

Den Geisterteilchen auf der Spur

Eine neue Generation von Experimenten steht in den Startlöchern, um die zur Beschreibung von Neutrinos notwendigen Parameter genauer zu messen.

Manfred Lindner und Christian Weinheimer

Eine Vielzahl von Experimenten mit Neutrinos aus der Sonne, der Atmosphäre, Reaktoren und Beschleunigern hat gezeigt, dass Neutrinos im Flug ihre „Familienzugehörigkeit“ wechseln. Diese Neutrinooszillationen sind ein Beleg dafür, dass Neutrinos ähnlich wie Quarks miteinander mischen und eine endliche Masse besitzen müssen, und der erste harte Beweis für Physik jenseits des Standardmodells.

Neutrinos waren von Anfang an für Überraschungen gut. Wolfgang Pauli führte sie 1930 als hypothetische Teilchen ein, um Energie- und Drehimpulserhaltung beim Betazerfall zu retten. Nur durch die gleichzeitige Emission von Elektronen und unsichtbaren Neutrinos konnte er die beobachteten kontinuierlichen Elektronenspektren erklären. Würde beim Zerfall hingegen kein anderes Teilchen emittiert, sollte die Elektronenenergie einen scharfen Wert haben. Die Form des Spektrums erfordert ein sehr leichtes, wenn nicht sogar masseloses Teilchen. Die Ladungserhaltung verlangt zudem ein elektrisch neutrales Teilchen, das aufgrund seiner geringen Wechselwirkung mit Materie kaum nachzuweisen ist. Ein Vierteljahrhundert später gelang Clyde Cowan und Frederick Reines der experimentelle Nachweis des Neutrinos. Später zeigten Leon Lederman, Melvin Schwartz und Jack Steinberger, dass es mehr als eine Sorte (Familie oder Flavour) von Neutrinos gibt. Inzwischen sind drei masselose Neutrinosorten (ν_e , ν_μ und ν_τ), die jeweils nach ihrem geladenen Partner in der schwachen Wechselwirkung benannt sind (Elektron e , Myon μ und Tauon τ), fester Bestandteil des Standardmodells der Teilchenphysik. Im Volksmund heißen die Neutrinos auch Geisterteilchen, wegen ihres geringen Wirkungsquerschnitts. So streuen Anti-Neutrinos aus den Spaltreaktionen eines Kernreaktors im Mittel erst nach der gewaltigen Strecke von 100 Lichtjahren mit Wasser.

In den 70er- bis 90er-Jahren des vorherigen Jahrhunderts tauchten Widersprüche auf, die unser Verständnis der Teilchen- und Astrophysik entscheidend veränderten. Die radiochemischen Experimente mit dem Targetmaterial Gallium, GALLEX/GNO (bei dem das MPI für Kernphysik in Heidelberg federführend war) und SAGE, sowie die Wasser-Cherenkov-Detektoren Kamiokande und Super-Kamiokande bestätigten frühere Ergebnisse von Raymond Davis [1]. Dieser hatte bereits weniger Sonnenneutrinos nachgewiesen,



Am Atomkraftwerk im französischen Chooz werden die beiden Detektoren des Double Chooz-Experiments (Fern- bzw. Nahdetektor) sehr genau den Fluss

an Antineutrinos vermessen, um den noch unbekanntem Mischungswinkel zu bestimmen.

als gemäß dem Sonnenmodell zu erwarten waren. Allerdings deutete die Energieabhängigkeit dieses Defizits schon auf einen komplexen Effekt hin. Zusätzlich bestimmten die Cherenkov-Experimente sowie große Eisendetektoren mit Spur- und Energierekonstruktion den Fluss der Neutrinos, die in der Atmosphäre durch Zerfälle von Pionen und Myonen entstehen. Auch hier zeigte sich eine unerwartete Abweichung: Obwohl beide Neutrinosorten aus der gleichen Quelle stammen, war nur der Myon-Neutrinofluss und nicht der Elektron-Neutrinofluss reduziert.

KOMPAKT

- Die drei bekannten Neutrinosorten wechselwirken nur mittels der schwachen Wechselwirkung (durch den Austausch von W- und Z-Bosonen) und müssten nach dem Standardmodell masselos sein.
- Der Nachweis von Neutrinooszillationen hat in den letzten Jahren jedoch gezeigt, dass die Massen endlich sind und zwischen ungefähr 0,01 und 1 eV/c² liegen.
- Neue Experimente zum „normalen“ sowie zum neutrinolosen doppelten Betazerfall wie KATRIN bzw. GERDA sowie zu Neutrinooszillationen wie Double Chooz sollen es in den nächsten Jahren erlauben, die Neutrinomassen und die sog. Mischungswinkel genauer zu bestimmen.

Prof. Dr. Manfred Lindner, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Saupfercheckweg 1, 69117 Heidelberg; Prof. Dr. Christian Weinheimer, Institut für Kernphysik, Universität Münster, Wilhelm-Klemm-Str. 9, 48149 Münster

1) Neutrinos werden an definierten Orten erzeugt und nachgewiesen, was quantenmechanisch einer Überlagerung von Impulsen entspricht. Daher trennen sich die Wellenpakete der Massenzustände ab einer gewissen Distanz, und die Kohärenz geht verloren. Für die Experimente mit Beschleuniger-, Reaktor-, Sonnen- und Atmosphären-Neutrinos spielt dies noch keine Rolle, wohl aber bei der Beobachtung von weit entfernten astrophysikalischen Neutrinoquellen mit Neutrinoteleskopen.

Zunächst stießen diese experimentellen Ergebnisse auf Skepsis. Die Astrophysik lieferte keine Erklärung, sodass schon bald die Eigenschaften der Teilchen selbst ins Blickfeld rückten. Der endgültige Durchbruch gelang im Sommer 1998, als die Super-Kamiokande-Kollaboration die gemessene Winkelabhängigkeit des Flusses an Atmosphärenneutrinos vorstellte [2]: Demnach erreichen den Detektor deutlich mehr Myon-Neutrinos direkt von oben als von unten durch die Erde, während diese Asymmetrie bei den Elektron-Neutrinos – wie erwartet – nicht auftritt. Damit blieben eigentlich nur Neutrinooszillationen als Erklärung übrig: Die Myon-Neutrinos wandeln sich offenbar auf dem langen Weg durch die Erde in Tau-Neutrinos um, für die der Super-Kamiokande-Detektor praktisch blind ist. Diese Oszillationen zeichneten sich auch als Erklärung des Defizits der Sonnenneutrinos ab, der klare Durchbruch gelang aber erst im Frühjahr 2001 mit den Daten des Sudbury Neutrino Observatory (SNO): Der insgesamt gemessene Neutrinofluss entspricht den Erwartungen des Sonnenmodells. Allerdings erreichen nur etwa ein Drittel der Sonnenneutrinos die Erde als Elektron-Neutrinos. Zwei Drittel haben sich in Myon- oder Tau-Neutrinos umgewandelt, für die andere Detektoren ganz oder weitgehend blind waren.

Die Mischung macht's

Damit Neutrinos oszillieren können, müssen sie mischen. Dies ist nur möglich, wenn ihre Massen anders als im Standardmodell endlich sind. Neutrinomischung bedeutet, dass die Zustände $|ν_e\rangle$, $|ν_μ\rangle$ und $|ν_τ\rangle$, die gemeinsam mit ihren Partnern Elektron, Myon

oder Tauon bei der Wechselwirkung mit W-Bosonen auftreten, keine wohldefinierte Masse haben. Stattdessen sind diese sog. Wechselwirkungszustände eine quantenmechanische Überlagerung von drei anderen Neutrinozuständen $|ν_1\rangle$, $|ν_2\rangle$ und $|ν_3\rangle$ mit definierten Massen (Abb. 1 und Infokasten „Neutrinomischung und -oszillationen“). Bei der Produktion und dem Nachweis legt also das mit dem Neutrino gemeinsam auftretende Lepton einen Wechselwirkungszustand fest, während sich unterwegs die quantenmechanischen Phasen der $|ν_1\rangle$ -, $|ν_2\rangle$ - und $|ν_3\rangle$ -Anteile – aufgrund der verschiedenen Massen – unterschiedlich entwickeln, sodass Interferenzen auftreten.¹⁾ Während Quanteninterferenzen üblicherweise auf mikroskopischen Skalen auftreten, ist das Besondere bei Neutrinooszillationen, dass sich diese auf makroskopischen Skalen bis hin zum Abstand Sonne-Erde beobachten lassen.

Wenn man will, kann man eine Analogie mit einem Dreifachspaltexperiment herstellen, wobei sich die Phasendifferenzen hier aus den unterschiedlichen Wegen über die drei Massenzustände und die Mischungsanteile aus den verschiedenen Spaltbreiten ergeben. Um Neutrinooszillationen und die -mischung zu veranschaulichen, gibt es weitere mechanische und optische Analogexperimente [3].

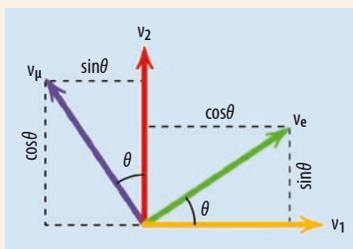
Zur Beschreibung der Mischung sind im Allgemeinen drei Winkel und drei sog. CP-Phasen notwendig. Wegen der großen Unterschiede bei den Massendifferenzen lassen sich Oszillationen meist auch in guter Näherung durch die zwei hauptsächlich beteiligten Neutrinos beschreiben. Dann hängen die Oszillationen nur noch von einem Winkel ab (Infokasten). Neuere Experimente sind allerdings so präzise, dass eine Beschreibung mit drei Neutrinos nötig ist, wodurch

NEUTRINOMISCHUNG UND -OSZILLATIONEN

Die Neutrinomischung lässt sich formal beschreiben durch

$$|ν_α\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{αi} |ν_i\rangle, \quad α=e, μ, τ,$$

wobei U eine unitäre, komplexe 3×3 -Matrix ist, die leptonic Mischungsmatrix. Auf Grund von global frei wählbaren Phasen sind in U aber nur drei Mischungswinkel ($θ_{12}$, $θ_{23}$, $θ_{13}$) und drei sog. CP-Phasen physikalisch. Die Mischungswinkel liegen zwischen 0 und $π/2$, die CP-Phasen zwischen 0 und $2π$. Während es bei der Quark-Mischung nur eine CP-Phase gibt, die z. B. in B- \bar{B} -Oszillationen eine Rolle spielt, können bei den Neutrinos bis zu drei Phasen auftreten. Dies liegt daran, dass Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sein können (Majorana-Teilchen).

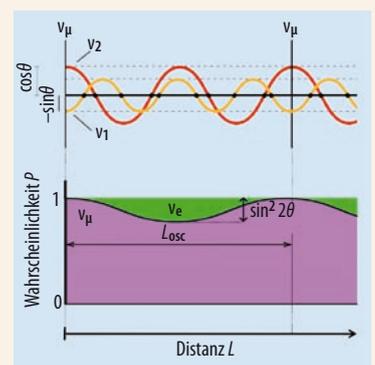


Wenn nur zwei Neutrinos berücksichtigt werden, lässt sich die Mischung mit einem einzigen Winkel $θ$ beschreiben:

$$\begin{pmatrix} |ν_e\rangle \\ |ν_μ\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos θ & \sin θ \\ -\sin θ & \cos θ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |ν_1\rangle \\ |ν_2\rangle \end{pmatrix}$$

Dies entspricht einer Drehung zwischen zwei Massen- und Wechselwirkungszuständen (Abb. links).

Betrachten wir z. B. ein zunächst erzeugtes Myon-Neutrino $ν_μ$. In dieser Überlagerung entwickeln sich die quantenmechanischen Phasen der beiden Zustände $|ν_1\rangle$ und $|ν_2\rangle$ aufgrund der verschiedenen Massen m_1 und m_2 zeitlich unterschiedlich, sodass nach einer gewissen Flugstrecke eine Kombination von $|ν_1\rangle$ und $|ν_2\rangle$ realisiert ist, welche mit einer Wahrscheinlichkeit $\sin^2 2θ$ einem Elektron-Neutrino $|ν_e\rangle$ entspricht. Dies geschieht periodisch, d. h. nach der Flugstrecke $L_{osc} = 4π E / \Delta m^2$ liegt wieder ein Myon-Neutrino vor (Abb. rechts). Dabei ist E die Neutrinoenergie und Δm^2 die Differenz der beiden Massenquadrate. Für die Übergangswahrscheinlichkeiten bei diesen



Neutrinooszillationen gilt:

$$P(ν_μ \rightarrow ν_e) = \sin^2 2θ \sin^2(\Delta m^2 \times L / 4E)$$

$$P(ν_μ \rightarrow ν_μ) = 1 - P(ν_μ \rightarrow ν_e)$$

Aufgrund der Unitarität gilt $P_{tot} = P(ν_μ \rightarrow ν_e) + P(ν_μ \rightarrow ν_μ) = 1$. Daher lassen sich die Oszillationen nur beobachten, wenn die Neutrinosorte sowohl bei Produktion als auch bei Nachweis bestimmt oder eingeschränkt wird.

Für drei Neutrinos sind die Ausdrücke wesentlich komplizierter, weil dann kleinere Drei-Flavour-Oszillationen überlagert sind.

sich auch die Möglichkeit ergibt, eine der Phasen zu bestimmen. Die beiden anderen Phasen lassen sich prinzipiell nur in anderen Experimenten, z. B. im neutrinolosen Doppelbetazerfall bestimmen.

Da sich bei den Oszillationen z. B. ein Myon-Neutrino periodisch in ein Elektron-Neutrino verwandelt, bleibt zwar die Leptonenzahl insgesamt erhalten, nicht jedoch die Zahl der Leptonen einer Familie. Dies steht aber in keinem Widerspruch zu einer bekannten Symmetrie.

Zahlreiche Experimente haben inzwischen die Oszillationen mit verschiedenen Quellen nachgewiesen.

■ **Teilchenbeschleuniger** erlauben es, durch die Kollision von hochenergetischen Protonen mit einem Target und dem anschließenden Zerfall der dabei produzierten Pionen künstliche Strahlen von Myon-Neutrinos zu erzeugen und deren Oszillation zu Tau-Neutrinos zu untersuchen. Das K2K-Experiment in Japan hat erstmals das Verschwinden der Myon-Neutrinos aus dem Strahl gesehen, inzwischen vermessen das MINOS-Experiment in den USA und das T2K-Experiment in Japan (mit deutscher Beteiligung durch die RWTH Aachen) dies genauer. Das OPERA-Experiment (Uni Hamburg und Münster) [4] am Gran Sasso-Labor in Italien hat kürzlich ein Tau-Neutrino detektiert, das durch Oszillation entstanden ist. Quelle ist dabei der Neutrinostrahl, der vom 700 km entfernten CERN in Genf aus auf das Labor gerichtet ist.

■ **Kernkraftwerke** sind eine intensive Quelle von Elektron-Antineutrinos, deren Energie rund tausendmal geringer ist als die von Atmosphären- oder Beschleuniger-Neutrinos. Das KamLAND-Experiment in Japan befindet sich der Nähe von mehreren Kernkraftwerken, bei einem mittleren Abstand von rund 180 km. Das Experiment hat gezeigt, dass sich die Zahl der Elektron-Antineutrinos auf dem Weg zum Detektor reduziert, wie durch die Oszillationen zu Myon- und Tau-Neutrinos erwartet. KamLAND hat auch die charakteristischen Oszillationen der Übergangswahrscheinlichkeit als Funktion der Neutrinoenergie nachgewiesen und damit einen eindeutigen Beweis der Neutrinooszillationen erbracht.

■ **Fusionsreaktionen** im Herzen der Sonne erzeugen neben Energie in Form von Licht auch Elektron-Neutrinos, die seit den 1960er-Jahren auf der Erde nachgewiesen werden [1]. Das SNO-Experiment in Kanada hat Sonnenneutrinos mithilfe von zwei verschiedenen Reaktionen beobachtet: Beim Austausch eines Z^0 -Bosons („neutrale Ströme“) tragen alle Neutrinos bei, während beim Austausch eines W -Bosons („geladene Ströme“) nur Elektron-Neutrinos zählen. SNO konnte damit zeigen, dass das Sonnenneutrino-Defizit auf der Oszillation von Elektron-Neutrinos in Myon- und Tau-Neutrinos beruht. Der experimentell gefundene Anteil der Elektron-Neutrinos von einem Drittel ist weniger als erwartet, da dieser Anteil auf dem langen Weg von der Sonne zur Erde nicht unter die Hälfte sinken sollte. Hier tritt noch ein weiterer Effekt auf: Ähnlich wie bei Licht in Glas ist die (sehr schwache) Wechselwirkung mit der Materie verantwortlich für eine Art Brechungs-

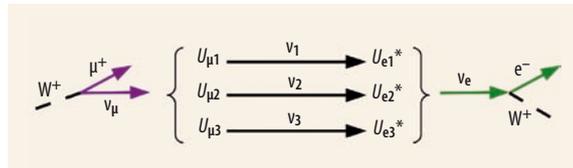


Abb. 1 In dem Prozess links entsteht aus einem W -Boson aufgrund der schwachen Wechselwirkung ein Neutrino, das ein ν_μ sein muss, da zeitgleich ein Myon entsteht. Rechts wechselwirkt ein ν_e , eindeutig bestimmt durch das Elektron, beim Nachweis in einem Detektor. Dazwischen propagiert eine kohärente Überlagerung der Massenzustände $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle, |\nu_3\rangle$, deren quantenmechanische Phasen sich unterschiedlich entwickeln.

index für Neutrinos. Daher ändern sich Mischungswinkel und Massen in Abhängigkeit von der Materiedichte, wobei sogar eine resonante Verstärkung der Oszillationen möglich ist. Tatsächlich ist hauptsächlich dieser Effekt für die Umwandlung von Sonnenneutrinos verantwortlich.

Das Borexino-Experiment in Italien, an dem die TU München, das MPI für Kernphysik in Heidelberg und die Universität Hamburg beteiligt sind, misst die Energiespektren der Sonnenneutrinos, die weiteren Aufschluss über die Energieabhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeit und das Einsetzen des Materieeffektes bei höheren Energien liefern [5].

Alle bisherigen Experimente zeigen übereinstimmend, dass zwei der drei Mischungswinkel groß sind (rund 33 und 45 Grad), während der dritte kleiner als rund 10 Grad sein muss. Weltweit sind derzeit Experimente in Vorbereitung mit dem vorrangigen Ziel, diesen Mischungswinkel zu bestimmen. T2K hat kürzlich erste Ergebnisse vorgestellt, die mit einer Signifikanz von $2,5 \sigma$ ausschließen, dass $\sin^2 2\theta_{13} = 0$. Der beste Fit liefert $\sin^2 2\theta_{13} = 0,11$ bzw. $0,14$ für normale bzw. invertierte Massenhierarchie (Abb. 2). Das sind vielversprechende Nachrichten für das Double Chooz-Experiment (Abb. auf S. 31), das sich bei den französischen Reaktoren in Chooz befindet und an dem deutsche Gruppen maßgeblich beteiligt sind [6]: das MPI für Kernphysik in Heidelberg, die TU München, die RWTH Aachen und die Universitäten Hamburg und Tübingen. Die beiden Detektoren im Abstand von 1050 bzw. 400 Meter zu den Reaktoren weisen Antineutrinos aus den Reaktoren durch den inversen Betazerfall nach. Dabei entsteht ein Positron, das mit einem Elektron zu einem ersten Lichtblitz annihiliert, und ein Neutron, das verzögert eingefangen wird und ein zweites charakteristisches Lichtsignal liefert. Am Ferndetektor begann kürzlich die Datennahme. Bereits mit den Daten aus wenigen Monaten besteht eine erste Chance, den verbleibenden dritten Mischungswinkel zu bestimmen, und das T2K-Ergebnis lässt nun auf ein klares Signal hoffen.

Absolute Massen statt Differenzen

So wie sich bei Experimenten mit einem Doppelt- oder Dreifachspalt nur Phasendifferenzen, nicht aber absolute Phasen bestimmen lassen, liefern Experimente zu Neutrinooszillationen nur Differenzen

zwischen Massenquadraten, nicht aber die absoluten Massen. Die **Tabelle** fasst die derzeit bekannten Parameter zusammen. Da das Vorzeichen von Δm_{32}^2 (ebenso wie die CP-Phasen) nicht bekannt ist, ist auch die Hierarchie der Massen noch unbekannt (**Abb. 2**). Der Wert der Neutrinomassen ist aber zum einen sehr wichtig für theoretische Modelle jenseits des Standardmodells (**Infokasten** „Wie erhalten Neutrinos Masse?“). Zum anderen ist die Summe der Neutrinomassen entscheidend für die Evolution des Universums. Drei sich ergänzende Methoden erlauben es, die absoluten Massen zu bestimmen.

Kosmologie

Ungefähr eine Sekunde nach dem Urknall koppelten die Neutrinos von dem sich abkühlenden Feuerball des Universums ab. Ähnlich wie die Mikrowellen-Hintergrundstrahlung sollten diese Neutrinos heute einen Hintergrund von 336 Teilchen pro Kubikzentimeter bilden. Dieser heiße Teil der Dunklen Materie ist unumstritten, er ließ sich bislang aufgrund der extrem kleinen Wirkungsquerschnitte und der geringen Energie aber noch nicht direkt nachweisen.

Dieser Hintergrund konnte, je nachdem wie groß die Summe der drei Neutrinomassen ist, die Struktur- bildung im Universum auf kleinen Skalen unterschiedlich stark dämpfen. Die Verteilung der Galaxien oder die Anisotropie des Mikrowellenhintergrunds begrenzen derzeit die Massensumme auf etwa $600 \text{ meV}/c^2$. Diese Aussagen beruhen auf dem kosmologischen Standardmodell, sind also nicht modellunabhängig.

Direkte Bestimmung

Schon Enrico Fermi hat beschrieben, wie sich die Neutrinomasse bestimmen lässt, indem man beim Beta-

zerfall das Elektronenspektrum in der Nähe des Endpunkts, d. h. bei maximaler Elektronenenergie, präzise vermisst. Diese zur Kosmologie komplementäre Methode ist „direkt“, da über die Energie- und Impulserhaltung hinaus keine weiteren Annahmen eingehen, um aus dem gemessenen Phasenraum der Elektronen auf die Neutrinomasse zu schließen.

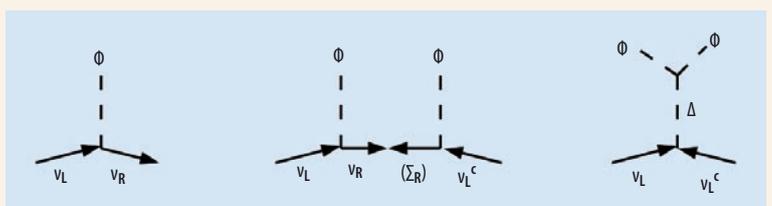
Vor einem Jahrzehnt haben Experimente in Mainz und Troitsk zum Betazerfall von Tritium gezeigt, dass die Neutrinomasse maximal $2 \text{ eV}/c^2$ beträgt. Derzeit baut eine internationale Kollaboration am Karlsruher Institut für Technologie KIT das Experiment KATRIN [8] auf, das die Empfindlichkeit um eine Größenordnung auf $200 \text{ meV}/c^2$ steigern soll. Die wesentlichen Komponenten sind eine fensterlose molekulare Tritiumquelle und ein großes elektrostatisches Elektronenspektrometer. Damit werden die Vorgängereperimente erheblich verbessert und erweitert. So soll ein zweilagiges Drahtelektrodensystem (**Abb. 3**) Sekundärelektronen, deren Ursache kosmische Myonen oder Radioaktivität in der Spektrometerwand sind, elektrostatisch vom Spektrometervolumen fernhalten und somit den Untergrund des großen Hauptspektrometers um zwei Größenordnungen senken. In vielen weiteren Bereichen ist KATRIN Technologietreiber, sei es beim Erreichen des Restgasdrucks von 10^{-11} mbar im größten Ultrahochvakuumbehälter der Welt, bei der Stabilität der Analysehochspannung von $-18,6 \text{ kV}$ auf 10^{-6} (gemeinsam mit der PTB Braunschweig) oder bei der Stabilität auf 10^{-3} bei Temperatur, Druck und Isotopenzusammensetzung in der Tritiumquelle.

Die sehr komplexe Apparatur der Tritiumquelle wird voraussichtlich 2012/2013 geliefert, und rund ein Jahr später sollen die Messungen beginnen. Aus Deutschland sind federführend das KIT sowie Grup-

WIE ERHALTEN NEUTRINOS MASSE?

Im Standardmodell der Teilchenphysik erhalten die Quarks und die geladenen Leptonen ihre Dirac-Massen durch die Kopplung an das Higgs-Boson Φ , während Neutrinos exakt masselos sind. Die beobachteten Neutrinomassen erfordern daher eine Erweiterung des Standardmodells. Dies geschieht am einfachsten, indem man rechtshändige Neutrinos ν_R einführt, um auch für Neutrinos Dirac-Massenterme zu erhalten (Feynman-Diagramm links). Die Gesamtleptonenzahl bleibt dabei erhalten.

Im Gegensatz zu den geladenen fundamentalen Fermionen (Quarks, e^- , μ^- , τ^-) gibt es für massive Neutrinos jedoch keinen Grund, diese Erhaltung einzufordern. Deshalb können Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sein. Solche Teilchen nennt man Majorana-Teilchen. Damit sind neue, sog. Majorana-Massenterme möglich. Für die ν_R sollten diese groß sein und über die Kopplung an das Higgs kleine Massenterme der Wechselwirkungsneutrinos erzeugen (Mitte).



Anstatt von rechtshändigen Eichsingulets sind auch fermionische Triplets Σ_R möglich (also Felder, die selbst schwach wechselwirken), um Neutrinomassen zuzulassen. Dies führt wie bei ν_R im mittleren Diagramm zu Neutrinomassen. Alternativ kann man auch ein Higgs-Triplett Δ einführen und erhält ebenfalls Majorana-Massen (rechts). Und schließlich gibt es noch die Möglichkeit, dass Schleifeneffekte die Massen radiativ erzeugen oder sog. höherdimensionale (nicht renormierbare) Operatoren hinter den Neutrinomassen stecken.

Die verschiedenen Experimente sind unterschiedlich auf die Massen und Mi-

schungen von Neutrinos sensitiv. Die kosmologischen Aussagen zur Neutrinomasse hängen z. B. von der Summe aller drei Massen $\sum_i m(\nu_i)$ ab, die bei den bekannten Mischungswinkeln weitgehend proportional zur „Elektron-Neutrinomasse“ $m(\nu_e)$ ist. Auf diesen Mittelwert aller zum Elektron-Neutrino beteiligten Neutrinomassenzustände $m(\nu_e)^2 = \sum_i |U_{ei}|^2 m^2(\nu_i)$ ist die direkte Massenbestimmung beim einfachen Betazerfall empfindlich. Der neutrino-lose doppelte Betazerfall ist dagegen auf $m_{ee} = |\sum_i U_{ei} m(\nu_i)|$ sensitiv. Hier können die komplexen Mischungsmatrixelemente U_{ei} teilweise zu Auslöschungen führen.

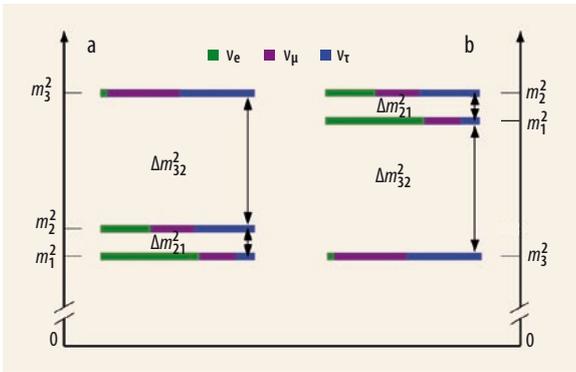


Abb. 2 Da das Vorzeichen von Δm_{32}^2 derzeit noch unbekannt ist, sind zwei verschiedene Hierarchien der Neutrinomassen möglich: $m_3^2 > m_2^2 > m_1^2$ (a) oder $m_3^2 > m_1^2 > m_2^2$ (b). Die farbigen Anteile der Massenzustände deuten die Zusammensetzung aus Wechselwirkungs Zuständen an.

pen der Universitäten Bonn, Mainz und Münster, der Hochschule Fulda und des MPI für Kernphysik in Heidelberg beteiligt.

Neben Tritium eignen sich auch die Isotope ^{187}Re oder ^{163}Ho für die direkte Messung der Neutrinomasse. Experimente damit befinden sich in der Planung oder in Vorstufen (z. B. MARE).

Neutrinoloser doppelter Betazerfall

Beim doppelten β^- -Zerfall wandeln sich in einem Kern gleichzeitig zwei Neutronen in zwei Protonen um unter Aussendung von zwei Elektronen und zwei Antineutrinos (Abb. 4a, analog kann es doppelte β^+ -Zerfälle oder Elektroneneinfang-Prozesse geben). Dieser Zerfall ist ein schwacher Prozess zweiter Ordnung, der dominiert, wenn der einfache Betazerfall wegen Energie- oder Drehimpulserhaltung verboten ist. Er wurde bis jetzt bei etwa einem Dutzend Isotope mit typischen Halbwertszeiten von 10^{20} Jahren beobachtet. Der Prozess könnte aber auch ganz ohne Emission von Neutrinos ablaufen, falls Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sind (Abb. 4b). Praktisch alle Theorien jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik erwarten solche Majorana-Neutrinos (Infokasten „Wie erhalten Neutrinos Masse?“).²⁾ Falls Neutrinos tatsächlich Majorana-Teilchen sind, wäre die Leptonenzahl verletzt, was die Materie-Antimaterie-Asymmetrie im Universum und damit letztendlich unsere Existenz erklären könnte. Darin besteht, neben der Massenmessung, die Hauptmotivation für die Suche nach diesem seltenen Zerfall.

Die Signatur des neutrinolosen doppelten Betazerfalls besteht darin, dass die beiden Elektronen die gesamte Zerfallsenergie Q aufnehmen: Das Summenspektrum der beiden Elektronenenergien sollte daher eine Linie am Q -Wert aufweisen, nach der mit verschiedenen Methoden gesucht wird. Das Signal ist allerdings sehr klein, da die erwartete Halbwertszeit bei einer Neutrinomasse von etwa $100 \text{ meV}/c^2$ für alle Isotope bei etwa 10^{26} Jahren liegt. Deshalb stehen die Experimente in Untergrundlaboratorien, die verwendeten Materialien wurden auf niedrigste Radioaktivität selektiert und die Experimente zeichnen sich durch raffinierte Methoden zur Unterdrückung des Untergrunds aus [9]. Um

Neutrino parameter	
$\sin^2 2\theta_{13}$	$< 0,15$ (90% CL)
$\sin^2 2\theta_{12}$	$= 0,87 \pm 0,03$
$\sin^2 2\theta_{23}$	$> 0,92$ (99,7% CL)
Δm_{21}^2	$= (7,59 \pm 0,20) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2/c^4$
$ \Delta m_{32}^2 $	$= (2,43 \pm 0,13) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/c^4$

Tab. Experimente zu Neutrinooszillationen haben die Parameter bereits stark eingegrenzt. Experimente mit Sonnen- und Reaktorneutrinos liefern Δm_{21}^2 , solche mit Atmosphären- und Beschleunigerneutrinos Δm_{32}^2 [7].

die Empfindlichkeit weiter zu steigern, wird das Isotop, für das der Zerfall möglich ist, angereichert.

Das GERDA-Experiment (Abb. 5) verwendet Detektoren aus zu 86 Prozent angereichertem ^{76}Ge , die sich in hochreinem Argon innerhalb eines Kryostaten befinden. Den Kryostaten umgibt ein mit Photomultipliern bestückter Tank mit reinem Wasser, der als passive und aktive Abschirmung dient: Schnelle geladene Teilchen wie Myonen erzeugen im Wasser Cherenkov-Licht, das die Photomultiplier detektieren. Der Aufbau von GERDA wurde 2010 abgeschlossen, und der Messbetrieb soll nach Abschluss der Kommissionierung bald beginnen. In einer ersten Phase kommen Detektoren mit insgesamt etwa 18 kg angereichertem Germanium zum Einsatz, bis 2012 soll die Masse verdoppelt werden und die Detektoren sollen eine bessere Diskriminierung von Wechselwirkungen mit Gammaquanten ermöglichen. Aus Deutschland sind an GERDA federführend die MPIs für Kernphysik in Heidelberg und für Physik in München sowie Gruppen der TU Dresden, TU München und der Universität Tübingen beteiligt.

GERDA soll zunächst das ehemalige Heidelberg-Moskau-Experiment überprüfen, in dessen Daten ein Teil der Kollaboration ein Signal bei etwa $300 \text{ meV}/c^2$ gefunden zu haben glaubt [10]. Mit der zweiten Phase wird GERDA seine Empfindlichkeit hinsichtlich der Neutrinomasse auf etwa $100 \text{ meV}/c^2$ steigern.

In Europa befinden sich noch zwei weitere größere Experimente zum doppelten Betazerfall in Vorbereitung: NEMO3 bzw. das Nachfolgeexperiment Su-

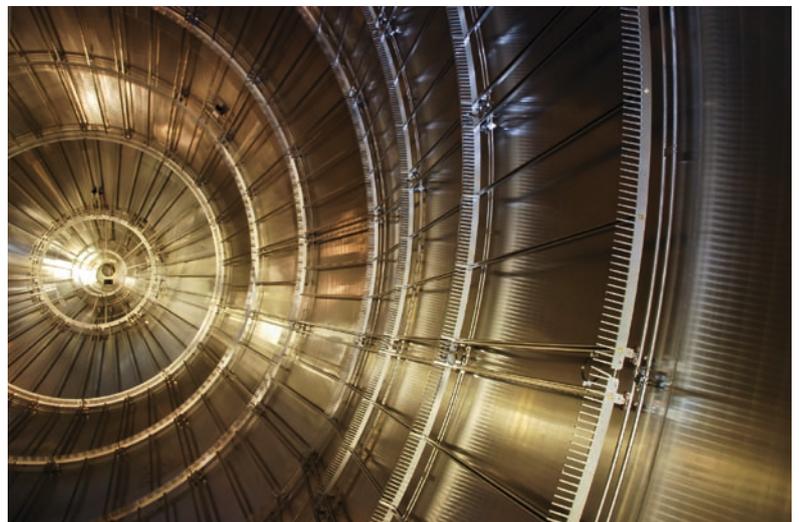


Abb. 3 Das zweilagige Drahtelektrodensystem schirmt das KATRIN-Hauptspektrometer ab.

2) Die beobachtbaren Unterschiede zwischen Neutrinos aus dem β^- -Zerfall ($\bar{\nu}_e$) und z. B. denen aus der Sonne (ν_e) widersprechen dabei nicht einem möglichen Majorana-Charakter, denn sie könnten alleine auf der unterschiedlichen Helizität (Ausrichtung des Spins bzgl. der Flugrichtung) beider Neutrinos beruhen.

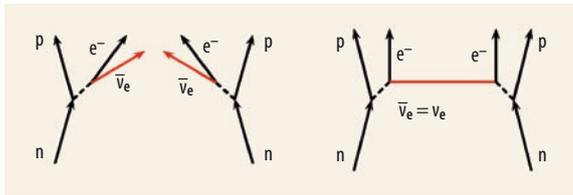


Abb. 5 Doppelter Betazerfall mit (a) und ohne Neutrinos (b).

perNEMO benutzen Spurkammern und Kalorimeter, um Energie und Impuls der Elektronen zu messen, die Folien mit angereicherten Doppelbeta-Isotopen, z. B. ^{100}Mo oder ^{116}Cd , emittieren. Die Winkelkorrelation der beiden Elektronen und die Verteilung der Energie kann Aufschluss über den Prozess geben, der dem neutrinolosen doppelten Betazerfall zugrunde liegt, da neben einer Neutrinomasse noch andere Prozesse eine Rolle spielen könnten (z. B. der Austausch eines supersymmetrischen Teilchens). Das CUORE-Experiment ist der Nachfolger von CUORICINO und soll den Zerfall mit TeO_2 -Kryobolometern suchen.

Botschafter aus dem All

Obwohl oder besser gerade weil Neutrinos nur schwach wechselwirken, eignen sie sich auch als Sonden für verschiedene Untersuchungen. So haben Neutrinos gezeigt, dass Kernfusion die Energie der Sonne liefert, und zum Verständnis der Quarkstruktur des Protons beigetragen. Kürzlich gelang den Experimenten KamLAND und Borexino der Nachweis von „Geoneutrinos“, die aus Betazerfällen radioaktiver Elemente in der Erdkruste stammen. Diese Zerfälle sind für einen Großteil der Erdwärme verantwortlich. Ein anderes Beispiel sind Neutrinodetektoren, die es erlauben sollen, von außen die Entnahme von Brennelementen in Reaktoren nachzuweisen.

Mit der Detektion der Neutrinos der Supernova 1987a in der Großen Magellanschen Wolke hat die Neutrinoastronomie begonnen [11]. Da diese Teilchen neutral sind und ihre Wechselwirkungswahrscheinlichkeit außerordentlich gering ist, fliegen sie geradlinig direkt von einer astrophysikalischen Quelle zum Detektor. Das ein Kubikkilometer große Neutrinoteleskop IceCube [12] im antarktischen Eis, das im vergangenen Januar fertiggestellt wurde, und das etwas kleinere Neutrinoteleskop ANTARES [13] vor der französischen Mittelmeerküste sollen hochenergetische Neutrinos aus dem All jagen. An IceCube sind aus Deutschland das DESY-Zeuthen und Gruppen der Universitäten Aachen, Berlin (HU), Bonn, Dortmund, Mainz, München (TU) und Wuppertal, sowie das MPI für Kernphysik in Heidelberg beteiligt, an ANTARES beteiligen sich zwei Gruppen der Universität Erlangen. Noch gelang es nicht, eine hochenergetische Neutrinoquelle zu detektieren, die helfen würde, das Rätsel der kosmischen Beschleuniger zu lüften, aber IceCube hat ja gerade erst die volle Empfindlichkeit erreicht. Der „Heilige Graal“ der Neutrinophysik wären die erwähnten Hintergrundneutrinos. Ihr Nachweis ist aber

aufgrund ihrer sehr geringen Energie und des nahezu verschwindenden Wirkungsquerschnitts extrem schwierig.

Ausblick

Nach den sehr spannenden Jahren, in denen erstmals der Nachweis von Neutrinooszillationen gelang, beginnt derzeit oder demnächst eine neue Generation von Experimenten den Messbetrieb. Diese werden es erlauben, die Oszillationen präziser zu vermessen und vor allem den dritten verbleibenden Mischungswinkel zu bestimmen (T2K, Double Chooz). Mit den erwarteten Ergebnissen lassen sich Erweiterungen des Standardmodells testen, die Neutrinomassen und Mischungen erklären können. Zusammen mit den Experimenten zur Neutrinomasse (KATRIN, GERDA) verspricht dies ein besseres Verständnis von Generationen, fermionischen Massen- und Mischungsverteilungen. KATRIN wird zusätzlich prüfen, ob Neutrinos bei der Strukturbildung im Universum eine relevante Rolle gespielt haben. Weiter wird die leptonische CP-Verletzung zu einem spannenden Thema (T2K), weil dies wahrscheinlich mit dem Verständnis der Baryonenasymmetrie des Universums zu tun hat. Ein möglicher Nachweis des neutrinolosen Doppelbetazerfalls (GERDA) würde die Verletzung der Leptonzahl aufzeigen, was weitreichende theoretische Konsequenzen hat. Neutrinoteleskope (IceCube, ANTARES) sollten es darüber ermöglichen, den Hochenergie-Kosmos im Neutrino-Licht zu beobachten. Damit ist für die nächsten Jahre bereits ein spannendes Programm gesichert. Aus teilchenphysikalischer Sicht ist hier wichtig, dass Neutrinos mit ihren speziellen Eigenschaften besonders gut helfen können, dem bisher unverstandenen Ursprung von Massen, Mischungen und Generationen auf die Spur zu kommen. Die ins Auge stechenden Regelmäßigkeiten der Massen und Mischungen könnten so am Ende etwa mit „horizontalen Flavour-Symmetrien“ oder anderen Erweiterungen des Standardmodells wie Supersymmetrie zu tun haben. Dies macht klar, warum sich auch sehr interessante Querverbindungen zur LHC-Physik

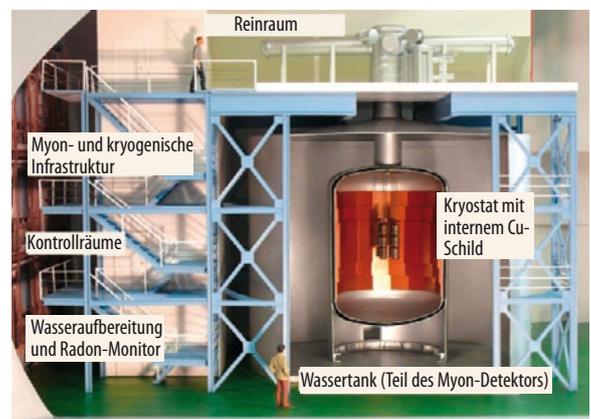


Abb. 6 Im Zentrum des GERDA-Experiments befindet sich der Flüssigargonkryostat mit den Germaniumdetektoren.

auf tun könnten, weil sich neue Teilchen, die mit der Erklärung von Neutrinomassen verbunden sind, eventuell direkt produzieren und nachweisen lassen. Analog existieren möglicherweise auch sehr interessante Verbindungen zur Leptonflavourverletzung, und die neue Physik könnte in Experimenten beitragen, die z. B. nach dem Zerfall $\mu \rightarrow e \gamma$ suchen. Und schließlich deuten bereits jetzt neue Indizien darauf hin, dass das Bild mit drei Neutrinos möglicherweise nicht komplett ist und dass sog. sterile Neutrinos existieren. Diese hypothetischen Teilchen unterliegen nicht der schwachen Wechselwirkung, sondern ausschließlich der Gravitation. Dies wäre höchst interessant, weil die Zahl der Generationen bisher völlig unverstanden ist, und es ohne Weiteres mehr als drei rechtshändige Neutrinos geben kann. Es könnte also sehr gut sein, dass Neutrinos ihrem Ruf erneut gerecht werden und mit überraschenden Eigenschaften die Tür zu noch viel spannenderen Fragen aufstoßen.

Literatur

[1] R. Davis, Rev. Mod. Phys. 75, 985 (2003)
 [2] S. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998)
 [3] Neutrinopendel: M. Kobel et al., <http://neutrinopendel.tu-dresden.de/> oder Experiment mit polarisiertem Laserstrahl: C. Weinheimer, Prog. Part. Nucl. Phys. 64 (2010), arXiv:1001.2749
 [4] N. Agafonova et al. (OPERA Coll.), Phys. Lett. B 691, 138 (2010)
 [5] C. Arpesella et al. (BOREXINO Coll.), Phys. Lett. B 658, 101 (2008)
 [6] Physik Journal, März 2011, S. 8

[7] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), J. Phys. G 37, 075021 (2010)
 [8] Physik Journal, Oktober 2005, S. 10
 [9] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, I. V. Krivosheina, A. Dietz und O. Chkvorets, Phys. Lett. B 586, 198 (2004)
 [10] Physik Journal, März 2011, S. 23
 [11] M. Koshiba, Rev. Mod. Phys. 75 (2003) 1011.
 [12] F. Halzen und S. R. Klein, Rev. Sci. Instrum. 81, 081101 (2010)
 [13] J.A. Aguilar et al. (ANTARES Coll.), Phys. Lett. B 696, 16 (2011)

DIE AUTOREN

Manfred Lindner (FV Teilchenphysik) hat an der Universität München studiert und 1987 am Max-Planck-Institut für Physik promoviert. Anschließend war er am Fermilab in Chicago, am CERN in Genf und als Heisenberg-Stipendiat an der Universität Heidelberg, bevor er 1993 einen Ruf an die TU München annahm. 2006 folgte er einem Ruf als Direktor ans MPI für Kernphysik in Heidelberg. Er arbeitet in der theoretischen und experimentellen Teilchen- und Astroteilchenphysik und ist maßgeblich an den GERDA- und Double Chooz-Projekten sowie am XENON-Projekt zur Suche nach Dunkler Materie beteiligt.



Christian Weinheimer (FV Hadronen und Kerne sowie FV Teilchenphysik) hat an der Universität Mainz studiert und 1993 promoviert. Sein Interesse gilt vornehmlich den Neutrinos und fundamentalen Wechselwirkungen. Nach einem Aufenthalt als CERN-Fellow hat er sich in Mainz habilitiert, bevor er 2001 einen Ruf an die Universität Bonn annahm. Seit 2004 ist er Lehrstuhlinhaber an der Westfälischen Wilhelms-Universität in Münster. Er ist einer der beiden Sprecher der KATRIN-Kollaboration. Seit einiger Zeit interessiert ihn im Rahmen von XENON neben der heißen auch die kalte Dunkle Materie.

