
Neutrinomassen und -oszillationen

Ausarbeitung zum Seminarvortrag von Erik Fitzke am 28.04.2016
Theorieseminar: Kernstruktur und nukleare Astrophysik



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Inhaltsverzeichnis

1	Neutrinos als Elementarteilchen	2
2	Das solare Neutrino­problem	3
3	Herleitung der Neutrino­oszillation	3
4	Experimentelle Ergebnisse	5
5	Zusammenfassung und Ausblick	8
	Literaturverzeichnis	8

Einleitung

Im vergangenen Jahr wurde der Nobelpreis in Physik an Takaaki Kajita aus Japan und Arthur McDonald aus Kanada verliehen - „*for the discovery of neutrino oscillations, which shows that neutrinos have mass*“ [1].

Die Natur der Neutrinos, ihre Massen und die Neutrino­oszillationen sind Gegenstand der aktuellen Forschung. Die Inhalte des Seminarvortrages vom 28.04.2016 im Theorieseminar „Kernstruktur und nukleare Astrophysik“ wurden auf den folgenden Seiten ausformuliert.

Nach einer kurzen Einführung zur Geschichte der Neutrinos und ihrer Entdeckung werden sie im Standardmodell der Elementarteilchen eingeordnet und einige Wechselwirkungsreaktionen mit Materie vorgestellt, die zum Nachweis von Neutrinos genutzt werden können. Als Ausgangspunkt für die Untersuchung der Neutrino­oszillationen dient dann das solare Neutrino­problem, das die Diskrepanz zwischen den gemessenen und den mit Modellen berechneten Werten für den Strom solarer Neutrinos auf der Erde beschreibt. Der Schwerpunkt des Referates liegt bei der theoretischen Herleitung der Oszillationen an einem vereinfachten Beispiel. Im Anschluss werden Experimente vorgestellt, in denen die Oszillationen direkt beobachtet und vermessen wurden. Zum Schluss wird diskutiert, wie das solare Neutrino­problem durch die Neutrino­oszillationen aufgelöst werden kann.

1 Neutrinos als Elementarteilchen

Erste Hinweise auf die Existenz von Neutrinos gab es bereits im Jahr 1914, als James Chadwick die Energiespektren von β^- -Strahlern untersuchte. Dabei stellte er fest, dass diese Spektren nicht, wie erwartet, eine scharf definierte Energie der erzeugten Elektronen zeigen, sondern in einem gewissen Energiebereich kontinuierlich verlaufen. Da bei einem Zerfalls des Mutternuklids in ein Tochternuklid und ein Elektron aufgrund der Energie- und Impulserhaltung die Elektronenenergie scharf begrenzt wäre und dies den Beobachtungen widersprach, wurde die Existenz eines dritten, bei dem Prozess entstehenden, Teilchens postuliert. Dieses Teilchen war allerdings vorerst nicht direkt nachweisbar. Offenbar musste es neutral sein und relativ leicht im Vergleich zum Atomkern. Nachdem Chadwick 1932 das Neutron entdeckte, wurde von Enrico Fermi für das rätselhafte dritte Teilchen beim Betazerfall der Name *Neutrino* geprägt, was sich in etwa als „kleines Neutron“ übersetzen lässt. Der erste experimentelle Nachweis von Neutrinos gelang erst 1956 im Cowan-Reines-Experiment, das den hohen Neutrinostrom beim Zerfall von Spaltprodukten eines Kernreaktors nutzte.

Aus heutiger Sicht wird das Teilchen, das beim β^- -Zerfall entsteht, als Elektron-Antineutrino klassifiziert. Diese Bezeichnung wird offenbar, wenn man die Einordnung der Neutrinos in das Standardmodell der Elementarteilchen betrachtet. Eine schematische Darstellung des Standardmodells ist in Abb. 1.1 zu sehen. Neutrinos treten in drei *Flavors* auf. Zu jedem der drei Leptonenflavor *Elektron, Myon und Tau* gibt es ein Neutrino und zu den Antiteilchen entsprechende Antineutrinos. Die exakten Massen der Neutrinos sind bisher nicht bekannt. Damit die Leptonenzahl L erhalten bleibt, muss das beim Betazerfall neben dem Elektron entstehende Teilchen ein Elektron-Antineutrino sein. Im Standardmodell wäre damit für masselose Neutrinos nicht nur die Gesamt-Leptonenzahl L erhalten, sondern auch die Leptonenfamilienzahlen L_e, L_μ oder L_τ für den jeweiligen Leptonenflavor. Da jedoch sogenannte *Neutrinooszillationen* beobachtet werden, müssen mindestens zwei Neutrinos eine von Null verschiedene Masse besitzen. Zudem folgt aus den Oszillationen, dass die Leptonenfamilienzahlen nicht erhalten sind. Eine genauere Erklärung dazu ist in Abschnitt 3 zu finden.

Die Neutrinos als neutrale Leptonen wechseln durch Austausch von W^\pm - und Z^0 -Bosonen mit den fermionischen Freiheitsgraden des Standardmodells. Sie unterliegen nicht der starken Wechselwirkung.

Für die Detektion von Neutrinos stehen drei verschiedene Mechanismen zur Verfügung, die als Charged Current Reaction (CC), Neutral Current Reaction (NC) und Elastic Scattering (ES) bezeichnet werden. In Abb. 1.2 sind exemplarische Feynman-Diagramme für diese Reaktionen dargestellt. Bei der dargestellten CC-Reaktion reagiert ein Elektron-Neutrino mit einem Deuteron zu einem Elektron und zwei Protonen. Die Reaktion wird über ein geladenes W^- -Boson vermittelt. Zum Vergleich ist daneben eine NC-Reaktion dargestellt, wo ein Neutrino eines beliebigen Flavors mit dem Deuteron wechselwirkt und es in Neutron und Proton aufspaltet. Diese Reaktion wird von einem ungeladenen Z^0 -Boson moderiert. Auf der rechten Seite ist die Streuung eines Neutrinos an einem Elektron dargestellt. Auch diese Reaktion ist für alle drei Neutrino-Flavor möglich und wird von einem Z^0 -Boson vermittelt.

Drei Generationen
der Materie (Fermionen)

	I	II	III		
Masse	2,3 MeV	1,275 GeV	173,07 GeV	0	125,9 GeV
Ladung	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
Name	u up	c charm	t top	γ Photon	H Higgs Boson
Quarks	4,8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d down	95 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s strange	4,18 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b bottom	0 0 1 g Gluon	
	<2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν_e Elektron- Neutrino	<0,19 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ Myon- Neutrino	<18,2 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ Tau- Neutrino	91,2 GeV 0 1 Z^0 Z Boson	
	0,511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e Elektron	105,7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ Myon	1,777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ Tau	80,4 GeV ± 1 1 W^\pm W Boson	Eichbosonen

Abbildung 1.1: Standardmodell der Elementarteilchen [2]

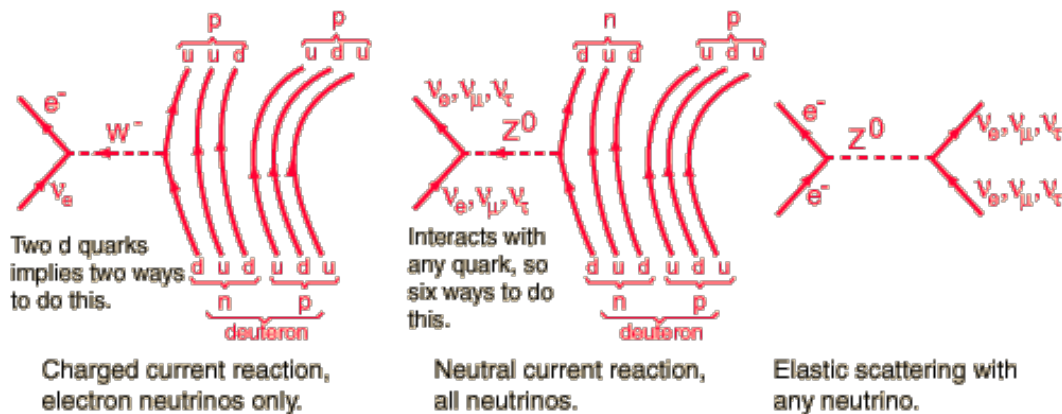


Abbildung 1.2: Feynman-Diagramme für Beispielreaktionen, mit denen der Nachweis von Neutrinos möglich ist. Entnommen aus [3]

2 Das solare Neutrino problem

Der folgende Abschnitt orientiert sich an Quelle [4].

Die Sonne ist eine starke natürliche Neutrinoquelle. Der solare Neutrinofluss auf der Erde liegt in der Größenordnung von $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die Quelle dieser Neutrinos sind verschiedene Fusionsreaktionen in der Sonne, die Elektron-Neutrinos bei verschiedenen Energien produzieren.

Da die Neutrinos nur über die schwache Kraft wechselwirken, sind die Wirkungsquerschnitte für die Nachweisreaktionen sehr gering. Der Wirkungsquerschnitt nimmt mit der Neutrinoenergie zu, die freie Weglänge beträgt für solare Neutrinos mehrere hundert Milliarden Kilometer in Blei.

In den 1960er Jahren wurde im Homestake-Experiment der solare Neutrinofluss über die CC-Nachweisreaktion $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ gemessen. Dazu wurde ein mit 615 Tonnen Tetrachlorethen gefüllter Tank in der Homestake-Miene installiert, um ihn gegen die kosmische Höhenstrahlung abzuschirmen. Im Mittel wurde in diesem Tank alle zwei Tage ein radioaktives Argon-Nuklid produziert und alle paar Monate der gesamte Tank gespült, das Argon abgetrennt und die Anzahl der erzeugten Nuklide über ihren Zerfall nachgewiesen. Die Messergebnisse lagen nach 25 Jahren Messzeit mit $2,56 \pm 0,16 \text{ (stat)} \pm 0,16 \text{ (sys)} \text{ SNU}^1$ deutlich unter dem vom Standard-Sonnenmodell vorhergesagten Wert von $8,5 \pm 0,9 \text{ SNU}$. Andere Neutrinoobservatorien mit anderen Nachweiseaktionen lieferten ebenfalls zu niedrige Messwerte, die bei ca. der Hälfte des erwarteten Wertes und auch deutlich außerhalb der Unsicherheiten des Modells lagen. Da die Sonnenmodelle durch andere Beobachtungen gut bestätigt waren, begann man mit der Suche nach einer Erklärung für das Neutrino Defizit. Als Erklärung wurden die sogenannten Neutrinooszillationen vorgeschlagen, die dazu führen, dass einige der solaren Elektron-Neutrinos auf dem Weg zur Erde ihren Flavor ändern und die Erde als Myon- oder Tau-Neutrinos erreichen. In diesem Energiebereich wechselwirken Myon- oder Tau-Neutrinos nicht über die CC-Reaktion, so dass sie im Homestake-Experiment nicht nachgewiesen werden konnten.

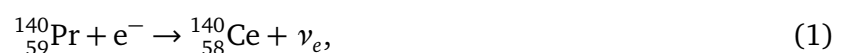
Im folgenden Kapitel werden die Neutrinooszillationen hergeleitet.

3 Herleitung der Neutrinooszillation

Der folgende Abschnitt basiert auf Quelle [5].

Für die Herleitung der Neutrinooszillationen ist es zweckmäßig, statt den in der Sonne stattfindenden Reaktionen einen Elektroneneinfang zu betrachten, bei dem nur zwei Reaktionsprodukte entstehen und wo deshalb die Aufteilung der Energie und Impulse auf die Produkte eindeutig ist.

Als Beispiel dient die Reaktion



wobei vereinfachend angenommen wird, dass der Rückstoßkern nicht in einem angeregten Zustand, sondern im Grundzustand, produziert wird. Für die Herleitung der Oszillationen werden außerdem zwei Annahmen getroffen:

- Die von der schwachen Wechselwirkung erzeugten Neutrinozustände, ν_e , ν_μ und ν_τ , sind von den Vakuum-Massen-Eigenzuständen $j \in \{1, 2, 3\}$ verschieden. Sie lassen sich in der Basis der Massen-Eigenzustände entwickeln:

$$|\nu_e\rangle = \sum_{j=1,2,3} |j\rangle \langle j|\nu_e\rangle ; \quad \alpha \in \{e, \mu, \tau\} \quad (2)$$

Die Matrix der Entwicklungskoeffizienten $\langle j|\nu_\alpha\rangle$ wird als PMNS-Matrix bezeichnet.²

- Für jeden Massen-Eigenzustand gelten die relativistische Energie- und Impulserhaltung, dargestellt im Vierervektor K im Schwerpunktsystem, separat:

$$K = \underbrace{\begin{pmatrix} M_m \\ \vec{0} \end{pmatrix}}_{\text{Mutternuklid}} = \underbrace{\begin{pmatrix} \sqrt{M_d^2 + \vec{k}_j^2} \\ -\vec{k}_j \end{pmatrix}}_{\text{Tochternuklid}} + \underbrace{\begin{pmatrix} \sqrt{m_j^2 + \vec{k}_j^2} \\ +\vec{k}_j \end{pmatrix}}_{\text{Neutrino}} \quad (3)$$

Dabei bezeichnen M_m , M_d und m_j die Massen von Mutternuklid, Tochternuklid und Neutrino-Masseneigenzustand. Der Impuls \vec{k}_j hängt von m_j ab und hat für das Neutrino und Tochternuklid den gleichen Betrag und das umgekehrte Vorzeichen.

Der Rückstoßkern und das Neutrino werden jeweils in einem eigenen Hilbertraum dargestellt. Der Gesamtzustand des Systems nach der Reaktion ist damit eine Superposition aus Tensorprodukten der Zustände von Tochternuklid und Neutrino-Masseneigenzustand und die Koeffizienten sind die Elemente der PMNS-Matrix:

$$\underbrace{|K, d, \nu_e\rangle}_{\text{Gesamtzustand}} = \sum_{j=1,2,3} \left(\underbrace{|-\vec{k}_j, d\rangle}_{\text{Nuklid}} \otimes \underbrace{|+\vec{k}_j, j\rangle}_{\text{Neutrino}} \right) \langle j|\nu_e\rangle \quad (4)$$

Um das Verhalten des Systems nach dem Zerfall zu beschreiben, wird der Zeitentwicklungsoperator betrachtet und in der Impulsbasis dargestellt:

$$\hat{U}(t) = e^{-i\hat{H}_d t} \otimes e^{-i\hat{H}_\nu t} = \left(\sum_{\vec{k}} |\vec{k}, d\rangle e^{-i\sqrt{M_d^2 + \vec{k}^2} t} \langle \vec{k}, d| \right) \otimes \left(\sum_{j=1,2,3} \sum_{\vec{k}} |\vec{k}, j\rangle e^{-i\sqrt{m_j^2 + \vec{k}^2} t} \langle \vec{k}, j| \right) \quad (5)$$

Für die Darstellung in der Impulsbasis wurden für die impulsabhängigen Energien die Ausdrücke für die relativistische Gesamtenergie aus Gleichung (3) verwendet. Durch Anwendung des Zeitentwicklungsoperators auf den Gesamtzustand und Darstellung im Ortsraum kann die Amplitude der Wellenfunktion ermittelt werden. Das Ortsraum-Bra für eine Detektion des Nuklids am Ort \vec{x}_d und des Neutrinos vom Flavour α mit $\alpha \in \{e, \mu, \tau\}$ am Ort \vec{x}_ν , lautet $\langle \vec{x}_d, d; \vec{x}_\nu, \nu_\alpha | = \langle \vec{x}_d, d | \otimes \langle \vec{x}_\nu, \nu_\alpha |$. Die Amplitude für einen auf Eins normierten Fluss wird entsprechend berechnet:

$$A_{e \rightarrow \alpha}(\vec{x}_d, \vec{x}_\nu, t) = \langle \vec{x}_d, d; \vec{x}_\nu, \nu_\alpha | \hat{U}(t) | K, d, \nu_e \rangle \quad (6)$$

$$= \sum_{j=1,2,3} e^{-i\sqrt{M_d^2 + \vec{k}_j^2} t} \langle \vec{x}_d, d | -\vec{k}_j, d \rangle e^{-i\sqrt{m_j^2 + \vec{k}_j^2} t} \langle \vec{x}_\nu, \nu_\alpha | +\vec{k}_j, j \rangle \langle j | \nu_e \rangle \quad (7)$$

$$= e^{-iM_m t} \sum_{j=1,2,3} \langle \nu_\alpha | j \rangle e^{i\vec{k}_j(\vec{x}_\nu - \vec{x}_d)} \langle j | \nu_e \rangle \quad (8)$$

² Die PMNS-Matrix ist nach den Forschern Pontecorvo, Maki, Nakagawa und Sakata benannt.

Im ersten Schritt fallen dabei wegen $\langle \vec{k} | \vec{k}_j \rangle = \delta^3(\vec{k} - \vec{k}_j)$ die Summen über die \vec{k} weg. Im zweiten Schritt wird $\langle \vec{x}_\nu, \nu_\alpha | + \vec{k}_j, j \rangle = (2\pi)^{-3/2} e^{i\vec{k}_j \cdot \vec{x}_\nu} \langle \nu_\alpha | j \rangle$ und $\langle \vec{x}_d, d | - \vec{k}_j, d \rangle = (2\pi)^{-3/2} e^{-i\vec{k}_j \cdot \vec{x}_d}$ aufgelöst und die zeitabhängigen Exponentialterme werden nach Gleichung (3) für jedes j einzeln zusammengefasst.

Für die exemplarische Betrachtung werden zudem die folgenden Vereinfachungen gemacht:

1. Es werden nur zwei Neutrinos und zwei Massen-Eigenzustände betrachtet.
2. Da sowohl die j -Basis als auch die ν_α -Basis orthonormal sind, lässt sich die PMNS-Matrix als Drehmatrix mit dem Mischungswinkel θ darstellen: $\{(j | \nu_\alpha)\} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$
Bei großem Abstand der Detektoren für Neutrino und Rückstoßkern lässt sich $(\vec{x}_\nu - \vec{x}_d) \cdot \vec{k}_j$ als Lk_j schreiben mit dem Abstand $L = |\vec{x}_\nu - \vec{x}_d|$ zwischen Neutrino und Rückstoßkern.
3. Aus der relativistischen Energie-Impuls-Erhaltung folgt, unter der Näherung dass das Nuklid eine deutlich größere Ruhemasse hat als das Neutrino und dass das Neutrino als hochrelativistisch betrachtet werden kann: $k_1 - k_2 \approx \frac{m_1^2 - m_2^2}{2E_\nu}$ Dabei ist \bar{E}_ν die mittlere Neutrinoenergie.

Die Wahrscheinlichkeit, im Abstand L vom Rückstoßkern ein Elektron-Neutrino zu messen, wenn bei dem Zerfall ein Elektron-Neutrino produziert wurde, ist das Betragsquadrat der Amplitude $A_{e \rightarrow e}$:

$$P_{e \rightarrow e}(L) = |A_{e \rightarrow e}(L, t)|^2 = |\cos^2(\theta)e^{ik_1L} + \sin^2(\theta)e^{ik_2L}|^2 = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{4\bar{E}_\nu} L\right) \quad (9)$$

Durch das Einsetzen von Werten für den betrachteten Elektroneneinfang kann die Periodenlänge der Oszillation abgeschätzt werden. Einsetzen von

$$\begin{aligned} \bar{E}_\nu &= 3,3 \text{ MeV}, \\ \Delta m_{12}^2 &= m_1^2 - m_2^2 = 9 \times 10^{-5} (\text{eV})^2, \\ \sin^2(2\theta) &\approx 0,8 \end{aligned}$$

liefert das nebenstehende Bild, die Oszillationslänge beträgt ca. 180 km.

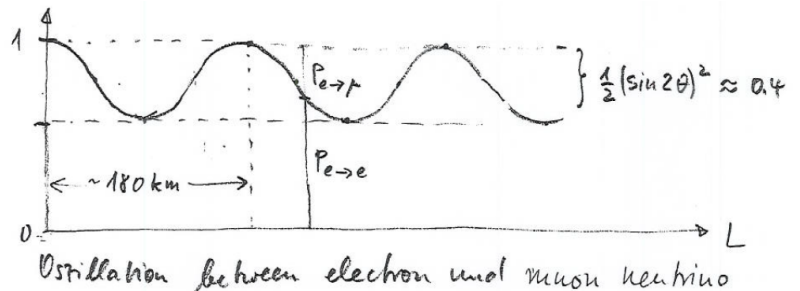


Abbildung 3.1: Detektionswahrscheinlichkeit für ein Elektron-Neutrino im Abstand L vom Rückstoßkern, entnommen aus Quelle [5].

4 Experimentelle Ergebnisse

In der theoretischen Herleitung der Neutrinooszillation wurde zur Vereinfachung angenommen, dass nur zwei Neutrino flavor mischen. Tatsächlich mischen jedoch alle drei Neutrino flavor, so dass die PMNS-Matrix eine 3×3 -Matrix ist. Ihre Einträge lassen sich experimentell bestimmen und sind zur Zeit noch mit relativ großen Unsicherheiten behaftet, was nicht zuletzt an der geringen Statistik bei Neutrinoexperimenten liegt. Wie beim Beispiel mit zwei Neutrino flavors lässt sich auch die 3×3 -PMNS-Matrix durch – in diesem Falle drei – Mischungswinkel sowie möglicherweise komplexe Phasen darstellen. Die Massenquadrat-Differenzen der Masseneigenzustände und die PMNS-Matrix sind in Abb. 4.1 dargestellt.

Aus Messungen der Oszillationen sind die Massen der Neutrinos nur indirekt über die Differenzen der Massenquadrate zugänglich. Damit bleibt jedoch die Hierarchie der Massen ungeklärt. Das heißt, es lässt sich nicht feststellen, ob die große Differenz zwischen den beiden größeren oder den beiden kleineren Massen liegt. Mit den experimentellen Werten der PMNS-Matrix und den Massenquadrat-Differenzen kann das Oszillationsverhalten berechnet werden. Abbildung 4.2 zeigt, wie sich die

Massenquadrat-Differenzen der Eigenzustände:

$$\Delta m_{21}^2 = (7,03 \dots 8,09) \times 10^{-5} \text{ (eV)}^2$$

$$\Delta m_{23}^2 \approx \Delta m_{31}^2 = (2,33 \dots 2,60) \times 10^{-3} \text{ (eV)}^2$$

PMNS-Matrix, durch Messungen ermittelt:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,80 \dots 0,85 & 0,51 \dots 0,58 & 0,14 \dots 0,16 \\ 0,23 \dots 0,52 & 0,44 \dots 0,70 & 0,61 \dots 0,79 \\ 0,25 \dots 0,53 & 0,46 \dots 0,71 & 0,59 \dots 0,78 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

Abbildung 4.1: Experimentelle Ergebnisse für die PMNS-Matrix und die Massenquadrat-Differenzen nach Quelle [6]

Detektionswahrscheinlichkeit für einen bestimmten Neutrino flavor abhängig von L/\bar{E}_ν , ändert. Es lassen sich in dem Bild zwei Oszillationsperioden der Wahrscheinlichkeit ausmachen, eine mit einer Periodenlänge von ca. 1 km MeV^{-1} und eine bei ca. 32 km MeV^{-1} . Wird ein Neutrino in einer Reaktion als Elektron-Neutrino produziert, so liegt die Wahrscheinlichkeit, es bei ca. 16 km MeV^{-1} Abstand zum Rückstoßkern als Elektron-Neutrino nachzuweisen, nur noch im Bereich von 15 %. Dafür besteht eine nennenswerte Wahrscheinlichkeit, ein Myon- oder Tau-Neutrino zu detektieren. Mit weiter zunehmendem Abstand zwischen Nuklid und Neutrino wächst die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron-Neutrino zu messen wieder an, bis sie im Bereich von 32 km MeV^{-1} Werte nahe von Eins erreicht. Der dargestellte Mechanismus der Neutrinooszillation sowie die obigen Messergebnisse gelten für die Oszillation im Vakuum. Bei der Propagation von Neutrinos durch Materie ändern sich die Eigenschaften der Neutrinos aufgrund des MSW-Effektes.³

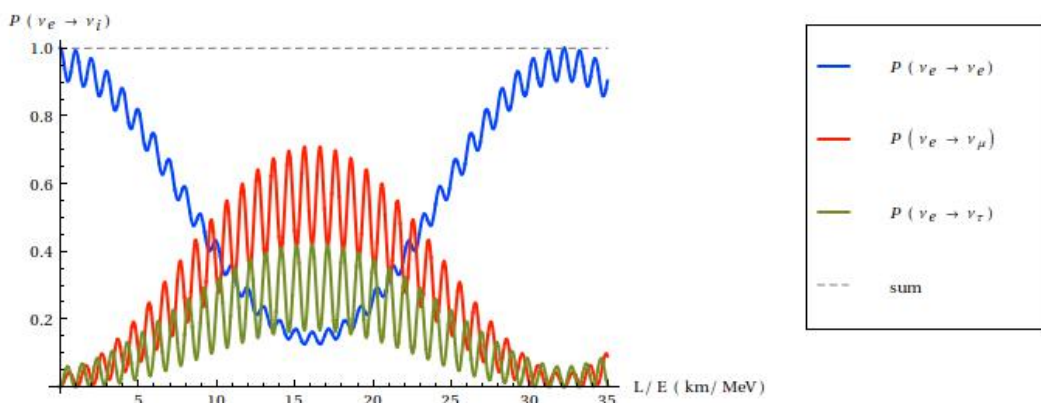


Abbildung 4.2: Graphische Darstellung der Wahrscheinlichkeit, nach der Produktion eines Elektron-Neutrinos ein Neutrino eines bestimmten Flavors zu messen. Die Wahrscheinlichkeit hängt allein vom Quotienten aus der Entfernung zum Rückstoßkern L und der mittleren Neutrinoenergie \bar{E}_ν , ab. Abbildung aus [7]

Um Neutrinooszillationen zu beobachten und auch zu vermessen, eignen sich zum Beispiel Neutrinos aus Kernreaktoren. Sowohl die Oszillationsperiode mit einer Länge von 1 km MeV^{-1} als auch die mit 32 km MeV^{-1} lassen sich mit Reaktor-Neutrinos nachweisen. In den Abb. 4.3 und 4.4 sind Messwerte des Daya-Bay-Experiments und des KamLAND-Detektors dargestellt. Das Daya-Bay-Experiment in China nutzt die Elektron-Antineutrinos, die beim Betazerfall von Spaltprodukten in den Kernreaktoren der Kraftwerke Daya Wan und Ling'ao entstehen. Durch die Verwendung mehrerer Detektoren ist die Vermessung von fast einer ganzen kurzen Oszillationsperiode möglich. Der KamLAND-Detektor in Japan nutzt die Neutrinos aus 55 japanischen Kernreaktoren im Umkreis von über hundert Kilometern und macht dadurch eine Messung der großen Oszillationsperiode möglich.

Aus beiden Datensätzen lässt sich ablesen, dass die Wahrscheinlichkeit für die Detektion eines Elektron-Antineutrinos nicht nur mit dem Abstand zur Neutrinoquelle abnimmt, sondern tatsäch-

³ Der MSW-Effekt ist nach den Physikern Michele, Smirnow und Wolfenstein benannt.

lich ein Minimum besitzt und für größere Entfernungen wieder ansteigt. Damit wird bestätigt, dass tatsächlich eine Oszillation der Neutrinos und nicht nur eine Mischung stattfindet.

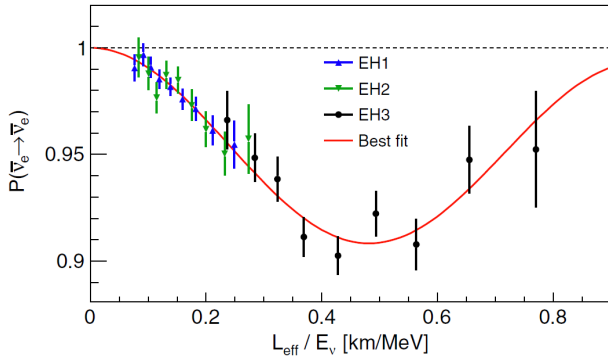


Abbildung 4.3: Gemessene Wahrscheinlichkeit, ein entstandenes Elektron-Antineutrino als ebensolches zu detektieren, in Abhängigkeit von L/\bar{E}_ν . Die Daten wurden im Daya-Bay-Experiment mit Kernreaktor-Neutrinos gewonnen. Abbildung aus [8]

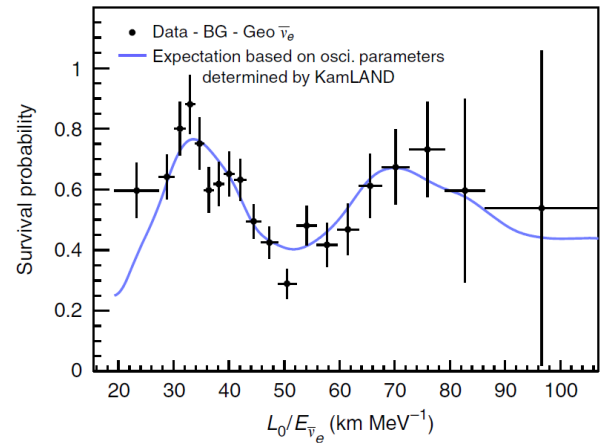


Abbildung 4.4: Wahrscheinlichkeit, ein Elektron-Antineutrino aus einem Kernreaktor als ebensolches zu messen. Die Messdaten stammen vom KamLAND Detektor. Abbildung aus [9]

Zum Abschluss wird gezeigt, dass das solare Neutrino-Problem durch die Neutrinooszillationen gelöst wird. Die direkte Beobachtung einer Oszillation setzt die Kenntnis des Abstandes zwischen Neutrino und Rückstoßkern bzw. des Abstandes zwischen dem Neutrinodetektor und dem Entstehungsort des Neutrinos voraus. Bei solaren Neutrinos mit Energien im MeV-Bereich lassen sich deshalb direkt keine Neutrinooszillationen beobachten. Der Kern der Sonne, in dem die Neutrinos entstehen, ist im Durchmesser vielfach größer als die Oszillationslänge. Die Neutrinooszillationen führen deshalb im Mittel nur zu einer Mischung der drei Flavours. Außerdem ist der MSW-Effekt zu berücksichtigen. In Abb. 4.5 sind die Messdaten für solare Neutrinos vom Sudbury Neutrino Observatory (SNO) in Kanada und vom Super-Kamiokande-Detektor⁴ in Japan dargestellt. Bei beiden Detektoren handelt es sich um sogenannte Tscherenkow-Detektoren, die mit Photo-multipliierten Tscherenkow-Strahlung detektieren. Diese entsteht, wenn durch die Wechselwirkung eines Neutrinos mit dem Füllmedium des Detektors Elektronen auf eine Geschwindigkeit beschleunigt werden, die über der Lichtgeschwindigkeit im Medium liegt. Aus dem Öffnungswinkel und der Richtung des entstehenden Mach-Kegels kann die Neutrinoenergie und Herkunftsrichtung bestimmt werden.

Der gemessene Gesamtfluss der Neutrinos in diesen Experimenten liegt im theoretisch vorhergesagten Bereich und ist damit mit dem Modell verträglich. Das solare Neutrino-Problem löst sich somit auf, wenn die Oszillation der solaren Elektron-Neutrinos in die anderen Flavours berücksichtigt wird.

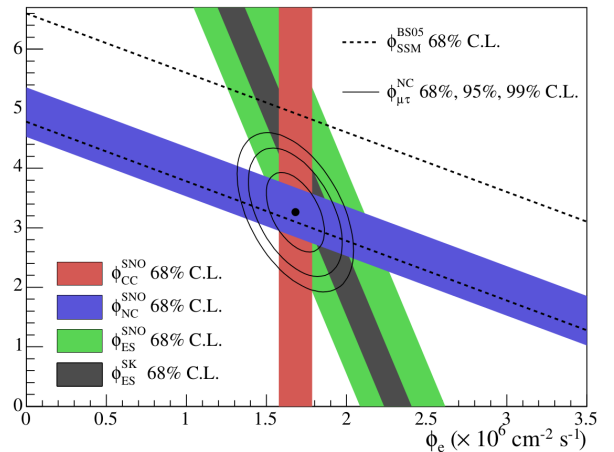


Abbildung 4.5: Solarer Neutrino-Fluss, gemessen am SNO und Super-Kamiokande. Bei den Messungen über NC- und ES-Reaktionen ist nur der Gesamtfluss aller drei Flavours zugänglich (siehe Abschnitt 1), so dass der Fluss der Myon- und Tau-Neutrinos nur linear abhängig vom Fluss der Elektron-Neutrinos ausgedrückt werden kann. Die Messung der CC-Reaktionen am SNO liefert den Fluss der Elektron-Neutrinos. Zum Vergleich ist die Vorhersage nach dem Sonnen-Standardmodell BS05 SSM eingezeichnet. Abbildung aus [10]

⁴ Der Super-Kamiokande in Kamioka ist der Nachfolger des Kamiokande. Der Name steht für Kamioka Neutrino Detection Experiment.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Seminararbeit wurden die Neutrinos, ihre Eigenschaften und Wechselwirkungen vorgestellt. An einem vereinfachten Beispiel wurde der Mechanismus der Neutrinooszillation im Vakuum theoretisch hergeleitet. Im Anschluss wurden Messergebnisse zu den Oszillationen präsentiert und diskutiert.

Obwohl der prinzipielle Mechanismus der Oszillation als verstanden gilt, bleiben einige offene Fragen, welche die Neutrinos zum Gegenstand aktueller Forschungen machen. Einerseits sind die Einträge der PMNS-Matrix bzw. die Mischungswinkel nur im Rahmen relativ großer Unsicherheiten bekannt. Ein Ziel der weiteren Forschung ist folglich ihre genauere Bestimmung. Da aus den Oszillationen nur die Differenz der Massenquadrate bestimmt werden kann, ist außerdem die Massenhierarchie zu klären. Ein Experiment, das die Masse des Elektron-Antineutrinos aus dem β^- -Zerfallsspektrum von Tritium bis auf 0,2 eV genau bestimmen soll, ist das KATRIN-Experiment in Karlsruhe.

Außerdem ist ungeklärt, ob Neutrinos der CP-Symmetrie unterliegen, das heißt die Invarianz aller physikalischen Prozesse unter gleichzeitiger Ladungs- und Paritätskonjugation gegeben ist. Wenn die CP-Invarianz für Neutrinos verletzt ist, treten in der PMNS-Matrix komplexe Phasen auf.

Schließlich wird noch untersucht, ob Neutrinos eventuell Majorana-Fermionen und damit jeweils ihre eigenen Antiteilchen sind.

Da bei Neutrinoexperimenten stets die geringe Anzahl der Zählereignisse die Genauigkeit beschränkt, soll der Super-Kamiokande ein größeres Nachfolgeexperiment bekommen, den Hyper-Kamiokande. Dieser Detektor soll ein Volumen von einer Million Tonnen Wasser umfassen und wäre damit rund zwanzig mal größer als der Super-Kamiokande.

Literatur

- [1] Website zum Nobelpreis 2015, abgerufen am 04.05.2016, https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/
- [2] Abbildung von Wikipedia, abgerufen am 01.05.2016 https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/1/1c/Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg
- [3] Hyperphysics, Website der Georgia State University, abgerufen am 01.05.2016 <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/particles/imgpar/feyncr.gif>
- [4] Neutrino Oscillations, Scientific Background on the Nobel Prize in Physics 2015, Compiled by the Class for Physics of the Royal Swedish Academy of Sciences
- [5] H. FELDMEIER On neutrino oscillations in vacuum, Doctoral Training Programme at ECT (2010)
- [6] Website NuFIT.org, abgerufen am 02.05.2016 <http://www.nu-fit.org/?q=node/92>
- [7] Website invisibles.eu, abgerufen am 02.05.2016 <http://invisibles.eu/outreach/entry/ceaseless-transformation-three-neutrino>
- [8] F. P. AN ET AL., Daya Bay Collaboration, Spectral Measurement of Electron Antineutrino Oscillation Amplitude and Frequency at Daya Bay, Phys. Rev. Lett. 112, 061801 – veröffentlicht am 10.02.2014
- [9] P. VOGEL, L.J. WEN, C. ZHANG Neutrino oscillation studies with reactors, Nature Communications 6, veröffentlicht am 27.04.2015
- [10] Y. SUZUKI, Atmospheric Neutrinos, Präsentation vom 19.09.2013