
Physik massiver Neutrinos

Im Standardmodell (SM) existieren Neutrinos nur als masselose linkshändige Teilchen bzw. rechtshändige Antiteilchen. Seit den späten 1990er Jahren wurde, beginnend mit Super-Kamiokande [Fuk98], durch eine Vielzahl von Experimenten überzeugende Evidenz für die Existenz von Flavor-Oszillationen im Neutrinosektor geliefert. Solche Übergänge zwischen Neutrinos unterschiedlichen Flavors sind nur möglich, wenn die Neutrinos eine Masse besitzen. In diesem Kapitel soll kurz die Theorie der Neutrinomasse und der Neutrino-Oszillationen diskutiert sowie Experimente zu deren Nachweis vorgestellt werden.

7.1 Neutrinomassen und Neutrino-Oszillationen

7.1.1 Oszillationsgleichung

Im Folgenden wird der Formalismus für Neutrino-Oszillationen kurz eingeführt. Die korrekte quantenmechanische Behandlung der Oszillationen mittels Wellenpaketen ist derzeit in der Diskussion, siehe z. B. [Lip06]. Folgende Herleitung vermeidet dabei die strittigsten Punkte.

Die PNMS-Matrix

Neutrino-Oszillationen haben denselben physikalischen Ursprung wie Oszillationen im Quarksektor: die Neutrino-Masseneigenzustände, d. h. die physikalischen Teilchen, sind nicht gleich den Flavor-Eigenzuständen, also den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung.¹ Damit sind Masseneigenzustände $|v_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) Linearkombinationen der Flavor-Eigenzustände $|v_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \nu, \tau$):

$$|v_i\rangle = \sum_{\alpha} U_{\alpha i} |v_{\alpha}\rangle. \quad (7.1)$$

¹Beispielsweise ist der Flavor-Eigenzustand ν_{μ} derjenige, aus dem in der Wechselwirkung mit einem W -Boson ein Myon entsteht.

Dabei sind $U_{\alpha i}$ Elemente einer unitären Matrix U analog zur CKM-Matrix im Quarksektor, der Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix (PMNS-Matrix) [Pon68, Mak62]. Dabei ist derzeit nicht klar, welcher Mechanismus den Neutrino-Oszillationen zugrunde liegt, denn auch der Mechanismus der Massenerzeugung für Neutrinos ist noch ungeklärt. Wie später gezeigt wird, dominieren in der PMNS-Matrix nicht die Diagonalelemente, so dass keinem der $|v_i\rangle$ ein dominanter Neutrino-Flavor zugeordnet werden kann. Es kommt im Gegenteil zu beinahe maximaler Mischung zwischen $|v_1\rangle$ und $|v_2\rangle$ sowie $|v_2\rangle$ und $|v_3\rangle$. Drückt man die PMNS-Matrix mit Euler-Winkel θ_{ij} („Mischungswinkeln“) aus, ergibt sich $\theta_{12}, \theta_{23} \lesssim 45^\circ$. Im Prinzip könnte es mehr als drei Masseneigenzustände geben, so dass eine oder mehrere Linearkombinationen nicht an das W -Boson des SM koppeln, sogenannte „sterile Neutrinos“ ν_s .

Oszillationsamplitude

Die quantenmechanische Amplitude einer Oszillation $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ ist gegeben durch

$$A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i \tau_i} U_{\beta i}. \quad (7.2)$$

Dabei ist m_i die Masse des $|v_i\rangle$ und τ_i seine Eigenzeit. Im Laborsystem ist $m_i \tau_i = E_i t - p_i L$, wobei E_i und p_i Energie und Impuls des Neutrinos sind. L Der Abstand zwischen Neutrinoquelle und -detektor ist mit L bezeichnet, und t ist die Zeit, um den Abstand L zurückzulegen. Absolute Phasen sind in der Quantenmechanik nicht messbar, daher spielen für die Oszillationen nur die relativen Phasen zwischen den Masseneigenzuständen $|v_i\rangle$ und $|v_j\rangle$ eine Rolle:

$$\delta\phi_{ij} = (p_i - p_j)L - (E_i - E_j)t. \quad (7.3)$$

In Experimenten wird t nicht gemessen, daher ersetzt man

$$t = \frac{L}{\bar{v}} \quad \text{mit } \bar{v} = \frac{p_i + p_j}{E_i + E_j}, \quad (7.4)$$

wobei \bar{v} die mittlere Geschwindigkeit von $|v_i\rangle$ und $|v_j\rangle$ ist. Damit ergibt sich für die relative Phase

$$\delta\phi_{ij} \approx \frac{p_i^2 - p_j^2}{p_i + p_j} L - \frac{E_i^2 - E_j^2}{p_i + p_j} L \approx (m_j^2 - m_i^2) \frac{L}{2E} =: \Delta m_{ji}^2 \frac{L}{2E}, \quad (7.5)$$

wobei im letzten Schritt der mittlere Impuls der hochrelativistischen $|v_i\rangle$ und $|v_j\rangle$ gleich der Strahlenergie E gesetzt wurde. Damit werden die für die Oszillationen relevanten relativen Phasen korrekt beschrieben, wenn man für die Amplitude ansetzt:

$$\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/(2E)} U_{\beta i}. \quad (7.6)$$

Oszillation zwischen zwei Neutrino-Flavors

Im Fall zweier Neutrino-Flavors ist U gegeben durch

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (7.7)$$

mit dem Mischungswinkel θ . In diesem Fall berechnen sich die Oszillationswahrscheinlichkeiten zu ($\alpha \neq \beta$):

$$\begin{aligned} |\langle \nu_\alpha | \nu_\beta \rangle|^2 = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2 &= \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E}\right) \\ &= \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1,27 \Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2] \frac{L[\text{km}]}{E[\text{GeV}]}\right), \end{aligned} \quad (7.8)$$

$$|\langle \nu_\alpha | \nu_\alpha \rangle|^2 = |\langle \nu_\beta | \nu_\beta \rangle|^2 = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E}\right). \quad (7.9)$$

Die Wahrscheinlichkeiten für Oszillation und Nicht-Oszillation hängen also von drei Parametern ab, dem Mischungswinkel $\sin^2(2\theta)$, der Massendifferenz zwischen den beteiligten Neutrino-Flavors Δm_{ij}^2 und dem Verhältnis aus Abstand zwischen Quelle und Detektor L und Neutrinoenergie E . Bei einer Strahlenergie von $E = 1 \text{ GeV}$ wäre etwa bei einer Massendifferenz von $\Delta m_{ij}^2 = 10^{-3} \text{ eV}^2$ das Maximum der Oszillation bei $L \approx 1200 \text{ km}$, man muss also sogenannte „Long-Baseline-Experimente“ bauen, bei denen Quelle und Detektor etwa 1000 km voneinander entfernt sind.

Im Fall von drei Flavours kann man die Neutrinomischung wie die Quarkmischung mit drei Euler-Winkeln und einer Phase beschreiben. Zusätzlich können noch zwei Phasen $\alpha_{1,2}$ entstehen, falls Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sind, wie in Abschnitt 7.1.2 diskutiert. Durch die Phasen ist wie bei der Quarkmischung die Möglichkeit der CP -Verletzung gegeben, falls die Phasen und der Mischungswinkel θ_{13} von Null verschieden sind. Insgesamt ist die PMNS-Matrix in der Standardparametrisierung dann

$$\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13}e^{i\alpha_1/2} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta}e^{i\alpha_2/2} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}, \quad (7.10)$$

mit $c_{ij} := \cos \theta_{ij}$ und $s_{ij} := \sin \theta_{ij}$.

7.1.2 Neutrinomassen als Erweiterung des Standardmodells

Oszillationen zwischen zwei Neutrino-Flavors $|\nu_i\rangle$ und $|\nu_j\rangle$ sind nur möglich, wenn es eine Massendifferenz Δm_{ij}^2 zwischen den Masseneigenzuständen gibt. Dies bedeutet, dass mindestens eine der Massen ungleich Null sein muss, was im SM nicht erlaubt ist. Das SM muss daher um Massenterme für Neutrinos erweitert werden.

Dirac-Massenterme

Man kann ins SM zusätzlich rechtshändige Neutrinos und linkshändige Antineutrinos einführen, die Singulets bezüglich der Eichgruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ sind. Rechtshändige Neutrinos gehen so keine Wechselwirkung mit den W - und Z -Bosonen ein und sind somit ein Beispiel für sterile Neutrinos. Damit lassen sich sogenannte „Dirac-Massenterme“ der Form

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}} = -m^D \bar{\nu} \nu = -m^D (\bar{\nu}_R \nu_L + \bar{\nu}_L \nu_R) \quad (7.11)$$

schreiben. Diese Kopplung ist analog zu der für die anderen Fermionmassen im Standardmodell und kann mithilfe des Higgs-Mechanismus als Yukawa-Kopplung ein-

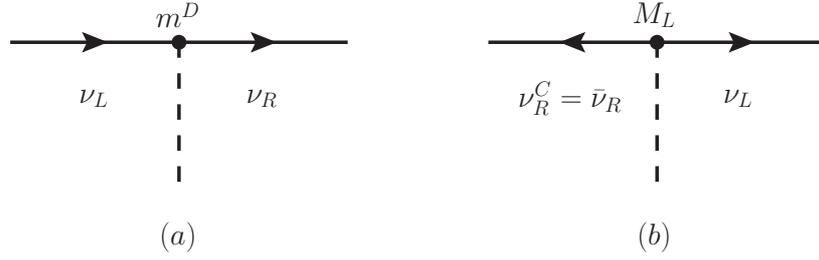
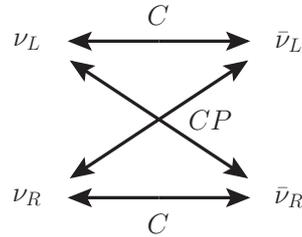


Abbildung 7.1: Diagrammatische Darstellung der Massenerzeugung bei Neutrinos. (a) Dirac-Masse: Kopplung zwischen links- und rechtshändigen Teilchen. (b) Majorana-Masse: Kopplung zwischen Teilchen und Antiteilchen (verletzt Leptonzahlerhaltung).

geführt werden. Sie ist wie bei den geladenen Fermionen eine Kopplung zwischen links- und rechtshändigen Teilchen, wie in Abb. 7.1 (a) gezeigt.

Majorana-Massenterme

Im SM liefert eine Anwendung der Ladungskonjugation C auf Neutrinos Zustände, die nicht existieren. So wird aus einem linkshändigen Neutrino ein linkshändiges Antineutrino. Erst durch die kombinierte CP -Operation entsteht ein rechtshändiges Antineutrino:



In obiger Skizze werden dann die sich diagonal gegenüberliegenden Zustände miteinander identifiziert: $\nu_L \equiv \nu_R^C$ und $\nu_R \equiv \nu_L^C$. Teilchen mit dieser Eigenschaft bezeichnet man als „Majorana-Teilchen“. In diesem Fall kann man zur Lagrangedichte des SM folgende Majorana-Massenterme hinzufügen:

$$\mathcal{L}_{\text{Majorana}} = -\frac{1}{2}M_L(\bar{\nu}_L\nu_R^C + \bar{\nu}_R^C\nu_L) - \frac{1}{2}M_R(\bar{\nu}_R\nu_L^C + \bar{\nu}_L^C\nu_R) \quad (7.12)$$

Diese Kopplungen beschreiben direkte Übergänge zwischen Neutrinos und Antineutrinos, und die Leptonzahl wäre nicht erhalten, siehe Abb. 7.1 (b). Solche Wechselwirkungen können nicht durch den Higgs-Mechanismus des SM beschrieben werden. Ein direkter Test der Majorana-Natur der Neutrinos über die Suche nach neutrinolosen Doppel-Betazerfällen wird in Abschnitt 7.2.3 diskutiert. Man kann nun Dirac- und Majorana-Massenterme wie folgt zusammenfassen:

$$\mathcal{L}_\nu = -\frac{1}{2}(\bar{\nu}_L \quad \bar{\nu}_L^C) \begin{pmatrix} M_L & m^D \\ m^D & M_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_R^C \\ \nu_R \end{pmatrix} + \text{h.c.} \quad (7.13)$$

Mit diesem Ansatz kann man nun die geringe Masse der Neutrinos erklären. Man diagonalisiert die Massenmatrix unter der Annahme, dass für die linkshändige Majorana-Masse $M_L = 0$ gilt und die rechtshändige Majorana-Masse viel größer als die Dirac-Masse ist: $M_R \gg m^D$. Damit sind die beiden Eigenwerte der Matrix, also die Massen der physikalischen Neutrinos

$$m_L \approx \frac{(m^D)^2}{M_R}, \quad m_H \approx M_R. \quad (7.14)$$

Dies bezeichnet man als „Seesaw-Mechanismus“ (engl. seesaw = Wippe): dadurch, dass die größere Masse m_H sehr groß wird, bleibt m_L sehr klein. Die größere Masse m_H ist dann auch nicht im Widerspruch zu Messungen der Zahl der leichten Neutrino-Flavors bei LEP (Abschnitt 3.2.4). Die Masse der Flavor-Eigenzustände ist dann die Linearkombination

$$m_{\nu_\alpha}^2 = \sum_i |U_{\alpha i}|^2 m_i^2. \quad (7.15)$$

7.2 Evidenz für Neutrinomassen und Neutrino-Oszillationen

7.2.1 Übersicht

Um das im letzten Abschnitt eingeführte Bild massiver Neutrinos, ggf. Majorana-Neutrinos, zu testen, gibt es derzeit drei Hauptstrategien: direkte Massenbestimmung, Nachweis der Majorana-Natur und Nachweis von Oszillationen. Nach heutigem Stand stammen die sensitivsten Resultate von Oszillationsmessungen, diese werden aber durch die anderen Strategien sinnvoll ergänzt. Insgesamt ergibt sich folgendes Bild:

- Aus direkten Messungen mit dem Betazerfall von Tritium gibt es eine obere Schranke auf die Masse des Antielektronneutrinos: $m_{\bar{\nu}_e} < 2,2 \text{ eV}$.
- Die Majorana-Natur der Neutrinos konnte in Experimente mit neutrinolosen Doppelbetazerfällen noch nicht zweifelsfrei nachgewiesen werden.
- Aus Experimenten zu Neutrino-Oszillationen ergeben sich zwei unterschiedliche Typen von Oszillationen mit unterschiedliche Massendifferenzen zwischen den Masseneigenzuständen der Neutrinos, die sich in guter Näherung durch separate Zwei-Flavor-Oszillationen zwischen $|\nu_1\rangle$ und $|\nu_2\rangle$ sowie zwischen $|\nu_2\rangle$ und $|\nu_3\rangle$ beschreiben lassen [Ams08]:

$$\Delta m_{\text{atm}}^2 \approx \Delta m_{23}^2 = 2,43(13) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2, \quad \sin^2(2\theta_{23}) > 0,92 \quad (7.16)$$

$$\Delta m_{\odot}^2 \approx \Delta m_{12}^2 = 7,59(21) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2, \quad \sin^2(2\theta_{12}) = 0,87(3) \quad (7.17)$$

Dabei stammen die Resultate (7.16) von atmosphärischen Neutrinos und Neutrinos, die an Beschleunigern erzeugt wurden, und die Resultate (7.17) aus Sonnen- und Reaktor-Neutrinos. In beiden Fällen ist die Mischung fast maximal. Dies steht im Gegensatz zur Quarkmischung, bei der ein Flavor der dominante Anteil eines Masseneigenzustandes ist.

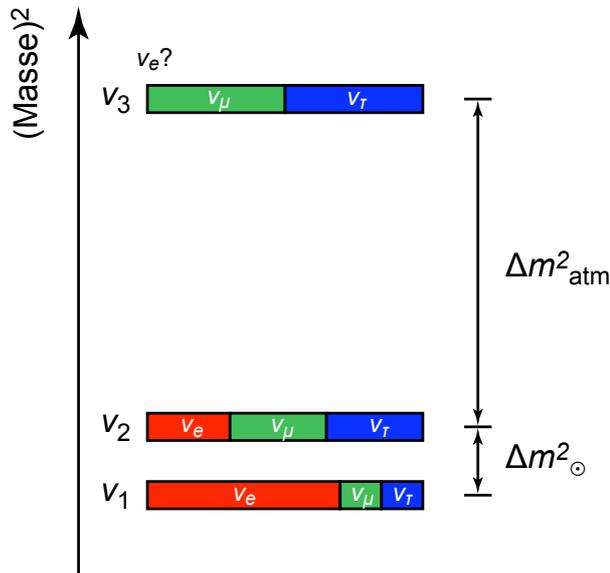


Abbildung 7.2: Mögliches Neutrino-Massenspektrum. Die drei Masseneigenzustände sind jeweils Mischungen aus den Flavor-Eigenzuständen ν_e , ν_μ und ν_τ (nach [Ams08]).

- Die Massenhierarchie im Neutrinosektor ist unbekannt. Sie könnte wie in Abb. 7.2 „normal“ sein: $m_{\nu_1} < m_{\nu_2} < m_{\nu_3}$. Es ist auch möglich, dass die Massenhierarchie in der Natur „invertiert“ ist: $m_{\nu_3} < m_{\nu_2} < m_{\nu_1}$.

Die wichtigsten Resultate von Messungen zu Neutrino-Oszillationen sind in Abb. 7.3 zusammengefasst. Im folgenden sollen einige Schlüsselmessungen diskutiert werden, die zu diesem Bild geführt haben.

7.2.2 Direkte Messungen der Neutrinomasse

Man kann die Neutrinomasse aus dem Endpunkt des Elektronenspektrums im radioaktiven Betazerfall bestimmen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion der Elektronenenergie ist dann wie folgt von der Neutrinomasse abhängig:

$$\frac{d\sigma}{dE_e} \sim (E_e + m_e)(E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\bar{\nu}_e}^2} \quad (7.18)$$

Dieser funktionelle Zusammenhang ist in Abb. 7.4 gezeigt. Für die Untersuchung des Endpunkts E_0 ist der Betazerfall des Tritium ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$ ideal, denn Tritium besitzt eine kurze Halbwertszeit von 12,3 Jahren und eine geringe Endpunktsenergie $E_0 \approx 18,6 \text{ keV}$. Gleichzeitig handelt es sich um einen übererlaubten Zerfall $0^+ \rightarrow 0^+$ (vgl. Abschnitt 4.3.1), so dass hadronische Unsicherheiten im Betazerfall reduziert sind.

Bis zum Jahr 2000 haben Experimente in Mainz und Troitsk auf diese Weise Grenzen auf die Masse des Elektronantineutrinos gewonnen. Das Messprinzip beruht auf der Integration des Energiespektrums um den Endpunkt herum. Dazu benutzt man elektrostatische Filter mit magnetischer adiabatischer Kollimation, wie in Abb. 7.5 gezeigt. Die Elektronen, die beim Tritium-Beta-Zerfall isotrop emittiert werden, werden durch ein inhomogenes Magnetfeld adiabatisch geleitet so geleitet, dass sie einen parallelen Elektronenstrahl bilden. Der Elektronenstrahl wird gleichzeitig durch ein elektrostatisches Feld abgebremst, so dass nur die Elektronen oberhalb einer bestimmten Energieschwelle zum Detektor gelangen. Die beiden Experimente konnten die Masse des $\bar{\nu}_e$ auf

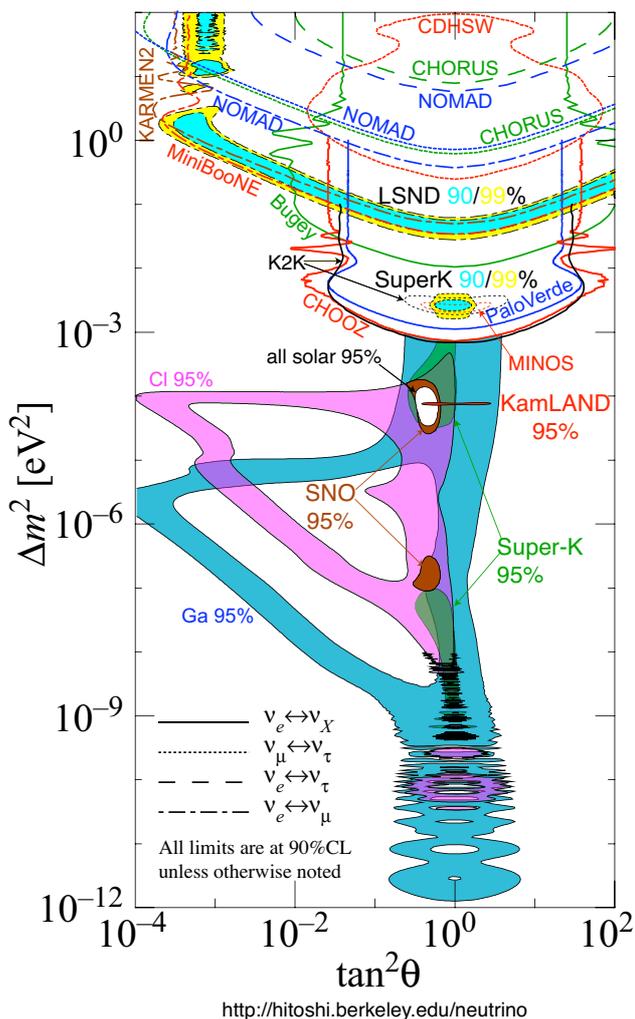


Abbildung 7.3: Messungen der Neutrino-Mischungsparameter Δm^2 und $\tan^2 \theta = \sin^2(2\theta)/(4\cos^2 \theta)$ (häufig anstatt $\sin^2(2\theta)$ gezeigt) [Mur].

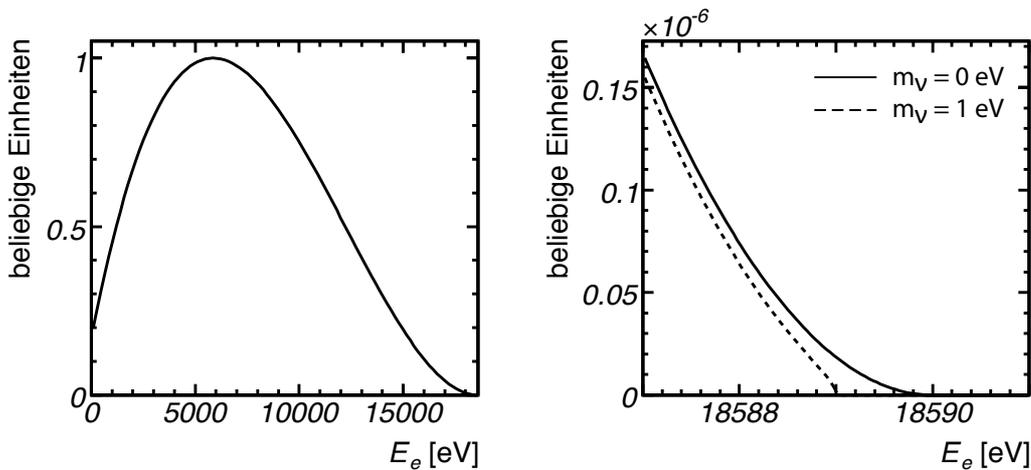


Abbildung 7.4: Energiespektrum für Elektronen aus dem Betazerfall nach Gleichung (7.18). Das volle Spektrum (links) muss noch mit der Fermi-Funktion korrigiert werden, die die Abbremsung des Elektronen durch Coulomb-Wechselwirkungen im Atomkern beschreibt. Der Endpunkt des Spektrums (rechts) ändert sich in Abhängigkeit von der Neutrinomasse.

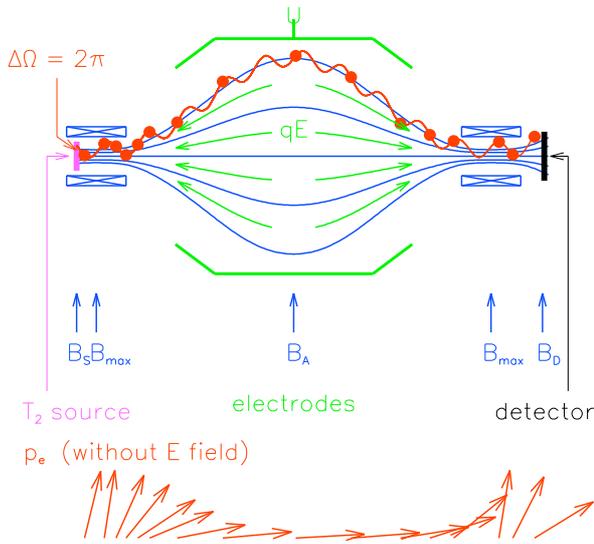


Abbildung 7.5: Prinzip eines elektrostativen Filters mit magnetischer adiabatischer Kollimation zur Messung des Endpunktes des Elektron-Energiespektrums beim Betazerfall von Tritium [Ang04].

$m_{\bar{\nu}_e} < 2,2 \text{ eV}$ beschränken [Wei99, Lob99]. Ab dem Jahr 2012 soll am Forschungszentrum Karlsruhe die Datennahme mit dem KATRIN-Experiment beginnen, mit dem eine Massenschranke von $m_{\bar{\nu}_e} < 0,2 \text{ eV}$ erreicht werden soll [Ang04].

7.2.3 Suche nach Majorana-Neutrinos

Die Majorana-Natur des Neutrinos kann nachgewiesen werden durch Prozesse, bei denen es Übergänge zwischen Neutrinos und Antineutrinos gibt, wie in Abb. 7.1 (b) gezeigt. Ein solcher Zerfall ist der neutrinolose Doppelbetazerfall ($0\nu\beta\beta$). Doppelte Betazerfälle treten bei Elementen mit Kernladungszahl Z auf, bei denen die Bindungsenergie des Elements mit $Z + 2$ größer ist, z. B. ${}^{76}\text{Ge} \rightarrow {}^{76}\text{Se} + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$, oder allgemein

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e. \quad (7.19)$$

Wenn Neutrinos Majorana-Teilchen sind, ist auch der neutrinolose Zerfall

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- \quad (7.20)$$

möglich. Dieser Prozess ist auf Quarkniveau in Abb. 7.6 gezeigt.² Da es sich um einen Zweikörperzerfall handelt, besitzen die Elektronen kein kontinuierliches Energiespektrum, sondern eine feste Energie, die sich experimentell als Linie im Energiespektrum zeigt. Die Herausforderung für Experimente zu $0\nu\beta\beta$ liegt in der Unterdrückung des Untergrunds durch natürliche Radioaktivität, kosmische Strahlung. Daher werden diese Experimente unterirdisch und mit hochreinen Doppelbeta-Isotopen bei Temperaturen im Bereich von Millikelvin durchgeführt.

Im Jahr 2004 hat ein Teil der Heidelberg-Moskau-Kollaboration, die ein Germanium-Experiment betrieben hat, Evidenz für $0\nu\beta\beta$ -Zerfälle gemeldet [KK04], die aber unter Experten umstritten sind. Durch Messungen mit dem CUORICINO-Experiment im Gran-Sasso-Untergrundlabor, wo nach $0\nu\beta\beta$ -Zerfällen von ${}^{130}\text{Te}$ gesucht wird, scheinen diese Messungen größtenteils widerlegt zu sein [Arn08]. Da der

²Ein ähnlicher Prozess wäre auch durch rechtshändige schwache geladene Ströme möglich.

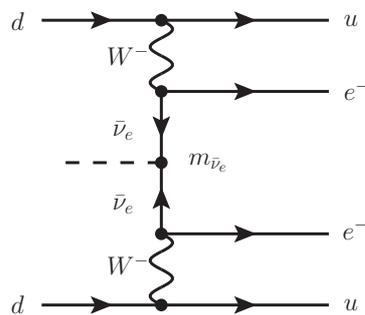


Abbildung 7.6: Feynman-Diagramm für neutrinolosen Doppelbetazerfall auf Quarkniveau. Wenn Neutrinos Majorana-Teilchen sind, induziert die Neutrinomasse den leptonzahlverletzenden Übergang zwischen Teilchen und Antiteilchen.

$0\nu\beta\beta$ -Zerfall durch eine Kopplung aufgrund der Majorana-Masse der Neutrinos hervorgerufen wird, erwartet man, dass die Zerfallswahrscheinlichkeit proportional ist zur mittleren Masse der Majorana-Neutrinos:

$$\langle m_\nu \rangle := \left| \sum_i U_{ei}^2 m_{\nu_i} \right| \quad (7.21)$$

Aus der Nichtbeobachtung von $0\nu\beta\beta$ -Zerfällen kann man Schranken auf $\langle m_\nu \rangle$ gewinnen. Von COURICINO stammt das derzeit beste Resultat, eine modellabhängige Schranke von $\langle m_\nu \rangle < 0,19\text{--}0,68\text{ eV}$ [Arn08].

7.2.4 Atmosphärische Neutrinos

Neutrinos aus kosmischen Schauern

Atmosphärische Neutrinos werden in kosmischen Schauern erzeugt. Die kosmische Strahlung besteht zu etwa 99% aus Protonen. Wenn diese auf die Erdatmosphäre treffen, entsteht durch die Wechselwirkung mit den Luftmolekülen ein hadronischer Schauer, wie in Abb. 7.7 gezeigt. In diesem Schauer werden Pionen, Kaonen und weitere Hadronen erzeugt, die auf dem Weg durch die Atmosphäre zerfallen. Die Neutrinos werden dann in folgender Zerfallskette produziert:

$$p + N \rightarrow \pi^\pm, K^\pm \rightarrow \mu \nu_\mu \rightarrow e \nu_e \bar{\nu}_\mu \nu_\mu. \quad (7.22)$$

Die so produzierten Neutrinos besitzen Energie zwischen 0.1 GeV und etwa 10 TeV. Da kosmische Schauer in der Atmosphäre isotrop erzeugt werden³ und die Neutrinos die Erde praktisch ungehindert durchdringen können, kann man Neutrinos „von oben“ mit Flugstrecken von etwa 15 km und Neutrinos „von unten“ vergleichen, die den vollen Erddurchmesser von 12800 km durchlaufen haben, siehe Abb. 7.8.

Wasser-Cherenkov-Detektoren: Beispiel Super-Kamiokande

Wasser-Cherenkov-Detektoren eignen sich gut zur Analyse atmosphärischer Neutrinos. Man installiert – zur Abschirmung gegen direkte kosmische Strahlung mehr als 1000 m unter der Erde – große Wassertanks, die von Photomultipliern umgeben sind.

³Die Ablenkung der hauptsächlich geladenen kosmischen Strahlung durch das Erdmagnetfeld führt zu einer Ost-West-Asymmetrie.

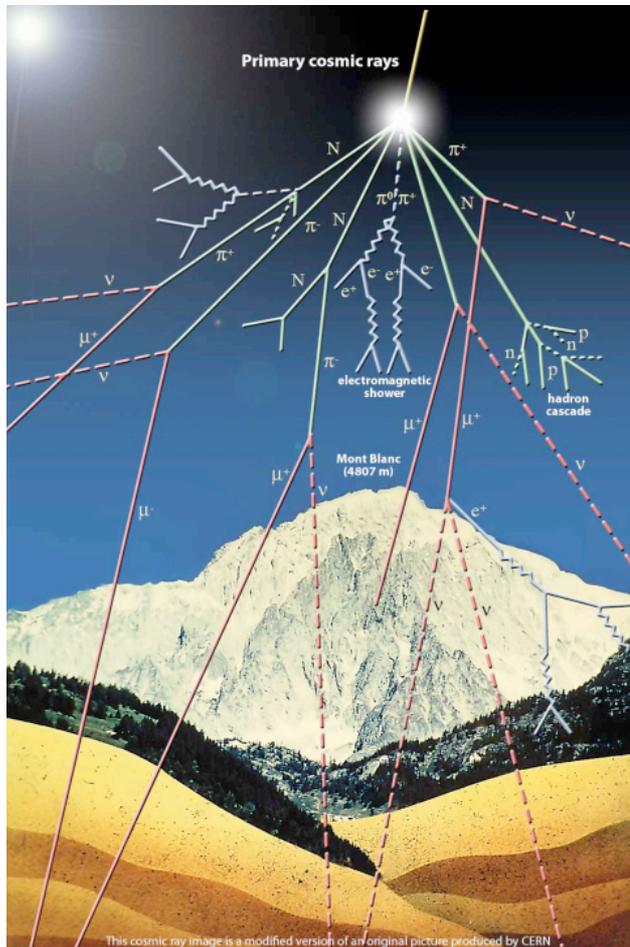


Abbildung 7.7: Schematische Darstellung eines kosmischen Schauers. Neutrinos werden in Zerfällen von Pionen und Myonen produziert [UDE].

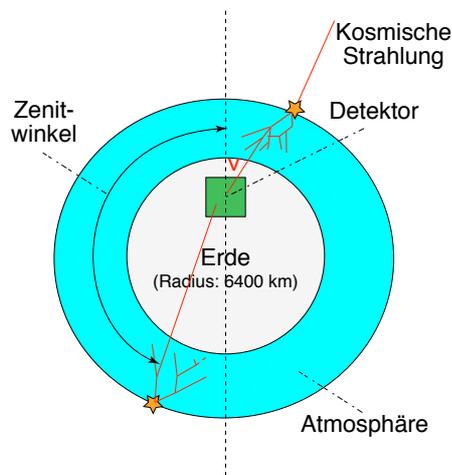


Abbildung 7.8: Nachweis atmosphärischer Neutrinos. Neutrinos, die in der Atmosphäre oberhalb des Detektors entstehen, legen viel kürzere Wege zum Detektor zurück als Neutrinos „von unten“. Im Fall von Neutrino-Oszillationen erwartet man eine Abhängigkeit der Zählrate vom Zenitwinkel.

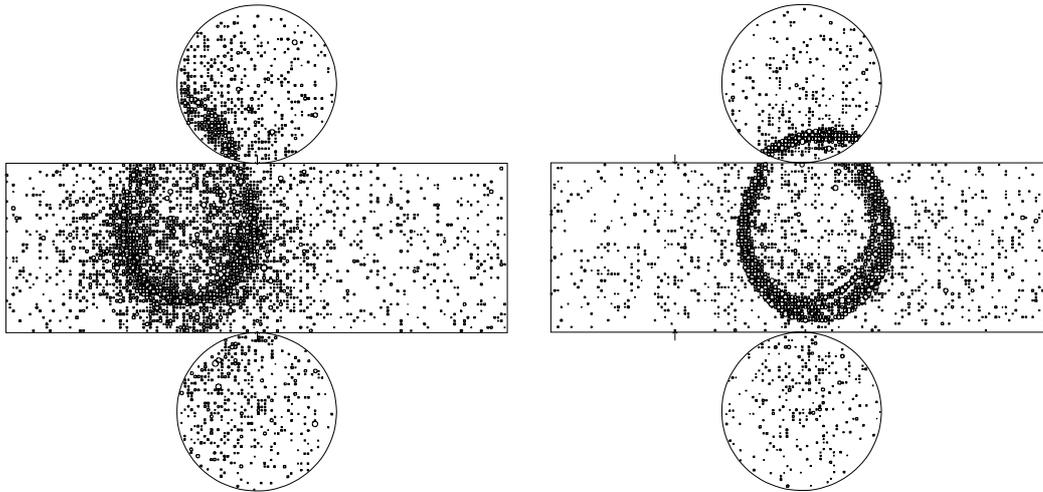


Abbildung 7.9: Cherenkov-Ringe zum Nachweis von (a) Elektronen und (b) Myonen im Super-Kamiokande-Detektor [Ash05].

Der Super-Kamiokande-Detektor („Super-K“) in der Kamioka-Mine in Japan beinhaltet 50.000 m^3 Wasser. Die Neutrinos wechselwirken durch den geladenen Strom $\nu + N \rightarrow \ell + X$ innerhalb des Wassertanks. Die erzeugten Leptonen (Elektronen oder Myonen) deponieren Teile ihrer Energie oder ihre Gesamtenergie im Tank. Leptonen aus Wechselwirkungen von Neutrinos mit mehr als 10 GeV im Gestein außerhalb des Tanks können ebenfalls im Tank nachgewiesen werden. Die Leptonen geben Teile ihrer Energie als Cherenkov-Licht unter einen charakteristischen Winkel ab. Wie in Abb. 7.9 gezeigt, kann man durch die so entstandenen Ringe Elektronen von Myonen unterscheiden. Der Elektronenring ist durch den entstehenden elektromagnetischen Schauer verschmiert, während der Myonenring klar gezeichnet ist.

Bei Super-K wurden verschiedene Analysen zu Neutrino-Oszillationen durchgeführt. Insbesondere wurde die Zahl der elektron- und der myonartigen Wechselwirkungen als Funktion des Zenitwinkels analysiert und mit Simulationsrechnungen verglichen. Dies ist in Abb. 7.10 gezeigt. Es zeigt sich eine klare Abweichung von der Hypothese, dass keine Neutrino-Oszillationen stattfinden. Die Daten stimmen am besten mit den Erwartungen für ν_μ - ν_τ -Oszillationen mit $\sin^2 2(\theta_{23}) > 0,92$ und $1,5 \cdot 10^{-3} < \Delta m_{23}^2 < 3,4 \times 10^{-3}$ überein [Ash05].

7.2.5 Beschleunigerneutrinos

Wie in Abschnitt 1.4.3 diskutiert, erzeugt man Neutrinos an Beschleunigern, indem man einem Protonenstrahl auf ein festes Target lenkt. Im Zerfall von Pionen entstehen ν_μ mit typischen Energien zwischen 1 GeV und 20 GeV , im selben Bereich wie atmosphärische Neutrinos. Um besonders sensitiv auf Neutrino-Oszillationen im interessanten Δm^2 -Bereich zu sein und systematische Unsicherheiten zu reduzieren, konstruiert man heute Paare von Detektoren derselben Bauweise.

Ein Beispiel für dieses Konzept ist der MINOS-Detektor am NuMI-Neutrinostrahl [MIN], der in seiner Bauweise dem in Abb. 3.12 gezeigten CDHS-Detektor ähnelt. Ein kleinerer „Nahdetektor“ ist bei Fermilab installiert, etwa 1 km

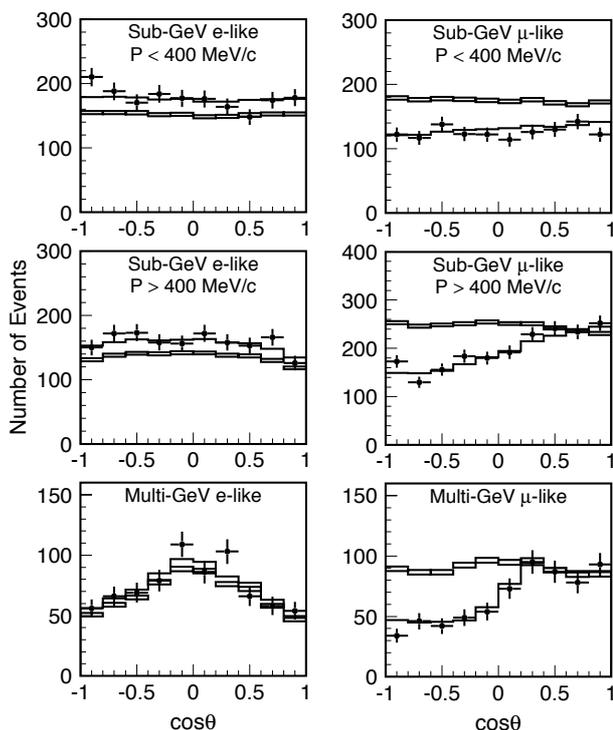


Abbildung 7.10: Zenitwinkelverteilung für elektron- und myonartige Ereignisse in drei verschiedenen Energiebereichen bei Super-Kamiokande [Ash05]. Die Daten folgen der ν_μ - ν_τ -Oszillationshypothese (durchgezogene Linie) und sind nicht vereinbar mit einer Simulation, die keine Oszillationen annimmt (Kästchen).

vom Target entfernt, ein größerer „Ferndetektor“ steht etwa 735 km entfernt in der Soudan-Mine in Minnesota. Die Detektoren sind segmentierte Eisen-Kalorimeter mit Magnetfeld, mit denen man Neutrinos sowohl über geladene Ströme $\nu_\mu + \text{Fe} \rightarrow \mu^- + X$ als auch über neutrale Ströme $\nu_\mu + \text{Fe} \rightarrow \nu_\mu + X$ nachweisen kann. In Abb. 7.11 ist die Zahl der Neutrinoereignisse im MINOS-Ferndetektor als Funktion der rekonstruierten Neutrino-Energie gezeigt. Die beobachteten Zählraten entsprechen den Erwartungen für ν_μ - ν_τ -Oszillationen und sind inkompatibel mit der Hypothese, dass keine Neutrino-Oszillationen stattfinden. Eine Anpassung an die Messdaten resultiert in $\sin^2(2\theta_{23}) > 0,90$ und $\Delta m_{23}^2 = 2,43(13) \times 10^{-3}$ [Ada08], in hervorragender Übereinstimmung mit Resultaten von atmosphärischen Neutrinos.

7.2.6 Sonnenneutrinos

Das SSM

In der Sonne werden ständig Neutrinos durch Fusion von Wasserstoff zu Helium produziert. Dabei laufen in der sogenannten pp -Kette eine Reihe von Prozessen ab, die in Tabelle 7.1 zusammengefasst sind. Neutrinos entstehen dabei in der pp -Fusion, sowie in den ${}^7\text{Be}$ -, ${}^8\text{B}$ -, pep - und hep -Reaktionen. Das Standardmodell der Sonne (engl.: solar standard model, SSM) fasst die wichtigsten Effekte der Sonnenphysik zusammen und kommt so zu Vorhersagen für den Fluss von Sonnenneutrinos aus obigen Prozessen auf der Erde, wie in Abb. 7.12 gezeigt. Für die Detektion von Sonnenneutrinos sind insbesondere die ${}^8\text{B}$ -Neutrinos interessant, da sie auch bei Energien jenseits von 2 MeV auftreten und so in vielen Detektoren nachweisbar sind. Dieser Energiebereich liegt deutlich niedriger als bei atmosphärischen oder Beschleunigerneutrinos. Das SSM umfasst auch Reaktionen der Neutrinos in der Sonne, die zu Neutrino-Oszillationen führen

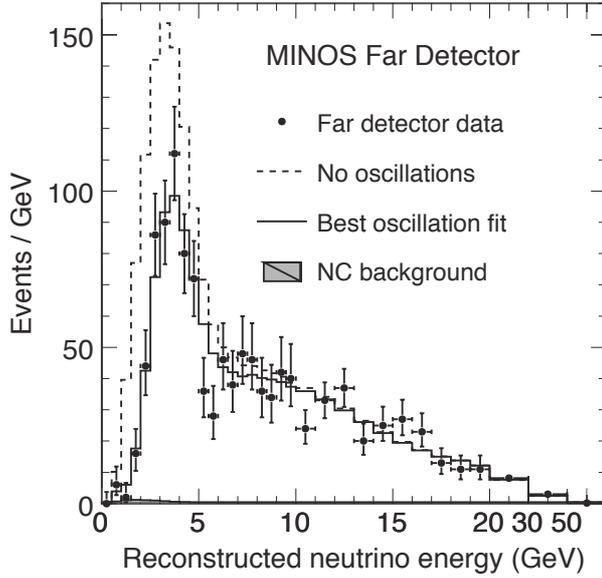


Abbildung 7.11: Energieverteilung der nachgewiesenen Neutrinos im MINOS-Ferndetektor [Ada08]. Das Resultat entspricht den Erwartungen für ν_μ - ν_τ -Oszillationen.

können, wie den im folgenden Abschnitt beschriebenen MSW-Effekt.

Der MSW-Effekt

Die in Abschnitt 7.1.1 eingeführten Neutrino-Oszillationen finden im Vakuum statt. In Medien mit hoher Elektronendichte können die Oszillationen aber auch durch die Wechselwirkung mit dem Medium hervorgerufen werden. Alle Neutrino-Flavors unterliegen im Medium Vorwärtsstreuung mittels neutraler Ströme (Z-Boson-Austausch). Diese Wechselwirkung ist für alle Neutrino-Flavors gleich und erzeugt daher keine Oszillationen. Die Elektron-Neutrinos besitzen jedoch zusätzlich Wechselwirkungen über geladene Ströme (W-Boson-Austausch) mit den Elektronen im Medium. Bei passender Elektronendichte werden so Neutrino-Oszillationen im Medium hervorgerufen. Dieser Mikheev-Smirnov-Wolfenstein-(MSW-)Effekt [Mik85, Wol78] ist besonders in der Sonne relevant.

Man kann das Zusammenspiel von Vakuum-Oszillationen und MSW-Effekt in guter Näherung mit einer Schrödinger-Gleichung für den Zustand (ν_e, ν_x) beschreiben, wobei ν_x eine Linearkombination von ν_μ und ν_τ ist. Der Hamiltonoperator setzt sich dann aus einem Vakuum- und einem MSW-Teil zusammen:

$$H = H_V + H_M = \frac{\Delta m_{12}^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos(2\theta_{12}) & \sin(2\theta_{12}) \\ \sin(2\theta_{12}) & \cos(2\theta_{12}) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} V_M & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (7.23)$$

Dabei ergibt sich das Potenzial für die Elektronstreuung V_M aus der Mittelung über einzelne Neutrino-Streuprozesse mit der Hamiltondichte

$$\mathcal{H}_M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{e}\gamma^\mu(1-\gamma_5)e)(\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1-\gamma_5)\nu_e) \Rightarrow V_M = \langle \mathcal{H}_M \rangle = \sqrt{2}G_F n_e, \quad (7.24)$$

wobei n_e die Dichte der Elektronen im Medium ist. Der MSW-Effekt ist besonders groß, wenn die beiden Diagonalelemente von H gleich groß sind, also wenn die Resonanzbedingung gilt:

$$\sqrt{2}G_F n_e = \frac{\Delta m_{12}^2}{2E} \cos(2\theta_{12}). \quad (7.25)$$

Tabelle 7.1: Kernfusion in der Sonne: vollständige Proton-Proton-Kette. Neutrinos entstehen bei der pp -Fusion, sowie bei den ${}^7\text{Be}$ -, ${}^8\text{B}$ -, pep - und hep -Reaktionen.

Name	Reaktion
Wasserstofffusion	${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$
Deuteriumfusion	${}^2\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$
pp -Reaktion I	${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^1\text{H} + {}^1\text{H}$
pp -Reaktion II	${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$ ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ ${}^7\text{Li} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$
pp -Reaktion III	${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$ ${}^7\text{Be} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$ ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$ ${}^8\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$
pep -Reaktion	${}^1\text{H} + e^- + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$
hep -Reaktion	${}^3\text{He} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$

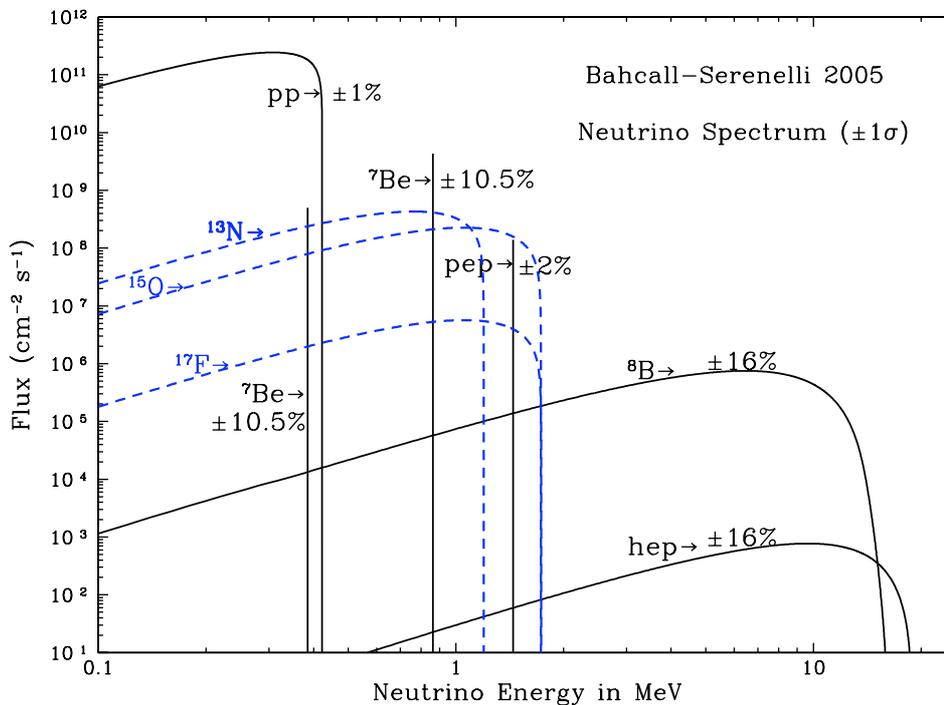


Abbildung 7.12: Vorhersage des Standardmodells der Sonne für den Neutrinofluss als Funktion der Neutrinoenergie für verschiedene Produktionsprozesse für Sonnenneutrinos [Bah05].

Wie im Fall der Flavor-Oszillationen im Quarksektor können dann selbst kleine Nicht-diagonalelemente zu großen Oszillationen führen. Es wird allgemein angenommen, dass der MSW-Effekt der dominante Effekt für Oszillationen bei Sonnenneutrinos ist. Auf dem Weg vom Zentrum der Sonne durchlaufen die Neutrinos Schichten unterschiedlicher Elektronendichte, so dass die Resonanzbedingung irgendwann auf dem Weg erfüllt ist.

Beispiel: Sudbury Neutrino Observatory

Das Sudbury Neutrino Observatory (SNO) ist ein Wasser-Cherenkov-Detektor, der für den Nachweis von ${}^8\text{B}$ -Neutrinos aus der Sonne geeignet ist. Er ist mit etwa 1000 Tonnen Deuterium („schweres Wasser“, D_2O) gefüllt. Damit können ${}^8\text{B}$ -Neutrinos auf drei verschiedene Arten mit dem Detektormaterial wechselwirken:

- Geladener Strom (charged current, CC) mit Deuteron (nur für ν_e):



- Elastische Streuung (elastic scattering, ES) mit Elektronen (dominiert von ν_e , Wirkungsquerschnitt für ν_μ und ν_τ etwa 6.5 mal kleiner):



- Desintegration des Deuterons mittels neutralem Strom (neutral current, NC, gleich für alle drei Neutrino-Flavors):



Damit kann man den Fluss von ν_e , ν_μ und ν_τ unterscheiden. Der Nachweis von ν_μ und ν_τ von der Sonne ist dann die experimentelle Signatur für das Auftreten von Flavor-Oszillationen.

Nach der anfänglichen Datennahme mit D_2O wurde in Phase II des SNO-Experiments dem schweren Wasser 2000 kg NaCl hinzugefügt. Durch das Kochsalz konnte die Sensitivität auf ${}^8\text{B}$ -Neutrinos noch weiter erhöht werden, denn es erhöht sich sowohl die Wahrscheinlichkeit für Neutroneneinfang als auch die Energie der dabei emittierten Photonen, so dass NC- und CC-Prozesse besser unterscheidbar sind. Das Resultat von SNO Phase II ist in Abb. 7.13 gezeigt. Der gemessene Fluss von ${}^8\text{B}$ -Neutrinos stimmt sowohl mit dem SSM als auch mit Ergebnissen für ES von Super-K gut überein.

In einer dritten Phase wurde das Kochsalz wieder entfernt, und ${}^3\text{He}$ -gefüllte Proportionalzähler wurden installiert. So konnten NC-Prozesse durch Neutronenabsorption in ${}^3\text{He}$ nachgewiesen werden. Dadurch werden die Korrelationen unter den Neutrinoflussmessungen reduziert [Aha08]. Für die Zukunft ist geplant, das schwere Wasser durch Flüssigszintillator zu ersetzen (SNO+). Dadurch würde die Neutrino-Energieschwelle gesenkt, so dass weitere Klassen von Sonnenneutrinos nachweisbar wären. Durch Hinzufügen eines Doppelbeta-Isotops wären auch Suchen nach $0\nu\beta\beta$ durchführbar.

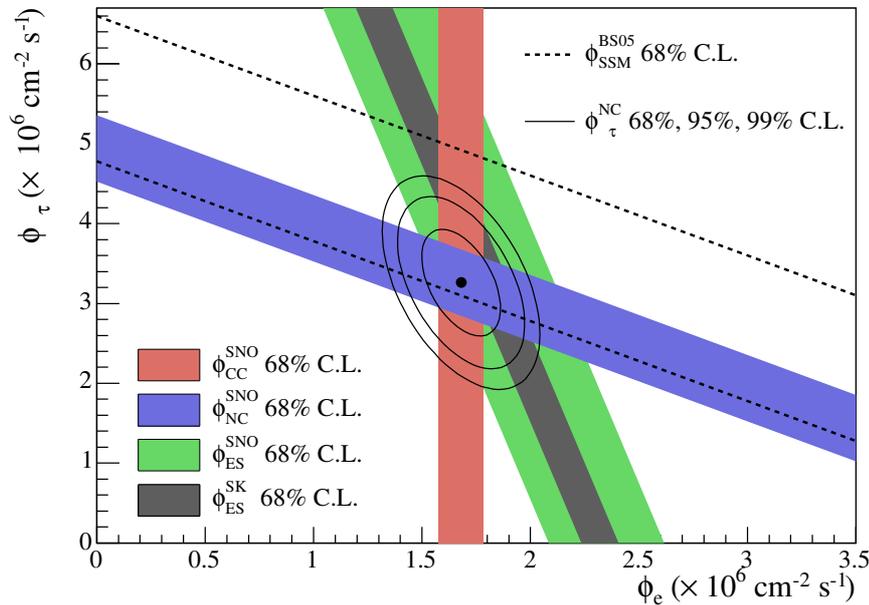


Abbildung 7.13: Gemessener Fluss von ν_μ und ν_τ aufgetragen gegen den Fluss von ν_e [Aha05]. Das Vorhandensein eines ν_μ - und ν_τ -Flusses zeigt, dass die Neutrinos nach ihrer Produktion in der Sonne einer Flavor-Oszillation unterliegen. Die Ergebnisse sind konsistent mit Messungen von Super-K sowie dem SSM.

7.2.7 Reaktorneutrinos

Neutrinos aus der Kernspaltung

In Kernkraftwerken werden große Mengen von $\bar{\nu}_e$ im Prozess der Kernspaltung und deren Folgeprozessen produziert. Nach der Spaltung von ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu oder ^{241}Pu wandeln sich bei den Spaltprodukten sechs Neutronen durch Betazerfall in Protonen um, so dass sechs $\bar{\nu}_e$ mit Energien bis zu 9 MeV entstehen. Der genaue Neutrinofluss hängt von den Details des verwendeten spaltbaren Materials ab, kann aber mit bis zu 4% Genauigkeit bestimmt werden. Wie bei Sonnenneutrinos sind die typischen Energien der Reaktorneutrinos viel geringer als die bei atmosphärischen oder Beschleunigerneutrinos.

Beispiel: KamLAND

Der KamLAND-Detektor (Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector) in der Kamioka-Mine in Japan ist konstruiert worden, um die Oszillation von $\bar{\nu}_e$ aus 55 japanischen Kernkraftwerken zu untersuchen. Die Kraftwerke sind im Mittel etwa $L_0 = 180$ km vom Detektor entfernt. KamLAND testet damit dieselben Oszillationsparameter wie Sonnenneutrinoexperimente. Der KamLAND-Detektor besteht aus einem sphärischen Tank mit 1000 Tonnen Flüssigszintillator, der in einen Wasser-Cherenkov-Detektor eingebettet ist, um Untergrund zu reduzieren. Die $\bar{\nu}_e$ werden durch den inversen Betazerfall



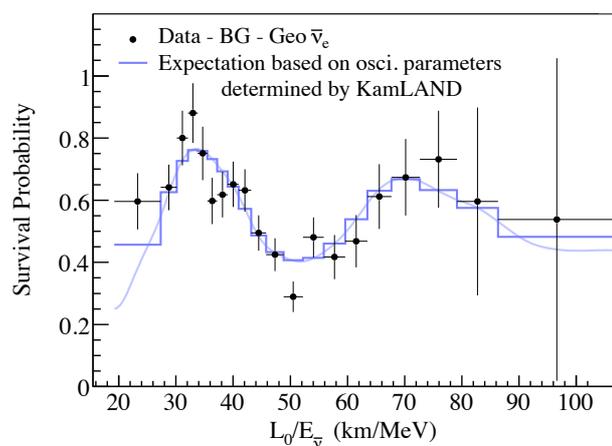


Abbildung 7.14: Wahrscheinlichkeit für $\bar{\nu}_e$ in KamLAND, auf dem Weg vom Produktionsort zum Detektor nicht in andere Neutrino-Flavors zu oszillieren [Abe08]. Als Funktion des Verhältnisses von mittlerem Abstand und Neutrinoenergie $L_0/E_{\bar{\nu}_e}$ ist die Oszillation deutlich zu erkennen.

nachgewiesen. Dabei wird – wie bei der Neutrino-Entdeckung durch Reines und Cowan – das Positron durch Paarvernichtung und das Neutron durch Photonen aus dem zeitverzögerten Neutroneneinfang. Das Szintillationslicht wird mit Photomultipliern nachgewiesen. Abb. 7.14 zeigt die Wahrscheinlichkeit, ein $\bar{\nu}_e$, das bei der Kernspaltung entsteht, bei KamLAND auch als $\bar{\nu}_e$ nachzuweisen. Als Funktion von $L_0/E_{\bar{\nu}_e}$ zeigt sich ein klar oszillatorisches Verhalten. Daraus ergeben sich die Oszillationsparameter $\Delta m_{12}^2 = 7,58_{-0,20}^{+0,21} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ und $\tan^2 \theta_{12} = 0,56_{-0,09}^{+0,14}$ [Abe08], in hervorragender Übereinstimmung mit den Resultaten der Untersuchung von Sonnenneutrinos.

7.2.8 Offene Fragen

Das Phänomen der Neutrino-Oszillationen ist seit den späten 1990er Jahren experimentell etabliert worden. In diesem relativ jungen Forschungsgebiet sind jedoch einige sehr interessante Fragen noch ungelöst [Ams08]:

- *Welche Masse haben Neutrinos?*
Die absolute Massenskala für Neutrinos kann nur aus direkten Messungen der Masse bestimmt werden. Möglicherweise kann diese Frage mit dem KATRIN-Experiment beantwortet werden.
- *Gibt es sterile Neutrinos?*
Bisher hat nur das LSND-Experiment am Los Alamos National Laboratory Evidenz für Oszillationen in sterile Neutrino-Flavors [Ath96]. Das MiniBooNE-Experiment bei Fermilab wurde gebaut, um dieses Resultat zu bestätigen oder zu widerlegen. Bisherige MiniBooNE-Resultate deuten darauf hin, dass das LSND-Resultat falsch gewesen sein muss.
- *Sind Neutrinos Majorana-Teilchen?*
Die Majorana-Natur von Neutrinos kann nicht im SM erklärt werden. Die Resultate der derzeitigen $0\nu\beta\beta$ -Experimente sind nicht eindeutig. Neue Generationen von Experimenten sind gerade in der Entwicklung oder im Aufbau. Da Majorana-Neutrinos die Leptonzahl verletzen, könnten sie eine wichtige Rolle in der Kosmologie spielen.
- *Ist der Mischungswinkel θ_{13} ungleich Null?*
In der PNMS-Matrix sind CP -verletzende Beiträge proportional zu $\sin \theta_{13}$. Wenn

θ_{13} , also die Beimischung von $|\nu_e\rangle$ zum Masseneigenzustand $|\nu_3\rangle$, ungleich null ist, ist somit CP -Verletzung im Neutrino Sektor möglich.

- *Ist Hierarchie der Neutrinomassen in der Natur normal oder invertiert?*
In vielen vereinheitlichten Theorien erwartet man, dass die Massenhierarchie der Neutrinos der der Quarks ähnelt. Ist dies in der Natur nicht der Fall, könnte dies Hinweise auf die Struktur neuer Physik geben.