerpunkte übereinstimmen. Der Peak des Schauers aus dem Tau-Zerfall bei  $0^\circ$  liegt gerade den leptonischen Zerfällen zugrunde, da in diesem Fall das höchstenergetischste Teilchen das geladene Lepton ist und das ist dann das einzige sichtbare Teilchen aus dem Tau-Zerfall. Als nächstes soll betrachtet werden, ob sich die unterschiedlichen Zerfallskanäle des Tau-Zerfalls vom Winkel unterscheiden. Dabei wurden die gleichen Winkel wie in Abbildung 17 verwendet. Es wurde zuerst eine Unterscheidung zwischen den hadronischen und leptonischen Zerfällen vorgenommen (siehe Abb. 20). In diesem Graphen wurde eine Energiebeschränkung zwischen 20 GeV und 30 GeV in der Neutrinoenergie vorgenommen. Diese Energie entspricht einem Oszillationsmaximum, es sind also sehr viele  $\nu_\tau$  CC Ereignisse zu erwarten. Zudem ist bei

Energien  $> 15$  GeV (siehe Abb. 17) eine Abflachung für hohe Winkel zusehen, die erst bei höheren Energien entsteht.

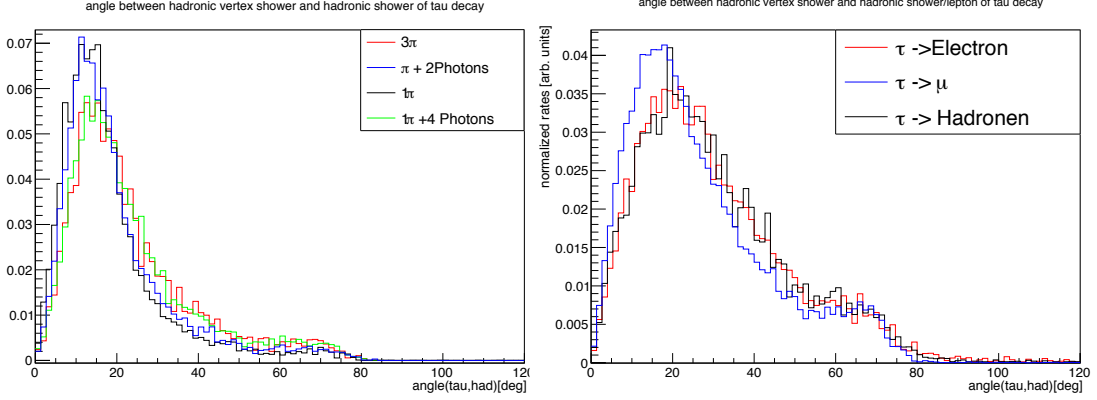


Abbildung 20: Die Achsenbeschriftungen sind wie in Abb. 17. Beide Abbildungen sind auf eine Energie zwischen 20 GeV und 30 GeV eingeschränkt. Im linken Bild sind die Bins doppelt so breit wie im rechten Bild. Dadurch ist die Skala im linken Bild doppelt so groß. Diese Abbildungen zeigt den Winkel zwischen dem Impuls des Schwerpunktes aller sichtbaren Teilchen aus dem Tau-Zerfall und dem Impuls des Schwerpunktes aus dem Vertexschauer. Dabei wurden im rechten Bild beiden leptonenischen Zerfallskanäle aufgetragen und der hadronischen Zerfallskanal. Im linken Bild wurden die häufigsten hadronischen Zerfallskanäle aufgetragen. Dabei steht der erste Punkt der Legende für einen Zerfall in  $\pi^\pm + \pi^\pm + \pi^\mp$ , der zweite Punkt in  $\pi^0 + \pi^\pm$ , der dritte Punkt in  $\pi^\pm$  und der vierte Punkt in  $\pi^\pm + 2\pi^0$ . Die  $\pi^0$  haben eine mittlere Lebensdauer von ca.  $10^{-16}$  s und zerfallen sofort in zwei Photonen (siehe [10]).

Es zeigt sich, dass der Zerfallskanal keine größeren Auswirkungen auf den Winkel hat. So ist für alle Zerfallskanäle der wahrscheinlichste Winkel im Bereich von  $20^\circ$ , bei einer Neutrinoenergie zwischen 20 GeV und 30 GeV. Die Schulter bei höheren Winkel ( $> 50^\circ$ ) stammt nicht von einem speziellen Zerfallskanal, und bietet somit keine Unterscheidungsmöglichkeit. Betrachtet man nun in einem Diagramm den direkten Vergleich zwischen einem Myonneutrino und einem Tauneutrino, so fällt auf, dass die Unterschiede sehr gering sind. In Abb. 21 ist der Winkel für eine sichtbare Energie zwischen 11 GeV und 13 GeV des Myon- und das Tauneutrinos aufgetragen. Sichtbare Energie  $E_{vis}$  ist wie folgte definiert:

$$E_{vis} = E_\nu^{in} - E_\nu^{out}. \quad (29)$$

$E_\nu^{in}$  ist die Energie des einlaufenden Neutrinos und  $E_\nu^{out}$  ist die Energie der entstehenden Neutrinos. Der Winkel folgt derselben Definition, wie der Winkel in Abb. 17. Es wurde eine sichtbare Energie gewählt, weil diese theoretisch Messbar ist. Dabei wurde ein kleiner

Energiebereich von der Größe 2 GeV verwendet, um den Winkel Energieunabhängig darzustellen. Für andere Energien ergibt sich ein ähnliche Bild.

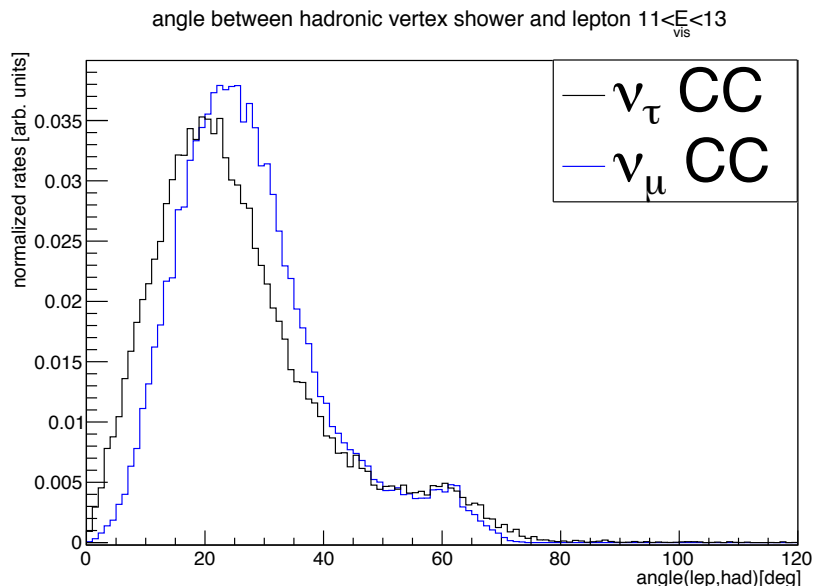


Abbildung 21: Die Achsenbeschriftung ist analog zu Abb. 17. Diese Abbildung zeigt den Winkel zwischen der mittleren Richtung des Vertexschauerer und der Richtung des Schwerpunktes des Schauers aus dem Tau-Zerfall oder dem Myon aus dem Myon neutrino. Für einen sichtbaren Energiebereich von 11 GeV bis 13 GeV.

Es ist deutlich zu sehen, dass die Winkel sich kaum unterscheiden. Die kleinen Unterschiede werden nur durch die sichtbare Energie hervorgerufen. So hat man bereits gesehen, dass höhere Neutrinoenergien kleineren Winkeln entsprechen. Nun kann bei einem Tauneutrino die Anfangsenergie deutlich höher sein solange die dabei entstehenden Neutrinos, die sichtbare Energie in einen Bereich zwischen 11 GeV und 13 GeV senken. Diese Winkeldifferenz ist jedoch so klein, dass es schwer wird dies als gute Separationsvariable in ORCA zu verwenden.

## 4.6 Sphärizität

Aus dem vorherigen Abschnitt wurde ersichtlich, dass der Winkel innerhalb eines Schauers zwischen den Teilchen von der Energie der Teilchen abhängt. Es wäre also sinnvoll eine Größe zu konstruieren, bei der jede Teilchenrichtung mit ihrer Energie gewichtet wird. Dazu kann die Sphärizität verwendet werden. Diese gibt an wie "rund" ein Ereignis ist. Ein Ereignis mit Teilchen in jede Richtung mit den gleichen Impulsen gilt als rund und die Sphärizität  $S$  ist maximal. Wenn nun ein Teilchen mit einem sehr großen Impuls  $\vec{p}_1$  in eine Richtung geht und alle anderen Teilchen einen kleineren Impuls ( $|\vec{p}_1| \gg |\vec{p}_i|$ )

mit  $i \neq 1$ ) in verschiedene Richtungen haben gilt dieses Ereignis als nicht rund und die Sphärizität wird klein. Die Sphärizität wurde schon erfolgreich als Variable in Superkamiokande zur Detektion von  $\nu_\tau$  verwendet (vgl. [20]). Für die Sphärizität muss zuerst der Tensor T (Energie-Impuls Tensor) berechnet werden:

$$T^{ab} = \frac{\sum_i p_i^a p_i^b}{\sum_i p_i^2}. \quad (30)$$

Wobei hier über die Impulse aller sichtbaren Teilchen summiert wird und a,b die kartesischen Koordinaten x,y und z durchlaufen. Durch Diagonalisieren des Tensors T werden 3 Eigenwerte  $\lambda_1, \lambda_2$  und  $\lambda_3$  erzeugt. Für die Eigenwerte gilt:

$$\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1 \quad \lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3. \quad (31)$$

Nun lässt sich die Sphärizität mithilfe der folgenden Formel berechnen:

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3) \quad 0 \leq S \leq 1 \quad (32)$$

Die Größe der Sphärizität ist nicht lorentzinvariant. Von einer Untersuchung im bewegten Bezugssystem wurde jedoch abgesehen werde, weil dabei deutlich größere Fehler entstehen.

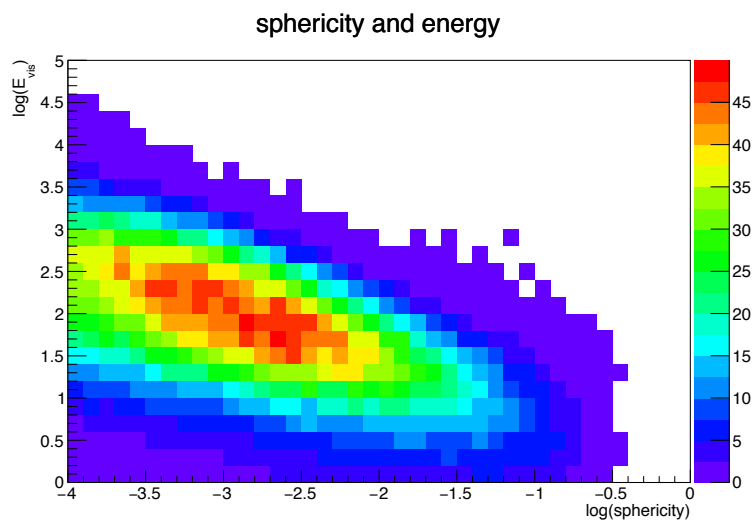


Abbildung 22: Auf der x-Achse ist die Sphärizität aufgetragen. Wobei Werte bei 0 runden Ereignissen entsprechen, während Ereignisse bei  $-4$  weniger runden Ereignissen entsprechen. Auf der y-Achse ist die sichtbare Energie in GeV aufgetragen. Diese folgt der Definition von Gleichung (29). Diese Abbildung zeigt die Energieabhängigkeit der Sphärizität. Beide Achsen sind logarithmisch aufgetragen. Auf der z-Achse sind die Ereignisse pro Jahr im Detektor aufgetragen.



Betrachtet man zuerst die Energieabhängigkeit der Sphärizität (siehe Abb. 22), so sinkt die Sphärizität mit steigender Energie.

Dies kann man sich dadurch klar machen, dass bei höheren Energien, auch die Teilchen mehr Energie bekommen, gleichzeitig aber auch mehr geboostet sind. Wenn man dies mit Abb. 17 vergleicht, so sieht man, dass bei höheren Energien die Winkel im Mittel kleiner werden, das heißt aber auch, dass dieses Ereignis weniger rund wirkt, was sich in einer Abnahme der Sphärizität niederschlägt. Um den Einfluss der Energie des Vertexschauers und des Schauers aus dem Tau-Zerfall auf die Sphärizität zu sehen, ist es sinnvoll, die Variable Bjorken-y zu verwenden. Bjorken-y ist wie folgt definiert:

$$y = \frac{E_{had}}{E_\nu} = \frac{E_\nu - E_{lep}}{E_\nu} = 1 - \frac{E_{lep}}{E_\nu}. \quad (33)$$

Hier ist  $E_{had}$  die Energie des Vertexschauers,  $E_\nu$  die Energie des einlaufenden Neutrinos und  $E_{lep}$  die Energie des entstandenen Leptons. Die Sphärizität und Bjorken-y ist in den Abb. 23 und 24 für verschiedene Neutrino-Flavours aufgetragen.

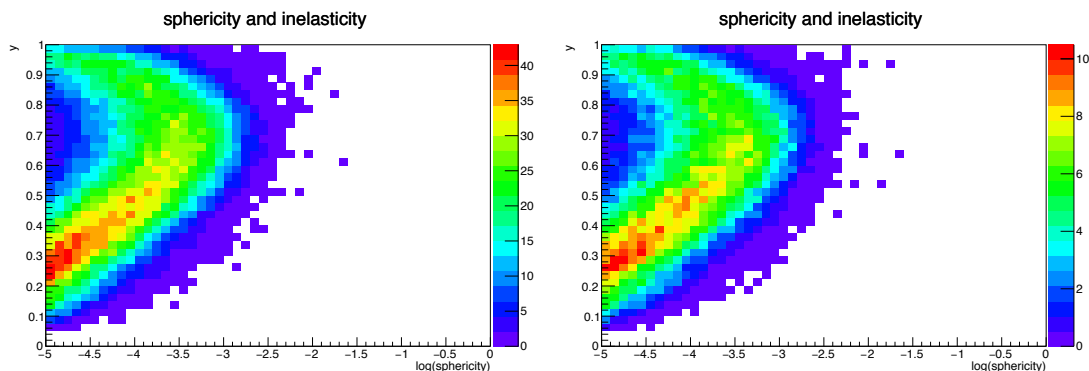


Abbildung 23: Auf der x-Achse ist die Sphärizität aufgetragen und auf der y-Achse die Inelastizität. Die z-Achse entspricht den Ereignissen pro Jahr, wobei keine Oszillation betrachtet wurden. Es wurde der Fluss der jeweiligen Neutrinos verwendet. Die Abbildung zeigt die Sphärizität von  $\nu_\mu$  CC (linkes Bild) und  $\nu_e$  CC (rechtes Bild) und deren Inelastizität  $y$ . In beiden Graphen ist die Energie auf eine sichtbare Energie zwischen 20 GeV bis 30 GeV eingeschränkt.

Die Energie dieser Plots beschränkt sich auf einen Bereich sichtbaren Energie zwischen 20 GeV und 30 GeV. Dies war notwendig, weil bei kleinen Energien sehr viel Energie in das Tau geht. Ein Tau benötigt sehr viel mehr Energie als ein Elektron oder Myon, dadurch ist die Inelastizität bei einem  $\nu_\tau$  CC bei geringen Energien ( $< 10$  GeV) sehr gering (im Bereich 0.1 bis 0.3). Dieses Verhalten ist auch in den Plots noch sichtbar. So ist Bjorken  $y$  beim  $\nu_\tau$  CC mehr zum Wert 0 verschoben, während  $\nu_e$  und  $\nu_\mu$  CC auch sehr große Werte ( $> 0.9$ ) in der Inelastizität beinhalten können. Der  $\nu_\tau$  CC hat mehr Ereignisse bei niedrigeren Bjorken  $y$  (ca. 0.25) im Vergleich zu  $\nu_\mu$  und  $\nu_e$  CC (bei ca.

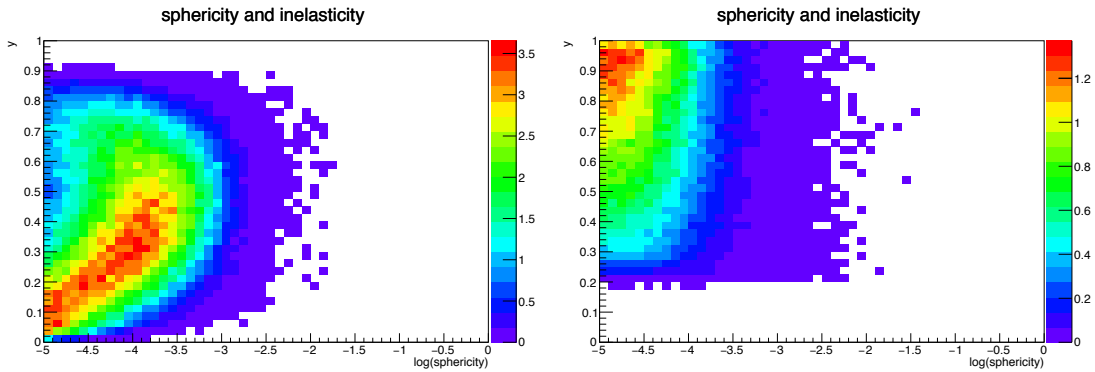


Abbildung 24: Die Achsenbeschriftungen sind analog zu Abb. 23. Der  $\nu_\tau$  CC ist im linken Bild zusehen und  $\nu_e$  NC ist im rechten Bild zusehen. Auf der z-Achse sind die Ereignisse pro Jahr ohne Oszillation aufgezeichnet. Für die  $\nu_\tau$  CC Ereignisse wurde ein  $\nu_e$  Fluss verwendet. In beiden Histogrammen ist die Energie auf eine sichtbare Energie zwischen 20 GeV bis 30 GeV eingeschränkt.

0.4) . Zusätzlich fällt auf, dass NC Ereignisse bei sehr hohen Bjorken  $y$  (0.7 bis 0.95) und niedrigeren Sphärizitäten ( $-5$  bis  $-4$ ) liegen, wobei zu beachten ist, dass Bjorken  $y$  sehr hoch sein muss. Bjorken  $y$  muss bei mindestens 0.2 sein, damit eine sichtbare Energie von 20 GeV erreicht werden kann. Da es aber deutlich weniger hochenergetische Neutrinos als niederenergetische Neutrinos gibt, ist der Verlauf in  $y$  Richtung auf das Energiespektrum der Neutrinos zurückzuführen. Trotzdem ist für diesen Bereich der sichtbaren Energie die Sphärizität geringer als bei  $\nu_\tau$  CC Wechselwirkungen (siehe dazu auch Abb. 31 (rechts)).

Wie gut die Sphärizität als Separationsvariable ist, erkennt man sehr gut in Abb. 25. In diesem Bild ist die Sphärizität für  $\nu_e$  und  $\nu_\tau$  CC und für NC Ereignisse aufgetragen. Die y-Achse entspricht der Anzahl der Ereignisse pro Jahr (rechtes Bild) im linken Bild ist es normiert aufgetragen um die Maxima zu verdeutlichen. Es lässt sich erkennen, dass das Maximum der Elektroneneutrinos bei einer Sphärizität von  $-4.5$  liegt und damit kleiner ist als das Maximum der Tau Neutrinos, das bei  $-3.5$  liegt. Das  $\nu_e$  CC kleinere Sphärizitäten hat liegt vor allem dran, dass bei diesem ein Lepton mit sehr hoher Energie erzeugt werden kann, während der Zerfall des Taus beim  $\nu_\tau$  CC durch die entstehenden Neutrinos im Durchschnitt weniger Energie hat und das Ereignis damit runder wirkt. Bei NC ist die Kurve bei hohen Sphärizitäten flacher, als bei den CC Ereignissen. Durch das nicht sichtbare Neutrino, gibt es eine Anzahl an Ereignissen, in dem der Vertexschauer nur sehr wenige Energie hat und diese sehr gleichmäßig verteilt ist. Damit sind sehr runde Ereignisse möglich, wenn sehr viel Energie in das Neutrino geht. Das Maximum der NC Ereignisse ist jedoch bei einer Sphärizität von  $-4$ . Die Separation in Zahlen zwischen den unterschiedlichen Ereignissen ist in Tabelle 4 zu sehen. Vor allem der  $\nu_e$  CC Untergrund kann verringert werden. Hier wurde zur Verdeutlichung der Größe auch

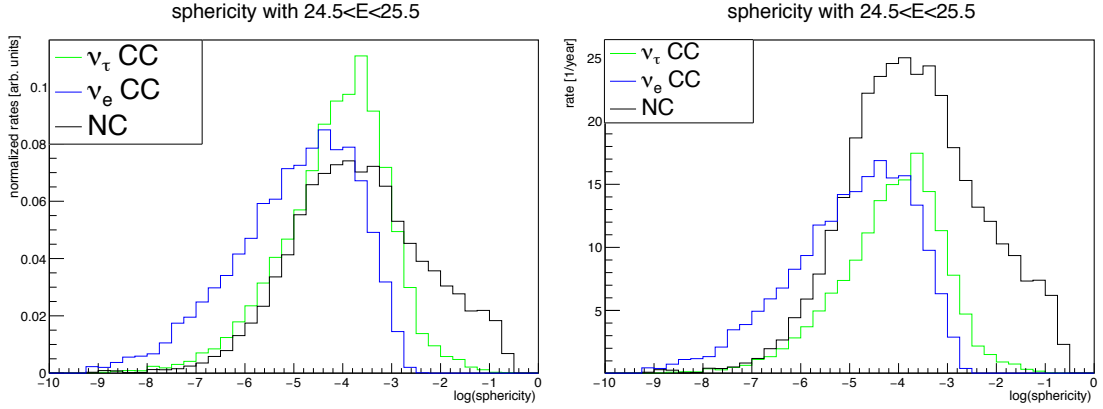


Abbildung 25: In dieser Abbildung ist die Sphärizität auf der x-Achse aufgetragen. Im linken Bild sind die Ereignisse normiert aufgetragen mit normierten Raten auf der y-Achse. Im rechten Bild entspricht die y-Achse den Ereignissen im Detektor pro Jahr. Die Neutrinoenergie liegt zwischen  $24.5 \text{ GeV} < E_\nu < 25.5 \text{ GeV}$ .

noch einmal der  $\nu_\mu$  Untergrund angegeben. Es ist deutlich zu sehen, dass dieser den größten Teil des Untergrunds ausmacht.  $\nu_\mu$  CC hat ähnliche Verringerungen wie  $\nu_e$  CC, da diese sehr ähnlich aussehen (siehe Abb. 23). Die Energie wurde nur im Bereich von  $24.5 \text{ GeV}$  bis  $25.5 \text{ GeV}$  untersucht, weil sich durch das Oszillationsmaximum in diesem Bereich eine große Menge an  $\nu_\tau$  Ereignissen zeigt. Das diese Variable auch bei anderen Neutrinoenergien zur Separation dienen kann wird in Kapitel 4.8 noch gezeigt.

	$\nu_\tau$ CC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	NC
Anzahl der Events bei $24.5 < E_\nu < 25.5$	523	196	346	157
Sphärizität zwischen -4 und -2.5	63 (40%)	123 (24%)	49 (25%)	129 (37%)
Untergrund : Signal	63 (40%)	123 (24%)	178 (30%)	

Tabelle 4: Anzahl der aufwärtslaufenden Ereignisse pro Jahr in einem Energiebereich zwischen  $24.5 \text{ GeV}$  und  $25.5 \text{ GeV}$ . Der Untergrund wird durch einen Einschränkung der Sphärizität um 70% reduziert, während das Signal nur um 60% reduziert wird.

#### 4.7 Die Jetvariable

Diese Variable ist darauf ausgerichtet, dass sie sowohl mit den simulierten Daten, als auch mit dem Detektor rekonstruiert werden kann. Alle Teilchen die vom Detektor aufgrund ihrer Richtung nicht mehr getrennt werden können werden in einer Größe die von nun an als Jet bezeichnet wird zusammengefasst. Dabei werden auch einzelne Teilchen als Jets bezeichnet, solange sich die Richtung des Teilchens von allen anderen Teilchen

mithilfe des Detektors unterscheiden lässt. Zusätzlich benötigen die Teilchen eine gewisse Menge an Energie damit der Detektor diese rekonstruieren kann. Hier wird die Annahme gemacht, dass alle Jets, die eine Energie  $< 3$  GeV haben, nicht rekonstruierbar sind. Bei den angegebenen Jet Energien handelt es sich um kinetische Energien  $E_{kin}$ :

$$E_{kin} = E_{ges} - m. \quad (34)$$

Dabei ist  $E_{ges}$  die Energie des Teilchens und  $m$  die Ruhemasse (unter der Annahme das die Masse in eV angegeben wird). In Abb. 26 wird die Größe anschaulich dargestellt. Bei diesem Bild wurden die Annahmen gemacht, dass die Energie eines Jets  $> 0.5$  GeV sein muss und das der Detektor jeden Jet auflösen kann, bei dem der Winkel zwischen den Richtungen zu anderen Jets oder Teilchen größer als  $12.5^\circ$  ist. Bei dieser Abbildung zeigt der Impuls des Neutrinos gerade aus der Blattebene ( $p_z = 1$ ) und ist auf  $p_x = p_y = 0$  gedreht. Man sieht also die Abweichungen der entstehenden Teilchen in der x und y Koordinate des Impulses vom einlaufenden Neutrino.

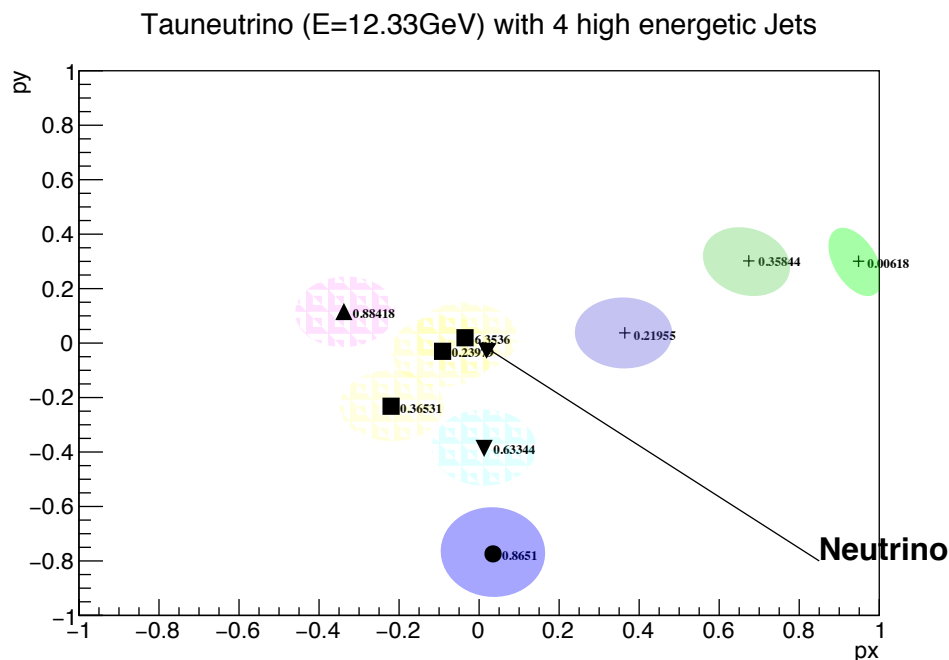


Abbildung 26: Die x-Achse zeigt den Impuls  $p_x$ , wobei dieser eins wird wenn der gesamte Impuls in x Richtung geht. Auf der y-Achse ist der Impuls in y Richtung aufgezeichnet. Das Bild zeigt ein Tauneutrino Ereignis, dabei entstehen mehrere Teilchen. Es ist deutlich zu sehen, dass manche Teilchen so nah beieinander liegen, dass man diese nicht mehr trennen kann. Es ist also sinnvoll diese Teilchen zu einem Jet zusammenzufassen. Die Zahlen neben den Punkten geben die Energie der Ereignisse an.

Um jeden Punkt im Bild ist ein Kreis mit Radius  $7.5^\circ$ . Durch die z-Komponente

kann es dazu kommen, dass ein Kreis zu einer Ellipse wird (projizierte Kugeloberfläche auf 2D). Wenn sich die Kreise deutlich überschneiden, gehören die Punkte zum gleichen Jet. Die gleichen Jets sind daran erkennbar, dass die gleichen Symbole als Zentrum der Teilchen verwendet werden. Ein Jet ist auch durch eine feste Farbe gekennzeichnet. Die Schraffur gibt an, dass diese Teilchen aus dem Tau-Zerfall stammen. Die Abb. (26) zeigt einen hadronischen Tauzerfall. Dies wird daraus ersichtlich, weil mehr als ein Teilchen aus dem Tau-Zerfall entstanden ist (Neutrinos sind nicht im Bild enthalten). Es zeigt sich, dass sogar der Schauer aus dem Tau noch Abstände besitzt die größer als  $12.5^\circ$  sind. Zudem haben sich 4 hochenergetische Jets gebildet, wobei nur ein Jet aus mehreren Teilchen besteht (Quadrate). Durch diese Variable ist möglich die Anzahl der Jets pro Ereignis zu zählen. Zusätzlich kann man noch die Energieverhältnisse der Jets vergleichen wie es in Abb. 27 gezeigt ist. Dabei ist das Energieverhältnis zwischen dem höchstenergetischsten Jet  $E_1^{jet}$  und dem zweit höchstenergetischsten Jet  $E_2^{jet}$  auf der x-Achse aufgetragen. Dabei ist zu beachten, dass hier wieder viele Ereignisse betrachtet werden, während Abb. 26 nur ein einzelnes Ereignis dargestellt ist. Es ist zu

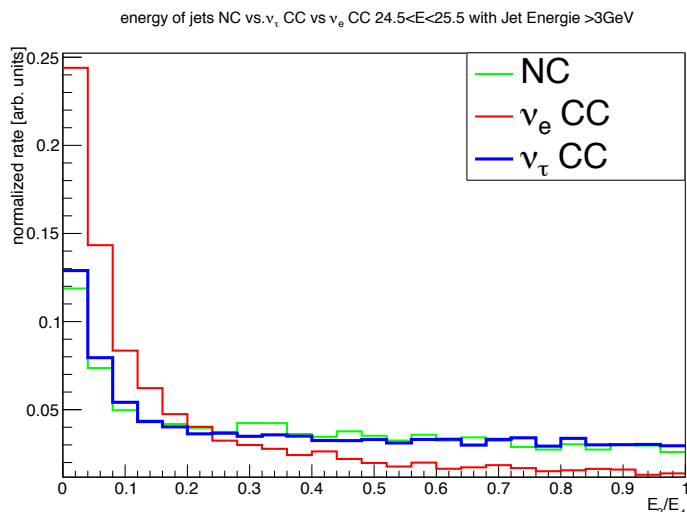


Abbildung 27: Auf der x-Achse ist das Verhältnis  $\frac{E_2^{jet}}{E_1^{jet}}$  aufgetragen. Die y-Achse entspricht wieder den normierten Raten. Das Bild zeigt die Energieunterschiede zwischen den unterschiedlichen Jets. Es zeigt sich eine Separation von  $\nu_\tau$  CC und allen NC Ereignissen von  $\nu_e$  CC für  $\frac{E_2^{jet}}{E_1^{jet}} > 0.5$ .

erkennen, dass sich der  $\nu_\tau$  CC vor allem bei höheren Verhältnissen von  $\frac{E_2^{jet}}{E_1^{jet}}$  sich von der  $\nu_e$  CC Wechselwirkung separiert. NC hat einen ähnlichen Verlauf, wie die  $\nu_\tau$  CC. Der  $\nu_e$  CC liegt im Mittel bei 0.2 und damit bei deutlich niedrigeren Energieverhältnissen. Ein Grund dafür ist, dass das entstehende Elektron sehr viel Energie vom Neutrino aufnimmt, dadurch werden die Energieverhältnisse vom Elektron zum zweiten Jet sehr

klein. Bei NC verteilt sich die Energie relativ gleichmässig im Schauer, während beim  $\nu_\tau$  CC die Energie aus dem Tau-Zerfall in mehrere Teilchen aufteilt wird. Trägt man nun die Energieverhältnisse und die Jetanzahlen (siehe Gl. (35)) zusammen auf erhält man Abb. 28. Dabei ist die Jetvariable über die folgende Formel definiert:

$$\text{Jetvariable} = \text{Jetanzahl} + \frac{E_2^{jet}}{E_1^{jet}}. \quad (35)$$

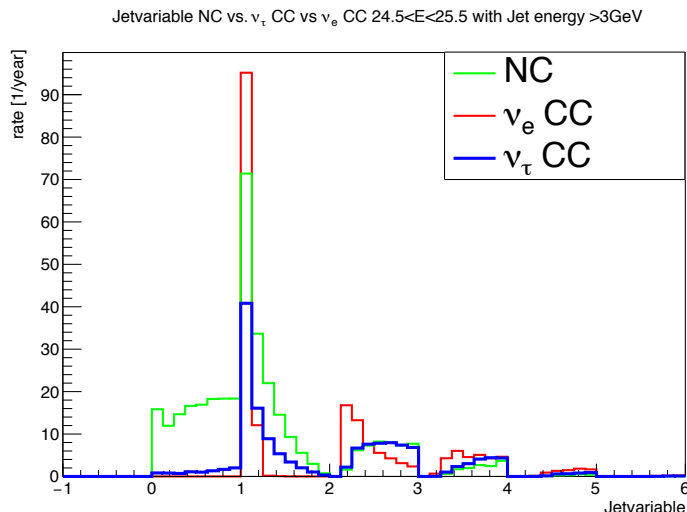


Abbildung 28: In diesem Bild ist auf der x-Achse die Jetvariable aufgetragen (siehe Gl. (35)). Auf der y-Achse sind die Anzahl aller nach oben gehenden Ereignisse pro Jahr im Detektor zu sehen mit einer Neutrinoenergie von 24.5 GeV bis 25.5 GeV. Der Bereich von 2.5 bis 3 kann als Separation von  $\nu_\tau$  CC zu den beiden anderen Wechselwirkungen dienen.

Die Bereiche sind folgendermaßen eingeteilt. Der Bereich von 1 bis 2 steht für einen Jet, der Bereich von 2 bis 3 steht für zwei Jets der Bereich von 3 bis 4 steht für drei Jets und so weiter. Die Werte zwischen 1 und 2 oder 2 und 3 stehen für Verhältnis  $\frac{E_2^{jet}}{E_1^{jet}}$  (siehe Gl. (35)).

Die Separation aus Abb. 27 zeigt sich vor allem bei Werten von  $\frac{E_2^{jet}}{E_1^{jet}} > 0.5$ . So ist bei einem Ereignis, bei dem zwei Jets entstehen das Tauneutrino für den Fall  $\frac{E_2^{jet}}{E_1^{jet}} > 0.5$  deutlich öfter zu finden als bei dem Fall  $\frac{E_2^{jet}}{E_1^{jet}} < 0.5$ , bei denen der  $\nu_e$  CC dominiert. Auch hier erkennt man wieder die hohen Energien im Elektron aus dem Elektronneutrino. Dies wird durch den Peak bei  $x + \frac{E_2^{jet}}{E_1^{jet}} \approx x + 0.1$  deutlich. Wobei x eine natürliche Zahl ist. Zur Separation ist vor allem der Bereich ab 2.5 interessant. Weil ab hier zwei Jets auftreten, die sowohl unterscheidbar, als auch hochenergetisch ( $E > 3$  GeV) sind. Für Werte

kleiner 2 treten zwar interessante Unterscheidungen auf (von 1.3 bis 2), jedoch ist hier der zweite Jet bei einer Energie  $< 3$  GeV und somit nur schwer bestimmbar. Die Anzahl der NC Ereignisse nimmt mit steigender Jetanzahl stärker ab als die der anderen beiden Wechselwirkungen. Durch die hohe Energiemenge, die durch das Neutrino weggetragen werden können ist es für NC Ereignisse sehr schwer viele hochenergetische Jets zu erzeugen. Durch einen Schnitt auf die Bereiche 2.5 bis 3 und 3.5 bis 4 erreicht man im betrachteten Energiebereich eine Separation von 46:75 (Signal:Untergrund) (siehe Tab. 5).

	$\nu_\tau$ CC	$\nu_e$ CC	NC
Anzahl der Events bei $24.5 < E_\nu < 25.5$	157	197	356
Jetvariable 2.5 bis 3	31 (20%)	14 (7%)	31 (9%)
Jetvariable 3.5 bis 4	15 (10%)	20 (10%)	10 (3%)
beide Schnitte	46 (30%)	34 (17%)	41 (12%)
Signal:Untergrund	46 (30%)	75 (14%)	

Tabelle 5: Anzahl der aufwärts laufenden Ereignisse pro Jahr in einem Energiebereich zwischen 24.5 GeV und 25.5 GeV. Der Untergrund wird durch Einschränkung der Jetvariable auf den Bereich von 2.5 bis 3 deutlich verringert. Durch eine Einschränkung auf den Bereich von 3.5 bis 4 kann der Untergrund durch NC Ereignisse noch weiter verringert werden, der  $\nu_e$  CC Untergrund sinkt jedoch nicht. Gesamt hat man noch 30% des Signals gegenüber 14% des Untergrunds.

#### 4.8 Verhalten der Sphärizität und der Jetvariable bei unterschiedlichen Neutrinoenergien

Die beiden Variablen wurde bisher nur in Energiebereichen um 25 GeV angeschaut. Dies lag daran, dass sich in diesem Bereich ein sehr großes Oszillationsmaximum von Myon-neutrinos in Taunutrinos befindet (siehe Abb. 6). Jedoch können diese Variablen auch auf andere Energiebereiche angewendet werden. Ein Problem ist bei einer Energieverringern in der Jetvariable eine Grenze existiert, bei der kein Jet mehr als 3 GeV an Energie hat. Dadurch verliert der Anteil der Variable, der die Anzahl der Jets beschreibt seine Aussagekraft. Wird die Jetvariable in einem Neutrinoenergiebereich um 15 GeV oder einem Bereich um 20 GeV verwendet (siehe Abb. 29), so ist es immer noch möglich durch geschickte Parameterwahl Untergrund wegzuschneiden.

Die Histogramme sind normiert, damit man die möglichen Separationswerte besser erkennt. Beim rechten Bild kann beispielsweise durch eine Wahl von 2.9 bis 3 der NC Untergrund verringert werden. Es zeigt sich hier deutlich, dass durch die geringe Energie deutlich weniger Jets sichtbar sind. Im rechten Bild würde ein Schneiden auf 2.5 bis 3 der Jetvariable wieder sehr gut funktionieren. Es zeigen sich im Gegensatz zum rechten Bild mehr 3 Jet Ereignisse. Es kann also durch geeignete Wahl der Schnittparameter in Abhängigkeit der Energie die Ausbeute an Taunutrinos noch deutlich gesteigert werden. So ist in der Tabelle 6 der Energiebereich 20 GeV bis 30 GeV, der einem Os-

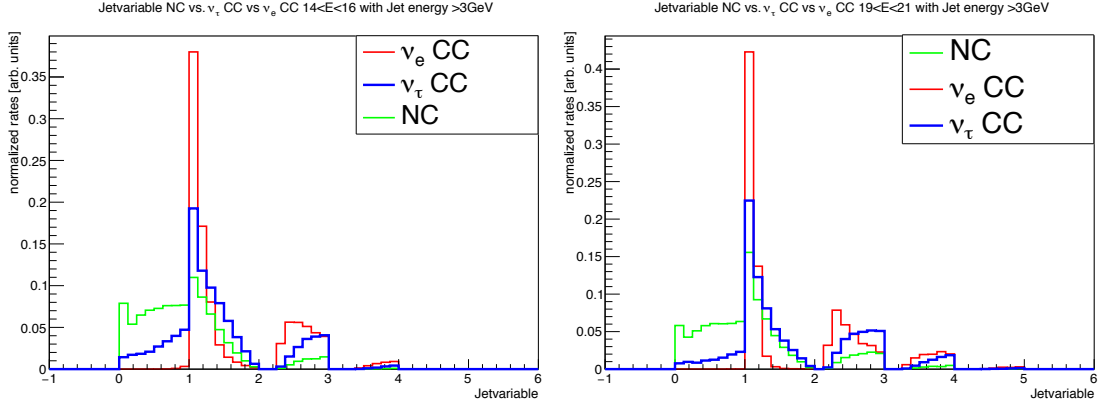


Abbildung 29: Auf der x-Achse ist die Jetvariable aufgetragen. Auf der y-Achse die normierten Raten. Das linke Bild zeigt die Jetvariable bei einer Neutrinoenergie 15 GeV und das rechte Bild bei einer Neutrinoenergie 20 GeV.

zillationsmaximum von  $\nu_\tau$  entspricht, aufgetragen. Es ist deutlich zu sehen, dass durch die Vergrößerung des Energiebereichs die Rate im Vergleich zu Tab. 5 um das 6 Fache angestiegen ist.

	$\nu_\tau$ CC	$\nu_e$ CC	NC
Anzahl der Events bei 20 <E< 30	1655	2026	3769
Jetvariable 2.5 bis 3	303 (18%)	163 (8%)	313 (8%)
Signal:Untergrund	303 (18%)	476 (8%)	

Tabelle 6: In dieser Tabelle sind die Ereignisraten pro Jahr im Bereich der Energie von 20 GeV bis 30 GeV aufgetragen und die Veränderung der Rate durch Einschränkung auf die Jetvariable.

In Tabelle 7 ist der Energiebereich von 1 GeV bis 100 GeV aufgetragen. Die Jetvariable wirkt wie eine Energiebeschränkung. Um in einen Bereich der Jetvariable von  $> 2$  zu kommen muss ein Ereignis mehr als  $> 6$  GeV Energie besitzen. Dies schränkt die Anzahl der Ereignisse deutlich ein. Zudem ist in der Abb. 29 zu sehen, dass auch bei sehr hohen Energien viele Ereignisse bei Jetvariablen von  $< 2$  sind. Dies erklärt, warum durch diese Wahl der Jetvariable  $> 2.5$  die Anzahl der Ereignisse so sehr eingeschränkt wird.



	$\nu_\tau$ CC	$\nu_e$ CC	NC
Anzahl der Events bei $1 < E < 100$	11782	173734	216245
Jetvariable 2.5 bis 6	1567 (13%)	2902 (1%)	2141 (1%)
Signal:Untergrund	1567 (13%)	5043(1%)	

Tabelle 7: In dieser Tabelle sind die Ereignisraten pro Jahr im Bereich der Energie von 0 GeV bis 100 GeV aufgetragen und die Veränderung der Rate durch Einschränkung auf die Jetvariable.

Nun soll gezeigt werden, dass auch die Sphärizität in anderen Energiebereichen zur Separation dienen kann. Dazu wurde wie bei der Jetvariable die Sphärizität im Neutrinoenergiebereich um 15 GeV und im Bereich um 20 GeV normiert aufgetragen (siehe Abb. 30).

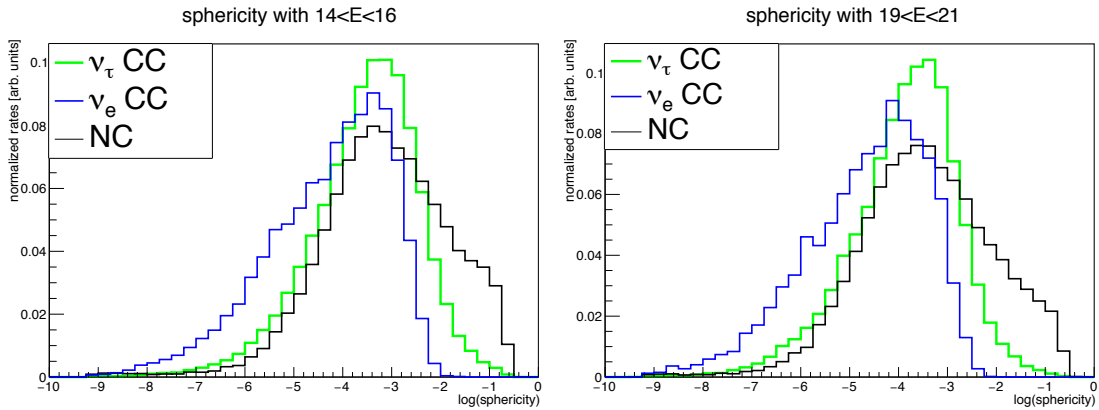


Abbildung 30: Auf der x-Achse ist die Sphärizität aufgetragen. Auf der y-Achse die normierten Raten. Das linke Bild zeigt die Sphärizität bei einer Neutrinoenergie 15 GeV und das rechte Bild bei einer Neutrinoenergie 20 GeV.

Es ist in beiden Energiebereichen bei Werten zwischen  $-4$  bis  $-3$  immer noch möglich das Signal gegenüber dem Untergrund zu verbessern. Jedoch ist der Unterschied bei niedrigen Energien sehr gering. Zudem verschieben sich alle Ereignisse durch die Energieverringerng zu größeren Sphärizitäten. Dadurch nähern sich die Peaks weiter an wodurch eine Separation deutlich erschwert wird. Es zeigt sich jedoch das auch die Sphärizität eine Größe ist die in Abhängigkeit der Energie auf den gesamten Energiebereich angewendet werden kann. Schaut man sich die Sphärizität einem Energiebereich zwischen 20 GeV bis 30 GeV an, könnte eine Separation wie in Tab. 8 erreicht werden. Eine Separation für den Energiebereich von 1 GeV bis 100 GeV ist in Tabelle 9 angegeben. Der Grund für die unterschiedlichen Anzahlen der Ereignisse im Vergleich zur Tabelle 7 liegen an der Berechnung, dort mussten einige Ereignisse ausgeschlossen werden, weil diese Eigenwerte vom Werte null erzeugt haben, und bei diesem Wert der Logarithmus

nicht definiert ist. Diese Ereignisse liegen somit nicht im eingeschränkten Bereich. Bei Tabelle 8 konnte die Rate im Vergleich zu Tab. 4 um das Fünffache erhöht werden. Der Bereich der Sphärizität wurde in Tab. 9 auf  $-6$  bis  $-2.5$  vergrößert. Das liegt daran, dass durch den großen Energiebereich sehr viele NC und  $\nu_e$  CC Ereignisse mit wenig Energie vorhanden sind. Die NC und  $\nu_e$  CC Ereignisse werden dadurch zu großen Sphärizitäten verschoben, weil bei geringen Energien runde Ereignisse wahrscheinlicher sind. Durch den großen Bereich der Sphärizität ist es möglich 76% des Signals zu erhalten, während 65% des Untergrunds entfernt wird.

	$\nu_\tau$ CC	$\nu_e$ CC	NC
Anzahl der Events bei $20 < E < 30$	1652	2020	3655
Sphärizität $-4$ bis $-3$	618 (37%)	516 (25%)	1051 (29%)
Signal:Untergrund	618 (37%)	1567 (28%)	

Tabelle 8: In dieser Tabelle sind die Ereignisraten pro Jahr im Bereich der Energie von 20 GeV bis 30 GeV aufgetragen und die Veränderung der Rate durch Einschränkung auf die Sphärizität.

	$\nu_\tau$ CC	$\nu_e$ CC	NC
Anzahl der Events bei $1 < E < 100$	10967	166390	162849
Sphärizität $-6$ bis $-2.5$	8382(76%)	59752 (35%)	55461 (34%)
Signal:Untergrund	8382 (76%)	115213 (35%)	

Tabelle 9: In dieser Tabelle sind die Ereignisraten pro Jahr im Bereich der Energie von 1 GeV bis 100 GeV aufgetragen und die Veränderung der Rate durch Einschränkung auf die Sphärizität.

#### 4.9 Untersuchung der Sphärizität und der Jetvariable im Bereich sichtbarer Energie

Bis jetzt wurden die beiden Variablen durch eine vorgegebene Neutrinoenergie beschränkt. Dies war sinnvoll, weil man durch die Auswahl der Neutrinoenergie ein Oszillationsmaximum auswählen konnte und damit eine Verdeutlichung der Stärke der jeweiligen Variable zeigen konnte. Jedoch können die Variablen auch in Abhängigkeit der sichtbaren Energie aufgetragen werden. Es ist geschickt die sichtbare Energie zu verwenden, weil das die Energie ist, die vom theoretische nachgewiesen werden kann. Das Verwenden der sichtbaren Energie hat keine Auswirkung auf die  $\nu_e$  CC (oder  $\nu_\mu$  CC) Wechselwirkung, bei der die gesamte Energie sichtbar ist. Es verändert jedoch zum einen die Verteilung der NC Wechselwirkung, bei der immer auch ein Neutrino entsteht. Zum anderen wird die  $\nu_\tau$  CC Interaktion verändert, weil durch den Tau-Zerfall mindestens ein Neutrino entsteht. Die grundlegende Auswirkung ist, dass für NC als auch  $\nu_\tau$  CC die Energie des

einlaufenden Neutrinos ansteigen. Bei der Sphärizität bedeutet eine höhere Energie eine Verschiebung zu kleineren Sphärizitäten (siehe Abb. 22). Für die Jetvariable können durch eine Energieerhöhung mehr Jets entstehen. In Abb. 31 sind die Jetvariable und die Sphärizität für die sichtbare Energie aufgetragen.

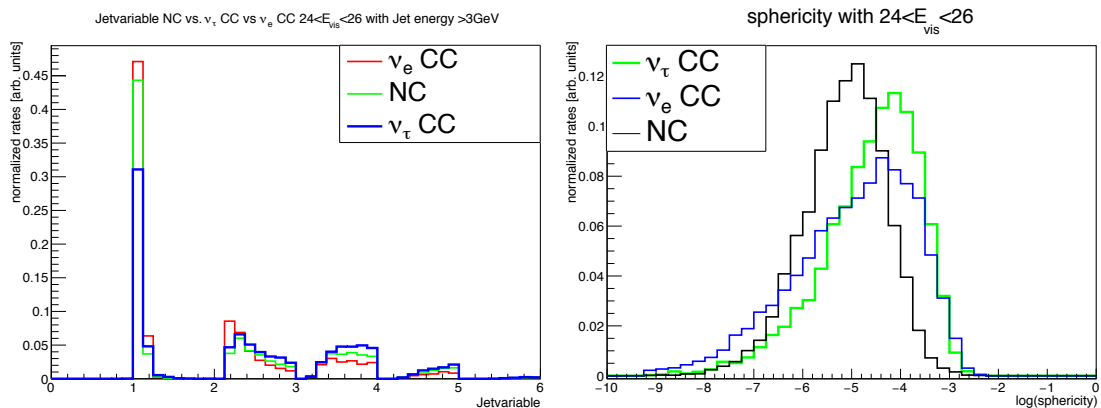


Abbildung 31: Das linke Bild zeigt die Jetvariable bei einer sichtbaren Energie von ca. 25 GeV. Das rechte Bild zeigt die Sphärizität bei einer sichtbaren Energie von 25 GeV. Bei beiden Abbildungen ist auf der y-Achse eine normierte Rate aufgetragen.

Bei der Jetvariable haben sich durch die höheren Energien des Neutrinos mehr Ereignisse bei größeren Jetanzahlen gesammelt. Dies ermöglicht sogar noch bessere Schnitte bei hohen Variablen gegenüber dem Fall von eingeschränkten Neutrinoenergien. So ergibt sich z.B. bei 3 bis 4 ein deutlicher Unterschied zwischen  $\nu_e$  CC und  $\nu_\tau$  CC der im Fall von Neutrinoenergien nicht vorhanden war. Zudem nimmt die Anzahl an ein Jet Ereignissen mit  $\frac{E_2^{jet}}{E_1^{jet}} > 0.3$  ab und geht gegen Null. Dies kann daran liegen, dass der Teil der Energie die von den Neutrinos weggetragen wird nicht mehr beachtet wird. Dadurch muss das  $\nu_\tau$  CC Ereignis die gleiche sichtbare Energie haben wie das  $\nu_e$  CC Ereignis. Dabei ist es nun wahrscheinlicher, dass zwei Jets entstehen, die über 3 GeV Energie besitzen als vorher. Auch die NC Ereignisse sind aus dem Null und Ein Jet Bereich verschwunden, auch bei NC ist diese Entwicklung auf das Neutrino zurückzuführen. Bei der Sphärizität verschiebt sich der  $\nu_\tau$  CC aufgrund der höheren Energien der Neutrinos zu Sphärizitäten von  $-4$ . Dies macht die Separation gegenüber  $\nu_e$  CC Ereignissen ein wenig schwer, da das Maximum ungefähr am gleichen Ort liegt. Ein Vorteil ist jedoch, dass die NC Ereignisse stärker zu kleineren Sphärizitäten verschoben werden als die  $\nu_\tau$  CC Ereignisse. Dies macht eine Unterscheidung zwischen Tau CC und NC besser möglich. NC Ereignisse werden mehr verschoben, da der Anteil an Energie, der in das Neutrino geht, größer ist als bei  $\nu_\tau$  CC. Es sind zudem auch keine runden NC Ereignisse mehr möglich, weil die Energie des Vertexschauers zu groß wird (Es kann nicht mehr sehr viel Energie ins Neutrino gehen). Eine Anzahl an zu erwartenden Ereignisse pro Jahr im Bereich der sichtbaren Energie von 24.5 bis 25.5 ist in den Tabellen 10 und 11 für beide

Variablen angegeben.

	$\nu_\tau$ CC	$\nu_e$ CC	NC
Anzahl der Events bei $24.5 < E_{vis} < 25.5$	79	198	129
Jetvariable 2.5 bis 3	10 (13%)	15 (7%)	13 (10%)
Jetvariable 3.5 bis 4	15 (19%)	19 (10%)	19 (15%)
Jetvariable 4.5 bis 5	5 (6%)	6 (3%)	6 (5%)
Alle Schnitte	30 (38%)	40 (20%)	38 (29%)
Signal:Untergrund	30 (38%)	78 (24%)	

Tabelle 10: In dieser Tabelle sind die Ereignisraten pro Jahr im Bereich der sichtbaren Energie von 24.5 GeV bis 25.5 GeV aufgetragen und die Veränderung der Rate durch Einschränkung auf die Jetvariable. Durch die Schnitte ergibt sich ein Signal zu Untergrund Verhältnis von 30:78. Prozentual bleibt 38% des Signals bestehen, während der Untergrund auf 24% gesenkt wird.

	$\nu_\tau$ CC	$\nu_e$ CC	NC
Anzahl der Events bei $24.5 < E_{vis} < 25.5$	79	198	129
Sphärizität -4.5 bis -3	40 (51%)	77 (39%)	27 (21%)
Signal:Untergrund	40 (51%)	104 (32%)	

Tabelle 11: In dieser Tabelle sind die Ereignisraten pro Jahr im Bereich der sichtbaren Energie von 24.5 GeV bis 25.5 GeV aufgetragen und die Veränderung der Rate durch Einschränkung auf die Sphärizität. Durch die Schnitte ergibt sich ein Signal zu Untergrund Verhältnis von 40:104. Prozentual bleibt 51% des Signals bestehen, während der Untergrund auf 32% gesenkt wird.

Durch die Einschränkung auf die sichtbare Energie hat die Anzahl der  $\nu_\tau$  CC Ereignisse und der NC Ereignisse deutlich abgenommen im Vergleich zu den Werten aus Tab. 5 und 4. Vor allem bei der Sphärizität kann das NC Signal sehr gut separiert werden, wenn die Energie auf die sichtbare Energie eingeschränkt wird.

#### 4.10 Komplementarität der Jetvariable und der Sphärizität

Zuletzt soll nun noch betrachtet werden, in wieweit die beiden Variablen sich komplementär verhalten. Damit kann untersucht werden, ob durch eine gemeinsame Anwendung beider Variablen eine Verbesserung des Signal zu Untergrund Verhältnisses erreicht werden kann. Dazu wird die Jetvariable auf der x-Achse und die Sphärizität auf der y-Achse aufgetragen (siehe Abb. 32).

Es ist deutlich zu erkennen, dass ein Maximum bei 1.0 bis 1.25 liegt. Der Grund dafür ist, dass hier die meisten Ereignisse liegen. Die Sphärizität liegt dabei größtenteils bei

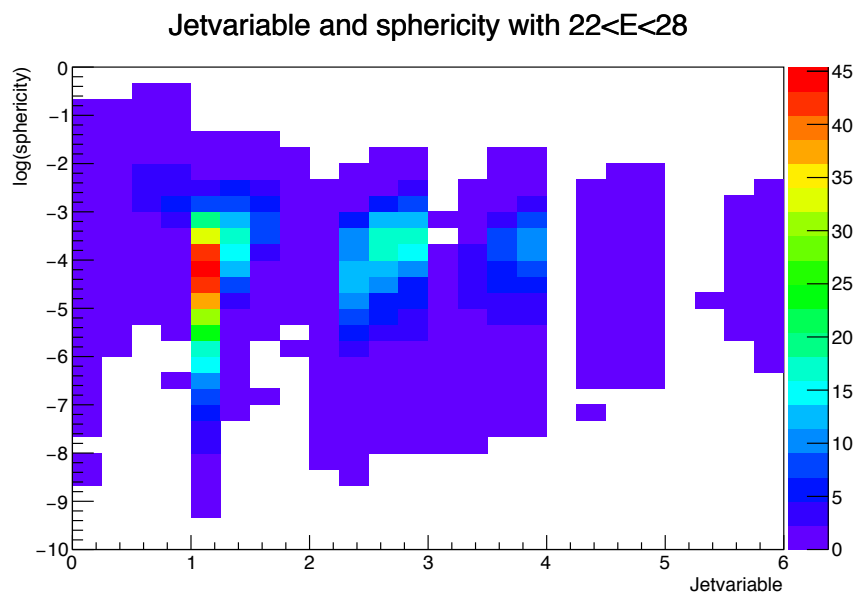


Abbildung 32: In dieser Abbildung sind sowohl die Sphärizität (y-Achse) als auch die Jetvariable(x-Achse) aufgetragen. Diese Abbildung zeigt in welcher Beziehung diese beiden Variablen zueinander stehen, wobei die Farbskala die Ereignisse pro Jahr im Detektor angibt.

Werten von  $-3$  bis  $-6$ . Die niedrigen Sphärizität sind auf Ereignisse zurückzuführen, die eine hohe Energie im ersten Jet haben (z.B. ein hochenergetisches Elektron), während der zweite Jet nicht mal 25% der Energie des ersten Jets hat. Damit hat eine Richtung sehr viel Energie und das Ereignis ist damit nicht rund. Je nachdem wie hoch die Energie des ersten Jets ist, wirkt das Ereignis runder oder weniger rund. Es fällt auf, dass wenn die Jetvariable innerhalb eines Jets (sehr gut sichtbar beim Verlauf von 2 nach 3) zunimmt, also wenn die zwei höchstenergetischen Jets sich von der Energie ausgleichen, die Ereignisse durchschnittlich runder wirken als am Beginn eines neuen Jets (Übergang von 1.9 nach 2). Dies war zu erwarten, weil die zu Beginn eines neuen Jets wieder sehr viel Energie in einem Jet ist und das Ereignis somit nicht rund ist. Sobald die Jetvariable ansteigt, verteilt sich die Energie gleichmäßiger auf die Jets. Das Ereignis wird also runder. Bei einer niedrigen Jetvariable ist es möglich sehr runde Ereignisse zu erzeugen, wenn sehr viel Energie in Neutrinos geht. Es ist jedoch auch möglich das ein hochenergetische Teilchen entsteht, das aber zu wenig Energie hat um als Jet zu gelten, wodurch auch sehr unrunde Ereignisse möglich sind. Es wird deutlich, dass durch eine Verbindung beider Variablen die Möglichkeit besteht die Reinheit des Signals zu verbessern, weil sich die Variablen nicht komplementär Verhalten und sich somit nicht gegenseitig ausschließen.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Bei einem  $\nu_\tau$  CC Ereignis geht bei einem leptonischen Zerfall sehr viel Energie in die entstehenden Neutrinos, jedoch hilft dies nicht bei der Unterscheidung zwischen  $\nu_\mu$  CC und  $\nu_\tau$  CC Ereignissen. Durch einen Ausschluss aller spurartigen Ereignisse kann der Untergrund um den Anteil von  $\nu_\mu$  CC verringert werden. Das  $\nu_\tau$  CC Signal verliert dadurch nur 17% seines Signals. Bei einem hadronischen Zerfall des Taus aus einem  $\nu_\tau$  CC geht mehr Energie in den hadronischen Schauer als in das entstehende Neutrino. Es hat sich gezeigt, dass eine Separation der Tauneutrinos gegenüber Myon und Elektroneneutrinos aus Ereignissignaturvariablen aus den simulierten Daten möglich ist. Sowohl die Sphärizität, als auch die Jetvariable sind geeignete Größen um eine Separation auf Generatorlevel zu erreichen. Diese Variablen liefern jedoch keinen direkten Nachweis, sondern können nur zur Separation auf statistischer Basis dienen. Im Speziellen wurde in einem Energiebereich um 25 GeV mit der Jetvariable mit Werten von 2.5 bis 3 und 3.5 bis 4 eine Reduzierung des Untergrunds um bis zu 85% erreicht, während noch 30% vom Tau Signal übrig bleibt. Dies entspricht Raten von 46 Tauneutrinos pro Jahr im Detektor und einer Rate des Untergrundes von 75 Ereignissen pro Jahr. Es ist jedoch zu beachten, dass durch den Wegfall aller spurartigen Ereignisse beim  $\nu_\tau$  das Signal noch um 17% reduziert wird und dadurch nur noch 38 Tauneutrinos zu erwarten sind, dies ist eine sehr konservative Abschätzung, weil die hadronischen Zerfälle des Taus bei den hohen Jetanzahlen dominieren. Beim hadronischen Zerfall geht weniger Energie durch das Neutrino verloren. Auch die Sphärizität ermöglicht eine Verringerung des Untergrundes bei einer kleineren Verringerung des Signals. So ist es möglich bei 25 GeV 40% des Tau Signals zu erhalten, während der Untergrund auf 32% reduziert wird (nur Elektronen CC und alle NC Ereignisse). Es ist zu beachten, dass dies nur Werte für einen sehr kleinen Energiebereich von 1 GeV waren. Durch Ausweitung des Energiebereichs auf 20 GeV bis 30 GeV können die Raten um das Sechsfache erhöht werden. Es wurde gezeigt, dass die Jetvariable, als auch die Sphärizität in anderen Energiebereichen zur Separation dienen können. Zudem wurden die Variablen im Bereich sichtbarer Energie im Bereich 25 GeV betrachtet, hier zeigte sich immer noch eine Separation bei der Jetvariable von 38% Signal zu nur noch 24% Untergrund. Bei der Sphärizität ist das Signal sogar noch bei 51%, während der Untergrund auf 32% verringert wurde, wobei dies vor allem der NC Untergrund geschuldet war. Als nächstes könnte man versuchen, die beiden Variablen zu verbinden, d.h. durch die Vereinigung beider Variable eine noch bessere Separation zu ermöglichen. Dies könnte vor allem den  $\nu_e$  CC Untergrund in der Jetvariable weiter verringern. Auch die Suche nach weiteren Variablen zur Separation zwischen  $\nu_\tau$  CC und den anderen Wechselwirkungen ist sinnvoll, um durch die Verbindung mehrerer Variablen eine höhere Reinheit zu erreichen.

Ein weiterer wichtiger Schritt ist es diese Variablen mithilfe des Cherenkovlichts das im Detektor ankommt zu rekonstruieren. Bei der Sphärizität kann man sich die Ansätze von Superkamiokande zunutze machen. Für eine genau Beschreibung siehe Anhang B in [20].

Neben der Sphärizität muss auch die Jetvariable am Detektor rekonstruiert werden.

Dazu gibt es leider noch keine Ansätze, auf die man zurückgreifen kann. Die Jetvariable sollte jedoch gut zu rekonstruieren sein, weil diese gerade auf die Einschränkungen des Detektors zugeschnitten wurden. So liegen die Energien der einzelnen Jets über 3 GeV und sind somit laut [4] rekonstruierbar. Der Winkel zwischen den Jets oder anderen Teilchen bleibt bei über  $12.5^\circ$ . Auch diese hohe Winkelseparation sollte im Rahmen von ORCA (siehe [4]) messbar sein. So muss nur bei einem Ereignis die Anzahl der Jets über 3 GeV gezählt werden und die Energieverhältnisse der energiereichsten Jets vermessen werden. Falls diese Variablen nicht messbar sind, könnten die Energie und der Winkel noch weiter erhöht werden.

## Literatur

- [1] Kodama, K., et al. "Observation of tau neutrino interactions." *Physics Letters B* 504.3 (2001): 218-224.
- [2] Agafonova, N., et al. "Discovery of tau Neutrino Appearance in the CNGS Neutrino Beam with the OPERA Experiment." *Physical review letters* 115.12 (2015): 121802.
- [3] Abe, K., et al. "Evidence for the appearance of atmospheric tau neutrinos in Super-Kamiokande." *Physical review letters* 110.18 (2013): 181802.
- [4] Adrian-Martinez, S., et al. "Letter of Intent for KM3NeT. 0." *arXiv preprint arXiv:1601.07459* (2016).
- [5] Migliozi, P., and F. Terranova. "Learning from tau appearance." *New Journal of Physics* 13.8 (2011): 083016.
- [6] Demtröder, Wolfgang. "Experimentalphysik 4. Kern-, Teilchen- und Astrophysik 2" Springer, Berlin Dritte Auflage 2010.
- [7] Poth, B., Rith, K., et al. "Teilchen und Kerne" Springer, Berlin 2014.
- [8] Schmitz, Norbert. "Neutrino-physik" Teubner, Stuttgart, 1997.
- [9] <https://en.wikipedia.org/w/index.php?curid=32876448>, Juli 2016.
- [10] Particle Data Group. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86:010001, 2012. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.010001>.
- [11] Steffen Hallmann. Private communication.
- [12] Wallraff, Marius, and Christopher Wiebusch. "Calculation of oscillation probabilities of atmospheric neutrinos using nuCraft." *Computer Physics Communications* 197 (2015): 185-189.
- [13] Dziewonski, Adam M., and Don L. Anderson. "Preliminary reference Earth model." *Physics of the earth and planetary interiors* 25.4 (1981): 297-356.
- [14] Honda, Morihiro, et al. "Improvement of low energy atmospheric neutrino flux calculation using the JAM nuclear interaction model." *Physical Review D* 83.12 (2011): 123001.
- [15] Formaggio, Joseph A., and G. P. Zeller. "From eV to EeV: Neutrino cross sections across energy scales." *Reviews of Modern Physics* 84.3 (2012): 1307.
- [16] <http://www.ecap.nat.uni-erlangen.de/km3net/pictures/NeutrinoToMuon.jpg>, Juli 2016.



- [17] Distefano, Carla. "gSeaGen: A GENIE-based code for neutrino telescopes." EPJ Web of Conferences. Vol. 116. EDP Sciences, 2016.
- [18] Andreopoulos, Costas, et al. "The GENIE neutrino monte carlo generator." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 614.1 (2010): 87-104.
- [19] Honda, M., et al. "Atmospheric neutrino fluxes." Physics Letters B 248.1 (1990): 193-198.
- [20] Kato, Tokufumi. "Tau neutrino appearance via neutrino oscillations in atmospheric neutrinos." Dissertation, Stony Brook University , 2007.

## **Danksagung**

An dieser Stelle möchte ich noch allen danken, die mich beim erstellen dieser Bachelorarbeit unterstützt haben. Zuerst möchte ich Thomas Eberl danken, der mir dieses interessante Thema angeboten hat und mich mit nützlichen Ratschlägen unterstützt hat. Ich möchte meinem Betreuer Steffen Hallmann bedanken, für die Unterstützung, als auch Hilfestellungen die er mir gegeben hat. Zuletzt möchte ich noch Jannik Hofestädt für seine Ratschläge danken.

## **Erklärung**

Hiermit bestätige ich, dass ich die eingereichte Bachelorarbeit selbständig verfasst und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt habe.

Fabian Dawel

Erlangen, den 11.7.2016