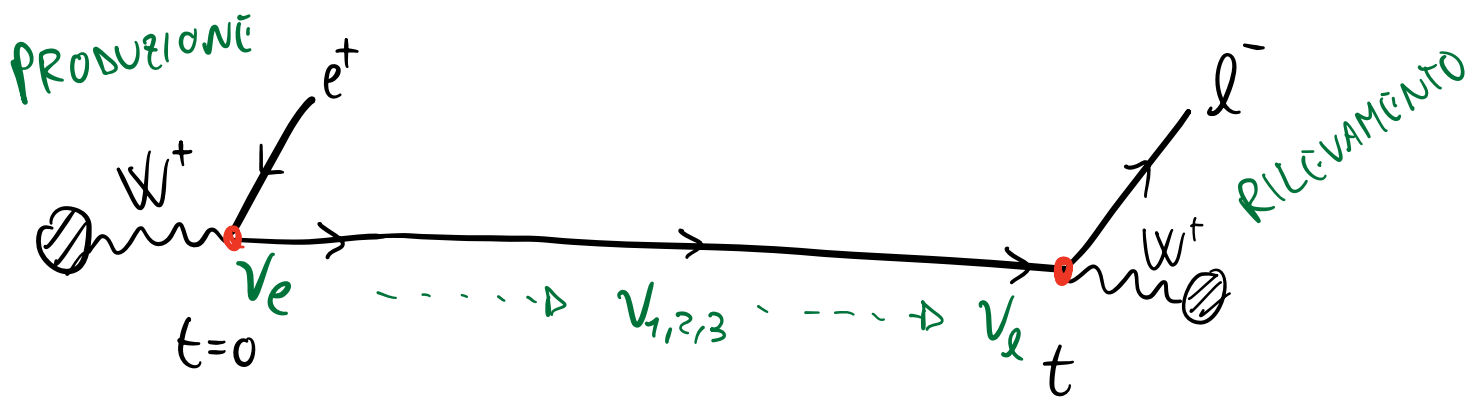


OSCILLAZIONI DEI NEUTRINI [DGH 6.3]

Il concetto di base è che i neutrini vengono prodotti (e rilevati) come autostati di sapore dalle interazioni deboli di corrente carica in associazione ad un dato leptone carico.

La propagazione tra produzione e rilevamento, spesso su distanze macroscopiche date le piccole interazioni dei neutrini, avviene però in termini degli autostati di massa.

Il mismatch tra queste due basi, tramite l'interferenza tra i vari stati, produce il fenomeno di oscillazioni.



OSCILLAZIONI NEL VUOTO

- A $t=0$ un neutrino viene prodotto come autostato di sapore "e" e di momento \vec{p} . ($|\vec{p}|=p$)

$$|\Psi(t=0)\rangle = |\nu_e\rangle = |\nu_e(0)\rangle = U_{e1}^* |\nu_1\rangle + U_{e2}^* |\nu_2\rangle + U_{e3}^* |\nu_3\rangle$$

- Questo stato evolve dagli autostati di Hamiltoniana, ovvero di energia:

$$|\nu_e(t)\rangle = U_{e1}^* |\nu_1\rangle e^{-i\bar{E}_1 t} + U_{e2}^* |\nu_2\rangle e^{-i\bar{E}_2 t} + U_{e3}^* |\nu_3\rangle e^{-i\bar{E}_3 t}$$

(*)

$$\text{dove } \bar{E}_i = (p^2 + m_{\nu_i}^2)^{\frac{1}{2}} \stackrel{p \gg m_{\nu_i}}{\approx} p + \frac{m_{\nu_i}^2}{2p} \approx p + \frac{m_{\nu_i}^2}{2E}$$

Sostituendo anche t con la distanza percorsa L ($v \approx 1$) si trova:

$$|\nu_e(L)\rangle = e^{-i\bar{E}_1 L} \left(U_{e1}^* |\nu_1\rangle + U_{e2}^* |\nu_2\rangle e^{-i \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E}} + U_{e3}^* |\nu_3\rangle e^{-i \frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E}} \right)$$

$$\text{Dove } \Delta m_{ij}^2 \equiv m_{\nu_i}^2 - m_{\nu_j}^2$$

(*) Per una review sulle sottigliezze della meccanica quantistica nelle oscillazioni dei neutrini vedi [arXiv:1901.05232]

La probabilità che questo neutrino diventi (e che quindi possa essere rilevato) come un neutrino di sapore "α" è data da $P_{\alpha e}$:

$$\langle \nu_\alpha | \nu_e(L) \rangle = e^{-iE_1 L} \left(U_{\alpha 1} U_{e1}^* + U_{\alpha 2} U_{e2}^* e^{-i \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E}} + U_{\alpha 3} U_{e3}^* e^{-i \frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E}} \right)$$

$$P_{\alpha e} = |\langle \nu_\alpha | \nu_e(L) \rangle|^2 = \sum_{\alpha} P_{\alpha e} - 4 \sum_{i < j}^3 \text{Re} [U_{\alpha i} U_{e i}^* U_{\alpha j}^* U_{e j}] \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} + 2 \sum_{i < j}^3 \text{Im} [U_{\alpha i} U_{e i}^* U_{\alpha j}^* U_{e j}] \sin 2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} .$$

- Dall'espressione dell'ampiezza o di $P_{\alpha e}$ vediamo che le oscillazioni non dipendono dalle fasi di Majorana.

In fatti $U = V_{PMNS} \cdot P_\nu$ $P_\nu = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\alpha_1} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\alpha_2} \end{pmatrix} \leftarrow \begin{matrix} \text{fasi di} \\ \text{Majorana.} \end{matrix}$

Nelle oscillazioni entra sempre la combinazione:

$$U_{\alpha i} U_{\beta i}^* = V_{\alpha i} V_{\beta i}^* \underbrace{P_{\nu ii} P_{\nu ii}^*}_{=1} = V_{\alpha i} V_{\beta i}^*$$

Per semplicità consideriamo il caso con solamente 2 stati. In realtà in molti casi questa è una buona approssimazione (anche perché θ_{13} è piccolo)

Sopravvivenza $\nu_e \rightarrow \nu_e$: $P_{\nu_e \nu_e}(L) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}$

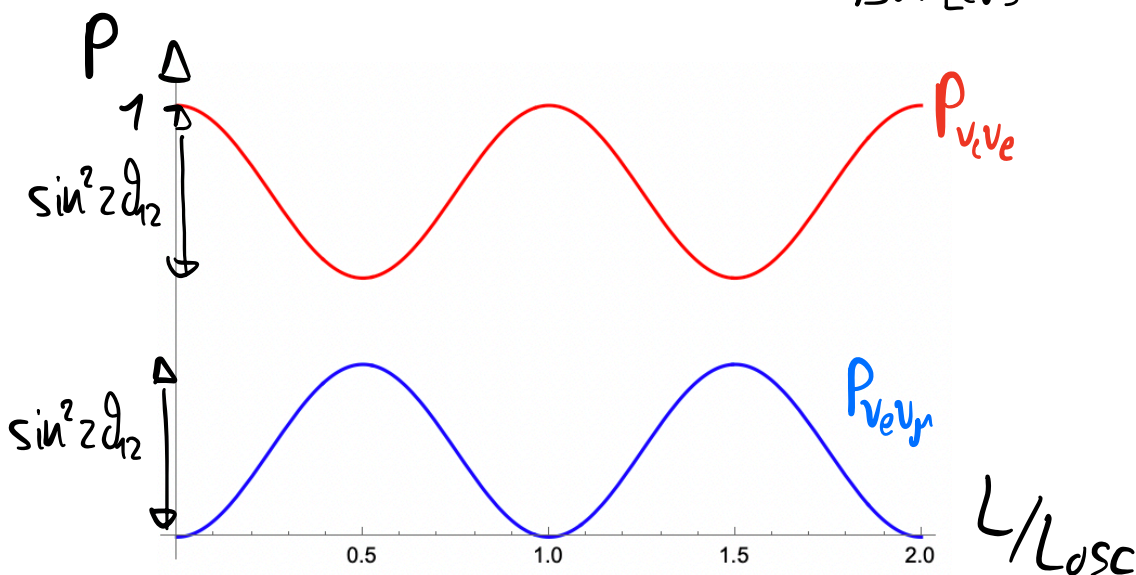
oscillazione $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$: $P_{\nu_\mu \nu_e}(L) \simeq \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E}$

Troviamo:

- $P_{\nu_e \nu_e} + P_{\nu_\mu \nu_e} = 1$ come ci si aspetta.
- L'ampiezza dell'oscillazione è $\sin^2 2\theta_{12}$
- La fase è $\Phi_{21} = \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \equiv \pi \frac{L}{L_{osc}^{(21)}}$

Lunghezza di oscillazione: $L_{osc}^{(ij)} \equiv \frac{4\pi E}{\Delta m_{ij}^2}$

numericamente: $L_{osc} [m] \simeq 2.48 \frac{E [MeV]}{\Delta m^2 [eV]^2}$



Se $L \ll L_{osc}$ allora l'oscillazione non ha modo di avvenire: $\sin^2 \Phi_{21} \ll 1$

L'Hamiltoniana che descrive l'evoluzione nel vuoto dei tre autostati di massa è H_E :

$$i \frac{d\nu_E}{dx} = H_E \nu_E, \quad \nu_E \equiv \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad H_E = \begin{pmatrix} E_1 & 0 & 0 \\ 0 & E_2 & 0 \\ 0 & 0 & E_3 \end{pmatrix}$$

Ridefinendo $\nu_E \rightarrow e^{-ipx} \nu_E$ si ha

$$H_E \rightarrow \begin{pmatrix} \frac{m_1^2}{2E} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{m_2^2}{2E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{m_3^2}{2E} \end{pmatrix}$$

In termini della base di sapore $\nu_\omega = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)^T = U \nu_E$

$$i \frac{d\nu_\omega}{dx} = U H_E U^{-1} \nu_\omega \equiv H_\omega \nu_\omega$$

Nel caso semplificato 2×2 :

$$H_\omega = \begin{pmatrix} -\frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \cos 2\theta_{12} & \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \sin 2\theta_{12} \\ \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \sin 2\theta_{12} & \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \cos 2\theta_{12} \end{pmatrix}$$

descrive le oscillazioni $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ nel vuoto

PROPAGAZIONE DEI NEUTRINI NELLA MATERIA

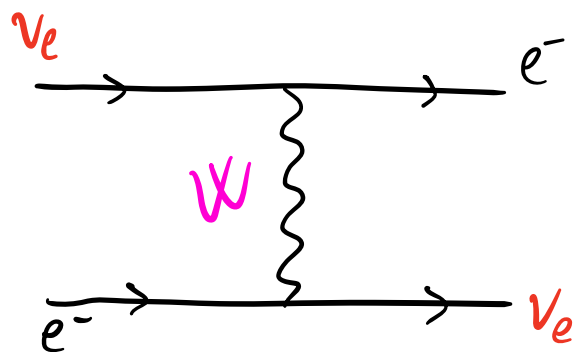
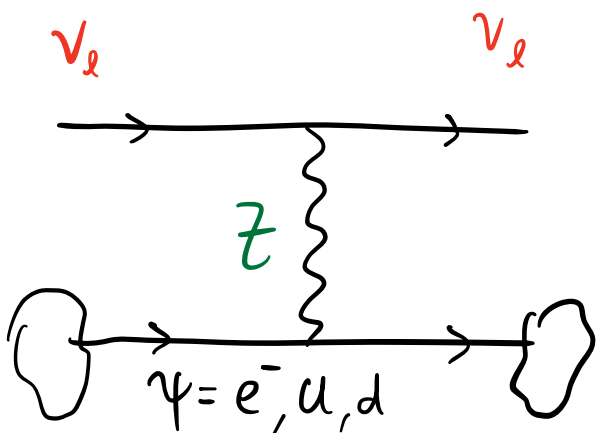
I neutrini di bassa energia ($E \lesssim \text{TeV}$), a causa della debolezza delle interazioni deboli, possono attraversare grandi distanze nella materia (ad esempio la terra o anche il Sole).

Le interazioni col materiale hanno però un effetto nella propagazione.

Solamente lo scattering elastico mantiene la coerenza dello stato $|\psi\rangle = \alpha_i |\nu_{ei}\rangle$.

I possibili processi di scattering elastico sono:

Se $\nu_e \equiv \nu_e$ ho anche:



L'effetto di questo è creare un potenziale in \mathcal{H}_w

Per le oscillazioni quello che conta è la

differenza $\Delta V = V(\nu_e) - V(\nu_\mu)$.

Nella differenza il contributo dovuto allo Z si cancella (è lo stesso per tutti i neutrini) e solamente quello dovuto all'interazione carica con gli elettroni:

$$\Delta V = \sqrt{2} G_F N_e(\vec{x})$$

N_e è la densità di elettroni.

Nella materia l'Hamiltoniana diventa quindi:

$$H_w \rightarrow H^{(M)}(\vec{x}) = \begin{pmatrix} \frac{G_F N_e(\vec{x})}{\sqrt{2}} - \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \cos 2\theta_{12} & \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \sin 2\theta_{12} \\ \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \sin 2\theta_{12} & -\frac{G_F N_e(\vec{x})}{\sqrt{2}} + \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \cos 2\theta_{12} \end{pmatrix}$$

Autovalori:

$$E_{\pm}(\vec{x}) = \pm \frac{1}{4} \left(\left(4 H_{11}^{(M)}(\vec{x}) \right)^2 + \left(\frac{\Delta m_{21}^2}{E} \sin 2\theta_{12} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

Autostati:

$$\begin{cases} | \nu_1^M(\vec{x}) \rangle = \cos \theta(\vec{x}) | \nu_e \rangle + \sin \theta(\vec{x}) | \nu_\mu \rangle \\ | \nu_2^M(\vec{x}) \rangle = -\sin \theta(\vec{x}) | \nu_e \rangle + \cos \theta(\vec{x}) | \nu_\mu \rangle \end{cases}$$

$$\sin 2\theta(x) = \frac{\sin 2\theta_{12}}{\left(\left(\frac{N_e(x)}{N_e^{\text{res}}} - 1 \right)^2 \cos^2 2\theta_{12} + \sin^2 2\theta_{12} \right)^{\frac{1}{2}}}$$

■ Per $N_e(\vec{x})=0 \rightarrow \vartheta(\vec{x}) = \vartheta_{12}$ (come nel vuoto).

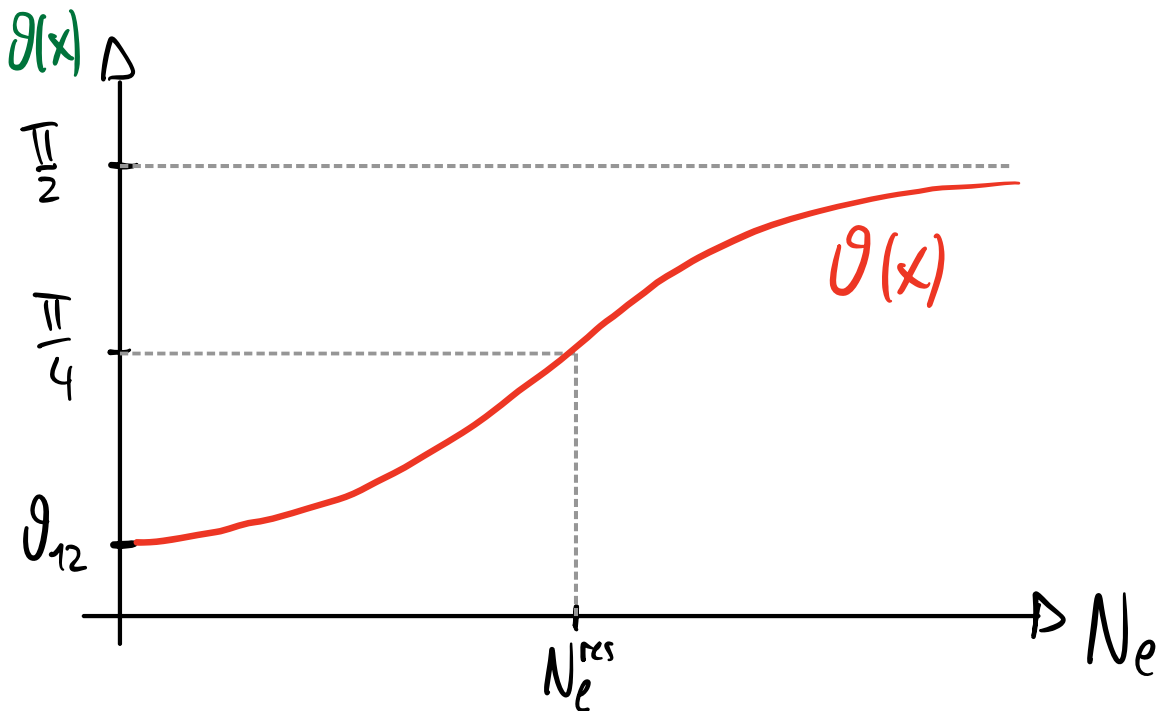
■ Per $N_e(\vec{x}) = N_e^{\text{res}} = \frac{\Delta m_{21}^2 \cos 2\vartheta_{12}}{2\sqrt{2} G_F E} \rightarrow \mathcal{H}_{11}^{(M)} = \mathcal{H}_{22}^{(M)} = 0$
RISONANZA \rightarrow

In questo caso $\mathcal{H}_M \sim \begin{pmatrix} 0 & \# \\ \# & 0 \end{pmatrix}$ e l'angolo di mescolamento effettivo diventa $\vartheta(\vec{x}) = \vartheta^{\text{res}} = \frac{\pi}{4}$.

$$| \nu_2^M \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (| \nu_\mu \rangle - | \nu_e \rangle).$$

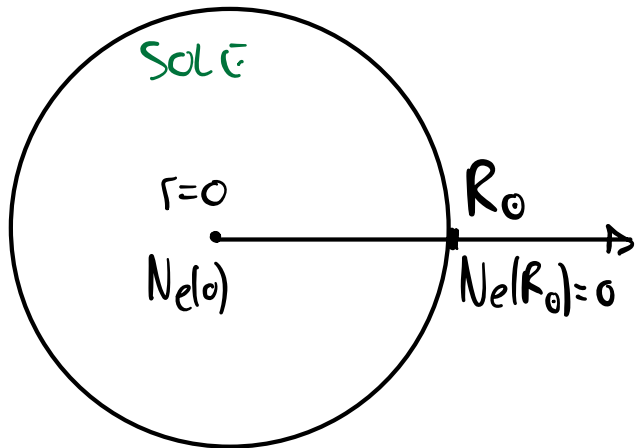
■ Per $N_e(x) \gg N_e^{\text{res}} \rightarrow \sin 2\vartheta(x) \ll 1 \rightarrow \vartheta(x) \approx \frac{\pi}{2}$

In generale:



Applicazione: Neutrini solari

- Consideriamo la traiettoria di un neutrino prodotto al centro del **SOL** e diretto verso di noi.



$$|\psi(t=0, r=0)\rangle = -|V_e\rangle$$

- Supponiamo che per $r=0$ $N_e(0) \gg N_e^{\text{res}}$.
 $\Rightarrow \theta(0) \approx \frac{\pi}{4}$ e $|V_2^M\rangle \approx |V_e\rangle$.

Quindi all'origine $|V_e\rangle$ è in un **AUTOSTATO** di \mathcal{H} .

- Assumiamo che $N_e(r)$ cambi adiabaticamente (lentamente) rispetto ai cicli di oscillazione.
In questo caso lo stato rimane in $|V_2^M\rangle$.

- Alla risonanza r_{res} ($N_e(r_{\text{res}}) = N_e^{\text{res}}$)
 $|V_2^M(r_{\text{res}})\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\psi_1\rangle - |V_e\rangle)$

• Alla fine, a $r = R_\odot$ si ha $N_e(R_\odot) = 0$

ed il neutrino e^- nell'autostato

$$| \nu_2^M(R_\odot) \rangle = | \nu_2 \rangle = \cos \theta_{12} | \nu_\mu \rangle - \sin \theta_{12} | \nu_e \rangle \quad \leftarrow \begin{array}{l} \text{autostato di} \\ \text{massa} \end{array}$$

che quindi non oscilla più nel suo tragitto verso la terra.

Questo è l'effetto MSW [Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein]

• Sulla terra si osserva quindi

$$P_{\nu_e}^\odot = \sin^2 \theta_{12} \quad \text{e} \quad P_{\nu_\mu}^\odot = \cos^2 \theta_{12}$$

Affinché questo sia valido però occorre che $N_e(r) \rightarrow N_e^{\text{res}}$ e che $\frac{dN_e}{dr}$ sia piccolo (adiabaticità).

Questo dipende dall'energia dei neutrini solari e dalla funzione $N_e(r)$.

PARAMETRI DI OSCILLAZIONE DEI NEUTRINI

[PDG 2022]

$$\Delta m_{21}^2 = (7,53 \pm 0,18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\Delta m_{32}^2 = \begin{cases} \text{IO: } (-2,536 \pm 0,034) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 & \text{"Inverted ordering"} \\ \text{NO: } (+2,453 \pm 0,033) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 & \text{"Normal ordering"} \end{cases}$$

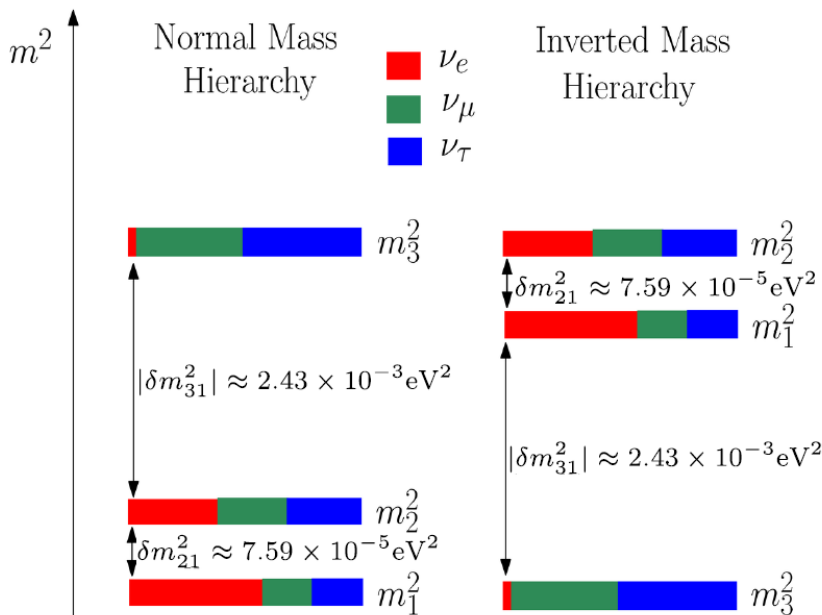
Ancora non sappiamo se $m_3 > m_2, m_1$ o $m_2, m_1 > m_3$.

$$\sin^2 \theta_{12} = 0.307 \pm 0.013$$

$$\sin^2 \theta_{23} = \begin{cases} \text{IO: } 0,539 \pm 0,022 \\ \text{NO: } 0,546 \pm 0,021 \end{cases}$$

$$\sin^2 \theta_{13} = (2,20 \pm 0,07) \times 10^{-2}$$

$$\delta = 1,36^{+0.20}_{-0.16} \pi \text{ (rad)}$$



piccolo contenuto di ν_e dentro ν_3 : $\theta_{13} \ll 1$.

FENOMENOLOGIA DEI NEUTRINI [DGH VII-4, PDG 2022]

Vediamo i principali tipi di processi utilizzati per la misura dei parametri dell'oscillazione dei neutrini.

NEUTRINI SOLARI

I processi di fusione all'interno del sole producono neutrini elettronici ν_e .

Lo "Standard Solar Model" (SSM) modella la dinamica interna al sole e le varie reazioni di fusione. Ciascuna produce ν_e con una sua energia tipica, che varia da 0.4 a 18 MeV.

$$E_{\nu_e}^0 \sim 0,4 - 18 \text{ MeV}$$

Predice inoltre il flusso di neutrini per ciascuna energia.

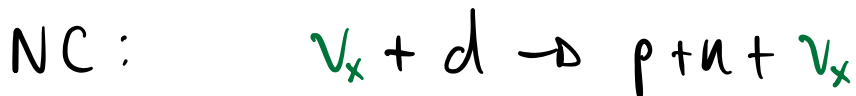
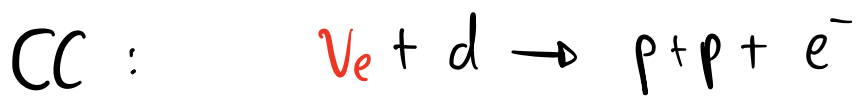
Sperimentalmente si trova che il rapporto tra il flusso di neutrini ν_e osservato sulla terra e quello predetto dallo SSM era < 1 :

$$R_{\odot} = \frac{\phi_{\nu_e}^{\text{exp}}}{\phi_{\nu_e}^{\text{SSM}}} = \begin{cases} \text{Homestake} : 0.34 \pm 0.03 & \text{Super-K} : 0,46 \pm 0.02 \\ \text{SAGE} : 0.59 \pm 0.06 & \text{Gallex, GNO} : 0,58 \pm 0.05 \end{cases}$$

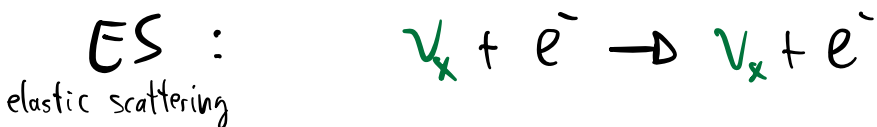
Il "solar neutrino problem" era spiegare per quale motivo $R_0 \neq 1$. Una possibilità era che il SSM fosse incorretto (astrofisica), un'altra era che i neutrini oscillassero.

Fu risolto dall'esperimento SNO, che misurava il flusso di tutti e 3 i tipi di neutrini:

d: deuterio



$x = e, \mu, \tau$



Si trovò che $\Phi_{\nu_e} / \Phi_{\text{tot}} \approx 0,35$ e che Φ_{tot} era compatibile con la predizione da SSM. La spiegazione era che i neutrini oscillano.

• Per $E_{\nu_e}^0$ basse $N_e(\nu) < N_e^{\text{res}} = \frac{\Delta m_{21}^2 \cos 2\theta_{12}}{2\sqrt{2} G_F E}$ e non c'è l'effetto MSW, quindi oscillano come nel vuoto:

$$\overline{P}_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = \frac{1}{L} \int dL \left(1 - \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{12} \approx 0,57$$

media su L molto grande

- Per E_{ν_e} alte $N_e(0) \gg N_e^{\text{res}}$ e MSW è attivo

$$\Rightarrow \overline{P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}} = \sin^2 2\theta_{12} \approx 0,34$$

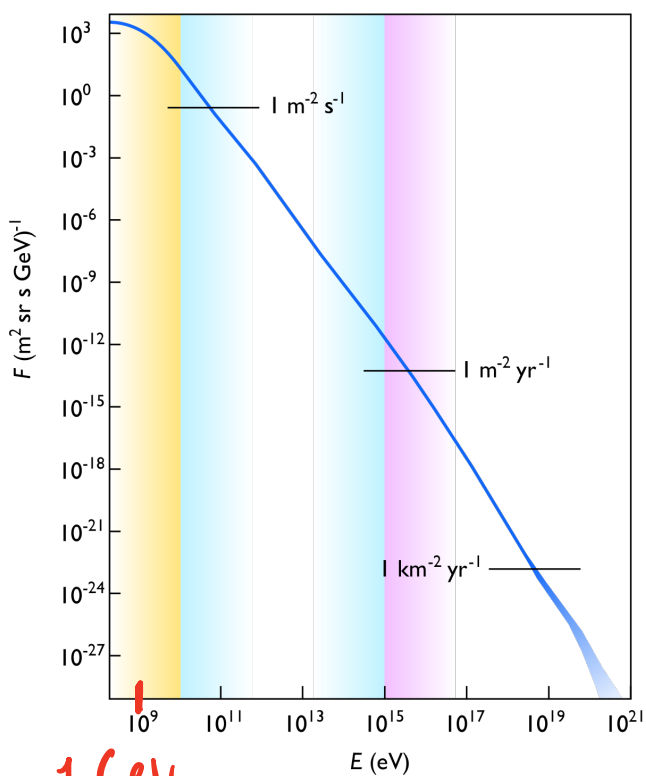
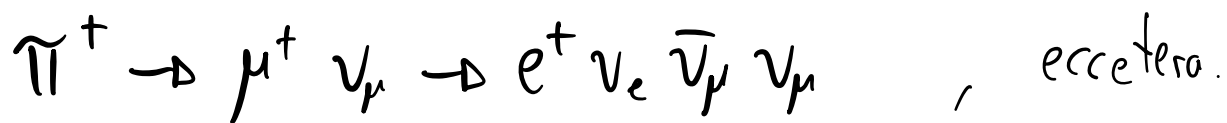
- Per energie intermedie si ottiene un valore intermedio

- L'angolo rilevante è $\theta_{12} \equiv \theta_{\odot}$ (angolo solare)

NEUTRINI ATMOSFERICI

I **RAGGI COSMICI** (principalmente protoni), urtando con gli strati alti dell'atmosfera producono getti di adroni, che poi decadono principalmente in mesoni π, K :

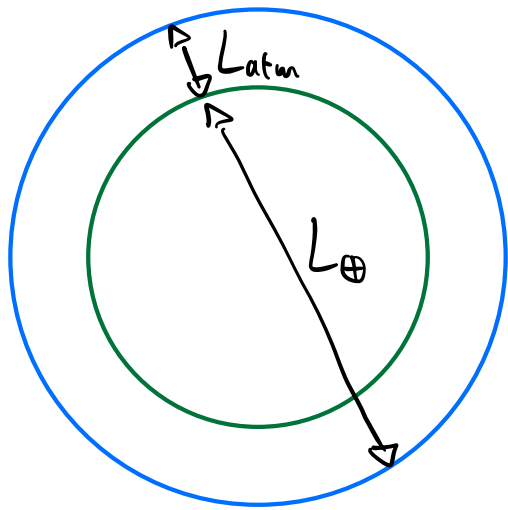
Poi questi decadono in muoni e neutrini μ :



1 GeV

Lo spettro di energia va da \approx GeV ad energie altissime, ma con un flusso sempre minore.

Il rapporto dei flussi $\frac{\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}}{\nu_e + \bar{\nu}_e} \approx 2$ a basse energie.



La distanza tipica percorsa dai neutrini è l'altezza dell'atmosfera ($L_{atm} \sim 10 \text{ km}$) o il diametro della terra per i neutrini provenienti dalla direzione opposta: $L_{\oplus} \sim 10^4 \text{ km}$

Prendendo $L_{osc} [\text{m}] \simeq 2.48 \frac{E [\text{MeV}]}{\Delta m^2 [\text{eV}^2]}$ con $E \sim 1 \text{ GeV}$

$$\Delta m_{21}^2 \sim 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \rightarrow L_{osc}^{21} \simeq 2.5 \frac{10^3}{7.5 \times 10^{-5}} \text{ m} \simeq 3 \times 10^5 \text{ km}$$

$$|\Delta m_{32}^2| \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \rightarrow L_{osc}^{32} \simeq 2.5 \frac{10^3}{2.5 \times 10^{-3}} \text{ m} \simeq 10^3 \text{ km}$$

↑ Questa è la differenza in massa rilevante: $\Delta m_{atmosferico}^2$.

⇒ Possiamo osservare l'oscillazione dei

$\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ (o $\bar{\nu}_{\mu} \rightarrow \bar{\nu}_{\tau}$) ⇒ Angolo rilevante:

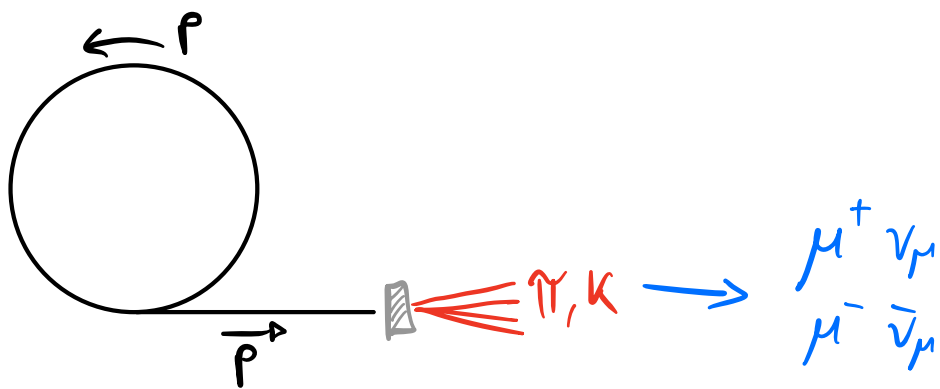
che attraversano la terra. $\theta_{23} = \theta_{atm}$

Il calcolo esatto tiene conto dell'angolo azimutale, dello spettro di energia e dell'effetto della materia della terra.

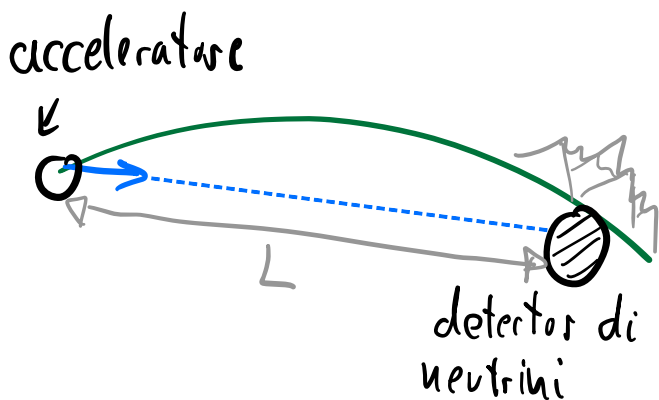
Viene osservato un deficit del flusso dei $\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}$.

NEUTRINI DA ACCELERATORI

Facendo collidere protoni ad alta energia su una targhetta si produce un getto di adroni, tra i quali ci sono principalmente pioni e kaoni. Questi decadono in muoni e neutrini- μ



Scegliendo l'energia e la carica dei π, K (con campi magnetici) si riesce ad ottenere un fascio abbastanza mono-energetico e collimato di ν_μ o $\bar{\nu}_\mu$.



Questi attraversano una distanza L dentro la terra e vengono rilevati in un detector, che ne misura il "sapore".

Per energie $E \sim 1 \text{ GeV}$ e $\Delta M^2 = \Delta M_{23}^2 \simeq 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$

\Rightarrow Primo picco di oscillazione $L = \frac{L_{osc}}{2} \simeq 500 \text{ km}$

Misurano quindi oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ($\sigma \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$),

corrispondenti a θ_{23} ,

oppure (T2K, NOvA) misurano $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ (angolo θ_{13}).

Table 14.3: List of long-baseline neutrino oscillation experiments

Name	Beamline	Far Detector	L (km)	E_ν (GeV)	Year
K2K	KEK-PS	Water Cherenkov	250	1.3	1999–2004
MINOS	NuMI	Iron-scintillator	735	3	2005–2013
MINOS+	NuMI	Iron-scintillator	735	7	2013–2016
OPERA	CNGS	Emulsion hybrid	730	17	2008–2012
ICARUS	CNGS	Liquid argon TPC	730	17	2010–2012
T2K	J-PARC	Water Cherenkov	295	0.6	2010–
NOvA	NuMI	Liquid scint. tracking calorimeter	810	2	2014–
DUNE	LBNF	Liquid argon TPC	1300	2–3	
Hyper-Kamiokande	J-PARC	Water Cherenkov	295	0.6	

Spesso viene utilizzato anche un detector di neutrini vicino ($\sim 10^2 \text{ m}$) all'acceleratore, per diminuire le incertezze sistematiche sul flusso iniziale dei ν_μ .

ANTINEUTRINI DA REATTORI

Reattori nucleari producono $\bar{\nu}_e$ in grandi quantità ed energie $\sim 1 \text{ MeV}$.

Un reattore da 1 GW_{th} (potenza termica) emette circa $2 \times 10^{20} \bar{\nu}_e / \text{secondo}$.

Le oscillazioni producono $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$.

Le energie ($E \sim 1 \text{ MeV}$) non sono sufficienti per osservare $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \mu^+$ o $\bar{\nu}_\tau \rightarrow \tau^+$ nei detector, quindi solamente la scomparsa del flusso di $\bar{\nu}_e$ può essere osservata:



Occorre quindi calcolare il flusso iniziale dei $\bar{\nu}_e$ (molto complicato) oppure utilizzare un detector vicino ed uno lontano (non sempre possibile).

Da $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ si misura $\sin^2 2\theta_{13}$

$$E \sim 1 \text{ MeV} \left\{ \begin{array}{l} \Delta M_{12}^2 \approx 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \rightarrow L_{\text{osc}} \sim 1 \text{ Km} \\ \Delta M^2 \sim 10^{-4} - 10^{-5} \text{ eV}^2 \rightarrow L_{\text{osc}} \sim 100 \text{ Km} \end{array} \right.$$

Esperimenti di oscillazioni di antineutrini da reattori:

Name	Reactor power (GW_{th})	Baseline (km)	Detector mass (t)	Year
KamLAND	various	180 (ave.)	1,000	2001–
Double Chooz	4.25×2	1.05	8.3	2011–2018
Daya Bay	2.9×6	1.65	20×4	2011–2020
RENO	2.8×6	1.38	16	2011–
JUNO	26.6 (total)	53	20,000	

FASE δ di CP

Ad oggi la misura di δ dei neutrini è solamente INDIRETTA, dovuta al contributo nelle probabilità $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ nello schema completo con 3 neutrini.

MISURE DELLA MASSA E NATURA DEI NEUTRINI

Le oscillazioni dipendono solo dalle differenze di massa tra neutrini, non dalla scala assoluta, né dalla loro natura (Majorana o Dirac).

- La differenza di massa da un

LIMITE INFERIORE alle masse:

$$|m_i| \geq \sqrt{\Delta m_{ij}^2} \quad (\text{se } \Delta m_{ij}^2 > 0)$$

$$\Rightarrow m_i^{\text{MAX}} \gtrsim 0,05 \text{ eV} = \left(|\Delta m_{21}^2| + |\Delta m_{31}^2| \right)^{1/2}$$

- Un modo per misurare la massa di $\nu_e = m_{\nu_e}^{\text{eff}}$ (ν_e non è autostato di massa) è misurare lo

spettro dei decadimenti- β :



$$\frac{dN}{dE} = R(E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - (m_{\nu_e}^{\text{eff}})^2}$$

$$(m_{\nu_e}^{\text{eff}})^2 = \sum_i m_i^2 |U_{ei}|^2$$

E : energia di e^-

$$E_0 = m_{{}^3\text{H}} - m_{{}^3\text{He}}$$

$R(E)$ = contributi indipendenti da $m_{\nu_e}^{\text{eff}}$.

\Rightarrow Esperimento KATRIN

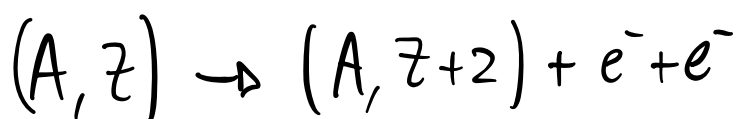
$$m_{\nu_e}^{\text{eff}} < 1.1 \text{ eV} \quad @ 90\% \text{ CL}$$

In futuro dovrebbe arrivare a 0.2 eV.

- Per verificare sperimentalmente se i neutrini sono **FERMIONI DI MAJORANA** il modo più efficace è cercare un segnale in un processo che **VIOLA LA CONSERVAZIONE DEL NUMERO LEPTONICO**:

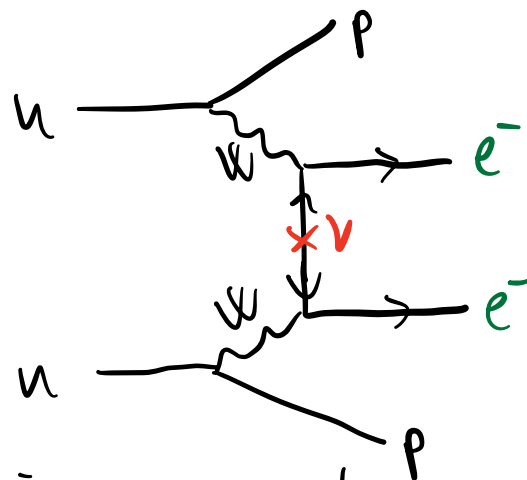
$$\nu_e: \begin{cases} \text{Dirac:} & L \text{ conservato} \\ \text{Majorana:} & L \text{ non conservato} \end{cases}$$

Il test più preciso è il **Decadimento doppio- β senza neutrini ($0\nu\beta\beta$)**



$$\underbrace{L=0} \rightarrow L=+2$$

Diagramma di Feynman:



La rate di questo processo è proporzionale a $(m_{ee})^2$: **massa effettiva di Majorana**

$$m_{ee} = \left| \sum_i U_{ei}^2 \right|$$

Dipende dalle fasi di Majorana, che non conosciamo.

Il limite viene: **$m_{ee} \lesssim 60 - 180 \text{ meV}$** , dipende dal calcolo di elementi di matrice nucleari.

- La **SOMMA DELLE MASSE** dei 3 neutrini può essere estratta dal loro effetto in **osservabili cosmologiche**. [1903.03689]

I neutrini, con le loro interazioni deboli, sono in equilibrio termico con il plasma cosmologico fino a temperature $T \sim 2.5 \text{ MeV}$, dopodiché si disaccoppiano e rimangono come "thermal relic".

Ad oggi la "radiazione di fondo di neutrini" ha una temperatura $T_\nu^0 \approx 1,95 \text{ K}$, contro quella dei fotoni della CMB di $T_\gamma^0 \approx 2,73 \text{ K}$.

Nell'evoluzione delle strutture a grande scala e delle galassie, questi neutrini hanno un effetto misurabile.

È però una misura molto indiretta, che dipende da molte altre assunzioni che, se vidate, diminuiscono molto la sensibilità.

Dai fit si trova:

$$\text{Cosmo: } \sum m_\nu \lesssim 0,12 \text{ eV} \quad [\text{Planck 2018}]$$