

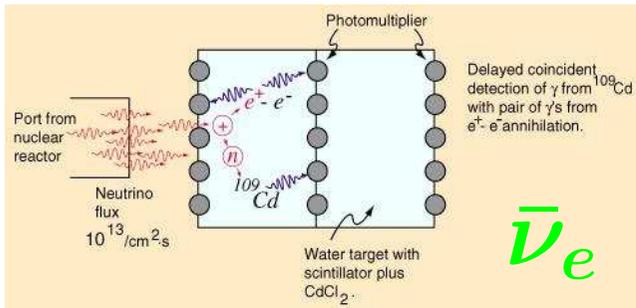


Einblicke in die Teilchenphysik

1. Einführung
2. Beschleuniger
3. Detektoren
4. Bewegungsgleichungen und Symmetrien
5. Das Quark-Modell und die CKM-Matrix
6. CP-Verletzung im Standardmodell
7. Proton- und Photonstrukturfunktionen
8. Elektroschwache Präzisionsmessungen
9. Das Higgs-Boson
- 10. Neutrino-Massen und Neutrino-Oszillationen**



Zur Erinnerung - die drei Flavour-Eigenzustände



– Cowan et al. (1956):

$$\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$$

– Danby et al. (1962):

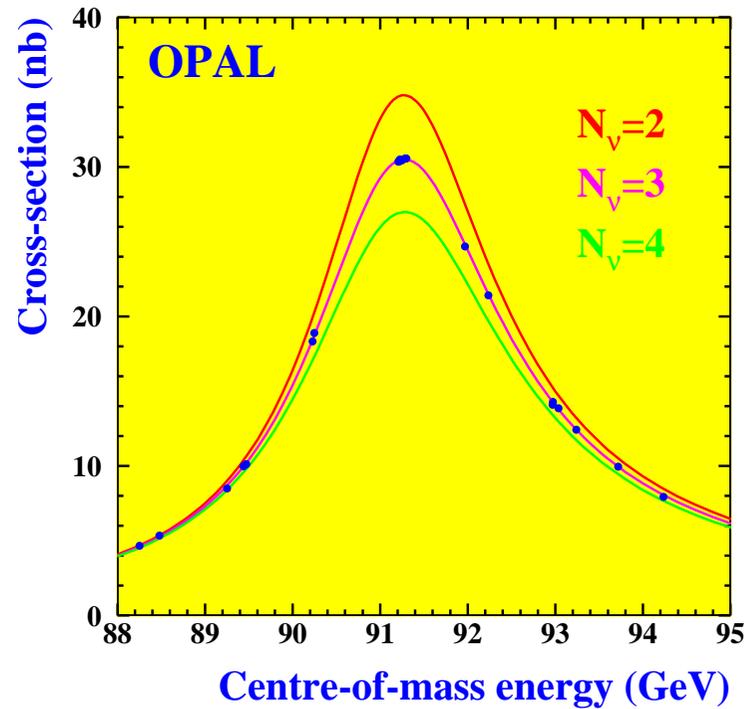
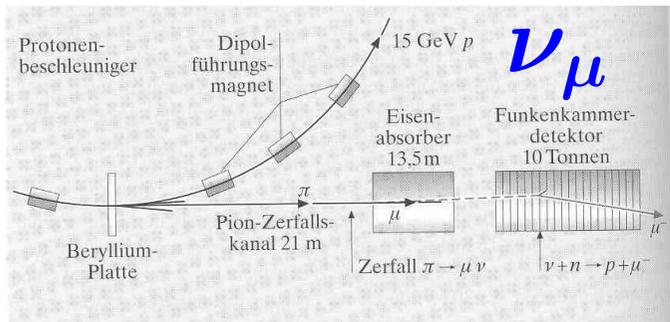
$$\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p + X$$

– DONUT (2000):

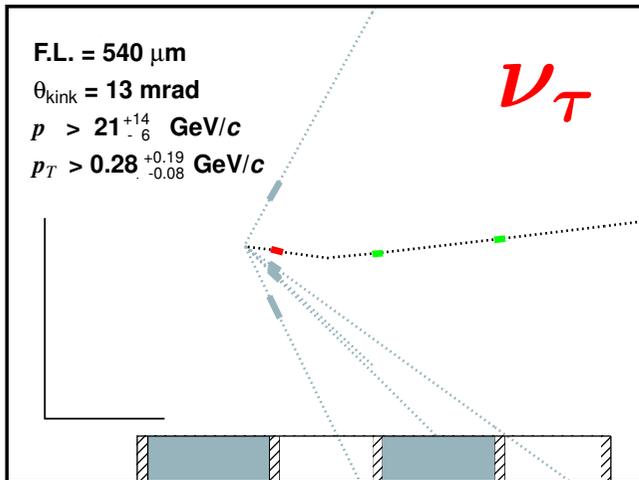
$$\nu_\tau \rightarrow \tau^- + X$$

– LEP (1990):

Es gibt nur drei leichte Eigenzustände zur schwachen Wechselwirkung.



Im SM gibt es drei leichte Flavour-Eigenzustände.





Die Massen- und Flavour-Eigenzustände

- Die Flavour-Eigenzustände sind Superpositionen der Massen-Eigenzustände:

$$|\nu_\alpha\rangle \equiv \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad \text{mit} \quad \alpha = e, \mu, \tau \quad \text{und} \quad i = 1, \dots, N.$$

- Drei Flavour
⇒ MNS-Matrix
$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad \text{mit} \quad U = U_{23} U_{13} U_{12}$$

- Die Ausbreitung in Raum und Zeit wird durch die Massen-Eigenzustände bestimmt.

Wählt man $\vec{p} \uparrow \uparrow \vec{r}$ und benutzt $m_i \ll p_i \equiv p \approx E$ so folgt $E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \approx p_i + \frac{m_i^2}{2E}$.

Damit ist $|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - \vec{p}\vec{r})} |\nu_i(0)\rangle = e^{-i \frac{m_i^2 t}{2E}} |\nu_i(0)\rangle$.

- Die Wechselwirkung mit Materie ist durch die Flavour-Eigenzustände gegeben.

Ein Beispiel ist die Neutrino-Elektron Streuung: $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$.

- Die Wahrscheinlichkeit ein Neutrino, das zur Zeit $t = 0$ als α gestartet ist, im Zustand β

zu finden ist: $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 = |\sum_i U_{\beta i}^* e^{+i \frac{m_i^2 t}{2E}} U_{\alpha i}|^2 \cdot |\langle \nu_i | \nu_i \rangle|^2$

- Dieser Effekt ist analog zu den bereits besprochenen Oszillationen der Pseudoskalaren Mesonen und wird als Neutrino-Oszillation bezeichnet.

Die Suche nach Neutrino-Massen ist ein sehr weites experimentelles Feld.



Natürliche und künstliche Neutrinoquellen

– Die Hauptquellen von Neutrinos sind:

- 1) **Atmosphärische Neutrinos** ($\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$): Die Erdatmosphäre wird ständig von hoch-energetischer kosmischer Strahlung getroffen. Diese Strahlung besteht vornehmlich aus Photonen und Protonen, aber auch aus schweren Kernen. Beim Auftreffen auf die Erdatmosphäre in ca. 10 km Höhe entwickeln sich hadronische Schauer. Die Neutrinos entstehen hauptsächlich durch den Pion-Zerfall, $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \begin{pmatrix} - \\ \bar{\nu}_\mu \end{pmatrix}$ und $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \begin{pmatrix} - \\ \bar{\nu}_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} - \\ \nu_e \end{pmatrix}$.
- 2) **Sonnen-Neutrinos** (ν_e): Bei der Wasserstofffusion in der Sonne entstehen Neutrinos in der Reaktion $4p \rightarrow \frac{4}{2}\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$.
- 3) **Supernova-Neutrinos** ($\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$): Bei einer Supernova-Explosionen wie der Explosion der SN1987A gibt es einen sehr kurzern Ausbruch von Neutrinos aller Sorten.
- 7) **Natürliche Radioaktivität** ($\nu_e, \bar{\nu}_e$): In den Beta-Zerfällen der Kerne wie ${}^3_1\text{H}$, ${}^{187}_{75}\text{Re}$ oder ${}^{222}_{88}\text{Ra}$ entstehen ν_e und $\bar{\nu}_e$.
- 4) **Beschleuniger-Neutrinos** ($\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$): Durch Beschuss von Be- oder Al-Targets mit Protonen werden Pionen und Kaonen erzeugt. Aus deren Zerfällen erhält man ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$ mit einer geringen Beimischung von ν_e und $\bar{\nu}_e$ aus $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \begin{pmatrix} - \\ \bar{\nu}_e \end{pmatrix}$ Zerfällen.
- 5) **Reaktor-Neutrinos** ($\bar{\nu}_e$): In den Beta-Zerfällen schwerer Kerne im Kernreaktor entstehen Elektron-Antineutrinos, $\bar{\nu}_e$.

Die verschiedenen Quellen und Experimente testen verschiedene Phasenraumbereiche.



Versuche der Messung absoluter Neutrino-Massen

– Es gibt drei Arten von Experimenten um absolute Neutrino-Massen zu messen.

1) Die Messung des Endpunktes des Spektrums der Elektronenergie im Tritium

Beta-Zerfall, ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} e^- \bar{\nu}_e$. Die obere Massengrenze ist $m_{\nu_e} < 2.2 \text{ eV}$.

2) Die Messung des Muon-Impulses im Zwei-Körper Zerfall des Pions in Ruhe:

$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. Die Neutrino-Masse ist: $m_{\nu_\mu}^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2m_\pi \sqrt{m_\mu^2 + p_\mu^2}$.

Mit $m_\mu = 105.658389 \pm 0.000034 \text{ MeV}$, $m_\pi = 139.56995 \pm 0.00037 \text{ MeV}$

und einer Messung von $p_\mu = 29.79200 \pm 0.00011 \text{ MeV}$ ergibt sich

$m_{\nu_\mu}^2 = -0.016 \pm 0.023 \text{ MeV}^2$ und damit eine obere Grenze von $m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV}$.

3) Die Messung der Energie-Impuls Erhaltung im τ -Zerfall mit n-Pionen, $\tau^- \rightarrow n\pi\nu_\tau$.

Aus der Energie des hadronischen Systems $E_h^* = \frac{m_\tau^2 + m_h^2 - m_{\nu_\tau}^2}{2m_\tau}$ ergibt

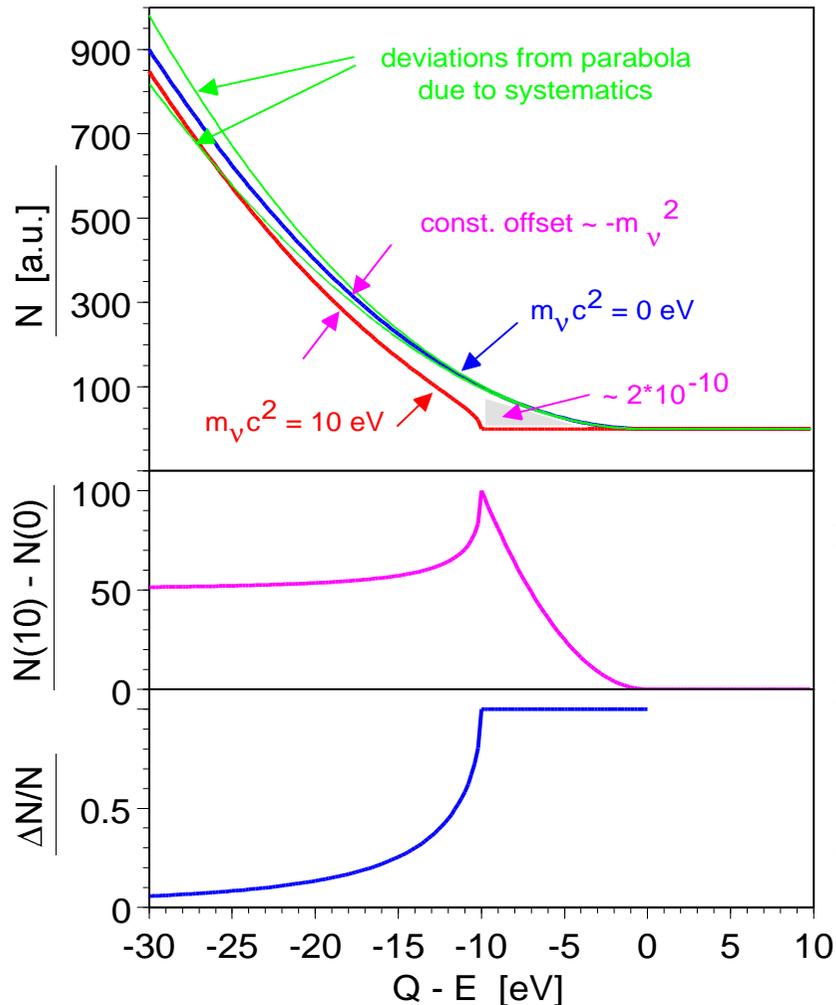
sich eine Massengrenze von $m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV}$.

– In keinem der Experimente wurde eine endliche Masse gemessen und deswegen werden obere Schranken für die Neutrino-Massen angegeben.

Die beste Einschränkung auf die Neutrino-Massen ergibt sich aus dem Tritium Beta-Zerfall.



Das Mainz Experiment - das Prinzip



$$-\frac{dN}{dE} = A \cdot F \cdot p(E + m) \cdot \sum_j w_j E_j \sqrt{E_j^2 - m_{\nu_e}^2},$$

mit $E_j = E_0 - V_j - E$.

- Die Messung des Endpunktes des Spektrums der Elektronenergie im Zerfall ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} e^- \bar{\nu}_e$ liefert die Neutrino-Masse.
- Der Zerfall hat eine Reihe positiver Eigenschaften:
 - 1) Ein niedriger Q-Wert $E_0 = 18.6 \text{ keV}$ liefert eine hohe Sensitivität am Endpunkt.
 - 2) Die geringe Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}} = 12.3 \text{ a}$ erlaubt die Nutzung dünner Quellen bei genügender Zählrate.
 - 3) Der Zerfall ist 'super-allowed', d.h. das Matrixelement ist unabhängig von der Elektronenergie.
 - 4) Die Elektronenhülle ist einfach und damit gibt es nur geringe Wechselwirkungen des e^- mit den Elektronen des Tochteratoms.

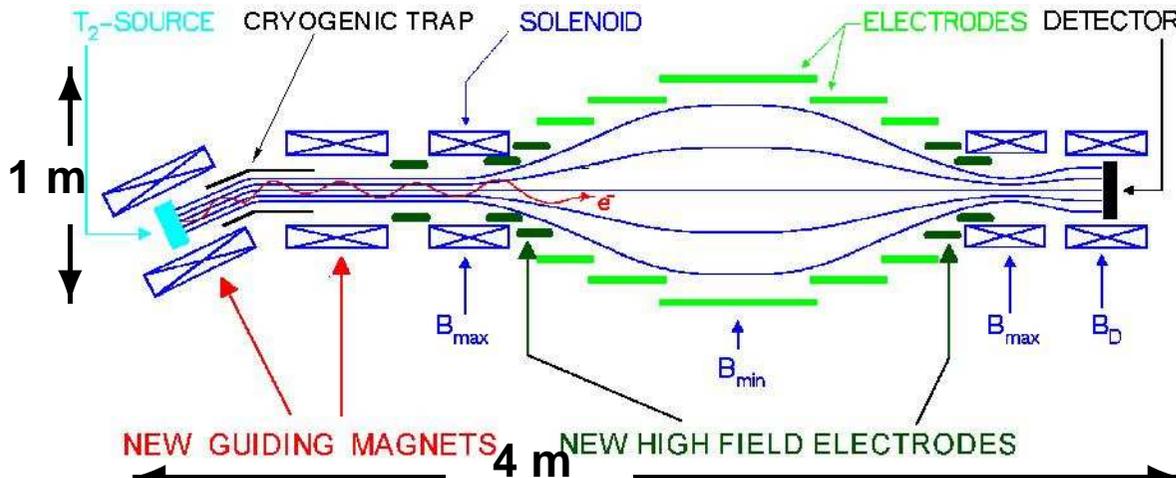
Die Messung des Endpunktes ist sehr kompliziert.



Das Mainz Experiment - das Resultat

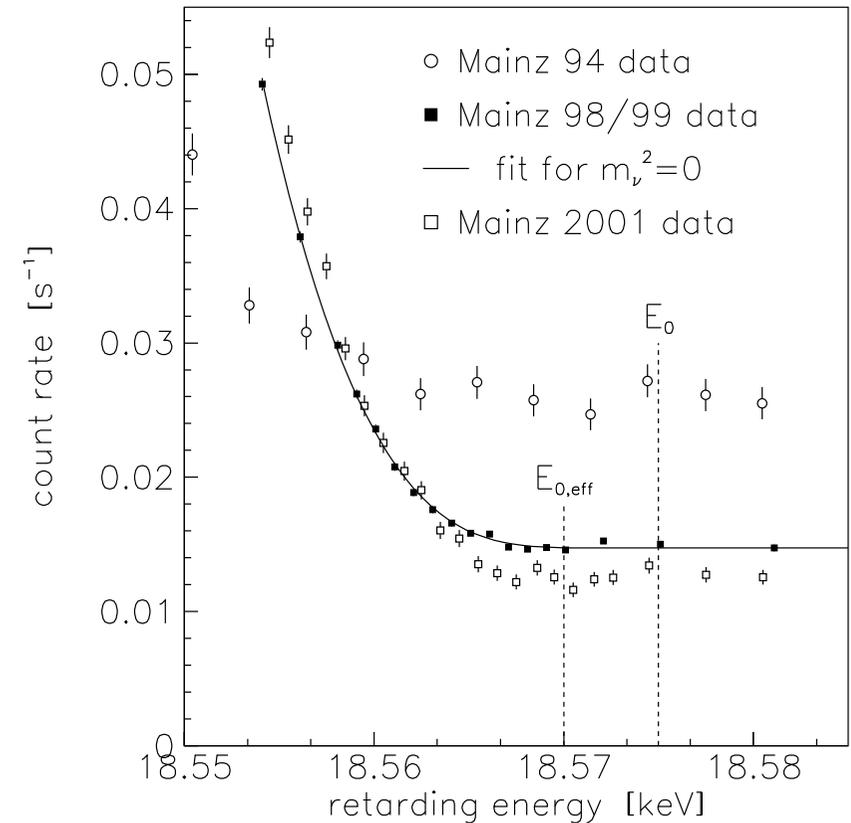
– Ein **MAC-E-Filter** = **M**agnetic **A**diabatic **C**ollimation followed by an **E**lectrostatic **F**ilter.

– Das Magnetfeld führt die Elektronen, die gegen das E-Feld anlaufen müssen.



– Die ersten Analysen lieferten negative Neutrino-Massenquadrate. Dies konnte schliesslich auf ein Aufräumen des Tritium-Films im Betrieb zurückgeführt werden.

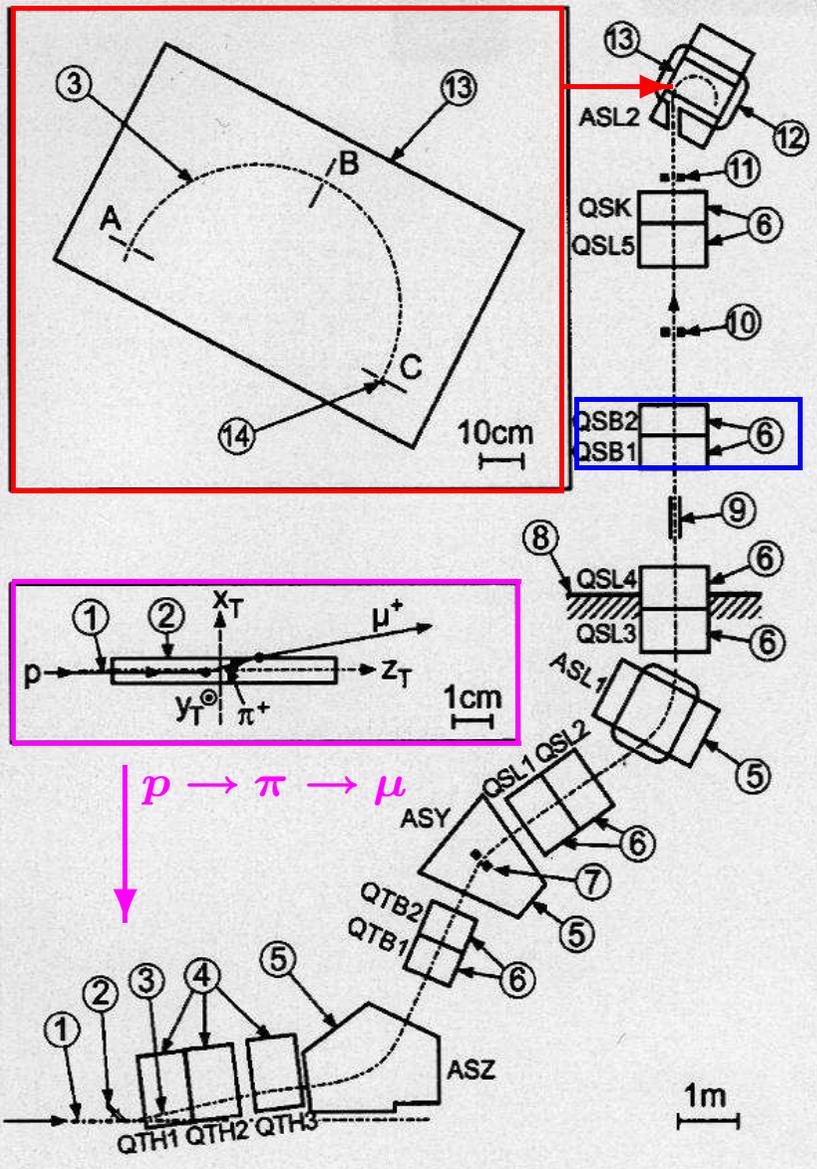
– Mit verbesserter Kühlung ist dieser Effekt nun verschwunden und das aktuelle Resultat ist $m_{\nu_e}^2 = (-1.6 \pm 2.5 \pm 2.1) eV^2$, was zu einem Limit von $m_{\nu_e} < 2.2 eV$ führt.



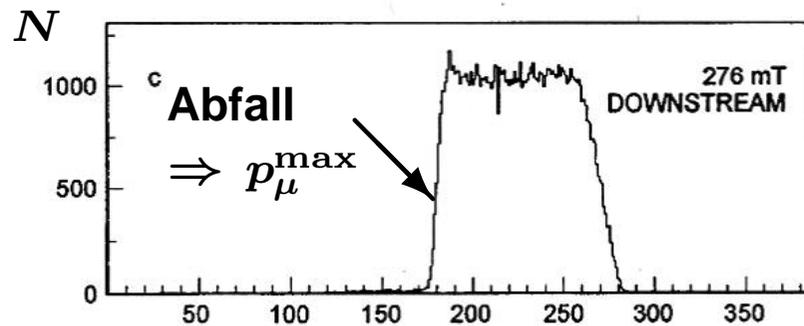
Das Experiment liefert die stärkste Einschränkung der absoluten Neutrino-Masse.



Das Experiment zur Bestimmung der Masse des ν_μ



- Die Pionen werden in einem **Graphit-Target** gestoppt. Der Pion-Zerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ findet nahe der Oberfläche statt. Damit reicht das Muon-Impulsspektrum bis zur kinematischen Grenze von $p_\mu = 29.79 \text{ MeV}$.
- Die **Quadrupole** filtern Positronen heraus.
- Das **Magnetspektrometer** mit $B = 0.276 \text{ T}$ liefert p_μ mit einer Auflösung von $\Delta x = 50 \mu\text{m} \Rightarrow \frac{\Delta p_\mu}{p_\mu} = 7 \cdot 10^{-5}$.



- Aus der Messung: $m_{\nu_\mu}^2 = -0.016 \pm 0.023 \text{ MeV}^2$ folgt $m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV}$ mit **90% CL**.

Das dE/dx in Graphit ist die größte Unsicherheit.



Neutrino-Oszillationen - der Zwei-Flavour Fall

– Im Zwei-Flavour Fall, z.B. ν_e, ν_μ reduziert sich die MNS-Matrix auf:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \vartheta & \sin \vartheta \\ -\sin \vartheta & \cos \vartheta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}.$$

– Die Wahrscheinlichkeit ein zur Zeit $t = 0$ z.B. als ν_e in der Sonne gestartetetes Neutrino zur Zeit t , also z.B. auf der Erde, auch als ν_e wiederzufinden, ergibt sich aus:

$$\langle \nu_e(t) | \nu_e(0) \rangle = \left[\cos \vartheta e^{+i \frac{m_1^2 t}{2E}} \langle \nu_1 | + \sin \vartheta e^{+i \frac{m_2^2 t}{2E}} \langle \nu_2 | \right] \left[\cos \vartheta | \nu_1 \rangle + \sin \vartheta | \nu_2 \rangle \right]$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = |\langle \nu_e(t) | \nu_e(0) \rangle|^2 = \left| \cos^2 \vartheta e^{+i \frac{m_1^2 t}{2E}} + \sin^2 \vartheta e^{+i \frac{m_2^2 t}{2E}} \right|^2$$

$$= \cos^4 \vartheta + \sin^4 \vartheta + \cos^2 \vartheta \sin^2 \vartheta \left(e^{+i \frac{m_1^2 - m_2^2 t}{2E}} - e^{-i \frac{m_1^2 - m_2^2 t}{2E}} \right)$$

$$= 1 - 2 \cos^2 \vartheta \sin^2 \vartheta + 2 \cos^2 \vartheta \sin^2 \vartheta \cos\left(\frac{\Delta m^2 t}{2E}\right) \quad \text{mit} \quad \Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$$

$$= 1 - \sin^2(2\vartheta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 t}{4E}\right)$$

– Damit ist die Oszillationswahrscheinlichkeit:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\vartheta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 t}{4E}\right)$$

– Mit $200 \text{ MeV fm} \equiv 1$ folgt $1/\text{eV} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ m}$.

Damit beträgt die Oszillationslänge: $L = \pi \frac{4E}{\Delta m^2} \Rightarrow$

$$L = 2.5 \cdot \frac{E/\text{GeV}}{\Delta m^2/\text{eV}^2} \text{ km}$$

Das Verhältnis L/E bestimmt die Sensitivität auf verschiedene Massenbereiche.



Neutrino-Oszillationen - der MSW Effekt

– Im Vakuum gelten die gekoppelten Bewegungsgleichungen

$$- i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \frac{\Delta m^2}{4E_\nu} \begin{pmatrix} \cos(2\vartheta) & \sin(2\vartheta) \\ \sin(2\vartheta) & -\cos(2\vartheta) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ B & -A \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}.$$

– In Materie gibt es $\nu e^- \rightarrow \nu e^-$ Vorwärts-Streuung durch Z -Austausch für ν_e, ν_μ, ν_τ , aber W -Austausch geht nur mit ν_e . Dies ändert die Bewegungsgleichungen zu:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A + V(x) & B \\ B & -A \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \text{ mit } V(x) = \pm \sqrt{2} G N_e(x) \text{ mit } +/- \text{ für } \nu_e / \bar{\nu}_e$$

– Aus $\Delta m_m^2 \sin(2\vartheta_m) = \Delta m^2 \sin(2\vartheta)$ ergibt sich damit in Materie:

$$\Delta m_m^2 = \Delta m^2 \sqrt{\left(\cos(2\vartheta) - \frac{2E_\nu}{\Delta m^2} V(x) \right)^2 + \sin^2(2\vartheta)}$$
$$\sin^2(2\vartheta_m) = \frac{\sin^2(2\vartheta)}{\left[\cos(2\vartheta) - \frac{2E_\nu}{\Delta m^2} V(x) \right]^2 + \sin^2(2\vartheta)}$$

– Trotz kleinem Mischungswinkel im Vakuum kann die Oszillationsamplitude in Materie maximal werden, $\sin^2(2\vartheta_m) = 1$ für $\cos(2\vartheta) = \frac{2E_\nu}{\Delta m^2} V(x)$.

Der Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein Effekt ergibt resonante Neutrino-Übergänge in Materie.



Der Stand der Dinge

- Es kommen zu wenig Sonnen-Neutrinos auf der Erde an (Cl-Experiment, Super-Kamiokande, SAGE, GALLEX/GNO, SNO, ...). Erklärbar durch $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu,\tau}$ Oszillationen mit ($\Delta m^2 \approx 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\sin^2(2\theta) \approx 1$).
- Es kommen zu wenig atmosphärische $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ auf der Erde an (Super-Kamiokande, Macro, Soudan2). Erklärbar durch $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen mit ($\Delta m^2 \approx 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2(2\theta) \approx 1$).
- In einem Strahl von $\bar{\nu}_\mu$ wurden $\bar{\nu}_e$ Neutrinos gefunden (LSND). Erklärbar durch $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen mit ($\Delta m^2 > 10^{-1} \text{ eV}^2$, $10^{-3} < \sin^2(2\theta) < 1$). Allerdings wurde dieser Effekt nur im LSND Experiment gesehen. Außerdem wurde ein großer Teil des erlaubten Bereichs von anderen Experimenten (Karmen, Nomad, Chorus) ausgeschlossen.

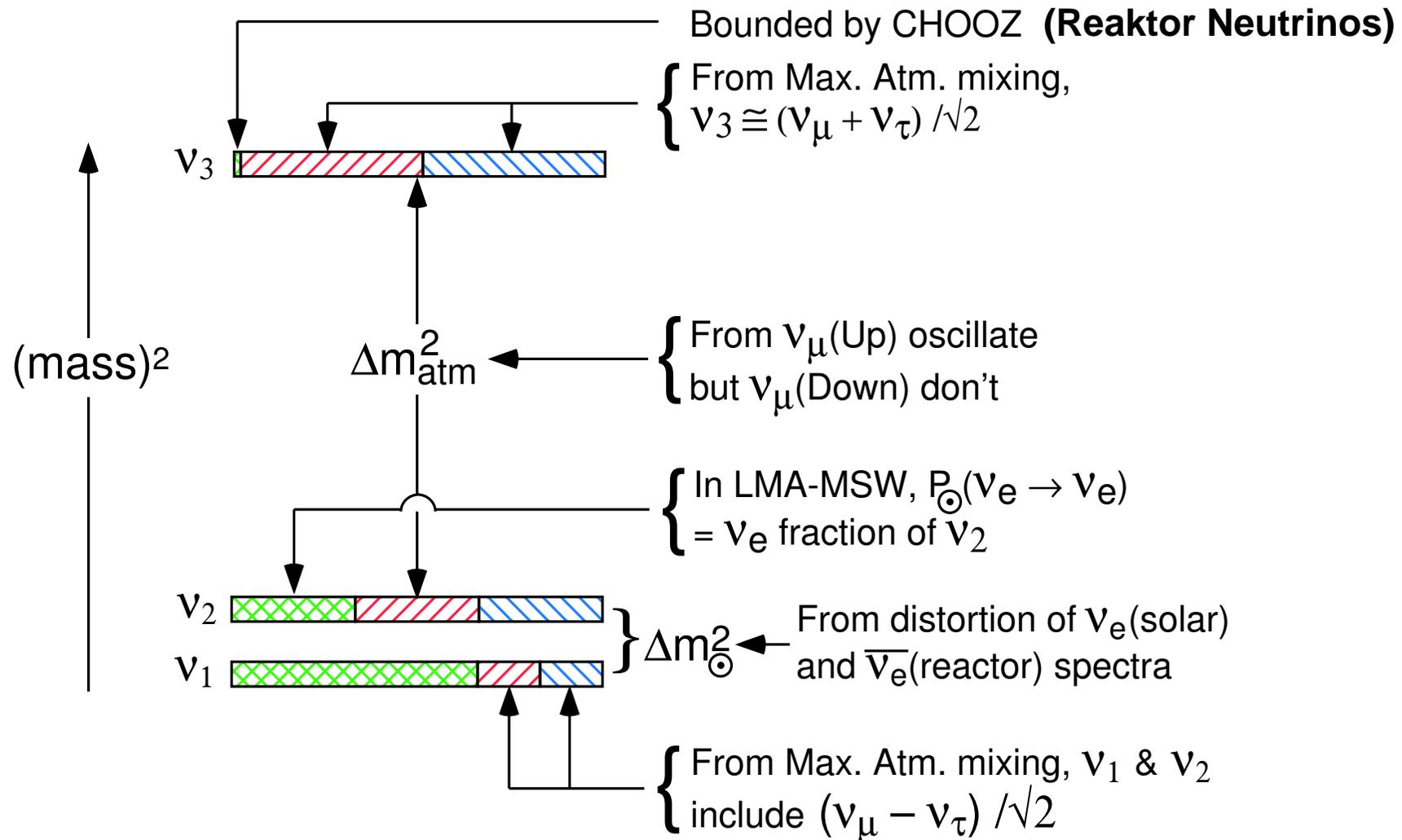
Aus $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ und $m_{12}^2 + m_{13}^2 + m_{23}^2 = 0$ folgt, dass nur zwei Δm_{ij}^2 unabhängig sind. Deswegen erzwingt die Beschreibung des LSND Resultats zusätzlich eine sterile (nicht schwach-wechselwirkende) Neutrino-Sorte.

Das MinniBooNE Experiment wird diesen Widerspruch auflösen. Wegen des experimentellen Widerspruchs wird dieses Ergebnis hier nicht im Detail besprochen.

Neutrino-Oszillationen bei solaren and atmosphärische Neutrinos sind klar gesehen.



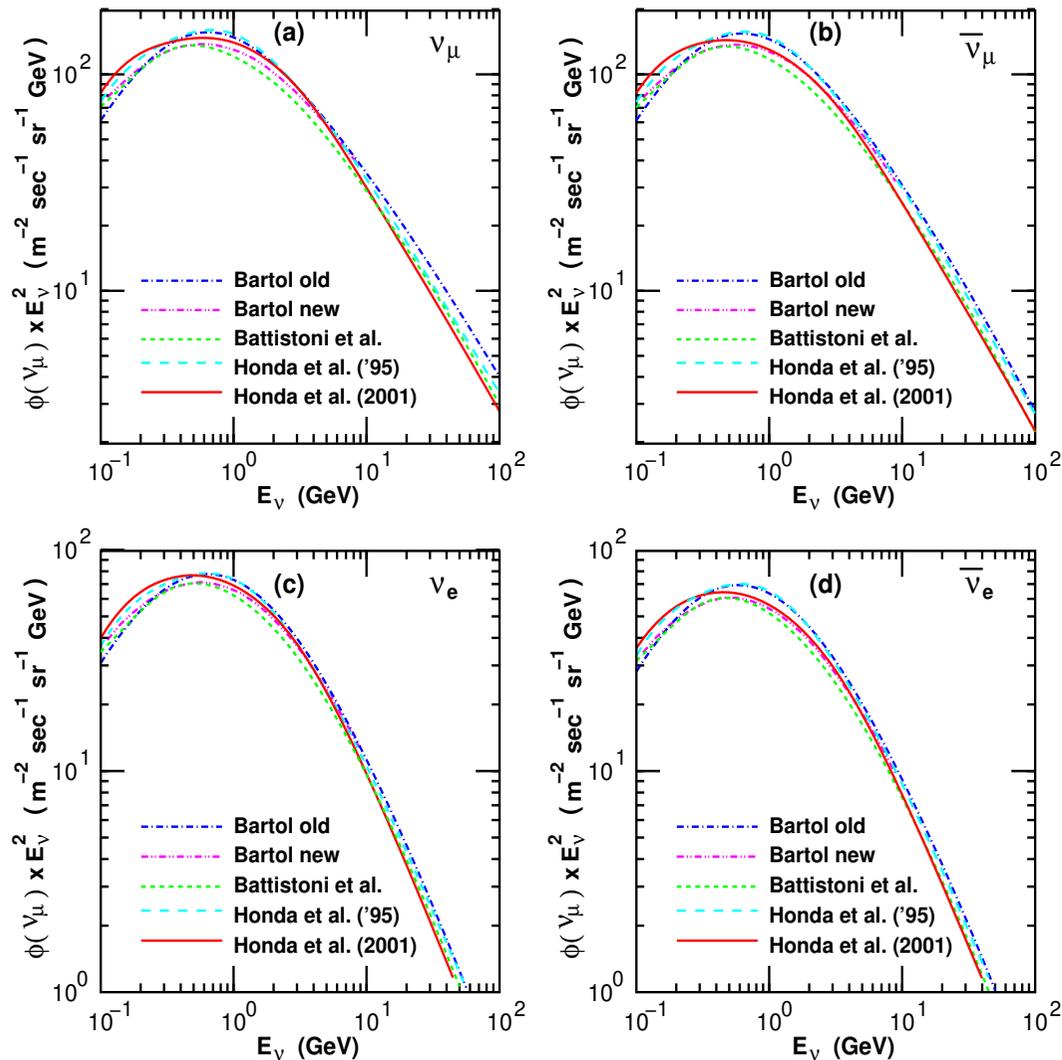
Die Lösung im Drei-Flavour Szenario



Dieses Muster erklärt die Beobachtungen (außer LSND) durch Neutrino-Oszillationen.



Das Spektrum atmosphärischer Neutrinos

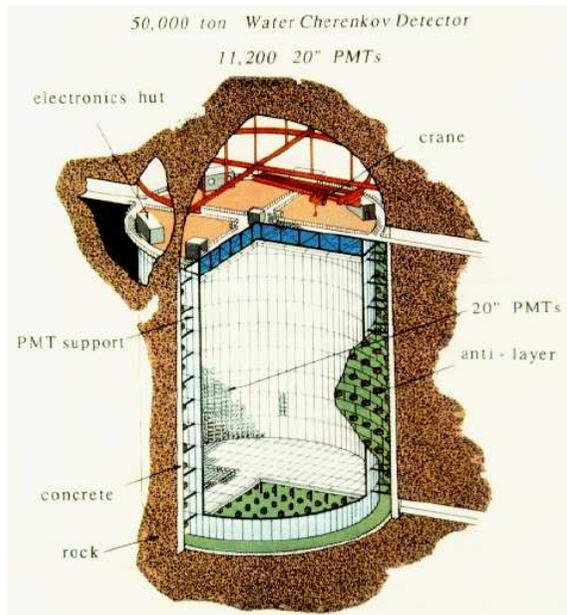


- Die wichtigste Reaktion der Neutrino-Produktion ist $p + \mathcal{N} \rightarrow \pi^\pm / K^\pm + X$.
- Aus $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \begin{pmatrix} - \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \mu^\pm \rightarrow e^\pm \begin{pmatrix} - \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} - \\ \nu_e \end{pmatrix}$ und falls alle Muonen zerfallen ergibt sich $\frac{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}{\nu_e + \bar{\nu}_e} = 2$ und $\frac{\bar{\nu}_\mu}{\nu_\mu} = 1$.
- Da im Schauer mehr π^+ als π^- erzeugt werden erwartet man $\frac{\bar{\nu}_e}{\nu_e} < 1$.
- Den absoluten Fluss kennt man auf etwa 20% genau, das Fluss-Verhältniss ist besser bekannt. Die Unsicherheit ist hier 5%.
- Der Fluss hängt von vielen Parametern ab, z.B. von der Weglänge in der Atmosphäre, dem Erd B-Feld und dem π/K Verhältnis.

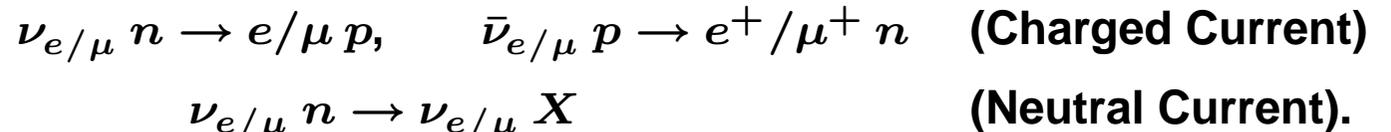
Die genauesten Resultate erhält man aus der Messung des Verhältnisses.



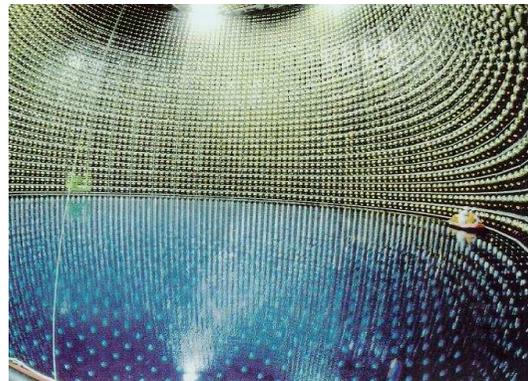
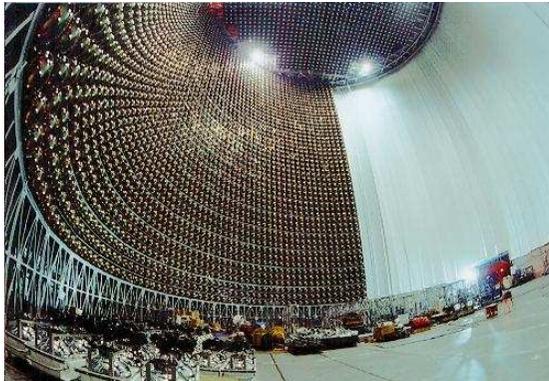
Das Super-Kamiokande Experiment - SK



- Die Überdeckung von SK ist ca. 2800 mWe (Wasser equivalent).
- Die Masse ist 50 kt, mit 25 kt fiducial Volumen.
- Es gibt **11.1k** (**1.9k**) PMTs im **inneren** (**äußeren**) Detektor.
- Man unterscheidet zwischen **FC** und **PC** Ereignissen.
- Die Nachweis-Reaktionen atmosphärischer Neutrinos sind:



Debris von 7800 PMTs

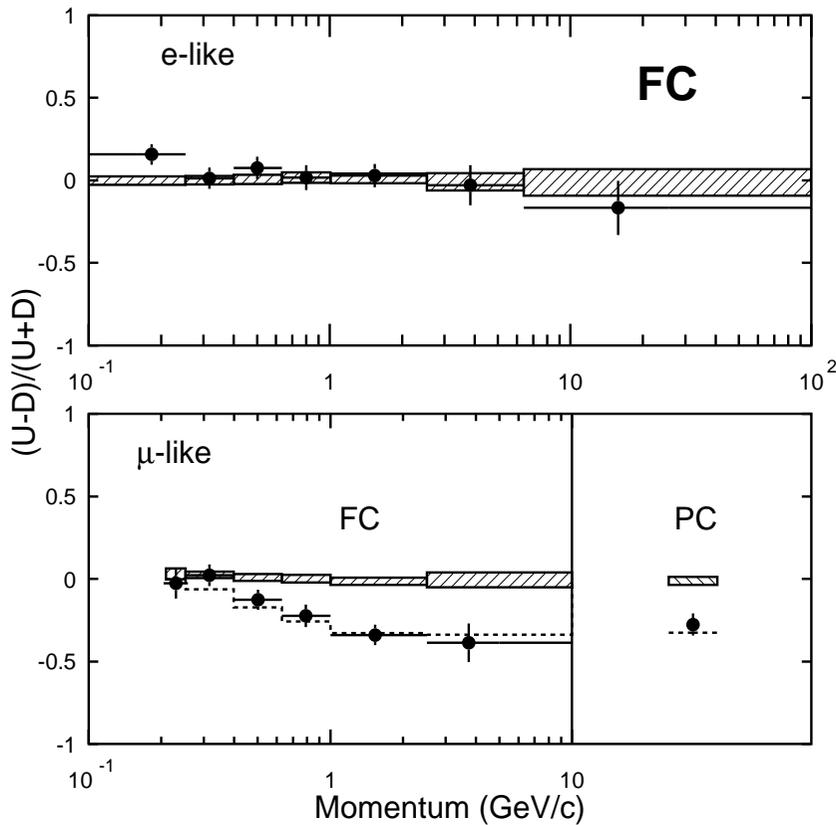


- Das SK-Experiment im Teilaufbau, teilgeflutet und teilweise zerstört durch PMT Implosion.

Das Super-Kamiokande Experiment hat ein sehr bewegtes Leben.

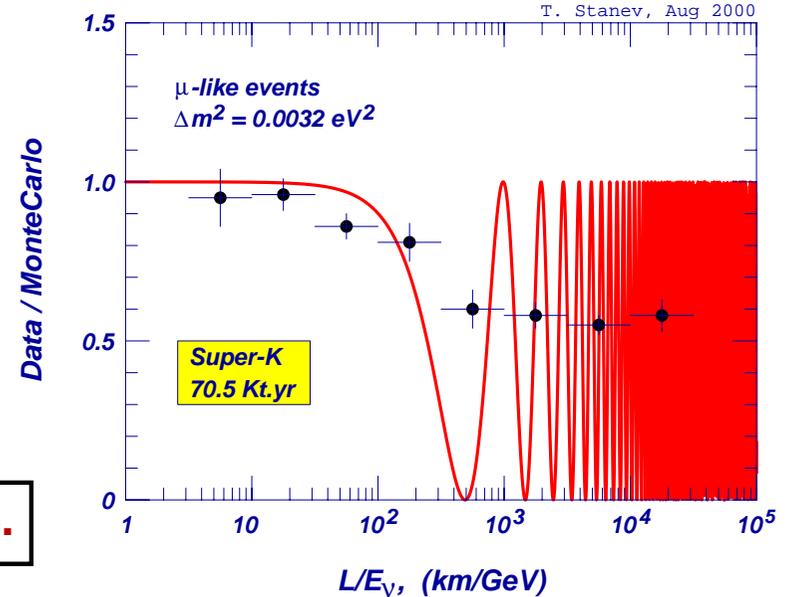
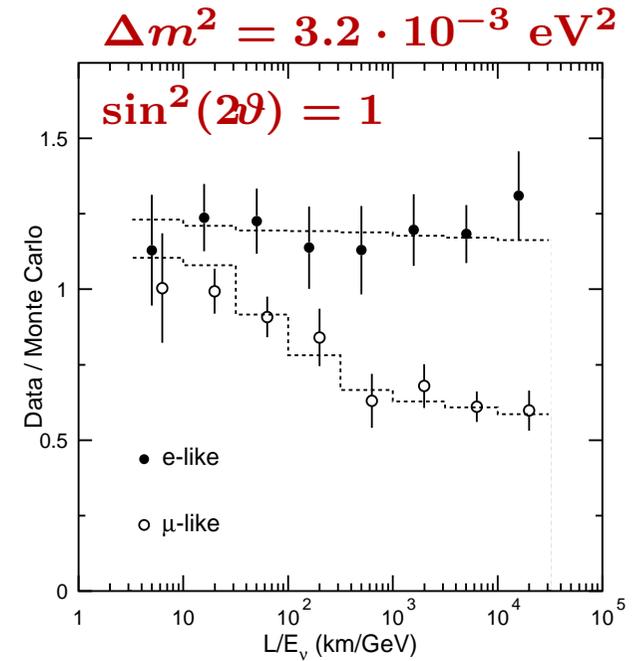


Atmosphärische Neutrinos in Super-Kamiokande



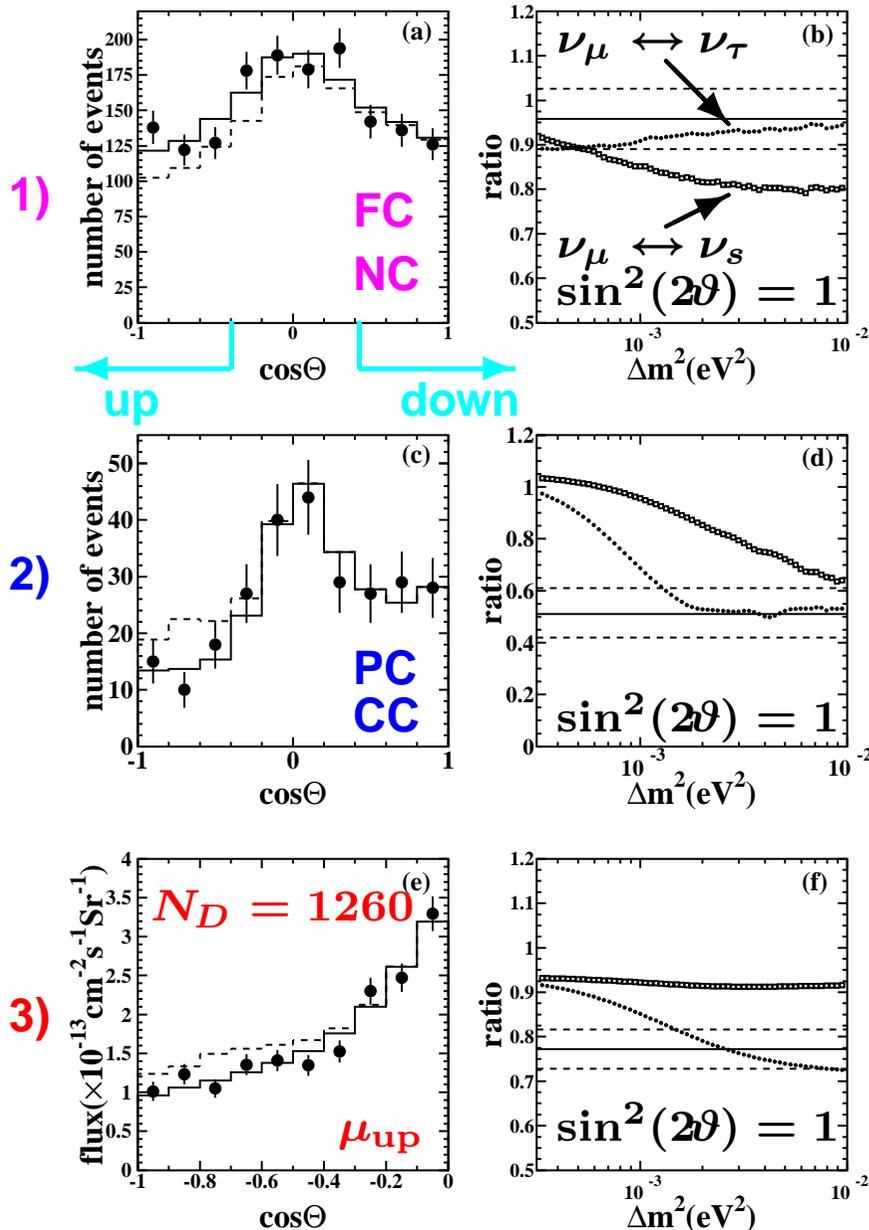
- Klares Defizit für $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$, aber $\nu_e + \bar{\nu}_e$ sind o.k.
- Das Defizit ist L/E_ν abhängig.
- Mit dem Bartol Fluss und $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen lässt sich die Messung verstehen.

Ein klarer experimenteller Hinweis auf ν -Oszillationen.





$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ versus $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_s$ Oszillationen



- Die Testgröße ist $\frac{(\frac{\nu_\mu}{\nu_e})_D}{(\frac{\nu_\mu}{\nu_e})_M}$ für **up-** und **down-going** Neutrinos, also Neutrinos die durch die Erd-Materie oder nur durch die Erd-Atmosphäre geflogen sind.
- Drei Datensätze wurden auf $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ und $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_s$ Oszillationen untersucht:

1) Fully contained (FC) neutral current (NC) Ereignisse mit $\langle E_\nu \rangle \approx 1$ GeV.

2) Partially contained (PC) charged current (CC) ν_μ Ereignisse mit $\langle E_\nu \rangle \approx 10 - 20$ GeV.

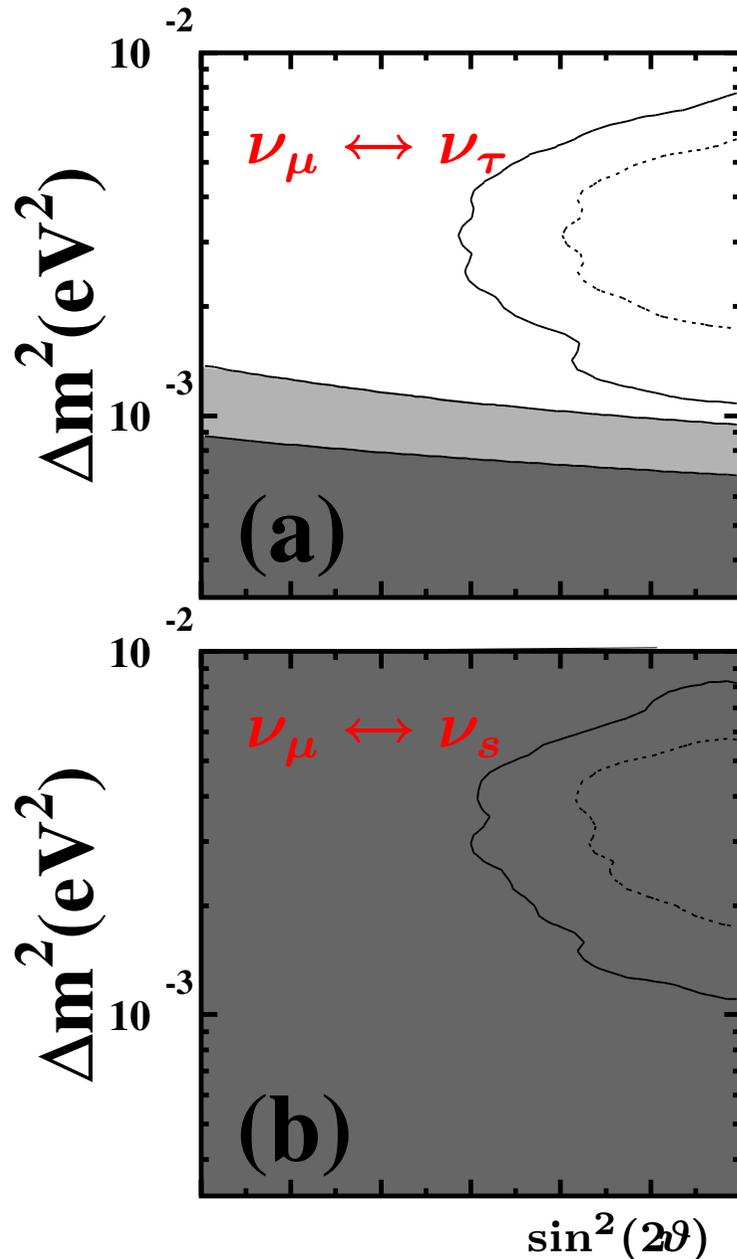
3) Upward going Muonen μ_{up} mit $\langle E_\nu \rangle \approx 100$ GeV.

- Alle Daten sind besser mit $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen verträglich. Den besten Fit erhält man für die Parameter ($\Delta m^2 \approx 3.2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2(2\vartheta) \approx 1$), durchgezogene Linien in linken Histogrammen.

Klare Präferenz für $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen.



Ausschlussgrenzen von Super-Kamiokande

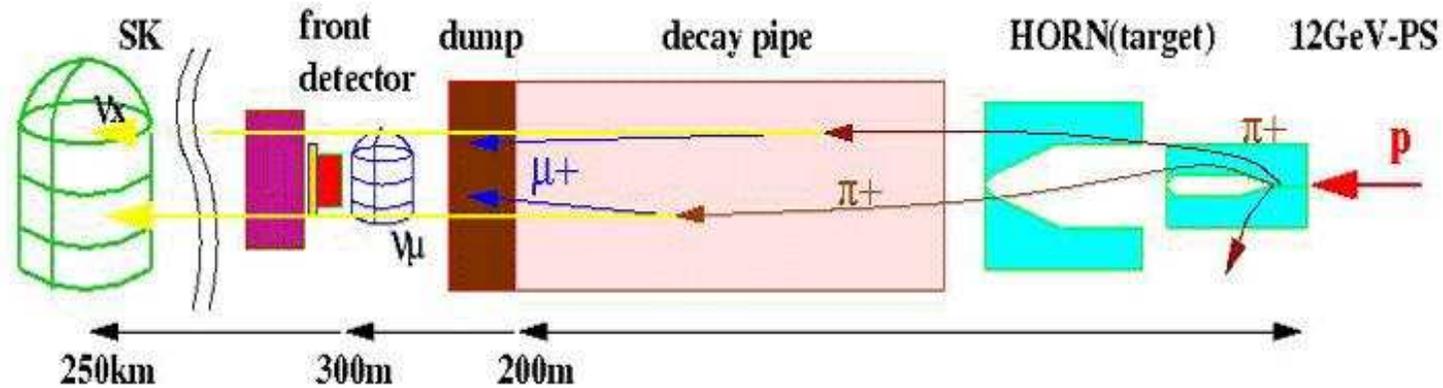


- Die Linien basieren auf dem FC sample und geben die mit 90% CL (gepunktet) bzw. 99% CL (durchgezogen) erlaubten Parameterbereiche zur Beschreibung des ν_μ Defizits an.
- Die Analyse der FC-NC, PC-CC und μ_{up} Daten kann benutzt werden um Ausschlußgrenzen zu berechnen. Die schraffierten Gebiete sind die Parameterbereiche die mit 90% CL (hell) bzw. 99% CL (dunkel) ausgeschlossen sind.
- Konsistente Ergebnisse erhält man nur für die $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen.

Oszillationen atmosphärischer Neutrinos sind etabliert.



K2K - der Test mit Beschleuniger-Neutrinos

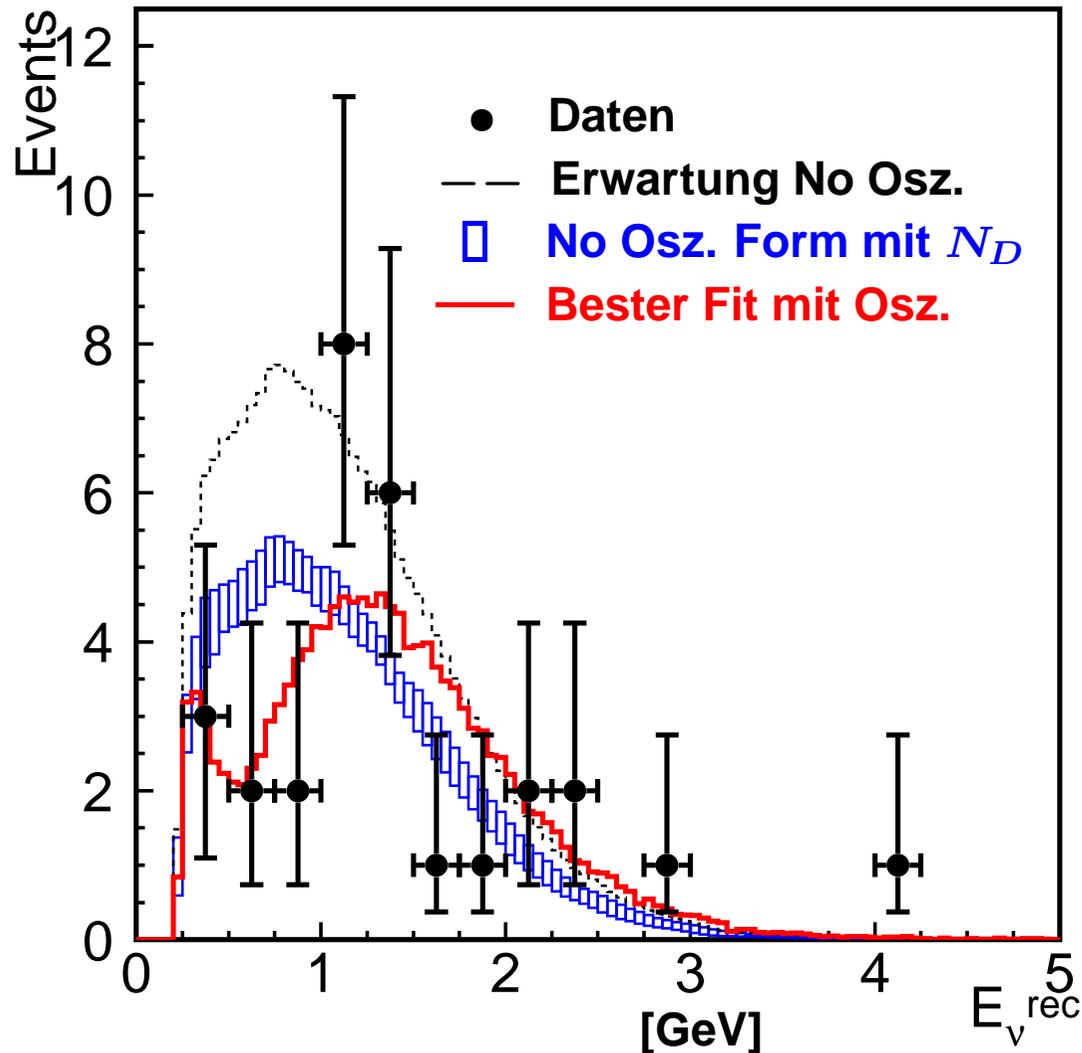


- Im K2K Experiment werden Beschleuniger-Neutrinos von KEK zum Kamiokande Detektor gesandt. Alle 2.2 s wird ein 12 GeV p-Strahl von 1.1 μs Länge auf ein Al-Target gelenkt.
- Der Neutrinostrahl aus den π^+ Zerfällen ist zu 98% ν_μ mit $\langle E_{\nu_\mu} \rangle = 1.3 \text{ GeV}$.
- In 300 m Entfernung ist ein zu Kamiokande baugleicher Detektor mit einer geringen Masse von 1 kt aufgestellt. Damit wird der von KEK ausgehende Neutrinosfluss bestimmt, und eine erwartete totale Zählrate im 250 km entfernten Super-Kamiokande Detektor von $80.1^{+6.2}_{-5.4}$ Ereignissen vorhergesagt.
- Im SK Detektor werden die Neutrinos durch die CC Reaktion $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$ nachgewiesen.

Ein man-made Neutrinostrahl zur Überprüfung des Defizits atmosphärischer Muon-Neutrinos.



K2K - das Resultat

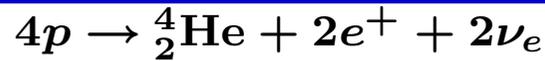


- Die Messung in einem Zeitfenster von $1.5 \mu s$ nach jedem Protonpuls ergibt insgesamt 56 Ereignisse bei einer Vorhersage von $80.1^{+6.2}_{-5.4}$ Ereignissen.
- Die statistische Wahrscheinlichkeit der Konsistenz ist weniger als 1%.
- Unter der Annahme, dass die ν_μ in ν_τ oszilliert sind, findet man als Lösung: $(\Delta m^2 = 2.8 \cdot 10^{-3}, \sin^2(2\theta) = 1)$.
- Diese Parameter beschreiben sowohl die Rate, als auch die Energieverteilung der beobachteten Ereignisse.

Ein wunderbare Bestätigung des Defizits atmosphärischer Muon-Neutrinos.

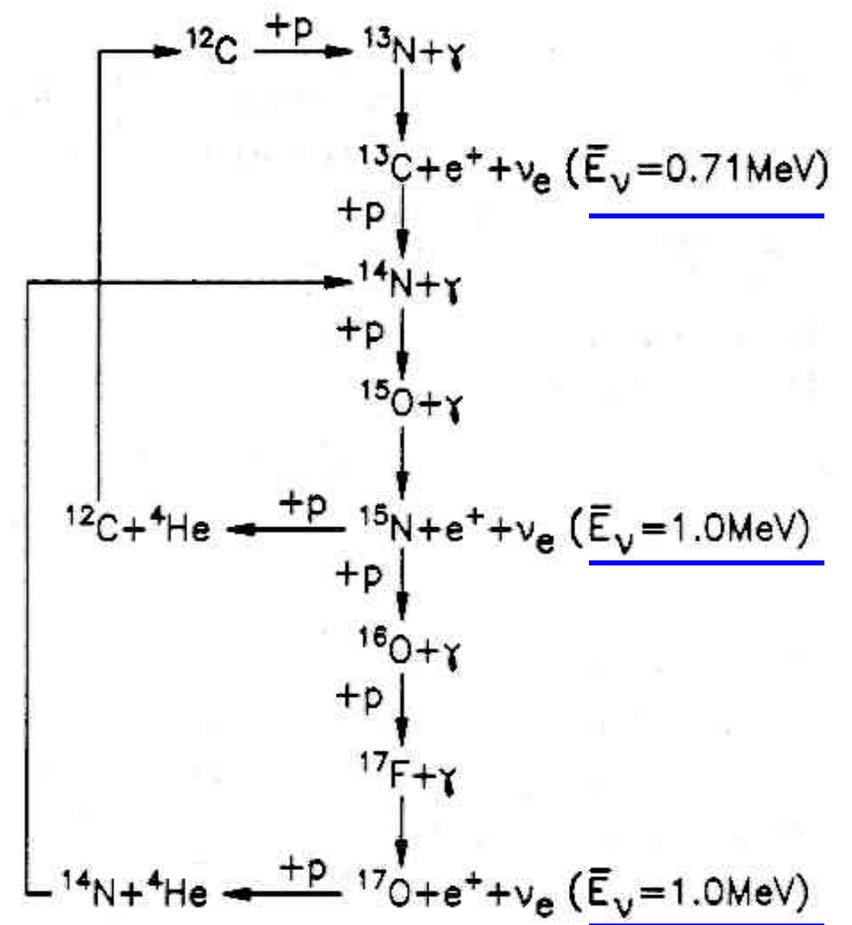
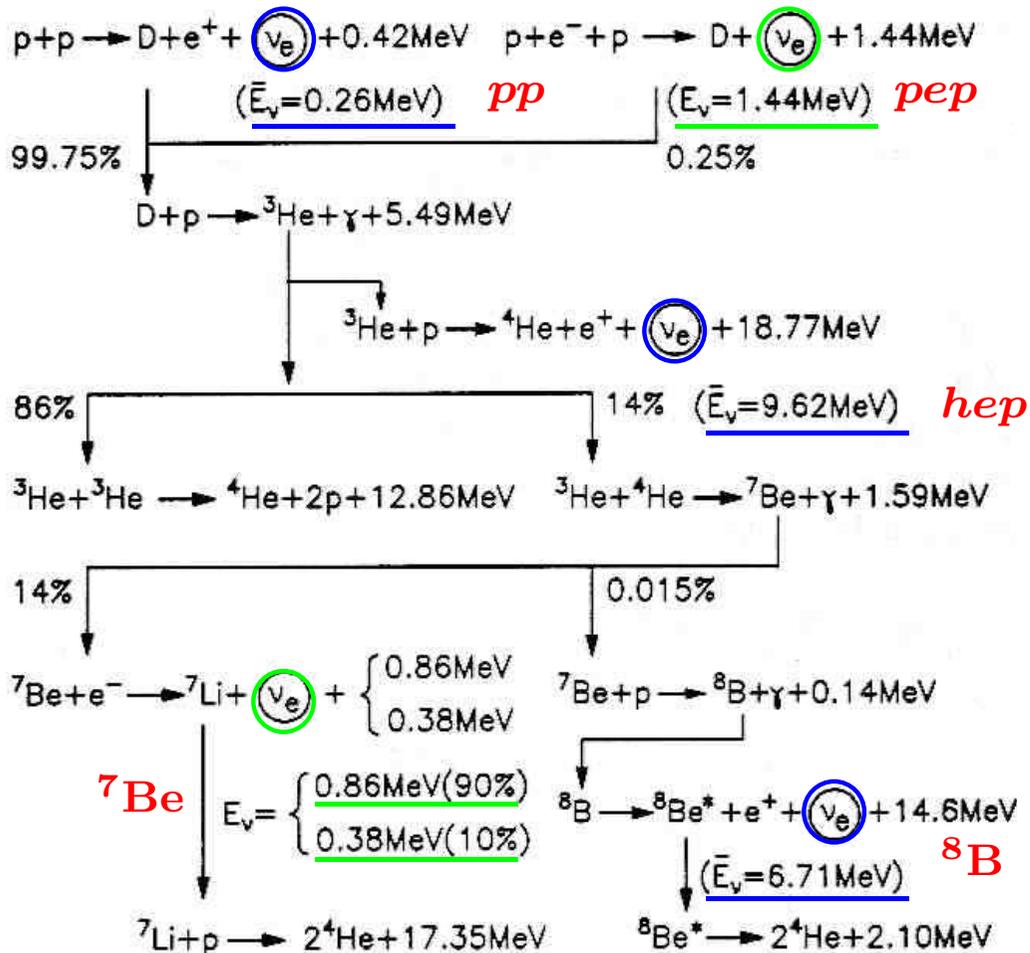


Sonnen-Neutrinos - die Reaktionsketten



pp-Kette

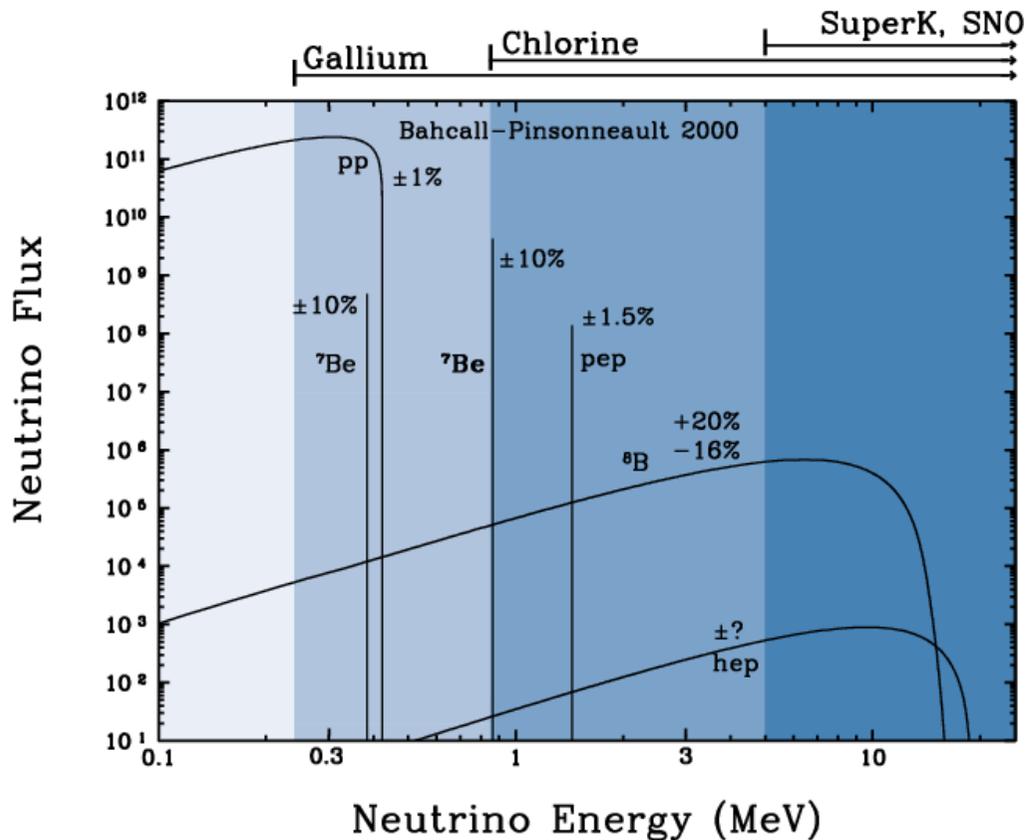
CNO-Zyklus



Die Reaktionsketten enthalten Neutrinospektren und monoenergetische Neutrinos.



Das Spektrum der Sonnen-Neutrinos



- Die Neutrinos entstehen im Kern der Sonne $R < 0.3R_{\odot}$ bei $T \approx 1.56 \cdot 10^7$ K.
- Sie fliegen durch ca. $7 \cdot 10^5$ km Sonnenmaterie, $1.5 \cdot 10^8$ km Vakuum und bis zu $1.3 \cdot 10^4$ km Erdmaterie.
- Die meisten Neutrinos stammen aus der pp-Kette (91%) allerdings bei niedriger Energie. Die ${}^8\text{B}$ Neutrinos sind selten, (0.01%) haben aber hohe Energien.
- Der Nachweis geschieht durch ν_e -Einfang $\nu_e + A(Z) \rightarrow e^- + B(Z + 1) \Leftrightarrow A(\nu_e, e)B$, oder durch $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$ bzw. durch $\nu_e d \rightarrow p p e^-$ und $\nu_e d \rightarrow p n \nu_e$ Streuung.
- Die Vorgänge in der Sonne werden durch das

Standard-Sonnenmodell (SSM) beschrieben. Pioniere sind Bahcall & Ullrich. Das SSM beschreibt die Zusammensetzung ($H/He/Z > 2 = 34\%/64\%/2\%$), die Temperatur,

- Das SSM sagt einen Flussdichte auf der Erde von $\Phi_{\nu_e} = 6.6 \cdot 10^{10} \nu_e/\text{cm}^2\text{s}$ voraus.

Das Studium der Sonnen-Neutrinos erlaubt einen Blick in das Innerste unserer Sonne.



Das Sonnen-Neutrinos Rätzel

– Die Nachweis der ν_{\odot} geschieht durch **radiochemische** und **Echzeit** Experimente:

$${}^{71}\text{Ga} (\nu_e, e^-) {}^{71}\text{Ge} \quad E_{\nu} > 0.23 \text{ MeV} \quad (\text{Gallex/GNO, Sage})$$

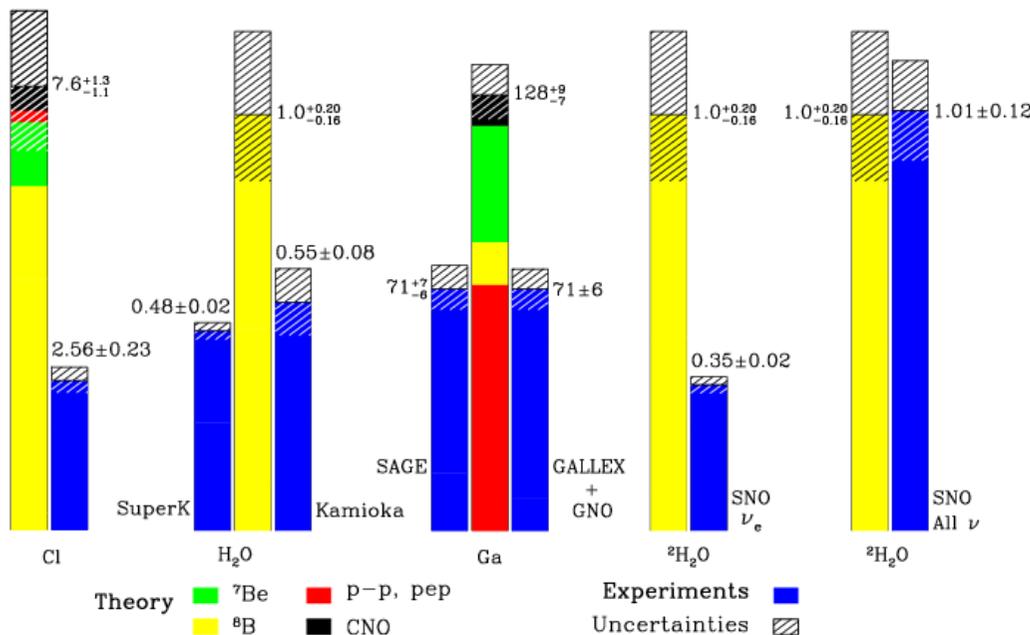
$${}^{37}\text{Cl} (\nu_e, e^-) {}^{37}\text{Ar} \quad E_{\nu} > 0.82 \text{ MeV} \quad (\text{Homestake})$$

$$\nu_e d \rightarrow p p e^- / \nu_e d \rightarrow p n \nu_e \quad E_{\nu} > 2.2 \text{ MeV} \quad (\text{SNO})$$

$$\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^- \quad E_{\nu} > 5.5 \text{ MeV} \quad (\text{Superkamiokande})$$

– Alle beobachten ein Defizit an Sonnen-Neutrinos im Vergleich zum SSM.

Total Rates: Standard Model vs. Experiment
Bahcall-Pinsonneault 2000



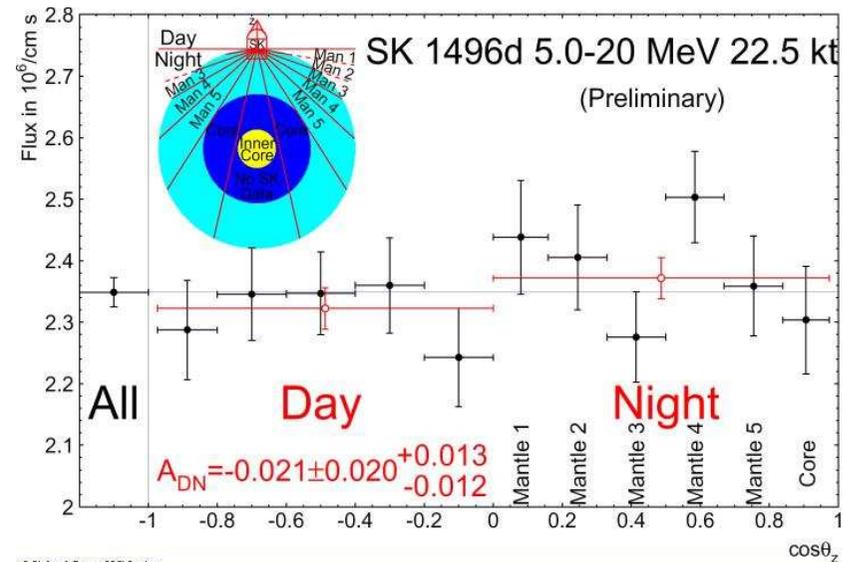
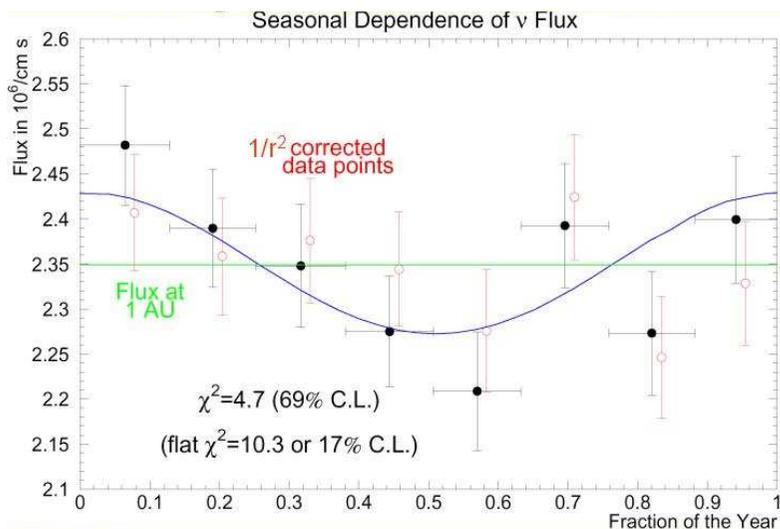
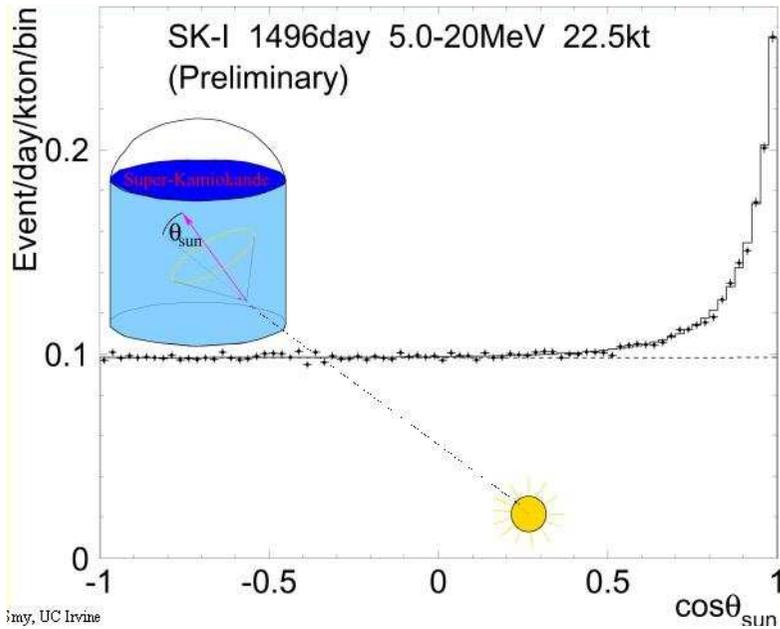
- 1SNU = ein ν_e -Einfang pro sec in 10^{36} Target-Atomen.
- Die **Echzeit** Experimente messen im Wesentlichen den ⁸B-Fluss, die **radiochemischen** Experimente sehen auch ⁷Be-Neutrinos und für ⁷¹Ga sogar *pp*- und *pep*-Neutrinos.

Es werden zu wenig ν_e gesehen.



Sonnen-Neutrinos in Super-Kamiokande

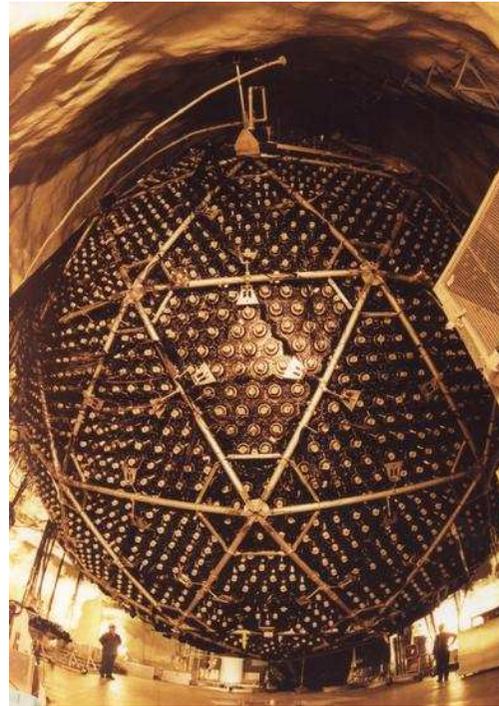
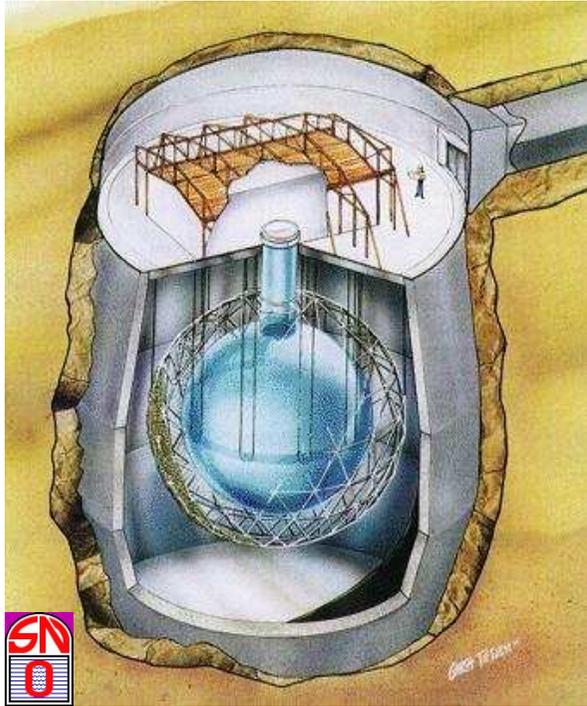
- Bei etwa 15 Ereignissen pro Tag ist die Neutrino-Richtung mit ν_e von der Sonne verträglich.
- Die jährliche Variation ist mit der Exzentrizität der Bahn der Erde um die Sonne verträglich.
- Es gibt keinen signifikanten Tag-Nacht Effekt, also kein MSW Effekt für Sonnen-Neutrinos in der Erde.



Die Sonne ist klar sichtbar in ihrem Neutrino-'Licht'.

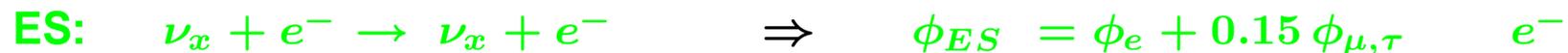
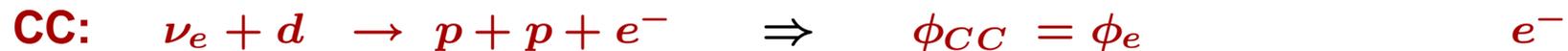


Das Sudbury Neutrino Observatory - SNO



- Die Überdeckung ist 6100 mWe.
- Das sensitive Material sind 1000 t schweres Wasser, D₂O. Das Wasser befindet sich in einer durchsichtigen Acryl-Kugel von $R_{AV} = 6$ m Radius und wird mit 9456 PMTs beobachtet.
- Die Kugel befindet sich in einer zweiten Kugel mit $R = 8.9$ m und einem Stahl-tank. Beide sind mit H₂O gefüllt.

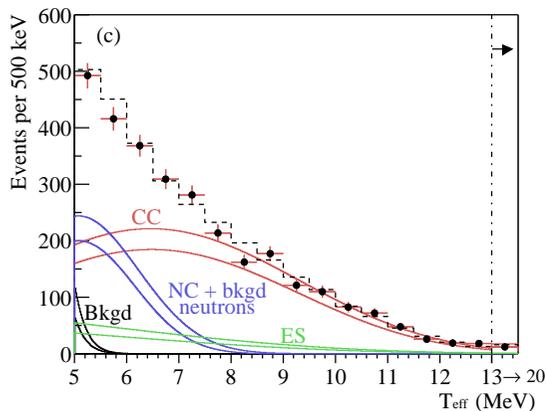
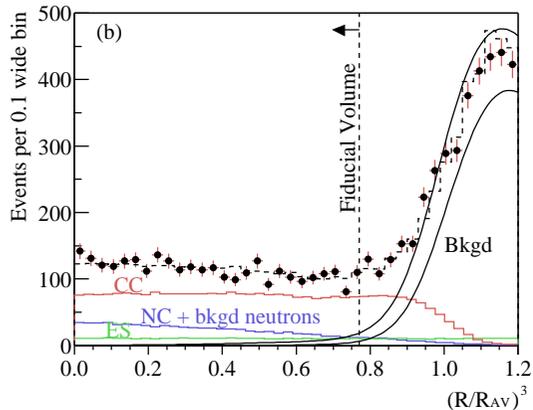
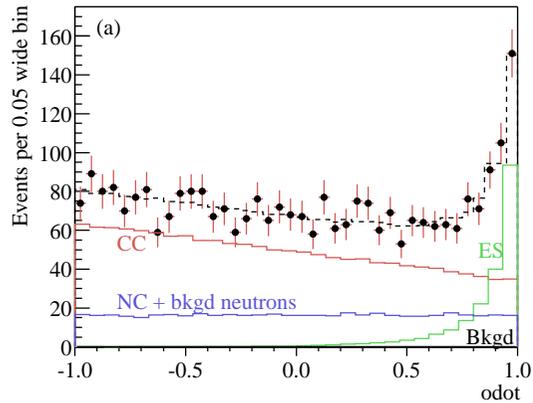
– Der Nachweis der ⁸B Neutrinos geschieht über die folgenden Reaktionen:



Durch geeignete Kombination der Messungen lassen sich die zwei Flüsse bestimmen.



SNO - die Datenanalyse



- Der Untergrund stammt von kosmischer Strahlung und natürlicher Radioaktivität (^{214}Bi , ^{208}Tl).
- Die drei Messgrößen sind der Zenitwinkel, $\cos \theta_{\odot}$, der Radius, R/R_{AV} , und die effektive kinetische Energie, T_{eff} .
- Der Untergrund und die drei Reaktionen haben alle unterschiedliche Verteilungen in diesen Variablen und werden simultan, unter Benutzung der Effizienzen, angefitet.
- Das Resultat der Anpassung ist:

Alle: $N = 2928$

$[\phi] = 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

CC: $N = 1968$ $\phi_{CC} = 1.76 \pm 0.06 \text{ (stat)} \pm 0.09 \text{ (sys)}$

NC: $N = 577$ $\phi_{NC} = 5.09 \pm 0.44 \text{ (stat)} \pm 0.46 \text{ (sys)}$

ES: $N = 264$ $\phi_{ES} = 2.39 \pm 0.24 \text{ (stat)} \pm 0.12 \text{ (sys)}$

- Aus diesen Messungen folgen dann ϕ_e und $\phi_{\mu, \tau}$.

Die erste Trennung von NC und CC-Prozessen der ν_{\odot}

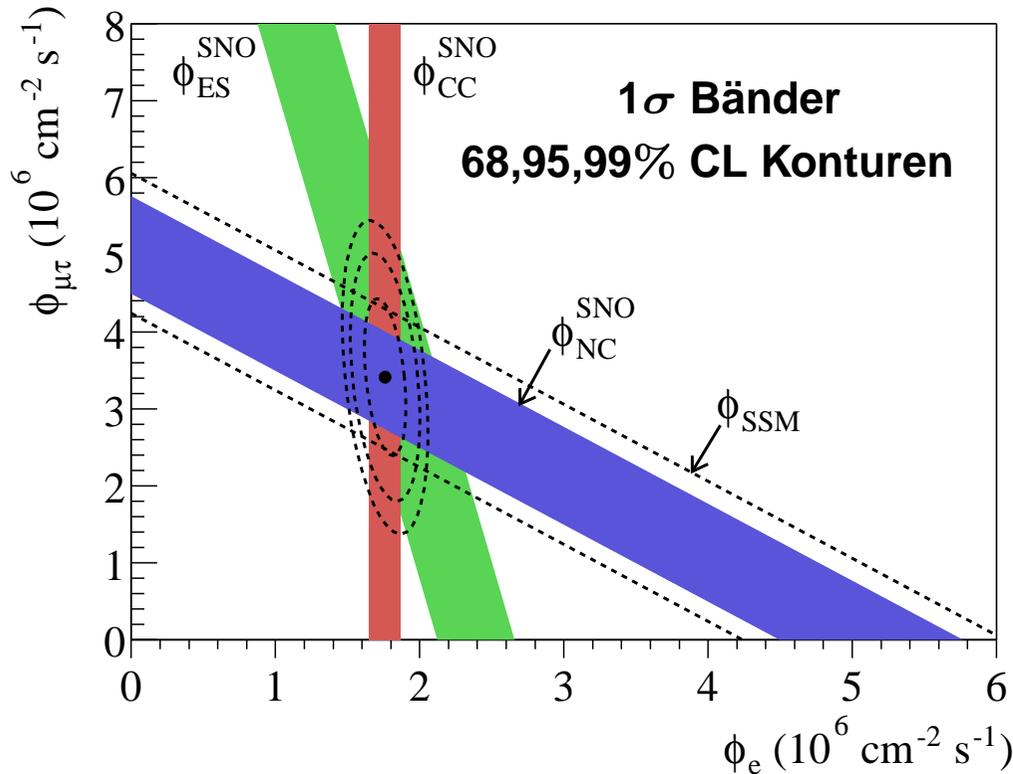


SNO - die Messung der Neutrino-Flüsse

$$\phi_{CC} = \phi_e$$

$$\phi_{NC} = \phi_e + \phi_{\mu,\tau}$$

$$\phi_{ES} = \phi_e + 0.15 \phi_{\mu,\tau}$$



$$\phi_e = 1.76^{+0.05}_{-0.05} (\text{stat})^{+0.09}_{-0.09} (\text{sys})$$

$$\phi_{\mu,\tau} = 3.41^{+0.45}_{-0.45} (\text{stat})^{+0.48}_{-0.45} (\text{sys})$$

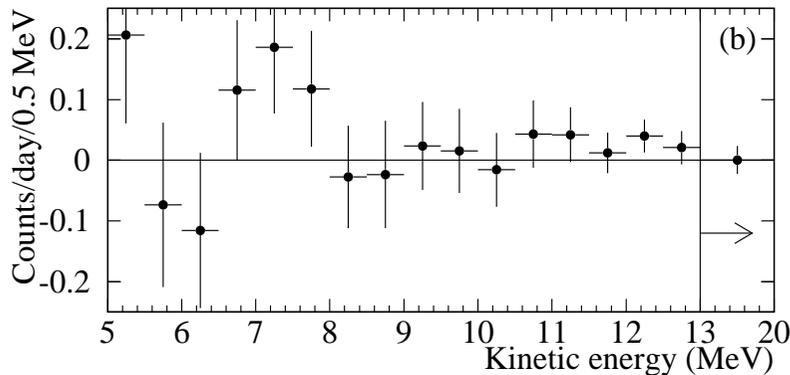
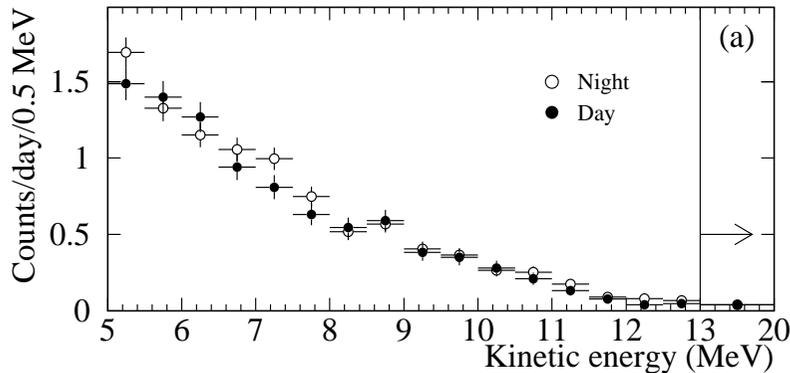
- Das SNO Resultat für die ES Reaktion $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ ist konsistent mit dem SK Wert von $\phi_{ES}^{SK} = 2.32 \pm 0.09$
Das bedeutet das SNO funktioniert.
- Falls nur ν_e bei SNO eintreffen gilt $\phi_{NC} = \phi_{CC} = \phi_{ES}$. Der gemessene $\phi_{\mu,\tau}$ Fluss ist aber 5.3σ von Null verschieden.
Das ist der Beweis der ν_e -Oszillationen.
- Der totale Fluss der einfallenden Neutrinos ist $\phi_{NC} = 5.09^{+0.44}_{-0.43} (\text{stat})^{+0.46}_{-0.43} (\text{sys})$
Die SSM Vorhersage ist $\phi_{NC} = 5.05^{+1.01}_{-0.81}$
Diese Übereinstimmung ist ein Triumph des SSM.

Das Sonnen-Neutrino Rätsel ist gelöst

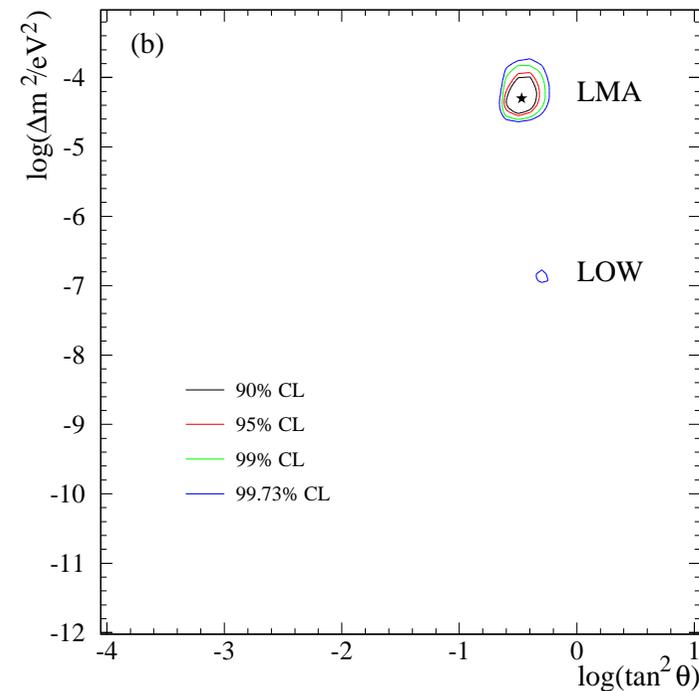


SNO - die Tag/Nacht Asymmetrie

- Die Tag/Nacht Asymmetrie testet den MSW Effekt der ν_{\odot} beim Durchgang durch die Erde.



- Die erlaubten Bereiche des SNO Experiments.
- Unter Einbeziehung der Resultate von Homestake Gallex/GNO, Sage und der Tag/Nacht Asymmetrie von SK, sowie den SSM Flüssen für pp , pep und ${}^7\text{Be}$ Neutrinos schrumpft der erlaubte Bereich.

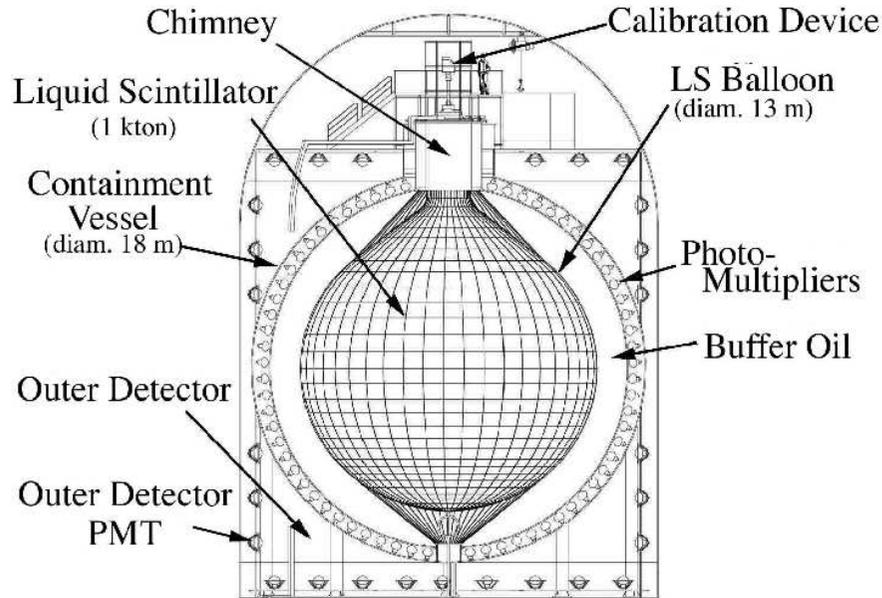


- Es wurde keine Asymmetrie gesehen.

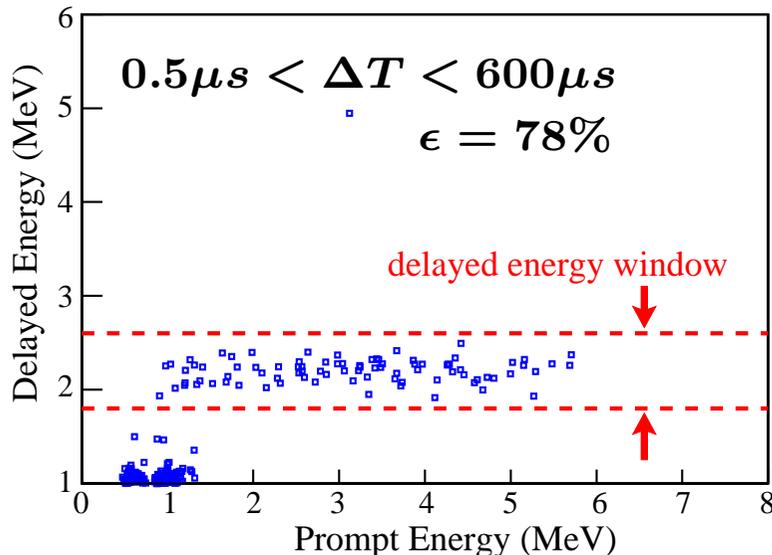
Die Large Mixing Angle Lösung zur Erklärung der ν_{\odot} -Oszillationen wird stark bevorzugt.



KamLAND - der Test mit Reaktor-Neutrinos



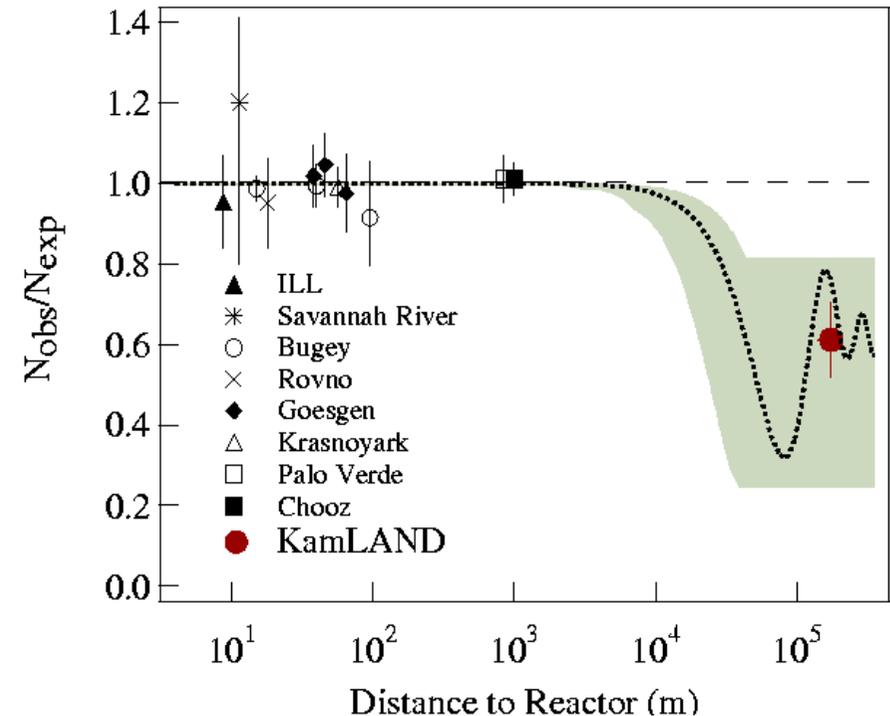
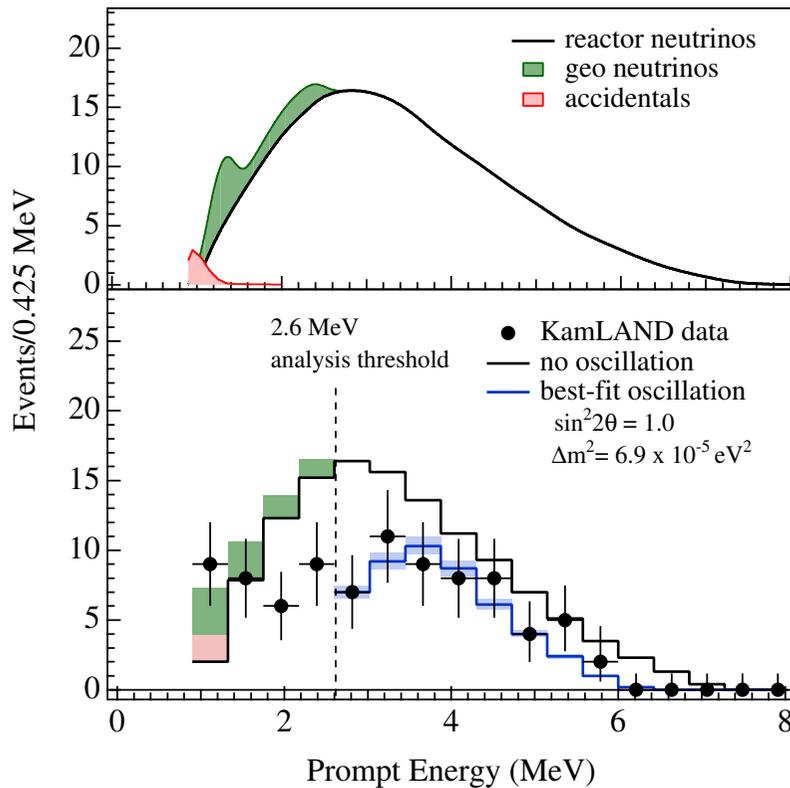
- Der **Kamioka Liquid scintillator Ant-Neutrino Detektor** untersucht $\bar{\nu}_e$ -Reaktor Neutrinos die zu **80%** aus 26 japanischen Kernreaktoren stammen die sich in einem Abstand von $L = 138 - 214$ km mit $\langle L \rangle = 180$ km befinden.
- Das sensitive Material ist ein flüssiger Szintillator mit 1 kt Masse, der von 1829 PMTs beobachtet wird.
- Die Nachweis-Reaktion ist $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ mit einer Schwellenenergie von $E_\nu > 1.8$ MeV.
- Das Signal ist ein promptes e^+ in einer verzögerten Koinzidenz mit einem 2.2 MeV Photon aus dem Neutron-Einfang am Proton.
- Leistung und Abbrand der Reaktoren muss genau bekannt sein.
- Die Vorhersage ist 86.8 ± 5.6 $\bar{\nu}_e$ -Signal- und 0.95 ± 0.99 Untergrund-Ereignisse.



KamLAND erlaubt den Test der ν_\odot -Oszillationen.



KamLAND - das Resultat



- Es werden 54 Ereignisse gesehen, also $\frac{N_{\text{obs}}}{N_{\text{exp}}} = 0.611 \pm 0.085(\text{stat}) + 0.041(\text{sys})$.
- Die statistische Wahrscheinlichkeit dafür ist nur 0.05%. Dies ist eine klare Evidenz für $\bar{\nu}_e$ -disappearance.

- Die Kurve ist für den besten ν_{\odot} -Fit ($\Delta m^2 = 5.5 \cdot 10^{-5}$, $\sin^2(2\theta) = 0.883$).
- Das Band entspricht der LMA Lösung der ν_{\odot} -Oszillationen.
- Der Punkt ist das **KamLAND** Resultat.

Reaktor $\bar{\nu}_e$ -disappearance und Sonnen-Neutrino-Defizit sind miteinander verträglich.



Zusammenfassung

- Im Standardmodell sind die Neutrinos masselos. Eine endliche Neutrino-Masse erzwingt Physik jenseits des Standardmodells.
- Es konnten bis heute keine absoluten Neutrino-Massen bestimmt werden. Die Grenzen aus direkten Messungen sind $m_{\nu_e} < 2.2 \text{ eV}$, $m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV}$ und $m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV}$.
- Neutrino-Oszillationen können auftreten wenn mindestens ein Neutrino Masse hat und der Mischungswinkel endlich ist. Sie sind sensitiv auf quadratische Massendifferenzen, Δm_{ij}^2 .
- LSND beobachtet das Auftreten $\bar{\nu}_e$ in einem Strahl von $\bar{\nu}_\mu$. Dieses Resultat, erklärbar durch $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen mit $(\Delta m^2 > 10^{-1} \text{ eV}^2, 10^{-3} < \sin^2(2\vartheta) < 1)$ konnte nicht durch andere Experimente bestätigt werden.
- In drei Experimenten wurde ein Defizit atmosphärischen ν_μ -Neutrinos, erklärbar durch $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen, nachgewiesen. Der beste Fit an die Daten liefert $(\Delta m^2 \approx 10^{-3} \text{ eV}^2, \sin^2(2\vartheta) \approx 1)$.
- Fünf Experimente mit unterschiedlicher Technik sehen ein signifikantes Defizit von ν_\odot . Das SSM ist in der Lage den Gesamtfluss $\phi_e + \phi_{\mu,\tau}$ zu beschreiben. Auch dieses Ergebnis ist erklärbar durch ν -Oszillationen. Der beste Fit an die Daten liefert $(\Delta m^2 = 5.5 \cdot 10^{-5}, \sin^2(2\vartheta) = 0.883)$. Dieses Resultat wurde durch das Verschwinden von $\bar{\nu}_e$ Reaktor-Neutrinos, also einer Messung mit einer anderen Neutrino-Quelle, verifiziert.
- Die Aufgabe zukünftige Experimente ist die genaue Bestimmung der Massendifferenzen, Δm_{ij}^2 , und Mischungswinkel, $\sin^2(2\vartheta)_{ij}$.