2. Suche nach Neutrino-Oszillationen

2.2 Experimente an Kernreaktoren

$\overline{\nu}_e$ aus β^--Zerfällen der Spaltprodukte
(ca. 700 verschiedene, viele Beiträge zum E_ν-Spektrum!).

$\Longrightarrow$ Das E_ν-Spektrum $d\phi_\nu(E_\nu)/dE_\nu$ an der Quelle muß bekannt sein, einschließlich der Zeitabhängigkeit, durch dedizierte aufwendige Rechnungen und Messungen.

Dabei ist $\phi_\nu(E)$ die Neutrinoproduktionsrate [s^{-1}] und der der isotrope Neutrinofluß

$$\frac{\phi_\nu}{4\pi L^2} = \frac{1}{4\pi L^2}\int \frac{d\phi_\nu(E)}{dE}dE = 1.5 \cdot 10^{12}\frac{P_{\mathrm{therm}}[\mathrm{MW}]}{L^2[\mathrm{m}^2]} \ \ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$$

mit der thermischen Leistung des Reaktors P_{therm}.

Vorteile der Reaktorexperimente:

1. $E_\nu \leq 10$ MeV

   $\Longrightarrow$ sensitiv bis zu kleinen $\delta m^2 \approx 10^{-2}$ eV^2.

2. Sehr hoher $\overline{\nu}_e$-Fluß

   (die intensivste terrestrische Neutrinoquelle).

$E_{\overline{\nu}_e}$ liegt <u>unterhalb der kinematischen Schwelle</u> für die Erzeugung von Myonen oder Tauonen ($m_\mu \approx 106$ MeV, $m_\tau \approx 1.7$ GeV) durch die Reaktion

$$\overline{\nu}_e \xrightarrow{Osz.} \overline{\nu}_\mu + p \to (\mu^+ \text{ oder } \tau^+) + n.$$

$\Longrightarrow$ Disappearance-Experimente,
d.h. $\overline{\nu}_e$-Nachweis im Detektor:

$$\mathcal{P}(\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_\mu; L) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left[\frac{\delta m^2}{4}\frac{L}{E_\nu}\right]$$

(für $n = 2$).

<u>$\overline{\nu}_e$-Nachweisreaktionen:</u>

<u>Inverser β-Zerfall:</u>

$$\begin{array}{llll}
(1)\ \overline{\nu}_e + p & \to & e^+ + n & (E_{\overline{\nu}_e} > 1.8 \text{ MeV}) \\
 & & e^+ e^- \to \gamma\gamma & \\
(2)\ \overline{\nu}_e + D & \to & e^+ + n + n & (E_{\overline{\nu}_e} > 4.4 \text{ MeV}) \\
(3)\ \overline{\nu}_e + D & \to & \overline{\nu}_e + p + n & (E_{\overline{\nu}_e} > 2.2 \text{ MeV}) \\
 & (\text{mit} & e^+ n \to \overline{\nu}_e + p) &
\end{array}$$

(D= Deuteron).

Reaktion (1) wie beim ersten Nachweis der ν_e ($\overline{\nu}_e$) 1956

mit folgenden charakteristischen Eigenschaften (nur für Antineutrionos!):

1. Messung der Neutrinoenergie mit Hilfe der Energieerhaltung

   (Neutron-Rückstoßenergie $T_n \approx 20$ keV ist vernachlässigbar):

$$
\begin{aligned}
E_\nu &= E_{e^+} + m_n - m_p \\
&= E_{e^+} + 1.293 \text{ MeV} \\
&= E_{\gamma\gamma} - m_e + 1.293 \text{ MeV}
\end{aligned}
$$

2. Verzögerter Neutroneinfang:

   z.B.: $\underline{n + He^3 \rightarrow H^3 + p}$

   von thermalisierten Neutronen.

   Das resultierende Proton p ist durch eine Ionisationsspur nachweisbar.

Eigenschaften der Neutrinodetektoren:

- Große Detektormasse (schwache WW).
- Gute Abschirmung und Vetozähler gegen Untergrund durch kosmische Strahlung.

Disappearance-Experiment:

Vergleich der $\overline{\nu}_e$-Energiespektren bei verschiedenen Abständen L von der Quelle:

Änderungen des Spektrums durch ν-Oszillationen (Überlebenswahrscheinlichkeit als Funktion von L/E)?

Reaktionsrate Y im Detektor:

Annahme: keine ν-Oszillationen ($\mathcal{P}(\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_e) = 1$):

$$Y_0(E_e, L) = N_p \frac{d\phi_\nu(E_\nu)}{dE_\nu} \cdot \varepsilon(E_e)\sigma(E_\nu) \cdot \frac{1}{4\pi L^2}$$

extrapoliert ($\sim L^{-2}$) von der Quelle (berechnet) oder aus Messung bei kürzerem Abstand zum Detektorabstand L mit

$N_p =$ Zahl der Protonen im Detektorvolumen
$\varepsilon(E_e) =$ (e^+-) Nachweiswahrscheinlichkeit
$\sigma(E_\nu) =$ Neutrinoreaktionsquerschnitt
mit $\sigma(E_\nu) = K \cdot E_e p_e c$,
$K = (9.55 \pm 0.02) \cdot 10^{-44}$ cm^2/MeV^2

Annahme: mit ν-Oszillationen:

$$Y_0 \to Y_{\text{exp}}(E_e, L; \delta m^2, \theta) = Y_0(E_e, L) \cdot \mathcal{P}(\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_e; E_\nu, L; \delta m^2, \theta)$$

$$\mathcal{P}(\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_e; E_\nu, L; \delta m^2, \theta) = 1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \left[\frac{\delta m^2}{4} \frac{L}{E_\nu}\right]$$

Beispiel: Experiment am Leistungsreaktor in Gösgen (Schweiz):

Eines der ersten Experimente dieser Art, 1981-85, federführend TU München.

$P_{\mathrm{therm}} = 2800$ MW $\Longrightarrow$ $\phi_\nu \approx 5 \cdot 10^{20}\, \overline{\nu}_e/$s.

Der Detektor wurde in verschiedenen Abständen zum Reaktorkern aufgestellt:

$L = 38$ m, 46 m und 65 m.

Detektormasse (Flüssig-Szintillator): $N_p \approx 2.4 \cdot 10^{28}$ Protonen.

Der Vergleich der Spektren $Y_{\mathrm{exp}}(E_e(E_\nu), L)$ bei verschiedenen Abständen L

$\Longrightarrow$ kein Hinweis auf ν-Oszillationen.

$\Longrightarrow$ Ausschlußkonturlinien (z.B. 90% Konfidenzniveau) in der Parameterebene $(\sin^2 2\theta, \delta m^2)$,

definiert durch die Beziehung (vereinfacht:)

$$
\begin{aligned}
< \mathcal{P}(\overline{\nu}_e \to \overline{\nu}_e; E_\nu, L; \delta m^2, \theta) >_{E_\nu} &= \frac{\int Y_{\mathrm{exp}} dE_e}{\int Y_0 dE_e} \\
1 - \sin^2 2\theta \left\langle \sin^2 \left[\frac{\delta m^2}{4} \frac{L}{E_\nu} \right] \right\rangle_{E_\nu} &= 1 - \delta_{90\%}.
\end{aligned}
$$

Mit der gemessenen Abweichung δ vom Fall ohne Neutrino-Oszillationen:

$$\delta_{90\%} = \underbrace{\delta_{\text{exp}}}_{\approx 0} + 1.28 \cdot \Delta\delta_{\text{exp}}$$

d.h. $\delta_{\text{exp}} \leq \delta_{90\%}$ mit 90% Wahrscheinlichkeit mit dem experimentellem Meßfehler $\Delta\delta_{\text{exp}}$ nach Gaußverteilung der Meßwerte.

3 δm^2-Bereiche sind unterscheidbar in den Ausschlußkonturen:

a) $\boxed{\delta m^2 < 0.02 \text{ eV}^2}$ bei $\sin^2 2\theta \approx 1$ (max. Amplitude):

Grenze der Sensitivität für kleine Oszillationsfrequenzen selbst bei maximaler Mischung, d.h. $\frac{L}{<E_\nu>} \ll \frac{1}{\delta m^2}$.

Die Konturlinie zeigt geringe Abhängigkeit von δm^2 in diesem Bereich.

b) Zwischenbereich starker Korrelation von δm^2 und $\sin^2 2\theta$:

wellige Konturlinie; Sensitivität für Frequenzen in diesem Bereich (falls Oszillationen existieren) mit $\frac{L}{<E_\nu>} \approx \frac{1}{\delta m^2}$.

c) Bereich großer Frequenzen bzw. $\delta m^2 > 3$ eV^2:

Mittelung über viele Oszillationen, d.h. $\frac{L}{<E_\nu>} \gg \frac{1}{\delta m^2}$.

Grenzwert für Amplitude $\boxed{\sin^2 2\theta < 0.2}$ unabhängig von δm^2 entsprechend der zeitlich gemittelten Überlebenswahrscheinlichkeit.

Sensitivitätsgrenze bei hohen Oszillationsfrequenzen.

Andere Reaktorexperimente:

Krasnoyarsk (Rußland), 198x: Abstände $L = 57$ m, 58 m, 231 m.

Restriktivste Ausschlußkurven vom Experiment am

Bugey-Reaktor (Frankreich), 1981-94: Abstände $L = 15$ m, 40 m und 95 m:

$$\boxed{\delta m^2 > 10^{-2}\ \text{eV}^2}$$

Laufende Reaktorexperimente in der Auswertungsphase:

Sensitivität bis $\delta m^2 \geq 10^{-3}$ eV^2 (atmospärische ν-Oszillationen).

- Chooz-Reaktoren (Frankreich), 4.2 GW, 1997-98:

  4.9-Tonnen-Target, $\underline{L = 1\ \text{km}}$.

- Palo Verde-Reaktor (Arizona) 1998-2000: $\underline{L = 750\ \text{m}}$.

  (Untergrund-Detektor: Flüssig-Szintillator mit Gadolinium für Neutroneinfang).

Reaktorexperimente in Vorbereitung:

- größeren Detektormassen (Target),
- größeren Abständen,

d.h. Sensitivität für kleinere $\delta m^2_{\min} \approx 10^{-5} - 10^{-6}$ eV^2 (solare ν-Oszillationen).

- KamLAND (Kamioka Liquid-Scintillator Anti-Neutrino Detector)-Reaktorexperiment (Japan):

  Größter Niederenergie-Neutrinodetektor in der Kamioka-Mine, umgeben von Kernreaktoren mit insgesamt 130 GW thermischer Leistung, ab 2001 in Betrieb.

  1200 m^3 Flüssig-Szintillator, $\underline{L = 150 - 200 \text{ km}}$,

  sensitiv bis $\delta m^2 \geq 4 \cdot 10^{-6}$ eV^2.

  Auch ausgelegt für die Suche nach den Be^7 und B^8-Sonnenneutrinos.