



FR 940.1969

SERVICE DE PHYSIQUE DES PARTICULES

CEA--DAPNIA/SPP 93-05

Mars 1993

LA PHYSIQUE DU NEUTRINO AUPRES DES
REACTEURS NUCLEAIRES

J. BOUCHEZ

DAPNIA

Cours donné à l'Ecole de Gif 1992, tenue à Montpellier
du 14 au 18 Septembre 1992

Le DAPNIA (Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée) regroupe les activités du Service d'Astrophysique (SAp), du Département de Physique des Particules Élémentaires (DPhPE) et du Département de Physique Nucléaire (DPhN).

Adresse : DAPNIA, Bâtiment 141
CEA Saclay
F - 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

La physique du neutrino auprès des réacteurs nucléaires

Jacques Bouchez

DAPNIA/SPP
Centre d'Études de Saclay

Mars 1993

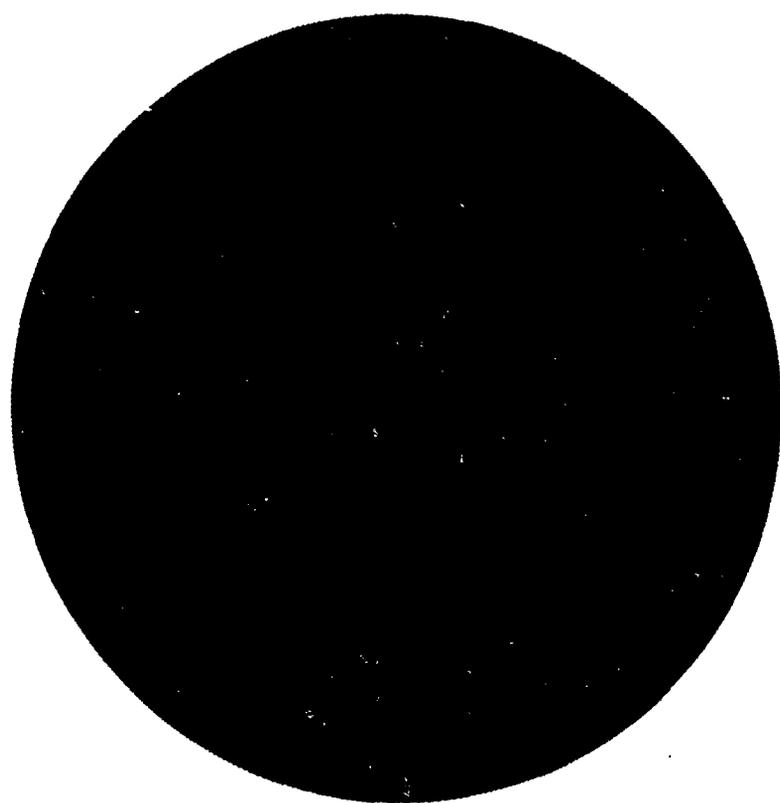
Cours donné à l'Ecole de Gif 1992, tenue à Montpellier du 14 au 18 septembre 1992

Table des matières

I Oscillations de neutrinos	7
I.1 Les oscillations dans le vide.	7
I.2 Paquets d'onde, oscillation et cohérence.	11
I.3 Oscillations dans le vide entre 3 familles.	17
I.4 Propagation dans la matière.	19
I.4.1 Indice de réfraction	19
I.4.2 Etats propres de propagation dans la matière.	23
I.4.3 Oscillations dans la matière à densité constante.	25
I.4.4 Cas de la densité constante à 3 familles.	29
I.5 Propagation dans un milieu de densité variable.	31
I.5.1 Description géométrique d'un système à 2 niveaux	31
I.5.2 Cas de la densité variable.	34
I.5.3 Approximation adiabatique.	34
I.5.4 Au delà de l'approximation adiabatique.	35
I.5.5 Le cas de 3 familles.	37
I.5.6 Analogie avec le guidage d'un spin par un champ magnétique.	37
I.5.7 Application de l'effet MSW aux neutrinos solaires.	39
I.5.8 Paquets d'onde, cohérence.	44

I.6	Caractéristiques principales des expériences d'oscillation.	44
I.6.1	L'expérience idéale.	44
I.6.2	Sensibilité des expériences aux paramètres d'oscillation.	46
I.6.3	Contours d'exclusion.	48
II	Les réacteurs nucléaires, sources de neutrinos	51
II.1	Principe.	51
II.2	Filières et "burnup".	52
II.3	Détermination du spectre des $\bar{\nu}_e$	54
II.3.1	Approche directe ou "microscopique".	54
II.3.2	Approche globale.	58
II.3.3	Précision.	61
II.4	Comment détecter des $\bar{\nu}_e$ de quelques MeV?	62
II.4.1	Les cibles possibles.	62
II.4.2	Les techniques de détection.	64
II.4.3	Etalonnage des détecteurs.	66
II.4.4	Bruits de fond et blindages.	66
II.4.5	Caractéristiques principales d'un détecteur	68
II.4.6	Les sites d'expérimentation	71
III	Les expériences auprès des réacteurs.	75
III.1	Mesures du flux de neutrinos et oscillations de saveur.	75
III.1.1	Aperçu historique.	75
III.1.2	La découverte du neutrino.	76
III.1.3	A la recherche des courants neutres.	77
III.2	Recherches d'oscillations.	81

III.2.1	Première vague d'expériences.	81
III.2.2	Vers les très hautes statistiques.	85
III.2.3	Vers les grandes distances.	91
III.3	La diffusion des neutrinos sur électron.	96
III.3.1	Introduction.	96
III.3.2	Formalisme.	98
III.3.3	Les expériences auprès des accélérateurs.	101
III.3.4	La diffusion de ν_e sur e^- à Los Alamos.	103
III.3.5	Diffusion d' $\bar{\nu}_e$ sur e^- auprès des réacteurs.	104
III.4	La désintégration des neutrinos.	107
III.4.1	Historique.	107
III.4.2	Les limites obtenues comme sous-produit des expériences d'oscillation.	109
III.4.3	Une expérience spécifique sur les désintégrations radiatives.	112
III.4.4	Une expérience spécifique sur la désintégration $\nu_H \rightarrow e^+ e^- \nu_L$	113
III.5	Autres sujets de physique des neutrinos.	115
III.5.1	Oscillations $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \nu_e$	115
III.5.2	Diffusion cohérente sur noyau.	116
III.6	Conclusion.	117



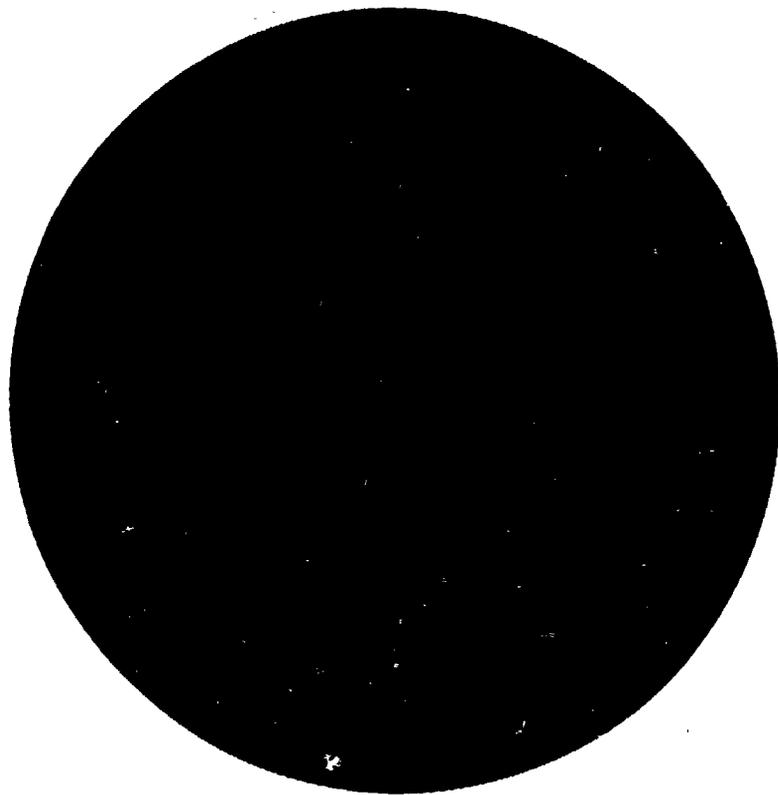
Introduction

En 1948, H.R. Crane écrivait [1] "L'utilisation du grand flux de neutrinos venant d'une pile pour rechercher le processus inverse de la désintégration β a fait l'objet de discussions entre physiciens depuis l'apparition des piles, et il serait surprenant que de telles expériences ne se déroulent pas dans un ou plusieurs laboratoires gouvernementaux."

Une telle tentative prit corps en 1952, et cette entreprise fut couronnée de succès dès 1956: Cowan et Reines [32] découvraient alors les anti-neutrinos émis par un réacteur nucléaire. Depuis lors, l'activité expérimentale dans ce domaine n'a jamais cessé. De la mise en évidence de $\bar{\nu}_e$ par courants chargés, on est passé à la recherche de courants neutres, d'interactions sur électrons, d'oscillations possibles entre saveurs, de désintégrations éventuelles, repoussant ainsi les limites de nos connaissances sur les neutrinos. A l'origine de toutes ces études, on retrouve le plus souvent le nom de Fred Reines, dont le groupe a joué un rôle pionnier dans ce type de physique, suivi par quelques groupes dans le monde dont le nombre se compte sur les doigts d'une main. L'importance théorique des questions qui se posent sur les neutrinos explique la pérennité de ces recherches auprès des réacteurs nucléaires, car ceux-ci restent à ce jour des sources permanentes de neutrinos d'intensité inégalée.

Ce cours comporte quatre chapitres: le premier est consacré au formalisme des oscillations dans le vide et dans la matière, phénomène abordé également dans les cours de J. Rich et F. Vannucci. Le deuxième chapitre traite des réacteurs comme sources de neutrinos de quelques MeV, et des techniques expérimentales utilisées pour la détection de ces particules. Le troisième chapitre passe en revue les expériences effectuées auprès des réacteurs, avec une incursion dans le domaine des accélérateurs en ce qui concerne la diffusion de ν sur e^- .

Les sujets abordés dans ce cours ont fait l'objet de livres ou monographies [2, 3, 4, 5] ainsi que d'articles de revue [6, 7, 8, 9] auxquels le lecteur intéressé pourra se reporter.



Chapitre I

Oscillations de neutrinos

I.1 Les oscillations dans le vide.

Nous supposons qu'aux 3 leptons chargés e^- , μ^- , τ^- actuellement connus correspondent 3 neutrinos ν_e , ν_μ , ν_τ différents: cette différence est expérimentalement prouvée pour ν_e et ν_μ , mais aucune interaction de ν_τ n'a pu être identifiée à ce jour.

Le ν_μ est différent du ν_e car un ν_μ (produit en association avec un μ^+) réinteragit par courant chargé en donnant un μ^- alors qu'un ν_e donnera un e^- . Ni ν_e ni ν_μ n'ont produit de τ par courant chargé. Il semble donc exister une règle de conservation de la saveur leptonique. Pour que cette règle soit rigoureusement vérifiée, il suffit que les états ν_e , ν_μ , ν_τ soient des états propres de propagation, c'est-à-dire des états propres de masse.

Cependant, rien n'impose que les ν de saveur définie soient états propres de masse. Ces ν_e , ν_μ , ν_τ peuvent parfaitement être des combinaisons linéaires (2 à 2 orthogonales) des 3 neutrinos de masse définie ν_1 , ν_2 , ν_3 . C'est ce qui se produit lorsqu'on introduit des termes de masse dits de Dirac ou des termes dits de Majorana dans le Lagrangien [6].

Si des termes de masse des 2 types sont introduits, alors le nombre de neutrinos de masse définie est doublé, 2 neutrinos de Majorana différents étant associés à chaque saveur: en général un "lourd" et un "léger" (mécanisme de see-saw [10]). De manière générale, chacun des 6 neutrinos (ν_e , N_e , ν_μ , N_μ , ν_τ , N_τ) sera alors combinaison linéaire des 6 états propres de masse ν_i , $i = 1$ à 6.

D'après ce qui précède, une telle situation devrait provoquer une violation du nombre leptonique de famille. Est-ce le cas et si oui, pourquoi ne l'a-t-on pas observée?

Pour le comprendre simplement, limitons nous à 2 familles et à 1 neutrino par famille.

Les 2 neutrinos de saveur sont liés aux 2 états propres ν_i de masse m par une matrice unitaire (qu'on prendra réelle, ce qu'implique la conservation de CP [6]).

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle \\ |\nu_\mu\rangle &= -\sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle \end{aligned} \quad (1)$$

θ est appelé angle de mélange. On voit que $\langle \nu_\mu | \nu_e \rangle = 0$.

Soit un ν produit dans l'état ν_e avec l'impulsion p à l'instant $t = 0$.

$$|\nu(t=0)\rangle = |\nu_e\rangle$$

Au bout d'un temps t , il sera

$$|\nu(t)\rangle = \cos\theta e^{-iE_1 t} |\nu_1\rangle + \sin\theta e^{-iE_2 t} |\nu_2\rangle \quad (2)$$

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}$$

La probabilité qu'il se comporte comme un ν_μ sera

$$|\langle \nu_\mu | \nu(t) \rangle|^2 = 4 \sin^2\theta \cos^2\theta \sin^2 \frac{(E_1 - E_2) t}{2}$$

Si le neutrino est relativiste, $E_1 - E_2 = \frac{m_1^2 - m_2^2}{2p}$ et donc

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, t) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4p} t \quad (3)$$

Comme on le voit figure 1, il se développe donc une composante ν_μ d'amplitude maximale $\sin^2 2\theta$, oscillant avec une période $T = \frac{4\pi p}{\Delta m^2}$, correspondant à une longueur d'oscillation:

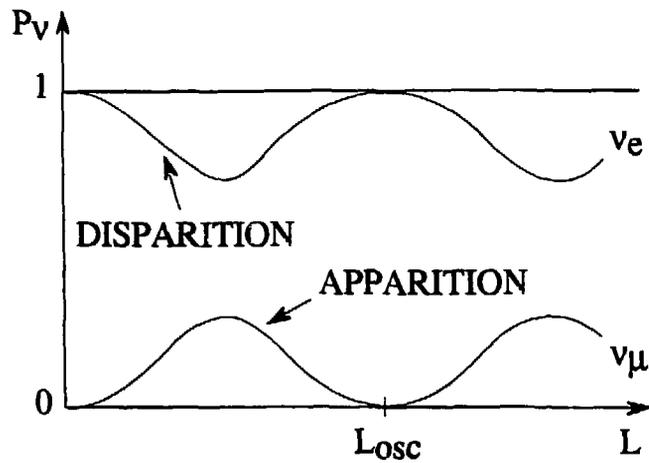


Figure 1.1: Probabilité d'observation de ν_e et de ν_μ en fonction de la distance pour un neutrino monoénergétique, dans le cas d'un mélange entre ces 2 saveurs

$$L_{osc} = cT = 2.5 \text{ mètres} \times \frac{E_\nu(\text{MeV})}{\Delta m^2(\text{eV}^2)} \quad (4)$$

On voit donc que pour observer une violation de saveur leptonique, il faut :

1°) que $\sin^2 2\theta$ soit suffisamment grand

2°) qu'on laisse "vieillir" suffisamment le ν né comme un ν_e avant de l'observer. Ainsi, si $\Delta m^2 = 10^{-2} \text{ eV}^2$, la longueur d'oscillation pour un ν d'1 GeV sera 250 km, soit beaucoup plus que les faisceaux communément utilisés : ceci pourrait expliquer pourquoi des violations de saveur n'ont pas été observées, bien qu'elles soient possibles. Le ν_μ n'a pas eu assez de temps pour se transformer (partiellement) en ν_e .

Comment une composante ν_μ peut-elle se développer sans violer la conservation de l'énergie ?

ν_1 et ν_2 sont états propres de masse, m_1 et m_2

la masse moyenne du ν_e , $\langle \nu_e | M | \nu_e \rangle$, vaut

$$m_e = \cos^2 \theta m_1 + \sin^2 \theta m_2$$

et la masse moyenne du ν_μ vaut

$$m_\mu = \sin^2 \theta m_1 + \cos^2 \theta m_2$$

L'état

$$\begin{aligned} |\nu(t)\rangle &= \cos \theta e^{-iE_1 t} |\nu_1\rangle + \sin \theta e^{-iE_2 t} |\nu_2\rangle \\ &= a(t) |\nu_\mu\rangle + b(t) |\nu_e\rangle \end{aligned}$$

à pour masse moyenne m_e à tout instant, bien qu'il se développe une composante ν_μ . En effet la masse moyenne de

$$a(t) |\nu_\mu\rangle + b(t) |\nu_e\rangle$$

N'EST PAS

$$|a(t)|^2 m_\mu + |b(t)|^2 m_e,$$

du fait que l'opérateur de masse a des éléments de matrice non diagonaux $\langle \nu_e | M | \nu_\mu \rangle$ non nuls.

L'apparition d'une composante ν_μ n'alourdit pas le neutrino qui se propage.

Pourquoi utiliser des neutrinos plutôt que des leptons chargés pour détecter ces violations de saveur leptonique?

Supposons un monde où les familles leptoniques ne sont pas couplées, et branchons une interaction (supposée faible) couplant e^- et μ^- , ν_e et ν_μ . La matrice de masse $e\mu$ devient :

$$\begin{pmatrix} m_e + \varepsilon_e & \varepsilon_{e\mu} \\ \varepsilon_{e\mu} & m_\mu + \varepsilon_\mu \end{pmatrix}$$

les états propres de masse sont obtenus par diagonalisation, obtenue par rotation de θ tel que

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{2 \varepsilon_{e\mu}}{m_\mu - m_e + \varepsilon_\mu - \varepsilon_e} \quad (5)$$

Du fait de la différence de masse existant entre muon et électron, et si les ε sont de l'ordre de l'électron-volt, on voit que $\theta \sim 10^{-8}$ et $\delta m^2 = 10^{16} \text{eV}^2$. Les oscillations $e-\mu$ ont alors une amplitude d'ordre 10^{-16} et des longueurs d'oscillation microscopiques

SOURCE	ENERGIE	DISTANCE	Δm^2
Réacteur	4 MeV	100 m	0.1 eV ²
Accélérateur	1 GeV	1 km	2.5 eV ²
Atmosphère	400 MeV	10 km	0.1 eV ²
		10000 km	10 ⁻⁴ eV ²
Soleil	1 MeV	500 s	10 ⁻¹¹ eV ²

Tableau I.1: Principales sources de neutrinos, avec l'ordre de grandeur de leur énergie, la distance L typique entre source et détecteurs, et la valeur de Δm^2 donnant une longueur d'oscillation égale à L. Les expériences correspondantes seront sensibles à des valeurs de Δm^2 plus grandes ou de l'ordre de ces valeurs limites

(250 fm pour un lepton d'1 GeV!). En pratique, cela voudra dire que le μ se comportera comme un e avec probabilité 10^{-16} , trop faible pour être observable.

Au contraire, si on considère la matrice de masse $\nu_e \nu_\mu$, ($m_{\nu_e} - m_{\nu_\mu}$) avant branchement de la perturbation peut très bien être soit nul, soit de l'ordre des ϵ . $\text{tg}2\theta$ peut alors être important, puisque numérateur et dénominateur sont du même ordre, et les longueurs d'oscillation devenir macroscopiques (2.5 km pour $E_\nu = 1$ GeV et $\Delta m^2 \sim 1$ eV²).

Ceci explique pourquoi les neutrinos permettent des tests beaucoup plus fins de la violation de la saveur leptonique. Le tableau 1 montre la sensibilité en δm^2 à laquelle on peut s'attendre selon les diverses sources de neutrinos expérimentalement utilisables.

I.2 Paquets d'onde, oscillation et cohérence.

Dans les dérivations qui précèdent, un lecteur pointilleux peut poser plusieurs questions judicieuses:

1°) Pourquoi avoir supposé la même impulsion pour les divers états propres de masse, plutôt que la même énergie ou la même vitesse?

2°) Les neutrinos d'impulsion définie sont décrits par des ondes planes, non localisées. Comment dans ces conditions définir une longueur d'oscillation?

A la première question, on peut répondre que lorsque les neutrinos sont ultra-relativistes, la différence entre phases des ondes planes $e^{i(\vec{p}\vec{x} - Et)}$ de masse m_1 et m_2

est, pour même impulsion $\frac{\Delta m^2}{2p} t$; pour même énergie $\frac{\Delta m^2}{2E} x$; pour même vitesse $\frac{\Delta m^2}{2E} t$ et donc que l'oscillation est la même, dès qu'on admet $E = p$ et $x = t$.

Mais que veut dire $x = t$? C'est l'essence de la seconde question. En fait, pour répondre correctement aux deux questions, il faut abandonner les ondes planes et utiliser les paquets d'onde [11].

Si une particule d'impulsion \vec{p} est décrite par $|\vec{p}\rangle$, un état quelconque sera décrit par un paquet d'onde $\varphi(\vec{p})$

$$|\varphi\rangle = \int \frac{d^3\vec{p}}{2E} \varphi(\vec{p}) |\vec{p}\rangle$$

Sa fonction d'onde à l'instant t sera

$$\psi(\vec{x}, t) = \langle \vec{x}, t | \varphi \rangle = \int \frac{d^3\vec{p}}{2E} \varphi(\vec{p}) e^{-iEt} e^{i\vec{p}\cdot\vec{x}}$$

le facteur $2E$ vient de la normalisation relativiste des ondes planes $\langle \vec{q} | \vec{p} \rangle = 2E \delta^3(\vec{p} - \vec{q})$ dérivant de la relation

$$\delta(p^2 - m^2) d^4p = \frac{d^3\vec{p}}{2E}$$

Il n'existe pas de paquet d'onde décrivant des états localisés en \vec{x} (contrairement au cas non relativiste). Le mieux qu'on puisse faire est [12]

$$\varphi_{\vec{x}_0}(\vec{p}) = \sqrt{2E} e^{i\vec{p}\cdot\vec{x}_0},$$

concentré autour de \vec{x}_0 . De tels états vérifient :

$$\langle \vec{x}' | \vec{x} \rangle = \delta^3(\vec{x} - \vec{x}') \quad \text{et} \quad |\vec{x}\rangle d^3x \langle \vec{x} | = 1$$

Considérons un état superposition cohérente de ν_1 et ν_2 avec les paquets d'onde $\cos\theta g_1(\vec{p})$ et $\sin\theta g_2(\vec{p})$ tels que

$$\int \frac{d^3\vec{p}}{2E_i} |g_i(\vec{p})|^2 = 1$$

décrivant un ν_e produit à l'instant $\tau = 0$. Cet état évoluera vers :

$$|\varphi(t)\rangle = \cos\theta \int \frac{d^3\vec{p}}{2E_1} g_1(\vec{p}) e^{-iE_1 t} |\nu_1 \vec{p}\rangle + \sin\theta \int \frac{d^3\vec{p}}{2E_2} g_2(\vec{p}) e^{-iE_2 t} |\nu_2 \vec{p}\rangle$$

La probabilité de trouver un ν_e en \vec{x}_0 à l'instant t sera

$$P_e(\vec{x}_0, t) = |\langle \nu_e \vec{x}_0 | \phi(t) \rangle|^2$$

avec

$$\begin{aligned} |\nu_e \vec{x}_0\rangle &= \cos\theta \int \frac{d\vec{p}}{\sqrt{2E_1}} e^{-i\vec{p}\vec{x}_0} |\nu_1 \vec{p}\rangle \\ &+ \sin\theta \int \frac{d\vec{p}}{\sqrt{2E_2}} e^{-i\vec{p}\vec{x}_0} |\nu_2 \vec{p}\rangle \end{aligned}$$

Le taux de ν_e détectés en \vec{x}_0 sera proportionnel à

$$P_e(\vec{x}_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_e(\vec{x}_0, t) dt \quad (6)$$

Si, pour alléger les formules, on fait le calcul à 1 dimension d'espace, on trouve "aisément", après un peu d'algèbre utilisant abondamment

$$\int e^{i(u-u')v} dv = \delta(u-u')$$

$$\begin{aligned} P_e(x_0) &\propto \cos^4\theta \int \frac{dp}{2pE} |g_1(p)|^2 + \sin^4\theta \int \frac{dq}{2qE} |g_2(q)|^2 \\ &+ 2 \cos^2\theta \sin^2\theta \int \frac{dp}{2qE} \operatorname{Re} [g_1(p)g_2^*(q)e^{i(p-q)x_0}] \end{aligned} \quad (7)$$

où $q^2 + m_2^2 = p^2 + m_1^2 = E^2$. C'est le troisième terme qui contient une dépendance en x_0 créant à certaines conditions une oscillation spatiale dans le taux de ν_e ¹. Dès que les neutrinos sont relativistes, les 2 premiers termes vaudront $\cos^4\theta + \sin^4\theta$. Le troisième terme vaudra (en utilisant $p - q = \frac{\Delta m^2}{2E}$)

$$2 \cos^2\theta \sin^2\theta \cos \frac{\Delta m^2}{2E} x_0$$

redonnant la formule (1) à 2 conditions:

1°) que $g_2(q) \sim g_1(p)$.

¹Un calcul analogue où l'on regarde la probabilité de trouver un ν_e n'importe où en fonction du temps donne

$$P_e(t) = \cos^4\theta + \sin^4\theta + 2 \cos^2\theta \sin^2\theta \int \frac{dp}{\sqrt{4E_1E_2}} \operatorname{Re} [g_1(p)g_2^*(p)e^{-i(E_1-E_2)t}]$$

amenant aux mêmes conclusions.

2°) que sur la largeur σ_p du paquet d'ondes, la phase $(p-q)x_0$ soit quasi constante.

1^{ère} condition

Cette condition exige que la largeur commune σ_p des paquets d'onde g_1 et g_2 soit beaucoup plus grande que la différence $p - q$. Or cette largeur dépend du processus de production du neutrino. Ainsi, si un ν_μ est issu de la désintégration d'un pion, les largeurs de g_1 et g_2 sont le reflet de la largeur du paquet d'onde décrivant le pion, elle-même directement liée à la localisation du pion, et la différence entre g_1 et g_2 est due à la différence de masse entre ν_1 et ν_2 .

Si le pion est au repos, l'énergie du ν final est

$$E_\nu = (m_\pi^2 - m_\mu^2 + m_\nu^2) / 2m_\pi$$

et donc

$$\frac{dE_\nu}{dm_\nu^2} = \frac{1}{2m_\pi}$$

Un ν_1 aura même énergie que le ν_2 si on booste le pion de $\beta_\pi = \frac{\Delta m^2}{2m_\pi E_\nu}$. Un shift en impulsion du pion de $\frac{\Delta m^2}{2E_\nu}$ compense la différence d'énergie des neutrinos ν_1 et ν_2 . g_1 et g_2 seront donc quasi identiques si $\sigma_p(\pi) \gg \frac{\Delta m^2}{2E_\nu}$. Ceci est équivalent à

$$\sigma_x(\pi) \ll \frac{2E_\nu}{\Delta m^2} = \frac{L_{osc}}{2\pi} \quad (8)$$

Pour voir des oscillations spatiales, il faut donc que la source des neutrinos soit mieux localisée que la longueur d'oscillation. On s'en serait douté, il est rassurant de retrouver cette condition.

2^{ème} condition

Si lorsque p varie de σ_p , $(p - q)x_0$ varie beaucoup (c'est-à-dire un grand nombre de fois 2π) le terme d'interférence va s'annuler. Les oscillations spatiales vont donc disparaître au-delà d'une distance x_0 telle que :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta m^2}{2p^2} \sigma_p &= \pi \\ x_0 &= \frac{2\pi p^2}{\sigma_p \Delta m^2} = L_{osc} \frac{p}{\sigma_p} \end{aligned} \quad (9)$$

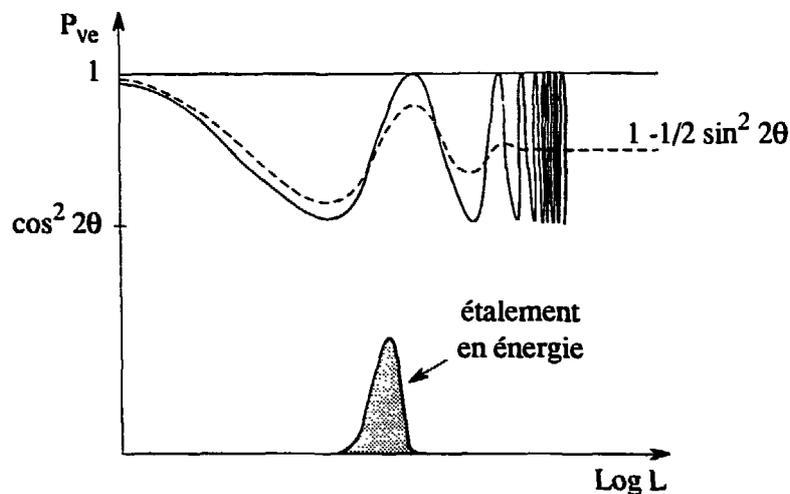


Figure 1.2: Damping classique des oscillations de saveur à grande distance, dû à une largeur classique σ_E sur la sélection de l'énergie

Les oscillations quantiques ne disparaissent qu'après p/σ_p longueurs d'oscillation.

En pratique, la largeur naturelle en impulsion du faisceau de neutrinos (ou la précision de la mesure en énergie) provoque un délavement classique des oscillations bien avant tout effet de perte de cohérence quantique.

Si l'on sélectionne des neutrinos d'énergie E_0 avec une précision (classique) σ_E , décrite par une distribution normalisée $f(E)$ centrée sur E_0 , nous aurons :

$$P_{\nu_e}(L) = 1 - \sin^2 2\theta \int dE f(E) \sin \frac{\pi L}{L_{osc}(E)} \quad (10)$$

Les oscillations vont disparaître lorsque $\frac{d\phi}{dE} \sigma_E$ devient d'ordre unité, c'est-à-dire lorsque $L \geq L_{osc} \frac{E_0}{\sigma_E}$. Alors

$$P_{\nu_e}(x) \rightarrow 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta.$$

Ceci est illustré figure 2. L'abscisse choisie est $\text{Log } L$, car la convolution donnée dans

(10) revient à convoluer le terme oscillant par une fonction de largeur fixe en $\text{Log } L$. En effet puisque $\varphi = K \frac{L}{E}$ une variation ΔE est équivalente à $\Delta L = \frac{L}{E} \Delta E$, ou encore $\frac{\Delta E}{E} = \Delta \text{Log } L = \text{cte}$.

Quelle est la largeur du paquet d'onde du neutrino ?

Si on se place dans le cdm de la source de neutrino (π , Noyau, collision e^+e^- , ...), le neutrino aura une impulsion p_ν . Un boost le long de p_ν donnant à la source une impulsion p_s va donner au neutrino une nouvelle impulsion $\sim \left(1 + \frac{p_s^2}{M_s^2}\right) p_\nu$. La largeur en impulsion du paquet d'onde décrivant le neutrino, σ_p^ν , est donnée par $\frac{\sigma_p^\nu}{M_s} p_\nu$ si σ_p^s est la largeur en impulsion de la source s de masse M_s . σ_p^s est relié par $\sigma_p^s \sigma_x^s = \hbar$ à l'incertitude sur la localisation de la source. Dans le cas de désintégration β , σ_x^s sera de l'ordre de la distance interatomique. Dans des solides contenant \mathcal{N} atomes/cm³, où \mathcal{N} est le nombre d'Avogadro, $\sigma_x^s \sim \mathcal{N}^{-1/3}$ cm = 10⁻⁸ cm, alors $\sigma_p^s \sim 2$ keV/c. On voit que dans ces conditions, le nombre d'oscillations observables avant perte de cohérence quantique sera

$$\frac{p_\nu}{\sigma_p^\nu} \sim \frac{M_s}{\sigma_p^s} = M_s \sigma_x^s,$$

soit quelques millions.

Ce résultat n'est pas celui annoncé par Nussinov [13]. Cet auteur s'est intéressé à un autre phénomène intervenant dans la largeur σ_p^ν du paquet d'onde du neutrino, lié au temps de vie effectif de l'émetteur. Si cet émetteur a un temps de vie τ , alors sa masse a une largeur naturelle $\Delta E = \frac{1}{\tau}$ et cette largeur va se traduire par une largeur équivalente sur l'énergie (et donc l'impulsion) du neutrino émis. $\sigma_p^\nu \sim \frac{1}{\tau}$ doit donc se rajouter au σ_p^ν déterminé ci-dessus (et que Nussinov ne considère pas). Qui plus est, lorsqu'on est dans un milieu dense et chaud, $\Delta E = \frac{1}{\tau}$ doit être remplacé par $\Delta E = \frac{1}{\tau_c}$, où τ_c est le temps moyen entre 2 collisions de l'émetteur, dès que $\tau_c < \tau$ (phénomène d'élargissement des raies atomiques sous haute température et pression bien connu en physique atomique).

Le nombre d'oscillations observables avant perte de cohérence due à ce $\Delta E = \frac{1}{\tau_c}$ est donné par

$$\frac{p_\nu}{\Delta E} = E_\nu \sqrt{\frac{M_s}{2kT}} d$$

d , distance parcourue par l'émetteur entre 2 chocs, est pour Nussinov la distance moyenne entre noyaux (ce que nous avons pris pour σ_x^s ci-dessus).

D'autres auteurs [14] utilisent la même formule que Nussinov, mais estiment d différemment depuis une taille électromagnétique effective des noyaux, dépendant

de la température selon des prescriptions de physique des plasmas, et arrivent pour le soleil à des estimations de d cinq fois plus petites que Nussinov.

Quoi qu'il en soit, les deux effets liés d'une part à la localisation de l'émetteur et d'autre part à la largeur en masse de l'émetteur sont indépendants et doivent s'ajouter (quadratiquement). Une coïncidence numérique fait que dans le soleil ($M_s = 1 \text{ GeV}$, $kT = 1 \text{ keV}$, $\rho = 100 \text{ /cm}^3$ donnant $\sigma_x \sim 0.25 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$) les 2 effets sont du même ordre. Ajoutés quadratiquement, ils limitent le nombre d'oscillations observables à moins de 10^5 (et un peu plus de 10^4 si on suit [14].) Pour $\delta m^2 = 10^{-4} \text{ eV}^2$ et $E_\nu = 1 \text{ MeV}$, la longueur d'oscillation est de 25 km. Le rayon solaire vaut 700 000 kms. On voit que la perte de cohérence pourrait se produire à l'intérieur du soleil pour les neutrinos solaires de basse énergie. Nous en reparlerons plus loin.

I.3 Oscillations dans le vide entre 3 familles.

La matrice unitaire de mélange, réelle si CP est conservé, relie 3 états de saveur définie $\ell \ell' \ell'' (e, \mu, \bar{\nu})$ à 3 états de masse définie 1, 2, 3.

$$\begin{pmatrix} \nu_\ell \\ \nu_{\ell'} \\ \nu_{\ell''} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b & c \\ a' & b' & c' \\ a'' & b'' & c'' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

Un ν_ℓ produit à $t = 0$ devient au temps t :

$$|\nu(t)\rangle = a e^{-iE_1 t} |\nu_1\rangle + b e^{-iE_2 t} |\nu_2\rangle + c e^{-iE_3 t} |\nu_3\rangle$$

$$E_i = (p^2 + m^2)^{1/2}$$

La probabilité de retrouver ce neutrino dans les divers états de saveur à une distance L sera

$$\begin{cases} P_\ell(L) = 1 - 4 a^2 b^2 \sin^2 \varphi_{12} - 4 a^2 c^2 \sin^2 \varphi_{13} - 4 b^2 c^2 \sin^2 \varphi_{23} \\ P_{\ell'}(L) = -4 a a' b b' \sin^2 \varphi_{12} - 4 a a' c c' \sin^2 \varphi_{13} - 4 b b' c c' \sin^2 \varphi_{23} \\ P_{\ell''}(L) = -4 a a'' b b'' \sin^2 \varphi_{12} - 4 a a'' c c'' \sin^2 \varphi_{13} - 4 b b'' c c'' \sin^2 \varphi_{23} \end{cases}$$

Chaque probabilité contient 3 termes oscillants dont les phases sont données par

$$\varphi_{ij} = \frac{m_i^2 - m_j^2}{4 E_\nu}$$

donnant lieu à des phénomènes de battement.

Dans le cas où la hiérarchie entre masses est très marquée, $m_1 \ll m_2 \ll m_3$, les longueurs d'oscillations L_{13} et L_{23} sont presque égales et beaucoup plus petites que L_{12} .

Il y a donc deux régions nettement séparées: lorsque $L \sim L_{13}$ ou L_{23} , on observe l'apparition oscillante et en phase des 2 saveurs ℓ' et ℓ'' ; puis ces oscillations se dampent (classiquement, du fait de la précision en énergie) avant de donner lieu à de nouvelles oscillations lorsque L est d'ordre L_{23} , qui se damperont aussi lorsque $L \gg L_{23}$.

Lorsque $L \sim L_{13} \ll L_{12}$

$$\begin{cases} P_\ell &= 1 - 4 c^2 (1 - c^2) \sin^2 \varphi_{13} \\ P_{\ell'} &= 4 c^2 c'^2 \sin^2 \varphi_{13} \\ P_{\ell''} &= 4 c^2 c''^2 \sin^2 \varphi_{13} \end{cases} \quad (11a)$$

Lorsque $L_{13} \ll L \ll L_{12}$

$$\begin{cases} P_\ell &= 1 - 2 c^2 (1 - c^2) \\ P_{\ell'} &= 2 c^2 c'^2 \\ P_{\ell''} &= 2 c^2 c''^2 \end{cases} \quad (11b)$$

Lorsque $L \sim L_{12}$

$$\begin{cases} P_\ell &= 1 - 2c^2(1 - c^2) - 4 a^2 b^2 \sin^2 \varphi_{12} \\ P_{\ell'} &= 2 c^2 c'^2 - 4 ab a' b' \sin^2 \varphi_{12} \\ P_{\ell''} &= 2 c^2 c''^2 - 2ab a'' b'' \sin^2 \varphi_{12} \end{cases} \quad (11c)$$

Lorsque $L \gg L_{12}$

$$\begin{cases} P_t &= a^4 + b^4 + c^4 \\ P_{t'} &= 2c^2c'^2 - 2ab a'b' \\ P_{t''} &= 2c^2c''^2 - 2ab a''b'' \end{cases} \quad (11d)$$

Ces formules sont illustrées figure 3. On notera une situation intéressante: si on étudie les oscillations à 2 distances de la source L_a et L_b , montrées sur la figure 3, en recherchant l'apparition de la saveur l' , on pourra éventuellement trouver moins de $\nu_{l'}$ à la distance lointaine L_b qu'à la distance proche L_a (on ne mesure donc pas nécessairement la contamination éventuelle du faisceau en $\nu_{l'}$ par la mesure en L_a : l'interprétation en termes d'oscillation de mesures d'apparition à 2 distances peut s'avérer plus subtile que prévu).

Par ailleurs, on voit qu'à 3 familles, la réduction maximale du flux en saveur initiale est d'un facteur 3: $a^4 + b^4 + c^4 = 1/3$ pour $|a| = |b| = |c| = \frac{1}{\sqrt{3}}$, mais ce facteur ne peut être obtenu que pour une seule saveur, car on ne peut pas avoir

$$\begin{cases} a^4 + b^4 + c^4 &= 1/3 \\ a'^4 + b'^4 + c'^4 &= 1/3 \end{cases} \quad \text{et} \quad aa' + bb' + cc' = 0$$

ce qui rend une telle réduction a priori peu vraisemblable [13].

I.4 Propagation dans la matière.

I.4.1 Indice de réfraction

Une onde plane se propageant dans le vide aura pour fonction d'onde

$$\psi(\vec{x}, t) = e^{i\vec{p}\cdot\vec{x}} e^{-iEt} = \psi_{inc}$$

Si l'onde plane se propage dans la matière, à l'onde incidente se superpose une amplitude de diffusion par les centres diffuseurs avec lesquels la particule incidente peut interagir.

Si la probabilité de diffusion est faible, l'absorption du faisceau incident peut être négligeable, mais l'amplitude vers l'avant est néanmoins modifiée de façon sensible, chaque centre diffuseur créant à l'avant un petit déphasage, dont l'effet cumulé peut se décrire par un indice de réfraction quantique [15].

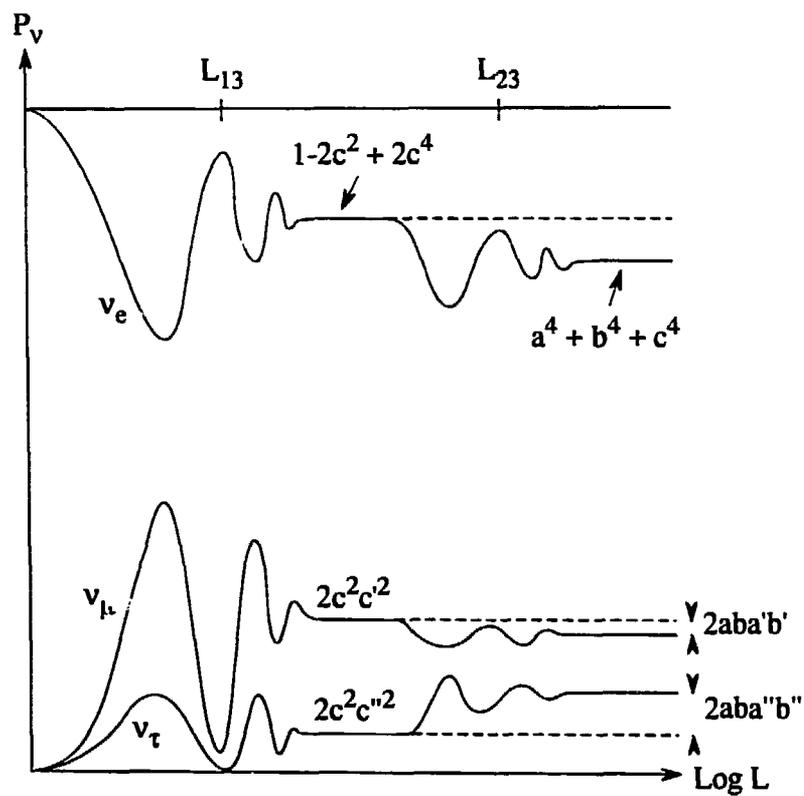


Figure 1.3: Phénomène d'oscillations en fonction de la distance entre 3 saveurs, dans le cas d'une hiérarchie très marquée entre masses

Si l'onde diffusée est $\frac{e^{ipr}}{r} f(\Omega)$, l'onde totale devient

$$\psi_{\text{tot}} = \psi_{\text{inc}} + \sum_i \frac{e^{ipr_i}}{r_i} f(\Omega_i)$$

qui donne à l'avant

$$\psi_{\text{tot}}(x, t) = e^{inpx} e^{-iEt}$$

avec

$$n = 1 + 2\pi \rho_N \frac{f(0)}{p^2} \quad (12)$$

ρ_N étant la densité en nombre d'atomes/cm³, $f(0)$ l'amplitude de diffusion à l'avant qui a la dimension d'une longueur et sera d'ordre $G_F \times p$ pour des neutrinos (G_F est la constante de Fermi et vaut 10^{-5}GeV^{-2}).

$|n - 1|$ sera de l'ordre de $6 \cdot 10^{-19} \rho(g/cm^3) \frac{Z}{A}$ pour des neutrinos d'1 MeV.

Dans un traitement en paquet d'onde, la vitesse de groupe qui vaut $\frac{p}{E}$ dans le vide devient $\frac{1}{n} \frac{p}{E}$ (on voit l'analogie avec l'indice de réfraction pour la lumière ; mais l'indice n ci-dessus défini peut être inférieur à 1).

L'introduction de cet indice de réfraction peut aussi se comprendre de la manière suivante:

Des centres diffuseurs, aléatoirement répartis, créent un potentiel moyen vu par les particules se déplaçant dans un tel milieu, dont l'énergie $E = \sqrt{p^2 + m^2}$ dans le vide devient $E + V$. L'équation de propagation aux valeurs propres

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi = H\psi = (E + V)\psi$$

montre que ce potentiel ajoute une phase e^{-iVt} , qui pour une onde plane, peut être ajoutée à e^{ipx} en utilisant la relation $x = v_G t = \frac{p}{E} t$ pour donner e^{inpx} . Ce pseudo-potential est dérivé par exemple dans [16] et vaut

$$V(x) = - \frac{2 \pi \rho(x) f(0)}{E} \quad (13)$$

d'où la formule pour n .

Tout ceci n'est valable que pour $|n - 1| \ll 1$.

Quel est l'indice de réfraction pour les ν ?

Si cet indice était le même pour toutes les variétés de neutrinos, ν_1, ν_2, ν_3 développeraient la même phase supplémentaire, et donc le phénomène d'oscillation.

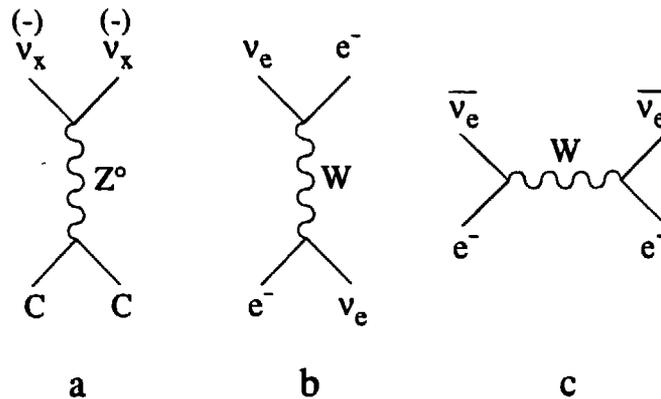


Figure I.4: Graphes décrivant la diffusion élastique de neutrinos dans la matière. Le graphe (a) existe pour toutes les saveurs et toutes les cibles ($C = p, n, e^-, \text{noyau} \dots$), les graphes (b) et (c) n'existent que pour les (anti)neutrinos électroniques

lié à la différence de phase entre états propres de propagation, serait le même que dans le vide. Mais ces indices sont différents, du fait que la matière ordinaire contient des électrons avec lesquels les ν_e (ou les $\bar{\nu}_e$) ont des amplitudes de diffusion élastiques différentes des autres saveurs à cause des diagrammes supplémentaires montrés figure 4, et faisant intervenir des courants chargés. On comprend donc que lors de la propagation dans la matière, un déphasage supplémentaire propre au ν_e va se développer, et modifier le phénomène d'oscillation.

L'amplitude du diagramme b vaut $-\frac{\sqrt{2}}{2\pi} G_F \rho$, celle du diagramme c est opposée [17]. La phase supplémentaire induite dans la propagation d'un ν_e sera $e^{-i\sqrt{2}G_F \rho t}$, où ρ_e est le nombre d'électrons par cm^3 et G_F la constante de Fermi. La phase supplémentaire sera $e^{+i\sqrt{2}G_F \rho t}$ pour un $\bar{\nu}_e$.²

²Ceci vaut que les neutrinos soient de Dirac ou de Majorana. Contrairement à ce qui est dit dans [17], l'indice de réfraction ne vaut pas 1 pour des neutrinos de Majorana: il y a 2 indices de réfraction différents pour les neutrinos gauche et droit, car cet indice dépend de l'hélicité.

I.4.2 Etats propres de propagation dans la matière.

Oublions pour simplifier le ν_e et ne considérons que 2 familles ν_e et ν_μ . Les états propres de propagation d'impulsion p sont les états propres de l'hamiltonien. Dans le vide, ce sont les états propres de masse ν_1 et ν_2 .

$$H_V |\nu_1\rangle = E_1 |\nu_1\rangle$$

$$H_V |\nu_2\rangle = E_2 |\nu_2\rangle$$

Dans la matière, à l'hamiltonien libre s'ajoute un potentiel V dont nous savons qu'il est diagonal dans la base $\nu_e \nu_\mu$.

$$V |\nu_e\rangle = (C + \sqrt{2} G \rho_e) |\nu_e\rangle$$

$$V |\nu_\mu\rangle = C |\nu_\mu\rangle$$

L'hamiltonien dans la matière, $H_m = H_V + V$, n'est donc diagonal ni dans la base $\nu_1 \nu_2$; ni dans la base $\nu_e \nu_\mu$.

$$\begin{aligned} \text{Posons } |\nu_e\rangle &= \cos \theta_V |\nu_1\rangle - \sin \theta_V |\nu_2\rangle \\ |\nu_\mu\rangle &= +\sin \theta_V |\nu_1\rangle + \cos \theta_V |\nu_2\rangle \end{aligned} \quad (14)$$

On choisira θ_V entre 0 et $\frac{\pi}{4}$ (ν_e est donc principalement ν_1). H_V sera dans cette base

$$\begin{pmatrix} H_{ee}^V & H_{\mu e}^V \\ H_{e\mu}^V & H_{\mu\mu}^V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1 \cos^2 \theta_V + E_2 \sin^2 \theta_V & -(E_2 - E_1) \sin \theta_V \cos \theta_V \\ -(E_2 - E_1) \sin \theta_V \cos \theta_V & E_2 \cos^2 \theta_V + E_1 \sin^2 \theta_V \end{pmatrix}$$

Et donc l'hamiltonien total dans cette base de saveur $\nu_e \nu_\mu$ sera

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} E_1 \cos^2 \theta_V + E_2 \sin^2 \theta_V + C + \sqrt{2} G \rho_e & -(E_2 - E_1) \sin \theta_V \cos \theta_V \\ -(E_2 - E_1) \sin \theta_V \cos \theta_V & E_2 \cos^2 \theta_V + E_1 \sin^2 \theta_V + C \end{pmatrix}$$

Pour trouver les états propres de propagation dans la matière contenant une densité ρ_e donnée d'électrons, il faut diagonaliser cette matrice. Les vecteurs propres donneront les 2 combinaisons (orthogonales, puisque la matrice est symétrique) de ν_e et ν_μ se propageant indépendamment (c'est-à-dire en restant elles-mêmes), les

valeurs propres donnant leurs énergies respectives. On peut soustraire sans problème un multiple kI de la matrice unité à \mathcal{M} , cela ne change pas les vecteurs propres et cela diminue les 2 valeurs propres de k . On peut réécrire

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} \sqrt{2} G \rho_e & -\frac{1}{2} (E_2 - E_1) \sin 2\theta_V \\ -\frac{1}{2} (E_2 - E_1) \sin 2\theta_V & (E_2 - E_1) \cos 2\theta_V \end{pmatrix} \quad (15)$$

Les valeurs propres d'une matrice réelle $\begin{pmatrix} a & c \\ c & b \end{pmatrix}$ sont

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2} (a + b) \pm \frac{1}{2} \left((a - b)^2 + 4c^2 \right)^{1/2} \quad (16)$$

et les vecteurs propres sont

$$\begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} \quad \text{tels que} \quad \text{tg } 2\theta = \frac{2c}{a - b} \quad (17)$$

On voit que $\lambda_+ - \lambda_-$ est minimal pour $a = b$ qui entraîne $\theta = \pm \frac{\pi}{4}$. Les vecteurs propres de \mathcal{M} dépendent de la valeur de ρ_e :

quand $\rho_e = 0$, on retrouve bien sûr ν_1 et ν_2

quand $\rho_e \rightarrow \infty$, \mathcal{M} devient diagonale et les états propres de propagation sont ν_e et ν_μ .

Si l'on suit les vecteurs propres de propagation de $\rho_e = 0$ à $\rho_e \rightarrow \infty$, on aura 2 situations suivant que m_1 est $<$ ou $>$ m_2 . (ν_1 est le neutrino le plus proche de ν_e dans le plan ν_e, ν_μ).

Si $m_1 > m_2$, ν_1 va tourner d'un angle $-\theta_V$ et se retrouver sur ν_e . Dans le même temps, ν_2 va se retrouver sur ν_μ .

Si $m_1 < m_2$, ν_1 va tourner d'un angle $\pi/2 - \theta_V$ et se retrouver sur ν_μ . Dans le même temps, ν_2 va se retrouver sur $-\nu_e$.

Ceci est montré figure 5. Les valeurs propres sont montrées figure 6 en fonction de ρ . Leur différence est minimale pour une densité

$$\rho_R = \frac{(E_2 - E_1) \cos 2\theta_V}{\sqrt{2} G_F} \sim \frac{(m_2^2 - m_1^2) \cos 2\theta_V}{2 \sqrt{2} G_F p} \quad (18)$$

ρ_R n'est positif que si $m_2 > m_1$. C'est la valeur pour laquelle les vecteurs propres sont à 45° de ν_e et ν_μ . Si l'on appelle ν_{1m} le vecteur propre confondu avec ν_1 (état

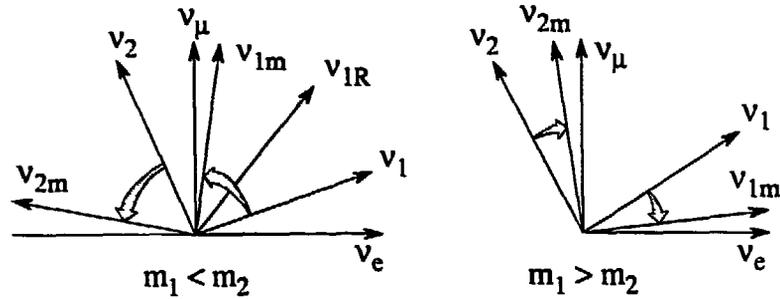


Figure I.5: Evolution des vecteurs propres de propagation dans la matière contenant une densité électronique ρ_e , lorsque ρ_e croît depuis une valeur nulle
a) lorsque $m_1 < m_2$ (c'est à dire $m_e < m_\mu$). L'état ν_1 devient ν_μ et l'état ν_2 devient ν_e à densité infinie
b) lorsque $m_1 > m_2$ (c'est à dire $m_e > m_\mu$). L'état ν_1 devient ν_e et l'état ν_2 devient ν_μ à densité infinie

de masse définie le plus proche de ν_e lorsque $\rho = 0$ et si θ_m est l'angle (ν_e, ν_{1m}) , alors :

$$\text{tg } \theta_m = (R - 1) \cotg 2\theta_V + \sqrt{1 + (R - 1)^2 \cotg^2 2\theta_V} \quad (19)$$

$R = \frac{\rho_e}{\rho_R}$. Cette formule est valable quel que soit le signe de ρ_R . De même, la différence des valeurs propres est :

$$E_{2m} - E_{1m} = (E_2 - E_1) \sin 2\theta_V \sqrt{1 + (R - 1)^2 \cotg^2 2\theta_V} \quad (20)$$

Pour les antineutrinos, il faut changer le signe de $\sqrt{2} G \rho_e$ dans la matrice de l'Hamiltonien. ρ_R est donc > 0 lorsque $m_1 > m_2$. Toutes les formules sont valables à condition de changer le signe de ρ_R .

I.4.3 Oscillations dans la matière à densité constante.

L'équation d'évolution dans la base $\nu_\alpha \nu_\beta$ pour un état qui à $t = 0$ vaut

$$a(0) |\nu_\alpha\rangle + b(0) |\nu_\beta\rangle$$

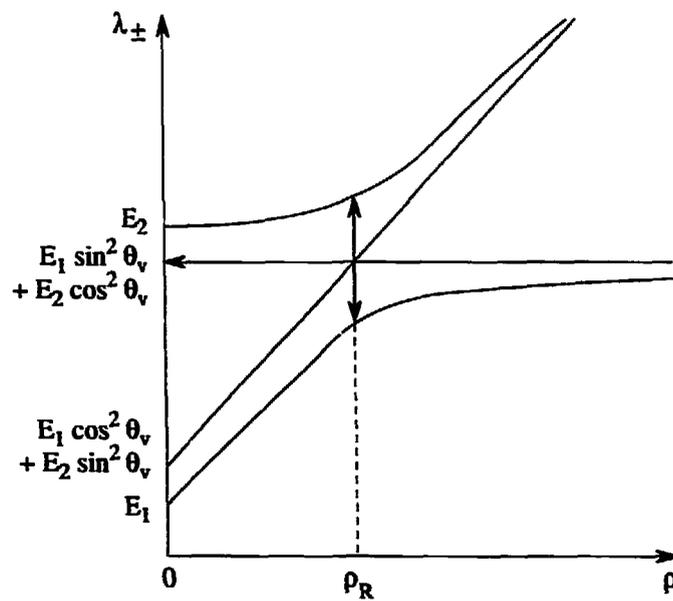


Figure I.6: Variation des 2 valeurs propres de l'hamiltonien en fonction de la densité électronique. Ces courbes sont valables pour des neutrinos lorsque $m_1 < m_2$ et pour des antineutrinos lorsque $m_1 > m_2$. Les autres cas correspondent à la partie $\rho < 0$, non montrée, de ces mêmes courbes. On voit que la différence des valeurs propres est minimale à la densité résonnante ρ_R (point de "croisement des niveaux")

est

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = H \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \quad (21)$$

Par exemple, dans la base ν_e, ν_μ , H est donné par la matrice \mathcal{M} (formule 15).

A densité constante, c'est bien sûr dans la base des états diagonaux que l'évolution sera la plus simple

$$|\nu(t)\rangle = a_1(t) |\nu_{1m}\rangle + a_2(t) |\nu_{2m}\rangle$$

donnant

$$i \frac{d}{dt} a_j(t) = E_{jm} a_j(t) \quad j = 1, 2$$

soit

$$a_j(t) = e^{-iE_{jm}t} a_j(0)$$

et donc

$$|\nu(t)\rangle = a_1(0) e^{-iE_{1m}t} |\nu_{1m}\rangle + a_2(0) e^{-iE_{2m}t} |\nu_{2m}\rangle$$

L'évolution est formellement identique au cas traité dans le vide. L'angle θ_V reliant les saveurs aux états propres de propagation est remplacé par θ_m , les énergies $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2}$ sont remplacées par E_{im} données ci-dessus.

L'amplitude d'oscillation devient donc

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{1}{1 + (R - 1)^2 \cot^2 2\theta_V} \quad (22)$$

et la longueur d'oscillation qui était L_{vac} dans le vide devient :

$$L_m = \frac{2\pi}{|E_{2m} - E_{1m}|} = \frac{L_{vac}}{\sin 2\theta_V \sqrt{1 + (R - 1)^2 \cot^2 2\theta_V}} \quad (23)$$

Ses variations sont montrées figure 7 avec celles de θ_m .

Même quand les angles de mélange dans le vide sont petits, on peut avoir de grandes amplitudes d'oscillation dans la matière (maximale pour $\rho = \rho_R$: dans ce cas, $\sin^2 2\theta_m = 1$ et il y a donc disparition complète de la saveur initiale pour $L = \frac{L_R}{2}$). La longueur d'oscillation est maximale pour $\rho = \rho_R$ et vaut $L_R = \frac{L_{vac}}{\sin 2\theta_V}$. Selon que $m_1 <$ ou $> m_2$, ce phénomène d'oscillation résonnante se produira pour les neutrinos ou les antineutrinos.

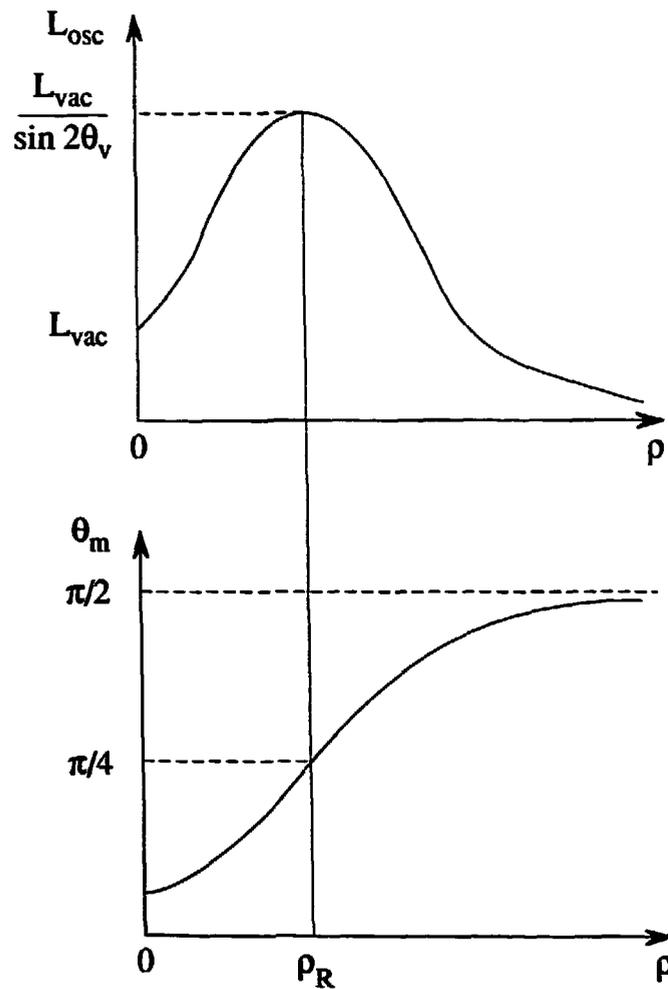


Figure I.7: Variation de la longueur d'oscillation et de l'angle de mélange θ_m entre états propres de propagation et états de saveur en fonction de la densité électronique ρ_e . Ces courbes sont valables pour des neutrinos lorsque $m_1 < m_2$ et pour des antineutrinos lorsque $m_1 > m_2$. Les autres cas sont correspondent à la partie $\rho < 0$, non montrée, de ces mêmes courbes. ρ_R désigne la densité résonnante.

On remarquera que pour des masses $m_1 < m_2$ données, la valeur de la densité résonnante dépend de l'énergie du neutrino. Pour une densité donnée (par exemple celle de la terre) l'énergie du neutrino qui oscillera de façon maximale est

$$E_R = \frac{(m_2^2 - m_1^2) \cos 2\theta_V}{2 \sqrt{2} G_F \rho}$$

et la longueur d'oscillation sera

$$L_R = \frac{L_{vac}}{\sin 2\theta_V} = \frac{4\pi E_R}{(m_2^2 - m_1^2) \sin 2\theta_V} = \frac{4\pi}{2 \sqrt{2} G_F \rho} \cotg 2\theta_V$$

Cette longueur ne dépend que de ρ , pas de Δm^2 .

Par exemple, dans le cas de la terre, pour laquelle $\rho_e \sim 1.5 \mathcal{N} e^- / \text{cm}^3$, l'énergie résonnante vaut $5 \text{ TeV} \times \frac{\Delta m^2}{1 eV^2} \times \cos 2\theta_V$ et la longueur d'oscillation résonnante est $\frac{12500 \text{ km}}{\sin 2\theta_V}$ (donc plus grande que le diamètre terrestre).

Pour que la traversée de matière ait une influence importante par rapport au vide, il faut que l'épaisseur de matière soit de l'ordre des longueurs d'oscillation. En effet, si l'épaisseur $d \ll L_m$, la disparition d'une saveur ira comme $\sin^2 2\theta_m \frac{\pi^2 d^2}{L_m^2}$. Or

$$\frac{\sin^2 2\theta_m}{L_m^2} = \frac{\sin^2 2\theta_V}{L_{vac}^2}$$

Donc un faisceau de saveur définie disparaîtra ni plus ni moins en traversant une épaisseur d de vide ou de matière lorsque d est petit devant les longueurs d'oscillation. (Par contre un neutrino qui arriverait sur terre dans un état de masse définie, n'oscillant pas dans le vide, se mettrait à osciller dans la matière en traversant la terre).

I.4.4 Cas de la densité constante à 3 familles.

Le principe est exactement le même. Dans la base $\nu_e \nu_\mu \nu_\tau$ l'hamiltonien récupère un terme $\sqrt{2} G_F \rho_e$ dans H_{ee} qui modifie les vecteurs propres de propagation par rapport au vide [20].

Dans le cas d'une hiérarchie de masse, on peut deviner ce qui se passe lorsque $m_1 \ll m_2 \ll m_3$: la figure 8 montre comment varient les valeurs propres de la matrice. On retrouve 2 zones de "croisement de niveaux" correspondant aux densités "résonnantes".

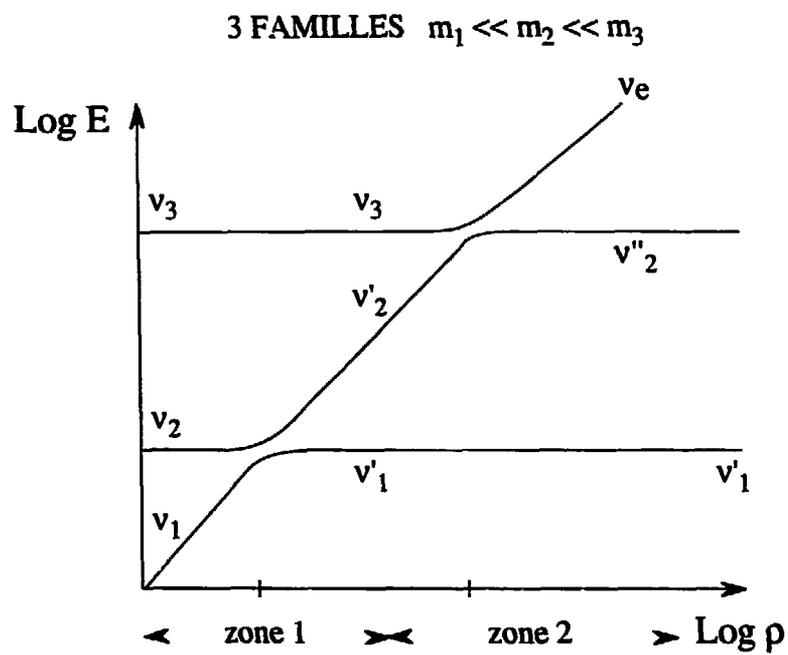


Figure I.8: Variation des valeurs propres de l'hamiltonien dans le cas d'une hiérarchie très marquée de masses, $m_1 \ll m_2 \ll m_3$, le ν_e étant le neutrino le plus léger, lorsque la densité électronique varie

Si on suppose que le ν_e est couplé au ν_1 de façon prédominante, dans la première zone de transition, $|\nu_3\rangle$ reste vecteur propre, et donc $|\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle$ tournent dans leur plan pour devenir $|\nu'_1\rangle, |\nu'_2\rangle$. Dans la deuxième zone, $|\nu'_1\rangle$ reste vecteur propre, $|\nu'_2\rangle$ et $|\nu_3\rangle$ vont tourner autour de $|\nu'_1\rangle$ jusqu'à ce que $|\nu_3\rangle$ atteigne $|\nu_e\rangle$ à très haute densité, $|\nu'_2\rangle$ étant devenu $|\nu'_2\rangle$.

I.5 Propagation dans un milieu de densité variable.

Lorsqu'on se limite à 2 familles, l'équation d'évolution est dans ce cas

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a_e(t) \\ a_\mu(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{2} G_F \rho(t) & -\frac{1}{2} (E_2 - E_1) \sin 2\theta_V \\ -\frac{1}{2} (E_2 - E_1) \sin 2\theta_V & (E_2 - E_1) \cos 2\theta_V \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_e(t) \\ a_\mu(t) \end{pmatrix}$$

Le changement est que maintenant la densité électronique ρ dépend du temps. $\rho(t) = \rho(x)$ avec $x = t$ pour des neutrinos ultrarelativistes. À un instant t donné, les vecteurs propres et les valeurs propres instantanés sont les mêmes que ci-dessus. Mais comme ces vecteurs propres changent avec le temps, la solution des équations d'évolution est complètement différente. Nous allons introduire une description géométrique du problème, la sphère de Poincaré[19, 7], qui permet de "voir" ce qui se passe au cours du temps.

I.5.1 Description géométrique d'un système à 2 niveaux

Pour tout système $|\varphi\rangle$ à 2 degrés de liberté, décrit par la superposition cohérente de 2 états de base $|1\rangle$ et $|2\rangle$

$$|\varphi\rangle = \cos\theta |1\rangle + \sin\theta e^{i\varphi} |2\rangle$$

on peut faire correspondre un point M sur la sphère de rayon unité et de centre origine, d'angle polaire 2θ et d'azimut φ ($0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ et $0 < \varphi < 2\pi$ sans perte de généralité).

Cette description a certaines propriétés agréables :

- 2 états orthogonaux sont aux antipodes l'un de l'autre.
- La probabilité de trouver l'état φ' dans φ est $|\langle\varphi|\varphi'\rangle|^2$ est $\frac{1}{2}(1 + \vec{OM} \cdot \vec{OM}')$.

- Dans le cas d'un spin 1/2 où $|1\rangle$ et $|2\rangle$ correspondent à $\sigma_z = +\frac{1}{2}$ et $\sigma_z = -\frac{1}{2}$, \vec{OM} est la direction spatiale du spin.

Toute équation d'évolution en temps d'un état $|\varphi\rangle$ va pouvoir se transposer en équation d'évolution sur $\vec{V} = \vec{OM}$. Dans notre cas (en notant $\dot{x} = \frac{dx}{dt}$)

$$\begin{cases} i \dot{a}_e = \alpha(t) a_e + \gamma a_\mu \\ i \dot{a}_\mu = \gamma a_e + \beta a_\mu \end{cases}$$

avec

$$\begin{cases} \alpha(t) = \sqrt{2} G_F \rho(t) \\ \beta = (E_2 - E_1) \cos 2\theta_V \\ \gamma = -\frac{1}{2} (E_2 - E_1) \sin 2\theta_V \end{cases}$$

Alors le point M a pour coordonnées

$$\begin{cases} X = \sin 2\theta \cos \varphi = 2 \operatorname{Re}(a_\mu a_e^*) \\ Y = \sin 2\theta \sin \varphi = 2 \operatorname{Im}(a_\mu a_e^*) \\ Z = \cos 2\theta = a_e a_e^* - a_\mu a_\mu^* \end{cases}$$

qui obéissent aux équations

$$\begin{cases} \dot{X} = 2 \operatorname{Re}(\dot{a}_\mu a_e^* + a_\mu \dot{a}_e^*) = [\beta - \alpha(t)] Y \\ \dot{Y} = 2 \operatorname{Im}(\dot{a}_\mu a_e^* + a_\mu \dot{a}_e^*) = [\alpha(t) - \beta] X - 2 \gamma Z \\ \dot{Z} = 2 \gamma Y \end{cases}$$

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \mathcal{M} \vec{V} \quad \text{avec} \quad \mathcal{M} = \begin{pmatrix} 0 & \beta - \alpha(t) & 0 \\ \alpha(t) - \beta & 0 & -2\gamma \\ 0 & 2\gamma & 0 \end{pmatrix} \quad (26)$$

La seule valeur propre réelle de \mathcal{M} est 0, et le vecteur propre correspondant est $\vec{V}_0(-2\gamma, 0, \beta - \alpha(t))$. On observe

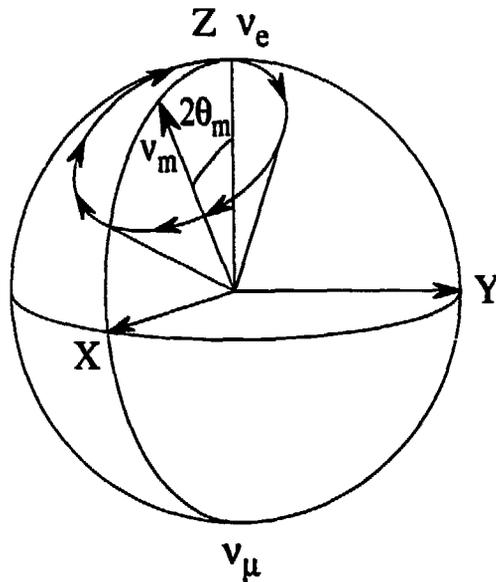


Figure I.9: Image géométrique de l'oscillation de saveur entre 2 familles dans un milieu de densité électronique constante. Aux états propres de propagation correspondent un vecteur fixe autour duquel tourne tout vecteur représentatif d'un état quelconque. On a représenté l'évolution d'un état initialement ν_e . La coordonnée Z donne à tout instant la fraction de ν_e et de ν_μ dans l'état considéré

1. que $\vec{V} \cdot \frac{d\vec{V}}{dt} = V^T \mathcal{M} V = 0$. Le vecteur \vec{V} est de longueur fixe, il reste sur la sphère
2. que $\vec{V}_0 \cdot \frac{d\vec{V}}{dt} = V_0^T \mathcal{M} V = 0$. Le vecteur vitesse de M est orthogonal à \vec{V}_0 .

Lorsqu'on est à densité fixe, la solution est évidente. Le vecteur \vec{V}_0 est fixe, et le vecteur \vec{V} tourne autour de \vec{V}_0 , avec une vitesse angulaire constante $-\omega = -[(\beta - \alpha)^2 + 4\gamma^2]^{1/2}$ (cf. figure 9). \vec{V}_0 est le représentatif des états propres de propagation $|\nu_{1m}\rangle$ et $|\nu_{2m}\rangle$. La probabilité de trouver un ν_e à l'instant t est $1/2(1 + Z(t))$, qui a bien un comportement oscillant. L'oscillation est maximale lorsque \vec{V}_0 est le long de X soit lorsque $\beta = \alpha$, c'est à dire lorsque $\rho_e = \rho_R$. On retrouve donc

tous les résultats précédents.

I.5.2 Cas de la densité variable.

On note que

$$\frac{d}{dt} (\vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2) = (\mathcal{M}\vec{V}_1) \cdot \vec{V}_2 + \vec{V}_1 \cdot (\mathcal{M}\vec{V}_2) = V_1^T \mathcal{M}^T V_2 + V_1^T \mathcal{M} V_2 = 0$$

car $\mathcal{M}^T = -\mathcal{M}$.

La sphère est donc rigide : les points M_i tournent tous autour de l'axe instantané de rotation \vec{V}_0 , mais cet axe se déplace avec le temps. Pour comprendre ce qui se passe, il convient de changer de repère et fixer l'axe \vec{Z} le long de \vec{V}_0 , en conservant l'axe Y . Les nouvelles coordonnées définissent un vecteur \vec{W} obtenu depuis \vec{V} par rotation $R(t)$. Et donc

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\vec{W}}{dt} &= \frac{d}{dt}(R\vec{V}) = \frac{dR}{dt} \cdot \vec{V} + R \frac{d\vec{V}}{dt} \\ &= \left(\frac{dR}{dt} + R\mathcal{M} \right) \vec{V} = \left(\frac{dR}{dt} \cdot R^{-1} + R\mathcal{M}R^{-1} \right) \vec{W} \\ \frac{d\vec{W}}{dt} &= \tilde{\mathcal{M}} \vec{W} \quad \text{avec (tous calculs faits)} \\ \tilde{\mathcal{M}} &= \begin{pmatrix} 0 & \omega & \psi \\ -\omega & 0 & 0 \\ -\psi & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \omega &= \sqrt{(\beta - \alpha(t))^2 + 4\gamma^2} = 2\pi/L_m = E_{2m} - E_{1m} \\ \psi &= \frac{2\gamma\dot{\alpha}}{\omega^2} = -2\dot{\theta}_m \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

ω mesure la vitesse angulaire de déplacement de \vec{V}_0 dans le repère fixe [pour lequel \vec{OZ} représente (ν_e, ν_μ) et \vec{V}_0 (ν_{1m}, ν_{2m})].

I.5.3 Approximation adiabatique.

Lorsque l'on peut négliger ψ devant ω , la solution de (27) est évidente : \vec{W} tourne autour de \vec{Z} avec la vitesse angulaire variable ω . Ceci veut dire que lorsque la densité

varie suffisamment lentement, le vecteur \vec{OM} tournera autour du vecteur \vec{V}_0 en le suivant dans ses déplacements. C'est un phénomène de guidage adiabatique, en ce sens qu'un état propre de propagation à un instant t le restera à tout instant.

En particulier, si un ν_e est créé dans un milieu de densité électronique $\rho \gg \rho_R$, il sera état propre de propagation. Si lors de son parcours, ρ décroît suffisamment lentement jusqu'à 0, de telle sorte que l'approximation adiabatique soit correcte, alors le neutrino restera à tout instant un état propre de propagation. On a vu que lorsque $m_1 < m_2$, ν_e va évoluer vers ν_2 , le neutrino couplé principalement au ν_μ : c'est ce qu'on appelle l'effet MSW (Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) découvert par [21], qui pourrait se produire éventuellement dans le soleil. La probabilité d'avoir un ν_e en sortie de soleil ne sera plus que $\sin^2\theta_V$, qui peut être très petit. Ce mécanisme fournirait donc une explication naturelle à une diminution importante du flux de ν_e issus du soleil. Cette évolution adiabatique du ν_e est montrée figure 10, qui reprend dans l'interprétation géométrique les résultats de la figure 5.

La condition d'adiabaticité

$|\psi| \ll \omega$ se traduit par

$$|\dot{\theta}_m| \ll \frac{\pi}{L_{osc}} \quad (28)$$

Elle implique donc clairement que la longueur d'oscillation doit être suffisamment petite par rapport à la longueur caractéristique de variation de θ_m .

$$L_{osc} \ll \frac{\pi}{d\theta/dx}$$

$$L_{osc} \ll L_{var} \quad \text{avec} \quad \frac{d\theta}{dx} L_{var} = \pi$$

A la densité résonnante, L_{osc} est maximal et L_{var} minimal. C'est donc à cette valeur de ρ_R que la condition d'adiabaticité doit être vérifiée. Elle se traduit alors par

$$\sqrt{2} G_F \left| \frac{d\rho}{dx} \right|_{\rho_R} \ll \left(\frac{\Delta m^2}{2p} \right)^2 \sin^2 2\theta_V \quad (29)$$

I.5.4 Au delà de l'approximation adiabatique.

On voit que même si ψ n'est pas négligeable devant ω , on peut cependant résoudre exactement l'équation (27) à condition que ψ reste proportionnel à ω . Dans ce cas

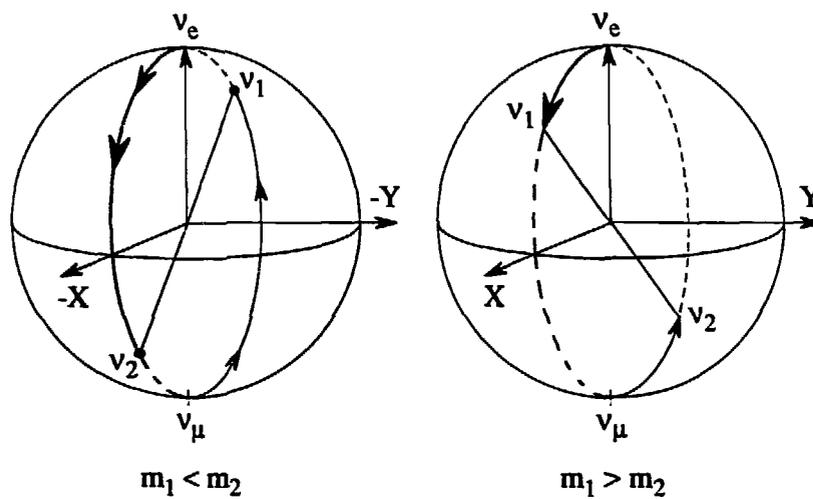


Figure I.10: Evolution d'un ν_e né dans un milieu de densité électronique infinie par guidage adiabatique vers un état propre de propagation dans le vide (un état propre de masse) lorsque la densité électronique décroît suffisamment lentement vers 0 :

- a) lorsque $m_1 < m_2$, le ν_e devient ν_2 , proche de ν_μ (effet MSW)
- b) lorsque $m_1 > m_2$, le ν_e devient ν_1 , donc reste principalement ν_e

en effet, le vecteur propre de \vec{M} , (de valeur propre nulle) est un vecteur fixe \vec{W}_G (dans le repère mobile) de composantes $(0, -\psi, \omega)$ autour duquel tout vecteur \vec{W} tournera avec une vitesse angulaire variable $-\sqrt{\omega^2 + \psi^2}$. \vec{W}_G fait un angle dont la tangente est $-\frac{\psi}{\omega}$ avec \vec{Z} . Si on revient dans le repère initial (où ν_e est le long de Z) le vecteur correspondant \vec{V}_G autour duquel tournera \vec{OM} restera dans le plan \vec{V}_0, \vec{Y} en faisant ce même angle avec \vec{V}_0 . Bien entendu, la proportionnalité entre ψ et ω est un cas d'école. Mais son étude permet de comprendre ce qui se passe lorsque l'adiabaticité est de moins en moins vérifiée. Quelques situations illustrant la perte d'adiabaticité sont esquissées figure 11.

Lors d'une transition de densité très brutale (de l'ordre de la longueur d'oscillation), le déplacement de \vec{V}_0 sur la sphère est trop rapide pour que M , le point représentatif de l'état considéré, puisse le suivre (pour suivre \vec{V}_0 le point M doit tourner autour. Si \vec{V}_0 se déplace en moins de temps qu'il n'en faut à M pour faire un tour complet, M ne peut pas suivre, il décroche). Lorsque \vec{V}_0 atteint sa nouvelle position \vec{V}'_0 , le point M va se mettre à tourner autour de ce nouveau vecteur propre.

Une étude quantitative de situations réalistes impose de recourir à des techniques de calcul numérique, où à certaines approximations analytiques, pour obtenir une bonne description du comportement des neutrinos. Ce genre d'études a fait l'objet d'un nombre considérable de publications [22].

I.5.5 Le cas de 3 familles.

Dans le cas de 3 familles, l'augmentation du nombre de degrés de liberté ne permet plus d'avoir l'image géométrique sur la sphère qui permettait de visualiser les évolutions. Dans le cas de hiérarchie de masses $m_1 \ll m_2 \ll m_3$, il y a 2 zones de densité bien séparées pouvant donner lieu au phénomène de "guidage". Plusieurs auteurs se sont penchés sur ce problème [8, 23].

I.5.6 Analogie avec le guidage d'un spin par un champ magnétique.

Dans un champ magnétique extérieur H , une particule de spin 1/2 a 2 états propres d'énergie lorsque le spin est parallèle ou antiparallèle au champ magnétique, dont la différence des énergies est μH . Un spin non aligné avec un champ statique H tournera autour de H avec une vitesse angulaire qui est la précession de Larmor $\omega_L = \frac{\mu H}{\hbar}$.

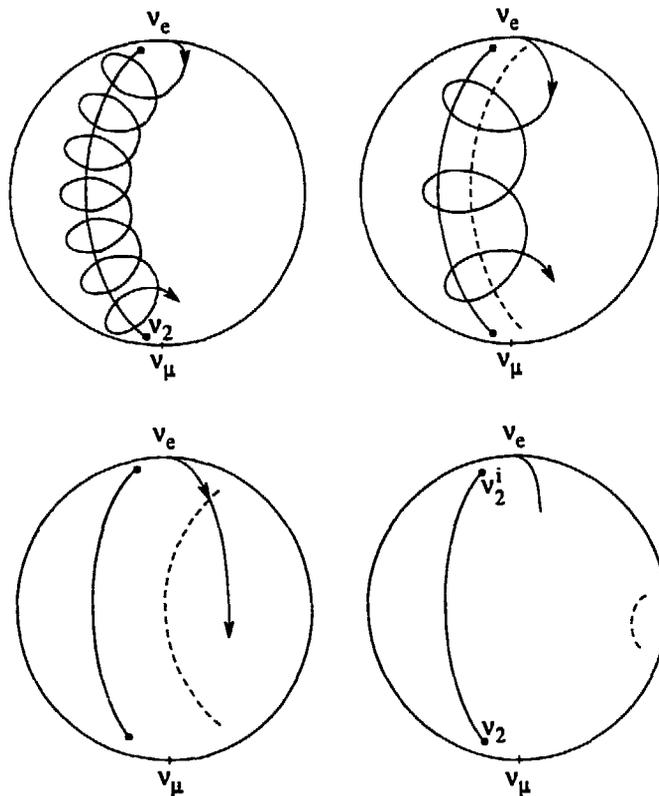


Figure I.11: Evolution d'un ν_e voyant passer la densité électronique d'une valeur très élevée à une valeur nulle, lorsque $m_1 < m_2$:

- a) Cas adiabatique: le point représentatif, initialement ν_e , suit en tournant autour de lui le vecteur représentatif des états propres de propagation qui évolue depuis un état très proche de ν_e jusqu'à l'état ν_2
- b) Condition adiabatique moins bien vérifiée: le point représentatif du ν_e initial tourne autour du vecteur obtenu depuis le vecteur propre de propagation par un tilt vers l'axe Y, dont la trajectoire est indiquée en pointillés
- c) Condition adiabatique mal vérifiée: le point représentatif a du mal à suivre le vecteur autour duquel il doit tourner (plus tilté qu'en b)
- d) Transition très brutale de densité: le vecteur représentatif reste quasiment sur place

Les équations qui gouvernent l'évolution du spin lorsque le champ magnétique varie (en direction et en force) sont identiques à celles que nous avons traitées. L'image géométrique permet très aisément de faire la correspondance entre les deux problèmes (cf. figure 12). L'axe Z de l'espace correspond à l'axe de saveur. Au vide, nous faisons correspondre un champ \vec{H}_0 fixe, dirigé suivant les vecteurs propres de masse donc dans le plan XZ , et de module tel que $\mu H_0 \propto E_2^V - E_1^V$. L'effet de matière se traduira par l'ajout d'un champ magnétique \vec{H}_1 dirigé suivant \vec{Z} et dont le module correspondra à la densité électronique. Le champ total $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_1$ donnera la direction du vecteur propre de propagation, et un spin \vec{S} tournera autour de \vec{H} avec sa fréquence de Larmor comme un état quantique \vec{OM} tournait autour du vecteur propre de propagation \vec{V}_0 . La variation de densité revient à modifier le module de \vec{H}_1 . La condition de densité résonnante correspond ici à l'annulation de la composante H_z de $\vec{H}_0 + \vec{H}_1$. La condition d'adiabaticité revient dans ce cas à exiger une vitesse de rotation du champ magnétique \vec{H} très inférieure à la précession de Larmor. Dans ces conditions, le spin \vec{S} continuera à tourner autour de \vec{H} lors des variations de ce dernier.

C'est en utilisant de tels champs tournants qu'on peut changer l'orientation de la polarisation d'une cible polarisée. En général cependant, la valeur du champ est gardée constante, seule sa direction est modifiée: il n'y a donc pas de situation "résonnante", puisque la différence des énergies propres est constante, mais il y a bien néanmoins guidage du spin qui suit le champ magnétique d'autant mieux que la vitesse de rotation est faible. Au contraire, les résonances dépolarisantes dans les accélérateurs, correspondant à un champ apparent aléatoire pour les particules d'une énergie donnée, doivent être passées le plus rapidement possible, afin que les particules accélérées ne soient pas dépolarisées. Si la transition du champ magnétique d'une configuration stable à une autre est suffisamment rapide, le spin des particules n'aura pas le temps de suivre les variations temporaires du champ magnétique.

I.5.7 Application de l'effet MSW aux neutrinos solaires.

Nous allons voir maintenant à quelles conditions l'effet MSW va pouvoir transformer des ν_e nés au centre du soleil en des ν_2 , principalement composés de ν_μ , ce qui pourrait expliquer le déficit observé de ν_e [21].

La densité au centre du soleil est de 150 g/cm^3 , avec un Z/A de $2/3$. La densité électronique correspondante décroît à peu près exponentiellement du centre vers le

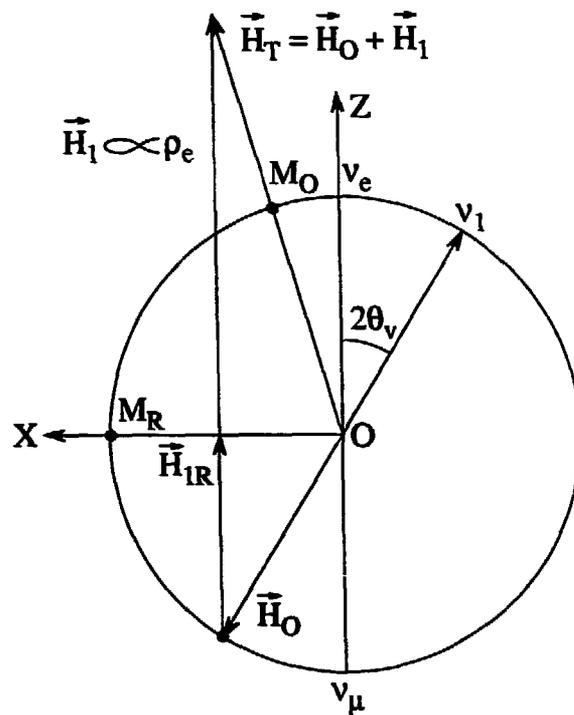


Figure I.12: Equivalence (dans le plan X Z) entre variation de densité électronique influant sur la propagation des neutrinos et changement de direction et d'amplitude d'un champ magnétique auquel est soumise une particule de spin 1/2. \vec{H}_0 correspond au vide, \vec{H}_1 à la densité électronique et $\vec{H}_T = \vec{H}_0 + \vec{H}_1$ donne la direction des états propres (de spin pour la particule, de propagation pour les neutrinos)

bord

$$\rho_e = \rho_c e^{-R/R_0} \quad \text{avec} \quad R_0 \sim 70\,000 \text{ km}$$

Pour qu'un neutrino d'énergie E , né au centre du soleil, soit transformé de façon adiabatique en un ν_2 à la sortie du soleil, il faut :

1. que $m_1 < m_2$ puisque nous considérons le cas de ν_e .
2. que la densité résonnante ρ_R soit comprise entre ρ_c et la densité près de la surface, $10^{-4}\rho_c$

$$\rho_R = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta_V}{2\sqrt{2} G_F E_\nu} \quad \rho_c = 6 \cdot 10^{25} e^-/\text{cm}^3$$

donne la condition

$$1.5 \cdot 10^{-9} < \frac{\Delta m^2 (\text{eV}^2) \cos 2\theta_V}{E_\nu (\text{MeV})} < 1.5 \cdot 10^{-5} \quad (30)$$

3. que la condition d'adiabaticité (29) soit remplie pour que le guidage du ν_e vers le ν_2 soit efficace. Sachant que

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} \simeq 1.3 \cdot 10^{-8} m$$

elle donne

$$\frac{\Delta m^2 (\text{eV})^2}{E_\nu (\text{MeV})} \frac{\sin^2 2\theta_V}{\cos 2\theta_V} \gg 5 \cdot 10^{-9} \quad (31)$$

Pour une énergie donnée de neutrino, ces trois conditions définissent un domaine dans le plan $\sin^2 2\theta_V$, Δm^2 (triangulaire en échelle Log-Log), montré figure 13, à l'intérieur duquel ce neutrino sortira du soleil avec une probabilité $|\langle \nu_e | \nu_2 \rangle|^2 = \sin^2 \theta_V$ de se comporter comme un ν_e .

Ayant été transformé en un ν_2 , c'est-à-dire un état propre de propagation dans le vide, c'est encore comme un ν_2 qu'il arrivera sur terre. Tout ensuite dépendra de l'heure de la détection. De jour, le flux de ν_e sera réduit par un facteur $\sin^2 \theta_V$. De nuit, le ν_2 aura traversé la terre, et donc aura pu osciller, ce qui peut amener une régénération (partielle) des ν_e . (Une différence jour-nuit permettrait de signer cette régénération³) [24]. Le "triangle MSW" montré figure 13 monte dans la

³ou à défaut une différence été-hiver sous nos latitudes où les nuits en hiver sont plus longues qu'en été

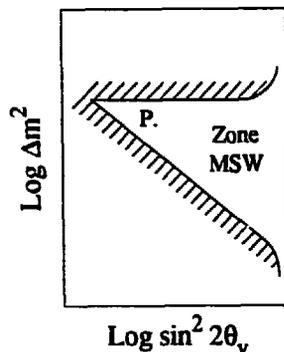


Figure I.13: Limites du domaine dans le plan $\Delta m^2, \sin^2 2\theta_\nu$ à l'intérieur duquel l'effet MSW transformera un ν_e d'énergie donnée en ν_2 , donc principalement en ν_μ . La limite supérieure est liée à la valeur de la densité électronique centrale du soleil, la limite inférieure à la condition d'adiabaticité. Lorsque l'énergie du neutrino augmente, le domaine est simplement translaté verticalement vers le haut

figure lorsque l'énergie du ν varie. L'effet MSW se produira donc dans le soleil pour certaines énergies et pas pour d'autres. Ceci est illustré figure 14 où est montré le coefficient de réduction du flux de ν_e en fonction de leur énergie, pour des valeurs données de Δm^2 et $\sin^2 2\theta_\nu$. On voit la chute brutale qui se produit lorsque l'énergie dépasse la valeur correspondant à la limite supérieure du triangle. Toute une plage correspond à la suppression des ν_e par effet MSW, puis on observe une remontée liée à la perte progressive d'adiabaticité, l'effet MSW devenant de moins en moins efficace jusqu'à disparaître.

La propagation des neutrinos solaires a été étudiée en détail par de nombreux auteurs [22, 23, 24]. Le problème peut se compliquer à l'infini si aux 3 neutrinos connus l'on ajoute des neutrinos stériles [25], ou si l'on considère l'interaction des neutrinos avec un champ magnétique via leur moment magnétique éventuel, amenant dans certains cas des conversions simultanées de saveur et d'hélicité ⁴ [26], sans compter des

⁴Ceci peut se produire pour des neutrinos de Dirac ou de Majorana, bien que ces derniers aient des moments magnétiques nuls, car il existe dans tous les cas des moments magnétiques de transition entre saveurs différentes [6]. Ces développements sont des généralisations (traitant simultanément effets de matière et précession de spin) de la simple rotation d'hélicité du neutrino dans le champ magnétique solaire initialement proposée [28] pour expliquer une éventuelle anti-

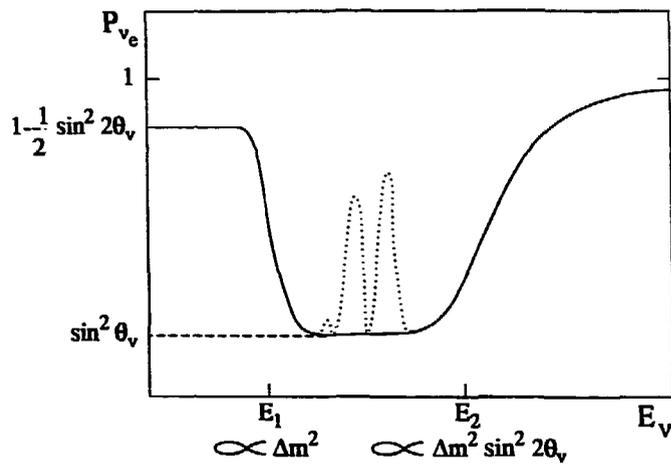


Figure I.14: Taux de disparition des ν_e solaires en fonction de leur énergie, pour des paramètres d'oscillation représentés par le point P de la figure 13. La partie en pointillés représente un effet possible de régénération nocturne lié à la terre

désintégrations éventuelles [27]! Il ne faut cependant pas oublier que de (banales?) oscillations dans le vide restent toujours possibles [29]. Une récapitulation des explications possibles des observations solaires peut être trouvée dans [30], antérieure cependant aux résultats de Gallex. Pour les derniers développements, je renvoie au cours de Jim Rich. Toujours est-il qu'à ce jour, aucune preuve incontournable que l'effet MSW est à l'oeuvre dans le soleil n'a été apportée.

1.5.8 Paquets d'onde, cohérence.

En ce qui concerne la propagation dans la matière à densité constante, tout ce qui a été dit dans le cas du vide reste vrai. Il y aura perte de cohérence après $\frac{L^2}{P}$ longueurs d'oscillations avec 2 paquets d'onde séparés correspondant aux 2 états propres de propagation.

Mais le point principal à noter est que *la perte de cohérence n'empêche absolument pas l'effet MSW d'avoir lieu* lorsque la densité varie [7, 31]: en effet, ce phénomène de guidage adiabatique concerne chaque état propre de propagation et ne nécessite pas de subtiles interférences entre les paquets d'onde de plusieurs états propres de propagation. C'est chaque état propre de propagation qui en restant état propre de propagation, modifie par là même ses composantes ν_e et ν_μ . Lorsque des ν_e naissent dans la matière dense au coeur du soleil, ils sont états propres de propagation et le restent jusqu'à leur sortie du soleil comme ν_e .

I.6 Caractéristiques principales des expériences d'oscillation.

I.6.1 L'expérience idéale.

Une expérience idéale utiliserait une source :

- ponctuelle,
- émettant une seule saveur (ou à défaut de contamination faible et connue),
- d'intensité connue et élevée,

corrélation entre activité solaire et flux observé de ν_e et qui ne pouvait se produire que pour des neutrinos de Dirac

- stable dans le temps,
- monochromatique ou de spectre en énergie connu.

et un détecteur :

- détectant la saveur émise (expérience de disparition) et/ou une saveur non (ou peu) émise par la source (expérience d'apparition),
- d'efficacité de détection élevée et connue,
- mesurant précisément l'énergie et la distance entre source et détection,
- bénéficiant d'un faible bruit de fond,
- stable dans le temps.

Heureusement (sinon où serait le charme?) la situation réelle est beaucoup moins simple.

Nous allons reprendre certains de ces points et voir comment les pallier (lorsque c'est possible).

Ponctualité de la source: Ce n'est bien sûr jamais le cas. Un réacteur nucléaire fait plusieurs m^3 , un tunnel de désintégration de π et K quelques centaines de mètres, l'atmosphère quelques kms, sans parler du soleil ni des supernovae! Une source étendue lavera les oscillations de longueur d'onde inférieure à la taille de la source, ce qui n'empêche pas de détecter un déficit de la saveur émise ou une apparition d'autres saveurs, mais interdit de mesurer la longueur d'oscillation.

Connaissance de la source: Il est souvent difficile de connaître avec précision le flux et/ou le spectre des neutrinos émis ainsi que la contamination en saveurs différentes (voir plus loin réacteurs; cf. aussi modèles solaires ou Monte Carlo de faisceaux). Lorsque c'est possible, on peut pallier cette méconnaissance par une mesure à 2 distances de la source: une simple différence entre les résultats obtenus aux 2 distances sera la preuve d'un phénomène d'oscillations. Mais une telle méthode rend insensible à des oscillations dont les longueurs d'onde seraient beaucoup plus faibles que la distance de détection la plus proche, puisqu'alors les résultats deviennent identiques aux 2 distances (cf figure 2).

Source mal connue et variable: Il est alors nécessaire de mesurer simultanément à 2 distances différentes, avec les mêmes limitations que ci-dessus. Il est à noter qu'un

simple rapport de la forme des spectres ν mesurés à deux distances, s'il n'est pas plat, permettra de mettre en évidence une oscillation de neutrinos avec un minimum d'erreurs systématiques liées à la source ou aux détecteurs, la plupart disparaissant dans ce rapport. Le problème essentiel est alors lié à d'éventuelles différences entre les 2 détecteurs utilisés, principalement en ce qui concerne leur réponse en énergie dont l'étalonnage et le suivi doivent être effectués avec soin.

Bruit de fond: le bruit de fond qui pollue éventuellement le signal sera en général soustrait grâce à des mesures source arrêtée (c'est malheureusement difficile pour le soleil!). Il est bien sûr indispensable d'éliminer tout bruit de fond qui ne serait présent que lorsque la source est en marche.

1.6.2 Sensibilité des expériences aux paramètres d'oscillation.

Les résultats des expériences s'analysent toujours en termes d'oscillation entre 2 familles. En cas de résultats négatifs, c'est une façon acceptable de présenter les résultats. Mais au cas où un signal d'oscillation est observé, il convient de garder à l'esprit que la situation réelle peut être plus complexe que la simple oscillation entre 2 saveurs.

La fraction de neutrinos ayant changé de saveur à une position donnée de la source, sera donnée par

$$F = \sin^2 2\theta \left\langle \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4E} \right\rangle$$

la moyenne devant prendre en compte le spectre en énergie et en distance des événements. Lorsque la distance moyenne est grande devant $L_{osc} = \frac{4\pi E}{\Delta m^2}$, cette moyenne vaut 1/2. Lorsqu'au contraire L est petit devant L_{osc} la moyenne vaut

$$(\Delta m^2)^2 \left\langle \left(\frac{L}{4E} \right)^2 \right\rangle$$

La précision sur F dépendra du type d'expérience: apparition ou disparition.

En disparition, si l'on attend N_ν neutrinos on sera sensible à

$$F > F_{min} \sim \frac{1}{\sqrt{N_\nu}}$$

En apparition, si N_ν est le nombre de neutrinos qui seraient détectés au cas où tous les neutrinos de la source se transformaient dans la saveur mesurée, on sera sensible

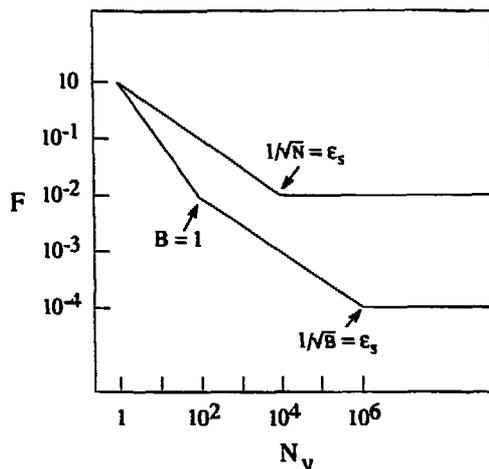


Figure I.15: Sensibilité sur F , fonction des paramètres d'oscillation (voir texte), en fonction de la statistique accumulée, pour des expériences d'apparition (courbe inférieure) et de disparition (courbe supérieure)

à

$$F > F_{\min} = \frac{1}{N_\nu}$$

ceci en l'absence de toute contamination ou bruit de fond, auquel cas 1 seul événement signe une oscillation. Au cas où B événements de fond sont observés on sera sensible à

$$F > F_{\min} = \frac{\sqrt{N_{\text{bruit}}}}{N_\nu}$$

Les limites ci-dessus ne prennent en compte que l'incertitude statistique. Lorsque la luminosité de l'expérience augmente, l'incertitude systématique de normalisation (sur N_ν en disparition, sur N_{bruit} en apparition) domine sur l'incertitude statistique et met un plancher sur F_{\min} . Les sensibilités sur F en fonction de la luminosité sont montrées figure 15 pour les 2 types d'expérience. (On a pris une erreur systématique de 10^{-2} , et un bruit de fond de 10^{-2} fois le signal potentiel en cas de conversion complète pour l'expérience d'apparition).

On voit clairement que les expériences d'apparition sont beaucoup plus sensibles

aux petits angles de mélange que les expériences de disparition. Cependant, elles ne mesurent qu'un seul canal d'oscillation $\nu_e \leftrightarrow \nu_e$, au contraire de $\nu_e \leftrightarrow X$ en disparition, et elles sont de plus impossibles à réaliser à basse énergie dès que l'on se trouve en dessous du seuil de production du lepton chargé correspondant ($E_\nu < m_\mu$ ou $E_\nu < 3 m_\tau$).

1.6.3 Contours d'exclusion.

source supposée connue

Les contours d'exclusion des paramètres d'oscillation dans le cas de résultats négatifs se déduisent de

$$\sin^2 2\theta \left\langle \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4E} \right\rangle = F_{\min}$$

F_{\min} ayant été décrit ci-dessus.

A grands δm^2 , le contour se réduit à

$$\sin^2 2\theta = 2 F_{\min}$$

A petits δm^2 , le contour devient

$$\sin^2 2\theta (\Delta m^2)^2 = k F_{\min}$$

avec $k^{-1} = \left\langle \frac{L^2}{16 E^2} \right\rangle$.

Ces contours sont montrés figure 16. Les zones situées à droite des contours seront exclues.

source non connue

Lorsque la source est insuffisamment connue, on a vu que la mesure à 2 distances ne permet pas d'être sensible à des valeurs de δm^2 donnant des longueurs d'oscillation petites devant la distance du détecteur le plus proche de la source. Pour la plage de sensibilité en δm^2 , la zone qu'on peut exclure par simple rapport des taux d'événements observés aux 2 distances est montrée figure 16 en tirets. Comme la valeur prédite de ce rapport oscille autour de 1 lorsque δm^2 varie, le contour d'exclusion exhibe des noeuds et des ventres de sensibilité pour ce paramètre. Si les mesures sont faites à 3 distances et/ou si les mesures permettent en sus d'obtenir une information sur la forme des spectres en énergie, la sensibilité globale sera améliorée, et les zones de sensibilité nulle disparaîtront, comme le montre la courbe continue.

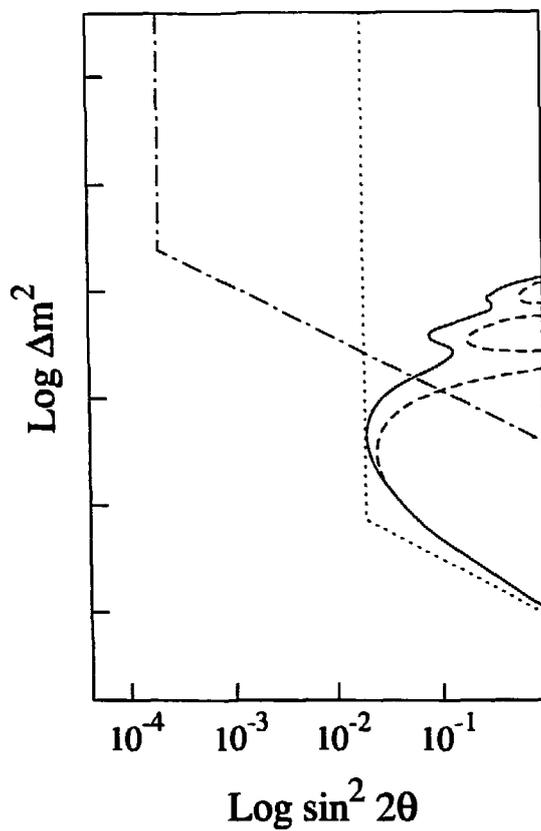


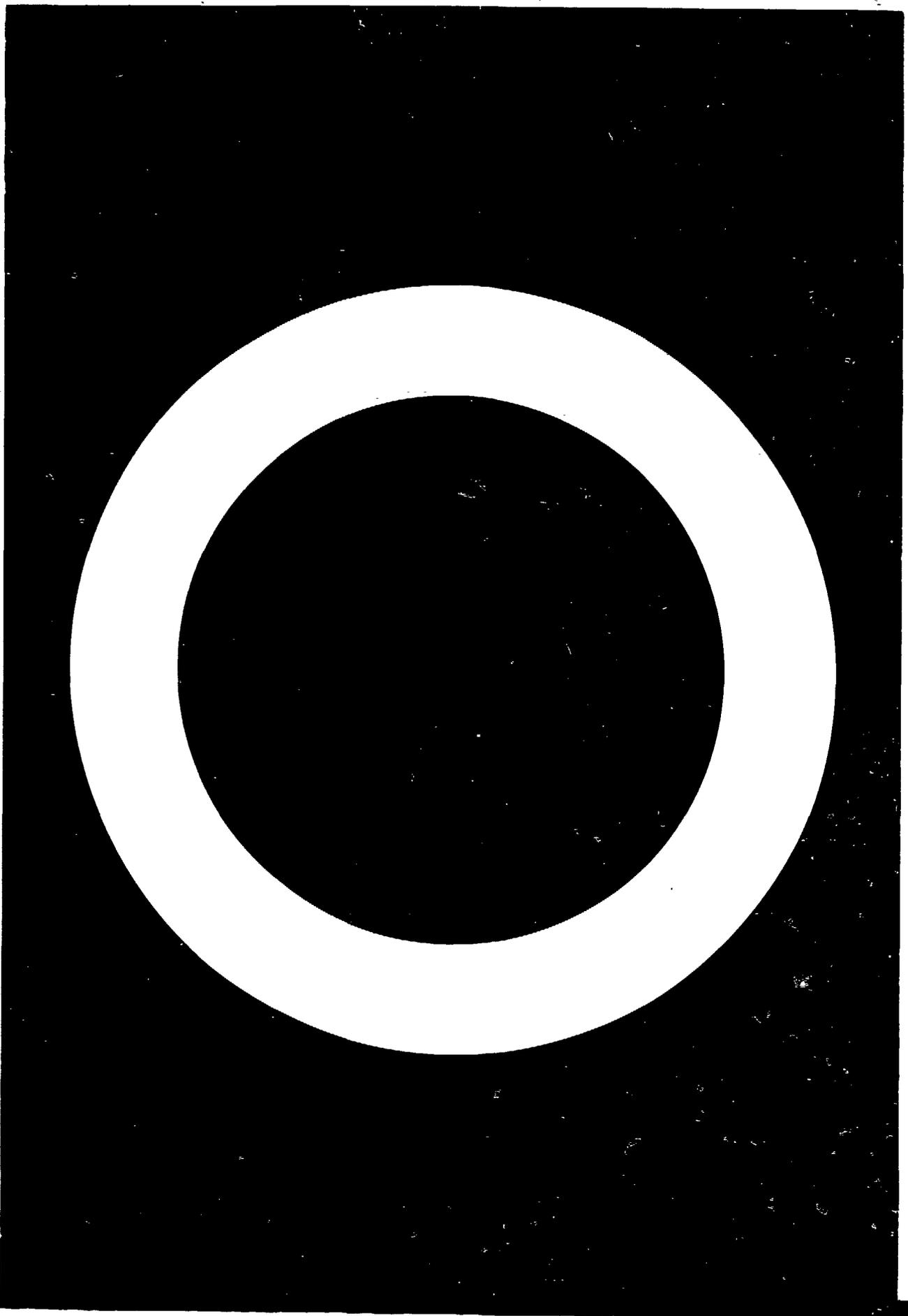
Figure I.16: Contours d'exclusion obtenus par divers types d'expériences n'observant aucun signe d'oscillation:

----- Apparition, comparaison du flux mesuré (nul ou compatible avec le flux attendu) au flux de la source supposé connu

..... Disparition, comparaison du flux mesuré au flux de la source supposé connu

- - - - Disparition, comparaison des flux mesurés à 2 distances de la source supposée inconnue

— Disparition, comparaison des flux et des formes de spectres mesurés à 2 distances de la source supposée inconnue



Chapitre II

Les réacteurs nucléaires, sources de neutrinos

II.1 Principe.

Les réacteurs nucléaires électrogènes utilisent la chaleur dégagée par les réactions de fission d'un combustible fissile, en général l'uranium plus ou moins enrichi en ^{235}U .

Une réaction de fission, dont un exemple typique est donné figure 1, consiste à casser à l'aide d'un neutron un noyau fissile en 2 noyaux (produits de fission) et en deux ou trois neutrons dont en moyenne un seul induira à son tour une nouvelle fission (réaction en chaîne). Les deux produits de fission primaire, très riches en neutrons, subissent chacun en moyenne trois désintégrations β^- avant d'arriver à un noyau stable. Ce sont ces désintégrations β^- qui fournissent les quelque 6 $\bar{\nu}_e$ émis par fission. On peut donc calculer facilement l'ordre de grandeur du flux de $\bar{\nu}_e$ émis par un réacteur nucléaire, sachant qu'une réaction de fission dégage 200 MeV. Ainsi, un réacteur de 900 MW électriques fonctionnant avec un rendement d'environ 30% dégage 2800 MW thermiques, provenant de :

$$\frac{2800 \text{ MW}}{200 \text{ MeV}} = \frac{2800}{200 \times 1.6 \cdot 10^{-19}} = 9 \times 10^{19} \text{ fissions}$$

donnant naissance à

$$6 \times 9 \times 10^{19} \sim 5 \cdot 10^{20} \bar{\nu}_e \text{ par seconde.}$$

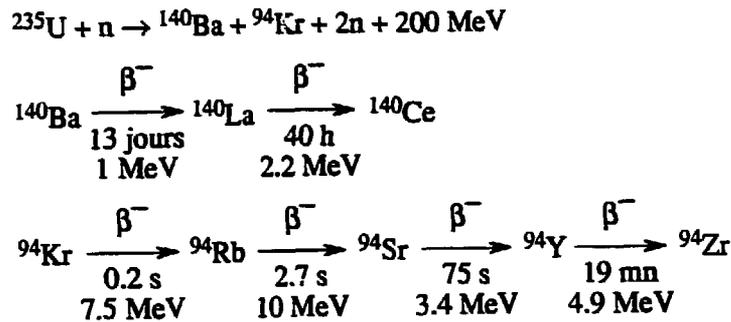


Figure II.1: Exemple de réaction de fission suivie par 6 désintégrations β^- donnant naissance à 6 antineutrinos. Le temps de demi-vie et l'énergie maximum du $\bar{\nu}_e$ produit sont donnés pour chaque isotope.

II.2 Filières et "burnup".

Les divers réacteurs utilisés diffèrent par la filière utilisée, une filière [33] se caractérisant par :

- la nature du combustible ;
- la nature du modérateur, matériau ralentissant les neutrons pour augmenter l'efficacité de fission ;
- la nature du caloporteur évacuant l'énergie thermique.

En ce qui nous concerne, le premier point est le plus important. Initialement, seul l' ^{235}U est fissile sous le bombardement de neutrons thermiques, le seuil de fission étant de 1 MeV et la section efficace beaucoup plus faible pour l' ^{238}U . Cependant, l' ^{238}U en capturant des neutrons thermiques se transforme en ^{239}U , instable, qui après deux désintégrations β^- donne du ^{239}Pu fissile. Le ^{239}Pu peut aussi par deux captures neutroniques successives donner naissance à du ^{241}Pu lui-même fissile. Le combustible d'un réacteur peut donc évoluer au cours du temps, le taux de fissions de ^{239}Pu et de ^{241}Pu est croissant alors que celui d' ^{235}U décroît (le taux de fissions d' ^{238}U

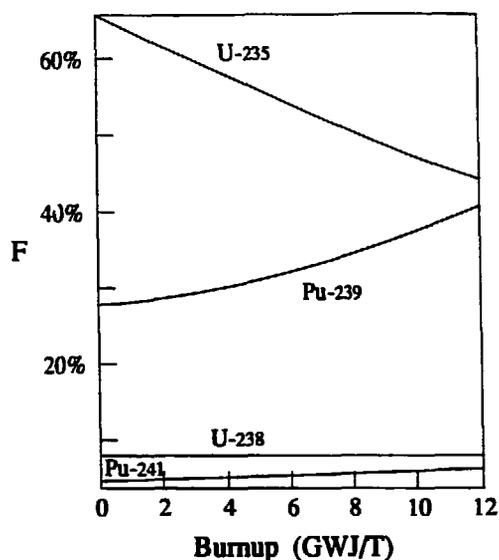


Figure II.2: Fraction des fissions dues aux 4 noyaux fissiles constituant le combustible nucléaire, en fonction de l'âge de ce combustible.

reste constant). Ce phénomène est très sensible pour les réacteurs utilisant de l'uranium faiblement enrichi (comme les réacteurs à eau pressurisée français –REP–, américains –PWR– ou leur équivalent soviétique –VVER–), alors que les fissions dues à l' ^{235}U dominent toujours dans les réacteurs militaires plutinogènes utilisant de l'uranium très enrichi. Ce phénomène d'évolution du combustible avec le temps est appelé "burnup". Il est montré figure 2 pour un REP, l'abscisse donnant le taux d'usure du combustible en MW Jour/Tonne, unité barbare mesurant l'énergie de fission déjà fournie par une tonne de combustible depuis son introduction dans le réacteur. Le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ émis étant différent pour chacun des noyaux fissiles (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu), ainsi dans une moindre mesure que leur nombre par fission, on voit que le spectre global des $\bar{\nu}_e$ émis par le cœur du réacteur se déforme lentement au cours du temps.

Dans les réacteurs à eau pressurisée, le combustible est présent sous la forme de 157 assemblages dont le tiers est remplacé par du combustible neuf à la fin de chaque

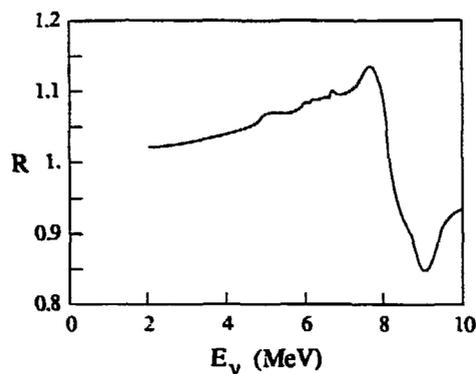


Figure II.3: Rapport des spectres en énergie des $\bar{\nu}_e$ émis en début et en fin de cycle annuel d'un REP

cycle annuel. (Chaque assemblage réside trois ans dans le réacteur). La figure 3 montre le rapport des spectres des $\bar{\nu}_e$ émis en début et en fin de cycle. Comme le montre la figure 4, de telles variations amènent des différences de plusieurs % dans les taux de comptage, et cet effet doit être correctement pris en compte lors de l'interprétation de mesures nécessairement longues auprès d'un réacteur.

II.3 Détermination du spectre des $\bar{\nu}_e$.

II.3.1 Approche directe ou "microscopique".

Comme on l'a vu, les $\bar{\nu}_e$ sont issus de la désintégration β^- des produits de fission, dont le nombre atteint plusieurs centaines (cf tableau 1). Chaque désintégration se fait en général vers plusieurs niveaux excités du noyau final, et le spectre d'énergie des $\bar{\nu}_e$ est donc la somme de plusieurs centaines de spectres β individuels. Pour déterminer le spectre de $\bar{\nu}_e$, il faut donc connaître:

1. A un instant donné, la composition du combustible en noyaux fissiles.
2. Pour chaque noyau fissile, la proportion de chacun des produits de fission auxquels il donne naissance, soit directement comme ceux de la figure 1, soit

Z	Element	Mass numbers																		
30	Zn	55	55																	
31	Ga	55	55	55	59	60	61	62	63	64										
32	Ge	55	55	59	60	61	62	63	64	65										
33	As	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67								
34	Se	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68							
35	Br	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69						
36	Kr	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70					
37	Rb	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71				
38	Sr	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
39	Y	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
40	Zr	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
41	Nb	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
42	Mo	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
43	Tc	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
44	Ru	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
45	Rh	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
46	Pd	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
47	Ag	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
48	Cd	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
49	In	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
50	Sn	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
51	Sb	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
52	Te	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
53	I	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
54	Xe	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
55	Cs	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
56	Ba	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
57	La	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
58	Ce	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
59	Pr	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
60	Nd	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
61	Pm	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
62	Sm	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
63	Eu	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			
64	Gd	55	55	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72			

- * Measured β -spectra (this work) (111)
- D Known decay schemes (177)
- S Known β -strength (25)
- E Extrapolated β -strength (67)

M Metastable state

Tableau II.1: Table des principaux isotopes contribuant au spectre d'antineutrinos, d'après [40]
 = modes de désintégration β mesurés par [40]
 D = modes de désintégration connus auparavant
 S = modes non connus, mais spectre des états d'excitation du noyau final mesuré (permet d'estimer la forme du spectre β et ν)
 E = modes non connus, spectre des états d'excitation du noyau final modélisé

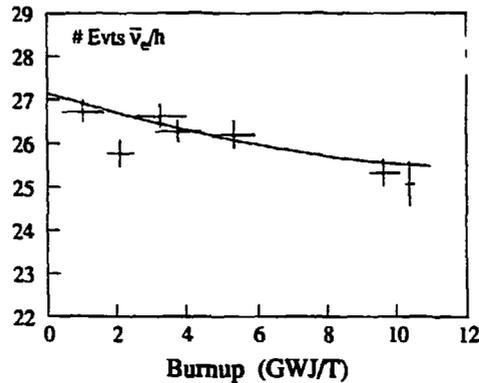


Figure II.4: Variation du taux d'interactions neutrino au cours du cycle annuel d'un REP, mesuré par Bugey 2 [65]. La courbe est la prédiction du Monte-Carlo.

indirectement par bombardement neutronique des noyaux directement produits. Il faut remarquer que les concentrations à l'équilibre peuvent être atteintes assez lentement, du fait des temps de vie atteignant plusieurs jours pour certains noyaux (cf. Fig 1: l'émission β^- du ^{140}La va mettre environ 40 jours à atteindre son équilibre, du fait que le ^{140}Ba dont il est issu a un temps de vie de 13 jours). La figure 5 montre le spectre des $\bar{\nu}_e$ émis 15 mn, 1 jour et 1 an après le démarrage de la réaction en chaîne.

3. Le schéma de désintégration β^- de ces divers noyaux de fission (rapports d'embranchement et énergie disponible vers les divers états finals, forme du spectre lié au type de transitions, permises - du type Fermi ou Gamov-Teller - ou interdites).

Si les points 1 et 2 sont maintenant assez bien dominés (il ont débuté lors du projet Manhattan pendant la dernière guerre), il reste encore de nombreuses inconnues en ce qui concerne le point 3. Les schémas de désintégration des radioisotopes les plus instables sont mal connus voire inconnus. Or ce sont ces radioisotopes qui donnent les $\bar{\nu}_e$ les plus énergiques (le temps de vie étant inversement proportionnel à l'espace de phase), donc les plus susceptibles d'être détectés (la section efficace de diffusion sur e^- croît comme E_{ν} ; seuls les $\bar{\nu}_e$ dépassant 1.8 MeV peuvent donner des courants chargés sur proton). Ces désintégrations inconnues peuvent être modélisées afin de

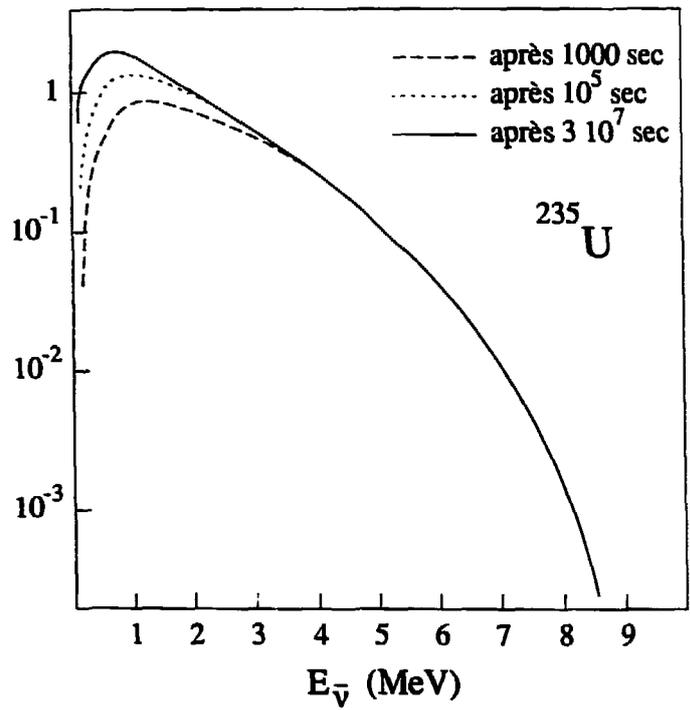


Figure II.5: Spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ émis par la fission de l' ^{235}U 10^3 s, 10^5 s et $3 \cdot 10^7$ s après le début des réactions en chaîne. D'après [40]

fournir des spectres de neutrinos (et d'électrons) "calculés". La sommation de tous les spectres individuels, connus ou modélisés, convenablement pondérés, fournira le spectre global de ν ou d'électrons émis par un réacteur nucléaire. Cette approche "microscopique" a été utilisée par de nombreux auteurs [34, 35, 36, 37, 38, 39]. La comparaison des divers spectres (β ou ν) prédits montre des différences entre auteurs dépassant 10% au-delà de quelques MeV. (cf. figure 6). Plus récemment, Tengblad et al. [40] ont pu mesurer au CERN (ISOLDE) et à Studsvik en Suède (OSIRIS) les schémas de désintégration de 111 isotopes à vie courte, auparavant inconnus. Grâce à ces mesures, 95% des isotopes participant au spectre des neutrinos au-delà de 5 MeV, sont en principe connus. Ces derniers résultats, montrés figure 7, devraient augmenter la fiabilité de cette approche "microscopique". Cependant, les erreurs importantes sur les spectres neutrinos prédits (5% à 4 MeV, 11% à 5 MeV, 20 % à 8 MeV) limitent l'intérêt de ces nouvelles données.

II.3.2 Approche globale.

Parallèlement, une approche plus globale de la détermination du spectre ν a été proposée. Elle consiste à mesurer le spectre β^- émis par un échantillon (quelques mg) de matériau fissile soumis à un flux intense de neutrons thermiques ($> 10^{14}/\text{cm}^2\text{s}$). Ce spectre peut alors être comparé aux spectres calculés de façon microscopique (c'est ce qui est fait pour l' ^{235}U figure 6) et peut servir de validation aux modélisations utilisées.

Ces mesures globales ont été réalisées pour l' ^{235}U et le ^{239}Pu par Borovoi et al. [41], et à l'ILL entre 1982 et 1989 par Schreckenbach et ses collaborateurs [43, 44, 45, 46] pour l' ^{235}U , le ^{239}Pu et le ^{241}Pu . Seul l' ^{238}U , non fissile par neutrons thermiques, n'a pu être mesuré par cette méthode. Le spectromètre utilisé à l'ILL a une excellente résolution ($\Delta p/p = 3.5 \cdot 10^{-4}$) et les spectres β mesurés le sont avec une incertitude point à point, ne dépassant pas 2%. Ces mesures, lorsqu'elles sont comparées aux déterminations microscopiques détaillées ci-dessus, semblent favoriser les calculs de Klapdor et Metzinger [38], qui ne diffèrent jamais de plus de 5% jusqu'à 8 MeV (cf. figure 6). Cependant, comme on le voit figure 8, elles montrent un désaccord important et mal compris avec les déterminations les plus récentes basées sur les mesures de Tengblad et al. [40], malgré les erreurs assez grandes de ces dernières.

Il n'existe malheureusement aucune méthode évidente pour déterminer depuis le spectre global d'électrons celui des neutrinos associés. La méthode utilisée est

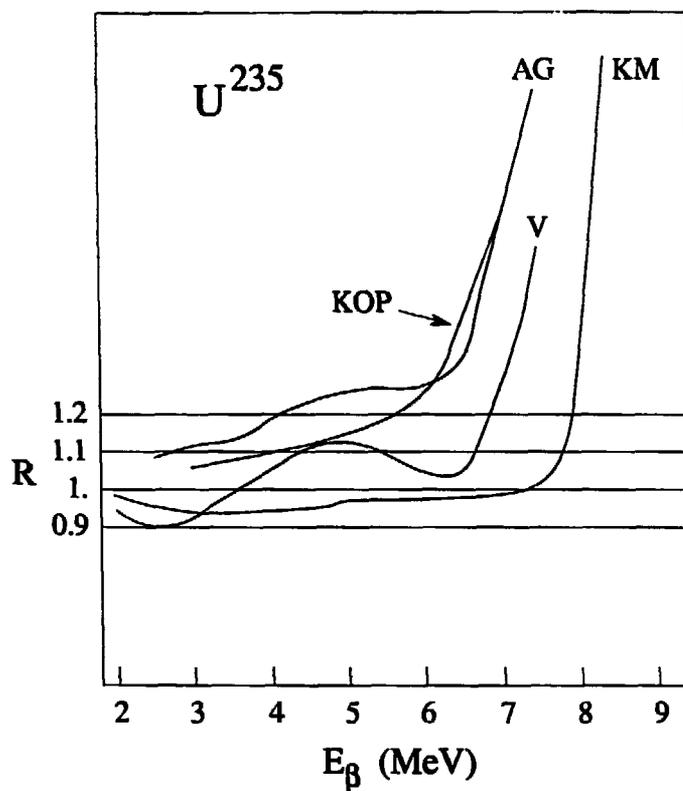


Figure II.6: Différences entre spectres β de fission de l'²³⁵U prédits par divers auteurs: AG = [35], KOP = [36], V = [37], KM = [38] La référence utilisée est la mesure de ce même spectre par [45]

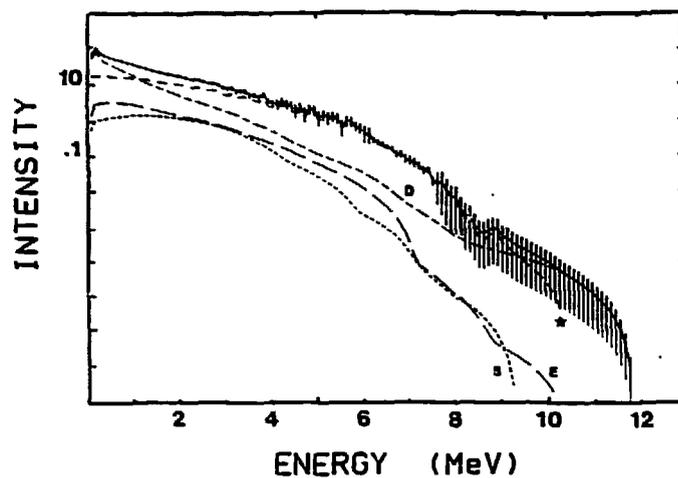


Figure II.7: Spectre β de fission de ^{235}U déterminé par Tengblad et al [40] . Les courbes D et * correspondent à la contribution des isotopes connus et mesurés. Les courbes S et E correspondent aux isotopes moins bien connus ou inconnus et modélisés

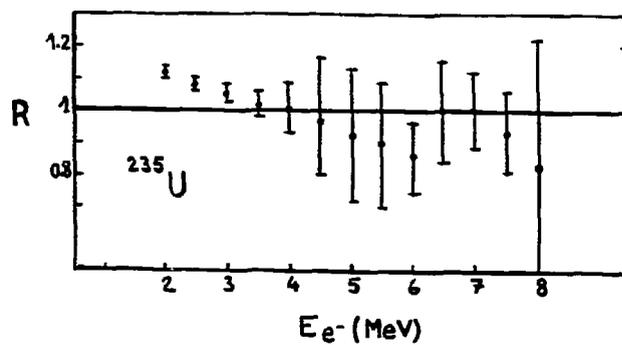


Figure II.8: Comparaison (normalisation arbitraire) du spectre β de la figure 7 avec le spectre mesuré globalement par Schreckenbach [45]

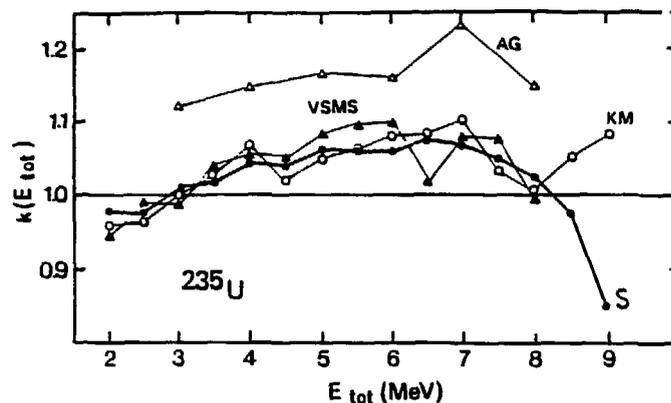


Figure II.9: Comparaison du rapport des spectres d'électrons et de neutrinos obtenu par calculs "microscopiques" d'une part (AG = [35], VSMS = [37], KM = [38]), et par la méthode empirique de retournement du spectre global d'autre part (S = [45]). La similitude des courbes justifie selon leurs auteurs cette méthode de passage du spectre β au spectre des neutrinos

la suivante: le spectre β mesuré est ajusté empiriquement par la somme d'une vingtaine de spectres β individuels, dont les contributions et les "end-points" sont déterminés par l'ajustement. Les 20 spectres composants sont alors "retournés" en simulant au mieux les corrections coulombiennes qui dépendent du Z des noyaux puis resommés pour fournir un spectre neutrino; (cette procédure serait correcte si à la place de 20 spectres empiriques, on utilisait effectivement les plusieurs centaines de spectres β constituant réellement le spectre analysé). Une telle méthode s'avère correcte au niveau de quelques pourcents (toujours mieux que 6% d'après des études Monte-Carlo réalisées par ses partisans [42, 45] et montrées figure 9). Les différences entre spectres neutrino ainsi obtenus et calculs microscopiques sont comme pour les spectres d'électrons au mieux de quelques pourcents, et beaucoup plus importantes à haute énergie!

II.3.3 Précision.

Il est clair que les divers spectres calculés et mesurés diffèrent entre eux plus que la précision annoncée ne le permettrait. Cependant, les calculs de Klapdor et

Metzinger et les mesures de Schreckenbach montrent un accord général de l'ordre de 5%. Malheureusement, les résultats les plus récents de Tengblad et al. rendent à nouveau la situation très confuse et incitent à la prudence. Si l'on ajoute à ces incertitudes sur le flux de ν quelques autres :

- celle liée à la détermination de la puissance thermique du réacteur, déduite d'un bilan thermique et de mesures in situ du flux de neutrons, amenant une précision du pourcent ;
- celle sur l'effet lié au burnup, maîtrisé au niveau de 1 à 2 % ;
- celle sur le barycentre d'émission des neutrinos, qui se déplace de quelques cms à l'intérieur du cœur selon la position des barres de commandes, ce qui peut se monitorer par l'activité neutronique mesurée à plusieurs hauteurs du réacteur ;
- enfin, l'incertitude sur la distance réelle entre le dispositif expérimental et le cœur du réacteur, de l'ordre de quelques cms. (La cuve du réacteur bouge légèrement lorsqu'on arrête le réacteur. Des mesures géodésiques, nécessairement effectuées lorsque le réacteur est à l'arrêt, sont donc à corriger de cet effet).

on voit que la source n'est connue au mieux qu'à 6 ou 7 %. Cette situation explique pourquoi les expériences d'oscillation essaient pour la plupart de mesurer à plusieurs distances du réacteur, afin de ne pas avoir à utiliser dans leurs analyses un spectre source insuffisamment connu.

Il est fort probable que ce sont les spectres de neutrinos mesurés par les expériences d'oscillation les plus récentes, qui recueillent maintenant plusieurs centaines de milliers d'événements, qui permettront à terme de trancher entre les divers spectres sources proposés. Cela nécessite de connaître le mieux possible l'efficacité de détection des neutrinos et la fonction de réponse en énergie du détecteur utilisé. La figure 10 montre une telle comparaison.

II.4 Comment détecter des $\bar{\nu}_e$ de quelques MeV ?

II.4.1 Les cibles possibles.

Les seules interactions disponibles sont la diffusion sur e^- , le courant chargé sur proton, le courant neutre sur noyau.

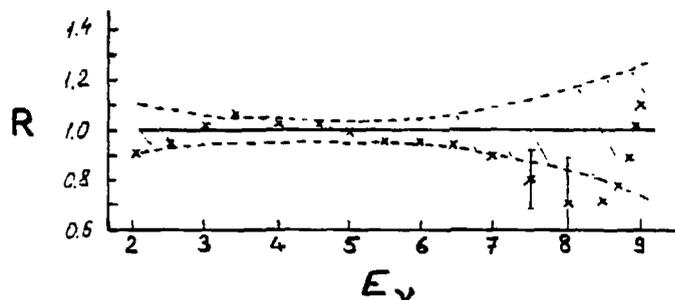


Figure II.10: Comparaison du spectre positron détecté par [71] et contenant 78 000 événements à la prédiction (*) basée sur les mesures de [45] et [46] pour l' ^{235}U , le ^{239}Pu et le ^{241}Pu , et les calculs de [37] pour l' ^{238}U . On voit que l'accord est loin d'être parfait.

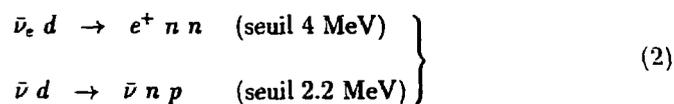
La diffusion sur électron souffre de deux défauts : la faiblesse de la section efficace et le manque de signature discriminante, un électron unique étant produit.

Le courant neutre sur noyau est plus difficile encore à détecter : seuls des détecteurs bolométriques permettront dans le futur d'étudier ce genre d'interaction caractérisé par le recul d'un noyau de quelques keV. Reste le courant chargé sur proton (encore appelé inverse de la désintégration β du neutron):



Malheureusement, cette réaction est endothermique, et le seuil dépend du noyau dans lequel réside le proton cible. Le seuil sur hydrogène est de 1.8 MeV, il est de 4 MeV sur deutérium, de 14 MeV sur carbone, 11.4 MeV sur oxygène ... le proton libre est donc une des rares cibles envisageables, les autres noyaux ayant des seuils trop élevés étant donné le spectre des neutrinos de réacteurs.

Il faut cependant ajouter le deutérium, qui a l'avantage outre les courants chargés au delà de 4 MeV, de permettre dès 2.2 MeV un courant neutre cassant le noyau :



La seconde réaction étant indépendante de la saveur, la détection des $\bar{\nu}$ par un détecteur à eau lourde peut être utilisée pour rechercher des oscillations de saveur : la première réaction mesure les $\bar{\nu}_e$, la seconde les $\bar{\nu}$. Une complication vient de seuils différents et d'efficacités de détection différentes pour les 2 réactions.

La section efficace de la réaction (1) sur proton libre est [47]:

$$\sigma(E_\nu) = K (E_\nu - M_n + M_p) (E_\nu - M_n + M_p - m_e)^{1/2} (E_\nu - M_n + M_p + m_e)^{1/2}$$

M_n , M_p , m_e sont les masses du neutron, proton, électron. Le seuil de la réaction est donc

$$M_n - M_p + m_e = 1.8 \text{ MeV}$$

K se déduit directement du temps de vie du neutron et vaut $9.4 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2 / \text{MeV}^2$. Des corrections radiatives ($< 1\%$) et de magnétisme faible ($< 1.5\%$) doivent être apportées à la section efficace [48]. La connaissance de la section efficace est en fait limitée par la connaissance de τ_n , le temps de vie du neutron [49]. Les expériences les plus récentes mesurent ce temps de vie avec des incertitudes individuelles de 3 à $6 \cdot 10^{-3}$, mais des différences systématiques de 3σ apparaissent entre méthodes différentes, selon que τ_n est directement mesuré ($889 \pm 2 \text{ s}$), ou qu'il est déduit de la forme du spectre d' e^- dans la désintégration de neutrons polarisés ($901 \pm 3.5 \text{ s}$). La prudence amène à prendre $\tau_n = 895 \pm 6 \text{ s}$, soit une incertitude de 0.7% sur τ_n et donc sur K .

II.4.2 Les techniques de détection.

La section efficace ci-dessus, convoluée avec le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$, donne une section efficace moyenne par neutrino de 10^{-43} cm^2 . On en déduit qu'une cible contenant 100 kg de protons libres, placée à 15 m d'un réacteur de 2800 MW thermiques, fournira 360 interactions du type (1) à l'heure. Comment détecter efficacement de tels événements? L'idéal est bien sûr de détecter les produits de réaction. Le positron va ioniser le milieu traversé puis s'annihiler en donnant 2γ de 511 keV . Le neutron dont l'énergie est inférieure à 50 keV , va se propager dans la matière en perdant son énergie par chocs élastiques successifs sur noyaux jusqu'à devenir thermique ($1/40 \text{ eV}$). Il faudra donc pour le détecter, un noyau neutrophage donnant un signal de capture caractéristique. Les diverses possibilités sont résumées dans le tableau 2.

On distinguera deux types de détecteurs: les premiers, détecteurs intégraux, se contentent de détecter le neutron. Ces détecteurs ne mesurent pas l'énergie du

NOYAU	σ (barns)	SIGNATURE
p	0.3	$n + p \rightarrow d + \gamma (2.2 \text{ MeV})$
Cd	2450	plusieurs γ se partageant 9 MeV
B	767	$^{10}\text{B} + n \rightarrow \alpha + ^7\text{Li} + 2.8 \text{ MeV}$ (dont un γ de 0.48 MeV 96 % des fois)
Gd	50000	en moyenne 3 γ se partageant 8 MeV
^3He	5350	$n + ^3\text{He} \rightarrow p + ^3\text{H} + 765 \text{ keV}$
^6Li	940	$n + ^6\text{Li} \rightarrow ^4\text{He} + ^3\text{H} + 4.8 \text{ MeV}$

Tableau II.2: Liste des noyaux neutrophages, avec section efficace de la capture de neutrons thermiques et la signature expérimentale de cette capture

neutrino, mais ils ont une efficacité de détection constante sur tout le spectre ν au-delà de 1.8 MeV.

Les seconds, détecteurs différentiels, détectent le positron au-dessus d'un certain seuil et mesurent son énergie, puis détectent le neutron. Une coïncidence retardée est donc demandée entre ces 2 signaux, ce qui permet de réduire considérablement le bruit de fond. Le délai temporel entre ces 2 signaux dépend du "temps de vie" du neutron dans le dispositif expérimental, c'est-à-dire le temps qui s'écoule avant sa capture.

Dans les détecteurs homogènes, la cible sert à la fois de détecteur de positron et de neutron. Ce sont pour la plupart des scintillants liquides dopés par un noyau neutrophage (Gd, ^6Li) donnant un temps de capture de 10 à 50 μs . Dans les détecteurs hétérogènes, la détection du neutron ne se fait pas dans la cible, mais dans un détecteur spécifique (tube à ^3He) et les neutrons vivent plus longtemps ($\sim 200\mu\text{s}$). Les taux de dopage dans les détecteurs homogènes, la géométrie dans les détecteurs hétérogènes gouverneront à la fois le temps de capture et l'efficacité de capture du neutron, cette dernière variant typiquement de 20 à 80% selon des détecteurs.

Des critères topologiques de proximité spatiale entre lieu d'émission du positron et position de capture du neutron pourront être utilisés dans les détecteurs segmentés permettant la localisation des 2 interactions (un neutron thermique parcourt une distance $L(\text{cm}) \simeq \sqrt{T(\mu\text{s})}$ dans du scintillant liquide, la racine carrée venant du mouvement aléatoire lié aux chocs élastiques).

II.4.3 Etalonnage des détecteurs.

Pour les détecteurs intégraux, il suffit de déterminer l'efficacité de détection des neutrons. Ceci peut se faire à l'aide de sources étalonnées. On peut aussi utiliser une source de californium, dont les fissions émettent un nombre moyen connu de neutrons. Le nombre moyen de neutrons détectés pour chaque fission permet donc de déterminer l'efficacité neutron du détecteur. Il convient de prendre en compte les effets géométriques (fuite des neutrons plus importante sur les bords du détecteur) : ceux-ci peuvent se mesurer ou se simuler par Monte-Carlo.

Pour les détecteurs différentiels, il faut aussi étalonner la réponse en énergie du détecteur. En l'absence de sources de positrons de quelques MeV, on utilise pour ce faire des sources de gammas, déposant leur énergie dans le détecteur par diffusion Compton.

Il faudra recourir à des simulations Monte-Carlo pour déterminer la fraction f d'énergie des deux gammas d'annihilation du positron déposée dans le détecteur. Ces 2 γ de 511 keV décalent et élargissent éventuellement la courbe de réponse en énergie du détecteur. Ils compliquent la comparaison des spectres mesurés par des détecteurs de conceptions différentes, ainsi que le passage entre énergie détectée et énergie du neutrino ayant interagi :

$$\begin{cases} E_{\nu} & = E_{e^+} + 1.8 \text{ MeV} \\ E_{\text{détecté}} & = E_{e^+} + f \times 1 \text{ MeV} \end{cases}$$

E_{e^+} désigne l'énergie cinétique du positron.

Un exemple de courbe de réponse est donné figure 11. L'efficacité globale aux interactions neutrinos dépendra aussi, dans les détecteurs différentiels, de l'efficacité de la coupure temporelle et des coupures d'analyse (proximité spatiale, coupures diverses à 2 ou 3 σ , etc...).

II.4.4 Bruits de fond et blindages.

Etant donné le faible taux de comptage d'un détecteur de neutrinos, il est indispensable de diminuer au maximum l'importance du bruit de fond de neutrons et de gammas. Ces rayonnements simulent en effet des interactions de neutrinos, dont le taux est mesuré lors de l'arrêt du réacteur. Le véritable signal est obtenu par différence: réacteur en marche – réacteur arrêté.

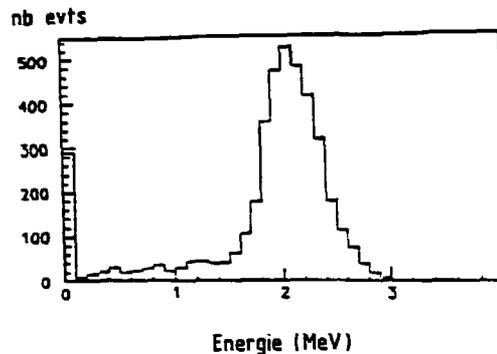


Figure II.11: Réponse en énergie du détecteur du Bugey [70] à un positron de 2 MeV. On note un décalage vers les hautes énergies due à l'énergie déposée par les γ d'annihilation du positron, et une queue à basse énergie due à l'absorption du positron dans les parois du détecteur ou à son annihilation en vol

On distingue généralement deux types de bruit de fond dans les détecteurs différentiels:

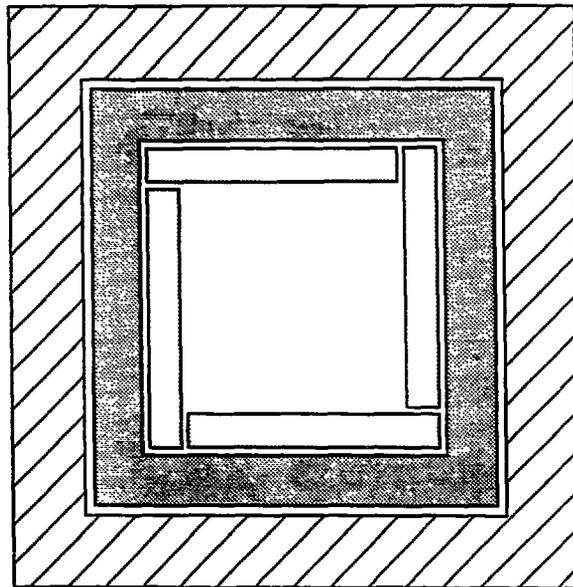
- le bruit de fond fortuit d'une part, lorsque les candidats positron (simulé par un électron Compton) et neutron ont des origines différentes et sont fortuitement proches spatialement et temporellement: ce bruit de fond peut se monitorer en permanence depuis les taux de comptage en simple des candidats "positron" et "neutron". Le spectre en énergie de ces événements fortuits sera celui induit par le rayonnement γ ambiant, très piqué à basse énergie. Ce sont ces événements qui tuent toute sensibilité au signal en dessous d'une certaine énergie. Or, c'est la partie basse du spectre en énergie qui donnera la sensibilité de l'expérience aux faibles valeurs de δm^2 . On aura donc intérêt à diminuer le taux de fortuits au maximum afin d'avoir un seuil d'analyse le plus bas possible en énergie. Les meilleurs détecteurs auront donc un faible temps de vie du neutron avant sa capture, et une bonne localisation du positron et de la capture pour profiter de critères de proximité spatiale.
- le bruit de fond corrélé d'autre part, lorsque candidats "positron" et "neutron" ont une origine commune (par exemple, un neutron rapide - c'est à dire de quelques MeV - entrant dans le détecteur déposera rapidement son énergie par chocs multiples, simulant le signal positron, puis se fera capturer dans le détecteur)

Les détecteurs de neutrinos sont donc placés dans un blindage visant à réduire au

maximum le bruit de fond. Un blindage typique est montré figure 12. Du plomb ou du fer arrête le rayonnement γ venant de l'extérieur. Un blindage d'eau borée ou de polyéthylène suivi de B_4C a pour rôle de ralentir et capturer des neutrons rapides venant du réacteur, ou créés par le rayonnement cosmique. Enfin, un veto actif signale le passage de cosmiques qui peuvent, en cassant certains noyaux dans le détecteur, provoquer l'émission de γ et de neutrons. On inhibe donc l'acquisition pendant 3 "temps de vie" de neutron après le passage d'un cosmique. Il est bien sûr indispensable de vérifier que le taux d'événements neutrino simulés par le bruit de fond, ne varie pas avec l'état du réacteur. Seules des mesures différentielles de blindage, réacteur en marche et arrêté, permettent de faire cette démonstration. De fait, le bruit de fond résiduel à l'intérieur de tels blindages est le plus souvent dominé par l'effet du rayonnement cosmique (c'est pourquoi on doit s'en protéger en enterrant les détecteurs ou à défaut en les installant dans des bunkers de béton réduisant le flux de cosmiques à l'entrée du blindage), et par la radioactivité des matériaux (par exemple le K contenu dans le verre des photomultiplicateurs) qu'on essaie de réduire par des choix judicieux. La figure 13 montre le taux de γ mesuré sur le site expérimental du Bugey, en dehors et à l'intérieur de l'enceinte de blindage. Le détecteur placé à 15 m du réacteur détecte $\sim 70 \nu/h$ alors que le taux de comptage en simple, dû aux γ , est de 1 KHz. Ces nombres expliquent la difficulté encore plus grande qu'il y a à détecter des diffusions de neutrinos sur électrons, le taux d'événements étant réduit d'un ordre de grandeur. Les expériences qui veulent mesurer cette réaction doivent utiliser des matériaux (cible et blindage) non hydrogénés de façon à supprimer les interactions de ν sur p qui donneraient un fond important. Mais le problème principal est de réduire au maximum le fond lié aux rayons γ , ceux-ci ne se distinguant du signal que par leur aptitude à donner plusieurs diffusions Compton successives. Ces expériences sont comme on le verra au chapitre 3 extrêmement difficiles.

II.4.5 Caractéristiques principales d'un détecteur

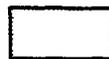
On caractérisera les qualités d'un détecteur de neutrinos utilisant les courants chargés sur protons par sa sensibilité et son rapport signal/bruit. La sensibilité est proportionnelle au produit du nombre de protons libres dans la cible (N_p) par l'efficacité de détection des neutrons (ϵ_n). Le taux d'événements détectés dépendra aussi, pour les détecteurs différentiels, du seuil en énergie de détection du positron: ce seuil est un reflet du taux d'événements fortuits qui explose à basse énergie. Il va sans dire que la puissance du réacteur et sa distance du détecteur jouent directement sur ce taux. La qualité du détecteur dépendra du taux d'événements simulant les



Absorbeur de γ



Absorbeur de n



Veto actif

Figure II.12: Blindage typique entourant un détecteur de $\bar{\nu}_e$, dont le but est d'arrêter gammas et neutrons venant de l'extérieur d'une part, signaler le passage de cosmiques d'autre part. Tout blindage étant source de fond par interactions de cosmiques dans la matière qui le constitue, il est recommandé de piacer le blindage actif (veto) directement avant le détecteur

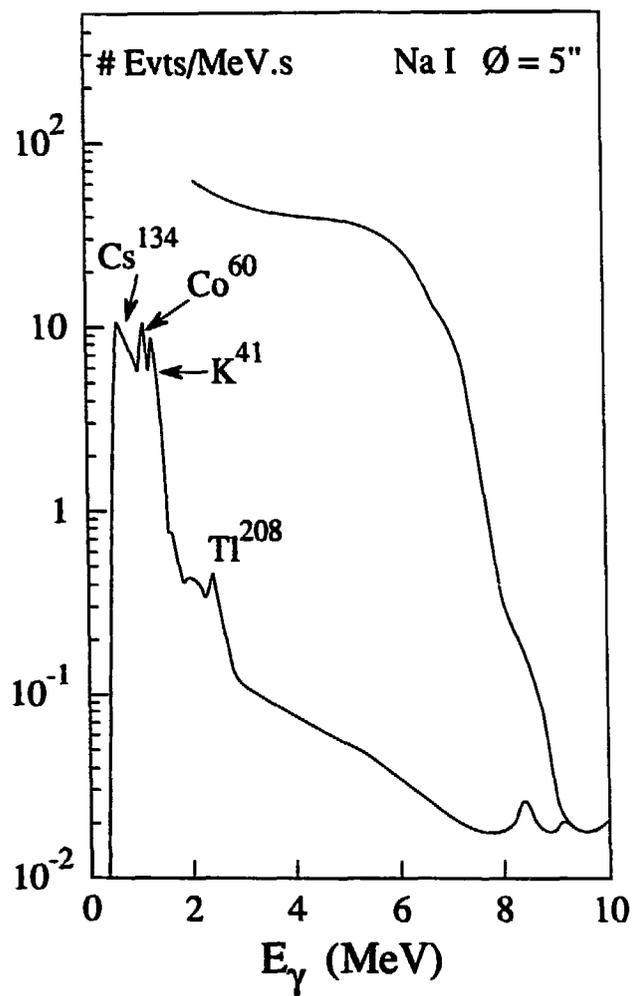


Figure II.13: Spectre de γ mesuré par un NaI à l'extérieur (courbe supérieure) et à l'intérieur (courbe inférieure) du blindage de l'expérience Bugey [65]

interactions de neutrinos, autrement dit le bruit de fond, mesuré réacteur à l'arrêt. Si S est le taux de signal et B le taux de bruit de fond, un calcul simple montre que la précision statistique sur le signal est proportionnelle à $S/\sqrt{S+kB}$, où k est le rapport du temps de mesure total au temps de mesure réacteur en marche. C'est donc cette quantité qui mesure les performances d'un détecteur. Aux fins de comparaison entre divers détecteurs, on pourra plus simplement utiliser comme facteur de mérite S/\sqrt{B} .

II.4.6 Les sites d'expérimentation

Toutes les expériences se déroulent maintenant auprès de réacteurs de puissance élevée (3 à 4 GW) utilisés à des fins civiles (production d'électricité) ou militaires (production de plutonium).

Un des critères qui rendent un site intéressant est la distance minimale du cœur à laquelle peut se dérouler une expérience, dans une ambiance radioactive acceptable pour le détecteur (et a fortiori pour les physiciens). Les réacteurs REP français permettent de s'approcher à 37 mètres du cœur lorsqu'on reste à l'extérieur du bâtiment réacteur. Le site du Bugey permet, grâce à des sous-sols aménagés, de s'approcher à moins de 15 m du réacteur (à partir de 1994, la distance minimale passera à 18 m, du fait de l'ensablement pour raisons de sécurité des zones situées directement sous le réacteur).

Un autre paramètre important est le nombre de réacteurs (on dit souvent "tranches") présents sur le site. Pour des expériences effectuées près d'un réacteur (de 10 à 50 m), la présence d'autres tranches (en général à 100 m ou plus) est à l'origine d'un fond de vrais événements neutrino compliquant l'analyse. Si les circonstances sont favorables, ce fond peut devenir signal extractible pendant un arrêt prolongé du réacteur principal le plus proche: il faut pendant cette période que le réacteur éloigné soit tantôt en marche, tantôt à l'arrêt. Les expérimentateurs de Krasnoïarsk ont profité de la présence de 2 réacteurs espacés de 100 m pour installer leur détecteur à mi-chemin, prenant ainsi des données à 50 m avec un flux de neutrinos doublé. Malheureusement, le temps d'arrêt simultané de ces 2 tranches a été très court, ce qui diminue la précision statistique sur le fond et donc sur le signal. A grande distance (1 km ou plus), la présence de plusieurs tranches augmentera d'autant le signal, mais là encore, le prix à payer sera la quasi-absence d'arrêts simultanés et la nécessité de séparer signal et fond par des mesures à puissances variées, selon le nombre de tranches en fonctionnement.

SITE	TYPE	Puissance MW th	N	Distances d'expérimentation	Remarques
ILL	²³⁵ U	57	1	≥ 8 m	ARRETE bunker au sol sous-sol, 25 mwe bunker au sol sous le réacteur enterré, 50 mwe enterré, 50 mwe démarrage prévu 1995 Site de IMB
SRP	²³⁵ U	2200	1	11 m, 18 m → 50 m	
GÖSGEN	REP	2800	1	≥ 37 m	
BUGEY	REP	2800	4	15 à 18 m (95 m) 40 m (120 m)	
ROVNO	REP	1375	3	12 m, 18 à 25 m	
IRP	²³⁵ U	1900	3	34, 93 et ~ 250 m 57, 57 et 231 m	
CHOOZ	REP	4200	2	1 km	
PERRY	REP	3800	1	13 km	
ONOFRE	REP	3800	2	prévus 1 et 12 km	

Tableau IL3: Caractéristiques des principaux sites nucléaires auprès desquels des expériences ont eu ou auront lieu:

ILL = Institut Laue-Langevin, Grenoble

SRP = Savannah River Plant, South Carolina, USA

GÖSGEN = Suisse (il existe un tunnel à 13 km du réacteur)

BUGEY = France, près de Lyon (Les distances entre parenthèses sont celles du réacteur suivant le plus proche)

ROVNO = Ukraine; le site contient 2 réacteurs 440 MWe (type 213) et 1 réacteur 1000MWe (type 320)

IRP = Ienisseï River Plant, Krasnoïarsk, Russie (pour chaque site d'expérimentation sont données les distances aux 3 réacteurs) Un site possible à 1 km

CHOOZ = Ardennes françaises; le site d'expérimentation souterrain occupera les galeries d'un des premiers réacteurs nucléaires français, maintenant arrêté

PERRY = Ohio; le détecteur IMB étant détruit, ce site souterrain, à 1570 mwe de profondeur, est disponible

ONOFRE = San Onofre, Californie, USA

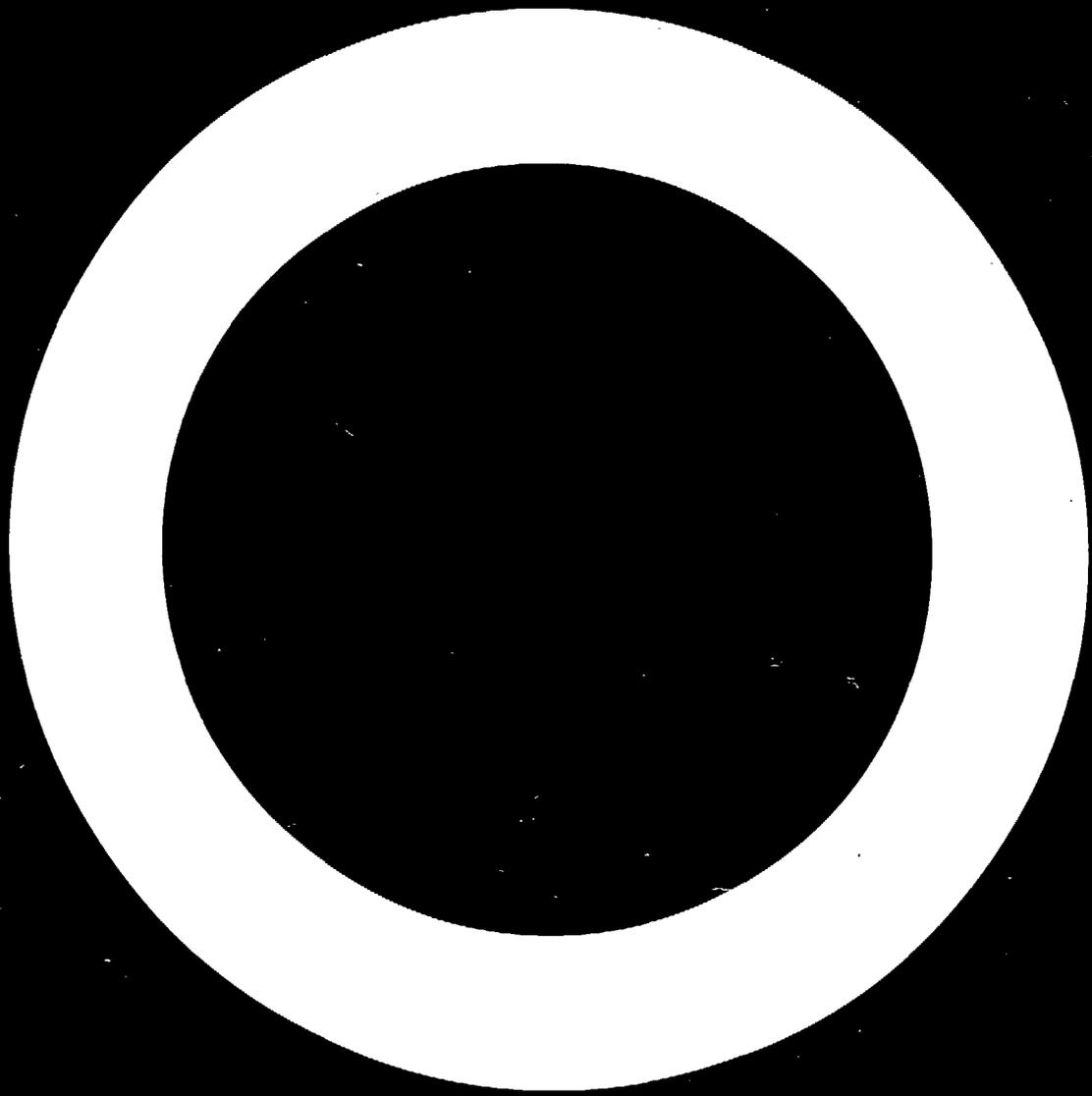
REP = Réacteur à eau pressurisée (à Uranium faiblement enrichi)

MW th = Megawatts thermiques

N = nombre de réacteurs présents sur le site

mwe = mètres équivalent eau, pour la protection contre cosmiques.

Le tableau 3 résume les caractéristiques principales des divers sites utilisés ou prévus.



Chapitre III

Les expériences auprès des réacteurs.

III.1 Mesures du flux de neutrinos et oscillations de saveur.

III.1.1 Aperçu historique.

La découverte du $\bar{\nu}_e$ date de 1956, par détection de courants chargés sur proton auprès du réacteur de Savannah River. Pendant plus de 20 ans, le groupe Reines continua seul dans le monde ce type de physique. En 1966, le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ fut mesuré [50]. Puis en 1979, les premiers résultats de courants chargés et courants neutres sur deutérium obtenus à l'aide d'un détecteur à eau lourde furent publiés, et menèrent en 1980 à suggérer l'existence d'oscillations du $\bar{\nu}_e$ (à l'époque, on parlait d'instabilité). Cette possibilité développa l'intérêt pour ce type de physique. Une expérience effectuée à l'ILL de Grenoble en 1980 réfuta les résultats de Reines. Puis deux expériences très similaires, l'une en France à Bugey, l'autre en Suisse à Gösgen, publièrent en 1984-1985 des résultats contradictoires : Bugey trouvait des oscillations exclues par Gösgen. En URSS, des expériences s'installèrent sur deux sites expérimentaux, l'un à Rovno et l'autre à Krasnoïarsk, tandis qu'aux USA un nouveau détecteur était installé à Savannah River, et qu'une campagne d'étude de blindage et de remesures était effectuée à Bugey. Finalement, aucune de ces expériences ne trouva trace d'oscillation, le premier résultat de Bugey pouvant s'expliquer par un problème de bruit de fond mal contrôlé.

Ces expériences accumulaient typiquement 10^4 événements à quelques dizaines

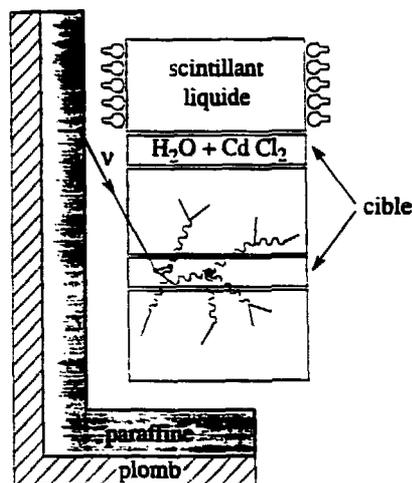


Figure III.1: Représentation schématique du détecteur avec lequel le neutrino a été découvert

de mètres. Ces dernières années, de nouveaux détecteurs plus sensibles, dont les résultats ont été publiés ou sont sur le point de l'être, ont pu atteindre 10^5 événements, et s'éloigner à des distances atteignant les 10^2 mètres. Le futur de ce type de physique s'oriente vers les grandes distances (1 km dans un premier temps, 10 km ensuite) à l'aide de détecteurs envisagés atteignant 10 tonnes, puis 1000 tonnes, ceci dans le but évident de gagner en sensibilité vers les faibles δm^2 .

Un examen de certaines de ces expériences va nous permettre de détailler les diverses techniques utilisées et leurs performances.

III.1.2 La découverte du neutrino.

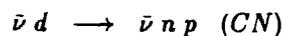
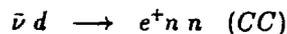
Le détecteur utilisé en 1956 est montré figure 1; il est constitué d'un sandwich alternant cibles et détecteurs de γ . La cible est formée de 2 récipients ($190 \times 130 \times 7 \text{ cm}^3$) en polyéthylène remplis d'eau (les noyaux d'hydrogène forment la cible) dans laquelle a été dissous du CdCl_2 , le Cd servant à capturer les neutrons (avec émission de γ se partageant 9 MeV).

Les γ d'annihilations du positron puis, quelques μs plus tard, les γ de capture du n par le Cd sont détectés dans les 3 détecteurs à scintillant liquide encadrant les 2 cibles, chacun d'eux étant vu par 110 photomultiplicateurs. Cet ensemble de détection était placé dans un blindage de plomb et de paraffine, et installé à une dizaine de mètres du coeur du réacteur. Ce détecteur est de type "intégral" puisque l'énergie du ν n'est pas reconstruite, mais il permet néanmoins de réaliser une coïncidence entre les 2 impulsions séparées de moins de 17 μs , ce qui réduit considérablement le bruit de fond (de l'ordre de 1 événement/heure). Les coïncidences acceptées étaient photographiées sur oscilloscope, et ces photos analysées par les physiciens. L'efficacité était modeste (de l'ordre du pourcent) mais suffisante, le rapport signal/bruit obtenu étant de 3. Le signal observé par différence fut estimé à 2.88 ± 0.22 evt./h.

De nombreux tests ont été effectués pour prouver la réalité du signal: l'insertion de plomb entre une cible et un détecteur supprimait le signal positron; le signal disparaissait en l'absence de CdCl₂; la distribution de temps entre positron et capture montrait l'exponentielle attendue; le remplacement de l'eau par un mélange égal de H₂O-D₂O divisait le signal par deux; un blindage supplémentaire divisant par 10 le flux entrant de γ et de n ne changeait pas le signal: contrairement à la prédiction de Pauli, le neutrino était bel et bien détecté.

III.1.3 A la recherche des courants neutres.

Dès 1956, Reines signale la possibilité de détecter les $\bar{\nu}_e$ par leurs courants chargés sur deutérium. L'intérêt est de mesurer séparément g_A et g_V , car $\sigma_p \propto g_V^2 + 3g_A^2$ alors que $\sigma_d \propto g_A^2$. Par ailleurs, cette interaction permettait de créer d'éventuels états liés de dineutrons. L'intérêt pour cette expérience fut relancé après la découverte des courants neutres. Deux réactions sont détectables



et permettent une vérification du modèle de Weinberg-Salam.

Les premiers résultats parurent en 1979 [51]. Le détecteur utilisé par Reines est montré figure 2. C'est un détecteur intégral dont la cible est constituée par 268 kg d'eau lourde. Seuls les neutrons produits sont détectés par 10 compteurs proportionnels, tubes remplis d'hélium 3. L'intérêt de ces tubes est d'être très peu

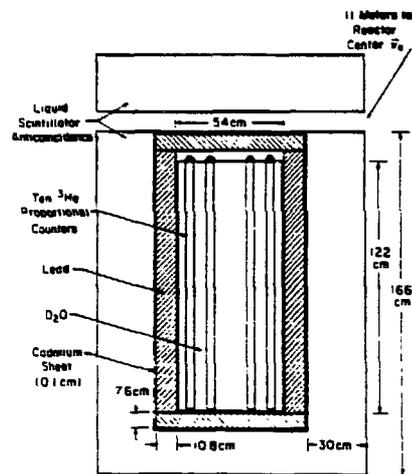


Figure III.2: Détecteur intégral à eau lourde utilisé pour étudier le rapport Courants Chargés (CC) / Courants Neutres (CN).

sensibles aux γ . Leur seul bruit de fond est dû à l'émission d' α in-situ à cause de la radioactivité des matériaux. La figure 3 montre les progrès réalisés de ce point de vue par un groupe soviétique qui a atteint un taux de comptage α sous le pic de capture n de $0.5 \alpha/\text{jour}$!

L'analyse d'une telle expérience est délicate. Les CC sont déduits du taux de comptage de 2 neutrons espacés de moins de 2 ms. Les CN se déduisent du taux de comptage simple des neutrons, auquel doivent être retranchés le taux de neutrons issu de CC sur proton et le taux de CN dont 1 seul neutron est détecté. Ensuite, la comparaison des taux corrigés par les efficacités de détection (différents pour CN et CC) aux prédictions théoriques exige une bonne connaissance du spectre de $\bar{\nu}_e$, puisque les seuil CN (2.2 MeV) et CC (4 MeV) sont différents.

L'expérience de Reines souffrait d'un rapport signal/bruit médiocre. Les résultats sont esquissés tableau 1, et ont amené en 1980 à supposer l'existence d'oscillation de saveur pour expliquer la différence expérience/théorie [52]. En effet, le rapport CC/CN expérimental était de 0.17 ± 0.09 alors que le rapport attendu était de 0.42 à 0.44 selon les auteurs. Un tel effet pouvait s'expliquer par la transformation de $\bar{\nu}_e$ en des $\bar{\nu}$ de saveur différente, participant aux CN mais plus aux CC. Ce résultat a été modifié en 1983 [53], le rapport expérimental CC/CN devenant 0.28 ± 0.09 , soit un effet de 1.7σ .

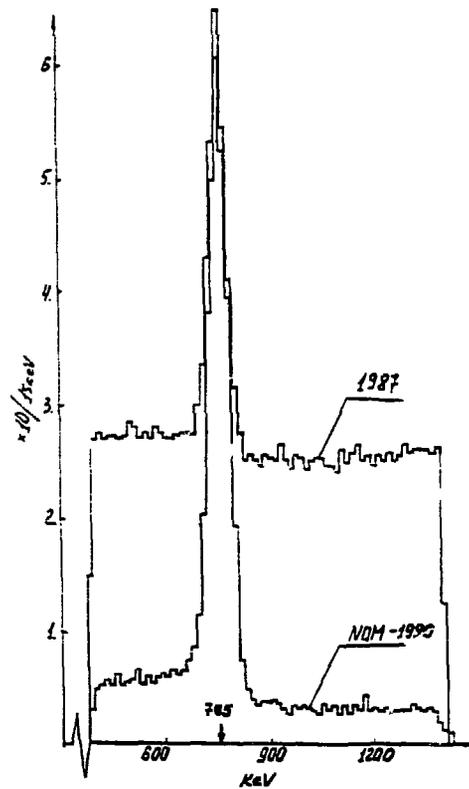


Figure III.3: Spectre de charge recueillie dans les tubes à Helium 3 utilisés par [56, 57]. Le pic monoénergétique correspondant à la capture du neutron est très clairement visible. Le fond continu est dû à l'émission d' α dans le tube. On voit les progrès accomplis en quelques années par les physiciens russes, ces tubes ne comptant actuellement que 0.5 α par jour sous le pic de capture. Le fond supplémentaire à gauche du pic correspond en fait à des neutrons pour lesquels un des produits de capture frappe la paroi du tube, et dont l'énergie n'est que partiellement détectée

	ON	OFF	ON-OFF	S/B	ϵ	taux
2 n (CN sur ^2H)	53.4	49.7	3.66 ± 1.67	1/14	0.112	33 ± 15
1 n	414.5	346.2	68.3 ± 4.1	1/5		
corrections:						
CC sur ^1H			-10.2			
CN sur ^2H			-12.1			
CC sur ^2H			46.0 ± 7.0		0.285	161 ± 25

Tableau III.1: Taux de comptage (en évts/jour) de données représentant partiellement l'expérience de Reines et al [52], lorsque le réacteur est en marche (ON) et à l'arrêt (OFF). On notera le faible rapport signal/bruit (S/B) dans les canaux 2 neutrons et 1 neutron. Ce dernier canal doit être corrigé de contamination par les CC sur les protons du blindage et par les CN sur deutérium dont un seul neutron est détecté. Une fois les corrections d'efficacité ϵ faites sur chacun des 2 canaux (ϵ_{2n} n'est pas le carré de ϵ_{1n} car les coupures sont plus sévères sur le canal 1 n, et aussi car les efficacités sont corrélées entre les 2 neutrons), le rapport expérimental CC/CN est de 0.2 ± 0.1

EXP	M_{site}	V	ϵ_{1n}	S/B (1n)	M_{1n}	ϵ_{2n}	S/B (2n)	M_{2n}
SRP	18	240	0.29	1/5	15.8	0.11	1/14	5.8
ROVNO	3.7	2700	0.33	1/35	9.7	0.24	1/8	11.
IRP	2.2	400	0.76	1/50	3.2	0.61	1/6	8.3

Tableau III.2: Comparaison des diverses expériences ayant mesuré les CC et les CN de $\bar{\nu}_e$ sur deutérium

SRP = [52] ROVNO = [54] IRP = [55]

M_{site} est le facteur de mérite de chaque site expérimental, égal à la puissance du réacteur divisée par le carré de sa distance

V est le volume de cible utilisé, en litres de D_2O

Puis pour chaque canal détecté (1 et 2 neutrons) sont donnés:

- L'efficacité de détection
- Le rapport signal/bruit
- Le facteur de mérite correspondant ($\propto S/\sqrt{B}$). Pour obtenir un facteur de mérite indépendant du site, il faut diviser ce nombre par M_{site} .

Ce type de mesure a été repris plus récemment par 2 groupes soviétiques, avec des détecteurs analogues mais dont le volume et le nombre de tubes à ^3He sont plus élevés. Les caractéristiques actuelles de ces détecteurs, obtenues après beaucoup d'efforts, sont résumées dans le tableau 2. Le bruit de fond dépend pour partie de la radioactivité des matériaux utilisés dans les tubes, mais aussi de la conception du blindage. Il est à ce titre instructif de suivre l'évolution au cours du temps des blindages utilisés: à Rovno [54], l'utilisation à proximité immédiate du détecteur de polyéthylène, riche en protons, créait un fond de neutrons si important que le canal $1n$ ne pouvait être étudié que dans la partie centrale du détecteur. Le remplacement de ce polyéthylène par du graphite a permis, en divisant par 10 ce taux de neutrons, d'utiliser la totalité du détecteur. A Krasnoïarsk [55], on s'est aperçu que le B_4C utilisé pour capturer les neutrons venant de l'extérieur (par $n + ^{10}\text{B} \rightarrow \alpha + ^7\text{Li}$) était lui-même source de neutrons par $\alpha + ^{11}\text{B} \rightarrow ^{14}\text{N} + n$! (Les α produisant ces neutrons étaient dus à la présence dans le B_4C de traces d'éléments des chaînes de l'uranium ou du thorium, émetteurs α : ce B_4C insuffisamment pur a donc été remplacé par du polyéthylène boré, non contaminé). Malgré tous ces efforts, on voit que le bruit de fond reste un problème limitant la sensibilité dans le canal $1n$: ces groupes continuent leurs efforts en vue d'améliorer la qualité de leurs détecteurs. (il faut dire que Krasnoïarsk souffre aussi d'une distance élevée (34 m) de la source). Toujours est-il qu'actuellement, le résultat combiné de ces expériences est en accord avec la prédiction théorique: le rapport CC/CN observé, divisé par le rapport prédit, vaut 0.94 ± 0.33 .

Notons pour conclure cette section que le type de détecteur intégral qu'on vient de décrire peut être aisément utilisé pour mesurer le taux de CC sur proton libre: il suffit de remplacer l'eau lourde par de l'eau légère ou du polyéthylène. C'est ce qu'ont fait ces mêmes groupes russes: leurs détecteurs intégraux sont décrits au tableau 3, où ils sont comparés au détecteur de la découverte. Ces détecteurs ne fournissent bien sûr qu'un taux intégré d'interactions.

III.2 Recherches d'oscillations.

III.2.1 Première vague d'expériences.

A la suite du résultat de 1980, laissant entrevoir la possibilité d'oscillations, plusieurs expériences décidèrent de mesurer le spectre en énergie des ν .

La première eut lieu à L'ILL à Grenoble, à 8.75 m d'un réacteur de 57 MW

Site	N_p	ϵ_n	B	M	P	D	R	S
SRP	2.3	0.015	1	0.03	2200	11	3	
ROVNO 1	1.6	0.57	115	0.085	1375	18	20	26 000
ROVNO 2	5.0	0.4	100	0.2	1375	18	40	120 000
IRP	3.9	0.29	5.8	0.47	2400	57	4	100 000
						231	0.3	3 000

Tableau III.3: Comparaison des divers détecteurs intégraux ayant détecté des interactions de $\bar{\nu}_e$ sur proton:

SRP = [32] le détecteur de la découverte (certains nombres estimés)

ROVNO 1 = [64] 240 tubes à ^3He d'1 m de long (matrice 16 x 15 de 4.5 cm de maille) insérés dans la cible de polyéthylène.

ROVNO 2 = [72] Détecteur WIND: 256 tubes à ^3He d'1 m de long (matrice 16 x 16 de 7 cm de maille) plongés dans 2m³ d'eau (la cible utile est de 750 litres)

IRP = [74] 91 tubes à ^3He et cible de polyéthylène

N_p est le nombre de protons cibles (à multiplier par 10²⁸)

ϵ_n est l'efficacité neutron

B est le bruit de fond du détecteur (candidats n/heure)

M est le facteur de mérite (intrinsèque) du détecteur ($N_p \times \epsilon_n / \sqrt{B}$)

P est la puissance du réacteur (en MW)

D la (ou les) distances de mesure (en mètres)

R le taux de $\bar{\nu}_e$ détectés par heure

S la statistique globale accumulée

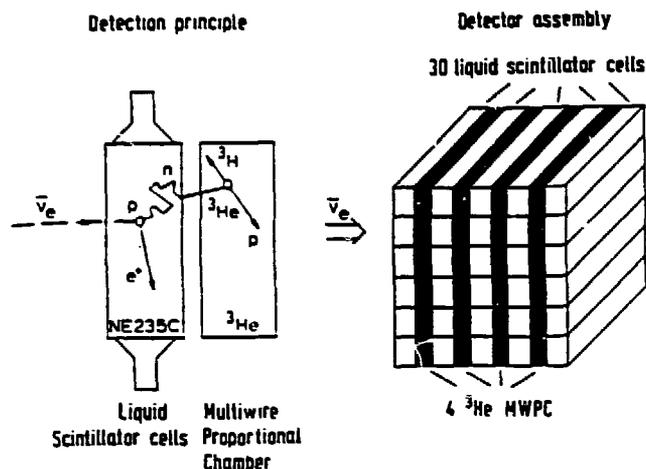


Figure III.4: Schéma du détecteur utilisé par les expériences à l'ILL, à Gösgen et au Bugey (I et II). C'est un détecteur différentiel hétérogène. Le trigger demande que la capture neutron soit vue dans une chambre contiguë à la cellule du positron moins de $300\mu\text{s}$ après celui-ci

thermiques [58]. Le spectre et le taux d'événements observés étaient conformes à la prédiction théorique, le rapport EXP/TH étant de 0.95 ± 0.12 , et excluait les paramètres d'oscillation obtenus par Reines en 1980. Récemment, on s'est aperçu que la puissance du réacteur avait été sous-estimée de 10%, et le taux observé n'est en fait que 0.83 ± 0.09 fois le taux attendu [59].

L'équipe de l'ILL se scinda en deux pour mener à bien des mesures auprès de réacteurs électrogènes de 2800 MW Th, respectivement à Gösgen (Suisse) et à Bugey (près de Lyon). Ces 3 expériences (ILL, Gösgen, Bugey) ont utilisé un détecteur hétérogène, dont le schéma est montré figure 4. La cible est constituée de 30 cellules de 10 l de scintillant liquide détectant le e^+ , et le neutron est détecté par 4 grandes chambres ($126 \times 109 \times 8\text{cm}^3$) à fil remplies d'hélium 3 gazeux, à pression atmosphérique. L'efficacité de détection du neutron est de 20%, le temps moyen de capture de $100 \mu\text{s}$. La sensibilité et le bon rapport signal/bruit fournis par ces détecteurs permet l'accumulation de plusieurs dizaines de milliers d'interactions de ν jusqu'à 65 m du coeur. Chaque expérience ne disposant que d'un seul détecteur, il fallut déplacer ce dernier à plusieurs distances (14 et 18 m à Bugey 1; 38, 46 et 65 m

à Gösgen) afin de s'affranchir de la connaissance du spectre source (la comparaison à distances différentes nécessitant cependant des corrections de burnup). Mais alors que Bugey [60] pensait voir entre 14 et 18 m un effet à 3σ s'expliquant par une oscillation, Gösgen [61] excluait dans le même temps ce type d'oscillation.

Peu après, le groupe de Reines, toujours installé à Savannah River Plant (SRP), présenta des résultats préliminaires [62] obtenus avec un nouveau détecteur à 18 et 24 m du réacteur, qui ne permirent pas de trancher entre Bugey et Gösgen. Le détecteur utilisé est un détecteur homogène de 300 l de scintillant liquide dopé au Gadolinium, mesurant in-situ l'énergie du positron, puis, en moyenne $10\mu\text{s}$ plus tard, les 8 MeV d'énergie des γ émis par la capture du neutron par le Gadolinium. Ce détecteur aurait dû effectuer des mesures à 50 m du réacteur, mais ce dernier s'est définitivement arrêté avant que cela puisse être possible.

À la même époque, l'équipe soviétique travaillant à Rovno publiait ses résultats [63] obtenus à 18 et 25 m du réacteur avec un détecteur analogue à celui de SRP, contenant 240 l de scintillant dopé au Gadolinium, mesures complétées par des mesures à 18 m à l'aide d'un détecteur intégral (240 compteurs à ^3He placés dans une cible de polyéthylène) [64]. Ces mesures tendaient à exclure de façon marginale le résultat de Bugey 1.

C'est finalement le groupe Bugey lui-même qui mit fin à la confusion en expliquant son effet par des problèmes liés au blindage utilisé: une couche de plomb présente entre le détecteur et le veto actif contre les cosmiques était une source considérable de bruit de fond engendré par les cosmiques. En enlevant ce plomb, le taux de captures neutrons fut divisé par 10, passant de 2000 à 200n/h, et le nombre de candidats ν_e réacteur arrêté passa de 3.5 à 1. Sans utilisation des vetos, ce nombre de candidats réacteur arrêté passait de 70 à 1.5 evt/h. La stabilité de l'efficacité des vetos n'étant assurée qu'à 0.5%, des variations de 0.3 evt/h étaient possibles dans Bugey 1 entre diverses mesures et pouvaient contribuer à expliquer le premier résultat. Ce blindage interne de plomb une fois enlevé, des remesures furent effectuées en 1985-86 et ne montrèrent plus aucune trace d'oscillations [65]. Le résultat de Bugey 2 est montré figure 5. Par ailleurs, des mesures effectuées à 13.7 m pendant tout un cycle du réacteur permirent de valider les effets de burnup dans le Monte-Carlo utilisé (cf. figure 4 chap. II). Ces péripéties illustrent à nouveau combien ces expériences sont délicates: choix du blindage, contrôle des bruits de fond, stabilité de l'ensemble de détection sont absolument fondamentaux.

À titre d'illustration, nous montrons figure 6 les spectres en énergie accumulés à 3 distances par l'expérience Gösgen. Les contours d'exclusion obtenus par ces

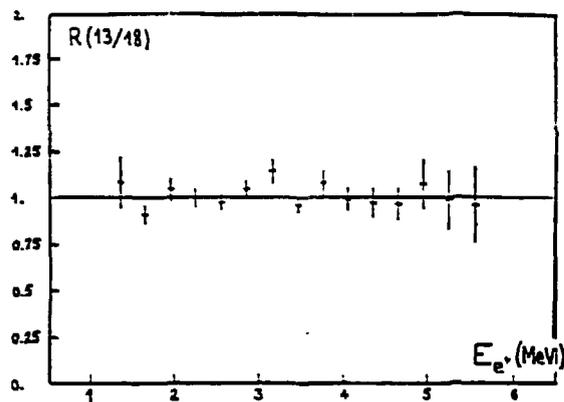


Figure III.5: Rapport des spectres en énergie positron détectés à 13.7 m et 18.2 m par l'expérience Bugey II ([65]). Ce rapport doit être plat et égal à 1 en l'absence d'oscillations. On trouve comme valeur 1.007 ± 0.021 (stat) ± 0.021 (syst)

expériences sur les paramètres d'oscillation sont résumés figure 10.

III.2.2 Vers les très hautes statistiques.

Comme on l'a déjà vu, il est possible de minimiser l'importance des erreurs systématiques limitant la précision sur les paramètres d'oscillation grâce à divers choix expérimentaux.

On se débarrasse de l'incertitude sur le spectre source en mesurant à plusieurs distances du réacteur et en comparant les résultats à ces distances.

On se débarrasse des incertitudes liées au burnup et à la puissance du réacteur en mesurant simultanément à plusieurs distances.

On ajoute ce faisant une systématique supplémentaire liée à l'efficacité relative des détecteurs utilisés aux diverses distances : cette incertitude disparaît cependant si l'on se contente de comparer les formes (en oubliant le taux absolu) des spectres mesurés aux diverses distances. Une telle comparaison est quasiment dénuée d'erreurs systématiques (les effets de normalisation n'intervenant que lors de la soustraction ON-OFF) tant que la calibration en énergie des détecteurs est correctement

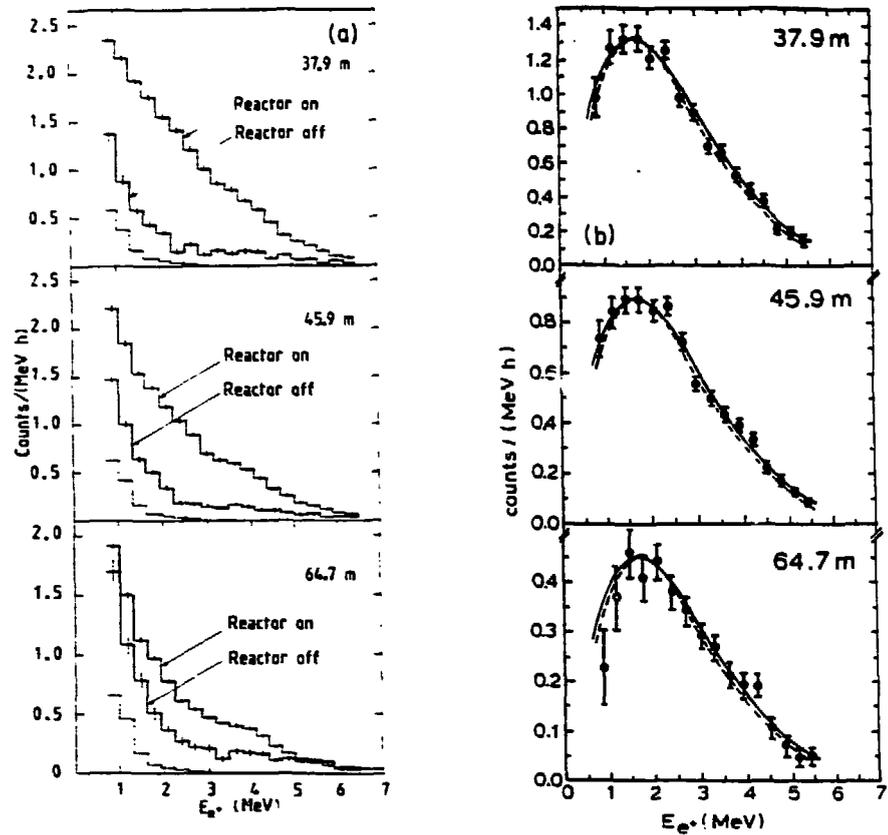


Figure III.6: Données accumulées par Gösgen [61] à 3 distances du réacteur.
 (a) Spectres bruts réacteur en marche et à l'arrêt. La courbe en pointillés montre la composante fortuite dans chacun des 2 spectres
 (b) Spectres du signal obtenu par différence. La courbe continue montre un ajustement commun (norme et forme) aux 3 mesures, sans oscillation. La courbe en pointillés est la prédiction déduite des mesures [44, 45] et calculs [37], sans oscillation

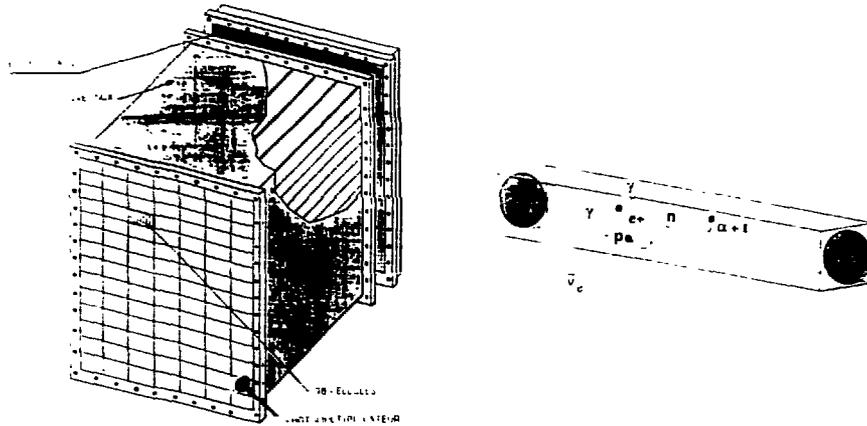


Figure III.7: Schéma du détecteur de l'expérience Bugey 3. C'est un détecteur différentiel homogène et segmenté. Chaque module contenant 600 litres de scintillant liquide dopé au ${}^6\text{Li}$ (à 0.15 %) est optiquement divisé par des parois minces et réfléchissantes en 96 cellules élémentaires. Chaque cellule est vue à chaque extrémité par un PM, ce qui permet une localisation longitudinale par le rapport des 2 impulsions. Un module mesure à 15 m (en sous-sol) pendant que 2 autres mesurent à 40 m du réacteur (dans un bunker). Le déclenchement demande que le positron et la capture soit dans la même cellule ou des cellules contiguës

monitorée [66].

C'est ce choix qui a été fait dans l'expérience Bugey 3 [67], conçue à l'origine pour réfuter/confirmar l'effet vu par Bugey 1 par simple comparaison de la forme des spectres mesurés simultanément à 15 et 40 m du réacteur par des modules de détection identiques.

Le choix s'est porté sur un scintillant liquide dopé au ${}^6\text{Li}$ [68], permettant la réalisation d'un détecteur différentiel homogène et segmenté, dont le schéma est donné figure 7. La capture du neutron par le ${}^6\text{Li}$ se fait en moyenne en $30 \mu\text{s}$ et à 6 cm de l'interaction du $\bar{\nu}_e$. L'énergie de capture est de 4.8 MeV, mais la lumière émise équivaut à celle d'un électron de 500 keV (phénomène de quenching pour les particules très ionisantes émises par la capture, $\alpha + t$). Il est indispensable

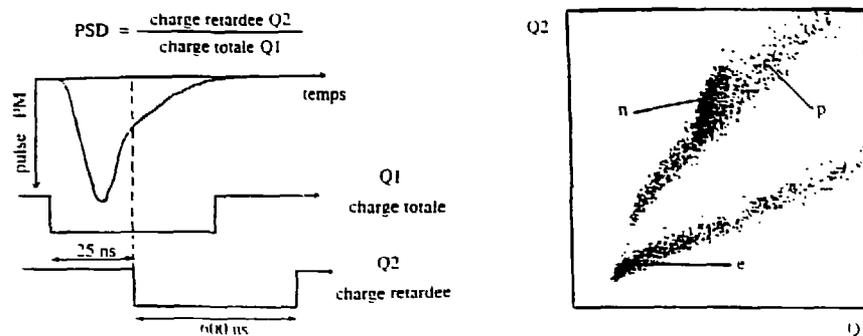


Figure III.8: Discrimination entre électrons et particules lourdes par la forme temporelle de l'impulsion lumineuse. En abscisse est représentée la charge totale, en ordonnée la charge tardive (25 ns après le début du signal) obtenues par intégration du signal de PM, lorsque le liquide est soumis au flux d'une source Am-Be émettant des gammas (donnant des électrons Compton) et des neutrons (donnant des protons de recul et des captures sur Lithium). On distingue très bien les 2 bandes correspondant aux électrons et aux protons, ainsi que la tache monoénergétique de la capture. Dans l'expérience Bugey 3, les 2 charges digitisées sur 8 bits sont présentées à une matrice de 256x256 bits mis à 0 ou 1 permettant de fournir en moins de 2 μs un trigger "capture neutron". Les signaux de PM sont également analysés par des FADC 100 MHz pour pouvoir ultérieurement étudier finement leur forme

de distinguer une capture de neutron d'un électron Compton de 500 keV, dont le taux dans le détecteur est 3 ordres de grandeur plus élevé. Cette discrimination peut se faire en étudiant la forme temporelle de l'impulsion lumineuse, dont la composante lente ($\tau \sim 100$ ns) est plus fournie pour les particules lourdes que pour les électrons. La technique de PSD (Pulse Shape Discrimination), consistant, par un jeu de portes d'intégration décalées en temps, à mesurer le rapport (lumière tardive/lumière totale), permet d'obtenir des rejections de 10^3 sur les électrons [69] (cf figure 8).

La grande efficacité de détection (50%) d'un tel détecteur devait permettre l'accumulation de statistiques jamais atteintes. Malheureusement cette expérience Bugey 3 a dû faire face aux difficultés inhérentes à l'utilisation d'une nouvelle technique. Les premières livraisons de liquide dopé ont montré un contenu trop important en émetteurs α (chaînes de l'U et du Ra) simulant des captures n. Le taux de

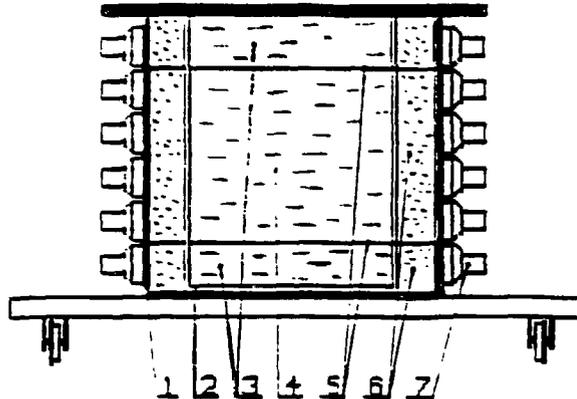


Figure III.9: Détecteur RONS dont la cible est composée de 510 litres de scintillant dopé au Gadolinium, et entourée de 540 litres du même scintillant servant de protection au volume central, l'ensemble étant vu par des photomultiplicateurs éloignés par des guides de lumière pour diminuer l'importance dans le bruit de fond des γ du ^{41}K présent dans le verre constituant ces PM :

1. corps du détecteur 2. récipient en plastique contenant le scintillant 3. zone de protection 4. zone cible 5. miroirs 6. guides de lumière en huile minérale 7. photomultiplicateurs

faux événements $\bar{\nu}_e$ par coïncidence fortuite ($\gamma - \alpha$) a fait tomber le rapport S/B à 40 mètres à 2 (au lieu des 5 à 10 espérés). Cette contamination a pu être attribuée aux lots de ^6Li utilisés, et de nouveaux scintillants non contaminés ont pu être livrés : malheureusement, ces lots se sont révélés chimiquement instables, le liquide perdant la transparence requise en 1 an. Devant l'incapacité du fabricant à fournir un liquide satisfaisant, l'expérience Bugey 3 a arrêté toute prise de données après avoir accumulé 120 000 événements à 15 m (avec un liquide instable) et 35 000 événements à 40 m (avec un rapport signal/bruit détérioré). L'analyse de ces données est donc rendue plus délicate, et se poursuit actuellement [70].

Dans le même temps, l'équipe soviétique travaillant à Rovno a mis au point un détecteur (RONS) montré figure 9, de 510 l de scintillant dopé au Gd, qui a mesuré un spectre de $\bar{\nu}_e$ à 18 m du réacteur contenant 70 000 événements [71]. Cette même

Site	Ref	Type	C	N	ϵ	$E_S - E_a$	D	B	R	S
ILL	[58]	Het	^3He	2.0	0.19	1.0 - 0.2	8.75	3.5	1.6	4900
GOSGEN	[61]	Het	^3He	2.0	0.17	0.7 - 0.2	38	2.0	3.2	11 000
							46	2.0	2.2	11 000
							65	2.0	1.2	9 000
BUGEY 1	[60]	Het	^3He	2.0	0.20	1.5-0.2	14	3.9	24.	40 000
							18	3.9	12.	23 000
BUGEY 2	[65]	Het	^3He	2.0	0.20	1.2-0.2	14	3.8	26.	70 000
							18	3.8	13.	20 000
ROVNO 1	[63]	Hom	Gd	1.6	0.38	1.1-0.5	18	3.6†	11.	36 000
							25	3.6†	5.5	16 000
SRP	[62]	Hom	Gd	1.5	0.5	1.3-0.5	18	1.0†	16.0	57 000
							24	1.0†	7.5	39 000
BUGEY 3	[70]	Hom	Li	3.0	0.5	0.9-0.15	15	3.0	70.	120 000
				6.0	0.5		40	10.	20.	35 000
ROVNO 2	[71]	Hom	Gd	3.3	0.45	0.7-0.55	18	5.0†	32.	80 000
CHOOZ		Hom	Gd	37	0.75	2.0-1.0	1000	0.5	1.0	PROJET

Tableau III.4: Comparaison des détecteurs différentiels mesurant le spectre des $\bar{\nu}_e$ par CC sur proton:

Le type du détecteur est hétérogène (Het) ou homogène (Hom)

C donne le noyau neutrophage utilisé

N donne le nombre de protons libres dans la cible (10^{28})

ϵ est l'efficacité de détection d'un événement ν . (Cette efficacité ne tient pas compte de la fraction des neutrinos non détectés car d'énergie trop basse)

E_S donne le seuil de détection sur l'énergie déposée par le positron

E_a donne l'énergie moyenne déposée par les γ d'annihilation

il faut ajouter 1.8 MeV à la différence $E_S - E_a$ pour connaître le seuil de détection des neutrinos, aux effets de résolution près

D est la (ou les) distances au réacteur (en mètres)

B est le bruit de fond (en évts/heure) [†bruit de fond fortuit non compris]

R est le taux de neutrinos détectés (en évts/heure)

S est la statistique accumulée par l'expérience à la distance D

équipe a mis au point un nouveau détecteur intégral (WIND)¹ plus volumineux (cf tableau 3) dont la cible utile est constituée de 750 litres d'eau dans lesquels sont plongés 256 tubes à ³He, avec lequel elle a accumulé 120 000 événements à 18 m du réacteur [72]. Cependant, aucune analyse en terme d'oscillations n'a été publiée depuis toutes ces données. Au contraire, le bon accord constaté par ces auteurs entre la section efficace mesurée et la section efficace prédite les amène à conclure à l'absence de courants droits dans les interactions de neutrinos (une limite supérieure de 4%, à 90 % de confiance, est donnée sur la section efficace via courants droits, ce qui correspond à une masse supérieure à 180 GeV pour un éventuel W_R [73]).

Le tableau 4 résume les caractéristiques principales de toutes les expériences utilisant un détecteur différentiel. On notera quelques points: Les détecteurs au Gadolinium, ne localisant pas le point d'interaction ni le point de capture, souffrent d'un bruit de fond fortuit très élevé (qui n'est jamais donné dans les publications!) Ce fond a obligé par exemple l'expérience SRP à utiliser un seuil très haut en énergie. De même, si Gösgen a un meilleur bruit de fond que Bugey 1 ou 2, c'est parce que la capture n'est localisée finement dans les chambres à Helium que pour la première de ces expériences. Finalement, on voit qu'en 10 ans, les statistiques typiques accumulées ont été multipliées par 10. Il est clair que ces expériences à haute statistique ont le potentiel pour trancher entre les spectres sources proposés par divers auteurs dont nous avons parlé au chapitre 2. Mais comme on l'a déjà dit, une telle comparaison exige une bonne maîtrise de la réponse en énergie de tous ces détecteurs.

III.2.3 Vers les grandes distances.

Les longueurs d'oscillation étant inversement proportionnelles à δm^2 , une meilleure sensibilité aux petites différences de masse implique d'éloigner les détecteurs de la source.

Si un détecteur mesure un taux de signal R à la distance unité du réacteur et un taux de bruit de fond B , la valeur de δm^2 minimum à laquelle il sera sensible est proportionnelle à

$$f = \frac{1}{R} \left(\frac{1}{L^2} + k \frac{B}{R} \right) \quad k = 1 + \frac{t_{\text{on}}}{t_{\text{off}}}$$

¹Signalons que ce détecteur est arrivé à l'été 1992 au Bugey, pour y mesurer le flux de $\bar{\nu}_e$ à 15 m du réacteur.

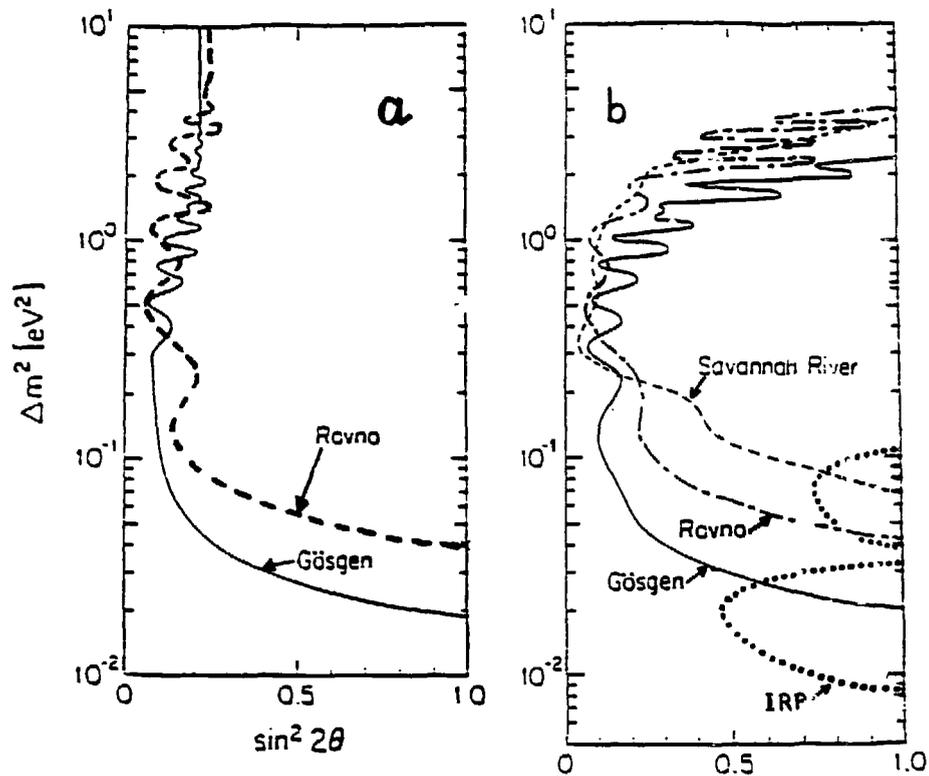


Figure III.10: Contours d'exclusion à 90% de confiance obtenus par diverses expériences auprès de réacteurs

a) contours obtenus en comparant au spectre émis par le réacteur ("spectre source") les données recueillies par Gösgen [61] à 38, 46 et 65 m (courbe pleine) et par Rovno [63] à 18 et 25 m (par cette méthode, on reste sensible aux grandes valeurs de δm^2)

b) contours obtenus sans utiliser le spectre source (on perd donc toute sensibilité aux grandes valeurs de δm^2) en comparant les données recueillies à des distances différentes: par Gösgen à 38, 46 et 65 m (détecteur différentiel) par Savannah River [62] à 18 et 24 m (détecteur différentiel) par Rovno à 18 et 25 m (détecteurs différentiel et intégral) par Krasnoïarsk [74] à 57 et 231 m (détecteur intégral)

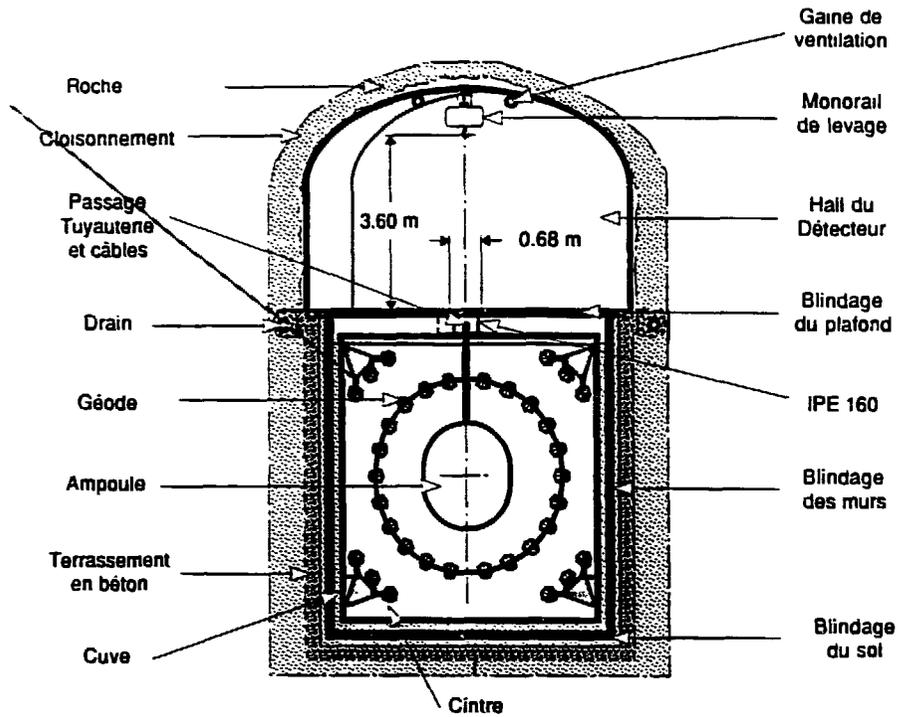
On voit que la présence de bruit de fond rend en pratique sans intérêt d'installer un détecteur beaucoup plus loin que la distance où signal et bruit de fond sont égaux. Pour améliorer la sensibilité d'un détecteur aux petites valeurs de δm^2 , il faut augmenter R et si possible en même temps améliorer le rapport R/B : c'est ce qui permettra de s'éloigner avec profit. Augmenter la taille des détecteurs amènera en principe ces gains conjoints sur R et R/B , à condition que la radioactivité intérieure de la cible reste négligeable, car le détecteur en grossissant "s'autoblinde" contre les bruits de fond venant de l'extérieur.

Les mesures les plus lointaines à ce jour [74] ont été effectuées à 231 m d'un réacteur situé à Krasnoïarsk, à l'aide d'un détecteur intégral enterré sous 50 m d'équivalent-eau, dont on trouvera les caractéristiques dans le tableau 3. Ce sont ces mesures qui ont permis d'atteindre les plus petites valeurs de δm^2 , les résultats obtenus étant montrés figure 10.

Plusieurs projets de mesures à très grande distance se font jour actuellement. Ces projets semblent converger vers l'utilisation de très gros volumes de scintillant liquide dopé au Gd, noyau pour lesquels le signal de capture (plusieurs γ totalisant 8 MeV) a l'avantage de déposer une énergie bien supérieure à tous les processus radioactifs connus.

D'un côté F.Boehm et al [75] envisagent de placer un détecteur d'une tonne de scintillant à 1 km du réacteur de San Onofre (en Californie), éventuellement suivi par un détecteur d'1 kT à 13 km du même réacteur.

D'autre part, une collaboration franco-russo-américaine vient de se mettre sur pied pour mesurer en 1995 le spectre $\bar{\nu}_e$ à 1 km de 2 réacteurs REP (2×4200 MWTh) en construction à Chooz, sur les bords de la Meuse. Le schéma du détecteur proposé est montré figure 11 et ses caractéristiques principales indiquées au tableau 4. C'est un détecteur différentiel homogène à base de scintillant liquide dopé au Gadolinium. Ce détecteur aura l'avantage fondamental sur ses prédécesseurs de pouvoir, par différences des temps d'arrivée des signaux sur les PM, localiser interaction et capture avec une précision de 30 cm, ce qui permettra d'abaisser le taux de bruit de fond fortuit. Les auteurs du projet pensent détecter 25 ν /jour avec un rapport signal/bruit meilleur que 1. La sensibilité attendue est montrée figure 12. On voit que cette expérience pourrait confirmer ou exclure les oscillations suggérées par les expériences Kamioka [76] et IMB [77]: ces expériences souterraines, conçues pour rechercher des désintégrations de proton, ont mesuré le flux de neutrinos atmosphériques ν_e et ν_μ , et trouvé un rapport anormal ν_e/ν_μ (mais ces résultats sont - au moins partiellement - contredits par des mesures effectuées à Baksan [78]) Ce



Coupe transversale de la Salle du Détecteur Implantation de l'expérience

Figure III.11: Schéma du détecteur proposé pour l'étude des oscillations à 1 km des réacteurs de Chooz. La cible se compose de 5 tonnes de scintillant liquide dopé au Gadolinium contenues dans une sphère transparente en acrylique ("ampoule") regardée par 160 PM's et entourée par 120 tonnes de scintillant liquide servant de blindage au volume fiduciel central

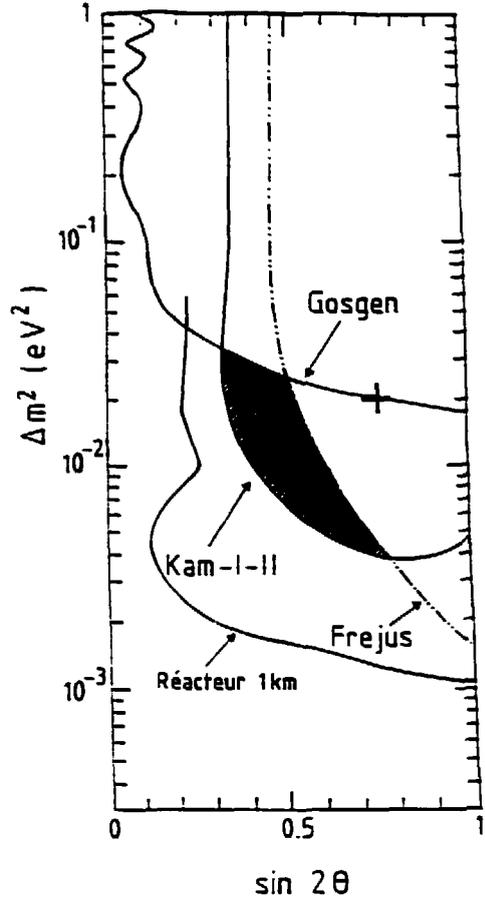


Figure III.12: contours de sensibilité espérée pour l'expérience de Chooz. Sont montrées les zones de paramètres pouvant expliquer à la fois les résultats sur les neutrinos atmosphériques de Kamioka, IMB et Fréjus. On voit que cette expérience pourrait confirmer ou infirmer cette possibilité d'oscillations

détecteur pourrait servir de prototype à un autre détecteur d'une kilotonne que la même collaboration envisagerait de construire dans le site souterrain de l'ancienne expérience IMB de désintégration du proton, situé près du lac Erié et à 13 km d'un réacteur nucléaire de 3800 MW: ce projet a été discuté lors d'un colloque tenu à Albuquerque en septembre 1992.

Un groupe soviétique a considéré la possibilité de réaliser un détecteur (NUWILD [79]) sous-marin, de type intégral, obtenu en immergeant à quelques kms d'un réacteur un ensemble de tubes à He^3 échantillonnant un volume d'eau important (qui devrait être probablement de l'eau douce non corrosive.) Des mesures effectuées dans le lac Baïkal ont montré que le taux de neutrons devient acceptable à partir d'une centaine de mètres de profondeur. Reste à trouver un site où une telle expérience serait réalisable.

Ces divers projets devraient explorer au moins pour les grands angles de mélange ($\sin^2 2\theta > 0.2$) le gap en δm^2 existant entre les limites actuelles fournies par les expériences auprès de réacteurs ($\delta m^2 > 0.02$), et les expériences de ν solaires avec effet MSW ($\delta m^2 < 10^{-4} \text{eV}^2$), la seule concurrence pouvant venir des projets de détection des ν atmosphériques dans de très grands volumes (Superkamioka, Icarus) ou encore des projets de détection de neutrinos d'accélérateurs (CERN, FNAL) à plusieurs centaines voire milliers de kilomètres de la source (on parle d'envoyer ces faisceaux vers le Gran Sasso, Superkamioka ou Dumand) [80].

III.3 La diffusion des neutrinos sur électron.

III.3.1 Introduction.

Cette diffusion purement leptonique permet de tester le modèle électrofaible sans les complications inhérentes aux cibles hadroniques. Ces mesures ont été à ce jour réalisées dans 3 gammes d'énergie différentes :

1. auprès d'accélérateurs, avec des neutrinos très énergiques ($E_\nu \sim$ plusieurs GeV)
2. à Los Alamos, avec des neutrinos issus de la désintégration de π à l'arrêt ($E_\nu \sim 50$ MeV)
3. auprès de réacteurs ($E_\nu \sim 3$ MeV)

EXPERIENCE	Ref	Année	Faisceau	Signal	Remarques
GARGAMELLE (PS)	[82]	1973	$\bar{\nu}_\mu$	1	B=0.03
"	[83]	1976	"	3	B=0.44
CHARM (SPS)	[84]	1984	$\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$	195	
CHARM2 (SPS)	[85]	1989	"	1779	
LOS ALAMOS	[87]	1985	ν_e	52	
"	[88]	1990	"	234	B=50
SRP	[90]	1976	$\bar{\nu}_e$	420	S/B = 0.15 $E_e > 1.5 MeV$
ROVNO	[92]	1986	"	60	S/B = 0.02 $E_e > 0.6 MeV$
IRP	[93]	1991	"	200	S/B = 0.1 $E_e > 3.0 MeV$

Tableau III.5: Evolution du nombre de diffusions élastiques de neutrinos sur électron observées par les diverses expériences, sur accélérateur, avec des faisceaux de π à l'arrêt et auprès des réacteurs. On voit que dans ce dernier cas, il est très difficile de progresser

chacune correspondant à un intérêt physique différent :

- auprès des accélérateurs, les faisceaux utilisés contiennent des ν_μ ou des $\bar{\nu}_\mu$, et seuls les courants neutres interviennent ;
- avec les faisceaux de π à l'arrêt, la diffusion de ν_e est possible par échange de Z^0 et de W , ce qui permet de mesurer l'interférence prédite par le modèle standard entre courants chargés et courants neutres ;
- enfin auprès des réacteurs, il devient possible de mettre des limites intéressantes sur une composante électromagnétique de la diffusion $\bar{\nu}_e e^-$, liée directement au moment magnétique du ν .

Ces expériences sont très difficiles, d'une part à cause de la section efficace très faible, d'autre part à cause de la signature très peu discriminante de la diffusion : encore plus que pour les CC sur proton, il va s'agir de lutter contre le bruit de fond.

Historiquement, ces expériences de diffusion ont commencé dans les années 70 par des observations qualitatives, et n'ont fourni des résultats quantitatifs que dans les années 80. Le tableau 5 montre l'évolution des statistiques obtenues par les diverses expériences.

III.3.2 Formalisme.

Les expressions générales pour la diffusion de ν sur e^- ont été exposées en détail dans [81]. Nous en retiendrons les résultats suivants:

Si l'on suppose CP conservé, et si l'on néglige la masse de l'électron devant l'énergie du ν , la section efficace de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ peut s'écrire

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma^{\nu\mu}}{dy} &= K [A + B(1-y) + C(1-y)^2] \\ \frac{d\sigma^{\bar{\nu}\mu}}{dy} &= K [C + B(1-y) + A(1-y)^2]\end{aligned}$$

$$K = \frac{G_F^2 m_e E_\nu}{2\pi} \quad y = \frac{E_e}{E_\nu}$$

A, B, C , dépendent de la structure du courant neutre (S, P, T, V, A). B n'est présent que si le courant neutre contient des termes S, P ou T .

Dans le cas où le courant neutre est pur V, A , $B = 0$ et les paramètres A et C dépendent de 2 constantes de couplage g_A et g_V réelles par :

$$\begin{cases} A = (g_A + g_V)^2 \\ C = (g_A - g_V)^2 \end{cases}$$

Le modèle standard prédit $g_A^{MS} = -0.5$ et $g_V^{MS} = -0.5 + 2 \sin^2 \theta_W$

les sections efficaces intégrées valent respectivement :

$$\begin{aligned}\sigma(\nu_\mu) &\propto A + \frac{1}{3} C \\ \sigma(\bar{\nu}_\mu) &\propto C + \frac{1}{3} A\end{aligned}$$

définissant dans le plan g_A, g_V 2 ellipses montrées figure 13. Il y a donc ambiguïté de signe et de permutation $g_A \leftrightarrow g_V$.

La diffusion de ν_e sur e^- fait intervenir courants chargés et courants neutres (figure 14).

Aux mêmes approximations que ci-dessus, la section efficace différentielle vaut :

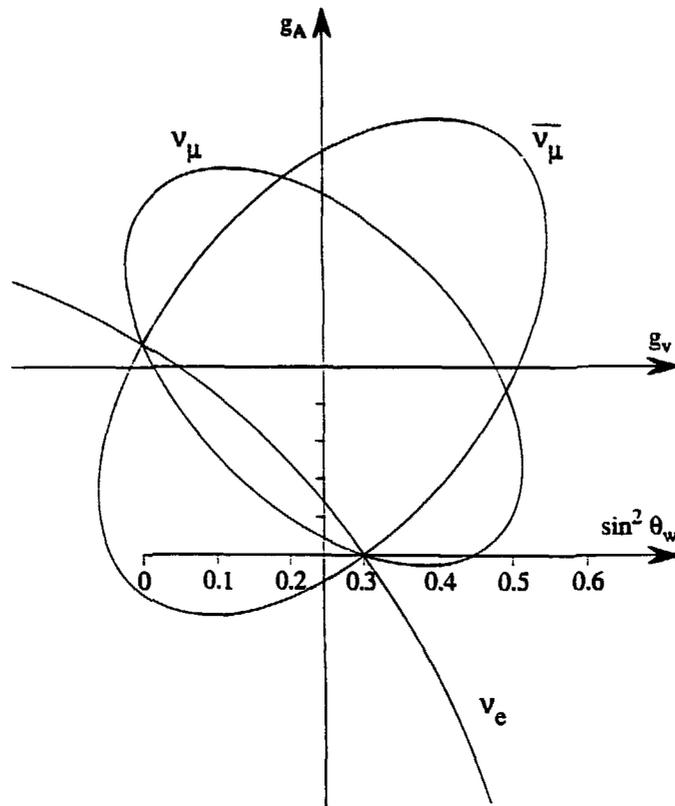


Figure III.13: Détermination de g_A et g_V depuis la mesure des sections efficaces de diffusion sur électron des ν_μ , des $\bar{\nu}_\mu$ et des ν_e . A chaque section efficace correspond une ellipse ayant $g_A = g_V$ comme axe de symétrie. Il y a donc une ambiguïté de signe (que LEP lève par la mesure de polarisation des leptons τ produits en paires au Z^0). Du fait des incertitudes de mesures, les résultats d'expériences se traduiront bien sûr par des bandes elliptiques. La ligne horizontale graduée pour $\sin^2 \theta_W$ montre la prédiction du modèle standard. La figure est arbitrairement dessinée pour $\sin^2 \theta_W = 0.3$

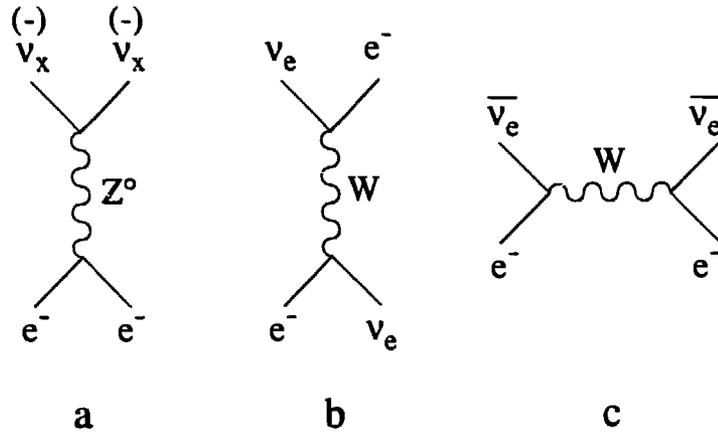


Figure III.14: Graphes de diffusion de neutrinos sur électron. Les graphes (a) et (b) contribuent à la diffusion de ν_e sur électron, par courant neutre et par courant chargé: d'après le modèle standard, ils doivent interférer destructivement

$$\frac{d\sigma}{dy} (\nu_e) = \frac{d\sigma}{dy} (W) + \frac{d\sigma}{dy} (Z^0) + \frac{d\sigma}{dy} (I)$$

avec

$$\frac{d\sigma}{dy} (W) = 4 K$$

$$\frac{d\sigma}{dy} (Z^0) = K [(g_A + g_V)^2 + (g_A - g_V)^2 (1 - y)^2]$$

$$\frac{d\sigma}{dy} (I) = 4 K (g_A + g_V)$$

Ces 3 termes correspondant à l'échange de Z^0 , de W et à leur interférence. La section efficace intégrée

$$\sigma(\nu_e) = \sigma(W) + \sigma(Z^0) + \sigma(I)$$

avec

$$\sigma(W) = 4 K$$

$$\sigma(Z^0) = K \left[(g_A + g_V)^2 + \frac{1}{3} (g_A - g_V)^2 \right]$$

$$\sigma(I) = 4 K (g_A + g_V)$$

dont les valeurs prédites par le modèle standard sont environ 4, 1/3, -2, ce qui montre l'importance de l'interférence destructive prédite. La mesure de cette section efficace donne dans le plan g_A, g_V une ellipse centrée en $g_A = g_V = -1$, ce qui permet de lever l'ambiguïté de signe sur g_A et g_V mais pas sur leur permutation. Cette dernière ambiguïté pourrait être levée à très basse énergie (à l'énergie des $\bar{\nu}_e$ de réacteurs) car la section efficace est alors :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dy}(\bar{\nu}_e) \approx & K \left\{ (g_A - g_V)^2 + [(g_A + g_V)^2 + 4(g_A + g_V) + 4] (1 - y)^2 \right. \\ & \left. + \frac{m_e}{E_\nu} (g_A^2 - g_V^2) y \right\} + d^2 \frac{\pi \alpha^2}{m_e^2} \left[\frac{1}{y} - 1 \right] \end{aligned}$$

On voit qu'apparaît un terme d'origine purement cinématique, proportionnel à m_e/E_ν , antisymétrique dans l'échange $g_A \leftrightarrow g_V$. En pratique, les expériences auprès des réacteurs n'ont pas la précision requise (mesure au pourcent) pour trancher l'ambiguïté. Le dernier terme est en fait le plus intéressant, car il montre l'effet d'un moment magnétique du neutrino $\mu = d \mu_B$, caractérisé par un pôle en $y = 0$. L'intégration de ce pôle à partir de E_{\min} donne un terme qui croît comme $\log E_\nu$, alors que la section efficace faible croît comme E . C'est donc à basse énergie qu'on sera le plus sensible à un tel moment magnétique. Un calcul simple montre que pour $E_\nu = 2$ MeV, $E_{\min} = 1$ MeV, les sections efficaces faibles et électromagnétiques seraient égales pour $d = 3 \cdot 10^{-10}$.

III.3.3 Les expériences auprès des accélérateurs.

C'est dans la chambre à bulles à liquide lourd Gargamelle que furent découverts les courants neutres [82].

L'analyse de 360 000 photos prises dans un faisceau de $\bar{\nu}_\mu$ donna en 1973 un événement candidat à la réaction $\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$, avec un fond attendu de 0.03 événement ! Un seul événement n'est pas une preuve absolue, mais ce nombre passa à 3 en 1976 [83] lorsque la sensibilité de l'expérience fut multipliée par 9 (le fond étant estimé à 0.44 événements). La probabilité que ces 3 événements soient dus au fond n'était

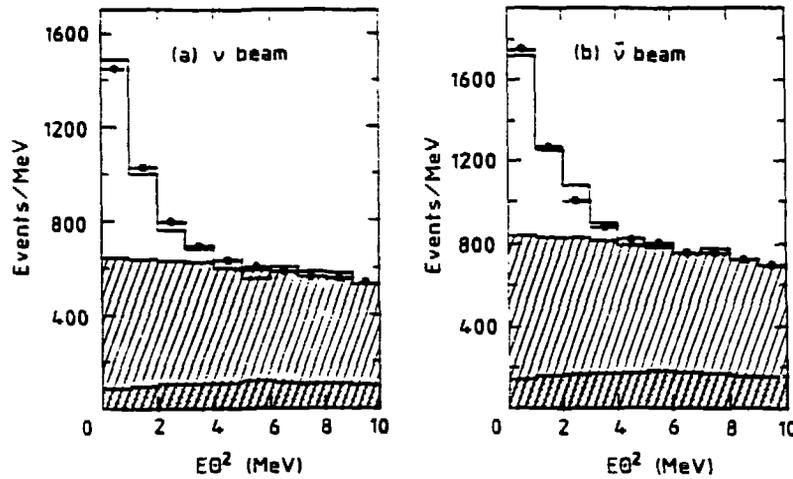


Figure III.15: Distribution en $E\theta^2$ des gerbes électromagnétiques isolées observées dans le détecteur CHARM2. Le signal de diffusion élastique de ν_μ sur électron se détache à petites valeurs sur un fond dont les diverses composantes sont indiquées: production cohérente ou diffractive de π^0 (hachuré), courant chargé de ν_e présents dans le faisceau (hachuré et grisé)

que de 1% : les courants neutres leptoniques étaient établis, et l'angle de Weinberg-Salam estimé: $0.1 < \sin^2\theta_W < 0.4$ à 90% de confiance.

Par la suite, les détecteurs électroniques prirent la relève. Ainsi, le détecteur CHARM2, dont la cible est constituée de 800 tonnes de verre en sandwich avec des tubes à streamer, a accumulé 1800 diffusions élastiques de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ sur électron, donnant des valeurs très précises des paramètres électrofaibles [85]. Le détecteur est conçu pour bien reconnaître des gerbes électromagnétiques, et sélectionne les événements par des coupures topologiques (gerbe e.m. isolée), en énergie $3 < E_e < 24$ GeV et en dernier lieu angulaires $E_e\theta^2 < 100$ MeV où θ est l'angle de la gerbe avec le faisceau: seul le signal recherché est très piqué dans cette variable, les divers fonds étant beaucoup plus étalés (cf. figure 15).

Les derniers résultats basés sur les données accumulées entre 1987 et 1990 donnent:

$$g_V^e = -0.025 \pm 0.014 \pm 0.014$$

$$g_A^e = -0.503 \pm 0.007 \pm 0.016$$

donnant

$$\sin^2\theta_W = 0.237 \pm 0.007(\text{stat}) \pm 0.007(\text{syst})$$

Cette valeur, mesurée à $Q^2 = 10^{-2}\text{GeV}^2$, peut se comparer aux mesures effectuées à haute énergie (l'extrapolation ne change pas la valeur. C'est un accident numérique):

M_W/M_Z mesuré par UA2 et CdF donne:

$$\sin^2\theta = 0.227 \pm 0.005$$

Le rapport des sections efficaces inclusives en courant neutre et courant chargé sur noyau, mesuré par CHARM et CDHS, donne

$$\sin^2\theta = 0.232 \pm 0.006$$

et les derniers résultats de LEP donnent (toutes expériences confondues)

$$\sin^2\theta = 0.233 \pm 0.002$$

On voit que la détermination de $\sin^2\theta_W$ à l'aide de la diffusion de ν sur e^- est compétitive avec les mesures à haute énergie (le résultat de LEP est la moyenne de 28 mesures: asymétries et sections efficaces $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$, polarisation du τ , effectuées par 4 expériences) et permet de tester le modèle standard de $Q^2 = 10^{-2}\text{GeV}^2$ à $Q^2 = 10^4\text{GeV}^2$ au niveau de 4%.

III.3.4 La diffusion de ν_e sur e^- à Los Alamos.

Les faisceaux de π^+ à l'arrêt de Los Alamos fournissent des flux intenses de $\nu_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_\mu$ (cf. cours de F. Vannucci), la structure temporelle de la désintégration permet d'éliminer les interactions de ν_μ , pour ne garder que les interactions de ν_e et $\bar{\nu}_\mu$. Le modèle standard prédit une section efficace ($\nu_e e^-$) 7 fois plus grande que la section efficace ($\bar{\nu}_\mu e^-$).

Dans l'expérience E225 [86], un détecteur de 15 tonnes, sandwich de scintillant plastique ($3\text{m} \times 3\text{m} \times 0.015\text{m}$) et de 200 000 tubes à flash répartis sur 40 plans, chaque plan contenant 5 couches de tubes horizontaux et 5 couches de tubes verticaux, fournit la granularité nécessaire à la reconnaissance des gerbes électromagnétiques

d'électrons de moins de 50 MeV. Un blindage en acier et béton, agrémenté d'un veto actif (à base de chambre à fils) contre les cosmiques, diminue l'importance de ceux-ci, leur taux étant mesuré entre deux déversements de l'accélérateur. Malgré ce blindage, 70% des événements montrant une gerbe électronique unique sont dus aux cosmiques; les événements restants après soustraction de la contribution cosmique se ventilent en 20% de signal, très piqué dans la direction du faisceau, et 80% de bruit de fond (40% sont des diffusions de ν_e sur C^{12} , $\nu_e + C^{12} \rightarrow e^- + N^{12}$, dont le taux peut être estimé grâce à la désintégration β subséquente du N^{12} , 10% des CC sur divers noyaux, et 30% des interactions dues aux neutrons).

Après avoir vu un signal à 3σ en 1985 [87], basé sur 51 ± 17 événements $\nu_e e^-$, cette expérience fournit ses résultats finaux en 1990 [88], basés sur 234 ± 35 événements $\nu_e e^-$. En l'absence d'interférence destructive entre W et Z , 448 ± 40 événements étaient attendus. L'interférence W/Z est donc observée pour la première fois de façon inambiguë avec le signe et avec l'intensité prédites :

$$I/I_{th} = +0.99 \pm 0.17(\text{stat.}) \pm 0.12(\text{syst.})$$

Un projet d'expérience (LCD) ayant pour but la mesure du rapport :

$$R = \frac{\sigma(\nu_\mu e^-)}{\sigma(\bar{\nu}_\mu e^-) + \sigma(\nu_e e^-)}$$

(en profitant de la structure temporelle des désintégrations en cascade $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$, les ν_μ étant émis rapidement, $\bar{\nu}_\mu$ et ν_e arrivant avec le temps de vie caractéristique du μ^+) avec une précision de 2%, ce qui donnerait une précision de 1% sur $\sin^2\theta_W$, soit la précision actuellement atteinte par LEP, a été présenté par une équipe de Los Alamos [89], mais n'a semble-t-il pas pu être financé. La cible est formée de 10 tonnes d'eau entourant un beam dump de protons, les électrons issus de la diffusion de ν sur e^- étant détectés par leur lumière Cerenkov (cf. figure 16). Cette expérience pouvait aussi donner des limites intéressantes sur les oscillations de neutrino, en particulier sur l'apparition de $\bar{\nu}_e$ (détectables par leur CC sur proton) permettant de gagner un ordre de grandeur sur le mélange $\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_e$ (cf. le cours de F Vannucci).

III.3.5 Diffusion d' $\bar{\nu}_e$ sur e^- auprès des réacteurs.

La première mesure de cette réaction auprès d'un réacteur fut réalisée par le groupe de Reines en 1976 [90]. Comme le disent les auteurs, "l'histoire de cette

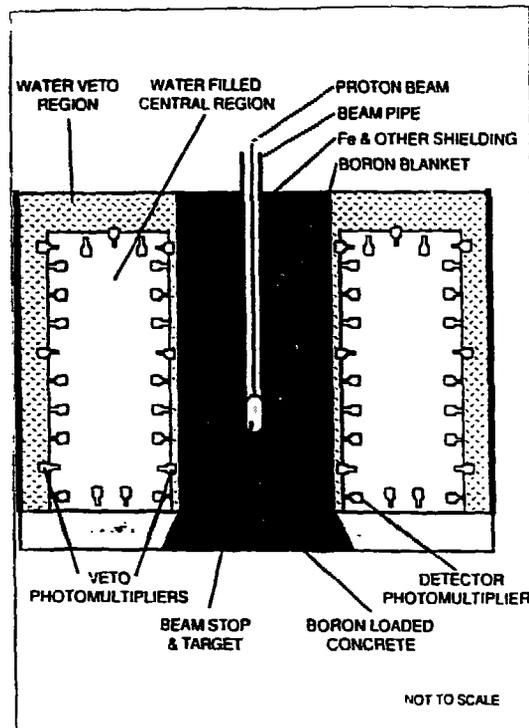
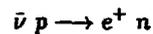


Figure III.16: Schéma du détecteur proposé à Los Alamos pour étudier avec une très grande statistique la diffusion de neutrinos sur électrons. L'électron émis est détecté par sa lumière Cerenkov, vue par 10 000 photomultiplicateurs, ce qui permet de reconstruire point d'émission (par mesure de temps) et direction (par anneau Cerenkov) de l'électron.

Energie MeV	ON évts/jour	OFF évts/jour	Signal évts/jour	S/B
1.5 - 3.0	45.1 ± 1.0	39.2 ± 0.9	5.9 ± 0.4	1/7
3.0 - 4.5	2.4 ± 0.2	1.2 ± 0.14	1.2 ± 0.25	1/1

Tableau III.6: Taux de comptage obtenus par Reines et al pour la diffusion de $\bar{\nu}_e$ sur électrons

expérience est en grande partie un exposé de l'identification et de la réduction des bruits de fond". La cible utilisée contenant des protons libres, les courants chargés sur proton devaient être identifiés avec une grande efficacité: ils le furent grâce à un cylindre de 300 kg de NaI entourant entièrement les 16 kg de scintillant plastique servant de cible. Les γ d'annihilation du positron sont détectés avec une probabilité de 96% dans le NaI, et le γ de 2.2 MeV signant la capture du neutron par l'hydrogène de la cible était détecté 3 fois sur 4 par le NaI, fournissant une rejection de 2500 contre les interactions



qui ne constituent plus qu'un fond négligeable.

Le signal caractérisé par un dépôt d'énergie dans la cible et aucune énergie déposée dans le NaI, est obtenu par différence réacteur en marche - réacteur arrêté. Les taux de comptage sont donnés au tableau 6. On notera la faiblesse du signal et du rapport signal/bruit. L'effet lié au réacteur est de 7.1 ± 1.5 évt/jour. La différence des taux de comptage pour le NaI est de -160 ± 260 coups/jour. Ceci permet d'exclure que le signal soit dû à des γ ou des neutrons émis par le réacteur, car des sources γ (resp. neutron) montrent que ces particules provoquent un taux de comptage NaI 7000 (resp. 700) fois plus grand que le signal qu'elles simulent dans la cible. Le taux de signal simulé est donc au plus de $360/700 = 0.5$ évt/jours dû aux neutrons liés au réacteur, soit moins de 10% du signal observé qu'on attribue donc à la diffusion $\bar{\nu}_e e^-$. L'angle de Weinberg qu'on peut en déduire est $\sin^2 \theta_W = 0.29 \pm 0.05$. Kyuldjiev [91] a utilisé ces données pour mettre une limite supérieure à 90% de confiance de $1.5 \cdot 10^{-10} \mu_B$ sur le moment magnétique du $\bar{\nu}_e$.

Plusieurs expériences ont essayé d'améliorer cette limite. Une limite équivalente ($1.5 \cdot 10^{-10} \mu_B$) a été obtenue à l'aide d'une cible de 25 kg de silicium en 1986 [92], mais avec un rapport signal/bruit au-dessus de 1.5 MeV de seulement 1/50. Un détecteur [93, 57] utilisant comme cible 100 litres de C_6F_6 (pas d'hydrogène) situé à 35 m d'un réacteur à Krasnoïarsk, a permis d'extraire un signal au-dessus de 3 MeV de 0.8 evt/jour avec un rapport S/B de 1/10. La limite obtenue sur le moment

magnétique n'est que $2.4 \cdot 10^{-10} \mu_B$ (du fait, entre autres, du seuil élevé en énergie). Les efforts expérimentaux n'ont donc à ce jour pas permis d'améliorer les limites directes sur le moment magnétique du neutrino (voir le cours de Salati pour les limites astrophysiques).

Récemment, une proposition d'expérience [94] a été déposée, se donnant pour but de gagner un ordre de grandeur sur μ_ν . La cible utilisée serait une TPC d' 1 m^3 remplie de CF_4 sous 5 bars. Placée à 18 m d'un réacteur de 2800 MW au Bugey, 10 évts/jour seraient détectés au-dessus de 500 keV, avec un bruit de fond espéré de 3 évts/jour (le rapport S/B serait de 20 au-dessus d'1 MeV!). La sensibilité pourrait alors atteindre 310^{-11} sur le moment magnétique du neutrino. Tout repose sur la capacité du blindage, à base de scintillant liquide, à rejeter le fond de γ par la détection de multicompton, et sur le bas niveau de radioactivité des matériaux utilisés.

Certains théoriciens ont récemment attiré l'attention sur les effets de liaison des électrons cibles dans les atomes[95], mais ces effets restent négligeables au-delà de 100 keV.

III.4 La désintégration des neutrinos.

III.4.1 Historique.

En 1972, Bahcall, Cabibbo et Yahill [96] rappelèrent que des neutrinos massifs peuvent être instables et se désintégrer, en particulier entre le soleil et la terre : cette explication possible au déficit des neutrinos solaires devait être explorée expérimentalement.

La question posée est double: le neutrino électronique a-t-il une composante U_{eH} en neutrino lourd ν_H , et ce neutrino massif se désintègre-t-il en neutrino léger ν_L + quelque chose qui peut être un photon, une paire électron-positron, voire une paire $\nu_L \bar{\nu}_L$ (désintégration difficilement détectable!) ou une particule hypothétique comme le Majoron. (Pour une revue de l'imagination des théoriciens, je renvoie au cours de C. Jarlskog).

A la première question, on peut répondre par l'étude de la désintégration du K ou du π [97]: La désintégration en ν_H + lepton chargé donnerait au lepton final une impulsion différent de sa valeur habituelle: l'absence de telles observations permet de mettre des limites sur U_{eH} au-delà de $m_H = 20 \text{ MeV}$. De plus, une

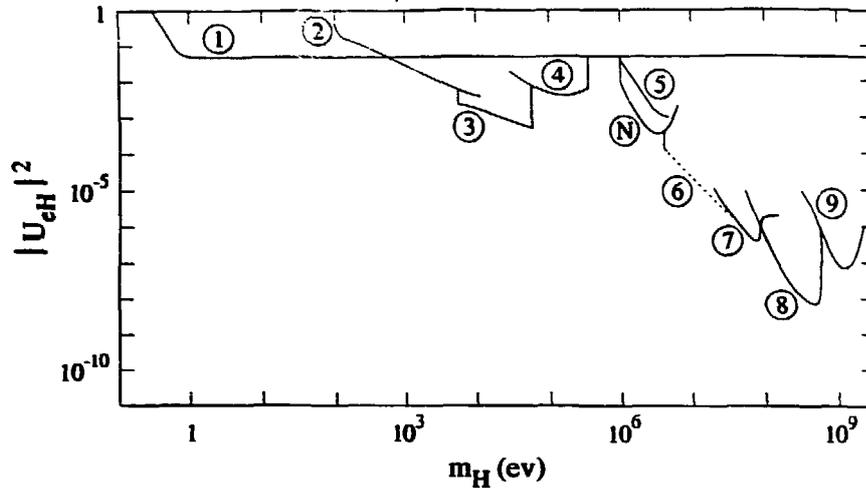


Figure III.17: Limites actuelles sur la fraction $|U_{eH}|^2$ de neutrino lourd dans le neutrino électron en fonction de la masse m_H de ce neutrino lourd:

1. Limites déduites des expériences d'oscillation $\nu_e \leftrightarrow \nu_X$
- 2, 3, 4. Etudes des désintégrations β des noyaux [99]: ${}^3\text{H}$ (2), ${}^{35}\text{S}$ (3) et ${}^{64}\text{Cu}$ (4)
5. Limite déduite des taux de comptage γ près des réacteurs [106]
6. Limite déduite du rapport d'embranchement $\pi \rightarrow e\nu$ [98]
7. Limite venant de l'étude de l'impulsion finale dans $\pi \rightarrow e\nu$ [97]
8. Limite de l'expérience PS 191 [102]
9. Limite de l'expérience CHARM [101]
- N. Résultat préliminaire de l'expérience de désintégration du Bugey [110]

composante lourde dans le ν_e augmenterait le rapport d'embranchement du canal $\pi \rightarrow e\nu$, les facteurs m_e/m_π de suppression d'hélicité dus à V-A étant alors remplacés par m_H/m_π . Bryman et al [98] en ont déduit des limites sur U_{eH} pour $m_H > 4$ MeV. De la même façon, l'étude des spectres β des noyaux [99] devrait permettre la mise en évidence de ν_H couplés à ν_e (le dernier avatar étant le neutrino de 17 keV maintenant moribond [100].) Enfin, les limites sur $\sin^2 2\theta$ données par les expériences d'oscillation de type disparition se transcrivent comme limites sur $|U_{eH}|^2 = \sin^2 \theta$. Les limites actuelles sont montrées figure 17.

L'alternative est de répondre à la deuxième question en tentant de détecter la désintégration du neutrino lourd dans des canaux observables. Ceci a été fait par des expériences auprès d'accélérateurs, placées dans des faisceaux de neutrinos: CHARM

[101], PS 191 [102] recherchant $\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu_L$. (Je renvoie au cours de F. Vannucci pour détails.)

Les expériences d'oscillation effectuées auprès des réacteurs, bien que non optimisées pour cette étude, ont elles aussi pu mettre des limites sur la désintégration d'un neutrino lourd en e^+e^- ou en γ . Ce n'est que plus récemment que des expériences spécifiquement conçues pour détecter de telles désintégrations ont été effectuées au Bugey.

III.4.2 Les limites obtenues comme sous-produit des expériences d'oscillation.

En 1974, Reines, Sobel et Gurr firent remarquer [103] que la constance du taux de comptage en simple de leur détecteur (1400 l de scintillateur) entre réacteur en marche et réacteur à l'arrêt donnait une limite sur le nombre de γ issus de la désintégration $\nu_H \rightarrow \gamma \nu_L$ se produisant dans le détecteur. Cette limite (10 désintégrations/sec.) permettait d'exclure une telle désintégration radiative entre la terre et le soleil, à condition cependant que le neutrino léger ait une masse négligeable devant celle du neutrino lourd. (En effet, l'énergie maximale du photon n'est plus que $2E_\nu \Delta M_\nu/M_\nu$ lorsque les masses de ν_H et ν_L sont quasi dégénérées). Cette limite peut se transposer en une limite sur $\tau_H/(m_H |U_{eH}|^2)$ [104].

En effet, soit :

$f(E)$ le spectre en énergie des neutrinos, normalisé au flux ($cm^{-2}s^{-1}$) incident

$|U_{eH}|^2$ la probabilité qu'un ν_e soit lourd,

τ_H le temps de vie du ν_H ,

$g(E_\gamma, E)$ la distribution en énergie E_γ du γ émis dans la désintégration d'un ν_H d'énergie E , d'impulsion p ; E_γ va de 0 à E_{max} ,

$\epsilon(E_\gamma)$ l'efficacité de détection du γ

V le volume de désintégration observé.

Le taux de désintégrations observées sera

$$\int_0^\infty dE_\gamma \epsilon(E_\gamma) \int_0^\infty |U_{eH}|^2 \frac{m_H}{\tau_H} \frac{V}{p} dE g(E_\gamma, E) f(E) \quad (1)$$

$$g(E_\gamma, E) = \frac{1}{E_{max}} \left[1 + \alpha \left(1 - 2 \frac{E_\gamma}{E_{max}} \right) \right]$$

se déduit de la distribution angulaire de désintégration

$$dN \propto (1 - \alpha \cos \theta) d \cos \theta$$

où $\cos \theta$ est l'angle d'émission du γ par rapport à la ligne de vol de ν_H , dans le centre de masse du ν_H . α vaut 0 si les ν sont de Majorana, et varie entre -1 et $+1$ pour des ν de Dirac. Le modèle standard prédit dans ce cas [105] ²

$$\alpha = - \frac{m_H^2 - m_L^2}{m_H^2 + m_L^2},$$

soit $\alpha = -1$ si $m_H \gg m_L$.

$$E_{\max} = (E + p) \frac{m_H^2 - m_L^2}{2 m_H^2}$$

L'absence de désintégrations observées donnera donc, l'intégration effectuée, une limite inférieure sur $\tau_H / (m_H |U_{eH}|^2)$ en fonction du paramètre α . La limite obtenue par Vogel [104] depuis les données de Reines [103] en supposant $m_H \gg m_L$ est de 30 sec/eV. (pour une valeur de α non spécifiée).

De la même façon les comptages en simples observés par l'expérience de Gösigen ont permis d'établir [106] une limite analogue, lorsque $m_H \gg m_L$, allant de 22 sec/eV à 59 sec/eV selon la valeur de α ; pour un ν de Majorana, pour lequel la distribution angulaire doit être plate, la limite est de 38 sec/eV.

Ces limites sont montrées figure 18 en fonction du paramètre de dégénérescence $(m_H - m_L)/m_H$. On y voit la perte de sensibilité dès que les masses de ν_H et ν_L sont très proches, puisqu'alors les photons de désintégration deviennent trop mous pour être détectés.

Les limites sur les taux de comptage en simple des détecteurs de neutrinos donnent, exactement de la même façon, des limites sur la désintégration $\nu_H \rightarrow e^+ e^- \nu_L$. Le temps de vie de cette désintégration décrite par le graphe de la figure 19, se calcule aisément dans le cadre du modèle standard

$$\tau_H^{-1} = \frac{G_F^2}{192 \pi^3} m_H^5 |U_{eH}|^2 \Phi$$

où Φ est un facteur cinématique, tendant vers 1 lorsque $m_H \gg 1$ MeV. La limite expérimentale sur $\frac{\tau_H}{m_H |U_{eH}|^2}$, obtenue comme ci-dessus depuis (1) en utilisant la fonction de transfert adéquate $g(E_{e^+e^-}, E)$, se transpose donc en une limite sur

²Il semble y avoir une erreur de signe sur la valeur de α prédite par le modèle standard dans les références [104, 105, 106]

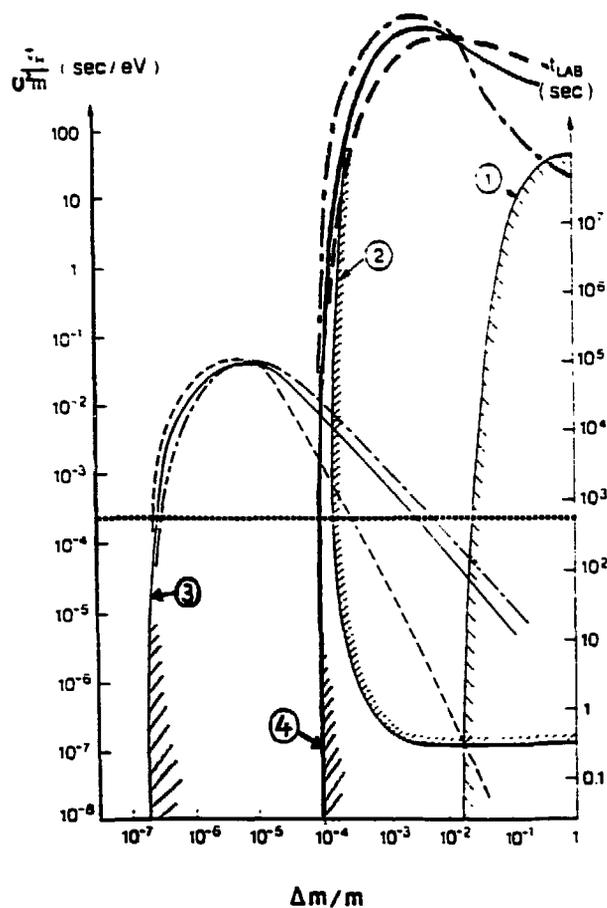


Figure III.18: Limites actuelles sur $\tau_H / (m_H |U_{eH}|^2)$ en fonction du paramètre de dégénérescence $(m_H - m_L) / m_H$. Sur l'ordonnée droite est porté t_{LAB} pour un neutrino de 5 MeV en supposant $|U_{eH}|^2 = 0.5$. Il suffit que t_{LAB} soit supérieur à la distance terre-soleil de 500 s pour que la désintégration radiative ne puisse expliquer le déficit de neutrinos solaires vu par Davis

La courbe 1 vient des données de Gosgen [106], la courbe 2 a été déduite par Raffelt [109] des limites existant sur l'émission X ou γ du soleil, la courbe 3 est produite par l'expérience faite au Bugey avec un simple PM [108], et la courbe 4 est un résultat préliminaire de l'expérience en cours au Bugey [110].

La courbe en traits pleins correspond au cas où le neutrino est de Majorana, les courbes en pointillé de Dirac ($\alpha = \pm 1$)

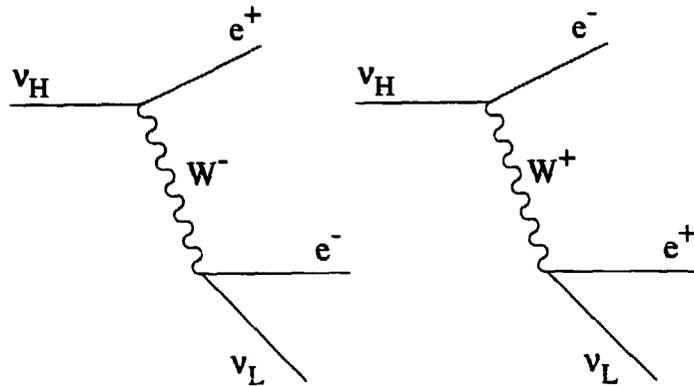


Figure III.19: Graphes décrivant dans le cadre du modèle standard la désintégration d'un neutrino lourd en neutrino léger plus une paire électron positron. Si le neutrino est de Dirac, un seul graphe contribue. (le premier pour les antineutrinos, le second pour les neutrinos). Si le neutrino est de Majorana, les 2 graphes contribuent

$|U_{eH}|^2$ en fonction de m_H , en utilisant l'expression ci-dessus pour le temps de vie. On voit figure 17 comment les données de Gösgen [106] permettent d'étendre jusqu'à $m_H = 2$ MeV les limites venant des désintégrations de π et de PS191. Les données obtenues à Rovno donnent des limites analogues [107].

III.4.3 Une expérience spécifique sur les désintégrations radiatives.

Les limites indiquées ci-dessus supposaient que le ν léger est de masse négligeable devant le ν lourd, de sorte que le γ peut porter toute l'énergie du ν . Ces limites deviennent inefficaces dès que les neutrinos léger et lourd ont presque la même masse: E_γ est alors inférieur à $2E_\nu(m_H - m_L)/m_H$, valeur bien plus faible que le seuil de détection des gammas. Lorsque les neutrinos sont quasi-dégénérés en masse, les désintégrations radiatives ne donnent plus que des photons très mous: d'où l'idée de détecter ce type de photons à l'aide d'un simple photomultiplicateur, sensible aux photons visibles. L'expérience très simple fut réalisée en 1987 au Bugey [108]. Son schéma est donné figure 20.

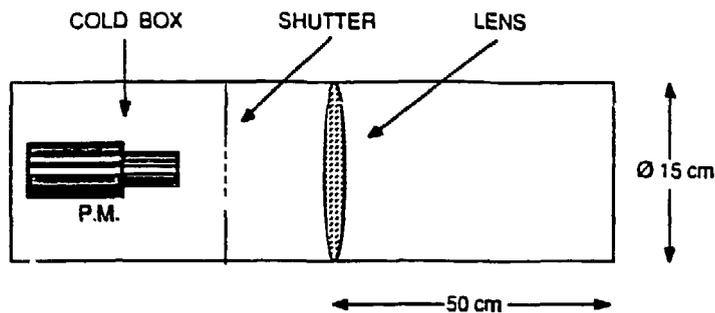


Figure III.20: Dispositif expérimental utilisé pour détecter des désintégrations radiatives de neutrinos donnant un photon dans le visible, ce qui arrive lorsque les masses de neutrinos sont quasi-dégénérées

Un photomultiplicateur refroidi vers $-20^{\circ}C$, précédé d'un "tunnel de désintégration" de 50 cm, recevait d'éventuels photons focalisés par une lentille sur la photocathode. Un volet permettait en isolant le PM de mesurer son bruit thermique. Le taux de photons obtenu par différence volet ouvert - volet fermé n'a pas augmenté lorsque l'ensemble était dirigé vers le coeur du réacteur (l'acceptance angulaire n'était que de 3 degrés).

Ceci a permis d'exclure des désintégrations radiatives entre soleil et terre pour des paramètres de dégénérescence aussi bas que $3 \cdot 10^{-7}$, comme le montre la figure 18.

III.4.4 Une expérience spécifique sur la désintégration $\nu_H \rightarrow e^+e^-\nu_L$.

Il est clair qu'une expérience spécifique peut grandement améliorer les résultats déduits des comptages en simple de Gösgen, où le "bruit de fond" est de près de 200 Hz. C'est ce qui a été récemment réalisé à Bugey [110]. Le détecteur utilisé est montré figure 21. Il consiste en un cube 7 m^3 , dont les 6 parois de 4 m^2 chacune sont formées de compteurs proportionnels servant de veto contre des particules chargées entrant dans le volume. La paire e^+e^- est détectée par 2 plans de chambres proportionnelles XY avant d'être arrêté par une feuille de cuivre. Le taux observé de candidats e^+e^- est de 2 Hz, réacteur en marche ou à l'arrêt. L'origine de ce taux n'est pas encore comprise (radon?) mais sa faiblesse a déjà permis d'améliorer les limites sur $|U_{eH}|^2$ (cf. figure 17).

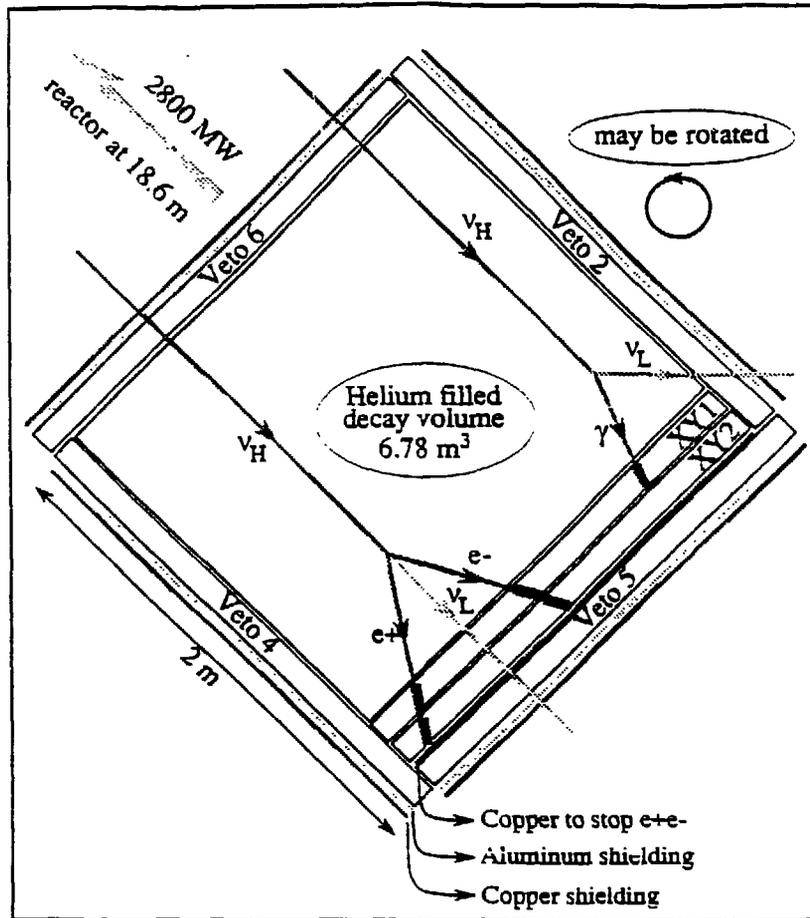


Figure III.21: Détecteur utilisé au Bugey pour la recherche de désintégrations possibles de neutrinos lourds

Le même appareillage a pu donner des limites intéressantes sur les désintégrations radiatives dans le domaine des X de 2 à 10 keV, convertis à l'entrée des chambres proportionnelles. Les résultats obtenus en 1 jour de mesure (le réacteur à l'arrêt étant simulé par rotation de 90° du détecteur) ont fourni la limite montrée figure 18. Des résultats définitifs sont attendus en 1993.

III.5 Autres sujets de physique des neutrinos.

III.5.1 Oscillations $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \nu_e$.

Si les neutrinos sont de Majorana, un $\bar{\nu}$ de masse m et d'énergie E a une composante d'hélicité gauche d'ordre m/E , donc a une probabilité $(m/E)^2$ de se comporter comme ν . En absence de mélange entre neutrinos, cette probabilité sera inférieure à 10^{-10} pour les antineutrinos de réacteurs. Mais si les $\bar{\nu}_e$ sont couplés à des antineutrinos lourds $\bar{\nu}_H$ avec un couplage U_{eH} , ils interagiront comme des ν_e avec une probabilité $|U_{eH}|^4 m_H^2/E^2$. Les limites montrées figure 17 donnent une limite supérieure meilleure que 10^{-5} sur cette probabilité.

Cependant, s'il existe des courants droits, le neutrino peut être produit via un courant gauche et réinteragir via un courant droit, ou vice versa, de sorte que les antineutrinos de réacteur ont alors une probabilité d'ordre $\left(\frac{M_{WL}}{M_{WR}}\right)^4$ de se comporter comme des neutrinos. En fait dans la plupart des théories de jauge contenant de tels courants droits, le neutrino couplé à l'électron via un courant droit est orthogonal au neutrino électronique habituel (couplé à l'électron via le W_L) et ceci vaut pour les 3 saveurs [111]. On a donc 2 matrices de masse, pour les saveurs "droits" et "gauche", $R_{\ell j}$ et $L_{\ell j}$ où ℓ labelle la saveur et j la masse, telles que

$$\sum_j R_{\ell j} L_{\ell j} = 0$$

La probabilité qu'un $\bar{\nu}_e$ se comporte comme un ν_e à une distance x de la source est donnée par :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \nu_e, x) = \left(\frac{M_{WL}}{M_{WR}}\right)^4 \left| \sum_{j=1} R_{ej} e^{-i \frac{m_j^2}{2E} x} L_{ej} \right|^2$$

On voit donc que la fraction de ν_e va osciller avec la distance, exactement comme pour les oscillations de saveur, avec une amplitude bornée par $\left(\frac{M_{WL}}{M_{WR}}\right)^4$. La limite

sur $\left(\frac{m_{WL}}{M_{WR}}\right)^4$ est actuellement de $1.5 \cdot 10^{-3}$ (depuis l'étude de la désintégration du μ [113]).

Par ailleurs, les réacteurs nucléaires sont des sources très pures d'antineutrinos [112]: le taux de ν_e directement émis par le réacteur est $< 10^{-4}$ au delà de 1 MeV (La source la plus abondante — au taux de $2 \cdot 10^{-4}$ — est due à l'émission de neutrinos de 750 keV lors de la désintégration du ^{51}Cr produit par activation neutronique dans les structures en acier du réacteur, contenant 18 % de chrome et donc 0.8 % de ^{50}Cr). Il existe donc une fenêtre expérimentalement explorable, entre 10^{-3} et 10^{-4} [114], pour d'éventuelles oscillations $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \nu_e$. Il serait ainsi possible d'amener les prototypes de futurs détecteurs de ν solaires (comme par exemple des détecteurs en temps réel utilisant l'Indium, cf. cours de J. Rich), auprès d'un réacteur nucléaire pour mesurer ou mettre des limites sur le flux de neutrinos (et non pas d'antineutrinos). Une telle mesure a d'ailleurs déjà été réalisée en 1955 [115] et avait à l'époque permis de prouver la différence entre neutrinos et anti-neutrinos, en constatant l'absence de production d' Ar^{37} depuis le Cl^{37} présent dans les 4000 litres de chlorure exposés au flux d'un réacteur nucléaire.

III.5.2 Diffusion cohérente sur noyau.

Le modèle standard prédit, pour la diffusion élastique cohérente des neutrinos sur un noyau, une section efficace [116].

$$\frac{d\sigma^{Coh}}{d\cos\theta} = \frac{G_F^2}{8\pi} [Z(4\sin^2\theta_W - 1) + N]^2 E_\nu^2 (1 + \cos\theta) \quad (2)$$

où Z et N sont le nombre de protons et de neutrons dans le noyau cible.

Pour que la diffusion soit cohérente, il faut que la longueur d'onde associée au neutrino soit plus grande que le rayon du noyau : des neutrinos de moins de 10 MeV diffuseront de façon cohérente sur tous les noyaux.

On voit d'après (2) que la section efficace sera approximativement proportionnelle au carré du nombre de neutrons: la vérification de cette propriété serait un test intéressant du modèle standard. Malheureusement, la signature expérimentale se limite au recul d'un noyau d'énergie inférieure au keV, comme le montre le tableau 7 (qui donne aussi le taux attendu de diffusions par kg et par jour à 15 m d'un réacteur REP).

Noyau	Taux	E_{max}
He	0.3	4.5
Na	10.	0.8
Ge	100.	0.25

Tableau III.7: Taux de diffusions cohérentes de $\bar{\nu}_e$ produits par un réacteur nucléaire, en nombre d'événements par jour et par kg du noyau cible choisi, pour un flux de $1.5 \cdot 10^{13} \bar{\nu}_e/cm^2s$ (soit à 15 m du réacteur). E_{max} est l'énergie maximum en keV du recul du noyau

Les seules techniques expérimentales envisageables sont donc les détecteurs cryogéniques: de tels reculs peuvent être détectés par le réchauffement et l'ionisation qu'ils produisent dans un cristal placé dans un bolomètre. Les progrès réalisés récemment dans l'utilisation de ces techniques [117] peuvent laisser penser que de telles expériences seront prochainement réalisables, à condition de dominer là encore tous les problèmes de bruit de fond.

III.6 Conclusion.

Les expériences auprès des réacteurs, on l'a vu, sont très délicates. Du fait de leur faible énergie, les antineutrinos interagissent très peu, et les taux d'événements ne dépassent jamais quelques dizaines à l'heure: ce faible taux doit être distingué de l'activité intense (\sim KHz) due à la radioactivité liée aux matériaux ou induite par le rayonnement cosmique.

La qualité d'un dispositif expérimental dépendra de sa capacité à rejeter ce bruit de fond, par un choix judicieux de matériaux, de blindage, et par une signature la plus efficace et la plus discriminante possible des événements recherchés. Le progrès expérimental a toutefois permis de passer en 30 ans de quelques 10^2 neutrinos détectés à quelques 10^5 !

L'évolution de l'activité expérimentale auprès des réacteurs dans les prochaines années se dessine clairement.

En ce qui concerne les oscillations de saveur, l'exploration des plus faibles valeurs de δm^2 amène les détecteurs à s'éloigner et à grossir: un détecteur de 10 T fonctionnera à 1 km des réacteurs de Chooz en 1995. Des détecteurs d'1 kT, à 15 km de Perry ou de San Onofre, en sont à l'état de projets non encore financés.

Parallèlement, de nouveaux détecteurs à eau lourde ont été construits, aux USA (Irvine) et en Russie (Kurtchatov), et prendront peut-être des données dans un avenir proche, dès qu'un site adéquat aura été trouvé pour ces détecteurs (San Onofre, Bugey, Rovno?).

En ce qui concerne la diffusion sur électron, une expérience est actuellement en préparation. Si les études de faisabilité sont concluantes, elle se déroulera prochainement au Bugey.

Enfin, la diffusion cohérente sera vraisemblablement mise en évidence dans quelques années, grâce au progrès des techniques cryogéniques.

La physique des neutrinos de quelques MeV est un lieu de rencontre privilégié entre disciplines (physique des particules, physique nucléaire, physique du solide). Il coulera certainement beaucoup d'eau dans les tours de refroidissement avant qu'on ait toutes les réponses aux questions qui se posent encore sur les neutrinos : masse, moment magnétique, mélanges ..., et les physiciens devront quelque temps encore fréquenter les réacteurs nucléaires.

Bibliographie

- [1] H.R.Crane. *Reviews of Modern Physics*. vol.20 (1948) 278
- [2] F.Boehm et P.Vogel. "Physics of massive neutrinos" (Cambridge University Press, 2^{ème} édition 1992)
- [3] "Neutrino physics", Cambridge monographs on particle physics,nuclear physics and cosmology (Cambridge University Press 1991) ed. K.Winter
- [4] B.Kayser avec F.Gibrat-Debu et F.Perrier. "The physics of massive neutrinos". Lecture notes in Physics vol.25 (World Scientific, Singapour 1989)
- [5] "Neutrinos". Graduate Texts in Contemporary Physics (Springer-Verlag, Berlin 1988) Ed. H.V.Klapdor
- [6] S.M.Bilenky and S.T.Petcov. *Rev.Mod.Phys.*59 (1987) 671
- [7] S.P.Mikheev and A.Yu.Smirnov, *Sov.Phys.Usp.*30 (1987) 759
- [8] T.K.Kuo and J.Pantaleone, *Rev.Mod.Phys.*61 (1989) 937
- [9] L.Oberauer and F. von Feilitzsch, *Rep.Prog.Phys.*55 (1992) 1093
- [10] M.Gell-Mann, P.Ramond and R.Slansky in *Supergravity*, ed.P.van Nieuwenhuizen and D.Freedman (North-Holland, Amsterdam, 1979)
- [11] B.Kayser,*Phys.Rev.*D24 (1981) 110
- [12] S.S.Schweber, "An introduction to relativistic quantum field theory" (Row. Peterson and Co, Evanston.Illinois 1961) voir "position operator", page 60
- [13] S.Nussinov. *Phys.Letters* B63 (1976) 201

- [14] H.Anada and H.Nishima, Phys.Rev.D41 (1990) 2379; voir aussi L.Krauss and G.Wilczek, Phys.Rev.Letters 55 (1985) 122 et A.Loeb, Phys.Rev.D39 (1989) 1009
- [15] voir par exemple J.M.Levy-Leblond et F.Balibar, "Quantique: rudiments" (Interéditions CNRS, Paris 1984) pages 250 et suivantes
- [16] M.L.Goldberger and K.M.Watson, "Collision theory" (J.Wiley and Sons, New York, 1964) page 766 et suivantes
- [17] voir par exemple L.Maiani, ref.[3], pages 335 et suivantes
- [18] L.Wolfenstein, Phys.Rev.D17 (1978) 2369
- [19] H.Poincaré, "Théorie mathématique de la lumière" (Ed. G.Carré, Paris 1892) Vol.2, Chap.2, pages 275-285; C.Cohen-Tannoudji, B.Diu et F.Laloë, "Mécanique quantique" (Herman, Paris 1977) chapitre 4 (spin 1/2 et systèmes à 2 niveaux) et complément C4 (spin fictif 1/2 associé à un système à 2 niveaux); J.Bouchez et al, Z.Phys.C32 (1986) 499; C.W.Kim et al, Phys.Rev.D35 (1987) 4014; C.W.Kim et al, Phys.Rev.D37 (1988) 1072
- [20] V.Barger et al, Phys.Rev.D22 (1980) 2718
- [21] S.P.Mikheyev and A.Yu.Smirnov, Sov.J.Nucl.Phys.42 (1985) 913 et Nuovo Cimento 9C (1986) 17
- [22] H.A.Bethe, Phys.Rev.Letters 56 (1986) 1305;
W.C.Haxton, Phys.Rev.Letters 57 (1986) 1271;
S.P.Rosen and J.M.Gelb, Phys.Rev.D34 (1986) 969;
V.Barger et al, Phys.Rev.D34 (1986) 980;
J.Bouchez et al, Z.Phys.C32 (1986) 499;
E.W.Kolb et al, Phys.Letters B175 (1986) 478;
S.J.Parke, Phys.Rev.Letters 57 (1986) 1275;
P.Langacker et al, Nucl.Phys.B282 (1987) 589;
S.J.Parke and T.P.Walker, Phys.Rev.Letters 57 (1986) 2322;
A.Dar et al, Phys.Rev.D35 (1987) 3607;
W.C.Haxton, Phys.Rev.D35 (1987) 2352;
C.W.Kim et al, Phys.Rev.D35 (1987) 4014;
S.T.Petcov, Phys.Letters B191 (1987) 299;
S.Toshev, Phys.Letters B198 (1987) 551;
P.Pizzochero, Phys.Rev.D36 (1987) 2293;
K.Whisnant, Phys.Rev.D38 (1988) 692;

- C.W.Kim et al. Phys.Rev.D37 (1988) 1072;
 S.T.Petcov. Phys.Letters B200 (1988) 373;
 P.I.Krastev and S.T.Petcov, Phys.Letters B207 (1988) 64;
 A.B.Balantekin et al. Phys.Rev.D38 (1988) 935
- [23] T.K.Kuo and J.Pantaleone, Phys.Rev.Letters 57 (1986) 1805 et Phys.Rev.D35 (1987) 3432;
 S.Toshev. Phys.Letters B185 (1987) 177;
 C.W.Kim and W.K.Sze. Phys.Rev D35 (1987) 1404;
 C.W.Kim, S.Nussinov and W.K.Sze. Phys.Letters B184 (1987) 403;
 A.Baldini and G.F.Giudice. Phys.Letters B186 (1987) 1404;
 A.Yu.Smirnov, Yad.Fiz.46 (1987) 1152;
 S.T.Petcov and S.Toshev, Phys.Letters B187 (1987) 120;
 H.W.Zaglauer and K.H.Schwarzer. Phys.Letters B198 (1987) 556 et Z.Phys. C40 (1988) 273;
 S.P.Mikheyev et A.Yu.Smirnov, Phys.Letters B200 (1988) 560;
 S.T.Petcov, Phys.Letters B214 (1988) 259;
 X.Shi and D.N.Schramm. Phys.Letters B283 (1992) 305
- [24] J.Bouchez et al, Z.Phys.C32 (1986) 499;
 M.Cribier et al. Phys.Letters B182 (1986) 89;
 A.J.Baltz and J.Weneser, Phys.Rev.D35 (1987) 528 et D37 (1988) 3364;
 M.Cribier et al, Phys.Letters B188 (1987) 168
- [25] V.Barger et al, Phys.Rev.D43 (1991) R1759;
 M.N.Butler and R.A.Malaney, Phys.Letters B283 (1992) 298
- [26] J.Schechter and J.W.F. Valle, Phys.Rev D24 (1981) 1883;
 Chang-Sa Lim and W.J.Marciano. Phys.Rev.D37 (1988) 1368;
 E.Kh.Akhmedov, Phys.Letters B213 (1988) 64 et B255 (1991) 84 et B257 (1991) 163;
 A.Yu.Smirnov, Phys.Letters B260 (1991) 161;
 E.Kh.Akhmedov et al, Z.Phys.C52 (1991) 701;
 M.Kobayashi et al, Phys.Rev.Letters 67 (1991) 1685;
 voir aussi Comptes-rendus de la 27^{ème} Rencontre de Moriond, Janvier 1992 (ed.Frontières): E.Kh.Akhmedov, page 71, P.I.Krastev, page 81, S.Toshev. page 91.
- [27] Z.G.Berezhiani and M.I.Vysotsky, Phys.Letters B199 (1987) 281

- [28] A.Cisneros. *Astroph.Space Sc.*10 (1971) 87; M.B.Voloshin et al, *Sov.Phys. JETP* 64 (1986) 446
- [29] Sh.L.Glashow and L.M.Krauss. *Phys.Letters* B190 (1987) 199;
V.Barger et al. *Phys.Rev.Letters* 65 (1990) 3084;
A.Acker et al, *Phys.Rev.D*43 (1991) R1754
- [30] V.Barger et al, *PRD* 43 (1991) 1110
- [31] C.Giunti et al, *Phys.Letters* B274 (1992) 87
- [32] C.L.Cowan Jr, F.Reines, F.B.Harrison, H.W.Kruse, A.D.McGuire *Science*.
vol.124 (1956) 103; F.Reines and C.L.Cowan Jr, *Nature*, vol.178 (1956) 446
- [33] M.Hyland. *Europhysics news*, vol.18 (1987) 133
- [34] B.R.Davis et al, *Phys.Rev.* C19 (1979) 2259
- [35] F.T.Avignone III and Z.D.Greenwood, *Phys.Rev.*C22 (1980) 594
- [36] V.I.Kopeikin, *Sov.J.Nucl.Phys.* 32 (1980) 33 and 780
- [37] P.Vogel et al, *Phys.Rev.*C24 (1981) 1543
- [38] H.V.Klapdor and J.Metzinger, *Phys.Rev.Letters* 48 (1982) 127
- [39] P.M.Rubtsov et al, *Sov.J.Nucl.Phys.* 46 (1987) 591
- [40] O.Tengblad et al, *Nucl.Physics* A503 (1989) 136
- [41] A.A.Borovoi et al, *Sov.J.Nucl.Phys.* 37 (1983) 801
- [42] A.A.Borovoi et al, *Sov.J.Nucl.Phys.* 36 (1982) 232
- [43] K.Schreckenbach et al, *Phys.Letters* 99B (1981) 251
- [44] F.von Feilitzsch et al, *Phys.Letters* 118B (1982) 162
- [45] K.Schreckenbach et al, *Phys.Letters* 160B (1985) 325
- [46] A.A.Hahn et al, *Phys.Letters* B218 (1989) 365
- [47] H.Yamaguchi, *Prog.Theor.Phys.* 23 (1960) 1117
- [48] P.Vogel, *Phys.Rev.* D29 (1984) 1918; S.A.Fayans, *Sov.J.Nucl.Phys.* 42 (1985)
590

- [49] Pour une revue récente, voir G.L.Greene et al. comptes-rendus de la 27^{ème} Rencontre de Moriond (Janvier 1992) page 281
- [50] F.A.Nezrick and F.Reines, Phys.Rev. 142 (1966) 852
- [51] E.Pasierb et al,Phys.Rev.Letters 43 (1979) 96
- [52] F.Reines et al, Phys.Rev.Letters 45 (1980) 1307
- [53] F.Reines, Nucl.Phys. A396 (1983) 469c
- [54] A.G.Vershinskii et al, JETP Letters 53 (1991) 513
- [55] G.S.Vidyakin et al, JETP Letters 51 (1990) 279
- [56] G.S.Vidyakin et al, Sov.Phys.JETP 66 (1987) 243
- [57] G.S.Vidyakin et al, J.Moscow Phys.Soc. 1 (1991) 85
- [58] F.Boehm et al, Phys.Letters 97B (1980) 310; H.Kwon et al, Phys.Rev.D24 (1981) 1097
- [59] G.Bagieu et al, preprint ISN 90-83, Grenoble.
- [60] J.F.Cavaignac et al, Phys.Letters 148B (1984) 387
- [61] J.L.Vuilleumier et al, Phys.Letters 114B (1982) 298; K.Gabathuler et al, Phys.Letters 138B (1984) 449; V.Zacek et al, Phys.Letters 164B (1985) 193; G.Zacek et al, Phys.Rev.D34 (1986) 2621
- [62] Z.D.Greenwood, comptes-rendus de la 22^{ème} rencontre de Moriond, session leptonique (Mars 1987) page 403
- [63] A.I.Afonin et al, Sov.Phys.JETP 67 (1988) 213
- [64] A.I.Afonin et al, Sov.J.Nucl.Phys.46 (1987) 944
- [65] H.de Kerret, comptes-rendus de la 23^{ème} rencontre de Moriond (Janvier 1988) page 125; M.Talby, thèse de Doctorat d'état, Marseille (1988)
- [66] J.Berger et al, NIM A279 (1989) 343
- [67] J.Collot, comptes-rendus de la 23^{ème} rencontre de Moriond (Janvier 1988) page 153

- [68] S.Ait-Boubker et al, NIM A277 (1989) 461; R.Aleksan et al, NIM A274 (1989) 203
- [69] R.Aleksan et al, NIM A273 (1988) 303
- [70] S.Ait-Boubker, thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble (1989) rapport ISN 89-13;
 P.Besson, thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble (1989);
 Y.Dufour, thèse de l'Université de Paris XI (1988) rapport LPCT/89-01;
 A.Stutz, thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble (1989) rapport ISN 89-67;
 J.P.Cussonneau, thèse de l'Université de Paris XI (1992) rapport LPC92T1;
 F.Garciaz, thèse de l'Université de Provence, Marseille (1992);
 B.Achkar, thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble (1992) rapport ISN 92.100;
 E.Kajfasz, comptes-rendus de la 27^{ème} rencontre de Moriond, Janvier 1992, (Editions Frontières) page 145
- [71] Yu V. Klimov et al, Sov.J.Nucl.Phys.52 (1990) 994
- [72] A.A.Kuvshinnikov et al, JETP Letters 54 (1991) 253
- [73] E.Kh.Akhmedov et al, JETP Letters 46 (1987) 325
- [74] G.S.Vidyakin et al, Sov.Phys.JETP 71 (1990) 424
- [75] F.Boehm et al, NIM A300 (1991) 395
- [76] K.S.Hirata et al, Phys.Letters B230 (1992) 146
- [77] R.Becker-Szendy et al, Phys.Rev.L46 (1992) 3720 et Phys.Rev.Letters 69 (1992) 1010
- [78] M.M.Boliev et al, comptes-rendus du "3rd International Workshop on neutrino telescopes", Venise, Février 1991 (ed. M.Baldo Ceolin) page 235
 voir aussi E.Akhmedov et al, Phys.Letters B300 (1993) 128
- [79] I.I.Gurevitch et al, preprint IAE-4986/2, Institut Kurtchatov de l'Energie Atomique, Moscou 1989
- [80] C.Rubbia, "The renaissance of experimental neutrino physics", preprint CERN PPE/93-08; J.Schneps, comptes-rendus du "3rd International Workshop on neutrino telescopes", Venise, Février 1991 (ed. M.Baldo Ceolin) page 263

- [81] B.Kayser et al, Phys.Rev.D20 (1979) 87
- [82] F.J.Hasert et al, Phys.Letters 46B (1973) 121 et 138
- [83] J.Blietschau et al, Nucl.Phys.B114 (1976) 189
- [84] F.Bergsma et al, Phys.Letters 147B (1984) 481
- [85] A.G.Cocco, comptes-rendus de la 27^{ème} rencontre de Moriond, session electroweak interactions, mars 1992, page 81; P.Vilain, comptes-rendus de la 14^{ème} "Conference on neutrino physics and astrophysics", Genève, Juin 1990. Nucl.Phys.B(Proc.Suppl.)19 (1991) 306
- [86] R.C.Allen et al, NIM A269 (1988) 177
- [87] R.C.Allen et al, Phys.Rev.Letters 55 (1985) 2401
- [88] R.C.Allen et al, Phys.Rev.Letters 64 (1990) 1330 et Phys.Rev.D47 (1993) 11
- [89] proposal LA-11300-P, Los Alamos
- [90] F.Reines et al, Phys.Rev.Letters 37 (1976) 315
- [91] A.V.Kyuldjiev, Nucl.Phys.B243 (1984) 387
- [92] A.V.Derbin et al, JETP Letters 43 (1986) 206
- [93] I.I.Gurevitch et al, "limits on the magnetic moment and the charge radius of the electron antineutrino", preprint, Kurtchatov Institute of Atomic Energy, Moscou, 1992
- [94] C.Broggini et al, "A detector for the study of $\bar{\nu}_e e^-$ scattering at a nuclear reactor", preprint LNGS 92/47, Laboratori Nazionali del Gran Sasso (Novembre 1992)
- [95] S.A.Fayans et al, Phys.Letters B291 (1992) 1
- [96] J.N.Bahcall et al, Phys.Rev.Letters 28 (1972) 316
- [97] N. de Leener-Rosier et al, Phys.Letters 166B (1986) 228; T.Yamazaki et al. comptes-rendus de la 22^{ème} "Conference on high energy physics", Leipzig, 1984, vol.1, page 262 (ed. A.Meyer et E.Wieczorek)
- [98] D.A.Bryman et al, Phys.Rev.Letters 50 (1983) 1546

- [99] Les meilleures limites viennent de:
 J.J.Simpson, Phys.Rev.D24 (1981) 2971 pour le tritium;
 J.Markey and F.Boehm, Phys.Rev.C32 (1985) 2215 pour le Soufre;
 K.Schreckenbach et al, Phys.Letters B129 (1983) 265 pour le Cuivre
- [100] A.Hime, Phys.Letters B299 (1993) 165; J.L.Mortara et al. Phys.Rev.Letters
 70 (1993) 394
- [101] F.Bergsma et al, Phys.Letters 128B (1983) 361; J.Dorenbosch et al.
 Phys.Letters 166B (1986) 473
- [102] G.Bernardi et al, Phys.Letters 166B (1986) 479
- [103] F.Reines et al, Phys.Rev.Letters 32 (1974) 180
- [104] P.Vogel, Phys.Rev.D30 (1984) 1505
- [105] L.F.Li and F.Wilczek, Phys.Rev.D25 (1982) 142; P.B.Pal and L.Wolfenstein.
 Phys.Rev.D25 (1982) 766
- [106] L.Oberauer et al, Phys.Letters B198 (1987) 113
- [107] S.A.Fayans et al, Kurtchatov Institute of Atomic Energy, Moscou, contribution
 à la 14^{ème} "Conference on neutrino physics and astrophysics", Genève, Juin
 1990
- [108] J.Bouchez et al, Phys.Letters B207 (1988) 217
- [109] G.G.Raffelt, Phys.Rev.D31 (1985) 3002
- [110] E.Kajfasz et al, preprint CPPM 92-002, Marseille, Juillet 1992 et Comptes-
 rendus du "3rd International Symposium on Weak and Electromagnetic Inter-
 actions in Nuclei", Dubna, Juin 1992; L.Oberauer,comptes-rendus de la 27^{ème}
 rencontre de Moriond, Janvier 1992, (Editions Frontières) page 139
- [111] B.Kayser, preprint NSF-PT-92-5, Division of Physics, National Science Foun-
 dation, Washington, DC 20550, à paraître dans les Comptes-rendus de la "
 26th International Conference on High Energy Physics", Dallas, Août 1992;
 B.Kayser, comptes-rendus de la 14^{ème} "Conference on neutrino physics and
 astrophysics", Genève, Juin 1990. Nucl.Phys.B(Proc.Suppl.)19 (1991) 177
- [112] S.M.Blankenship, University of California Irvine, "Neutrino production
 at a nuclear reactor", internal report UCI-10P19-102 (Février 1976);
 K.Schreckenbach, "Neutrino impurities in the spectrun of reactor antineu-
 trinos", rapport technique 84SC26T, I.L.L., Grenoble (1984)

- [113] A.Jodidio et al. Phys.Rev.D34 (1986) 1967 et Phys.Rev.D37(1988) 237E
- [114] J.F.Cavaignac, communication privée
- [115] R.Davis Jr, Phys.Rev. 97 (1955) 766 et Bull.American Phys.Soc., vol.1 série 2. Washington meeting (1956) 219
- [116] D.Z.Freedman, Phys.Rev.D9 (1974) 1389
- [117] Pour une revue récente, on peut consulter P.F.Smith et J.D.Lewin. Phys.Reports 187 (1990) 203