

Das Neutrino bild der Sonne

Zehn Jahre Neutrinospektroskopie mit Borexino

Lothar Oberauer

Wie alle anderen Sterne ist auch unsere Sonne ein großer Fusionsreaktor: In ihrem Inneren wird durch das Verschmelzen von vier Protonen zu Helium Energie freigesetzt. Dabei entstehen auch Neutrinos, die aufgrund ihrer geringen Wechselwirkung die Oberfläche der Sonne erreichen und von dort bis zur Erde gelangen. Seit über zehn Jahren lassen sich diese solaren Neutrinos mit dem Borexino-Detektor im italienischen Untergrundlabor Gran Sasso vermessen – sie zeigen unser Zentralgestirn in einem ganz besonderen Licht.

Die Fusion von Wasserstoff zu Helium findet in Sternen durch zwei Abfolgen nuklearer Fusionsprozesse statt: den pp-Ketten und dem CNO-Zyklus. Borexino ist weltweit das einzige Experiment, das alle relevanten Neutrinos aus den drei thermonuklearen pp-Ketten erfasst. Insgesamt ergeben die Fusionsprozesse immer die Summenreaktion $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$, bei der eine Energie von etwa 26,7 MeV freigesetzt wird. Einen Großteil dieser Energie strahlt die Sonne über Photonen ab; etwa zwei Prozent nehmen Neutrinos mit, wobei die Sonne nur Elektronenneutrinos emittiert. Im Standardmodell der Teilchenphysik kennen wir mit den Myonneutrinos ν_μ und den Tauoneutrinos ν_τ zwei weitere Arten. Alle drei besitzen Antiteilchen $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ und $\bar{\nu}_\tau$.

Damit Protonen fusionieren, müssen sie eine abstoßende Coulomb-Schwelle überwinden. Daher finden die nuklearen Fusionsprozesse hauptsächlich in den dichten und heißen Zentren stellarer Objekte statt. Je schwerer die fusionierenden Atomkerne sind, desto höher ist die Coulomb-Schwelle. In massiven Sternen, bei denen die Temperaturen im Zentrum und damit die kinetischen Energien der Atomkerne höher sind als in unserer Sonne, dominiert daher der CNO-Zyklus. Dabei wirken die schweren und protonenreichen C-, N- und O-Kerne als Katalysatoren für die Fusion von Wasserstoff zu Helium. In leichten Sternen wie unserer Sonne sind dagegen die thermonuklearen Fusionsprozesse der pp-Ketten maßgeblich für die Freisetzung von Energie verantwortlich. Die wichtigste Reaktion ist dabei die Fusion zweier Protonen zum Deuteron: $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$. Sie tritt mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,8 % am häufigsten

auf. Die Reaktionsrate bei niedrigen Energien ist sehr gering, weil das Deuteron aufgrund der schwachen Wechselwirkung entsteht. Darauf beruht die lange Lebensdauer der Sonne von ungefähr zehn Milliarden Jahren. Die sogenannten pp-Neutrinos aus dieser Reaktion besitzen ein kontinuierliches Energiespektrum bis zu 0,423 MeV.

Die zweite Möglichkeit, ein Deuteron zu erzeugen, beruht ebenfalls auf der schwachen Wechselwirkung: $p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$. Weil zwei Protonen mit einem Elektron reagieren, ist diese Dreikörper-Reaktion mit 0,2 % Wahrscheinlichkeit äußerst selten. Sie führt zur Produktion monoenergetischer pep-Neutrinos mit einer Energie von 1,45 MeV. Im nächsten Schritt aller pp-Ketten verschmilzt ein Deuteron mit einem weiteren Proton zu einem ${}^3\text{He}$ -Kern: Dabei entstehen keine Neutrinos. Im folgenden



Schritt verzweigt die Reaktionskette. Die Fusion zweier ^3He -Kerne zu ^4He unter Freisetzung zweier Protonen beschließt die erste pp-Kette – ebenfalls ohne Aussendung von Neutrinos. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist mit 85 % sehr hoch. Sobald ^4He -Kerne vorliegen, können ein ^3He - und ein ^4He -Kern zum instabilen Isotop ^7Be fusionieren (Wahrscheinlichkeit: 15 %). Beim Zerfall durch Elektroneneinfang gemäß $^7\text{Be} + e^- \rightarrow ^7\text{Li} + \nu_e$ entstehen die sogenannten ^7Be -Neutrinos. Sie sind monoenergetisch, ergeben im Neutrinospektrum der Sonne aber zwei Linien bei 0,386 MeV (10 %) bzw. bei 0,863 MeV (90 %). Die höhere Energie tritt auf, wenn beim Zerfall der Grundzustand von ^7Li bevölkert wird, die niedrigere aus einem Übergang in ein angeregtes ^7Li -Niveau. Das Verschmelzen von ^7Li mit einem Proton und die Bildung zweier ^4He -Kerne beschließen die zweite pp-Kette, ohne dass ein weiteres Neutrino entsteht.

Sehr selten kommt es vor dem Zerfall des ^7Be -Kerns zur Fusion mit einem Proton (0,016 %). Dann entsteht das instabile Isotop ^8B , das durch einen β^+ -Zerfall in ^8Be übergeht. Gemäß der Zerfallsgleichung $^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$ werden dabei Neutrinos freigesetzt. Die ^8B -Neutrinos bilden ein kontinuierliches Spektrum mit einer maximalen Energie von etwa 15 MeV. Das Isotop ^8Be zerfällt in zwei ^4He -Kerne, ohne ein Neutrino auszusenden. Diese Reaktion beschließt die dritte und letzte pp-Kette.

Vom Sonnenmodell zum Neutrinospektrum

Um die Intensitäten der individuellen Neutrinoflüsse im Detail vorherzusagen, ist ein bestimmtes Sonnenmodell erforderlich. Außerdem gilt es, die nuklearen Matrixelemente zu bestimmen, welche die angegebenen Verzweungsverhältnisse zwischen den drei pp-Ketten festlegen. Alle Sonnenmodelle reproduzieren die wohlbekannte solare Luminosität, also die Leistung, welche die Sonne als elektromagnetische Strahlung abgibt. Die Freisetzung von Energie im Inneren der Sonne sollte im Gleichgewicht mit

der Abstrahlung an ihrer Oberfläche sein, wenn die Sonne über einen Zeitraum von mehr als 10^5 Jahren stabil ist. In dieser Zeit gelangt die elektromagnetische Strahlung vom Sonnenzentrum zur Sonnenoberfläche, wo sie ins Universum abgestrahlt wird.

Unter dieser wohlbegründeten Annahme ergibt sich eine recht genaue Abschätzung des totalen Neutrinoflusses Φ_ν auf der Erde:

$$\Phi_\nu \approx \frac{2k}{Q} \approx 64 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1},$$

wenn pro Summenreaktion eine Energie von $Q = 26,7$ MeV frei wird und die Solarkonstante einen Wert annimmt von $k = 1367 \text{ W m}^{-2} = 8,54 \cdot 10^{11} \text{ MeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ungefähr 64 Milliarden solare Neutrinos durchqueren also auf der Erde pro Sekunde eine Fläche von nur einem Quadratcentimeter. Den weitaus größten Anteil davon machen zusammen die pp- und ^7Be -Neutrinos aus.

Um die Verzweigungsverhältnisse der pp-Ketten zu berechnen, gilt es im Wesentlichen, die nuklearen Matrixelemente im Labor zu messen und mithilfe theoretischer Modelle zu korrigieren. Letzteres ist nötig, weil im Sonnenplasma Abschirmeffekte auftreten, die im Labor nicht vorkommen. Borexino hat es ermöglicht, die Intensitäten der pp-Neutrinos und der ^7Be -Neutrinos zu bestimmen und damit das Verzweigungsverhältnis der ersten beiden pp-Ketten direkt zu messen – ein wichtiger Test, ob die theoretischen Korrekturen vollständig sind.

Um das solare Neutrinospektrum zu messen (Abb. 1), also die Intensitäten der Neutrinoflüsse der einzelnen Zweige experimentell zu bestimmen, ist es nötig, den auf der Erde nachgewiesenen Neutrinos eine Energie zuzuordnen. Diese solare Neutrinospektroskopie ist einerseits von astrophysikalischem Interesse, um mehr Details über solare Fusionsprozesse zu erfahren. Andererseits ist sie zwingend notwendig, um Neutrinooszillationen mithilfe solarer Neutrinos zu studieren. Dieses Phänomen äußert sich in Übergängen solarer Elektronneutrinos zu anderen Neutrinoarten auf dem Weg von der Sonne zur Erde. Die entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten hängen von den intrinsischen Oszillationsparametern ab, welche die Amplituden und Frequenzen der Oszillationen festlegen. Für die Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten treten beim Durchgang der Neutrinos durch die solare Materie wichtige Effekte auf. Diese erlauben es zusammen mit den Oszillationsparametern, die Energieabhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeiten solarer Neutrinos spezifisch vorherzusagen.

Oszillationen solarer Elektronneutrinos

Der erste Nachweis von Neutrinooszillationen gelang 1998 mit dem japanischen SuperKamiokande-Experiment und atmosphärischen Neutrinos. Vier Jahre später belegte das SNO-Experiment in Kanada den Übergang solarer ^8B -Neutrinos in Myon- oder Tauneutrinos. Dafür erhielten Takasaki Kajita und Arthur B. McDonald 2015 den Nobelpreis für Physik. Inzwischen ließen sich auch Oszillationen von Neutrinos messen, die an Kernreaktoren bei Betazerfällen

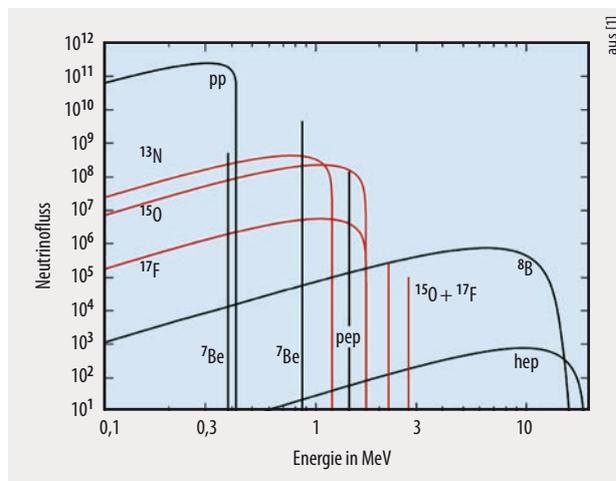


Abb. 1 Im solaren Neutrinospektrum dominieren Beiträge aus den pp-Ketten (schwarz) die Anteile aus dem CNO-Zyklus (rot). Der Fluss monoenergetischer Neutrinos hat die Einheit $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, kontinuierliche Spektren besitzen die Einheit $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$; Unsicherheiten der einzelnen Flüsse sind nicht angegeben.

neutronenreicher Spaltprodukte als $\bar{\nu}_e$ entstehen. Zudem erzeugen leistungsstarke Beschleuniger intensive ν_μ -Strahlen, deren Oszillationen in hunderten Kilometern Entfernung nachweisbar sind. Somit erlauben es unterschiedlichste Quellen, die Neutrinooszillationen bei verschiedenen Energien zu untersuchen.

Bei diesem Phänomen handelt es sich um eine quantenmechanische Interferenzerscheinung. Basis dafür ist die Neutrinomischung. Sie besagt, dass sich jeder Neutrino flavour ν_α ($\alpha = e, \mu, \tau$) aus einer linearen Superposition dreier Masseneigenzustände ν_i ($i = 1, 2, 3$) mit festen Massen m_i ergibt. Beispielsweise gilt für das Elektronneutrino

$$\nu_e = \sum_{i=1}^3 U_{ei} \nu_i,$$

mit im Allgemeinen komplexen Amplituden U_{ei} . Die Masseneigenzustände ν_i bestimmen, wie sich die Neutrinowellenfunktion in Raum und Zeit ausbreitet. Wenn die Massen m_i unterschiedlich groß sind, breiten sich die zugehörigen Zustände mit verschiedenen Phasengeschwindigkeiten aus. Je nach Entfernung von der Quelle liegt eine andere relative Zusammensetzung des quantenmechanischen Zustands vor – und mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit taucht in einem Detektor ein fremder Flavour auf bzw. die ursprüngliche Art ist verschwunden. Die sogenannten Mischungswinkel geben die Amplituden dieser Wahrscheinlichkeiten wieder. Die Winkel bestimmen die Elemente $U_{\alpha i}$ einer 3×3 unitären Mischungsmatrix, welche die Verbindung zwischen den drei Neutrino flavours und ihren Masseneigenzuständen beschreibt. Die Quadrate der Differenzen der Masseneigenwerte $|\Delta m_{ij}^2| = |(m_i^2 - m_j^2)|$ mit $i, j = 1, 2, 3$ und $i \neq j$ und die Energien der Neutrinos legen die Frequenzen der Oszillationen im Vakuum fest.

Durchlaufen Neutrinos Materie, tritt ein zusätzlicher Effekt auf, der auf der kohärenten Vorwärtstreuung an den Elektronen des Mediums beruht. Analog zu Photonen in einem transparenten Medium erfahren Neutrinos im Medium einen Brechungsindex, der von der Dichte des Mediums sowie von der Art und Energie des Neutrinos abhängt. Dieser Brechungsindex wirkt wie eine effektive Masse und beeinflusst so die Phasengeschwindigkeit der Ausbreitung im Medium und daher auch die Oszillationswahrscheinlichkeiten (MSW-Effekt nach Stanislaw Mischejew, Alexei Smirnow und Lincoln Wolfenstein). Elektronneutrinos können dabei über die geladene und die neutrale schwache Wechselwirkung an einem Elektron streuen, Myon- und Tauneutrinos nur über die neutrale Wechselwirkung (Abb. 2). Die Elektronneutrinos können daher in einem Medium eine höhere effektive Masse erhalten als andere Neutrinoarten.

Für solare Neutrinos mit Energien oberhalb von etwa 2 MeV führt der MSW-Effekt dazu, dass die Wellenfunktion fast koinzident mit einem schweren Masseneigenzustand ist. Falls das Neutrino auf dem Weg zur Sonnenoberfläche in diesem Zustand adiabatisch verbleibt, ist die Wahrscheinlichkeit größer, es in einem fremden Flavour zu finden als bei Oszillationen im Vakuum. Die Überlebenswahrscheinlichkeit, also die mit den aktuell gültigen Oszillationsparametern berechnete Wahrscheinlichkeit solarer

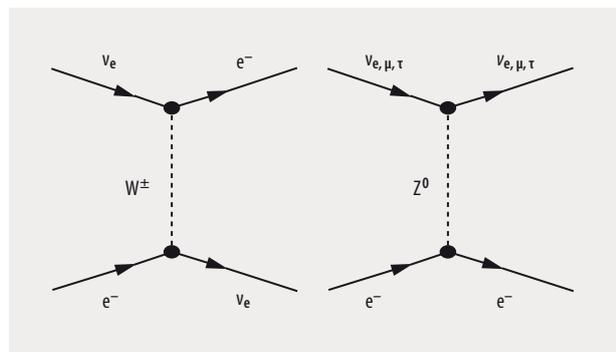


Abb. 2 Elektronneutrinos ν_e streuen über die geladene (links) und die neutrale (rechts) schwache Wechselwirkung an Elektronen. Für die Flavour $\nu_{\mu,\tau}$ bleibt nur die neutrale Wechselwirkung.

Neutrinos im Zustand ν_e zu verbleiben, liegt bei etwa 60 % für Energien unterhalb 2 MeV und bei etwa 33 % darüber mit einem solaren Mischungswinkel $\theta \approx 34^\circ$, der das Element U_{e2} der Mischungsmatrix im Wesentlichen bestimmt.

Materieeffekte sind im Gegensatz zu den Oszillationen im Vakuum sensitiv auf das Vorzeichen von Δm_{ij}^2 . Für solare Neutrinos tritt der Effekt also nur dann auf, wenn $\Delta m_{21}^2 > 0$, wenn also m_2 größer als m_1 ist. Das entspricht der sogenannten normalen Anordnung der Neutrinomassen, weil $\nu_{1(2)}$ der Masseneigenzustand ist, der im Flavourzustand $\nu_{e(\mu)}$ dominant vertreten ist, und weil das geladene Myon deutlich schwerer als das Elektron ist.

Nachweis solarer Neutrinos mit Borexino

Das Borexino-Experiment im italienischen Untergrundlabor Gran Sasso wird von einer internationalen Kollaboration betrieben. Als Neutrinotarget dient eine organische, szintillierende Flüssigkeit mit einer Gesamtmasse von etwa 270 Tonnen (Abb. 3). Solare Neutrinos streuen elastisch an deren Elektronen: $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$. Die Elek-

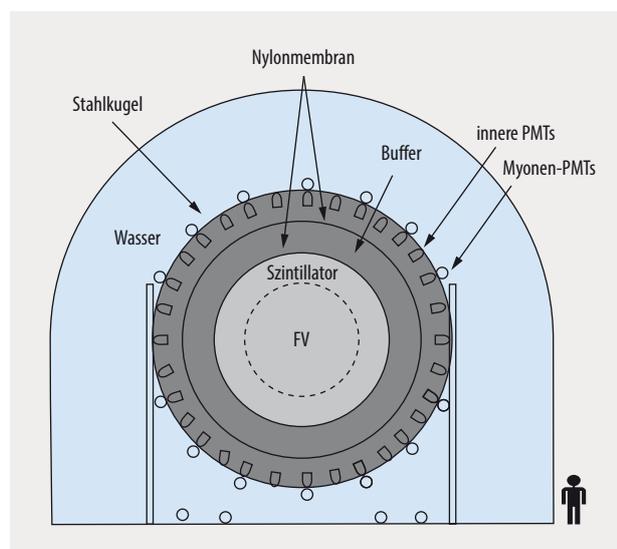


Abb. 3 Der Szintillator von Borexino befindet sich in einem Wassertank und ist umgeben von einem Buffer, um Hintergrundereignisse abzuschirmen. Weitere Erklärungen finden sich im Text.

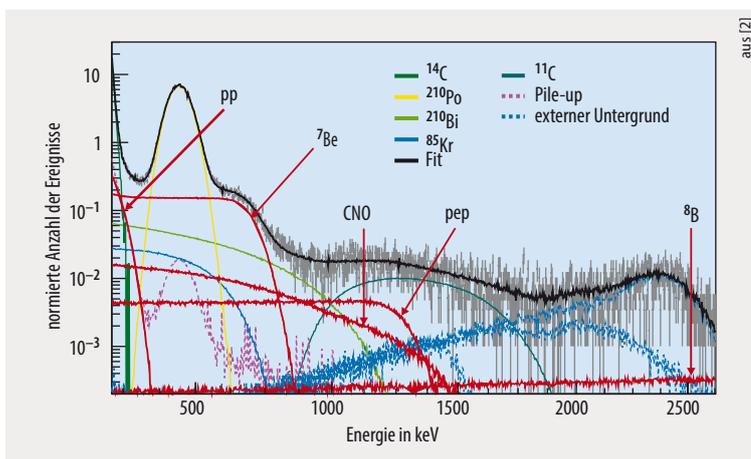


Abb. 4 Das detektierte Neutrinospektrum (grau) setzt sich aus Beiträgen solarer Neutrinos (rot) und Hintergrundereignissen (farbig) zusammen. Ein gemeinsamer Fit (schwarz) beschreibt die Daten und ergibt die Anteile der einzelnen Beiträge.

tronen erhalten dabei eine Rückstoßenergie, die sie durch Molekulanregungen und Ionisation des Mediums innerhalb weniger Millimeter wieder abgeben. So erzeugen sie Szintillationslicht, dessen Intensität proportional zur Energie der Rückstoßelektronen ist und das mit einer Zeitkonstanten von etwa 4 ns emittiert wird. Dieses Licht registrieren 2212 optische Module (PMT, **Abb.** auf S. 27), die innerhalb einer 14 Meter großen Stahlkugel montiert sind. Eine hauchdünne, transparente Nylonmembran trennt Szintillator und Buffer, der aus einer lichtdurchlässigen, aber nicht szintillierenden Flüssigkeit besteht. Der Buffer schirmt externe Strahlung ab, die aus den Zerfällen radioaktiver Elemente in der Stahlkugel und den PMTs stammt. Kosmische Myonen, die den Detektor unter 1400 Metern Gestein erreichen, weist ein Wasser-Cherenkov-Zähler mit 18 Metern Durchmesser und 17 Metern Höhe nach, der alle inneren Teile des Detektors umgibt.

Der maximale Energieübertrag T_m erfolgt bei einem Streuwinkel von 180° und beträgt beispielsweise für die höherenergetischen ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos $T_m \approx 0,66$ MeV. Das Energiespektrum der Rückstoßelektronen zeigt für monoenergetische Neutrinos einen flachen Verlauf bis zur maximalen Energie T_m . Borexino besitzt eine niedrige Energieschwelle von etwa 50 keV und eine gute Energieauflösung von 5 % bei einem MeV. Die erwartete Ereignisrate lässt sich mit der bekannten Anzahl an Elektronen im Target, dem Wirkungsquerschnitt für die Neutrino-Elektron-Streuung und der Vorhersage für den solaren Neutrinofluss berechnen. Für die ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos ergibt sich z. B. eine Rate von etwa 80 Ereignissen pro Tag pro 100 m^3 Targetmasse, falls solare Neutrinos nicht oszillieren. Die Verteilung der Ankunftszeiten der Szintillationsphotonen an den PMTs erlaubt es, die Energie des Rückstoßelektrons und den Ort der Neutrinowechselwirkung im Detektor mit einer Genauigkeit von 10 cm zu rekonstruieren. Dadurch lassen sich in der Analyse Neutrinosignale von Hintergrundereignissen trennen.

Identifikation von Hintergrundereignissen

Das Erkennen aller relevanten Hintergrundereignisse, die ein Neutrinosignal im Detektor vortäuschen können, ist die größte Herausforderung des Experiments. Ein Beta- oder Gammazerfall im Szintillator lässt sich a priori nicht von einem Neutrinosignal unterscheiden. Daher spielte es beim Aufbau des Experiments eine zentrale Rolle, radioaktive Verunreinigungen zu vermeiden. Bereits die instabilen ${}^{40}\text{K}$ -Isotope aus einem Fingerabdruck würden, verteilt im Szintillator, die Messung solarer Neutrinos verhindern.

Um die Substanzen für den Detektor auszuwählen, wurden Analysemethoden weiter entwickelt mit dem Ziel, höchste Sensitivitäten zu erzielen. An der TU München ließen sich beispielsweise die Uran- und Thoriumkonzentrationen in Szintillatoren mit einer Neutronen-Aktivierungsanalyse für Werte bis 10^{-17} bestimmen. Die fünf Tonnen schwere Counting Test Facility (CTF), ein Prototyp von Borexino, die im Untergrundlabor Gran Sasso von 1992 bis 2002 aufgebaut und betrieben wurde, konnte nicht nur die Konzentrationen der Elemente aus den Uran- und Thorium-Zerfallsreihen, sondern auch die anderer radioaktiver Isotope wie ${}^{14}\text{C}$, ${}^{11}\text{C}$ und ${}^{85}\text{Kr}$ im Szintillator erfassen. Zudem ließen sich mit CTF mehrere Verfahren zur Reinigung des Szintillators testen, die zeigten, dass die Reinheitsanforderungen von Borexino prinzipiell machbar waren.

Der Aufbau des Borexino-Detektors erfolgte von 1996 bis 2005. Das Befüllen mit der Szintillationsflüssigkeit war im Mai 2007 abgeschlossen. Destillation, Wasser-Extraktion und N_2 -Spülen befreiten die Szintillationsflüssigkeit weitgehend von radioaktiven Elementen aus den Zerfallsreihen sowie von ${}^{40}\text{K}$, Radon, ${}^{39}\text{Ar}$ und ${}^{85}\text{Kr}$. Auch während der Datennahme wurde die Flüssigkeit für eine gewisse Zeit mittels Wasser-Extraktion und N_2 -Spülen behandelt. Diese Maßnahmen waren sehr erfolgreich: Aktuell liegen die Konzentrationen von Uran und Thorium unterhalb von 10^{-19} und $6 \cdot 10^{-19}$. Die Werte ergeben sich aus der Messung verzögerter Alpha-Beta-Koinzidenzen in den Zerfallsreihen. Die Rate radioaktiver Zerfälle aus der Urkette zwischen Radon und ${}^{210}\text{Pb}$ beträgt in einem Zeitraum von 100 Tagen weniger als ein Ereignis pro 100 m^3 Flüssigkeit!

Im Szintillator tragen abhängig von der deponierten Energie verschiedene Prozesse zum Hintergrund bei (**Abb. 4**). Unmittelbar oberhalb der Energieschwelle dominiert die Betastrahlung aus dem Zerfall von ${}^{14}\text{C}$, das im organischen Szintillator mit einer Konzentration von $2 \cdot 10^{-18}$ vorliegt. Oberhalb von etwa 0,2 MeV tragen vor allem die Zerfälle von ${}^{210}\text{Po}$ und ${}^{210}\text{Bi}$ durch Alpha- bzw. Betastrahlung bei. Beide Isotope sind Töchter von ${}^{210}\text{Pb}$, dessen radioaktives Gleichgewicht in der Urkette gebrochen ist. Die monoenergetischen Alphateilchen zeigen sich unterhalb von einem MeV im Energiespektrum, da die Szintillationseffizienz bei Alphastrahlung im Vergleich zu Betastrahlung stark unterdrückt ist. Weil sich das Zeitverhalten der Signale von Alpha- und Betateilchen unterscheidet, lassen sich die beiden Strahlungsarten mittels einer Pulsformanalyse sehr gut trennen. Auch winzige Spuren von ${}^{85}\text{Kr}$ zeigen sich im Szintillator. Das radioaktive Edelgas stammt aus Kernreaktoren, ist in der Luft mit ca. 1 Bq/m^3

präsent und als Spurenelement in N₂ vorhanden, das zum Spülen des Szintillators dient. Borexino nutzt bezogen auf radioaktive Isotope das weltweit reinste N₂-Gas. Entwicklungen am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg haben es ermöglicht, N₂-Gase mit rekordverdächtigen Empfindlichkeiten zu charakterisieren und geringste Spuren von Radon (0,5 μBq/m³), ⁸⁵Kr (0,1 μBq/m³) und ³⁹Ar (1,4 nBq/m³) nachzuweisen.

Oberhalb von etwa einem MeV lassen sich im Energiespektrum β⁺-Zerfälle radioaktiver ¹¹C-Kerne beobachten. Die Isotope entstehen bei Spallationsreaktionen kosmischer Myonen an den ¹²C-Kernen des Szintillators, wenn ein Neutron aus dem Kern herausgeschlagen wird. Die ¹¹C-Zerfälle mit einer Halbwertszeit von T_{1/2} = 20 min weist Borexino durch eine Sequenz von Ereignissen mit einer Effizienz von 95 % nach: Nach der Rekonstruktion der Spur des Myons durch den Detektor folgen der Nachweis des Neutrons durch dessen Einfang an den Wasserstoffkernen im Szintillator sowie die Detektion von Ort, Zeit und Energie des Zerfalls ¹¹C → ¹¹B + e⁺ + ν_e. Mit einer Pulsformanalyse lassen sich die Betazerfälle im Szintillator von der möglichen Bildung von Ortho-Positronium unterscheiden.

In diesem Bereich wird auch der externe Gamma-hintergrund immer deutlicher, der im Wesentlichen aus hochenergetischen Gammazerfällen radioaktiver Elemente stammt, die zum einen auf der Oberfläche der Nylonmembran haften und zum anderen im Strukturmaterial der PMTs bzw. der Stahlkugel zu finden sind. Durch die Selbstabschirmung des Detektors treten die Gammasignale nur sehr selten im inneren Bereich des Szintillators auf. Darum erlaubt es die sehr gute Ortsauflösung des Detektors, diese Ereignisse durch die Definition eines „fiducial volume“ (FV) zu analysieren: Nur Ereignisse innerhalb dieses Volumens kommen als Kandidaten für Neutrinosignale infrage. Das verkleinert zwar das Volumen, das für den Neutrinonachweis zur Verfügung steht, unterdrückt jedoch den externen Hintergrund sehr stark.

Teilchenphysikalische Ergebnisse

Borexino hat Neutrinos aus allen drei pp-Ketten nachgewiesen. Bereits nach drei Monaten Messzeit wurden solare ⁷Be-Neutrinos detektiert und ein erstes Resultat veröffentlicht. Es folgten die Messungen von pep-Neutrinos, ⁸B-Neutrinos und schließlich von pp-Neutrinos. Das gesamte Spektrum setzt sich aus Signalen von Neutrinos sowie Hintergrundereignissen zusammen, deren Energieabhängigkeiten bekannt sind. Ein gemeinsamer Fit dieser Verteilungen an das gemessene Spektrum ermöglicht es bei ausreichender Statistik, die Anteile der pp-, ⁷Be- und pep-Neutrinos für Energien zwischen 0,19 und 2,6 MeV zu bestimmen (Abb. 4). Für diese Energien entspricht das fiducial volume einer Targetmasse von 71,3 t. In die neueste Analyse fließt der Zeitraum nach Abschluss der Reinigungsprozeduren im Dezember 2011 ein, für den eine Exposition von 92,085 Tonnen × Tagen erreicht wird.

Normiert auf eine Targetmasse von 100 Tonnen und pro Tag beträgt die Zählrate von ⁷Be-Neutrinos in Borexino R(⁷Be) = 48,3^{+1,2}_{-1,3}. Dabei ließ sich sogar eine saisonale Vari-

ation des ⁷Be-Signals, bedingt durch die Exzentrizität der Erdumlaufbahn, eindeutig nachweisen. Um die Daten zu interpretieren, gilt es, sowohl die Streuung der Elektroneneutrinos ν_e als auch diejenige der oszillierten Neutrinos ν_{μ,τ} zu berücksichtigen. Der totale Wirkungsquerschnitt für die Streuung der Elektroneneutrinos bei 0,862 MeV beträgt σ_e = 5,78 × 10⁻⁴⁵ cm², für Myon- und Tauneutrinos σ_{μ,τ} = 1,28 × 10⁻⁴⁵ cm², jeweils mit einer relativen Unsicherheit von etwa 2 %. Wenn Φ_{total} = Φ_e + Φ_{μ,τ} den gesamten Fluss solarer ⁷Be-Neutrinos bezeichnet und für die experimentell beobachtete Rate R = Φ_eσ_e + Φ_{μ,τ}σ_{μ,τ} gilt, ergibt sich der Fluss der Elektroneneutrinos zu Φ_e = (R - Φ_{total}σ_{μ,τ}) / (σ_e - σ_{μ,τ}). Für die Überlebenswahrscheinlichkeit P = Φ_e / Φ_{total} gilt damit P = (R - Φ_{total}σ_{μ,τ}) / Φ_{total}(σ_e - σ_{μ,τ}). Bei einer Energie von E_ν = 0,862 MeV folgt ein Wert von P_{0,862} = 0,53 ± 0,05, der ein Nicht-Oszillieren der Elektroneneutrinos mit mehr als 9σ ausschließt.

Für Energien zwischen 250 und etwa 325 keV liefern die pp-Neutrinos nach Abzug des Signals der ⁷Be-Neutrinos den größten Beitrag. Während bei noch niedrigeren Energien die Betazerfälle von ¹⁴C im Szintillator eine Messung verhindern, lässt sich hier die spektrale Form des ¹⁴C-Spektrums unter Berücksichtigung von Pile-up-Effekten berechnen. Aus dem Intervall von 0,7 bis 1 MeV ergibt sich in Summe der Beitrag der Betazerfälle von ²¹⁰Bi sowie der pep- und CNO-Neutrinos als Hintergrund für die Messung der pp-Neutrinos. Ihre gemessene Rate entspricht dem Überschuss an Daten nach Abzug aller Hintergrundsignale und beträgt R(pp) = 134⁺¹⁴₋₁₄. Die Signifikanz der Messung der pp-Neutrinos liegt somit über 9σ, und die damit verknüpfte Überlebenswahrscheinlichkeit beträgt entsprechend P_{<0,423} = 0,57 ± 0,09.

Die Rate der pep-Neutrinos folgt aus der Analyse von Energien oberhalb etwa 0,8 MeV. Weil sich die spektrale Form der Betazerfälle von ²¹⁰Bi und der CNO-Neutrinos im Fit nicht trennen lässt, wird hier die astrophysikalisch erwartete CNO-Rate unter Berücksichtigung der Oszillationsparameter festgelegt, die nur von der inneren Metallizität der Sonne abhängt. Derzeit stehen zwei unter-

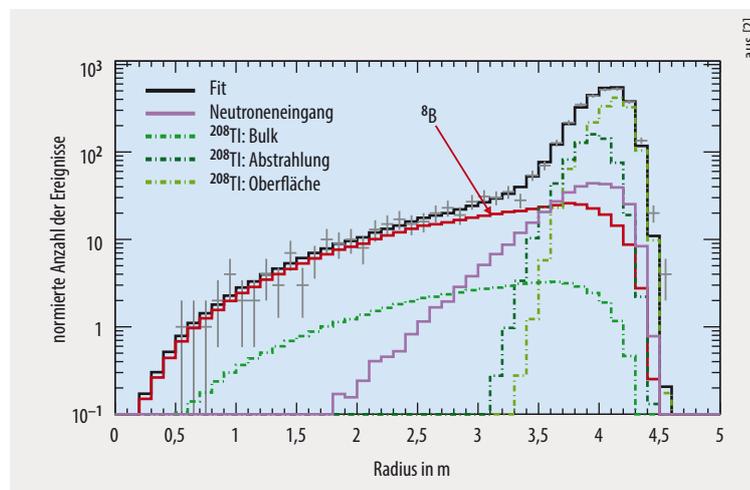


Abb. 5 Aus der radialen Verteilung der Ereignisse im Szintillator (grau) lassen sich über einen gemeinsamen Fit (schwarz) die isotrop verteilten Signale von ⁸B-Neutrinos (rot) und Hintergrundbeiträge (farbig) trennen.

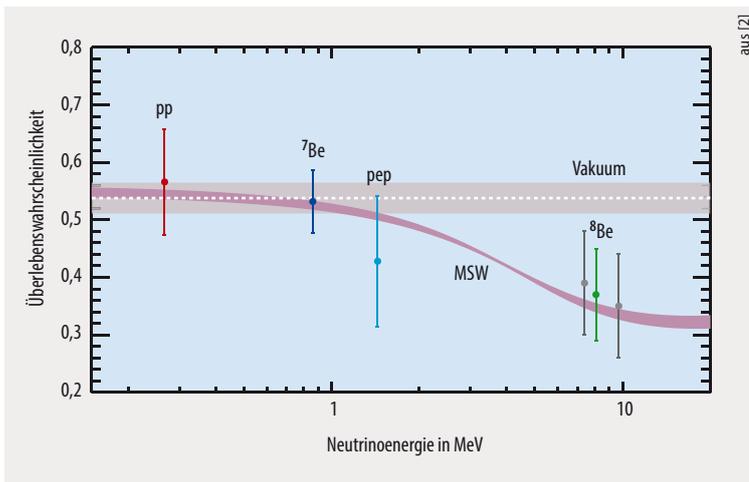


Abb. 6 Für die Überlebenswahrscheinlichkeit solarer Neutrinos ergeben die Daten von Borexino einen ähnlichen Verlauf wie vom MSW-Modell vorhergesagt.

schiedliche Szenarien zur Diskussion: mit hoher und mit niedriger Metallizität. Daher gibt es für die pep-Neutrinos in der Analyse zwei Raten. Bei beiden lässt sich die Hypothese, dass keine pep-Neutrinos detektiert werden, mit mehr als 5σ ausschließen, sodass man in jedem Fall von einem Nachweis solarer pep-Neutrinos sprechen kann. Unter Berücksichtigung aller Unsicherheiten ergibt sich für die Überlebenswahrscheinlichkeit solarer pep-Neutrinos ($E_\nu = 1,44$ MeV) ein Wert von $P_{1,44} = 0,43 \pm 0,11$.

Ab einer Schwelle von 3,2 MeV ist es möglich, die Beiträge solarer ^8B -Neutrinos zu analysieren, beispielsweise in der radialen Verteilung der Ereignisse für Energien zwischen 3,2 und 5,7 MeV (**Abb. 5**). Diese Energie ist für die Experimente SuperKamiokande und SNO kaum zugänglich. Für den Hintergrund sorgt hier im Wesentlichen die intrinsische und externe Restaktivität der Beta- und Gammazerfälle von ^{208}Tl , einem Isotop in der Thoriumreihe. Die externe Gammastrahlung wird weniger wichtig, sodass das fiducial volume für 3,2 bis 5,7 MeV auf 227,8 t, oberhalb von 5,7 MeV sogar auf das gesamte Volumen des Szintillators mit einer Masse von 266 t zu erhöhen ist. Außerdem lässt sich nahezu die volle Laufzeit des Detektors zur Analyse heranziehen, sodass die Expositionen für solare ^8B -Neutrinos 469,815 (t × d) bzw. 548,598 (t × d) betragen. Das Signal der solarer ^8B -Neutrinos dominiert zwar das Spektrum; dennoch gilt es, den Beitrag von ^{11}Be -Kernen im Szintillator zu berücksichtigen.

Daraus ergibt sich die Überlebenswahrscheinlichkeit für beide Energieintervalle und insgesamt im Bereich zwischen 3,2 und 16 MeV. Als Index dient hier die mittlere Energie, die Neutrinos haben müssen, um Rückstoßelektronen in diesen Energiebereichen zu erzeugen: $P_{7,4} = 0,39 \pm 0,09$, $P_{8,1} = 0,37 \pm 0,08$ und $P_{9,7} = 0,35 \pm 0,08$. Die Ergebnisse stimmen mit den Daten von SNO und SuperKamiokande hervorragend überein. Alle Experimente bestätigen überdies die Vorhersagen des MSW-Effekts mit den aktuell gängigen Oszillationsparametern. Im niedrigen Energiebereich liefert nur Borexino ein Ergebnis und ermöglicht es erstmals, den MSW-Effekt im gesamten Energiebereich zu verifizieren (**Abb. 6**): Ergo gilt $m_2 > m_1$: Die Anordnung

der Masseneigenzustände ν_2 und ν_1 bezüglich ihrer Massen ist normal.

Astrophysikalische Ergebnisse

Mit den aktuellen Oszillationsparametern aus anderen Neutrinoexperimenten lässt sich aus der von Borexino beobachteten pp-Rate die Luminosität der Sonne mit Neutrinos berechnen. Der Wert von $L_\nu = (3,89^{+0,35}_{-0,42}) \times 10^{33}$ erg s^{-1} stimmt sehr gut mit der Luminosität für Photonen $L_\gamma = (3,884 \pm 0,015) \times 10^{33}$ erg s^{-1} überein. Dabei erlauben die Neutrinos eine Messung der aktuellen thermonuklearen solaren Leistung, während die Photonen aus Prozessen stammen, die vor etwa 10^5 Jahren im Inneren der Sonne stattgefunden haben.

Aus dem Vergleich der Raten der pp- bzw. der pep-Neutrinos mit derjenigen der ^7Be -Neutrinos ergibt sich das Verzweungsverhältnis zwischen den ersten beiden pp-Ketten. Aus dem Verhältnis der Fusionsraten $R_{1,II} = R(^3\text{He}, ^4\text{He}) / R(^3\text{He}, ^3\text{He}) = 2 \Phi(^7\text{Be}) / [\Phi(\text{pp}) - \Phi(^7\text{Be})]$ folgt mit Borexino $R_{1,II} = 0,178^{+0,027}_{-0,023}$ in guter Übereinstimmung mit astrophysikalischen Erwartungswerten.

Die innere, solare Metallizität lässt sich aus den beobachteten Flüssen der ^7Be - und ^8B -Neutrinos ableiten. Je höher die Metallizität, desto größer ist die Opazität der Sonne gegenüber dem Transport elektromagnetischer Energie aus dem Inneren zur Sonnenoberfläche. Die Metallizität beeinflusst daher den Temperaturgradienten der Sonne entlang ihres Radius und damit auch die Neutrino Produktionsraten: Im Allgemeinen bedeutet eine höhere Metallizität auch höhere Fusionsraten und damit höhere Neutrino flüsse. Wegen der Coulomb-Abstoßung profitieren die ^8B -Neutrinos etwas mehr von dem Effekt als die ^7Be -Neutrinos. In der solaren Astrophysik führen zwei unterschiedliche Szenarien der Metallizität zu Differenzen in den Neutrino flüssen von 9 % und 18 %. Die Borexino-Daten können zwar keines der Szenarien ausschließen, unterstützen aber tendenziell eine hohe Metallizität, wie von der Helioseismologie befürwortet. In der statistischen Analyse verwirft Borexino die niedrige Metallizität mit 96,6 % Vertrauensniveau.

Um den Fluss der Neutrinos aus dem CNO-Zyklus zu bestimmen, muss eine niedrige Ereignisrate von dem vorherrschenden Hintergrund der Betazerfälle von ^{210}Bi eindeutig zu trennen sein. Bisher lässt sich nur eine obere Grenze des solarer CNO-Neutrino flusses angeben, die etwa doppelt so groß ist wie der Erwartungswert. Die theoretische Unsicherheit beruht im Wesentlichen auf der Frage nach der solaren Metallizität – allein deshalb wäre eine Messung dieser Neutrinos von großem Interesse. Astrophysikalisch relevant ist sie auch, weil wohl die meisten Sterne ihre Energie aus dem CNO-Zyklus beziehen. In Borexino wäre eine Messung möglich, wenn es gelingt, mit einer zusätzlichen Information die Aktivität des ^{210}Bi -Hintergrunds im Szintillator mit hinreichend hoher Genauigkeit zu bestimmen. Eine Möglichkeit stellt der Alphazerfall von ^{210}Po dar: Ist die Aktivität von ^{210}Po zeitlich konstant, lässt sich unmittelbar auf die Aktivität von ^{210}Bi schließen, da diese durch den Zerfall von ^{210}Po gefüttert wird. Konvektive Ströme im Flüssigszintillator stören bisher eine solche Messung

mit der gewünschten Genauigkeit. Thermische Isolation und aktive thermische Elemente sollen in Zukunft diese Ströme unterbinden.

Geophysikalische Ergebnisse

Borexino beobachtet auch Antineutrinos aus europäischen Kernreaktoren und sogenannte Geoneutrinos [3]. Ihr Nachweis basiert auf der Reaktion $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ mit einer Energieschwelle von $E_\nu = 1,8$ MeV. Während 1353 Tagen Messzeit, die einer Exposition von $3,69 \times 10^{31}$ Protonen \times Jahr entsprechen, wurden $14,3 \pm 4,4$ Geo- und $31,2^{+7,1}_{-6,1}$ Reaktor-neutrinos bei einem erwarteten Hintergrund von insgesamt 0,7 Ereignissen detektiert. Weil detektierbare Geoneutrinos aus den Betazerfällen von Elementen der Uran- und Thoriumketten stammen, reicht ihr Spektrum nur bis etwa 3 MeV. Reaktor-neutrinos entstehen bei Betazerfällen der Spaltprodukte in aktiven Kernreaktoren und besitzen Energien bis zu etwa 10 MeV. Dadurch lassen sich die beiden Komponenten trennen. Weltweit hat bisher neben Borexino nur das KamLAND-Experiment in Japan Geoneutrinos nachgewiesen – mit übereinstimmenden Ergebnissen: Die natürliche Radioaktivität der Erde trägt zu einem großen Teil zum terrestrischen Wärmefluss von etwa 47 TW bei.

Die Reaktor-neutrinos entstehen vor allem in europäischen Kernreaktoren, die im Mittel etwa 1200 km von Borexino entfernt sind. Daher handelt es sich hier um ein sogenanntes Disappearance-Experiment, das Neutrinooszillationen von $\bar{\nu}_e$ bei niedrigen Energien auf sehr langen Distanzen untersucht. Das ursprüngliche Reaktorspektrum ist aus den thermischen Leistungsstärken der Anlagen jederzeit berechenbar. Die von Borexino gemessene Überlebenswahrscheinlichkeit beträgt $P(\bar{\nu}_e) = 0,52 \pm 0,12$ und bestätigt damit unabhängig von solaren Neutrinos die aktuellen Werte der Oszillationsparameter.

Borexino soll noch bis Ende 2020 Daten nehmen. Wichtigstes verbleibendes Ziel ist die erstmalige Messung der CNO-Neutrinos. Daneben werden die Daten statistische Aussagen zur Messung der pep- und ^8B -Neutrinos sowie der Geo- und Reaktor-neutrinos verbessern.

Literatur

- [1] E. G. Adelberger et al., Rev. Mod. Phys. **83**, 195 (2010)
- [2] G. Bellini et al., (Borexino Koll.), Nature **562**, 505 (2018)
- [3] G. Bellini et al., (Borexino Koll.), Phys. Lett. B **722**, 295 (2013)

Der Autor



Lothar Oberauer (FV Hadronen und Kerne) ist seit 2002 Professor für experimentelle Physik an der TU München. Nach der Promotion 1988 beteiligte er sich an führenden Experimenten der Neutrino-physik und ist seit 1992 Mitglied der Borexino-Kollaboration. Daneben konzentriert er sich auf das chinesische JUNO-Projekt – einen Neutrino-detektor unter Tage.

Prof. Dr. Lothar Oberauer, Fakultät für Physik, TU München, James-Franck-Str. 1, 85748 Garching

Physik Journal

Newsletter

Physik Journal Newsletter

Sehr geehrter Herr Einstein,

für die erste [DPG-Herbsttagung](#) in Freiburg steht mittlerweile das Programm zur Verfügung. Auch in unser [Doppelheft August/September](#) können Sie schon jetzt online einen Blick werfen.

Eine spannende Lektüre wünscht Ihnen

Ihr Physik Journal Team

Physik Journal Nachrichten

Panorama
Den Horizont erweitern
15.08.2019 - Mit zwei Online-Umfragen fordert die Europäische Kommission auf, Horizon Europe mitzugestalten.

Panorama
Pionier der angewandten Mathematik
13.08.2019 - Zum 200. Geburtstag des britischen Mathematikers und Physikers George Gabriel Stokes

WEBINAR

jetzt registrieren

Fluid-Struktur-Interaktion simulieren

19. September, 14:00 Uhr

► **Online-Meldungen der Redaktion,**

► **Neuigkeiten aus der DPG, TV-Tipps**

und mehr finden Sie in unserem Newsletter.

Sie möchten ihn erhalten?

Hinterlegen Sie Ihre E-Mail-Adresse

und bestellen Sie den Newsletter unter:

www.dpg-physik.de/ueber-uns/mitgliedschaft/dpg-mitgliedschaft-aendern