

5.4.3 MSW-Effekt

Unterschiedliche Wechselwirkungen der Flavoureigenzustände in Materie können die Oszillationen beeinflussen. Zum Beispiel kann im Fall der Sonnenneutrinos das Elektroneneutrino an den Elektronen des Sonnenplasmas über W - und Z -Austausch (CC und NC) elastisch streuen, während das Myonneutrino nur über Z -Austausch streut. Das führt zu einer Modifizierung der Oszillationslänge während des Durchlaufens der Sonne (MSW-Effekt).

Die räumliche Entwicklung der Masseneigenzustände in (5.28) (wegen $x = ct$ gleichbedeutend mit der zeitlichen Entwicklung) läßt sich durch einen diagonalen Hamilton-Operator beschreiben. Für zwei Flavours ergibt sich:

$$i \frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2p} \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 \\ 0 & m_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = H_0 \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (5.46)$$

Beim Übergang zu den Flavour-Eigenzuständen mit der Mischungsmatrix U^* geht die Matrix H_0 in $U^* H_0 U^{*T}$ über:

$$i \frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \frac{\Delta m_{12}^2}{4p} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = H_V \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (5.47)$$

In der letzten Gleichung ist eine Matrix proportional zur Einheitsmatrix weggelassen worden, weil sie nicht zu einer Oszillation beiträgt. Auch hier bedeutet eigentlich ν_μ , wie in Abschnitt 5.4.1 bereits erwähnt, eine effektive Mischung von ν_μ und ν_τ . In Materie führt die unterschiedliche Wechselwirkung der Elektron- und Myonneutrinos nach Mittelung über viele Wechselwirkungen zu einem Potentialterm $V(x)$, der von der Elektronendichte N_e am Ort x abhängt (G_F ist die Fermi-Kopplungskonstante):

$$V(x) = \sqrt{2} G_F N_e(x) \quad (5.48)$$

Mit dem gesamten Hamilton-Operator lautet die räumliche Entwicklung in Materie:

$$i \frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \left[\frac{\Delta m_{12}^2}{4p} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} + \frac{V(x)}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad (5.49)$$

Hier ist der Potentialterm symmetrisch auf beide Komponenten aufgeteilt worden, indem wieder ein Term proportional der Einheitsmatrix weggelassen wurde, nämlich $V(x)/2$ mal der Einheitsmatrix.

Durch Diagonalisierung von $H = H_V + H_M$ findet man die energieabhängigen effektiven Massenzustände als Funktion des Ortes und den effektiven Mischungswinkel θ_M in Materie. Die verschiedenen Fälle werden in der Literatur diskutiert⁴. Ein spezieller Fall, der etwa der LMA-Lösung entspricht, soll hier als Beispiel diskutiert werden: Wenn die Elektronendichte sehr groß ist (wie im Sonneninneren $N_e \approx 6 \cdot 10^{25} \text{ cm}^{-3}$) und Δm_{12}^2 relativ klein, so dass H etwa diagonal wird, verhält sich das in der Sonne erzeugte Elektroneneutrino annähernd wie der effektive Masseneigenzustand ν_{2m} mit der höheren Masse. Wenn sich die Elektronendichte und damit der Hamilton-Operator nur langsam, adiabatisch ändert, bleibt der Masseneigenzustand erhalten und geht schließlich in den Vakuumzustand ν_2 über. Da dieser

⁴Siehe zum Beispiel die ausführliche Herleitung und Diskussion in: Klapdor-Kleingrothaus, Staudt: "Teilchenphysik ohne Beschleuniger", Teubner Verlag.

Zustand ein Eigenzustand des Vakuums ist, breitet er sich ohne Oszillationen aus. Die Zerlegung in Flavoureigenzustände ergibt:

$$\nu_2 = \sin \theta \nu_e + \cos \theta \nu_\mu. \quad (5.50)$$

Daraus folgen die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von Elektron und Myon-neutrinos:

$$P(\nu_e) = \sin^2 \theta, \quad P(\nu_\mu) = \cos^2 \theta. \quad (5.51)$$

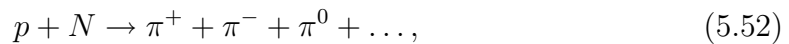
Für $\theta = 45^\circ$ würde man danach 50% der Sonnenneutrinos als Elektronneutrinos beobachten. Die Tatsache, dass es weniger als 50% ist, weist darauf hin, dass θ kleiner ist. Details, einschließlich der Energieabhängigkeit, müssen durch numerische Methoden berechnet werden.

5.5 Neutrinoastronomie bei hohen Energien

5.5.1 Fragestellung

Obwohl die Kosmische Strahlung bereits seit fast 100 Jahren erforscht wird, ist ihre Herkunft und die Beschleunigungsmechanismen, die Energien bis 10^{20} eV und vielleicht mehr erreichen können, noch nicht vollständig verstanden. Wie in Abschnitt 3.4 ausgeführt, verlieren Teilchen unterhalb von etwa 10^{20} eV ihre Richtungsinformation durch die galaktischen Magnetfelder. Für den Nachweis von kosmischen Beschleunigern ist es deshalb wichtig, auch elektrisch neutrale Strahlung, wie Photonen und Neutrinos, zu nutzen. Wie wir sehen werden, ist vor allem der Vergleich von Beobachtungen astronomischer Objekte mit hochenergetischen Photonen und mit Neutrinos aufschlussreich für die Beschleunigungsmechanismen: während Photonen sowohl bei der Beschleunigung von Hadronen, also vor allem Protonen, als auch von Elektronen entstehen, sind Neutrinos ein klarer Hinweis auf hadronische Beschleunigung in einer astronomischen Quelle. Der wesentliche Nachteil der Neutrinostrahlung, ist die geringe Wechselwirkung mit der Materie des Detektors, was durch die Größe des Detektors wett gemacht werden muß. Bisher sind noch keine hochenergetischen Neutrinos von astronomischen Quellen außerhalb des Sonnensystems nachgewiesen worden. Es wird aber erwartet, dass das mit der nächsten Generation von Neutrinoferoskopen, mit km^3 Detektorvolumina, möglich sein soll.

Protonen (oder Kerne), die auf hohe Energien beschleunigt wurden, erzeugen in inelastischen Wechselwirkungen mit Materie in der Quelle oder deren Umgebung vor allem Pionen (siehe auch Abschnitt 3.6):



die dominant wie folgt zerfallen:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (5.53)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (5.54)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (5.55)$$

Wenn also hochenergetische Photonen beobachtet werden, die aus hadronischen Prozessen stammen, lassen sich aus den obigen Reaktionen auch Abschätzungen für die

Produktion von Neutrinos in den gleichen Prozessen machen. Zu beachten ist, dass die beobachtete Photonenrate von der Absorptionslänge der Photonen in den durchquerten Medien abhängig ist und damit in der Regel von Modellen.

Als kosmische Teilchenbeschleuniger werden unter anderem diskutiert (Kapitel7):

- die Stoßfronten, die von den abgestoßenen Hüllen explodierender Supernovae in dem interstellaren Medium gebildet werden;
- Akkretionsscheiben binärer Sternsysteme;
- Aktive Galaktische Kerne (AGN), die Energie in Form von Jets ausstoßen;
- Gammastrahlungsausbrüche (Gamma Ray Bursts).

Ein kompakter Überblick über die Astroteilchenphysik mit hochenergetischen Neutrinos ist in einem Artikel von F. Halzen zu finden⁵

5.5.2 Neutrino teleskope

Nachweis

Zum Nachweis von Myon-Neutrinos nutzt man die CC-Wechselwirkung mit den Kernen der den Detektor umgebenden Materie (Gestein, Wasser, Eis, ...):

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X \quad (5.56)$$

und weist die Myonen aus diesen Reaktionen nach. Um die Produkte der von der kosmischen Strahlung ausgelösten Luftschauer zu unterdrücken, betrachtet man Myonen, die von unten kommen, bei denen also die Neutrinos durch die Erde gegangen sind. Außerdem versucht man, auch möglichst viel Abschirmung nach oben zu erreichen. Nach 1 km Wassertiefe ist das Verhältnis der von oben kommenden Myonen zu den von unten kommenden noch etwa 10^6 .

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Reaktion (5.56) ist:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{2G_F^2 E_\nu}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 (xq(x, Q^2) + x\bar{q}(x, Q^2)(1-y)^2). \quad (5.57)$$

Die Variablen (x, y, Q^2) sind wie in der Lepton-Nukleon-Streuung üblich definiert; q, \bar{q} sind Quark- und Antiquarkverteilungen im Nukleon. Die Integration ergibt den totalen Wirkungsquerschnitt in Abb. 5.9. Der Wirkungsquerschnitt wächst linear mit der Energie für $E_\nu < O(1 \text{ TeV})$ und steigt dann etwa wie $\sigma \sim E^{0.36}$ für $E_\nu > O(10 \text{ TeV})$ an. Das Abknicken setzt dort ein, wo das maximale Q^2 , das proportional zu s ist, in die Größenordnung der W -Masse kommt, weil sich dann die Q^2 -Abhängigkeit des Propagatorterms in (5.57) bemerkbar macht.

In Tabelle 5.2 ist die Wechselwirkungslänge für einige Neutrinoenergien angegeben. Man sieht, dass ab $1 \text{ EeV} = 10^9 \text{ GeV}$ die Erde für Neutrinos undurchsichtig wird. Bei diesen Energien wird aber auch der Untergrund an atmosphärischen Myonen so klein, dass man die hochenergetischen Myonen auch ohne Erdabschirmung

⁵F. Halzen, 'Astroparticle physics with high energy neutrinos: from AMANDA to IceCube', Eur. Phys. J. C 46, 669687 (2006)

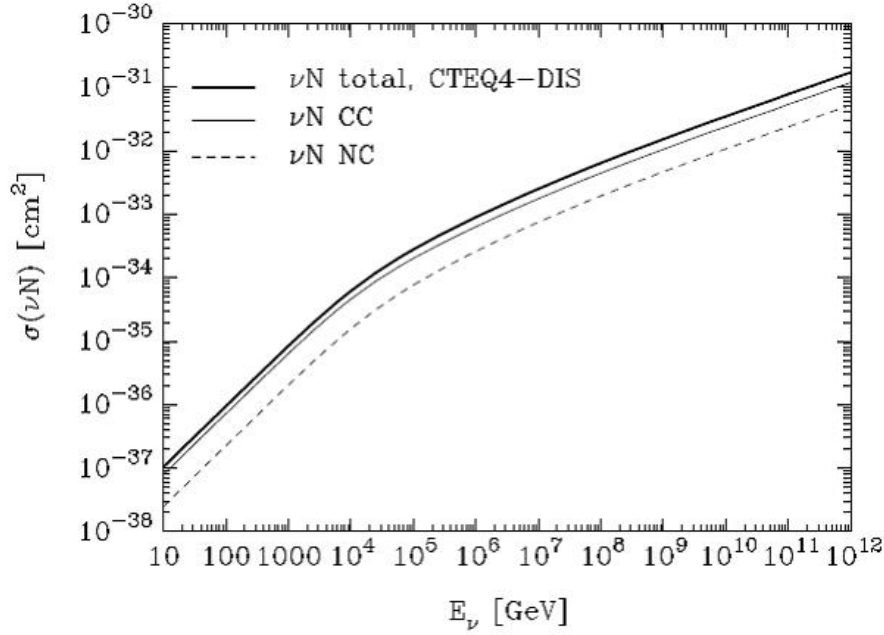


Abbildung 5.9: Totaler Neutrino-Nukleon Wirkungsquerschnitt als Funktion der Neutrinoenergie.

Tabelle 5.2: Neutrino-Nukleon-Wirkungsquerschnitte für einige Neutrinoenergien und die Absorptionslänge in Wasser (für die Erde ist die Absorptionslänge im Mittel um etwa einen Faktor 5.5 kleiner).

E_ν [GeV]	10^3	10^6	10^9
$\sigma_{tot}(\nu N)$ [cm ²]	$8.4 \cdot 10^{-36}$	$8.9 \cdot 10^{-34}$	$1.5 \cdot 10^{-32}$
$\rho\Lambda$ [km w.e.]	$2.0 \cdot 10^6$	$1.9 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^3$

messen kann. Allerdings sind dann die zu erwartenden Flüsse zu gering für die Größe existierender und geplanter Detektoren, so dass man zur Zeit über neue Technologien (zum Beispiel akustische und Radio-Sensoren, Beobachtung der Atmosphäre von Satelliten) zur Instrumentierung größerer Volumina nachdenkt.

Für die Nachweiswahrscheinlichkeit von Neutrinos über die erzeugten Myonen, ist die Reichweite der Myonen, wie in Abb. 5.10 dargestellt, wesentlich (siehe dazu auch die Diskussion der Myon-Reichweite in Abschnitt 3.6 und Abb. 3.19).

Die Myonen werden über ihre Abstrahlung von Cherenkovstrahlung in Wasser oder Eis nachgewiesen (Abb. 5.11). Das Licht wird über Photovervielfacher (PMT) nachgewiesen. Die Messung der Ankunftszeiten des Lichtes mit einer Genauigkeit von wenigen Nanosekunden erlaubt eine Rekonstruktion der Myonrichtung, woraus annähernd die Neutrino-richtung bestimmt werden kann. Der mittlere Winkel des Myons zu dem primären Neutrino in (5.56) wird mit wachsender Energie kleiner:

$$\langle\theta_{\nu\mu}\rangle \approx \frac{1^\circ}{\sqrt{E_\nu/\text{TeV}}} \quad (5.58)$$

Dieser Winkel liegt in einer ähnlicher Größenordnung wie die erreichbare Winkel-

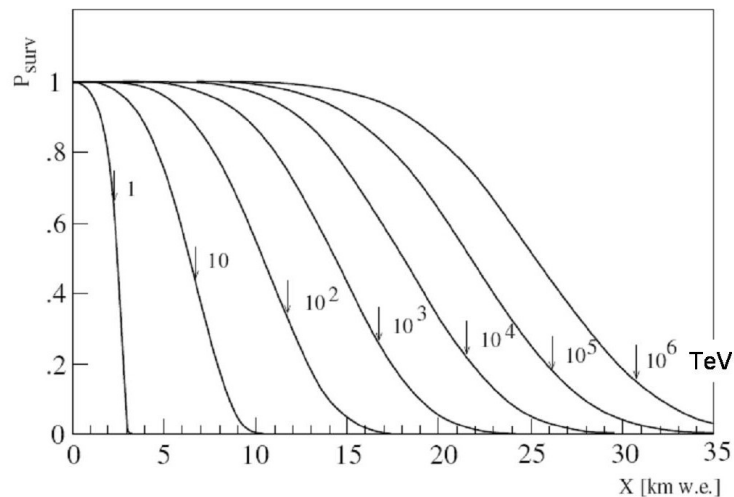


Abbildung 5.10: Überlebenswahrscheinlichkeit von Myonen als Funktion der Eindringtiefe in Wasser. Die Kurve in Abb.3.19 zeigt die entsprechenden mittleren Reichweiten als Funktion der Energie.

auflösung der Detektoren.

Experimente

Das DUMAND-Projekt war der erste Versuch, ein großvolumiges Neutrino-teleskop nach dem eben beschriebenen Prinzip in Wasser (Pazifik vor Hawaii) zu realisieren. Dieses Projekt hat die (vor allem mit dem Salzwasser zusammenhängenden) Probleme nicht meistern können und wurde offiziell nach etwa 20 Jahren 1996 eingestellt. Das erste funktionsfähige Teleskop wurde dann auch in Süßwasser realisiert: im Baikalsee wurden 1993 erstmalig Daten genommen.

Der Durchbruch gelang mit dem AMANDA-Experiment, das eine Tiefe zwischen etwa 1500 m und 2000 m im antarktischen Kompakteis installiert wurde (Abb. 5.12 links). Mit der letzten Ausbaustufe AMANDA II wurden von 2000 bis 2009 Daten genommen. Das AMANDA-Teleskop war als Prototyp sehr erfolgreich. Allerdings war schon von Anfang an klar, dass erst ein mindestens 1 km^3 großer Detektor genügend Sensitivität auf die zu erwartenden Flüsse, insbesondere von Punktquellen, haben wird. IceCube ist ein solcher Detektor, der zur Zeit in der Antarktis realisiert wird (Abb. 5.12 rechts).

Es gibt drei Projekte (ANTARES, NEMO und NESTOR) für Neutrino-teleskope im Mittelmeer von ähnlicher Größe wie AMANDA, die auch die südliche Hemisphäre (mit dem galaktischen Zentrum) beobachten können oder könnten. Leider sind die Projekte etwas verzögert. Insgesamt wirft eine Meeresumgebung mit Biolumineszenz, Wellenbewegung und aggressivem Salzwasser offensichtlich viel größere Probleme auf, als Detektorinstallation und -betrieb im Eis. ANTARES nimmt seit 2007 Daten. Allerdings ist in der Zwischenzeit eigentlich bereits klar, dass die nächste Stufe, ein km^3 -Detektor notwendig ist. Eine europäische Studie dazu hat unter dem Namen KM3NET begonnen⁶.

⁶<http://www.km3net.org>

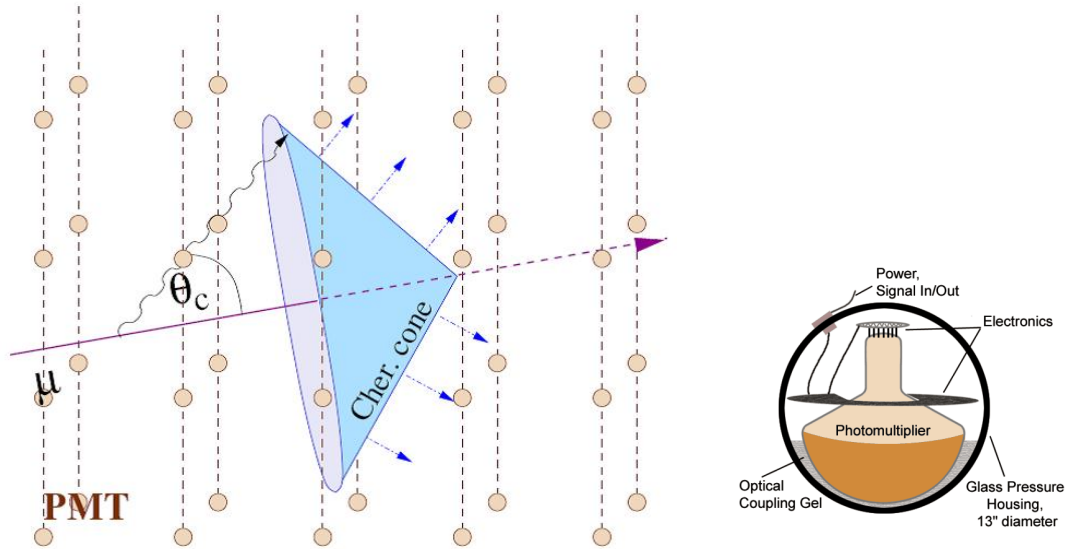


Abbildung 5.11: Typische Anordnung eines Neutrinoobservatoriums: ein Muon erzeugt Cherenkov-Licht in Wasser oder Eis, das von Photomultipliern (PMT) registriert wird. Die Ankunftszeiten des Lichtes an den verschiedenen PMT erlaubt die Berechnung der Myonrichtung. Die PMT sind in druckfesten Gehäusen einschließlich der Detektor- und Übertragungselektronik in sogenannten 'Optischen Modulen' (OM) integriert (rechts).

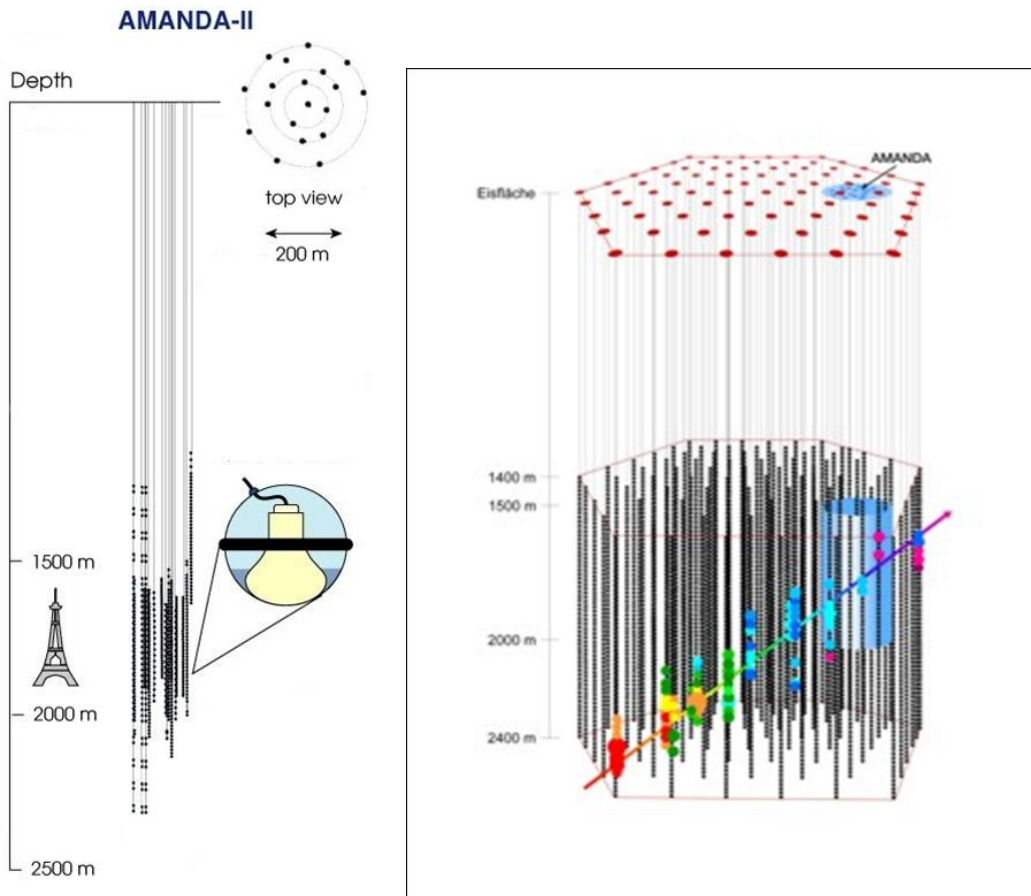


Abbildung 5.12: Der AMANDA-Detektor (links) und der IceCube-Detektor (rechts) mit Größenvergleichen.

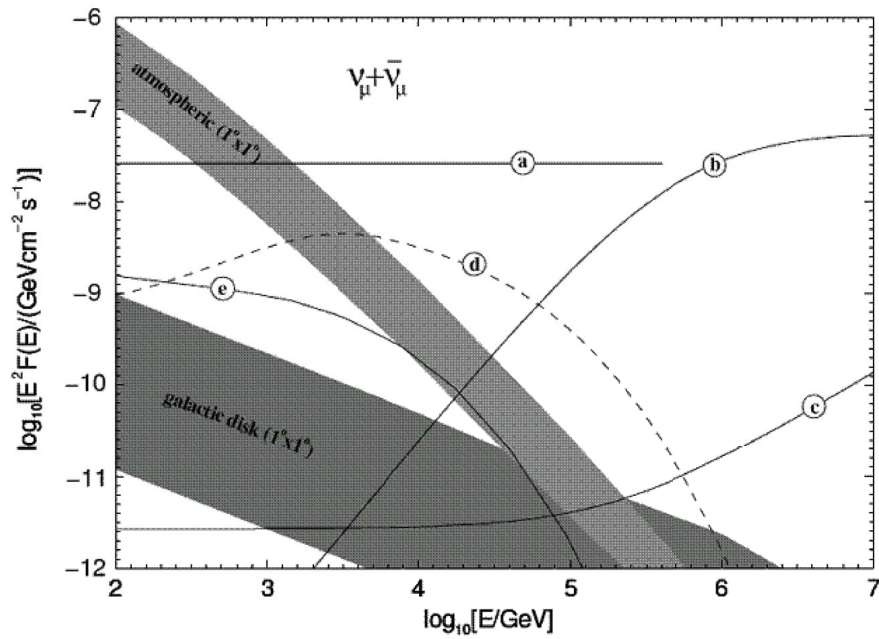


Abbildung 5.13: Vorhergesagte Neutrinoemissionen als Funktion der Energie verglichen mit dem Spektrum atmosphärischer Neutrinos (schattiertes Band): a)-c) Verschiedene Vorhersagen für AGN 3C273, d) Neutrinoemission vom Krebsnebel, e) Neutrinoemission vom SN-Rest Cassiopeia A. Das flachere der schattierten Bänder stellt die Vorhersage für Neutrinos aus Wechselwirkungen von Kosmischer Strahlung in der galaktischen Scheibe dar.

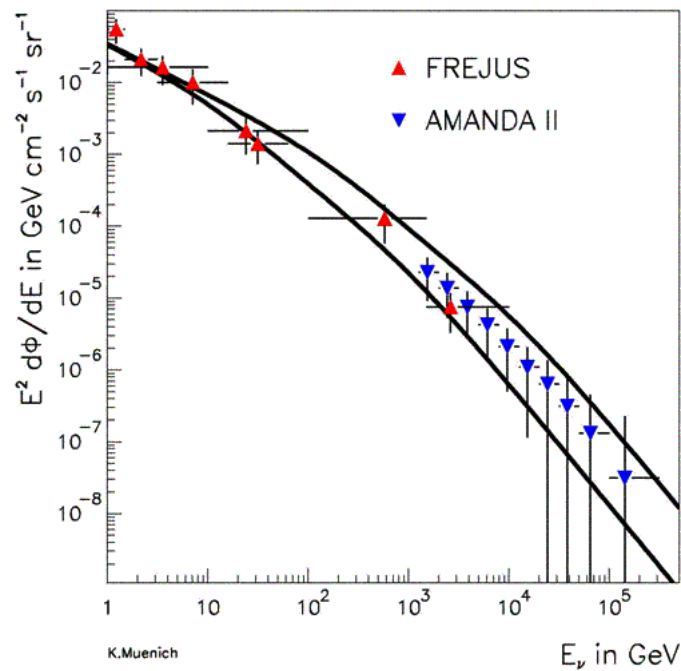


Abbildung 5.14: Gemessener Fluss atmosphärischer Neutrinos.

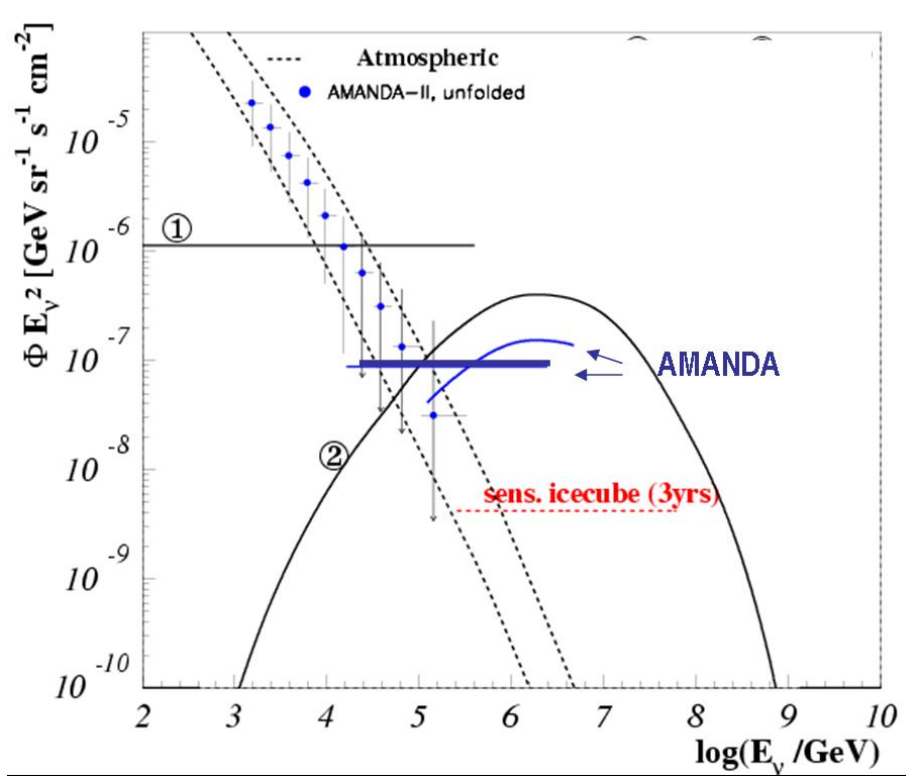


Abbildung 5.15: Grenzen für diffusen Neutrinofluss von AMANDA, verglichen mit dem gemessenen Fluss atmosphärischer Neutrinos und mit zwei speziellen Modellen, die durch die AMANDA-Messung ausgeschlossen werden.

Ergebnisse

Atmosphärische Neutrinos: Für Beobachtung von HE-Neutrinos, die durch die Erde gehen, stellen die atmosphärischen Neutrinos den wesentlichen Untergrund dar. Allerdings werden für die Flüsse von Neutrinos mit kosmischem Ursprung, sowohl diffuse Flüsse als auch Flüsse von Punktquellen, weniger steile Energiespektren vorausgesagt (Abb. 5.13). Das bedeutet, dass Signale mit wachsender Energie untergrundfreier werden. AMANDA hat als ein wichtiges Ergebnis das Spektrum der atmosphärischen Neutrinos bis 300 TeV vermessen und verifiziert, dass das Spektrum von den benutzten Simulationen reproduziert wird (Abb. 5.14).

Diffuser Neutrinofluss: Hochenergetische Neutrinos mit kosmischem Ursprung sind bisher nicht gemessen worden (bei niedrigen Energien Neutrinos von der Supernova-Explosion SN1987a). Grenzen wurden auf diffuse Flüsse gegeben, zum Beispiel für ein E^{-2} -Spektrum (Abb. 5.15):

$$E^2 \cdot \Phi < 0.8 \cdot 10^{-6} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (5.59)$$

Punktquellen: Die Punktquellensuche, der wichtigste Punkt im Forschungsprogramm der HE-Neutrinoexperimente, hat bisher auch nur zu oberen Flussgrenzen geführt. Abbildung 5.16 zeigt eine Karte des nördlichen Himmels mit eingezeichneten Kandidaten für Punktquellen. Eine Analyse mit Suchfenstern, die der apparati-

ven Winkelauflösung entsprechen, hat keine signifikanten Anhäufungen ergeben. Alle Kandidaten sind statistisch mit atmosphärischen Neutrinos verträglich. Zudem wurde gezielt nach Quellen, die von TeV-Gammateleskopen gesehen wurden, gesucht. Auch dabei ist bei keiner Quelle eine signifikante Anhäufung festgestellt worden.

Eine Möglichkeit die statistische Signifikanz der Punktquellensuche zu erhöhen, ist die Analyse von zeitlichen Korrelationen von Neutrinoereignissen. Insbesondere wäre die Anhäufung von Neutrinosignalen von einer Quelle in einem Zeitfenster, in dem mit anderen Methoden (zum Beispiel Gamma- oder Röntgenstrahlung) eine Überhöhung der Intensität von dieser Quelle beobachtet wurde (zum Beispiel als 'Gamma-Flare' wie in Abb. 5.17) eine mögliche Bestätigung für die Beobachtung kosmischer Neutrinos.

Exotische Neutrinoquellen: Weitere Ergebnisse betreffen zum Beispiel obere Grenzen für magnetische Monopole und Wimp-Annihilation.

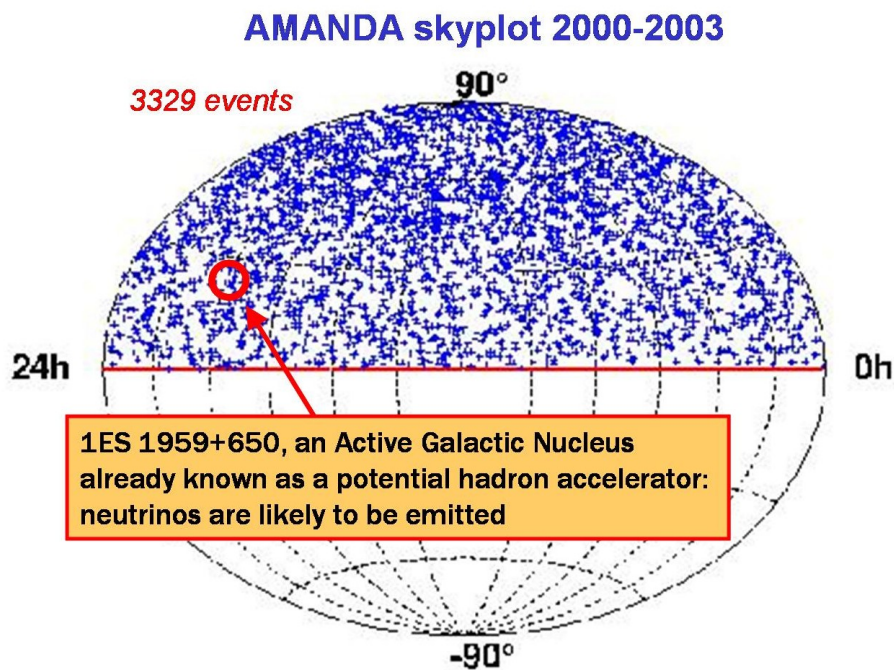


Abbildung 5.16: 'Skyplot' von Kandidaten für kosmische Neutrinosignale (AMANDA 2000-2003)

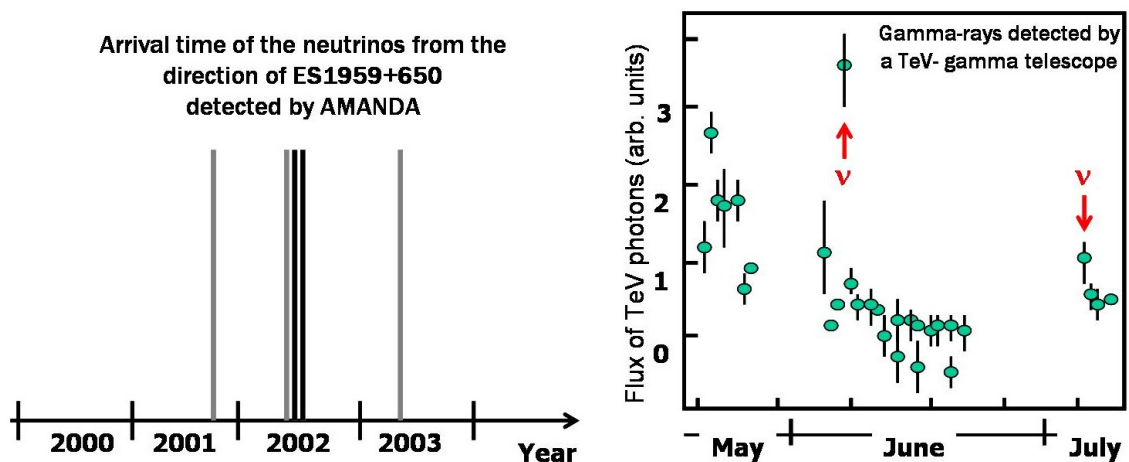


Abbildung 5.17: Links ist die zeitliche Verteilung von Neutrinosignalen in einem räumlichen Fenster um die variable Gamma-Quelle 1ES 1959+650 gezeigt. Zwei Ereignisse (dunkle Striche) fallen in ein enges Intervall um den Zeitpunkt, zu dem ein Aufleuchten dieser Quelle (Flare) in TeV-Gammas beobachtet wurde (rechts).