

Cours de physique des particules
(MA1 ou MA2)
Année académique 2023-24
PHYSF-416 (5ECTS)

CHAPITRE 8 : LES OSCILLATIONS DES NEUTRINOS : Neutrinos solaires et atmosphériques

Rappel : plan du cours

- I. Introduction et rappels
- II. Symétries et lois de conservation
- III. Modélisation des interactions fondamentales et prédictions
- IV. Interactions faibles
- V. Interactions électrofaibles
- VI. Violation CP
- VII. Les oscillations des neutrinos
- VIII. Les oscillations des neutrinos: solaires et atmosphériques
- IX. Les oscillations des neutrinos: sources artificielles
- X. Les propriétés des neutrinos

Chapitre VIII: Oscillations des neutrinos solaires et atmosphériques (sources naturelles)

- **VIII.1. Caractéristiques des sources et des détecteurs**
- **VIII.2. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos solaires**
- **VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques**

Chapitre VIII: Oscillations des neutrinos solaires et atmosphériques

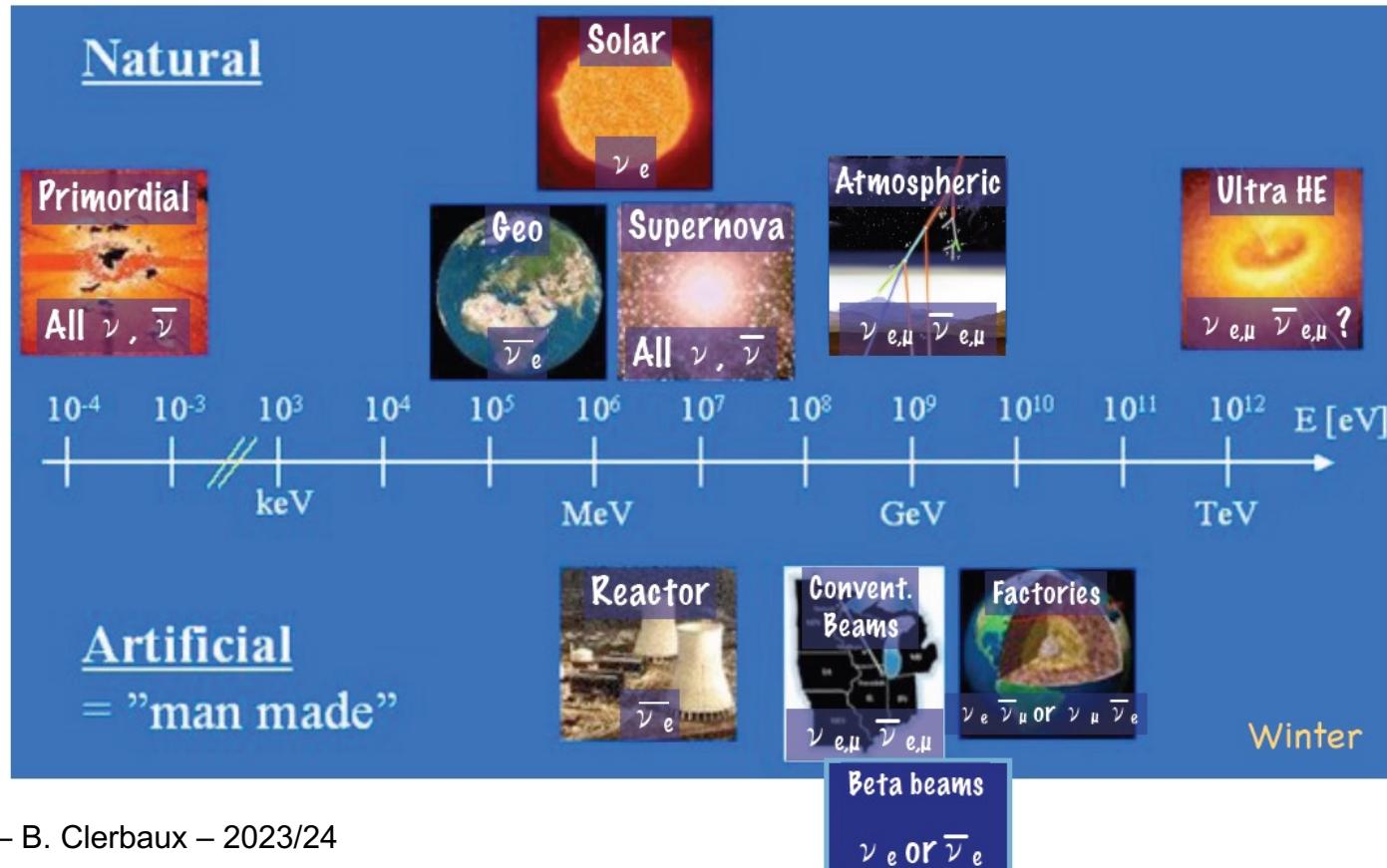
VIII.1. Caractéristiques des sources et des détecteurs

Deux caractéristiques de (presque) toutes les expériences d'oscillations de ν

- Cibles massives: dizaines de tonnes ou de kilotonnes, pour compenser la faible section efficace d'interaction des neutrinos.
- Souterraines pour protéger le détecteur des muons cosmiques – Une épaisseur de 1400 m de roches réduit le flux de μ de $100/\text{m}^2/\text{s}$ à $20/\text{m}^2/\text{jour}$

Chapitre VIII: Oscillations des neutrinos solaires et atmosphériques

VIII.1. Caractéristiques des sources et des détecteurs

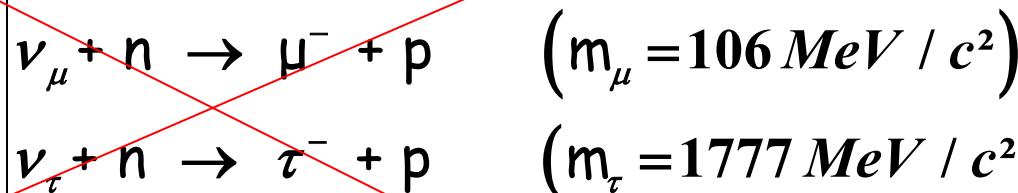


Chapitre VIII: Oscillations des neutrinos solaires et atmosphériques

■ VIII.2. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos solaires

Rappel: le soleil produit des ν_e avec $E < 19 \text{ MeV}$.

L'énergie des neutrinos solaires est donc insuffisante pour permettre les réactions



Dès lors, il s'agit d'**expériences de “disparition”**; on observe éventuellement la disparition des ν_e mais on n'observe pas l'apparition des ν_μ ou des ν_τ

Rappel = mass du proton = 938,272 MeV

neutron = 939,565 MeV

Expériences radio-chimiques (cf. Homestake)

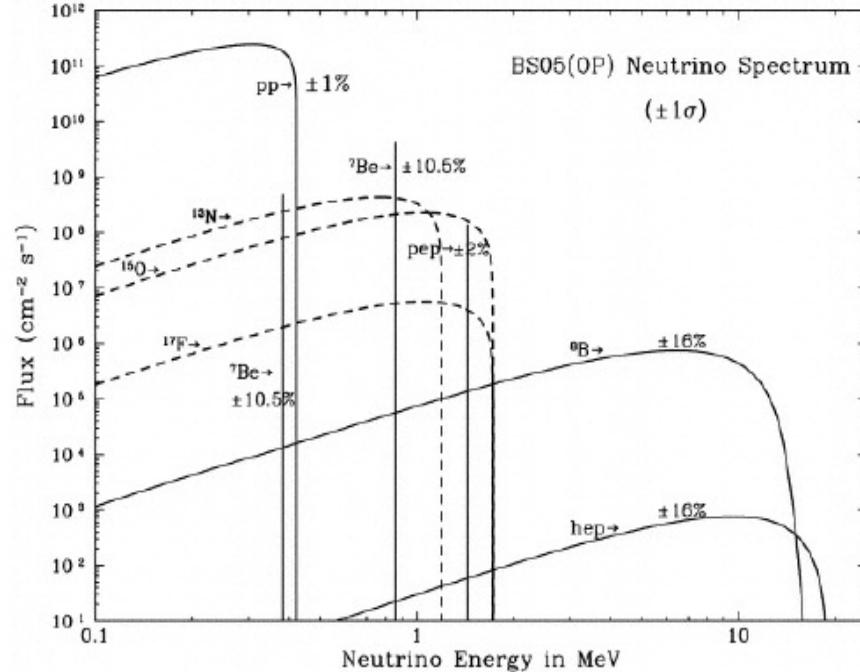
On a essayé d'améliorer la sensibilité des expériences radio-chimiques en abaissant le seuil de détection des ν_e :

Gallex, GNO (Gran Sasso), SAGE (Bal

$$\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^- \quad \tau_{{}^{71}\text{Ge}} \approx 24 \text{ jours}$$

$$E_{\text{thresh}} = 0.233 \text{ MeV} < E_{\nu\text{pp}}^{\max} = 0.423 \text{ MeV}$$

Le flux de ν détectables est beaucoup plus important que pour l'expérience Homestake avec le Cl (seuil 0.813 MeV)



Rappel: le soleil produit des ν_e avec $E < 19 \text{ MeV}$.

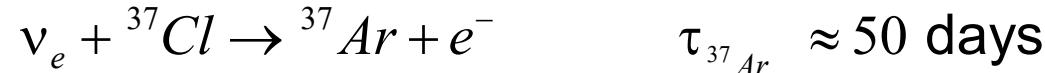
RAPPEL Chapitre VII: Les oscillations de neutrinos

■ VII.2. Le problème des neutrinos solaires

L'expérience de Homestake

1962: Raymond Davis (prix Nobel 2002) construit le 1^{er} grand détecteur souterrain pour observer les ν_e solaires, dans la mine d'or de Homestake, Sud Dakota, USA.

- Souterrain: pour réduire le bruit de fond dû aux rayons cosmiques
- Grand: pour maximiser la probabilité de capture des neutrinos dans le détecteur, une cuve de 400 000 l de perchloreéthylène (Cl_2C):



$$E_{Be} = 0.861 \text{ MeV} > E_{thresh} = 0.813 \text{ MeV} > E_{pp}^{\max} = 0.423 \text{ MeV}$$

- Toutes les 2 ou 3 semaines, l'Ar est extrait du liquide par des processus chimiques ($\varepsilon \sim 90\%$ - 10 à 20 atomes!), transformé en Ar gazeux et envoyé dans une chambre proportionnelle pour identification des désintégrations radioactives (~1/jour!).

RAPPEL : Chapitre VII: Les oscillations de neutrinos

■ VII.2. Le problème des neutrinos solaires

L'expérience de Homestake:

1968: le flux de ν_e mesuré par Davis est $\sim 1/3$ de celui prévu par Bahcall (1963) à partir du modèle standard du soleil.

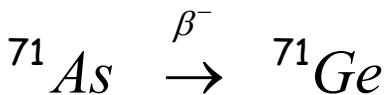
C'est le début du
problème
des neutrinos solaires!



Exemple : GALLEX

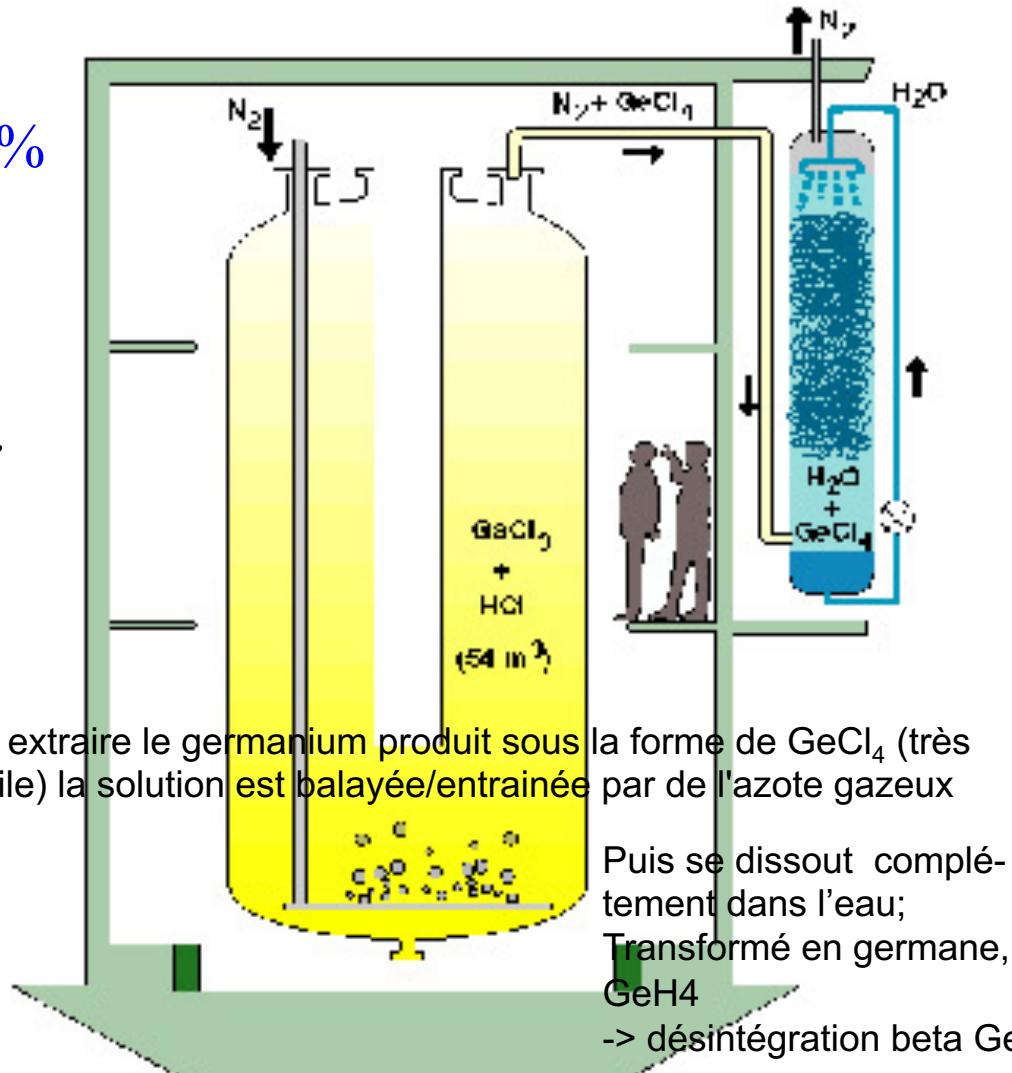
Expérience qui prend des données entre 1991-1997

Efficacité de l'extraction $\geq 99\%$
calibrée avec une source de ν
(^{51}Cr , 1.8 MCi !!!)
et par injection dans la cuve de



Ces expériences confirment le déficit de ν_e par rapport aux prédictions du modèle solaire standard:
 $\Phi_{\text{mesuré}} \sim 60\% \Phi_{\text{prédict}}$

(33% for Homestake)



Pour extraire le germanium produit sous la forme de GeCl_4 (très volatile) la solution est balayée/entrainée par de l'azote gazeux
Puis se dissout complètement dans l'eau;
Transformé en germane, GeH_4
-> désintégration beta Ge

30 tonnes de Gallium qui sont stockées dans une cuve, sous forme de GaCl_3 mélangées à de l'acide chlorhydrique HCl

■ VIII.2. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos solaires

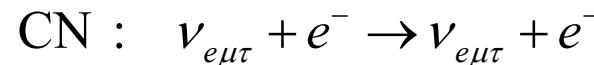
Les expériences à cible d'eau et effet Cerenkov:
Kamiokande et super-K (≥ 1989)

(Kamioka-Japon)

L'expérience Kamiokande (pour *Kamioka Nucleon Decay Experiment*) construite originellement pour le recherche de la désintégration du p

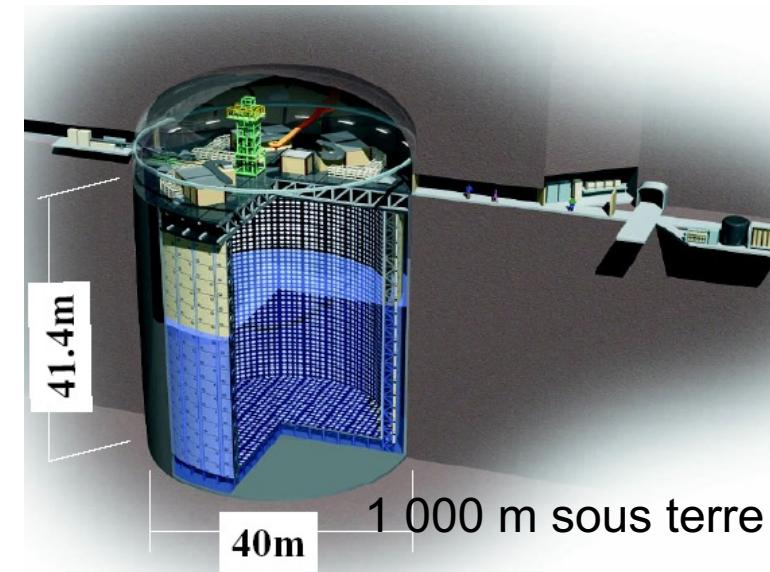
(Puis : *Kamioka Neutrinos Detection Exp.*)

Cette fois les ν_μ et les ν_τ sont aussi détectés par la réaction de diffusion élastique:



ce qui permet a priori de mesurer le flux total des ν solaires.

Neutrinos détectés par la lumière Cerenkov émises par les électrons diffusés, à l'aide de PM.



■ VIII.2. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos solaires

Les expériences à cible d'eau et effet Cerenkov:

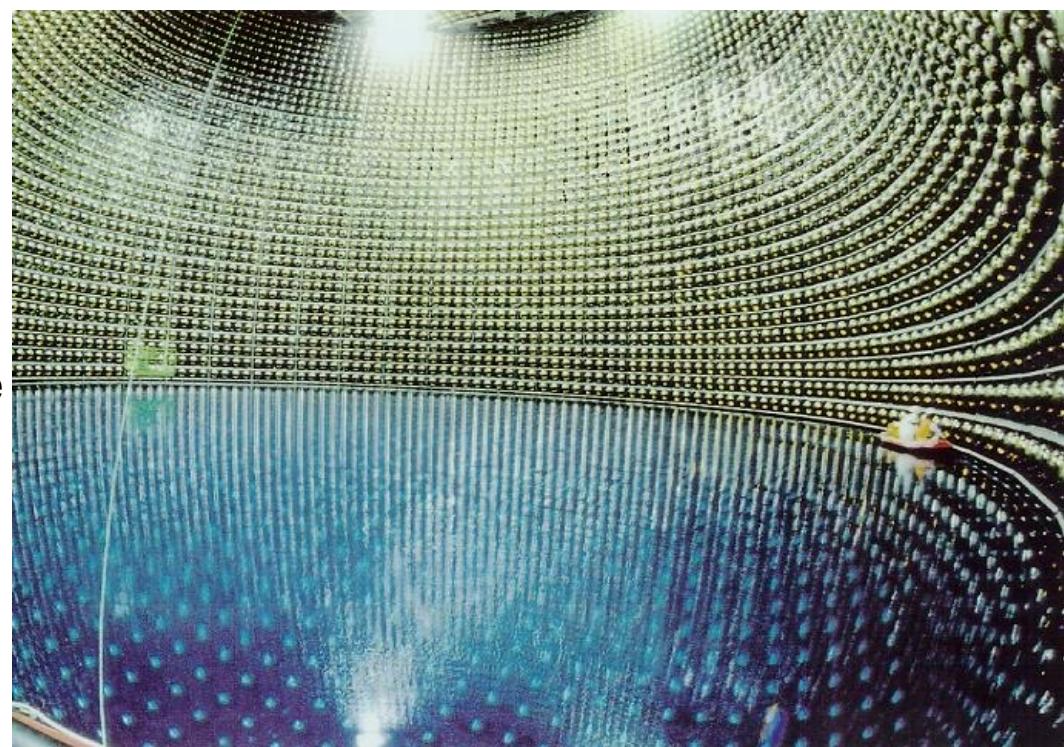
Kamiokande et super-K

Masse de la cible pour SK (K) :
50 (4) ktonnes d'eau très pure
vue par 11 200 (950) tubes PM
 ≈ 0.5 événement/(ktonne jour)



La cuve à moitié remplie d'eau

L'un des PM qui détectent la lumière Cerenkov et tapissent les parois de la cuve.



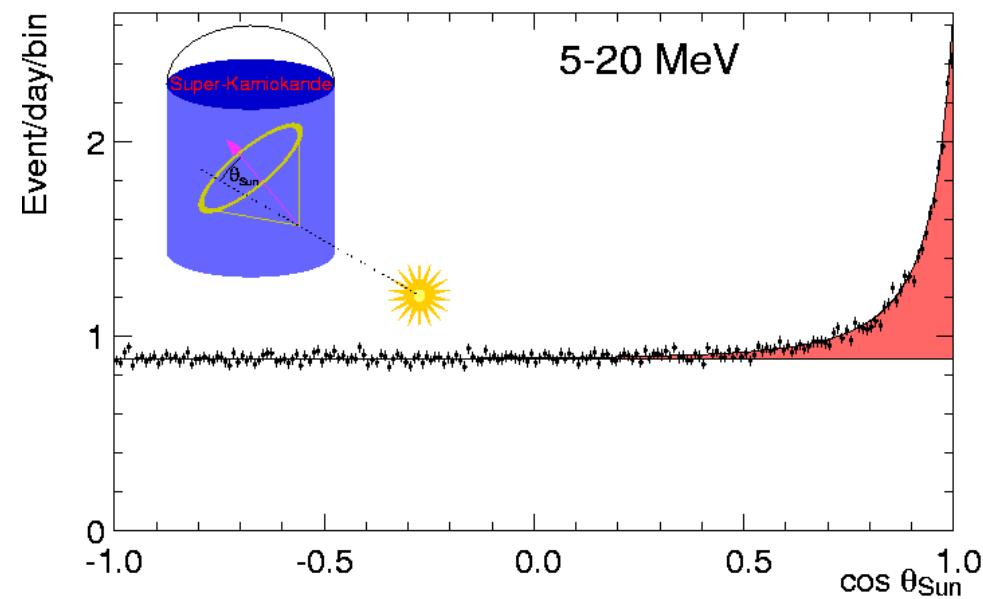
Premières données de SK : en 1996

■ VIII.2. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos solaires

Les expériences à cible d'eau et effet Cerenkov:
Kamiokande et super-K

La direction dont est issu le ν est corrélée à celle de l'électron qui peut être mesurée.

La distribution de l'angle entre l'électron et la direction du soleil confirme l'origine solaire de ces ν et le fait que ce dernier est bien issu d'un processus de fusion.



Une étude sur une différence éventuelle du flux entre le jour et la nuit (« effet jour-nuit ») où des effets de matière augmenteraient le flux de neutrinos électroniques, n'a pas montré de différence notable.

■ VIII.2. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos solaires

Les expériences à cible d'eau et effet Cerenkov:

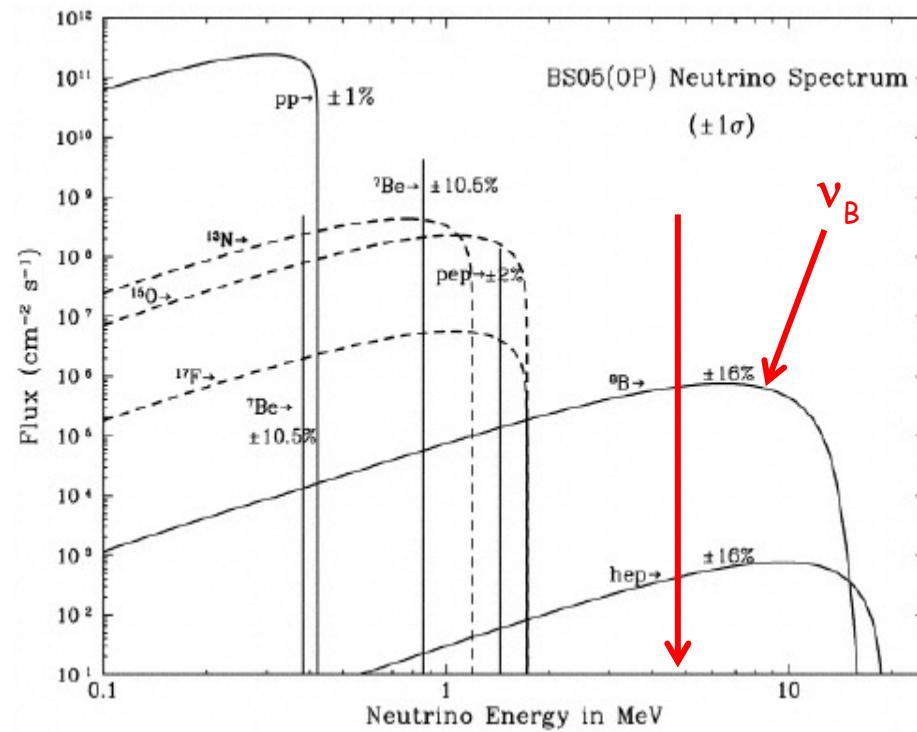
Kamiokande et super-K

Toutefois, pour le ν_e , la réaction CC se produit aussi:

$$\left. \begin{array}{l} \text{CN : } \nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- \\ \text{CC : } \nu_e + e^- \rightarrow e^- + \nu_e \\ \text{CN : } \nu_{\mu\tau} + e^- \rightarrow \nu_{\mu\tau} + e^- \end{array} \right\} \sigma(\nu_e) \approx 6 \times \sigma(\nu_{\mu\tau})$$

$$\rightarrow \varepsilon_{\nu_e} = 86\% \text{ et } \varepsilon_{\nu_{\mu\tau}} = 14\%$$

- En outre, seuil effectif élevé : 5 (7) MeV : voit seulement ν_B (ν issus de la désintégration du Bore)



■ VIII.2. Les expériences de détection d' oscillations de neutrinos solaires

Les expériences à cible d' eau et effet Cerenkov:

Kamiokande et super-K

En 2001, ils présentent leurs résultats: ils obtiennent 45 % du flux de ν attendu, en faisant l' hypothèse que ce sont toujours des ν_e qui n' ont pas oscillé qu' ils observent.

Faisons l' hypothèse qu' une fraction f des ν_e a oscillé vers des $\nu_{\mu\tau}$.

Si N est le nombre de ν attendus, le nombre de ν observés N' sera:

$$N' = ((1-f) \times 0.86 + f \times 0.14) N$$

$$\phi_{\text{mes}}/\phi_{\text{att}} = N'/0.86/N = ((1-f) \times 0.86 + f \times 0.14)/0.86 = 0.45$$

d' autant plus petit que f est grand. $\rightarrow f = 0.65$

Résultat compatible avec des oscillations: $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu\tau}$.

Mais on ne peut pas le prouver! On ne distingue pas les ν_e des $\nu_{\mu\tau}$.

VIII.2. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos solaires

L'Observatoire de Neutrinos de Sudbury (SNO) à cible d'eau lourde

Même principe que SK mais l'utilisation d'eau lourde permet de distinguer les ν_e et de mesurer directement le flux total de tous les ν .

ES $\left\{ \begin{array}{l} CN : \nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- \\ CC : \nu_e + e^- \rightarrow e^- + \nu_e \end{array} \right\}$ efficacité $\approx 86\%$

CN : $\nu_{\mu\tau} + e^- \rightarrow \nu_{\mu\tau} + e^-$ efficacité $\approx 14\%$



$$E_{\text{thresh}} = 1.4 \text{ MeV} \quad E_{\nu} \approx E_e \quad \sigma_E \approx 10 - 15\%$$



Neutron detection : $\epsilon \sim 14\%$

- capture $n + d \rightarrow t + 6.5 \text{ MeV} \gamma\text{-ray}$

- $\gamma\text{-ray}$ conversion to $e^+ - e^-$ pairs: Cerenkov signal

Cerenkov à eau lourde : Sudbury Neutrino Observatory (SNO) au Canada

1 ktonne d'eau lourde vue par ~ 9 500 tubes PM

Prise des données : entre 1999 et 2006

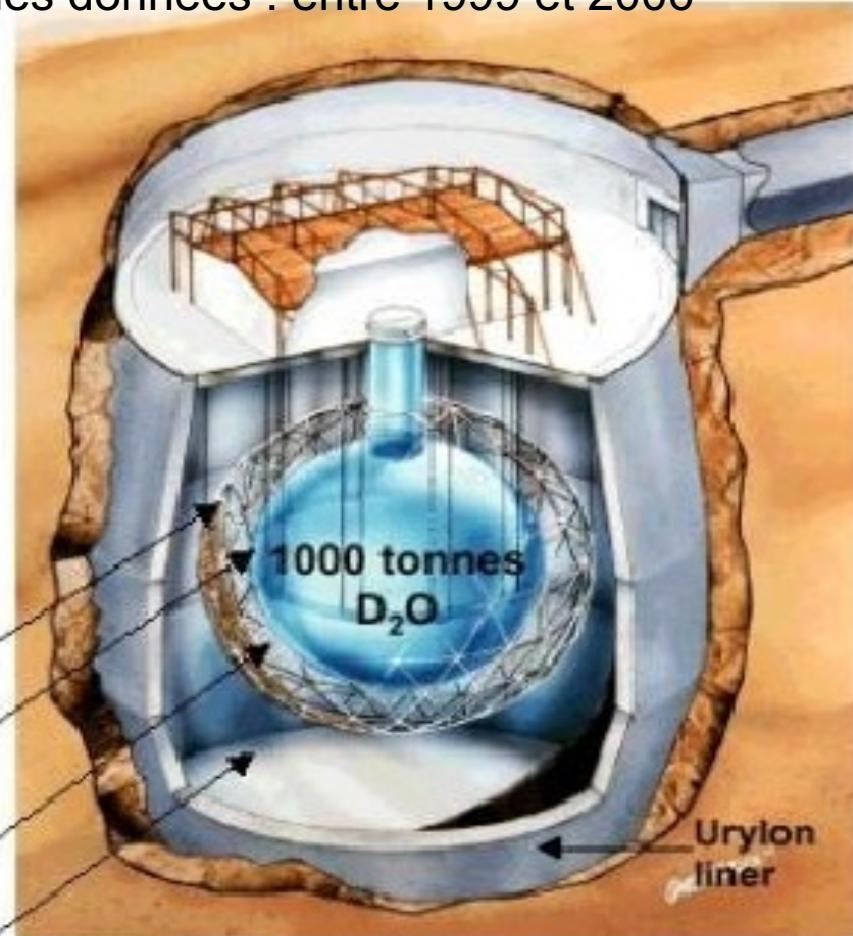


17.8m dia. PMT Support Structure
9456 PMTs, 56% coverage

12.01m dia. acrylic vessel

1700 tonnes of inner shielding H_2O

5300 tonnes of outer shielding H_2O



Host: INCO Ltd., Creighton #9 mine
Coordinates: 46° 28' 30'' N 81° 12' 04'' W
Depth: 2092 m (~6010 m.w.e., ~70 μ day⁻¹)

■ VIII.2. Les expériences de détection d' oscillations de neutrinos solaires

L' Observatoire de Neutrinos de Sudbury (SNO) à cible d' eau lourde

2001: flux mesuré de ν_e , à partir des interactions non ambiguës sur deutérium (CC):

$$\phi_e = 35\% \text{ du flux attendu}$$

Si on compare à Kamiokande : $45\% - 35\% = 10\%$ de ν_x ?

→ estimation grossière du flux total à Kamiokande

$$\phi_{\text{tot-K}} = 35\% + 10\% \times .86/.14 \sim 96\%$$

2002: flux total mesuré directement à SNO, à partir des ν_B :

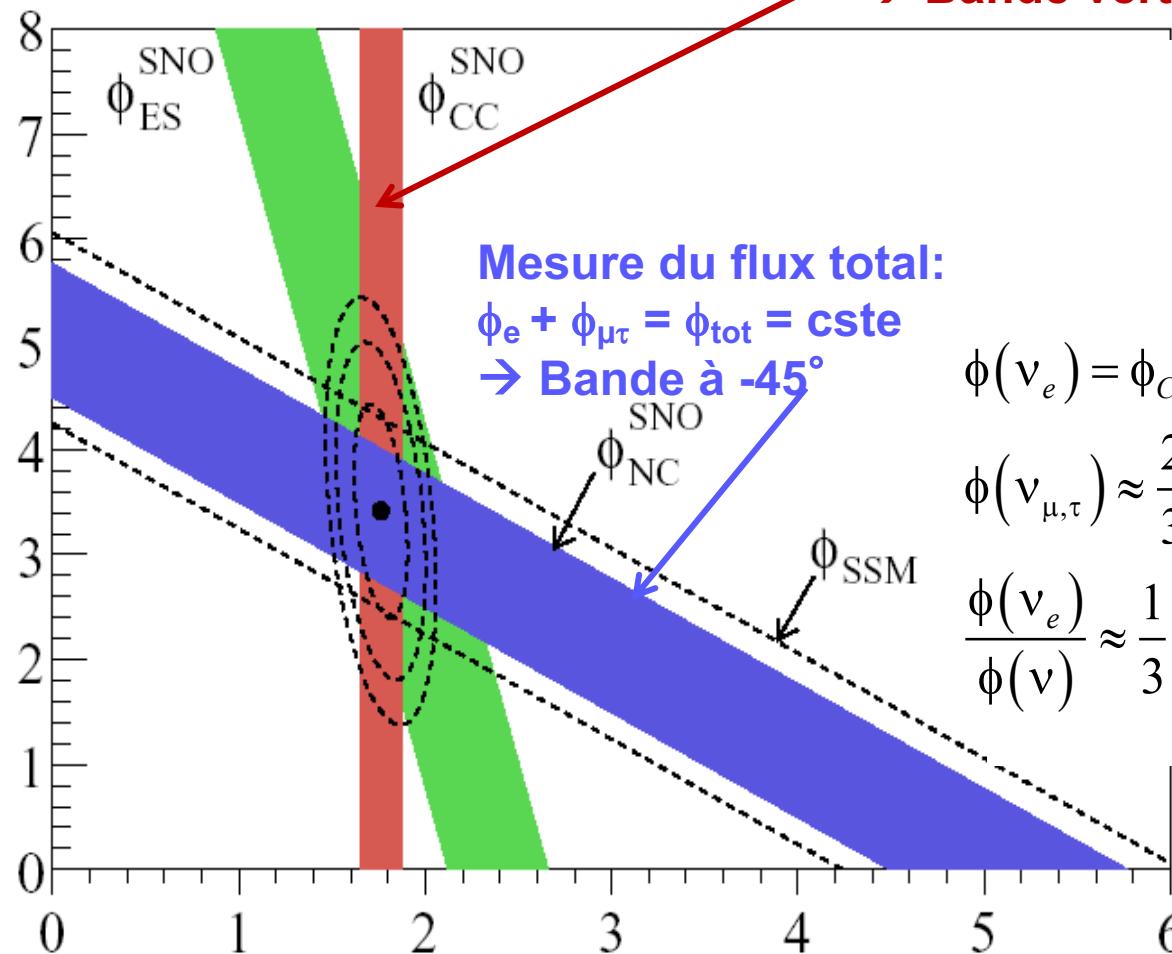
$$\phi_{\text{tot-SNO}} = 100\%$$

Le problème des ν solaires est donc dû aux transitions de ν_e vers ν_μ ou ν_τ !

SNO 2002 : Evidence de changement de saveur

$$\Phi(v_\mu + v_\tau)$$

$$\Phi_{\mu\tau} (10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$$



Mesure directe de ϕ_e
→ Bande verticale

Mesure du flux total:
 $\phi_e + \phi_{\mu\tau} = \phi_{\text{tot}} = \text{cste}$
→ Bande à -45°

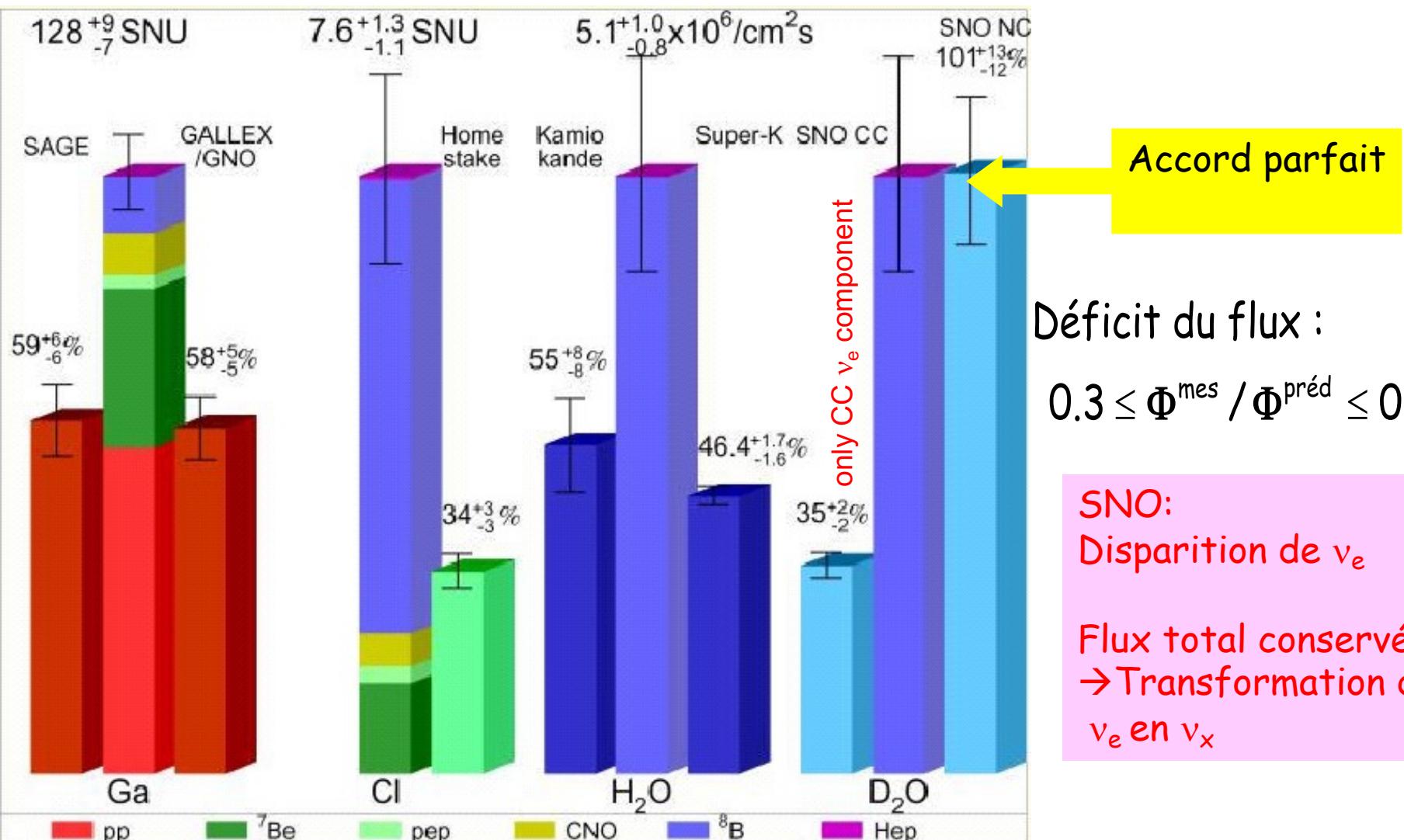
$$\phi(v_e) = \phi_{CC} = 1.76 \pm 0.05 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$\phi(v_{\mu,\tau}) \approx \frac{2}{3} \phi_{NC} = 3.41 \pm 0.45 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$\frac{\phi(v_e)}{\phi(v)} \approx \frac{1}{3}$$

Prix Nobel 2015

Taux mesurés et prévus par le Modèle Solaire Standard (Bahcall et al. - 2000)



Déficit du flux :

$$0.3 \leq \Phi^{\text{mes}} / \Phi^{\text{prédictif}} \leq 0.6$$

SNO:
Disparition de ν_e

Flux total conservé
→ Transformation de
 ν_e en ν_x

SNU: Solar Neutrino Unit: unité de flux de ν pour les expériences radio-chimiques – flux produisant 10^{-36} captures par atome et par seconde

■ VIII.2. Les expériences de détection d' oscillations de neutrinos solaires

Interprétation en terme d' angle de mélange et de Δm^2

Au début, le ν_τ n' étant pas connu, les résultats étaient interprétés en terme du modèle de mélange à 2 ν ; on observe la disparition des ν_e :

$$P_{e \rightarrow e} = 1 - P_{e \rightarrow \mu}$$

$$P_{e \rightarrow e} = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{GeV}]} L [\text{km}] \right)$$

L' existence du ν_τ implique que ce qu' on mesure en fait est une oscillation vers un mélange inconnu $\nu_\mu - \nu_\tau$:

$$P_{e \rightarrow e} = 1 - \sin^2(2\theta_\odot) \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m_\odot^2 [\text{eV}^2]}{E [\text{GeV}]} L [\text{km}] \right)$$

Pourquoi cela marche-t-il alors que la fct pour 3 ν n'est linéaire ni en θ , ni en Δm^2 ?

■ VIII.2. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos solaires

Interprétation en terme d'angle de mélange et de Δm^2

Que mesure-t-on en fait? Dans le modèle à 3 neutrinos ($\delta \sim 0$):

$$P_{ee} = 1 - P_{e\mu} - P_{e\tau} \quad \text{avec:}$$

$$P_{e\mu} = P(\nu_e(E; 0) \rightarrow \nu_\mu(E; L))$$

$$= 4 \sum_{k>j}^{1,3} |U_{\mu k} U_{\mu j} U_{e k} U_{e j}| \sin^2 1.27 \frac{\Delta m_{kj}^2 [eV^2] L [km]}{E [GeV]}$$

$$P_{e\tau} = P(\nu_e(E; 0) \rightarrow \nu_\tau(E; L))$$

$$= 4 \sum_{k>j}^{1,3} |U_{\tau k} U_{\tau j} U_{e k} U_{e j}| \sin^2 1.27 \frac{\Delta m_{kj}^2 [eV^2] L [km]}{E [GeV]}$$

Il se fait que dans les sommes ci-dessus, les termes en $\sin^2 \Delta m_{31}^2$ et Δm_{32}^2 sont multipliés par $U_{e3} = \sin (\theta_{13}) \sim 0$ (voir plus tard).

■ VIII.2. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos solaires

Interprétation en terme d'angle de mélange et de Δm^2

Dès lors subsistent en 1ère approximation, les termes en Δm^2_{21} .

$$\begin{aligned} P_{ee} &= 1 - 4 \left| U_{\mu 1} U_{\mu 2} U_{e 1} U_{e 2} \right| \sin^2 1.27 \frac{\Delta m_{21}^2 [eV^2] L [km]}{E [GeV]} \\ &\quad - 4 \left| U_{\tau 1} U_{\tau 2} U_{e 1} U_{e 2} \right| \sin^2 1.27 \frac{\Delta m_{21}^2 [eV^2] L [km]}{E [GeV]} \\ &= 1 - 4 (\left| U_{\mu 1} U_{\mu 2} \right| + \left| U_{\tau 1} U_{\tau 2} \right|) \left| U_{e 1} U_{e 2} \right| \sin^2 1.27 \frac{\Delta m_{21}^2 [eV^2] L [km]}{E [GeV]} \end{aligned}$$

■ VIII.2. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos solaires

Interprétation en terme d'angle de mélange et de Δm^2

$$U = \begin{pmatrix} c_{12} & c_{13} & s_{12}c_{13} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \text{ si } s_{13} \approx 0, c_{13} \approx 1$$

$$U \approx \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12}c_{23} & c_{12}c_{23} & s_{23} \\ s_{12}s_{23} & -c_{12}s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \text{ et } (|U_{\mu 1}U_{\mu 2}| + |U_{\tau 1}U_{\tau 2}|)|U_{e 1}U_{e 2}|$$

$$= (|-s_{12}c_{23}c_{12}c_{23}| + |-s_{12}s_{23}c_{12}s_{23}|)c_{12}s_{12} = c_{12}^2s_{12}^2(c_{23}^2 + s_{23}^2) = \frac{1}{4}\sin^2(2\theta_{12})$$

■ VIII.2. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos solaires

Interprétation en terme d'angle de mélange et de Δm^2

Donc avec une très bonne approximation les probabilités d'oscillation des ν solaires dépendent des seuls termes 2-1.

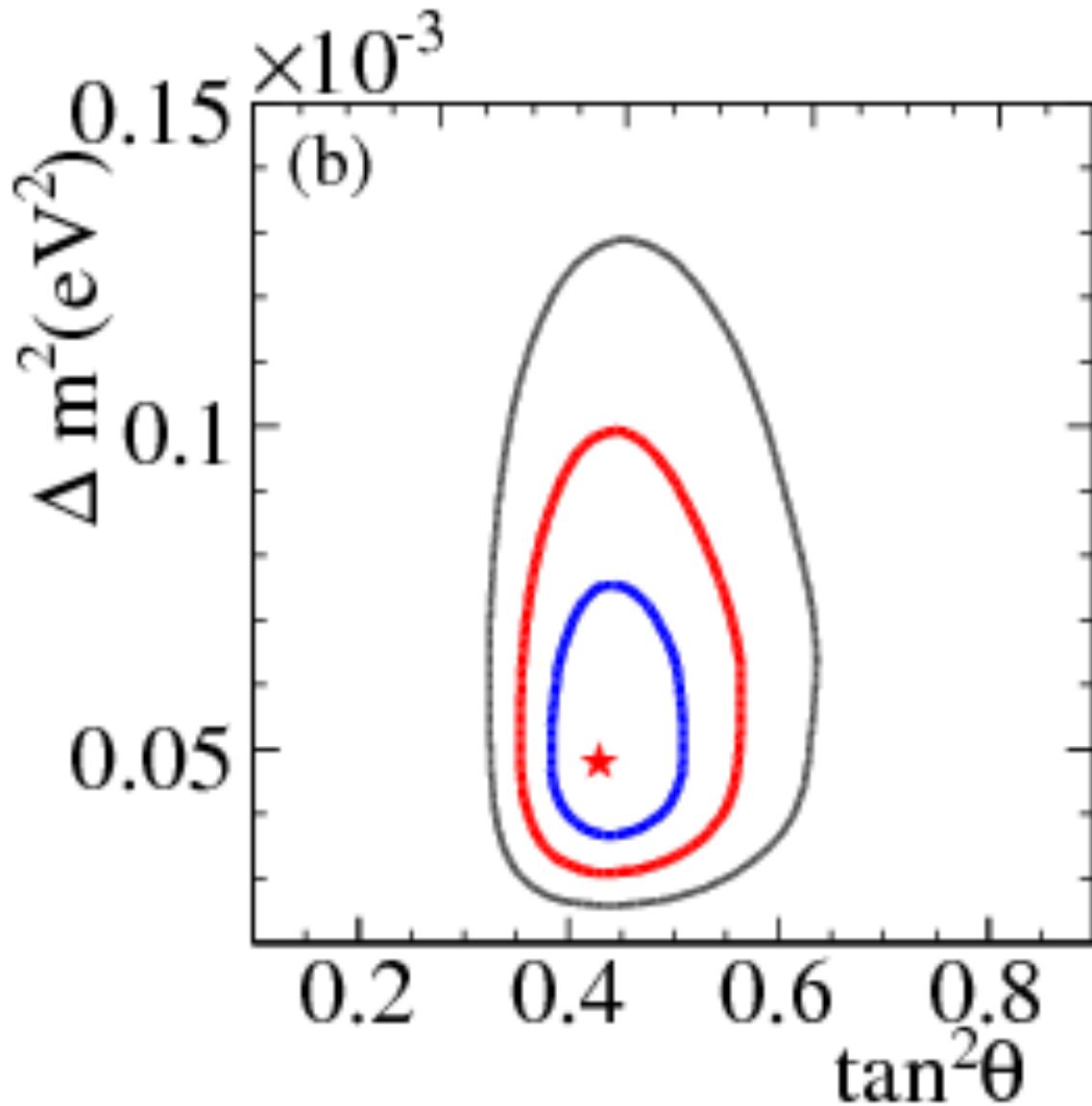
Les formules des pages précédentes concernent les oscillations dans le vide et celles-ci doivent être corrigées pour tenir compte des effets de matière.

$$\Delta m_{\odot}^2 \rightarrow \Delta m_{21}^2$$

$$\theta_{\odot} \rightarrow \theta_{12}$$

En outre, les effets de matière permettent de lever l'ambiguité sur l'octant de θ_{12} , ce qui fait qu'on mesure même $\text{tg}^2(\theta_{12})$.

Ajustement de toutes les données concernant les ν solaires, résultat final.



$$\nu_e \rightarrow (\nu_\mu, \nu_\tau)$$

$$\Delta m_{21}^2 = 4.90 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

Δm_{21}^2 très petit

$$\tan^2 \theta_{12} = 0.437$$

$$\theta = 33^\circ \quad \sin^2(2\theta) = 0.85$$

Mélange important mais
pas complet $\nu_e, (\nu_\mu, \nu_\tau)$

Chapitre VIII: Oscillations des neutrinos solaires et atmosphériques

VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques

Les interactions de rayons cosmiques dans la haute atmosphère (~ 15 km)

- principalement des protons - produisent des π et des K

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu$$

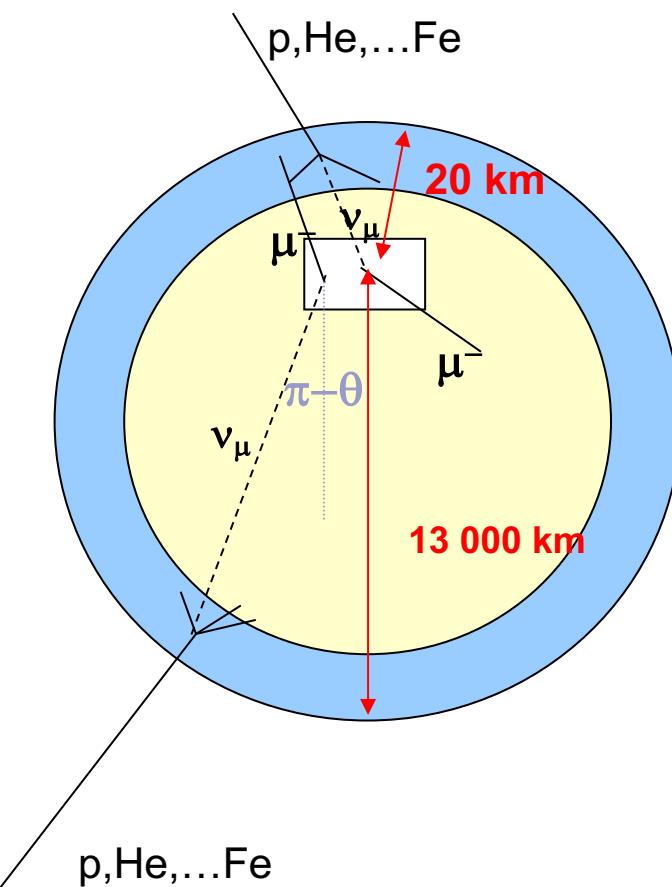
$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu (+\pi^0)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_e / \nu_e$$

Le spectre d'énergie s'étend jusqu'aux plus hautes énergies mais surtout dans l'intervalle $[0.5 - 100 \text{ GeV}]$

Flux à 1 GeV : $\sim 300 \nu_\mu m^{-2} s^{-1}$

■ VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques



Avantages:

-Vu leur faible section efficace d'interaction, les ν proviennent aussi bien du côté le plus proche de la surface, par rapport au détecteur, que de l'autre côté de la Terre.

La plage de longueurs d'oscillation est donc vaste:

$$20 < L(\theta) < 13\,000 \text{ km}$$

Désavantages:

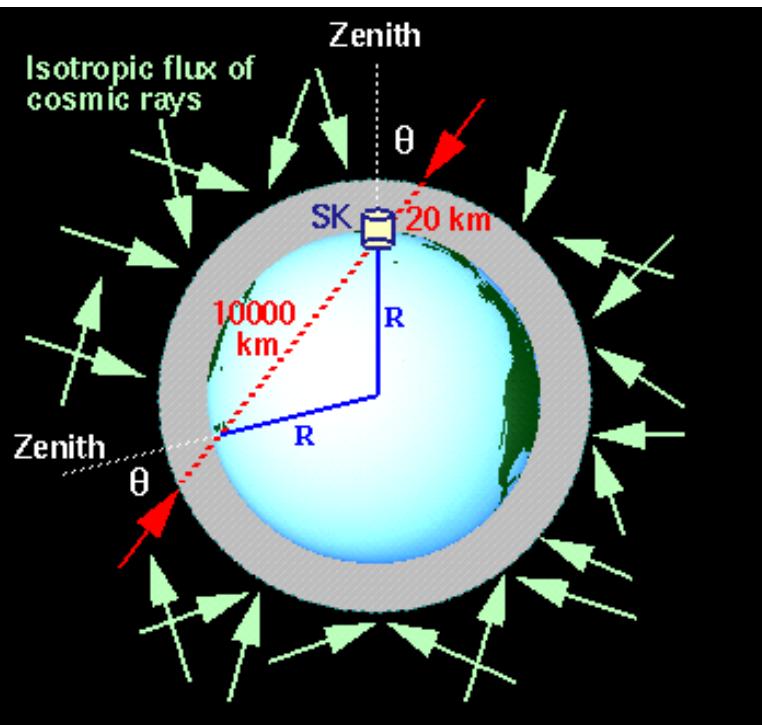
La composition du faisceau de ν et son spectre d'énergie repose sur un modèle avec comme données:

La composition et le spectre des cosmiques incidents

Les chaines de réactions dans l'atmosphère

■ VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques

up



down

Toutefois le flux de cosmiques étant isotrope, le flux de ν dépend uniquement du flux de p incidents et de l'angle polaire θ et:

$$\Phi_{up}(\theta) = \Phi_{down}(\pi - \theta)$$

Les corrections dues aux effets géomagnétiques sont calculables.

■ VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques

- 1986 : Expérience Irvine-Michigan-Brookhaven (IMB) :

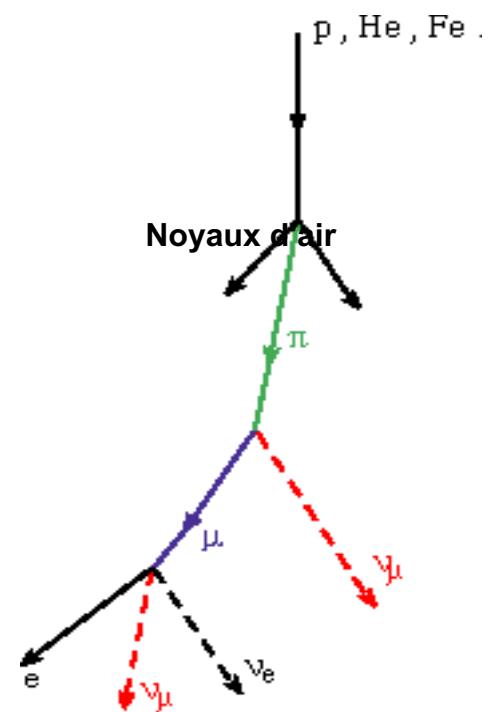
$$\phi_{\nu e}^{\text{mesuré}} \approx \phi_{\nu e}^{\text{calculé}}$$

$$\frac{\phi_{\nu \mu}^{\text{mesuré}}}{\phi_{\nu \mu}^{\text{calculé}}} \approx 0.55 \pm 0.10$$

Ce déficit de ν_μ est d'abord mis sur le compte du modèle utilisé pour le calcul. Mais:

$$\left. \begin{array}{l} \pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu \\ \mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_e / \nu_e \end{array} \right\} \Rightarrow R_{\mu e} = \frac{\phi(\nu_\mu / \bar{\nu}_\mu)}{\phi(\nu_e / \bar{\nu}_e)} \approx 2$$

$$(K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu / \bar{\nu}_\mu (+ \pi^0))$$



■ VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques

Cette propriété est utilisée pour réduire l'effet systématique dû au modèle lors du calcul des flux absolus, en étudiant R:

$$R = \frac{\phi(\nu_\mu / \bar{\nu}_\mu)}{\phi(\nu_e / \bar{\nu}_e)} \Bigg|_{\text{mesuré}} \Bigg/ \frac{\phi(\nu_\mu / \bar{\nu}_\mu)}{\phi(\nu_e / \bar{\nu}_e)} \Bigg|_{\text{calculé}}$$

Le déficit de R est confirmé par toutes les expériences significatives pourtant conduites par des techniques différentes.

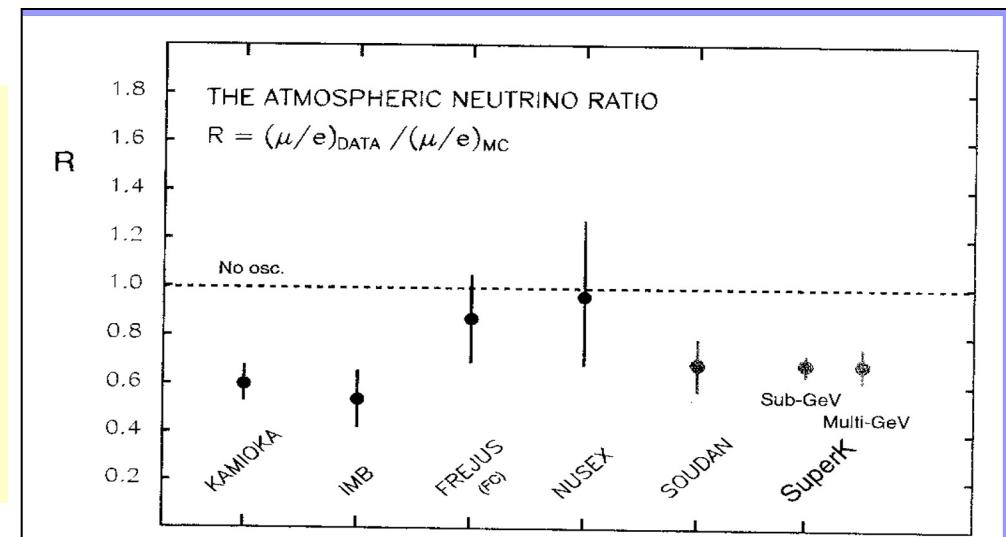
Explication : oscillation du ν_μ ?

$\nu_\mu \cancel{\rightarrow} \nu_e$ du moins pas dominant

car flux ve en accord avec les predictions

$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et ν_τ non détecté?

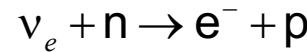
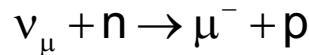
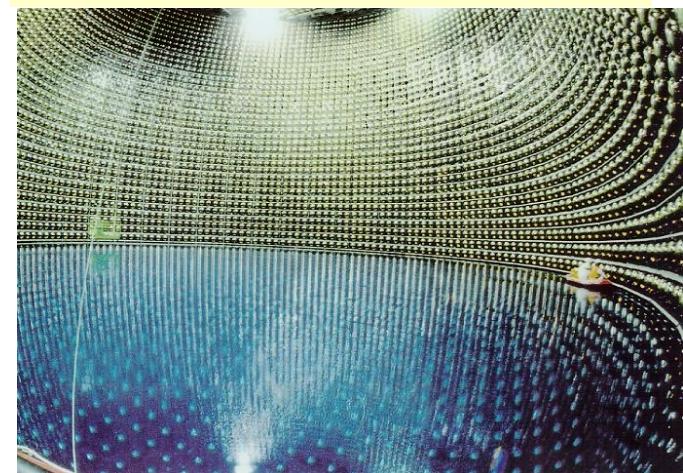
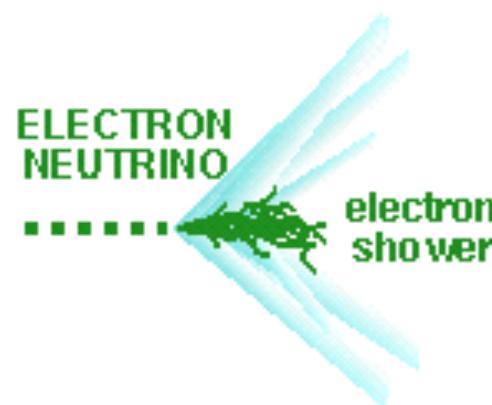
$\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ ν stérile?



■ VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques

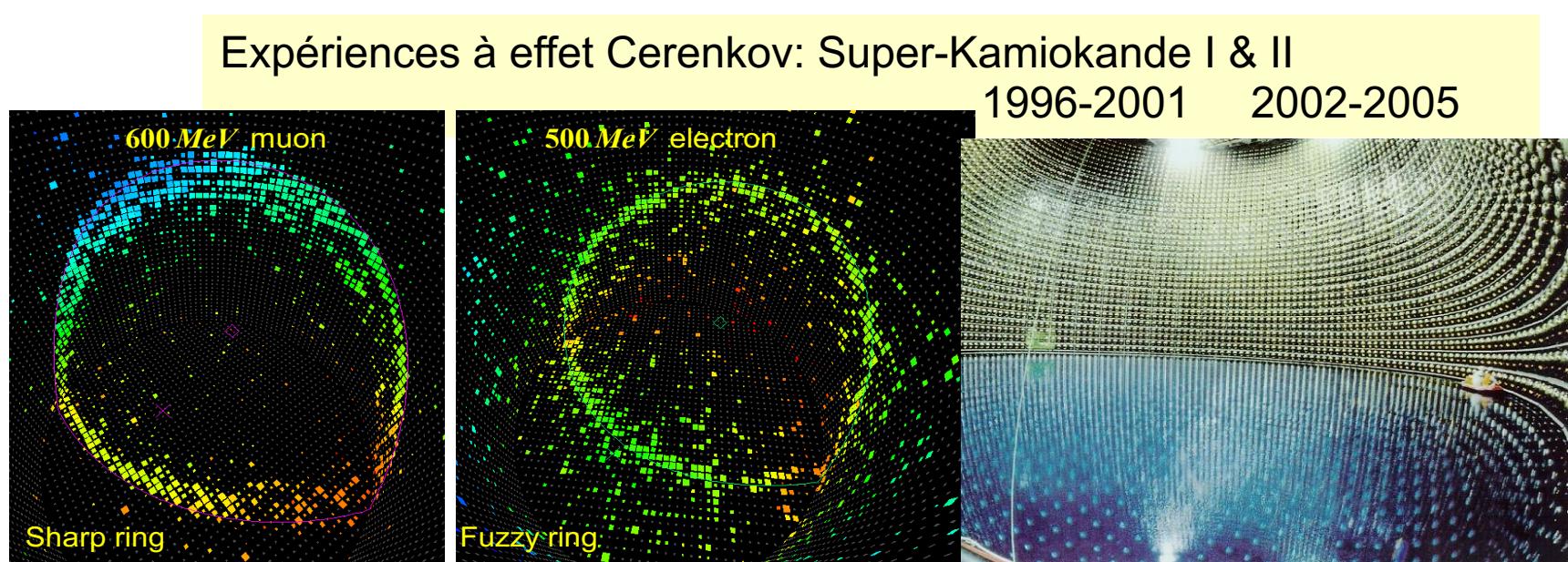
Expériences à effet Cerenkov: Super-Kamiokande I & II

1996-2001 2002-2005



Neutrinos cosmiques (qlq GeV) -> réactions à CC peuvent se produire pour les muons (seuil de l'ordre de 100 MeV) et électrons

■ VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques



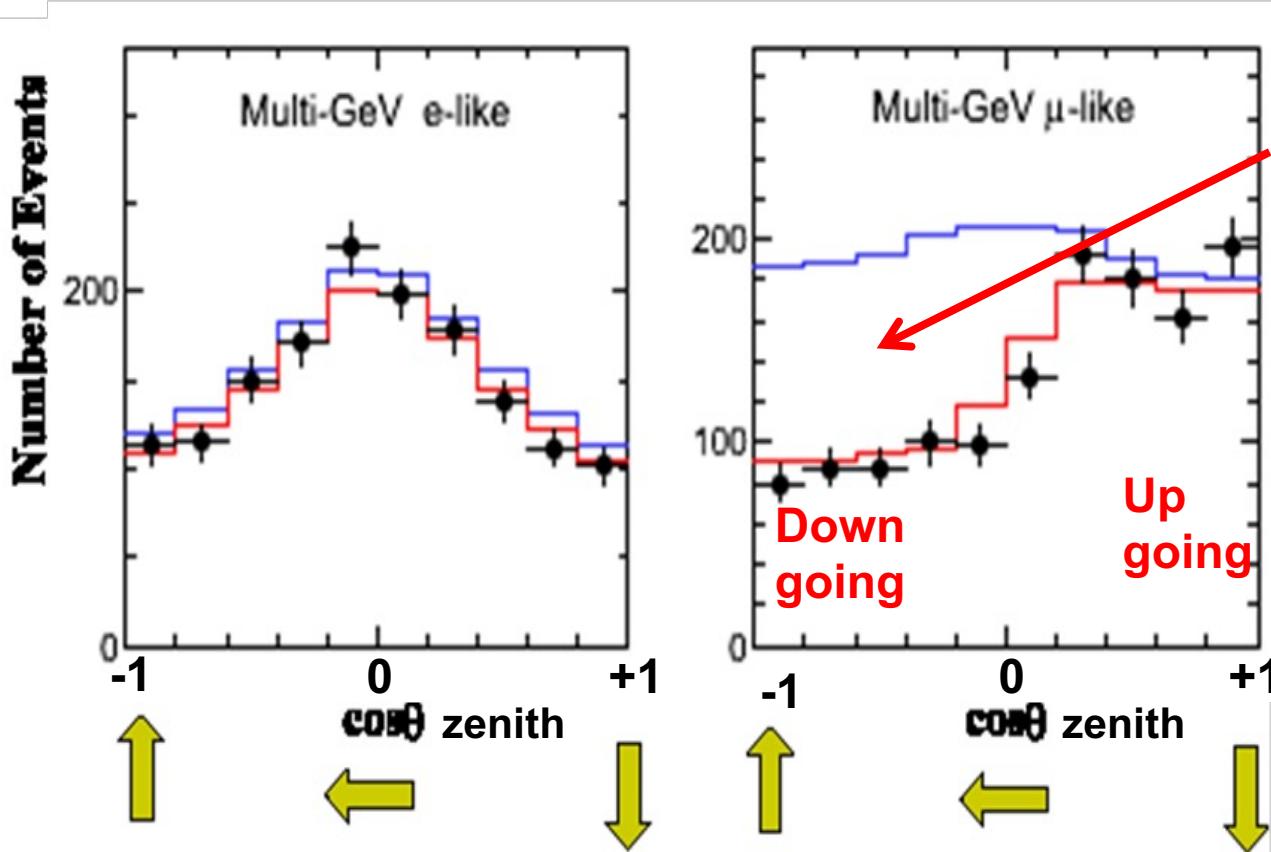
Super-K peut distinguer les anneaux Cerenkov produits par des électrons (bords irréguliers) et par des muons (bords nets) (~100%)

mesurer $E(e \text{ ou } \mu)$

mesurer $\theta (e \text{ ou } \mu) \rightarrow \sim \text{angle du neutrino incident}$

■ VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques

- No oscillation
- Oscillation $\nu_\mu - \nu_\tau$



Disparition importante (1/2) de ν_μ des antipodes, au-dessus d'une certaine énergie.

Prix Nobel 2015

■ VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques

Oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$?

$$\text{Probabilité} \div \sin^2(1.27\Delta m^2 \frac{L}{E})$$

$$\Rightarrow \Delta m^2 = 2.1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \gg \Delta m_{21}^2 = 4.90 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

On se trouve en présence de différences
de masses très différentes. (comparé au cas solaire)

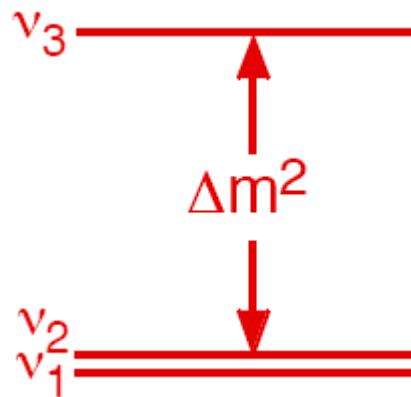
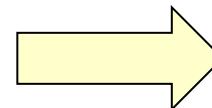
VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques

Hiérarchie des masses:

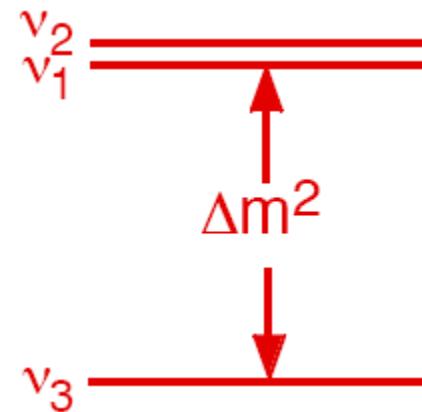
$$\Delta m_{32}^2 \simeq \Delta m_{31}^2 = 2.1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

>>

$$\Delta m_{21}^2 = 4.90 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$



ou



VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques

Cette hiérarchie des masses implique qu'il n'y a que 2 longueurs d'oscillations à considérer et qu'elles sont très différentes.

Pour $E = 1 \text{ GeV}$:

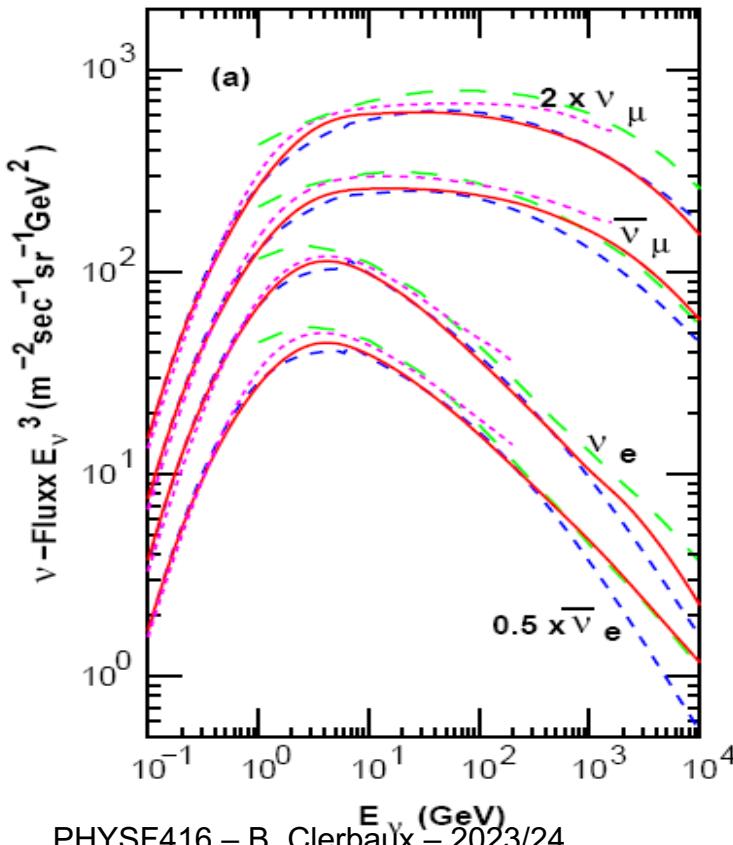
$$L_{osc}^{long} [km] = 2.47 \frac{E [GeV]}{\Delta m_{21}^2 [eV^2]} \approx \frac{2.47}{7.5 \cdot 10^{-5}} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ km}$$

$$L_{osc}^{court} [km] = 2.47 \frac{E [GeV]}{\Delta m_{31}^2 [eV^2]} \approx \frac{2.47}{2.5 \cdot 10^{-3}} \approx 10^3 \text{ km}$$

■ VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques

Dans quelle situation se trouve-t-on pour les ν atmosphériques?

Il faut prendre en compte aussi le spectre d'énergie, essentiellement



$$0.5 \text{ GeV} < E < 2000 \text{ GeV}$$

$$L_{osc}^{long} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ km} \times E [\text{GeV}] \Rightarrow$$

$$15.000 \text{ km} < L_{osc}^{long} < 60 \text{ millions de km}$$

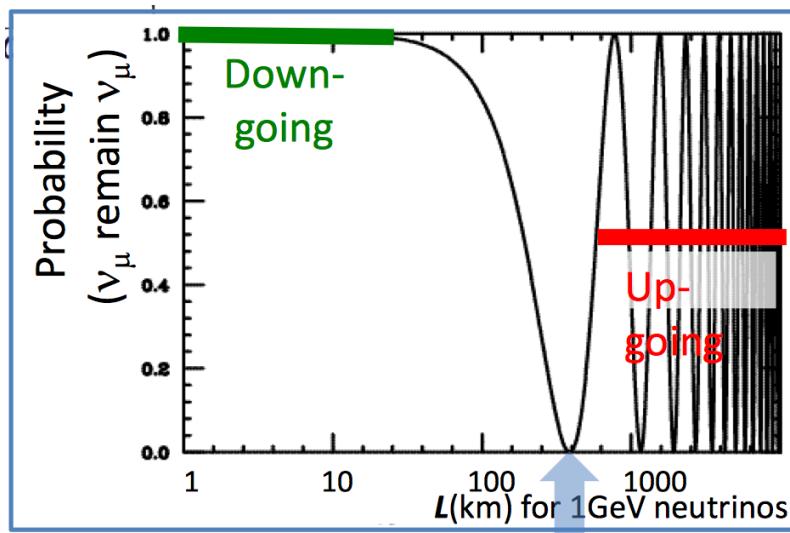
$L \approx L_{osc}^{long}$ seulement pour les ν des antipodes,
(13 000 km) d'énergie < 0.5 GeV.

$$L_{osc}^{court} \approx 10^3 \text{ km} \times E [\text{GeV}] \Rightarrow$$

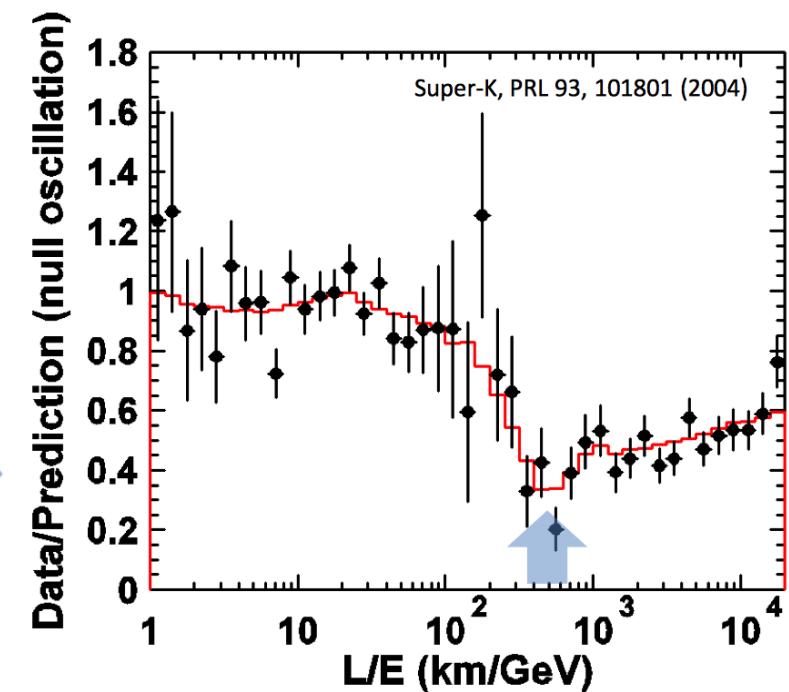
$$500 \text{ km} < L_{osc}^{court} < 2 \text{ millions de km}$$

$L \approx L_{osc}^{court}$ pour les ν des antipodes, ~ 15 GeV .

VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques:



We wanted to observe this dip to confirm neutrino “oscillations”.



A dip is seen around $L/E = 500$ km/GeV.
→ Really oscillations (2004) !!

VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques:

On peut monter qu'à l'approximation $\theta_{13} \approx 0$,
et avec Loscil (courte) qui domine,
les probabilités d'oscillations sont données par :

$$P_{\mu e} = 4|U_{e3}|^2 |U_{\mu 3}|^2 \sin^2 1.27 \frac{\Delta m_{31}^2 [eV^2] L [km]}{E [GeV]} \approx 0$$

$$P_{\mu \tau} = 4|U_{\tau 3}|^2 |U_{\mu 3}|^2 \sin^2 1.27 \frac{\Delta m_{31}^2 [eV^2] L [km]}{E [GeV]}$$

$$= c_{13}^4 \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 1.27 \frac{\Delta m_{31}^2 [eV^2] L [km]}{E [GeV]}$$

$$\Delta m_{32}^2 \simeq \Delta m_{31}^2 = 2.1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

effectivement >>>

$$\Delta m_{21}^2 = 4.90 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\sin^2 \theta_{23} = 0.5$$

On attend essentiellement des oscillations:

$$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$$

Elles permettent de mesurer θ_{23} et Δm_{32}^2

■ VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques

On peut montrer aussi que:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = 4|U_{e3}^2 U_{\mu 3}^2| \sin^2(1.27 \Delta m_{32}^2 L / E)$$
$$= \sin^2 2\theta_{13} \cos^2 \theta_{23} \sin^2(1.27 \Delta m_{32}^2 L / E)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - 4|U_{e3}|^2 (1 - |U_{e3}|^2) \sin^2(1.27 \Delta m_{32}^2 L / E)$$
$$= 1 - 4 \sin^2 \theta_{13} (1 - \sin^2 \theta_{13}) \sin^2(1.27 \Delta m_{32}^2 L / E)$$
$$= 1 - 4 \sin^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{13} \sin^2(1.27 \Delta m_{32}^2 L / E)$$
$$= 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2(1.27 \Delta m_{32}^2 L / E)$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - 4|U_{\mu 3}|^2 (1 - |U_{\mu 3}|^2) \sin^2(1.27 \Delta m_{32}^2 L / E)$$
$$= 1 - 4 \sin^2 \theta_{23} \cos^2 \theta_{13} (1 - \sin^2 \theta_{23} \cos^2 \theta_{13}) \sin^2(1.27 \Delta m_{32}^2 L / E)$$

■ VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques

Les résultats obtenus sont compatibles avec $\theta_{13} \approx 0$:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx 0$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \approx 1$$

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) &= 1 - 4 \sin^2 \theta_{23} \left(1 - \sin^2 \theta_{23}\right) \sin^2(1.27 \Delta m_{32}^2 L / E) \\ &= 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2(1.27 \Delta m_{32}^2 L / E) < 1 \end{aligned}$$

On peut aussi garder les relations complètes et mesurer simultanément: θ_{13}, θ_{23} et $\Delta m_{32}^2 \approx \Delta m_{31}^2$

Il faut toutefois tenir compte des effets de matière:

→ analyse complexe pour prendre en compte un effet a priori petit :
la terre est beaucoup moins dense que le soleil.

Résultats finals de Super-K (2010) sur Δm_{32}^2 , $\sin \theta_{23}$ et $\sin \theta_{13}$

Meilleurs ajustements:

$\sin^2 \theta_{23} = 0.50 \rightarrow$ mélange maximal?

$\Delta m_{32}^2 = 2.1 \times 10^{-3} eV^2$

$\sin^2 \theta_{13} = 0.$ \Rightarrow pas de
composante ν_e dans ν_3

$\sin^2 \theta_{13} < 0.04$ à 90% C.L.

En supposant $m_3 > m_1, m_2$ 

$$\Delta m_{21}^2 \approx 7 \times 10^{-5} eV^2 < \Delta m_{32}^2 \approx 2 \times 10^{-3} eV^2$$

Les corrections pour les effets dus à la matière sont sensibles à la hiérarchie des masses:

En supposant $m_3 < m_1, m_2$ 

Meilleur ajustement:

$\sin^2 \theta_{23} = 0.53 \rightarrow$ mélange maximal?

$\Delta m_{32}^2 = 2.1 \times 10^{-3} eV^2$

$\sin^2 \theta_{13} = 0.006 \Rightarrow$ faible
composante ν_e dans ν_3

$\sin^2 \theta_{13} < 0.09$ à 90% C.L.

■ VIII.3. Les expériences de détection d'oscillations de neutrinos atmosphériques

Conclusion : Forte hiérarchie des masses

$$\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{32}^2$$

θ_{13} est petit et les formules à 2 ν sont
à posteriori justifiées.

Ces résultats sur les ν atmosphériques qui sont des ν_μ n'apportent aucune information directe concernant le problème des ν solaires qui sont des ν_e mais le fait d'observer aussi des oscillations de ν_μ dans un contexte totalement différent conforte l'hypothèse des oscillations de ν .

Chapitre VIII: Rappel: ν solaires

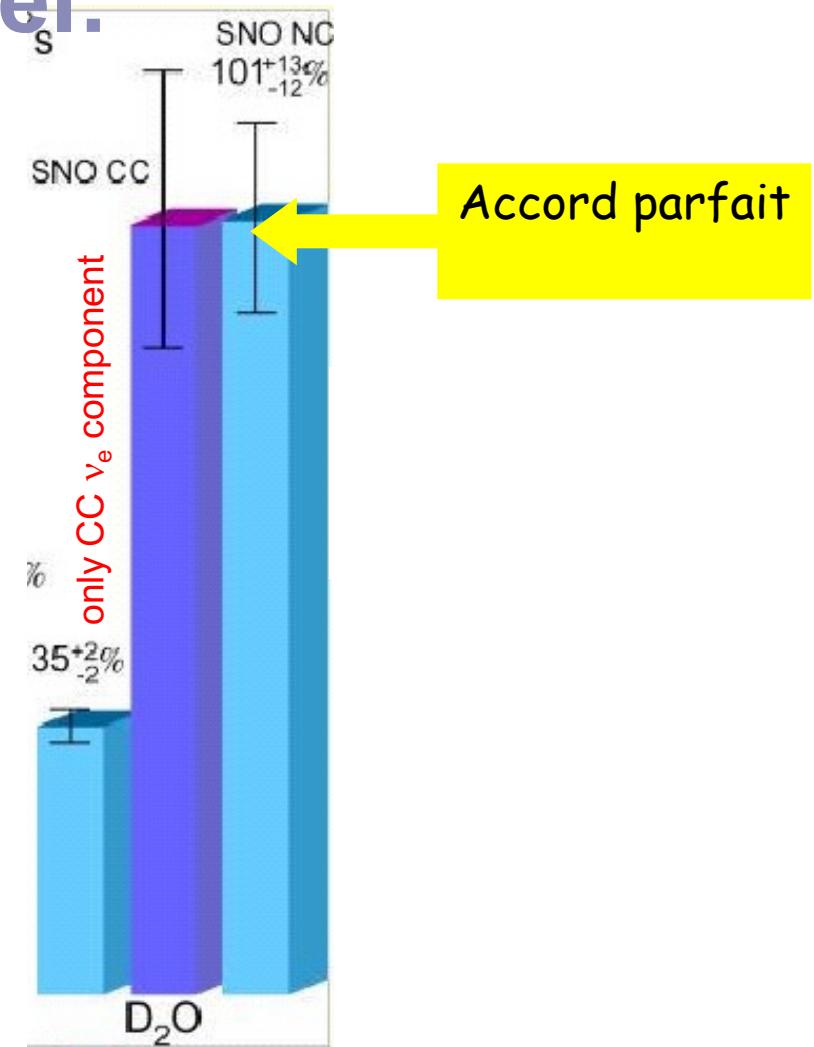
SNO:

L'expérience qui, en 2002, a pu prouver

La disparition des ν_e solaires

Mais que le flux total est conservé

→ Transformation de ν_e en ν_x



Chapitre VIII: Rappel: ν solaires

Nous avons montré que même en tenant compte de l'existence de 3 ν , la probabilité d'oscillations des ν_e vers les autres saveurs de ν avait la forme:

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_x} = \sin^2 2\theta_\odot \sin^2 1.27 \frac{\Delta m_\odot^2 [eV^2] L [km]}{E [GeV]}$$

Et qu'en corrigéant θ_\odot et Δm_\odot^2 pour tenir compte des effets de matière, on obtient θ_{21} et Δm_{21}^2

$$\nu_e \rightarrow (\nu_\mu, \nu_\tau)$$

$$\Delta m_{21}^2 = 4.90 \times 10^{-5} eV^2$$

Δm_{21}^2 très petit

$$\tan^2 \theta_{12} = 0.437$$

$$\theta = 33^\circ \quad \sin^2(2\theta) = 0.85$$

Mélange important.

Chapitre VIII: Résumé

■ Expérience avec des neutrinos solaires:

- source pure de ν_e à très grand L/E → terme d'osc. en δm^2 dominant
- on observe la disparition des ν_e : $\nu_e \rightarrow (\nu_\mu, \nu_\tau)$?
- grâce aux effets de matière, très importants dans le soleil, on mesure non seulement $\sin^2(2\theta_{12})$ mais aussi $\tan^2(\theta_{12})$ et Δm_{12}^2 :

$$\Delta m_{21}^2 = 4.90 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \text{ très petit}$$

$$\theta_{12} = 33 \text{ degrés}$$

$$\tan^2 \theta_{12} = 0.437 \text{ mélange important}$$

Remarque: l'interprétation des mesures dépend du modèle astronomique du soleil et des importantes corrections pour les effets de matière.

Chapitre VIII: Résumé

■ Expérience avec des neutrinos atmosphériques

- source de $\nu_\mu/\overline{\nu}_\mu$ et de $\nu_e/\overline{\nu}_e$ dans un rapport ≈ 2 .
- on n'observe pas la disparition des ν_e :
 $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \approx 1$ et $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \approx 0$
- on observe la disparition des ν_μ :
 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et ν_τ non détecté ? ($\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ ν stérile ?)
- L/E tel que seules osc. courtes actives \rightarrow termes Δm_{32}^2 et Δm_{31}^2 dominants

$$\sin^2 \theta_{13} \approx 0. \quad \sin^2 \theta_{23} \approx 0.50 \quad \text{Mélange maximal?} \quad \Theta (23) = 45 \text{ degrés}$$

$$\Delta m_{32}^2 \approx 2.1 \times 10^{-3} eV^2 \approx \Delta m_{31}^2 \gg \Delta m_{21}^2 \approx 4.90 \times 10^{-5} eV^2 \text{ forte hiérarchie.}$$

Remarque: effets de matière moins importants que pour le soleil mais repose sur modèle des cosmiques et de leurs interactions.