3. Direkte Messungen der Neutrinomassen

3.1 Masse des Elektron-Neutrinos

Kinematische Messungen beim β^--Zerfall von Tritium $H^3 = (pnn)$:

$$\begin{aligned} H^3 &\longrightarrow He^3 + e^- + \overline{\nu}_e \\ n &\longrightarrow p + e^- + \overline{\nu}_e \end{aligned}$$

Messung des Endpunkts des e^--Energie (E-) Spektrums ist sensitiv für die ν_e-Masse m_ν:

$$\frac{dN(E)}{dE}(E) = K \cdot F(E,Z) \cdot pE\sqrt{(E_0 - E)^2 - m_\nu^2}(E_0 - E)$$

mit

K = Betragsquadrat des Kernübergangsmatrixelements (E-unabhängig für erlaubte β-Übergänge.

$F(E,Z)$ = Fermi-Funktion zur Beschreibung der Coulombwechselwirkung zwischen Elektron und Tochterkern im Endzustand (> 0 für β^-: neg. Bindungsenergie an den Kern, d.h. größerer effektiver Phasenraum für den Zerfall).

$E_\nu =: E_0 - E$.

Curie-Funktion:

$$K(E) = \sqrt{\frac{dN/dE}{K \cdot F(E,Z) \cdot pE}} = [\sqrt{(E_0 - E)^2 - m_\nu^2}(E_0 - E)]^{1/2}$$

Für $m_\nu = 0$: $K(E) = E_0 - E$. Endpunkt $E_{\mathrm{max}} = E_0 = Q + m_e = 18.572\ \mathrm{keV} + m_e$.

Für $m_\mu > 0$: $K(E) \leq E_0 - E$. Endpunkt $E_{\mathrm{max}} = E_0 - m_\nu$.

Bei Neutrinomischung:

$$m_{\nu_e} = \sum_{i=1}^{3} m_i |U_{ei}| 2$$

$\Longrightarrow$ Überlagerung mehrerer Spektren; mehrere Endpunkte.

Experimentelle Anforderungen:

1. Magnetspektrometer zur Messung des Elektronimpulses mit der höchsten Energieauflösung $\Delta E \sim E$, $\Delta E \approx m_\nu$.

   $\frac{\Delta p}{p} = 0.1\%$ entspricht $\Delta E(E_0) = \frac{\Delta p}{p} \cdot E_0 (1 - \frac{m_e^2}{E_0^2}) \approx 35$ eV.

   Erreicht wurde bisher $\Delta E(E_0) \approx 5$ eV.

   Genaue Kenntnis der Auflösungsfunktion sowie der Energieverlustfunktion ist notwendig.

2. Vermeiden von Energieverlusten in der Quelle

   durch Streuung, Bremsstrahlung, Oberflächenaustrittsenergie (Limitierung):

   $\Longrightarrow$ möglichst dünne Quellen durch Implantieren, Auffrieren oder chemisches Aufwachsen von einigen 10 Tritium-Monolagen auf ein Substrat.

   $\Longrightarrow$ möglichst kleine Kernladungszahl Z; deshalb Tritium.

3. Hohe Zählrate noch am Endpunkt,

   $\Longrightarrow$ großflächige Quellen

   $\Longrightarrow$ große Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers

   $\Longrightarrow$ kleine E_0, d.h. größerer Beutrag des Endpunkts und von m_ν zum Spektrum; deshalb Tritium.

Experimente:

Zahlreiche Messungen mit zunehmender Präzision; die meisten mit Messung $m_\nu^2 < 0$ (systematischer Fehler?).

1999/2000: Nur noch zwei konkurrenzfähige Experimente mit ähnlichem Magnetspektrometertyp:

Solenoid-Retardierungsspektrometer: solenoidales magnetisches Führungsfeld und elektrostatischer Filter.

Beste Energieauflösung durch den Filter (eingestellte Spannung U_0) bei gleichzeitig hoher Winkelakzeptanz (2π).

Energieunschärfe nur durch Transversalenergie $T_T \leq B_{\min}/B_{\max} \cdot T \approx 6$ eV bei T=18 keV.

1. Mainz-Experiment

   $500\ \AA$ dünner T_2-Film aufgefroren auf ein Graphitsubstrat bei 1.8 K.

   Aufladung und Oberflächenrauhigkeit vermeiden; Messung der Energieverlustfunktion (Grund für $m_\nu^2 < 0$).

$$m_\nu < 2.2 \text{ eV (95\% Konfidenzniveau)}$$

2. Troitsk-Experiment südlich von Moskau.

Gasförmige T_2-Quelle.

$$m_\nu < 2.5 \text{ eV (95\% Konfidenzniveau)}$$

Troitsk-Anomalie: monoenergetische Linie nahe dem Endpunkt, mit halbjähriger Periode in der Position der Linie (Artefakt?, Grund für $m_\nu^2 < 0$?)

3.2 Masse des Myon-Neutrinos

Leptonischer Zweikörperzerfall $\pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu$.

Energieerhaltung:

1) $\vec{p}_\mu = -\vec{p}_\nu$ im π^+-Ruhesystem;

2) $m_\pi = E_\mu + E_\nu = \sqrt{m_\mu^2 + p_\mu^2} + \sqrt{m_\nu^2 + p_\nu^2}$.

$$\Longrightarrow \underline{m_\nu^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2m_\pi \sqrt{m_\mu^2 + p_\mu^2}}.$$

(Für $m_\nu = 0$ gilt: $E_\nu = p_\nu = p_\mu = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi} = 30.6$ MeV; $T_\mu = E_\mu - m_\mu = 4.4$ MeV.)

$\Longrightarrow$ Messung von p_μ (Linie) am Paul-Scherrer-Institut (PSI), Zürich, mit einem Magnetspektrometer

(m_π aus Energieniveaus pionischer Atome, m_μ aus Messung des magnetischen Moments des Myons sehr genau bekannt):

$$m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV (90\% Konfidenzniveau)}$$

3.3 Masse des Tau-Neutrinos

Zerfälle $\tau^+ \to \nu_\tau + \mathrm{Hadronen}$: $m_{\nu_\tau} = m_\tau - m_{\mathrm{Had.\ max}}$,

d.h. Messung des Endpunkts des invarianten Hadronmassenspektrum aus dem schwachen τ-Zerfall.

τ-Paarerzeugung in der e^+e^--Vernichtung an Speicherringen, z.B. DORIS (DESY), CESR (Cornell), LEP (CERN).

Pržisionmessung der τ-Masse beim BES-Speicherring (Beijing) an der Erzeugungsschwelle.

Beste Messung (ALEPH-Experiment bei LEP, MPI München):

$$m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV (95\% Konfidenzniveau)}$$

Verbesserungen bei sog. e^+e^--B-Mesonfabriken in Kalifornien und Japan.

3.4 Neutrinoloser Doppelbeta-Zerfall

$$2n \to 2p + 2e^-$$

Damit nur möglich

- für Majorana-Neutrinos ($\nu_e \equiv \overline{\nu}_e$).
- und falls $m_{\nu_e} > 0$, d.h. ν_e-Helizitätsumkehr möglich (keine feste Helizität).

Sehr selten, d.h. gute Untergrundabschirmung.

Z.B. $Ge^{76} \to Se^{76}$ $(0\nu 2\beta)$ in Ge-Halbleiterzähler.

$\longrightarrow$ führend Heidelberg-Moskau-Experiment im Gran-Sasso-Tunnel 2000:

noch keine Zerfälle entdeckt, daher

$$T_{1/2}^{0\nu 2\beta}(Ge^{76}) > 1.9 \cdot 10^{25} \text{ Jahre (90\% Konfidenz)}$$

$\Longrightarrow$ Grenzwert für die effektive Majorana-Masse des Elektron-Neutrinos:

$$< m_{\nu_e} >< 0.40 \text{ eV (90\% Konfidenz)}$$