

Introduction à la physique des neutrinos

Stéphane Lavignac (IPhT Saclay)

- introduction générale au domaine
- oscillations des neutrinos dans le vide
- violation de CP dans les oscillations / effets à trois saveurs
- effets de matière
- bilan des résultats expérimentaux
- neutrinos stériles
- questions ouvertes

Conseil scientifique de l'IN2P3

Campus Michel Ange, CNRS, Paris, 28 Juin 2018

Introduction générale au domaine

Les neutrinos sont des fermions à part :

- sensibles seulement à l'interaction faible $\Rightarrow$ difficiles à détecter, mais excellentes sondes astrophysiques (sources lointaines, phénomènes violents comme les explosions de supernovae...)

- beaucoup plus légers que les quarks et leptons chargés

$$m_\nu \lesssim 1 \text{ eV}$$

$$m_e = 511 \text{ keV}$$

- changent de saveur au cours de leurs propagation $\Rightarrow$ oscillations (la seule preuve que nous ayons de leur masse)

- pas de charge électrique

$\Rightarrow$ peuvent être leur propre antiparticule

$$\bar{\nu} \neq \nu$$

Dirac

nombre leptonique conservé

$$\bar{\nu} = \nu$$

Majorana

nombre leptonique violé

Outre leur rôle de messagers du cosmos, les neutrinos sont aussi intéressants pour leur propriétés fondamentales et pour ce qu'ils ont à nous apprendre de la théorie des particules élémentaires (qui ne saurait se résumer au Modèle Standard : matière noire, masses des neutrinos, asymétrie baryonique de l'Univers ...)

Les neutrinos, fenêtre sur la nouvelle physique

... à très haute échelle

Théorie effective : $\frac{1}{\Lambda} LLHH \longrightarrow m_\nu = \frac{v^2}{\Lambda}$
(si Majorana)

$m_\nu \sim 0.05 \text{ eV}$ suggère $\Lambda \sim 10^{15} \text{ GeV}$

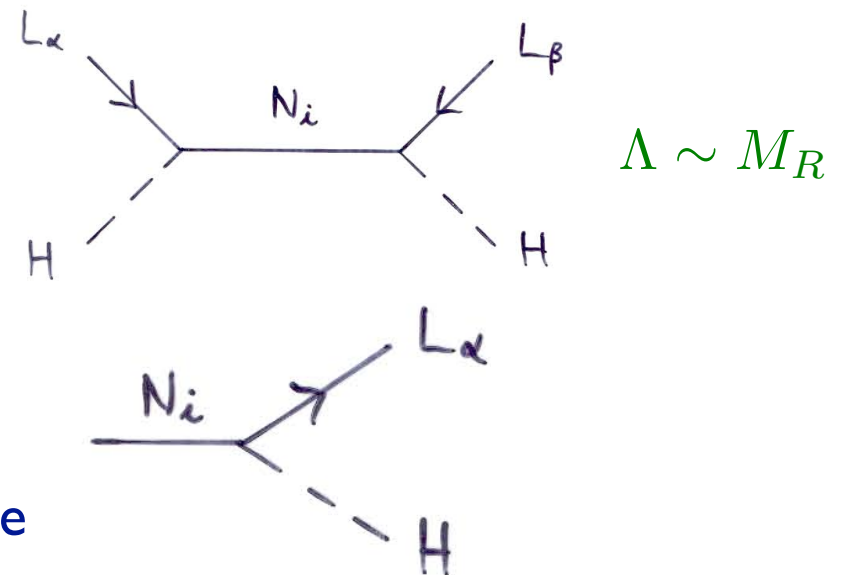
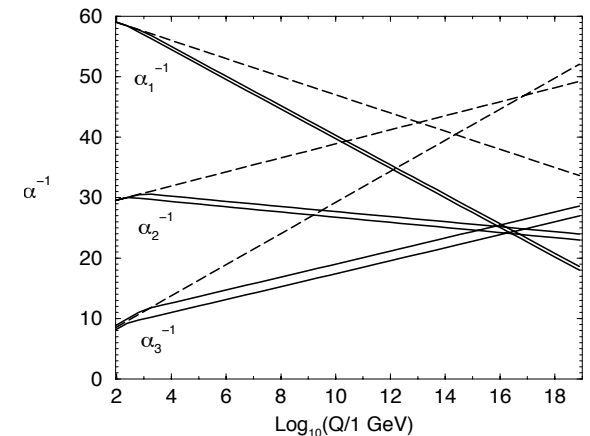
proche de l'échelle d'unification des couplages de jauge

→ Grande Unification ?

SO(10) contient des neutrinos de Majorana superlourds qui engendrent l'opérateur LLHH (mécanisme de seesaw)

Ces mêmes neutrinos de Majorana lourds peuvent engendrer l'asymétrie baryonique de l'Univers par le mécanisme de la leptogenèse

$v = 246 \text{ GeV}$



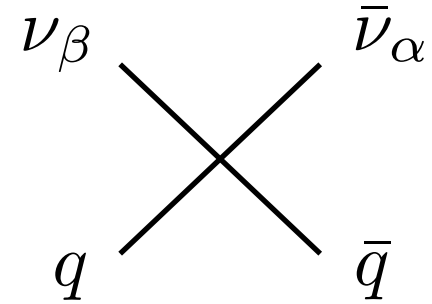
... à basse énergie

Neutrinos stériles?

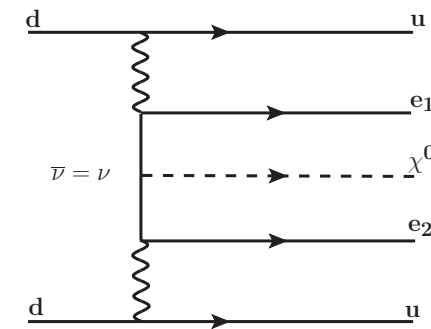
$$\begin{array}{l} \text{—} \quad \nu_4 ? \\ \text{≡} \quad \nu_{1,2,3} \end{array} \longleftrightarrow \nu_{e,\mu,\tau} + \nu_s ?$$

Interactions non standard?

$$G_F \epsilon_{\alpha\beta} \bar{q}q \bar{\nu}_\alpha \nu_\beta$$



Contribution non-standard à la double bêta?



... en cosmologie

keV neutrino comme matière noire?

Neutrinos reliques du Big Bang? (pas encore détectés)

$$n_{\nu+\bar{\nu}} = 112 \text{ cm}^{-3} \quad (\text{par saveur}) \quad T_\nu = \left(\frac{4}{11} \right)^{\frac{1}{3}} T_\gamma = 1.9 \text{ K}$$

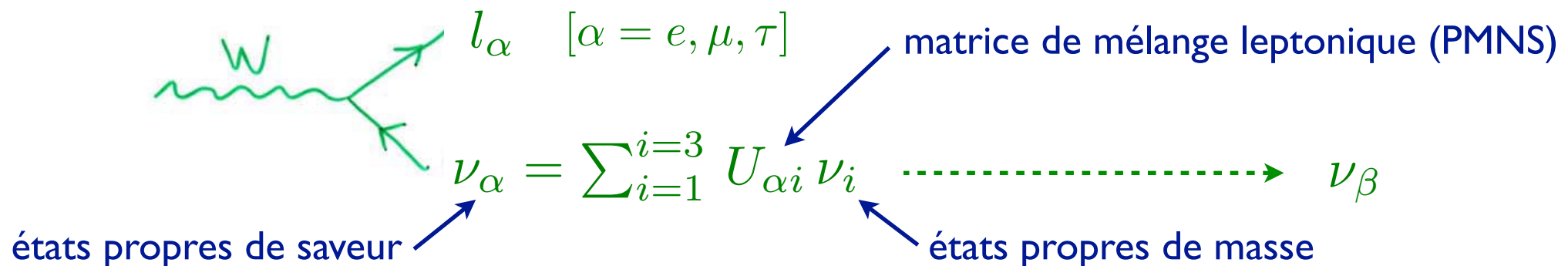
Les oscillations des neutrinos (dans le vide)

Origine des oscillations = mélange de saveur leptonique, dû au fait que les états propres de l'interaction faible ν_e, ν_μ, ν_τ ne coïncident pas avec les états propres de masse ν_1, ν_2, ν_3 (analogue au secteur des quarks)

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}_L$$

U = matrice de mélange leptonique = matrice PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata)

→ le neutrino qui se couple à un lepton chargé de saveur donnée (e, μ ou τ) n'est pas un état propre de masse, mais une superposition cohérente d'états propres de masse



3 étapes dans le processus d'oscillation

1) production d'un état pur de saveur à $t = 0$ (e.g. un ν_μ de $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$)

$$|\nu(t = 0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle$$

2) propagation: chaque état propre de masse évolue avec son propre facteur de phase $e^{-iE_i t} \Rightarrow$ modifie la superposition cohérente, qui n'est plus un état propre de saveur

$$|\nu(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} \sum_\beta U_{\beta i} |\nu_\beta\rangle$$

3) détection via le courant chargé (saveur du neutrino = saveur du lepton chargé détecté)

$\rightarrow$ probabilité d'oscillation $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ à une distance L de la source ($L = ct$)

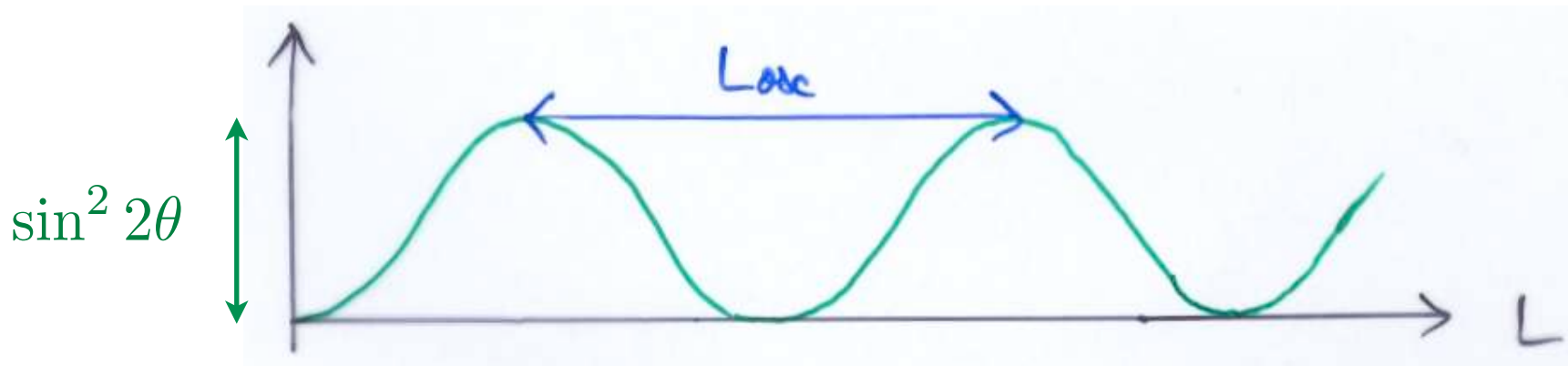
$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; L) = |\langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{\beta i} U_{\alpha i}^* e^{-iE_i t} \right|^2$$

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2p} \quad \Rightarrow \quad E_j - E_i \simeq \frac{m_j^2 - m_i^2}{2E} \equiv \frac{\Delta m_{ji}^2}{2E}$$

oscillations à 2 saveurs

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad \Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2$$

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right)$$



Amplitude des oscillations: $\sin^2 2\theta$

Longueur d'oscillation: $L_{osc.}(\text{km}) = 2.48 E(\text{GeV}) / \Delta m^2(\text{eV})$

oscillations à 3 saveurs

2 Δm^2 indépendants: Δm_{32}^2 (« atmosphérique ») et Δm_{21}^2 (« solaire »)

U contient 3 angles de mélange $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ et une phase δ [+2 si Majorana]

$$U \equiv U_{23}U_{13}U_{12} \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

[les 2 phases « de Majorana » ne jouent de rôle que dans les processus qui violent le nombre leptonique, comme la double bêta sans émission de neutrino, et n'affectent pas les oscillations]

→ probabilité d'oscillation = somme de termes oscillants de « fréquences »

$\Delta m_{ji}^2 \equiv m_j^2 - m_i^2$ et d'amplitudes différentes

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i < j} \text{Re} [U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{ji}^2 L}{4E} \right) \\ + 2 \sum_{i < j} \text{Im} [U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \sin \left(\frac{\Delta m_{ji}^2 L}{2E} \right)$$

Pour les antineutrinos, $U \rightarrow U^*$ ($\delta \rightarrow -\delta$) et le dernier terme change de signe $\Rightarrow P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \neq P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ (si $\delta \neq 0, \pi$) → violation de CP

Si les oscillations sont dominées par un seul Δm^2 , on peut se ramener en bonne approximation à des oscillations à deux saveurs:

- neutrinos solaires (*) $\Delta m_{21}^2, \theta_{12}$ $\Delta m_{21}^2 \simeq 7.5 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
- neutrinos atmosphériques $\Delta m_{31}^2, \theta_{23}$ $|\Delta m_{31}^2| \simeq 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$
- antineutrinos de réacteurs $\Delta m_{31}^2, \theta_{13}$ $\sin^2 \theta_{13} \simeq 0.022$

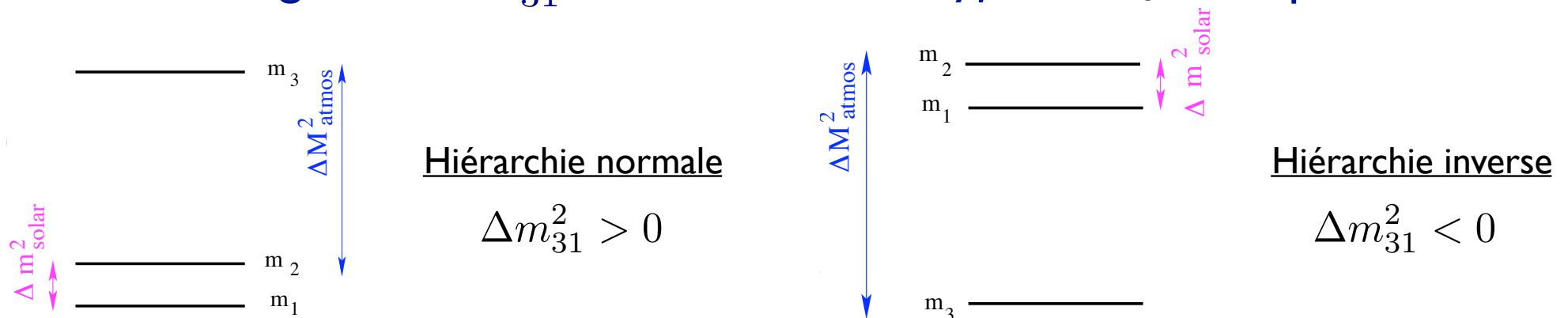
(oscillations à courte distance: Daya Bay, D-CHOOZ...)

(*) les effets de matière jouent un rôle important

Notes : 1) θ_{13} est le seul angle leptonique « petit » $\theta_{13} < \theta_{12}, \theta_{23}$

2) $\Delta m_{21}^2 \ll |\Delta m_{31}^2| \simeq |\Delta m_{32}^2|$

signe de Δm_{31}^2 inconnu $\Rightarrow$ deux types de spectre possibles



Violation de CP dans les oscillations

$\Delta P_{\alpha\beta} \equiv P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) - P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ à l'ordre dominant en Δm_{21}^2 :

$$\Delta P_{\alpha\beta} = \pm 8 J \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E} \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right), \quad J \equiv \text{Im} [U_{e1} U_{\mu 1}^* U_{e2}^* U_{\mu 2}]$$

invariant de Jarlskog $J = \frac{1}{8} \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \sin \delta$

→ condition pour la violation de CP : $\delta \neq 0, \pi$

→ pour l'observer, il est nécessaire que les oscillations sous-dominantes gouvernées par Δm_{21}^2 puissent se développer $\Rightarrow$ expériences d'oscillations à grande distance (> 100 km), potentiellement sensibles aux effets de matière

La violation de CP n'est possible que dans les expériences d'apparition ($\alpha \neq \beta$)
 $\Rightarrow$ complémentarité accélérateurs ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e, \bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) / réacteurs ($\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$)

(par exemple, la mesure précise de θ_{13} aux réacteurs améliore la sensibilité des accélérateurs à δ et à la hiérarchie de masse)

Effets à trois saveurs dans les oscillations

La précision croissante des expériences les rend sensibles aux effets à trois saveurs (violation de CP, oscillations sous-dominantes)

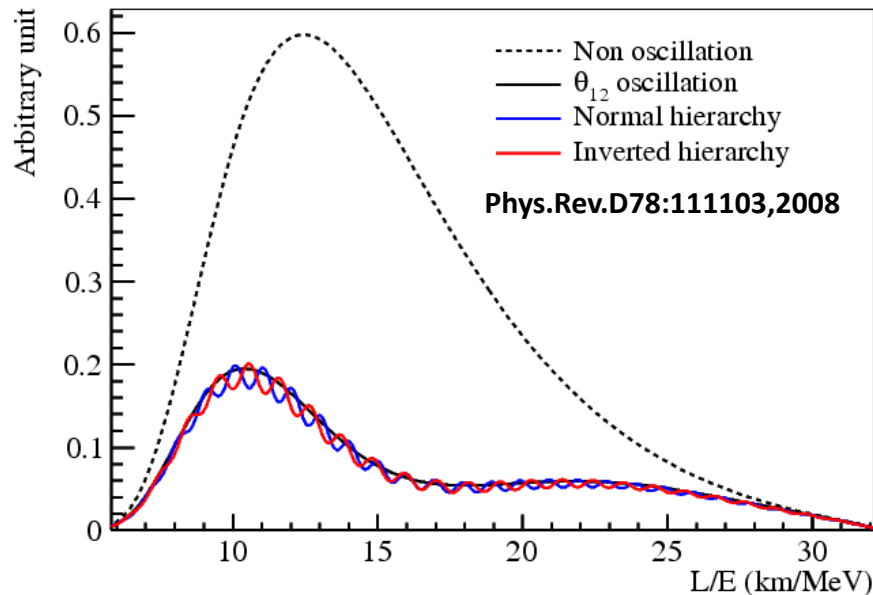
Expériences d'apparition à grande distance (T2K, NOvA...):

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq & \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) + \cos^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \\ & + \frac{1}{2} \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \cos \delta \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \sin \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} \right) \\ & - \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \sin \delta \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \end{aligned}$$

- sensibilité à l'octant de θ_{13}
- nécessaire d'inclure les effets de matière (moins importants pour T2K que pour NOvA et DUNE)

Expériences de disparition auprès des réacteurs :

Cas de JUNO : expérience à grande distance, sensible aux oscillations gouvernées par les trois Δm^2



$$\begin{aligned} P_{ee}(L/E) &= 1 - P_{21} - P_{31} - P_{32} \\ P_{21} &= \cos^4(\theta_{13}) \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2(\Delta_{21}) \\ P_{31} &= \cos^2(\theta_{12}) \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\Delta_{31}) \\ P_{32} &= \sin^2(\theta_{12}) \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\Delta_{32}) \end{aligned}$$

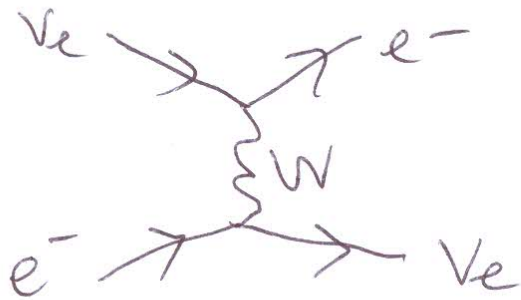
Application à la détermination de la hiérarchie de masse : les distorsions du spectre d'énergie des antineutrinos dépendent de la hiérarchie de masse

$$|\Delta m_{31}^2| > |\Delta m_{32}^2| \quad \text{for NH}$$

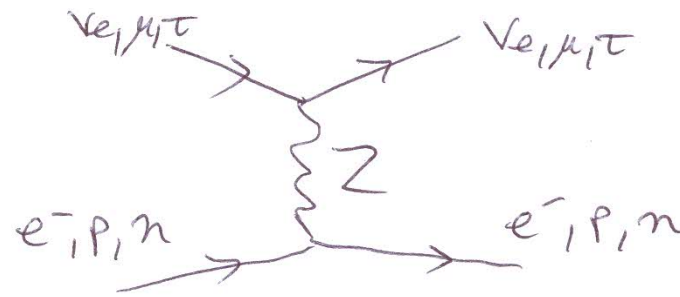
$$|\Delta m_{31}^2| < |\Delta m_{32}^2| \quad \text{for IH}$$

Propagation des neutrinos dans la matière

La propagation des neutrinos dans la matière est affectée par leurs interactions (diffusions cohérentes vers l'avant) avec les e^- , p et n du milieu



CC – seulement pour ν_e



NC – identique pour $\nu_{e,\mu,\tau}$

⇒ potentiel pour les neutrinos dans la matière, qui dépend de la saveur
⇒ les états propres de la propagation ne sont plus les états propres de masse (= états propres du Hamiltonien dans le vide), mais les états propres du Hamiltonien dans la matière H_m , d'énergie E_i^m

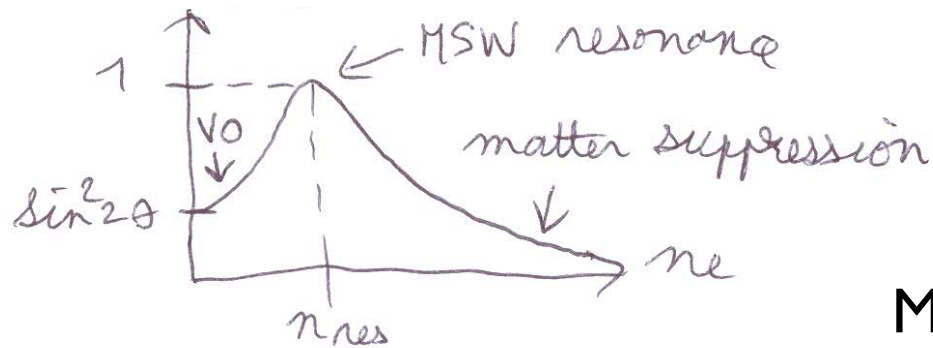
Ces derniers sont reliés aux états propres de saveur par un angle de mélange dans la matière θ_m (cas à 2 saveurs):

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & \sin \theta_m \\ -\sin \theta_m & \cos \theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1^m \\ \nu_2^m \end{pmatrix} \quad \begin{matrix} \leftarrow E_1^m \\ \leftarrow E_2^m \end{matrix}$$

si la densité du milieu est constante ($\Rightarrow E_i^m, \theta_m = \text{const.}$)

Les oscillations $\nu_e \rightarrow \nu_\beta$ ($\nu_\beta = \nu_\mu, \nu_\tau$) sont décrites par la même formule que dans le vide, avec $\theta \rightarrow \theta_m$, $\frac{\Delta m^2}{4E} \rightarrow \frac{E_m^2 - E_m^1}{2}$

L'angle θ_m dépend de la densité d'électrons dans le milieu :



$$\sin^2 2\theta_m = 1 \quad \text{for } n = n_{res}$$

$$n_{res} \equiv \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2} G_F E}$$

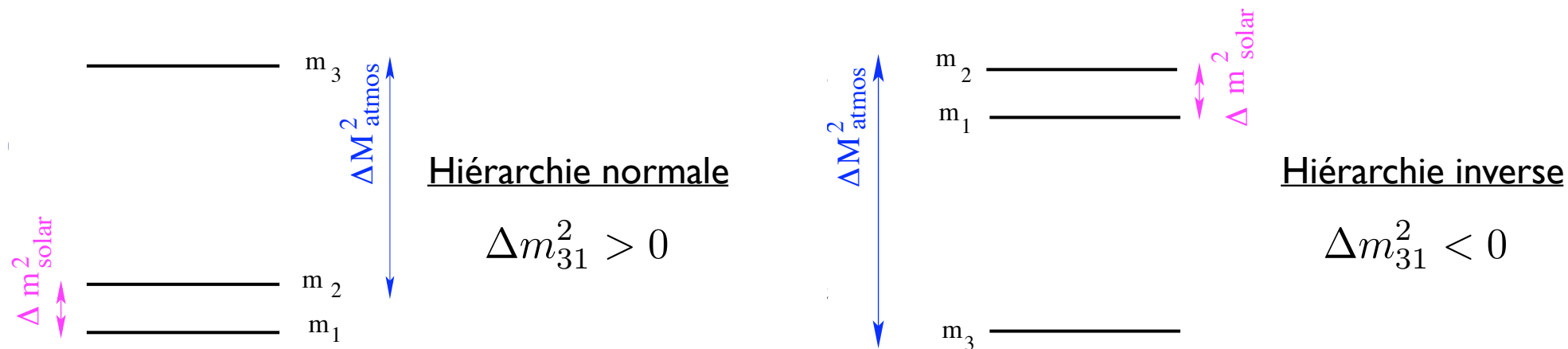
MSW resonance (Mikheev-Smirnov-Wolfenstein)

Pour les antineutrinos, la condition de résonance est $n = -n_{res}$ et ne peut être satisfaite que si $n_{res} < 0$ ($\Delta m^2 \cos 2\theta < 0$)

$\Rightarrow$ quand les oscillations des neutrinos sont amplifiées, celles des antineutrinos sont atténués, et réciproquement

Application: détermination de la hiérarchie de masse

Deux types de spectres compatibles avec les données expérimentales:



Dans le vide : $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2_{31} L}{4E} \right)$

Pour $L > 100$ km, les effets de matières ne peuvent être négligés

$$n_{\text{res}} = \frac{\Delta m^2_{31} \cos 2\theta_{13}}{2\sqrt{2} G_F E} \quad \begin{cases} n_{\text{res}} > 0 & \text{hiérarchie normale} \\ n_{\text{res}} < 0 & \text{hiérarchie inverse} \end{cases}$$

Si n_{res} est proche de la densité de la croûte terrestre, les oscillations des neutrinos (antineutrinos) sont amplifiées pour la hiérarchie normale (inverse), tandis que celles des antineutrinos (neutrinos) sont atténuées

[en pratique, les effets de la violation de CP et de la matière peuvent être intriqués]

une figure obsolète
mais illustrative

$$R = \frac{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu}{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}$$

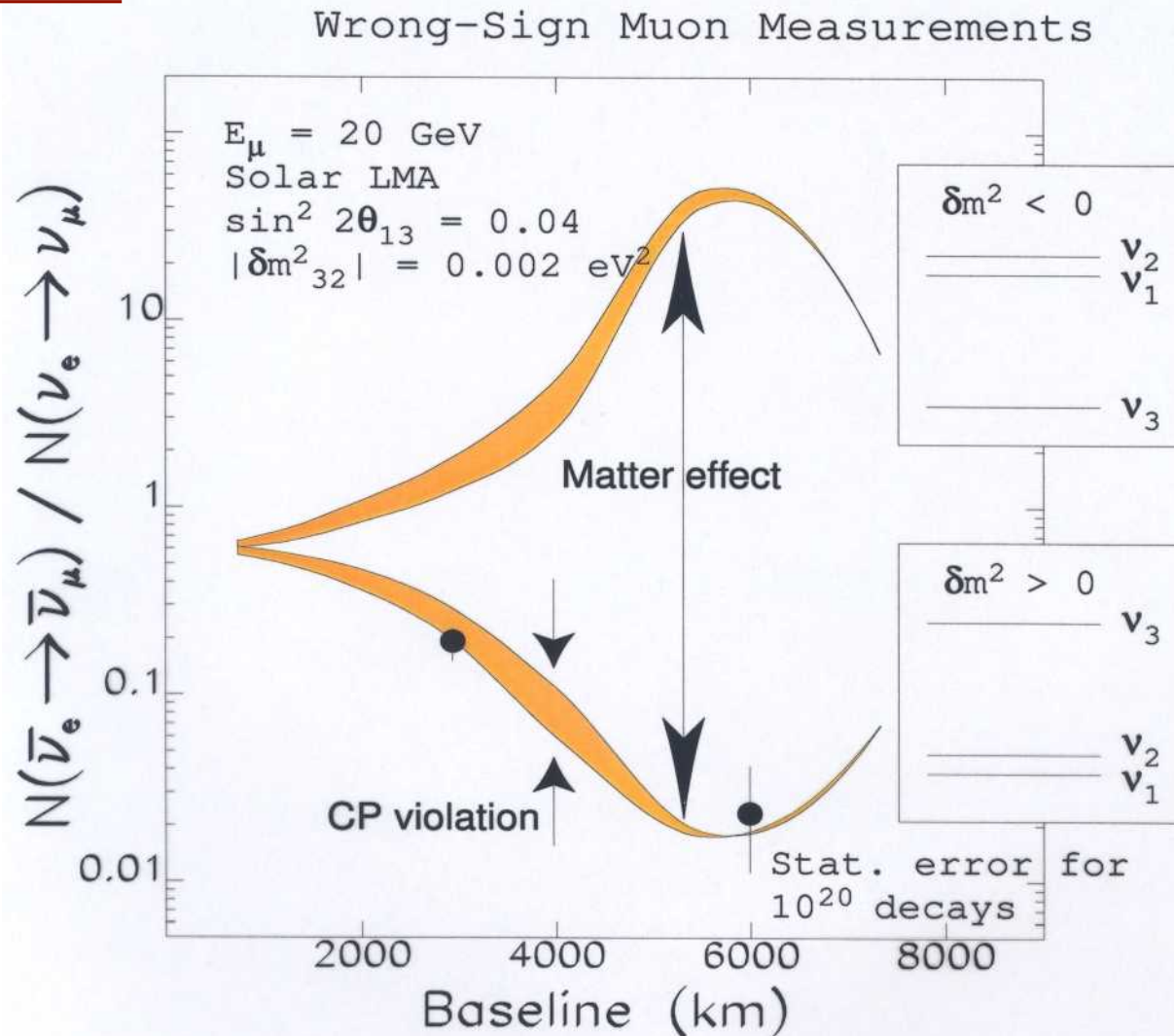


Figure 2: Predicted ratios of $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ to $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ rates at a 20 GeV neutrino factory. The statistical error shown corresponds to 10^{20} muon decays of each sign and a 50 kt detector.

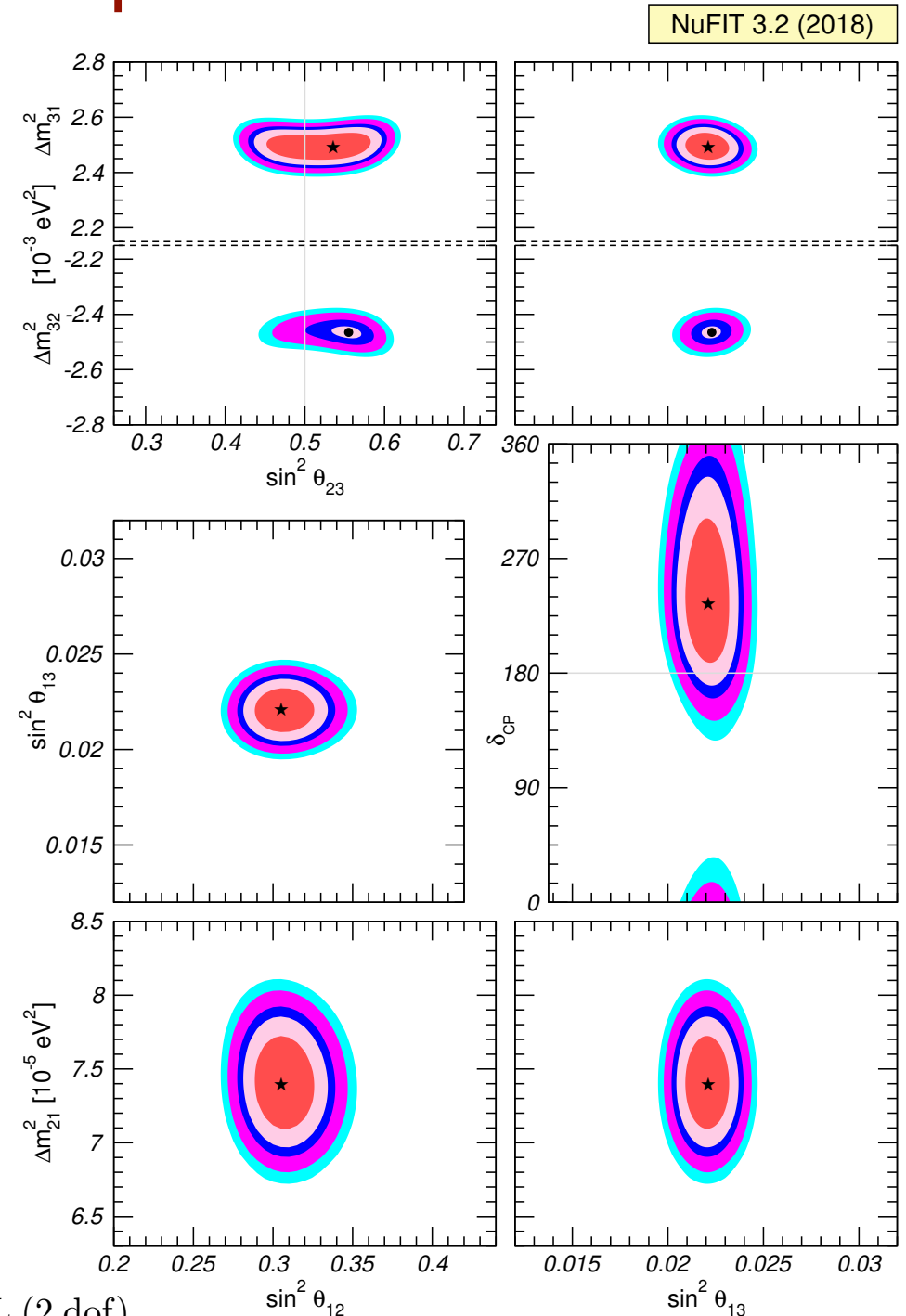
- Un baseline de $L = \mathcal{O}(3000 \text{ km})$ est nécessaire/optimale

[Barger, Geer, Raja, Whisnant]

Bilan des résultats expérimentaux

L'ensemble des données (à quelques anomalies près) est parfaitement décrit dans le cadre des oscillations à 3 saveurs, et la détermination des paramètres d'oscillations est de plus en plus précise

[I. Esteban et al., NuFit 3.2 (2018)]



The different contours correspond to 1σ , 90%, 2σ , 99%, 3σ CL (2 dof).

Precision measurements

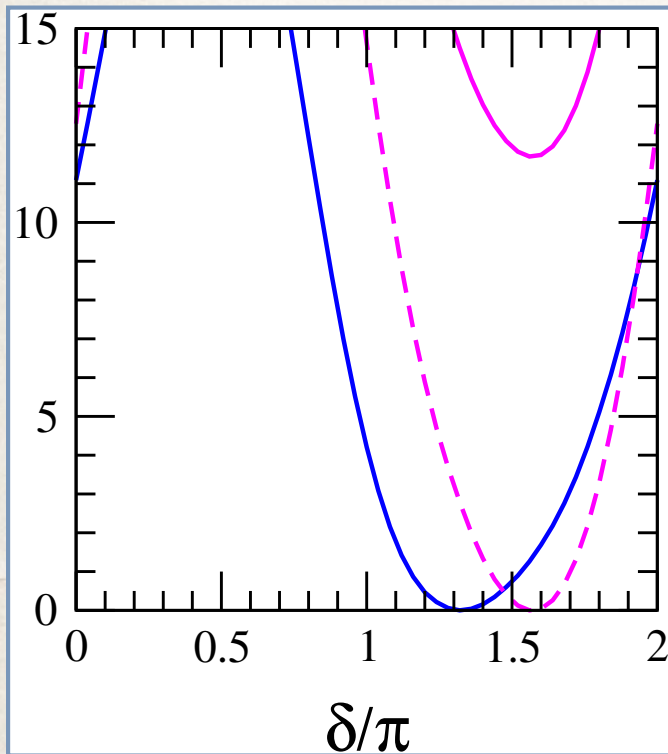
<https://globalfit.astroparticles.es/>

parameter	best fit $\pm 1\sigma$	3σ range	
Δm_{21}^2 [10^{-5}eV^2]	$7.55^{+0.20}_{-0.16}$	7.05–8.14	2.4%
$ \Delta m_{31}^2 $ [10^{-3}eV^2] (NO)	2.50 ± 0.03	2.41–2.60	1.3%
$ \Delta m_{31}^2 $ [10^{-3}eV^2] (IO)	$2.42^{+0.03}_{-0.04}$	2.31–2.51	1.3%
$\sin^2 \theta_{12}/10^{-1}$	$3.20^{+0.20}_{-0.16}$	2.73–3.79	5.5%
$\sin^2 \theta_{23}/10^{-1}$ (NO)	$5.47^{+0.20}_{-0.30}$	4.45–5.99	4.7%
$\sin^2 \theta_{23}/10^{-1}$ (IO)	$5.51^{+0.18}_{-0.30}$	4.53–5.98	4.4%
$\sin^2 \theta_{13}/10^{-2}$ (NO)	$2.160^{+0.083}_{-0.069}$	1.96–2.41	3.5%
$\sin^2 \theta_{13}/10^{-2}$ (IO)	$2.220^{+0.074}_{-0.076}$	1.99–2.44	3.5%
δ/π (NO)	$1.32^{+0.21}_{-0.15}$	0.87–1.94	10%
δ/π (IO)	$1.56^{+0.13}_{-0.15}$	1.12–1.94	9%

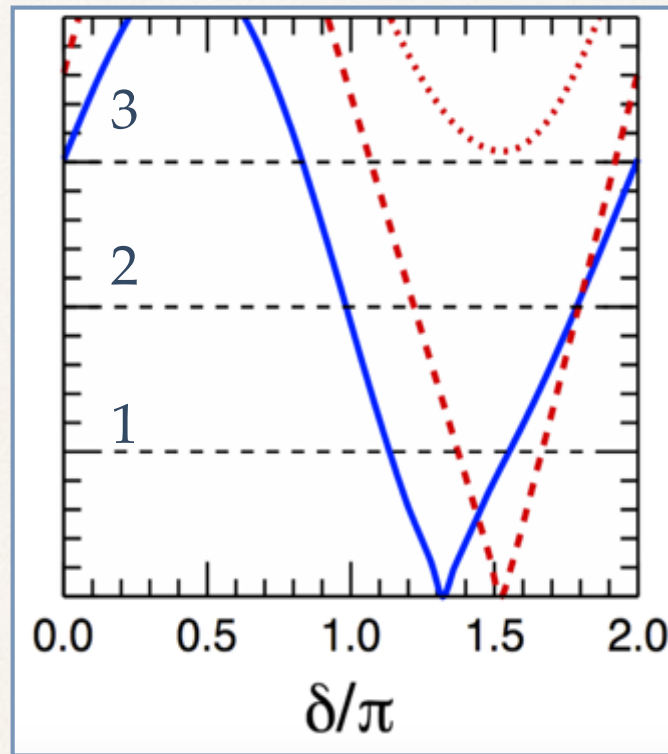
relative 1σ uncertainty

Measurement of the CP phase

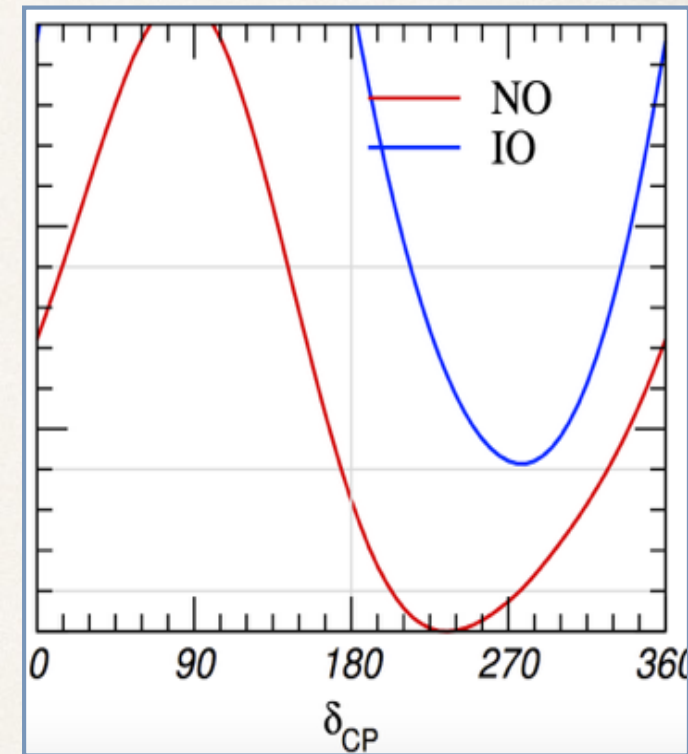
$\Delta\chi^2$, Valencia [1708.01186]



$N\sigma$, Bari [1804.09678]



$\Delta\chi^2$, NuFit v3.2



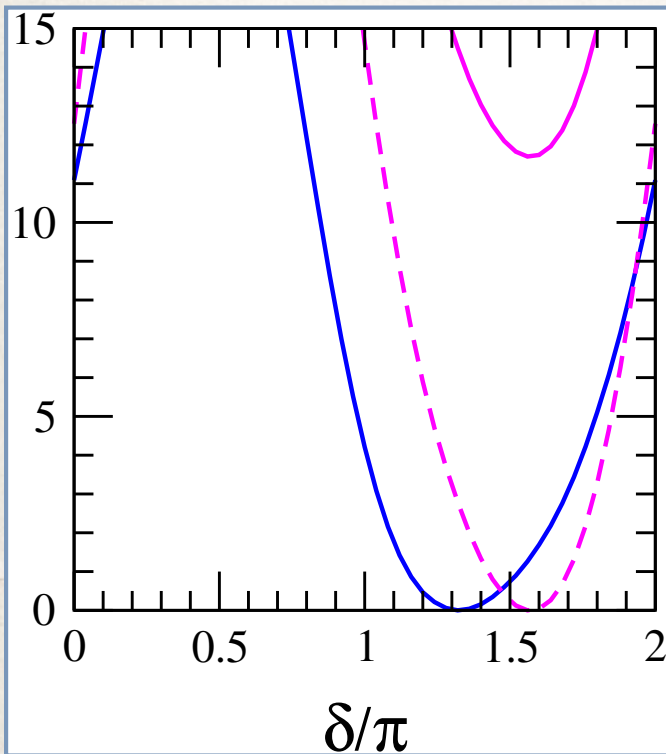
SK-atm not included

- preference for $\pi < \delta < 2\pi$, with CP conservation allowed at 2σ (3.8σ) for NO (IO)
- preferred value depends on mass ordering:

$\delta_{NO} = 1.32 \pi$
 $\delta_{IO} = 1.56 \pi$

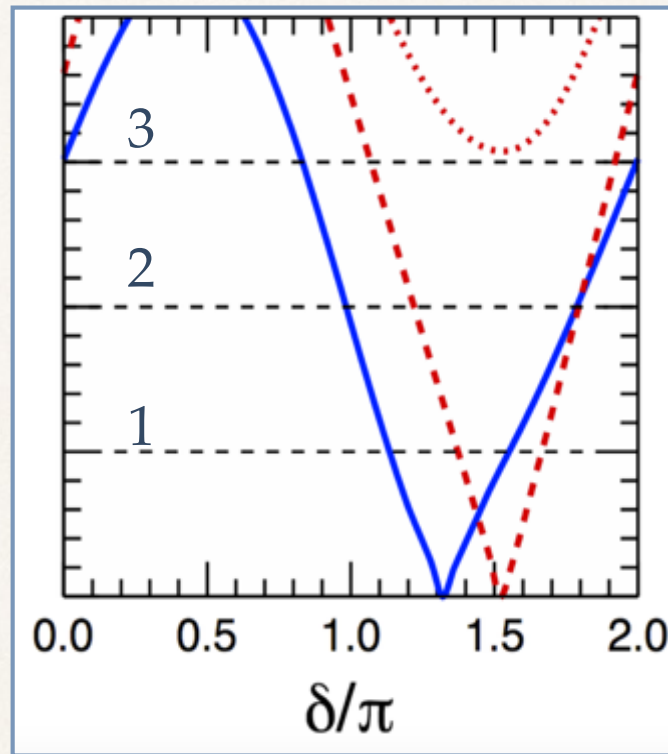
Sensitivity to the mass ordering

$\Delta\chi^2$, Valencia [1708.01186]



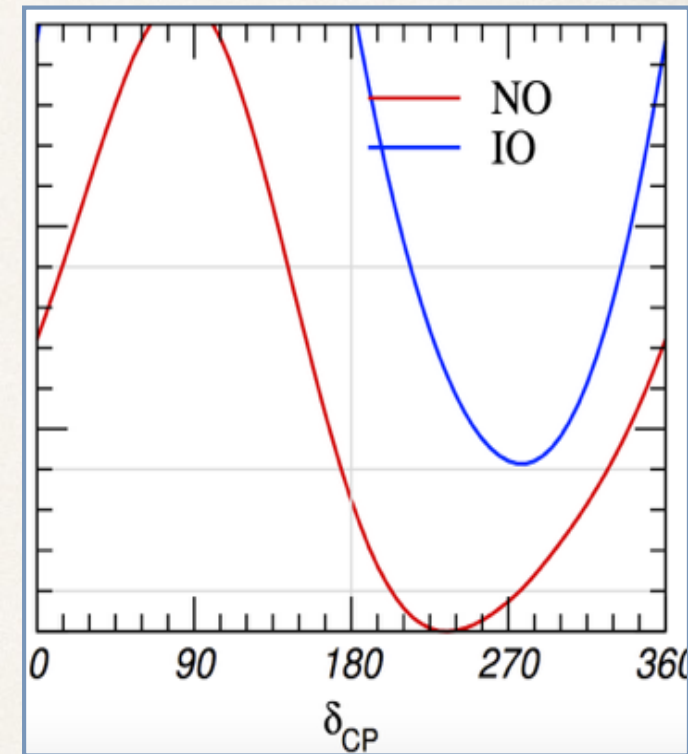
IO disfavoured at 3.4σ

$N\sigma$, Bari [1804.09678]



IO disfavoured at 3.1σ

$\Delta\chi^2$, NuFit v3.2



IO disfavoured at $2\sigma^*$

Preference for NO at $\sim 3\sigma$ when all
data are considered

*SK-atm not included

Summary

- ❖ Current status of three-neutrino oscillation parameters:
 - very precise and robust determinations for most of them (1.3-10%)
 - slight preference for θ_{23} at the 2nd octant, with $\Delta\chi^2(45^\circ) = 1.6$ for NO
 - preference for $\pi < \delta < 2\pi$, with CP conservation allowed at 2σ
 - 3σ hint for NO from atmospheric, LBL and reactor data

⇒ new T2K and NOvA data may affect δ and θ_{23} octant results

 - ❖ By 2025 / 2026:
 - oscillation parameters will be measured with precision 0.6-3%
 - θ_{23} octant can be resolved at more than 3σ (for some values)
 - 2- 3σ sensitivity to CP violation at NOvA and T2K-II
 - 3σ sensitivity to MO from reactor, accelerator and nu-telescopes

⇒ combined / global analyses may exploit complementarities

 - ❖ for sensitivities above 3σ from a single experiment
- ⇒ next generation of experiments: DUNE, Hyper-Kamiokande

Sterile neutrinos

Several experimental anomalies suggest the existence of sterile neutrinos

LSND (1993-1998): $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oscillations

Excess of $\bar{\nu}_e$ events over background at 3.8σ

Not observed by KARMEN

MiniBooNE (2002-2012):

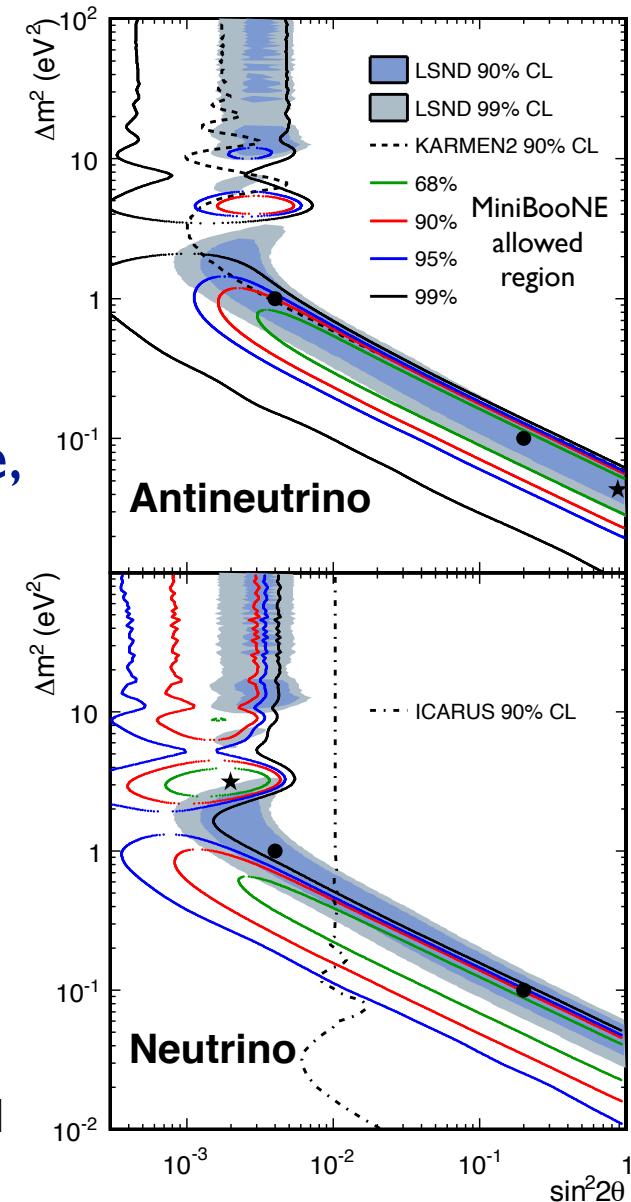
$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ data: no excess in the 475-1250 MeV range,
but unexplained 3σ excess at low energy

$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ data: $\bar{\nu}_e$ excess in the $E > 475$ MeV
region consistent with LSND-like oscillations,
but not very significant (2.8σ)

A low-energy excess is also seen

→ inconclusive

[MiniBooNE 2-neutrino fit using the full
200-1250 MeV data, arXiv:1303.2588]



IceCube (2016):

excludes most of the LSND + MiniBooNE allowed region through ν_μ disappearance

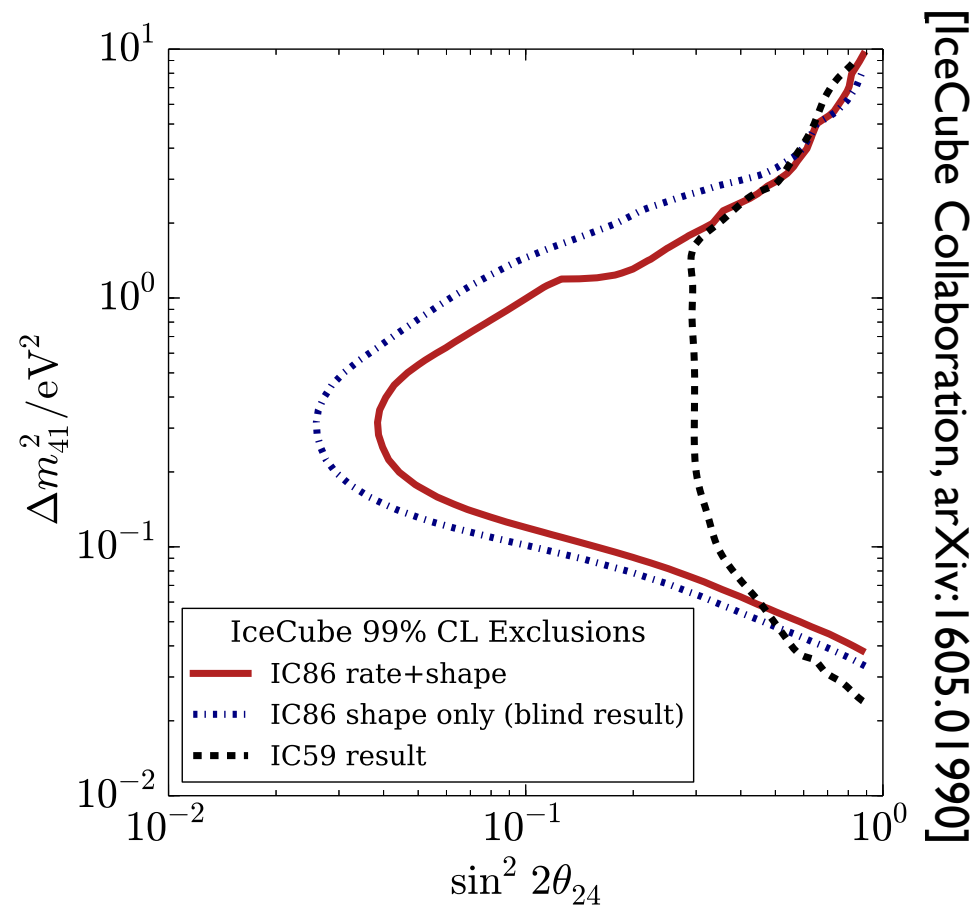


FIG. 4. Results from IceCube sterile neutrino searches (regions to the right of the contours are excluded). The dot-dashed blue line shows the result of the original analysis based on shape alone, while the solid red line shows the final result with a normalization prior included to prevent degeneracies between the no-steriles hypothesis and sterile neutrinos with masses outside the range of sensitivity. The dashed black line is the exclusion range derived from an independent analysis of data from the 59-string IceCube configuration.

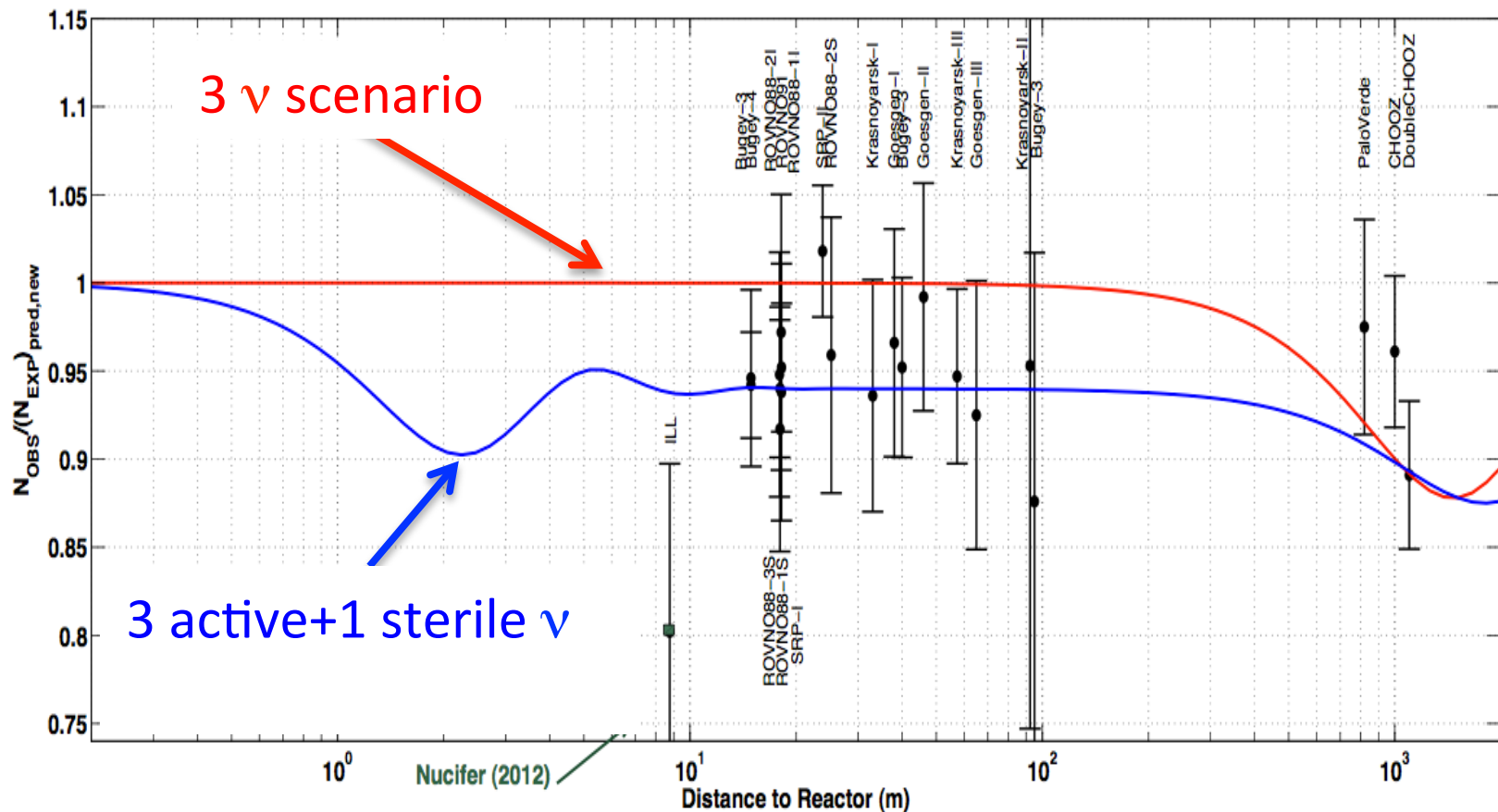
Reactor antineutrino anomaly (2011):

New computation of the reactor antineutrino spectra
[Th. Mueller et al., 2011 - P. Huber, 2011]

⇒ increase of the flux by about 3%

⇒ deficit of antineutrinos in SBL reactor experiments

Mean observed to predicted rate 0.943 ± 0.023 [G. Mention et al., arXiv:1101.2755]



[D. Lhuillier, talk at IPA 2016]

Gallex-SAGE calibration experiments:

Calibration of the Gallex and SAGE experiments with radioactive sources
⇒ observed deficit of ν_e with respect to predictions

$$R = 0.86 \pm 0.05$$

All these anomalies suggest oscillations with a new $\Delta m^2 \gtrsim 1 \text{ eV}^2$

However, no coherent picture of all data with an additional (or even 2) sterile neutrinos: tension between appearance (LSND/MiniBooNE antineutrino data) and disappearance experiments (reactors + ν_μ disappearance experiments, including IceCube) + tension between LSND and MiniBooNE neutrino data

Also, cosmology leaves little room for a sterile neutrino:

$$N_{\text{eff}} = 3.15 \pm 0.23 \quad (68\% \text{ C.L.}) \quad [\text{Planck 2015} + \text{BAO}]$$

→ need experimental clarification

Remark: from a theoretical point of view, no constraint on the mass of a sterile neutrino ⇒ could be in the keV range (and possible dark matter candidate), in the GeV-TeV range or above

How to account for neutrino masses?

Simplest possibility: add a RH neutrino to the SM

In addition to the Dirac mass term $-m_D \bar{\nu}_L N_R + \text{h.c.}$, must write a Majorana mass term for the RH neutrino, which is allowed by all (non-accidental) symmetries of the SM (or justify its absence):

$$-\frac{1}{2} M \bar{N}_L^c N_R + \text{h.c.} = -\frac{1}{2} M N_R^T C N_R + \text{h.c.} \quad \Delta L = 2 \quad \Delta T^3 = 0$$

[only lepton number, if imposed, can forbid this term]

Mass eigenstates : write the mass terms in a matrix form and diagonalize

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{mass}} &= -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_L & \bar{N}_L^c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_R^c \\ N_R \end{pmatrix} + \text{h.c.} \\ &= -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_{L1} & \bar{\nu}_{L2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{R1}^c \\ \nu_{R2}^c \end{pmatrix} + \text{h.c.} \end{aligned}$$

$$\text{where } \begin{cases} \nu_{L1} = \cos \theta \nu_L - \sin \theta \nu_L^c \\ \nu_{L2} = \sin \theta \nu_L + \cos \theta \nu_L^c \end{cases}$$

Defining $\nu_{Mi} \equiv \nu_{Li} + \nu_{Ri}^c$ (such that $\nu_{Mi} = \nu_{Mi}^c$), one can see that the mass eigenstates are 2 Majorana neutrinos with masses m_1 and m_2 :

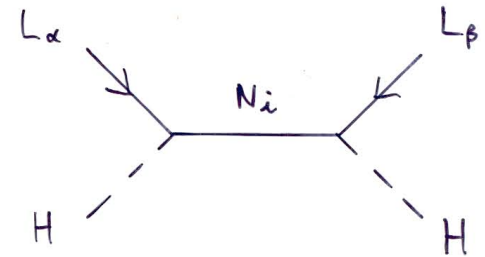
$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = -\frac{1}{2} \sum_{i=1,2} m_i \bar{\nu}_{Li} \nu_{Ri}^c + \text{h.c.} = -\frac{1}{2} \sum_{i=1,2} m_i \bar{\nu}_{Mi} \nu_{Mi}$$

“Seesaw” limit: $M \gg M_W \gtrsim m_D$

(N_R = gauge singlet $\Rightarrow$ M unconstrained by electroweak symmetry breaking)

$$m_1 \simeq -m_D^2/M \ll M_W \quad m_2 \simeq M \gg M_W$$

$$\sin \theta \simeq -\frac{m_D}{M} \ll 1 \quad \Rightarrow \quad \nu_{L1} \simeq \nu_L, \quad \nu_{L2} \simeq N_L^c$$



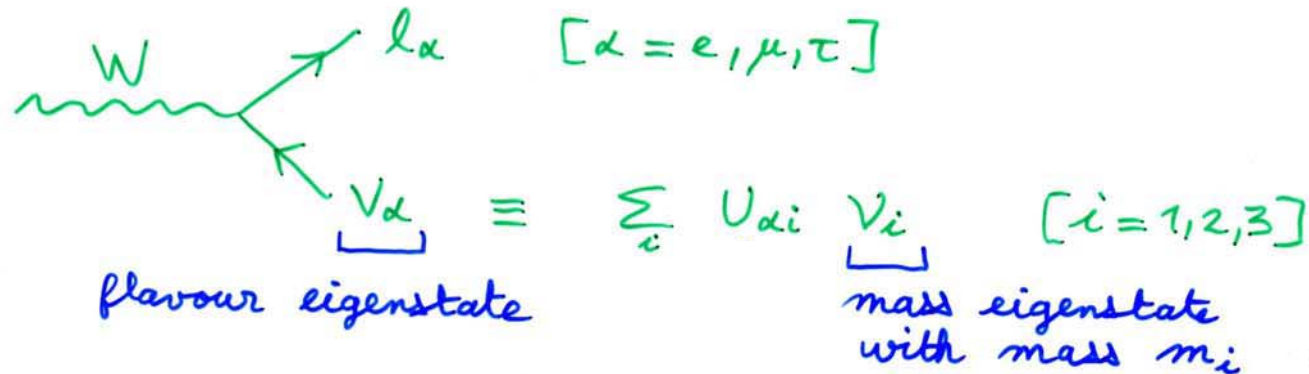
→ the light Majorana neutrino is essentially the SM neutrino

→ natural explanation of the smallness of neutrino masses

New physics interpretation: M = characteristic scale of the new physics responsible for lepton number violation – might be related to Grand Unification: the fermion content of $SO(10)$ includes a RH neutrino in addition to the SM fermions, which gets its mass from the spontaneous breaking of the $SO(10)$ gauge symmetry

Active-sterile neutrino mixing

Standard case (3 flavours):



Add a sterile neutrino:

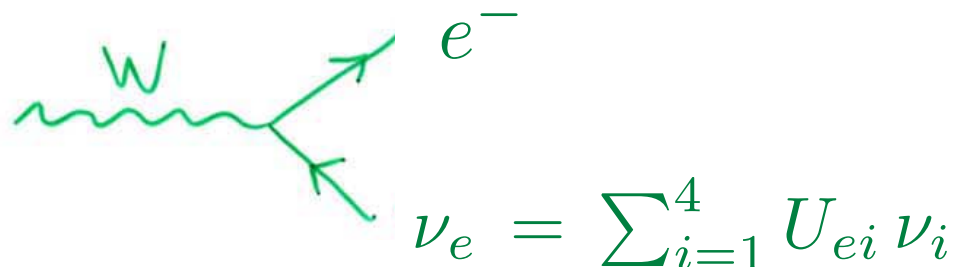
$$\nu_\alpha = \sum_{i=1}^4 U_{\alpha i} \nu_i \quad [\alpha = e, \mu, \tau]$$

ν_s flavour eigenstate

ν_4 mass eigenstate (m_4)

$U = 4 \times 4$ unitary matrix

Only ν_e, ν_μ, ν_τ couple to electroweak gauge boson, but all four mass eigenstate are produced in a beta decay:



We are interested in short baseline oscillations with

$$\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \lesssim 1 \quad \Rightarrow \quad \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right) \gg \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right), \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E} \right)$$

→ approximate $\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{21}^2 = 0$, $\Delta m_{43}^2 = \Delta m_{42}^2 = \Delta m_{41}^2 \equiv \Delta m_{\text{SBL}}^2$

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} &\simeq 1 - 4 (|U_{\alpha 1}|^2 + |U_{\alpha 2}|^2 + |U_{\alpha 3}|^2) |U_{\alpha 4}|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right) \\ &\equiv 1 - \sin^2 2\theta_{\alpha\alpha} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right) \end{aligned}$$

where $\sin^2 2\theta_{\alpha\alpha} \equiv 4 (1 - |U_{\alpha 4}|^2) |U_{\alpha 4}|^2$

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} &\simeq -4 \operatorname{Re} \left[(U_{\alpha 1} U_{\beta 1}^* + U_{\alpha 2} U_{\beta 2}^* + U_{\alpha 3} U_{\beta 3}^*) U_{\alpha 4}^* U_{\beta 4} \right] \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right) \\ &\equiv \sin^2 2\theta_{\alpha\beta} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right) \end{aligned}$$

where $\sin^2 2\theta_{\alpha\beta} \equiv 4 |U_{\alpha 4} U_{\beta 4}|^2$

Tension between appearance (LSND + MiniBooNE antineutrino data) and disappearance experiments (reactors, ν_μ disappearance experiments)

Reactors: $P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e} \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{ee} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right)$

require relatively small $\sin^2 2\theta_{ee} \equiv 4(1 - |U_{e4}|^2)|U_{e4}|^2 \simeq 4|U_{e4}|^2$
(using info from solar neutrino data)

IceCube, NOvA, MINOS: $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{\mu\mu} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right)$

require relatively small $\sin^2 2\theta_{\mu\mu} \equiv 4(1 - |U_{\mu4}|^2)|U_{\mu4}|^2 \simeq 4|U_{\mu4}|^2$
(using info from atm. neutrino data)

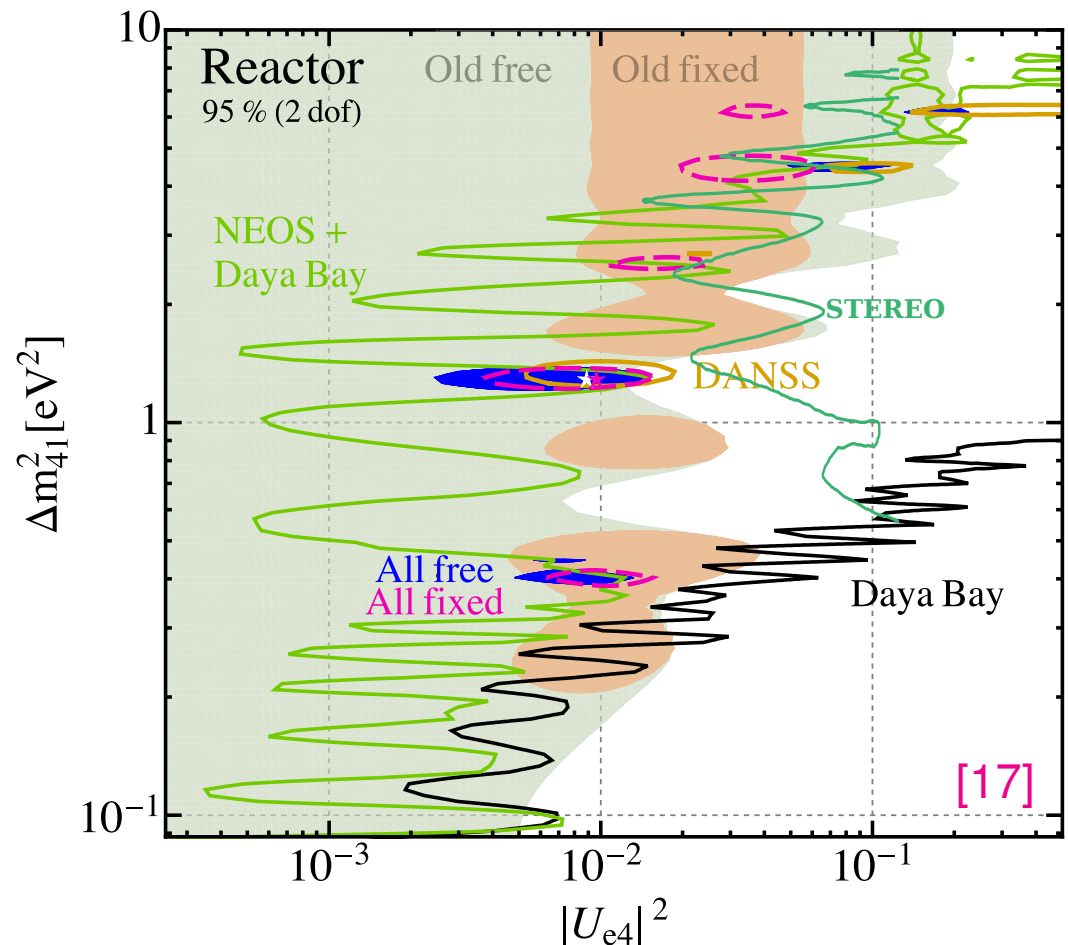
Appearance experiments (LSND + MiniBooNE antineutrino data):

$$P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e} \simeq \sin^2 2\theta_{e\mu} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E} \right)$$

require relatively large $\sin^2 2\theta_{e\mu} \equiv 4|U_{e4}U_{\mu4}|^2 \simeq \frac{1}{4} \sin^2 2\theta_{ee} \sin^2 2\theta_{\mu\mu}$

Global analysis of all reactor $\bar{\nu}_e$ disappearance data

- Total rates only $\Rightarrow$ two models [16]:
 - “free”: unconstrained normalizations for [^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu];
 - “fixed”: assumes Huber fluxes;
- spectral data as near/far ratios $\Rightarrow$ independent of flux assumptions;
- results [17]:
 - 2.9σ (3.5σ) hint for sterile ν from analysis with free (fixed) fluxes;
 - fit dominated by DANSS+NEOS;
 - DANSS osc. agree with NEOS;
 - DANSS osc. in tension with fixed.



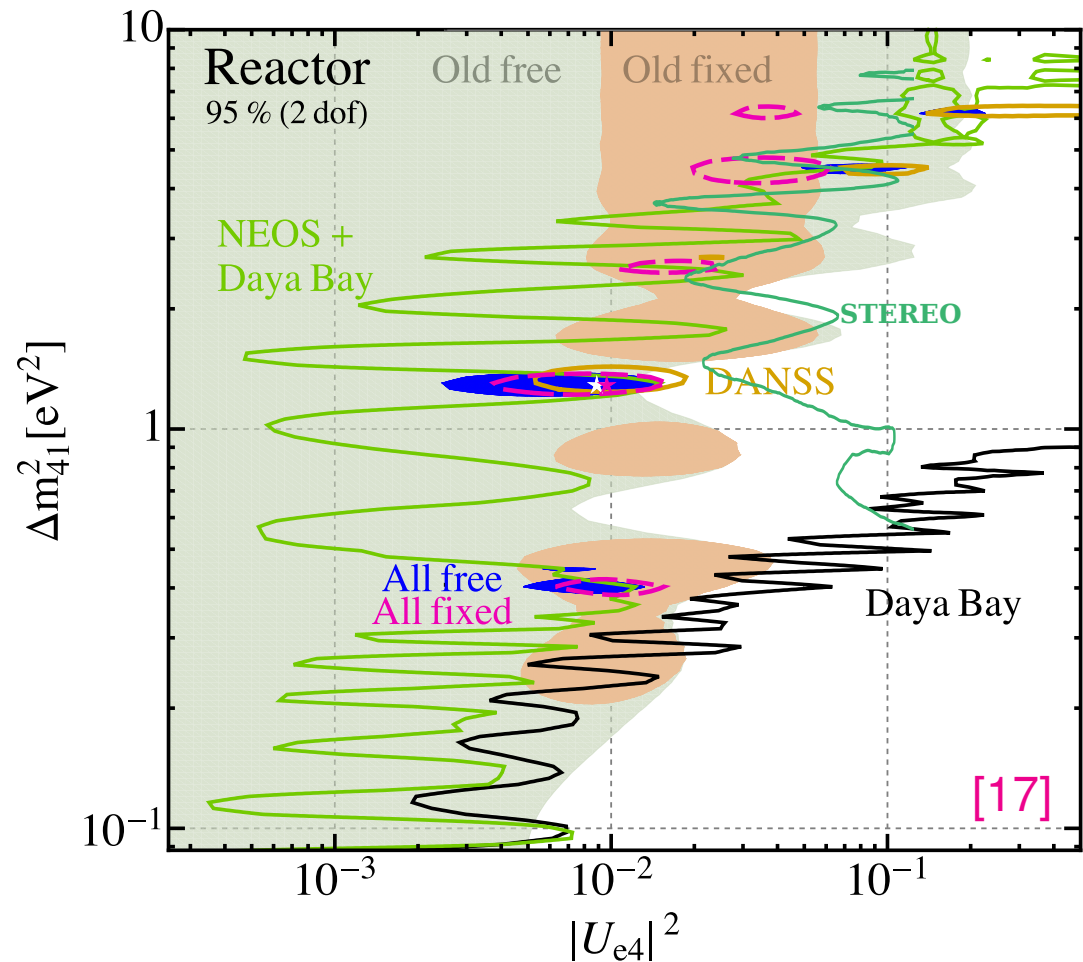
[16] M. Dentler *et al.*, JHEP 11 (2017) 099 [arXiv:1709.04294].

[17] M. Dentler *et al.*, arXiv:1803.10661.

$\Rightarrow$ Poster #M/147: Á. Hernández-Cabezudo

Global analysis of all reactor $\bar{\nu}_e$ disappearance data

- Total rates only $\Rightarrow$ two models [16]:
 - “free”: unconstrained normalizations for $[^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}, ^{239}\text{Pu}, ^{241}\text{Pu}]$;
 - “fixed”: assumes Huber fluxes;
- spectral data as near/far ratios $\Rightarrow$ independent of flux assumptions;
- results [17]:
 - 2.9σ (3.5σ) hint for sterile ν from analysis with free (fixed) fluxes;
 - fit dominated by DANSS + NEOS;
 - DANSS osc. agree with NEOS;
 - DANSS osc. in tension with fixed.



[16] M. Dentler *et al.*, JHEP **11** (2017) 099 [arXiv:1709.04294].

[17] M. Dentler *et al.*, arXiv:1803.10661.

$\Rightarrow$ Poster #M/147: Á. Hernández-Cabezudo

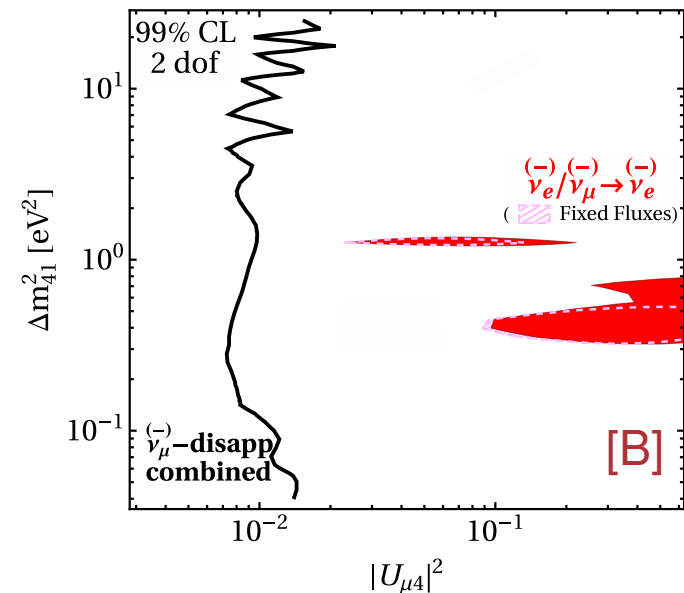
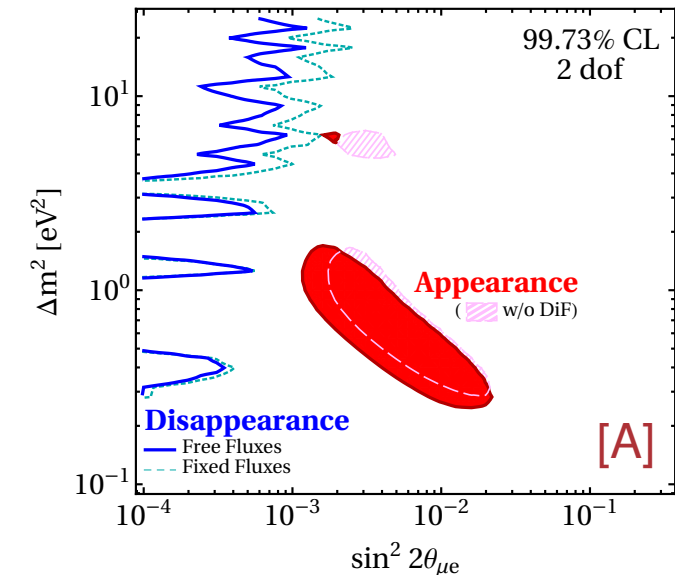
(3+1): tension among data samples

- Limits on $\nu_e \rightarrow \nu_e$ and $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ disappearance imply a bound on the $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ appearance probability;
- such bound is stronger than what is required to explain the **LSND** and **MiniBooNe** excesses [A];
- hence, severe tension arises between **APP** and **DIS** data: $\chi^2_{\text{PG}}/\text{dof} = 29.6/2 \Rightarrow \text{PG} = 3.7 \times 10^{-7}$ [17];
- a similar result is visible when comparing “ ν_e -data” ($\nu_e \rightarrow \nu_e$ and $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$) and “ ν_μ -data” ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$) [B];
- note: tension between **APP** and **DIS** data first pointed out in 1999 [34]. Full global fit in 2001 [35] cornered (3+1) models. No conceptual change since then...

[17] M. Dentler *et al.*, arXiv:1803.10661.

[34] S.M. Bilenky *et al.*, PRD **60** (1999) 073007 [hep-ph/9903454].

[35] MM, Schwetz, Valle, PLB **518** (2001) 252 [hep-ph/0107150].



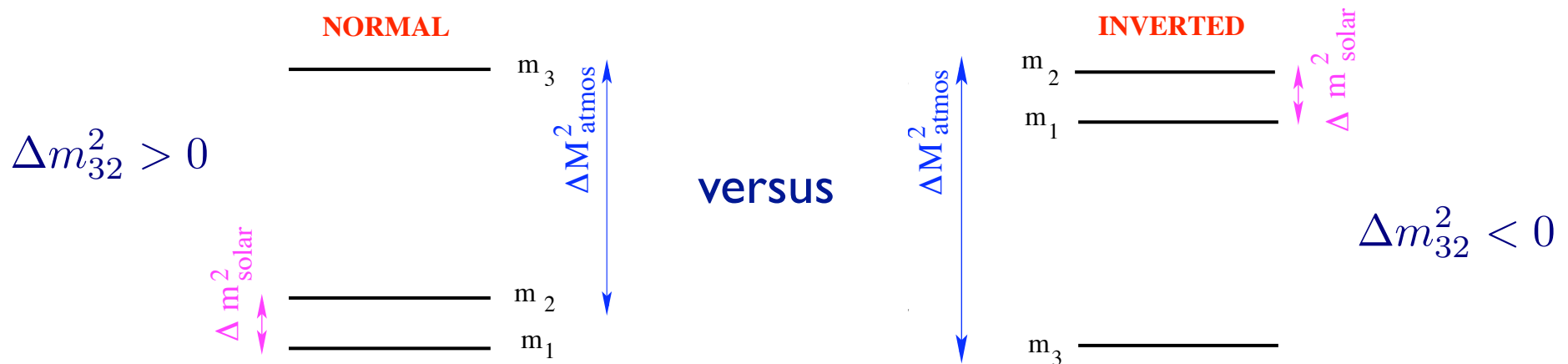
Conclusion: questions ouvertes

1) Le mélange leptonique reflète-t-il une symétrie sous-jacente ?

e.g. l'angle θ_{23} est-il maximal ? ($\sin^2 2\theta_{23} = 1$) Sinon quel octant ?

→ mesures de précision (expériences long baseline)

2) Quelle est la hiérarchie de masse?



→ effets de matière (expériences long baseline, neutrinos atmosphériques)
ou étude de précision des oscillations des antineutrinos de réacteurs

3) Quelle est l'échelle absolue des masses des neutrinos ?

seules les différences des carrés des masses sont connues

→ désintégration bêta, cosmologie

Limites actuelles: $m_{\nu_e} < 2.2 \text{ eV}$ (95% C.L.) (Troitsk/Mainz)

$$\sum m_\nu < 0.23 \text{ eV} \quad (95\%; \text{Planck} + \text{WP} + \text{highL} + \text{BAO})$$

4) La symétrie CP est-elle violée dans le secteur des leptons ?

i.e. a-t-on $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \neq P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$ dans le vide?

condition nécessaire pour la leptogenèse [pas obligatoirement dans oscillations]

→ expériences long baseline

5) Les neutrinos sont-ils des fermions de Dirac ou de Majorana ?

Majorana $\Rightarrow$ violation du nombre leptonique

$\Rightarrow$ importantes conséquences théoriques (leptogenèse, GUT...)

→ double désintégration bêta sans émission de neutrino

6) Existe-t-il plus de 3 neutrinos ?

certaines données expérimentales ne peuvent s'expliquer avec 3 neutrinos (LSND, anomalie des réacteurs...) $\Rightarrow$ suggèrent neutrino(s) stérile(s) de masse de l'ordre d' 1eV

7) la saveur leptonique est-elle violée de manière importante dans le secteur des leptons chargés ?

oscillations = violation de la saveur leptonique dans le secteur des neutrinos
 $\Rightarrow$ existence de processus tels que $\mu \rightarrow e\gamma$, $\mu \rightarrow 3e$, $\tau \rightarrow 3\mu \dots$
pas observés à ce jour

9) quelle est l'origine des masses des neutrinos?

certaines mécanismes sont testables aux collisionneurs (seesaw à basse énergie, modèles radiatifs...)

.....