



Masses, mélange des saveurs et violation de CP

Mémoire présenté par

Lionel Chaussard
Maître de Conférences

en vue de l'obtention de
l'habilitation à diriger des recherches

Université Lyon I
Juin 2004

Table des matières

1	Masses des fermions	5
1.1	Masses des leptons chargés	5
1.2	Masses des quarks	8
1.2.1	Le point de vue du théoricien	8
1.2.2	Les aspects phénoménologiques	9
1.3	Masses des neutrinos, aspects théoriques	10
1.3.1	Le Modèle Standard	10
1.3.2	Masses de Dirac	11
1.3.3	Masses de Majorana	12
1.3.4	Le modèle de <i>seesaw</i>	13
1.4	Masse des neutrinos, limites expérimentales	14
1.4.1	Les mesures directes	14
1.4.2	Les contraintes issues de l'étude des oscillations	15
1.4.3	Les limites cosmologiques	18
1.4.4	Le cas particulier de la désintégration $\beta\beta\nu$	20
1.5	En conclusion	22
2	Mélange des saveurs et violation de CP	24
2.1	La matrice de mélange	24
2.1.1	Précisions sur la notion de mélange	24
2.1.2	Paramètres et paramétrisations	25
2.2	Violation de CP	28
2.2.1	Violation de CP et hiérarchies de masse	29
2.2.2	Violation de CP et violation de T	29
2.2.3	Violation de CP et oscillations	30
3	Physique de la beauté	37
3.1	Avertissement	37
3.2	Les instruments de mesure	37
3.2.1	Avant les usines à B	37
3.2.2	Les usines à B	38
3.2.3	Le futur	39
3.3	$ V_{cb} $, la base du triangle d'unitarité	39
3.3.1	L'analyse exclusive	39

3.3.2	L'analyse inclusive	40
3.4	$ V_{ub} $, le côté gauche du triangle d'unitarité	41
3.4.1	V_{ud} , V_{us} et le défaut d'unitarité	41
3.4.2	Les mesures de $ V_{ub} $	41
3.5	Le côté droit du triangle d'unitarité	44
3.5.1	Les oscillations du B_d^0	44
3.5.2	Les oscillations du B_s^0	45
3.6	L'angle β	47
4	Physique des neutrinos	49
4.1	Rappel des paramètres à mesurer	49
4.2	Le futur proche	52
4.2.1	NuMI et MINOS	52
4.2.2	CNGS et OPERA	53
4.2.3	ICARUS	54
4.3	Superfaisceaux, faisceaux β et usines à neutrinos	55
4.3.1	Superfaisceaux, l'exemple de JHF	56
4.3.2	β -Beams	56
4.3.3	Les usines à neutrinos	57
4.4	Commentaires	58

Introduction

Dans sa tentative pour arriver à une formulation conceptuelle des données de l'observation, dont la masse immense vous confond, l'homme de science utilise tout un arsenal de concepts qu'il a assimilés, pourrait-on dire, avec le lait maternel ; et il est bien rare, si même cela arrive, qu'il se rende compte du caractère toujours problématique de ces concepts.

Albert Einstein.

Puisqu'il sera question dans ces pages de violation de lois et de diverses brisures de symétries, il est naturel de commencer en violant une loi non écrite et pourtant profondément inscrite dans la tradition universitaire : l'usage veut en effet que les mémoires et autres rapports de recherche soient rédigés à la forme impersonnelle. L'utilisation de la forme pronominale personnelle est à la limite tolérée au pluriel, alors que le pronom singulier reste non moins traditionnellement réservé à la page de remerciements.

Je préférerai revendiquer l'affirmation du *je* dans le corps même du texte. L'utilisation de cet artifice me permettra simplement de rappeler que la synthèse que je tente de développer ici ne représente que mon point de vue, nécessairement partiel et *a fortiori* partial, sur un thème qui me hante depuis que j'ai commencé à *faire de la physique* des hautes énergies.

J'ai débuté dans les années 1990, en participant à la prise de données et à l'analyse des données récoltées par le détecteur DELPHI installé sur le *Seigneur des Anneaux*, le LEP, au CERN. J'ai ainsi eu la chance de pouvoir enfin *voir* osciller les mésons B_d^0 (et aussi de comprendre qu'on ne visualisera probablement jamais le développement temporel des oscillations du B_s^0). Après une petite pause de quelques années au cours desquelles je me suis intéressé plutôt à la production et à la spectroscopie des particules belles et charmées, je suis revenu à mes premières amours, les oscillations, dans le secteur leptonique cette fois. Je participe depuis quatre ans au développement du projet OPERA, qui propose de mettre en évidence au Laboratoire National du Gran Sasso l'apparition du ν_τ dans le faisceau CNGS de ν_μ produit au CERN. Dans le cadre de ce projet, je me suis spécialisé dans le traitement informatique des données et le développement de programmes de simulation et de reconstruction.

Qu'est-ce qui motive cette recherche expérimentale acharnée ? Qu'est-ce qui justifie les heures passées au fond du puits DELPHI, à changer les ventilateurs en panne, ou réarmer les lasers (eux aussi en panne) de la TPC ? Pourquoi ces sombres journées et ces nuits blanches à pester devant l'écran d'un ordinateur dont le vocabulaire ne semble se réduire qu'à *Syntax Error, Segmentation Fault*

et *Core Dumped?*

L'étude des oscillations et l'analyse du mélange des saveurs sont certes intéressantes pour elles-mêmes, et les simples plaisirs d'arriver à faire fonctionner une expérience ou les quelques milliers de lignes de code associées pourraient se suffire à eux-mêmes. Mais ma véritable motivation est ailleurs, dans la compréhension des mystères que nous dévoilent ces oscillations : les hiérarchies de masse des particules élémentaires et les hiérarchies de mélange des saveurs, le lien entre ces structures de masses et de mélanges, et surtout la violation de la symétrie CP (donc de la symétrie par renversement de sens du temps) qui se cache sous le masque d'une (ou plusieurs?) phase(s) irréductible(s) dans les matrices de mélange.

Aussi, plutôt que de détailler pour la 866^{ième} fois les caractéristiques et les performances du détecteur DELPHI¹, plutôt que de passer en revue les cinq versions du code C++ de simulation d'OPERA ou les multiples architectures de réseaux de neurones imaginées pour la reconstruction, je voudrais essayer ici de présenter un aperçu de l'état de l'art dans ces domaines de masses, mélanges et violation de CP. J'essaierai en particulier de préciser ce que l'étude des oscillations a permis de montrer, ce que l'on espère en tirer dans le futur, ainsi que les limitations théoriques et expérimentales de cette étude.

Dans ce programme un peu ambitieux (voire prétentieux?), je m'efforcerai de garder mon regard de simple expérimentateur : je ne prétends pas être capable de déceler *le bon modèle* ou *la meilleure théorie*, mais je me permettrai peut-être quand même d'affirmer mes préférences, et de discuter aussi de la priorité des expériences à réaliser.

¹La Collaboration DELPHI revendique 613 publications et 252 thèses, dans lesquelles le détecteur et les analyses sont autant de fois décrits.

Chapitre 1

Masses des fermions

*We share a philosophy about linear algebra :
we think basis-free, we write basis-free,
but when the chips are down, we close the office
door and compute with matrices like fury.*

Irving Kaplansky - Paul Halmos.

J'essaierai de préciser dans cette partie ce que l'on entend par masse des leptons et des quarks. Dans le cas particulier des neutrinos, seuls fermions neutres, je résumerai les points de vue de Dirac et de Majorana et leurs conséquences.

1.1 Masses des leptons chargés

J'ai beaucoup utilisé les leptons chargés, électron, muon et tau, dans les analyses que j'ai eu l'occasion de développer. Au LEP tout d'abord, je me suis servi des électrons et des muons de haute impulsion et de grand paramètre d'impact pour caractériser les désintégrations semileptoniques des particules belles. Cette méthode inclusive m'a permis d'obtenir une statistique suffisante pour étudier les oscillations des mésons beaux par l'analyse des corrélations de charge entre deux leptons [1].

Par la suite, en associant des leptons chargés (toujours de haute impulsion et de grande impulsion transverse) à des baryons charmés de type Λ_c^+ , j'ai pu étudier le taux de production et le facteur de forme des baryons beaux Λ_b [2].

Plus récemment, dans le cadre de mes recherches sur les oscillations neutrino, j'ai été amené naturellement à analyser les désintégrations du τ , en particulier dans les canaux leptoniques. Mes travaux portent actuellement sur l'étude du comportement des électrons dans une brique plomb-émulsion du détecteur OPERA, pour analyser les canaux $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau \rightarrow \tau \rightarrow e$, et $\nu_\mu \rightarrow \nu_e \rightarrow e$.

Pour l'expérimentateur que je suis, les valeurs des masses de ces leptons chargés sont directement accessibles, et je les considérerai comme des masses *physiques* qui correspondent simplement aux pôles des propagateurs de particule. L'expérimentateur obtient ainsi [3] :

$$m_e = 0.510998902 \pm 0.000000021 \text{ MeV}$$

$$m_\mu = 105.658357 \pm 0.000005 \text{ MeV}$$

$$m_\tau = 1776.99^{+0.29}_{-0.26} \text{ MeV}$$

Pour un théoricien par contre, cette notion de masse des leptons chargés est moins immédiate. En effet, le Modèle Standard permet de ranger les états propres de saveur des fermions en doublets gauches $(l, \nu_l)_L$ et singlets droits $(l_R$ et $\nu_{lR})$ de $SU(2)_L$, et prévoit que seuls les doublets gauches peuvent intervenir dans le Lagrangien d'interaction. Ce Lagrangien ne contient aucun terme de masse :

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \overline{(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)_L} \gamma^\sigma \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix}_L W_\sigma^+ + \text{herm.conj.}$$

Je ne discuterai pas ici du nombre de familles de leptons, et je prendrai pour acquis qu'il n'existe que trois saveurs de leptons qui se couplent au W . Par ailleurs, je n'introduirai que les courants chargés : il est en effet trivial de montrer que les courants neutres sont insensibles à toute modification des états de fermions et qu'ils respectent les lois de symétrie et de conservation dont il sera question ici.

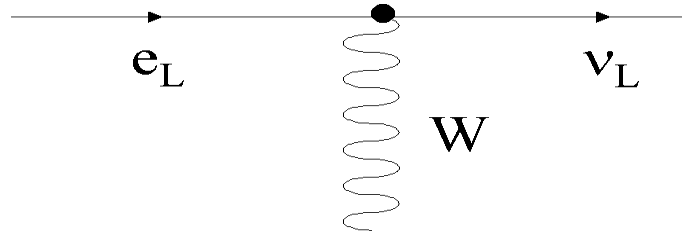


FIG. 1.1 – Illustration de l'interaction entre courants leptoniques gauches par courant chargé.

Il faut donc briser la symétrie $SU(2)_L$ pour que les leptons acquièrent une masse. Grâce au mécanisme de Higgs, apparaissent alors des couplages dits de Yukawa, qui couplent le monde gauche et le monde droit :

$$\mathcal{L}_{Yl} = -\overline{(e, \mu, \tau)_L} M_l \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix}_R + \text{herm.conj.}$$

Dans cette expression, M_l est une matrice 3×3 , *a priori* complexe. Je discuterai plus loin du Lagrangien de masse associé aux neutrinos.

Si le théoricien n'est pas trop tatillon, il dira que M_l est la matrice de masse, les états propres de cette matrice seront appelés états propres de masse, et les

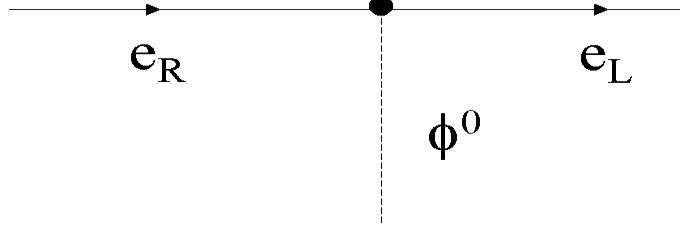


FIG. 1.2 – Illustration de la génération de masse d'un électron par couplage au champ de Higgs.

valeurs propres seront les masses de ces états. S'il est plus rigoureux, il remarquera que dans le cas général, M_l n'a pas de propriété de symétrie particulière [4]. Les véritables matrices de masse, hermitiques, sont $M_l M_l^\dagger$ et $M_l^\dagger M_l$, que l'on peut diagonaliser par des transformations bi-unitaires U et V :

$$U^\dagger M_l M_l^\dagger U = D_l^2 \quad ; \quad V^\dagger M_l^\dagger M_l V = D_l^2$$

ce qui s'écrit aussi :

$$U^\dagger M_l V = D_l$$

expression que l'on peut voir comme une action combinée sur les champs gauches par U et sur les champs droits par V . Les mathématiques permettent heureusement de simplifier ce point de vue compliqué à l'aide du théorème de décomposition polaire [5] : toute matrice complexe M_l peut s'écrire comme le produit d'une matrice hermitienne de la forme $(M_l^\dagger M_l)^{1/2}$ par une matrice unitaire U . Le physicien théoricien s'empressera alors de faire disparaître cette dernière matrice U par une rotation des champs droits puisqu'il est libre de choisir les phases de ces champs. Il se ramènera ainsi au cas "simple" pour lequel $U = V$ et les masses correspondent directement aux valeurs propres de M_l .

Dans la mesure où le théoricien peut librement modifier les phases des champs droits comme il le souhaite par une transformation unitaire de ces champs, il lui suffit pour terminer de choisir une base appropriée dans laquelle les états propres de saveur des leptons chargés coïncident avec leurs états propres de masse. La notion théorique de masse rejoint alors celle de l'expérimentateur.

Bien que le théoricien soit incapable de prédire les valeurs des masses, il ne peut pas ne pas remarquer la hiérarchie de ces valeurs. Certains [6] vont même jusqu'à considérer que la matrice M_l est dominée par la valeur de la masse du τ , et imaginent que l'on pourrait partir d'une matrice dite de rang un de la forme :

$$M_{l0} = m_\tau \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

qui correspondrait tout simplement à $m_e = m_\mu = 0$. Des corrections perturbatives appliquées à cette matrice permettraient alors de reconstruire la matrice M_l [7]. Je noterai simplement qu'il resterait quand même à prédire la valeur de m_τ .

1.2 Masses des quarks

1.2.1 Le point de vue du théoricien

La description théorique des masses dans le secteur des quarks est *a priori* identique à celle que j'ai faite ci-dessus pour les leptons chargés. En partant des doublets de quarks (états propres de saveur) :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

on introduit le Lagrangien d'interaction (par courant chargé) :

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \overline{(d, s, b)}_L \gamma^\sigma \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L W_\sigma^+ + \text{herm.conj.}$$

et, après brisure de symétrie par le mécanisme de Higgs, on voit apparaître les termes de masse :

$$\mathcal{L}_{Y_u} = -\overline{(u, c, t)}_L M_u \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_R + \text{herm.conj.}$$

$$\mathcal{L}_{Y_d} = -\overline{(d, s, b)}_L M_d \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_R + \text{herm.conj.}$$

Enfin, il suffit de diagonaliser les matrices M_u et M_d par des transformations bi-unitaires :

$$U_u^\dagger M_u V_u = D_u \quad ; \quad U_d^\dagger M_d V_d = D_d$$

pour obtenir les masses des quarks. Fidèle à son principe de simplification, notre ami théoricien choisira une phase adaptée pour les états u, c, t droits de façon à ce que M_u soit déjà diagonale (autrement dit, $U_u = V_u = 1$). Il est malheureusement impossible *a priori* de diagonaliser simultanément M_u et M_d , ce qui signifie que, même si l'on fixe l'égalité entre états propres de saveur et états propres de masse pour les quarks u, c, t , il restera un mélange entre ces états pour les quarks d, s, b .

1.2.2 Les aspects phénoménologiques

Du point de vue expérimental, il est plus difficile d'obtenir les masses des quarks que celles des leptons chargés. Les quarks subissent en effet l'interaction forte et le confinement de couleur, et l'on ne peut obtenir les valeurs de leurs masses qu'en étudiant les spectres de masse et les désintégrations des hadrons. J'ai eu l'occasion de participer à la détermination de tels spectres [8], mais je ne suis pas un spécialiste des calculs qui permettent d'en extraire les valeurs des masses de quarks. C'est pourquoi je ne donnerai ici que quelques éléments d'information, pour illustrer la complexité du sujet. Le lecteur intéressé par plus de détails pourra parcourir l'article référencé en [6].

Dans la limite où les masses des quarks sont nulles, on parle de symétrie chirale. Cette symétrie est bien évidemment brisée, à une échelle de l'ordre du GeV. On peut alors utiliser cette échelle d'énergie pour distinguer les quarks légers (u, d, s) dont la masse est inférieure au GeV, des quarks lourds (c, b, t).

Pour les quarks légers, il est possible de développer des calculs sur la base de la théorie de perturbation chirale, des règles de somme de QCD, ou encore de calculs sur réseau pour obtenir des masses de quarks dites masses de courant.

Pour les quarks lourds, on peut utiliser, en plus des méthodes citées ci-dessus, la théorie effective des quarks lourds (HQET), qui permet d'obtenir les masses dites constituantes dans un modèle non relativiste.

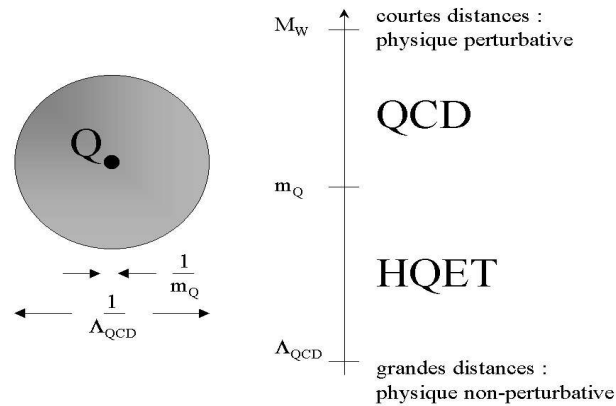


FIG. 1.3 – Illustration des concepts de la méthode HQET [9].

La méthode HQET repose sur le fait que la longueur d'onde Compton $1/m_Q$ associée au quark lourd dans un hadron est petite devant la taille de ce hadron, taille que l'on peut relier à $1/\Lambda_{QCD}$. On peut alors faire une "physique atomique" du hadron à la limite $m_Q \rightarrow \infty$, et corriger les résultats obtenus par des développements en Λ_{QCD}/m_Q . On peut aussi voir cette méthode comme une application de la transformation de Foldy-Wouthuysen au cas des champs de

quarks [10].

Il est également possible de définir, comme pour les leptons chargés, une masse qui correspond au pôle du propagateur du quark lourd, masse qui présente l'avantage d'être indépendante du schéma de renormalisation choisi. Par ailleurs, les méthodes de régularisation dimensionnelle de QCD associées au schéma de soustraction minimale \overline{MS} permettent de définir une masse $m(\mu)$ dite *running quark mass*.

Il est donc difficile de parler de la masse d'un quark, et seule la masse du quark top mesurée par CDF et D0 à $m_t = 174.3 \pm 5.1$ GeV [3] peut être assimilée à une masse de pôle comme dans le cas des leptons chargés. Pour les autres quarks, il faut préciser le schéma de renormalisation et l'échelle d'énergie choisis. Par exemple, dans un modèle de type \overline{MS} et à l'échelle de M_Z , [6] donne :

$$m_u = 0.9 - 2.9 \text{ MeV} \quad ; \quad m_c = 0.53 - 0.68 \text{ GeV} \quad ; \quad m_t = 168 - 180 \text{ GeV}$$

$$m_d = 1.8 - 5.3 \text{ MeV} \quad ; \quad m_s = 35 - 100 \text{ MeV} \quad ; \quad m_b = 2.8 - 3.0 \text{ GeV}$$

Enfin, on ne peut que remarquer la structure hiérarchique des masses des quarks dans chaque secteur u, c, t et d, s, b , ce qui peut suggérer, comme dans le cas des leptons chargés, que M_u et M_d pourraient être obtenues à partir de corrections perturbatives de matrices de rang un dominées par m_t et m_b .

1.3 Masses des neutrinos, aspects théoriques

J'ai volontairement gardé pour la fin de ce chapitre le cas des neutrinos, car il est le plus délicat à la fois du point de vue théorique et du point de vue expérimental.

1.3.1 Le Modèle Standard

J'ai décrit plus haut le mécanisme selon lequel on peut faire en sorte que les états propres de masse des leptons chargés coïncident avec leurs états propres de saveur : il suffit pour cela de se placer dans la base dans laquelle la matrice de masse M_l est diagonale. Que deviennent alors les états neutrinos dans ce changement de base ?

Dans le cas général, les masses des trois neutrinos sont distinctes, et la matrice de masse M_ν que l'on pourrait introduire par le terme

$$\mathcal{L}_{Y\nu} = -\overline{(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)_L} M_\nu \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_R + \text{herm.conj.}$$

n'aurait *a priori* aucune raison d'être diagonale dans la base adaptée aux leptons chargés : il apparaîtrait ainsi un mélange des saveurs de neutrinos.

Par ailleurs, je me laisserai guider par les constatations expérimentales les plus élémentaires, selon lesquelles existeraient trois lois de conservation séparées

des nombres leptoniques L_e , L_μ et L_τ . Il est facile alors de voir que les Lagrangiens d'interaction (par courant chargé ou par courant neutre) conservent ces nombres leptoniques, alors que les termes de masse associés à M_ν violent ces lois de conservation des saveurs.

Notre ami théoricien, toujours aussi rigoureux, pourra remarquer que la véritable loi de conservation à mettre en oeuvre ici est celle de $B - L$, où B est le nombre baryonique, dans la mesure où c'est ce nombre $B - L$ qui permet de distinguer un neutrino d'un antineutrino. Je me permettrai de simplifier en parlant simplement de conservation de L .

Pour résoudre cette apparente contradiction entre d'un côté un mélange des saveurs et de l'autre une (nécessaire?) conservation des nombres leptoniques, il faut et il suffit que les neutrinos aient des masses identiques et nulles. Dans ce cas, et dans ce cas uniquement, il est possible de redéfinir les notions de saveur électronique, muonique ou du tau d'un neutrino sans changer le terme qui fait intervenir M_ν : appelons donc ν_e , ν_μ et ν_τ les états qui interviennent dans l'expression du courant chargé *après choix de la base adaptée aux leptons chargés* et le tour est joué.

1.3.2 Masses de Dirac

Les deux facettes de la contradiction mélange/conservation sont-elles également solides si l'on donne une masse non nulle aux neutrinos? Un mélange des saveurs ne serait *a priori* pas choquant dans la mesure où ce mélange existe déjà dans le secteur des quarks. Par contre, la conservation séparée des trois nombres leptoniques ne repose que sur l'absence d'observation expérimentale du contraire : aucune loi de symétrie n'impose cette conservation.

On a donc *a priori* le droit d'écrire pour les neutrinos des termes de masse basés sur le modèle de ceux que l'on a écrit pour les quarks de type "down" :

$$\mathcal{L}_D = -\overline{(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)_L} M_D \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_R + \text{herm.conj.}$$

Ce terme est simplement celui que j'ai déjà écrit dans le paragraphe précédent, dans lequel j'ai remplacé la notation M_ν par M_D pour matrice de masse de Dirac. Je répèterai encore que ce terme ne conserve pas les trois nombres leptoniques séparément, mais il conserve quand même le nombre leptonique total $L = L_e + L_\mu + L_\tau$. Dans ce point de vue de Dirac, les neutrinos sont décrits et traités exactement comme les quarks d , s , b , à savoir à partir de spineurs de Dirac à quatre composantes.

La comparaison avec le secteur des quarks s'arrête malheureusement là. En particulier, il semblerait qu'aucun théoricien ne se soit hasardé à lancer l'hypothèse de l'existence d'une matrice limite M_D de rang un dominée par la valeur de m_{ν_τ} et dans laquelle $m_{\nu_e} = m_{\nu_\mu} = 0$. Au contraire, certains [6] utilisent un argument de masses dégénérées pour les neutrinos, associé à la notion de démocratie de saveur dans le secteur des leptons chargés, pour reconstruire le spectre des observations expérimentales à partir de matrices limites :

$$M_{l0} = \frac{m_\tau}{3} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}$$

$$M_{\nu 0} = m_\nu \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Par ailleurs, cette description de Dirac n'a pas la faveur des théoriciens pour la raison suivante : les éléments des matrices de masse (et par conséquent les masses des fermions) dépendent des couplages de Yukawa et des valeurs du champ de Higgs. En m'inspirant des notations de [11], pour des fermions f et f' , un doublet de Higgs $\phi = (\phi^+, \phi^0)^T$ et des constantes de couplage $Y_{ff'}$, je noterai ces éléments de matrice sous la forme :

$$m_{ff'} = - \langle 0 | \phi^0 | 0 \rangle Y_{ff'}$$

Le fait que les masses des neutrinos sont au moins de dix ordres de grandeur en dessous de celles des autres fermions impliquerait alors que les constantes de couplage de Yukawa des neutrinos sont beaucoup plus petites que celles de ces autres fermions. Il semblerait qu'aucun modèle de génération de masse ne soit à même d'expliquer de telles différences des valeurs des $Y_{ff'}$.

1.3.3 Masses de Majorana

Les neutrinos sont neutres, et selon le point de vue de Majorana, ils pourraient être leur propre antiparticule (à une phase près) :

$$\nu^c = C \bar{\nu}^T = e^{i\theta} \nu$$

Dans ce cas, les spineurs utilisés pour décrire les neutrinos n'ont plus que deux composantes indépendantes. On peut alors dans le Lagrangien \mathcal{L}_D remplacer l'un des vecteurs ligne ou colonne de neutrinos par les antiparticules correspondantes. On obtiendrait ainsi deux termes :

$$\mathcal{L}_{M(L)} = -\frac{1}{2} \overline{(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)_L} M_L \begin{pmatrix} \nu_e^c \\ \nu_\mu^c \\ \nu_\tau^c \end{pmatrix}_R + \text{herm.conj.}$$

et

$$\mathcal{L}_{M(R)} = -\frac{1}{2} \overline{(\nu_e^c, \nu_\mu^c, \nu_\tau^c)_L} M_R \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_R + \text{herm.conj.}$$

Chacun de ces deux termes viole les lois de conservation des trois nombres leptoniques séparés, et ne conserve pas non plus le nombre leptonique total. Le premier terme $\mathcal{L}_{M(L)}$ est en principe interdit dans le Modèle Standard qui

est invariant de jauge $SU(2)_L XU(1)$ et qui n'a pas de triplet $SU(2)_L$. Le second terme $\mathcal{L}_{M(R)}$ est autorisé dans le Modèle Standard dans la mesure où les neutrinos droits sont des singlets de $SU(2)_L$.

Les théoriciens préfèrent cette description de Majorana à celle de Dirac car elle permet de bâtir des modèles de génération de masse plus *naturels*. Parmi ceux-ci, le modèle de *seesaw* (en français, modèle de la balançoire) apparaît à la fois comme le plus naturel et le plus élégant.

1.3.4 Le modèle de *seesaw*

Pour écrire de façon simple le Lagrangien de masse des neutrinos en combinant \mathcal{L}_D et $\mathcal{L}_{M(R)}$, j'introduirai les notations ν^c et ν qui représentent les vecteurs colonnes à trois saveurs :

$$\nu = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} ; \quad \nu^c = \begin{pmatrix} \nu_e^c \\ \nu_\mu^c \\ \nu_\tau^c \end{pmatrix}$$

et je réécrirai le Lagrangien de masse des neutrinos en faisant intervenir une matrice 6X6, construite par blocs de matrices 3X3 :

$$\mathcal{L}_\nu = -\frac{1}{2} \overline{(\nu, \nu^c)_L} \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D^T & M_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu^c \\ \nu \end{pmatrix}_R$$

Dans cette expression, la matrice 3X3 nulle en haut à gauche prend la place de M_L qui est interdite dans le Modèle Standard. Je diagonaliserai ensuite cette matrice 6X6 en deux matrices diagonales 3X3, M_n et M_N , à l'aide de transformations unitaires V , R , S et U (3X3) :

$$\begin{pmatrix} M_n & 0 \\ 0 & M_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V & R \\ S & U \end{pmatrix}^\dagger \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D^T & M_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V & R \\ S & U \end{pmatrix}^*$$

Je me baserai ensuite sur les idées présentées dans [12] : les matrices U et V sont de l'ordre de l'unité, alors que les matrices R et S sont de l'ordre de M_D/M_R . Par ailleurs, l'échelle associée aux termes de M_D est *a priori* la même que celle des termes de la matrice de masse des leptons chargés M_l . On peut prendre pour cette échelle celle qui correspond à la brisure de symétrie électrofaible (environ 170 GeV). L'échelle associée aux termes de M_R est en principe plus élevée, de l'ordre par exemple de l'échelle de grande unification (environ 10^{16} GeV). Il est alors facile (*sic!*) de montrer que :

$$M_n \simeq V^T (-M_D M_R^{-1} M_D^T) V^*$$

$$M_N \simeq U^T M_R U^*$$

On fait ainsi apparaître naturellement des neutrinos droits de masse élevée (associés à M_R , de l'ordre de 10^{16} GeV) et des neutrinos gauches de masse faible (associés en simplifiant à M_D^2/M_R , de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-2} eV). La

figure 1.4 illustre l'intervention du neutrino singlet droit lourd dans le processus de génération de masse des neutrinos gauches.

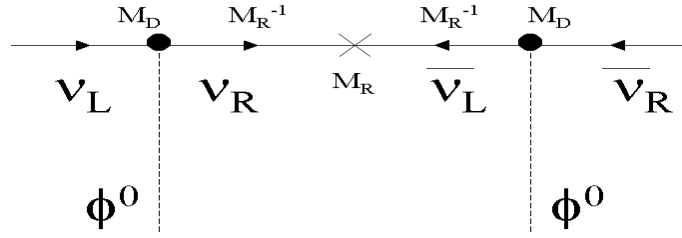


FIG. 1.4 – Illustration de la génération de masse dans le modèle de *seesaw*.

Je ne considérerai pas cette argumentation en termes d'ordres de grandeur de matrices comme une véritable démonstration, mais plutôt comme une indication de la démarche à suivre. Le lecteur intéressé par une démonstration plus rigoureuse basée sur la notion de *texture-zéros* pourra consulter la référence [6]. Enfin, on trouvera dans la référence [12] une discussion du modèle de *seesaw* dit de type II, qui fait intervenir explicitement le terme *a priori* interdit M_L à la place du zéro dans la matrice de masse 6×6 : ces modèles de type II, qui impliquent la présence de paramètres supplémentaires, sont intéressants dans la mesure où ils permettent de restaurer la symétrie chirale (symétrie $L-R$) à haute énergie.

1.4 Masse des neutrinos, limites expérimentales

Laissons notre ami théoricien perdu dans son dédale de matrices et sa mosaïque de valeurs propres, pour revenir au point de vue de l'expérimentateur : la masse d'un neutrino, c'est du concret, ça doit pouvoir se mesurer, surtout que l'on dispose d'un arsenal impressionnant de techniques expérimentales, comprenant les mesures cinématiques directes, l'étude des oscillations neutrino, l'analyse des résultats relatifs aux paramètres cosmologiques et la recherche de la double désintégration β sans émission de neutrino. Encore faut-il savoir précisément ce que l'on mesure dans chaque type d'expérience.

1.4.1 Les mesures directes

Pour accéder à la masse des neutrinos, il suffit en principe d'étudier avec attention la cinématique de désintégrations faibles bien choisies. Ainsi, l'analyse de la fin du spectre en énergie de l'électron dans le processus ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$ donne une limite sur la masse du neutrino électronique (en fait de l'antineutrino) :

$$m_{\nu_e} < 2.2 \text{ eV} \quad (95\% \text{ C.L.})$$

Cette masse m_{ν_e} est à prendre au sens d'une masse effective. Je me placerai ici dans un modèle de Dirac simple, dans lequel la matrice de masse des leptons chargés est déjà diagonale : le ν_e est alors un état propre de saveur, superposition d'états propres de masse ν_1 , ν_2 et ν_3 , et sa *masse* est liée à celle des états propres de masse par la matrice de mélange V :

$$|\nu_e\rangle = V_{e1}|\nu_1\rangle + V_{e2}|\nu_2\rangle + V_{e3}|\nu_3\rangle$$

$$m_{\nu_e} = \sqrt{|V_{e1}|^2 m_1^2 + |V_{e2}|^2 m_2^2 + |V_{e3}|^2 m_3^2}$$

Je noterai aussi que ces études de désintégrations β donnent en fait accès à la mesure de la masse carrée $m_{\nu_e}^2$, et que les résultats sont compatibles avec une valeur négative de cette masse carrée. Ceci a conduit certains physiciens à imaginer que les neutrinos pourraient être des tachyons [14] : ce point de vue reste très marginal, bien que l'explication en termes de tachyons soit compatible avec les autres résultats relatifs par exemple aux analyses d'oscillations neutrino.

Pour mesurer la masse (effective) du neutrino muonique, on peut analyser la désintégration au repos du pion :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

On mesure la valeur de l'impulsion p_μ du muon et l'on reconstruit la masse du neutrino par :

$$m_{\nu_\mu}^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2m_\pi \sqrt{p_\mu^2 + m_\mu^2}$$

La limitation de cette mesure provient de la résolution en impulsion et de l'incertitude sur la masse du pion. On obtient une limite (en ne gardant que les valeurs positives de $m_{\nu_\mu}^2$) :

$$m_{\nu_\mu} < 190 \text{ keV} \quad (95\% \text{ C.L.})$$

Enfin, on peut obtenir des informations sur la masse (effective) du neutrino tau en étudiant les processus $\tau \rightarrow n\pi + \nu_\tau$ avec $n = 5$ ou $n = 3$. Dans le processus à deux corps ($n = 1$), la résolution sur la mesure de l'impulsion du pion n'est pas suffisante pour obtenir des résultats intéressants. On obtient alors :

$$m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV} \quad (95\% \text{ C.L.})$$

Cette limite pourrait être abaissée aux alentours de 2 MeV par l'étude des canaux 5π chargés + ν_τ et 3π chargés + $2 \pi^0 + \nu_\tau$ auprès des usines à B [15].

1.4.2 Les contraintes issues de l'étude des oscillations

Les mesures directes évoquées ci-dessus ne donnent accès qu'à des masses effectives. Les études des oscillations neutrino ne donnent pas non plus un accès direct aux masses m_1 , m_2 et m_3 , mais seulement aux différences de masses carrées :

$$\Delta m_{ji}^2 = m_j^2 - m_i^2 \text{ avec } i, j = 1, 2, 3$$

Plus précisément, on mesure (ou l'on contraint) des Δm_{exp}^2 , par exemple Δm_{atm}^2 ou Δm_{sol}^2 , qu'il faut ensuite relier correctement aux Δm_{ji}^2 .

Les neutrinos atmosphériques

Le détecteur SuperKamiokande a permis d'étudier les flux de ν_μ et ν_e produits dans l'atmosphère par l'interaction des rayons cosmiques. Il semblerait que le flux de ν_e soit isotrope, alors qu'il y a clairement une asymétrie haut-bas dans le flux de neutrinos muoniques [16]. La disparition des ν_μ en fonction de l'angle zénithal, donc en fonction de la longueur de leur parcours, peut être expliquée par une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Les autres hypothèses (désintégration du neutrino muonique, oscillation du neutrino muonique vers un neutrino électronique ou vers un neutrino *stérile*) sont très largement défavorisées par les analyses des résultats de SuperKamiokande ou de CHOOZ [17]. Par ailleurs, les résultats de K2K, expérience d'analyse d'oscillations neutrino sur un faisceau de 250 km, confirment l'hypothèse d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, en montrant une claire disparition des ν_μ et une distorsion du spectre en énergie des neutrinos restants compatible avec une telle oscillation [18]. En combinant les résultats de SuperKamiokande et de K2K [19], on arrive à :

$$1.9 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m_{atm}^2 < 3.3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (90\% \text{ C.L.})$$

Les neutrinos solaires

De nombreuses expériences ont permis d'étudier le flux de neutrinos électroniques produits par le Soleil ([20], [21], [22], [16]). Toutes ont montré que le flux de ν_e solaires est environ deux fois plus faible qu'attendu (le facteur de réduction dépend du seuil en énergie particulier à chaque expérience), mais il a fallu attendre les résultats de l'expérience SNO pour être certain que ce phénomène de disparition est lié à des transitions du neutrino électronique vers un autre neutrino actif (ν_μ ou ν_τ). Une petite digression me semble ici nécessaire pour résumer ces résultats récents [23] dont les conséquences sont importantes. Dans le détecteur SNO, les neutrinos issus du ${}^8\text{B}$ du Soleil interagissent par trois types de réactions. Les interactions par courant chargé ne concernent que les neutrinos électroniques, elles donnent donc accès au flux de ν_e arrivant sur Terre :

$$\begin{aligned} \nu_e + d &\rightarrow e^- + p + p \\ \Phi(CC) &= \Phi(\nu_e) \end{aligned}$$

Les interactions par courant neutre font intervenir les neutrinos électroniques, mais aussi les autres saveurs de neutrinos actifs (s'il y en a) :

$$\nu_\alpha + d \rightarrow \nu_\alpha + p + n \quad ; \quad \alpha = e, \mu, \tau$$

$$\Phi(CN) = \Phi(\nu_e) + \Phi(\nu_\mu, \nu_\tau)$$

Enfin le détecteur permet aussi de repérer les interactions élastiques pour les trois saveurs de neutrinos avec des poids qui font intervenir les sections efficaces correspondantes :

$$\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^- \quad ; \quad \alpha = e, \mu, \tau$$

$$\Phi(EL) = \Phi(\nu_e) + \frac{\sigma_{\nu_\mu}}{\sigma_{\nu_e}} \Phi(\nu_\mu, \nu_\tau) \simeq \Phi(\nu_e) + 0.154 \Phi(\nu_\mu, \nu_\tau)$$

Les résultats de SNO permettent donc de mesurer le flux de neutrinos électroniques sans que ce résultat ne dépende du choix du modèle solaire :

$$\Phi_{\nu_e} = (1.76 \pm 0.10) 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

mais surtout ils montrent qu'il existe une composante de neutrinos actifs non électroniques :

$$\Phi(\nu_\mu, \nu_\tau) = (3.41_{-0.64}^{+0.66}) 10^6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

Afin d'extraire de l'ensemble de ces résultats une valeur de Δm_{sol}^2 , il faut ajouter l'analyse des résultats du détecteur KamLAND [24] qui permet d'observer les antineutrinos électroniques issus des réacteurs nucléaires japonais, à une distance moyenne de l'ordre de 200 km. On obtient ainsi [25] :

$$5.9 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 < \Delta m_{sol}^2 < 8.8 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (90\% \text{ C.L.})$$

LSND et les hiérarchies de masse à 4 et 3 saveurs

Pour terminer cette revue des résultats expérimentaux relatifs aux oscillations neutrino, je citerai les résultats de LSND [26] :

$$\Delta m_{LSND}^2 \sim 1 \text{ eV}^2$$

en rappelant que ces résultats n'ont pas été confirmés par KARMEN [27]. On attend avec impatience les futurs résultats de MiniBOONE pour y voir plus clair dans cette région de l'électron-Volt.

Nous voilà maintenant bien embêtés, avec trois valeurs distinctes de Δm^2 , alors que trois valeurs de masses m_1 , m_2 et m_3 distinctes ne peuvent conduire qu'à deux valeurs de Δm^2 . La position conventionnelle pour résoudre ce paradoxe apparent est l'introduction d'un quatrième neutrino, dit stérile parce qu'il ne se couplerait pas aux bosons de l'interaction faible. On peut alors travailler avec un quadruplet d'états de saveur $(\nu_s, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$, et un quadruplet d'états de masse $(\nu_0, \nu_1, \nu_2, \nu_3)$, reliés par une matrice 4X4. Les spectres de masses compatibles avec les ordres de grandeur des Δm^2 sont de la forme 2+2 (plutôt défavorisé) ou 3+1 (plutôt favorisé) comme représentés sur la figure 1.5.

Une autre position, que je préfère pour des raisons de simplicité, consiste à mettre de côté les résultats de LSND, en ne prenant pour certaines que les valeurs de Δm_{atm}^2 et Δm_{sol}^2 . Trois neutrinos suffisent alors, et l'on peut prendre :

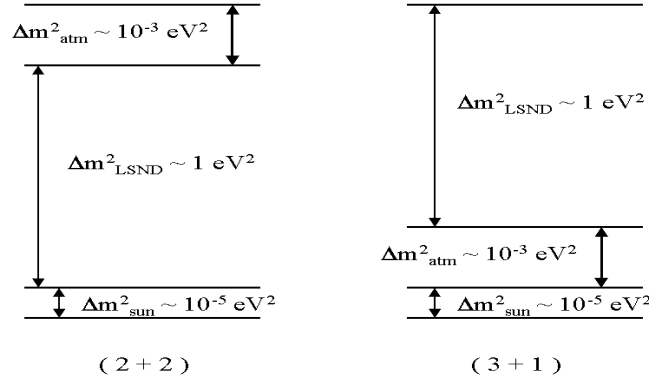


FIG. 1.5 – Spectres de masses dans le cas de quatre saveurs de neutrinos.

$$|\Delta m_{21}^2| = \Delta m_{sol}^2 \sim 10^{-5} eV^2$$

$$|\Delta m_{32}^2| = \Delta m_{atm}^2 \sim 10^{-3} eV^2$$

On peut alors exprimer deux des masses en fonction de la troisième, de Δm_{atm}^2 et Δm_{sol}^2 , et l'on obtient des spectres de masses de type *hiérarchie normale* pour lequel $m_1 < m_2 < m_3$, ou de type *hiérarchie inversée* pour lequel $m_3 \ll m_1 \sim m_2$ (voir figure 1.6).

1.4.3 Les limites cosmologiques

Une troisième série d'expériences permet d'obtenir des informations sur la masse des neutrinos : les mesures de paramètres cosmologiques et astrophysiques. Mais là encore, on n'obtient que des informations partielles, et l'extraction de limites sur les masses m_1, m_2, m_3 nécessite de faire attention aux modèles et hypothèses utilisés. En particulier, je ne peux être complètement d'accord avec l'analyse la plus récente que j'aie trouvée sur ce sujet [12] : cette analyse envisage en effet plusieurs cas de hiérarchie de masse des neutrinos alors que les résultats utilisés présupposent une dégénérescence des trois états de masse. Il faut également se méfier des valeurs des résultats utilisés, qui peuvent varier selon les expériences que l'on décide d'inclure ou non dans l'ajustement final.

Plus précisément, on peut montrer que les neutrinos peuvent contribuer à la densité de matière dans l'univers par la relation [28] :

$$\Omega_\nu h^2 = \frac{\sum_i m_i}{M}$$

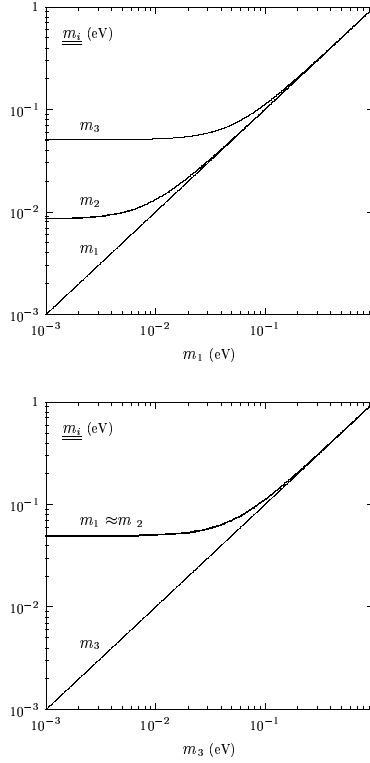


FIG. 1.6 – Spectres de masses dans le cas de trois saveurs de neutrinos. En haut, hiérarchie dite normale, en bas hiérarchie dite inversée (figures modifiées à partir de la figure 2.2 de la référence [12]).

Dans cette relation, Ω_ν est le rapport de la densité de neutrinos à la densité critique de l'univers, h est la constante de Hubble (exprimée en unités de 100 km/s/Mpc), et M est une constante qui vaut 93.5 ou 94 eV selon les auteurs. Les masses de neutrinos sont exprimées en eV, et la somme porte sur les neutrinos suffisamment légers pour se découpler de l'équilibre thermique électron-positon à une température de l'ordre du MeV tout en restant relativistes.

En 2003, la collaboration WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) a publié une série impressionnante de résultats dont notamment l'article [29] dans lequel est indiquée la limite :

$$\Omega_\nu h^2 < 0.0067 \text{ ou } 0.0076 \quad (95\% \text{ C.L.})$$

La première limite inclut les résultats de WMAP, ceux des expériences d'analyse du fond cosmologique (CBI, ACBAR), et ceux de l'expérience d'observation des structures galactiques de grandes dimensions (2dF Galaxy Redshift Survey). La seconde limite prend en compte les mesures relatives à l'analyse du dévelop-

pement en ondes sphériques du spectre Lyman α . La limite conservative de 0.0076 donne alors :

$$\sum_i m_i < 0.71 \text{ eV} \quad (95\% \text{ C.L.}, N_\nu = 3)$$

La collaboration WMAP précise que leur analyse combinée, basée sur une méthode de cumul de maximum de vraisemblance, n'est valable que pour le cas de trois neutrinos dégénérés en masse. Dans le cas contraire (et en particulier dans le cas d'une hiérarchie forte dans laquelle on aurait $m_{\nu_e} \ll m_{\nu_\tau}$), l'effet des neutrinos sur le fond cosmologique et sur le développement multipolaire des structures galactiques serait indétectable.

En posant donc ces conditions préalables, on obtient simplement pour trois types de neutrinos :

$$m_i < 0.24 \text{ eV}$$

Il faut noter que certains auteurs [30] prétendent que l'extraction de la limite sur la somme des masses des neutrinos devrait faire intervenir d'autres paramètres que Ω_ν et h . Ils arrivent ainsi, toujours pour trois types de neutrinos, à une limite plus élevée :

$$\sum_i m_i < 1.0 \text{ eV} \quad (95\% \text{ C.L.}, N_\nu = 3)$$

et pour quatre types de neutrinos, ils obtiennent :

$$\sum_i m_i < 1.4 \text{ eV} \quad (95\% \text{ C.L.}, N_\nu = 4)$$

ce qui laisse un peu de place pour accepter les résultats de LSND.

1.4.4 Le cas particulier de la désintégration $\beta\beta 0\nu$

Les expériences précitées ne permettent pas de trancher entre la nature Dirac ou Majorana du neutrino. A ce jour, seule la mise en évidence de la double désintégration β sans émission de neutrino serait une preuve de la nature Majorana des neutrinos. On entend d'ailleurs souvent à ce sujet le raisonnement suivant : *si l'on montre que la désintégration $\beta\beta 0\nu$ est impossible, alors c'est que les neutrinos sont des particules de Dirac*. Ce raisonnement est malheureusement faux, la situation étant plus complexe qu'elle ne paraît au premier abord.

En effet, il faut comprendre dans un premier temps que ce processus s'effectue au sein de noyaux, et la section efficace différentielle correspondante fait intervenir un jeu d'éléments de matrice nucléaire $\{M_{nucl}\}$ dont l'évaluation reste difficile malgré les progrès réalisés dans ce domaine par des calculs de type modèle en couches ou pn-QRPA.

Dans un second temps, on peut remarquer que ce processus fait intervenir des courants gauches, mais aussi des courants droits. Dans la section efficace, les termes associés aux courants gauches sont proportionnels à la masse $\langle m \rangle_{ee}$

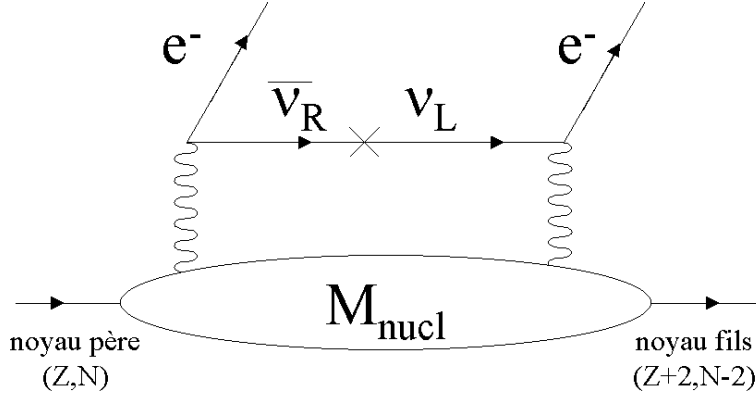


FIG. 1.7 – Illustration de la désintégration $\beta\beta\nu$ avec échange d'un neutrino de Majorana et intervention des effets nucléaires.

du neutrino (voir plus loin), mais pas les termes associés aux courants droits. On peut noter symboliquement :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = f_L(\{M_{nucl}\} \cdot \langle m \rangle_{ee}) + f_R$$

On peut montrer [11], à l'aide de relations d'unitarité des matrices mises en jeu, que, si les neutrinos sont de masse nulle, alors le terme droit f_R reste nul à l'ordre $1/M_N^2$ où M_N désigne la masse des neutrinos lourds (voir le modèle de *seesaw* décrit plus haut). Inversement, si l'on observe un effet de type $\beta\beta\nu$ non nul, il peut être difficile d'attribuer les parts respectives des termes gauche f_L et droit f_R et donc d'extraire la masse $\langle m \rangle_{ee}$.

Enfin, la masse effective $\langle m \rangle_{ee}$ qui intervient dans le terme gauche est elle-même source d'ennuis. Son expression exacte [11] est de la forme :

$$\langle m \rangle_{ee} = \left| \sum_i m_i V_{ei}^2 F(m_i, A) \right|$$

Dans cette expression, la somme sur i s'étend en principe à tous les neutrinos échangés dans le processus (neutrinos légers et neutrinos lourds), m_i désigne la masse de ces neutrinos, et les V_{ei} sont les éléments de la matrice de passage des états de masse aux états de saveur. La fonction $F(m_i, A)$ rapporte le potentiel de Yukawa du neutrino échangé entre deux nucléons distants de r à celui d'une interaction de portée infinie :

$$F(m_i, A) = \frac{\langle e^{-m_i r} / r \rangle}{\langle 1/r \rangle}$$

Dans le cas général, cette fonction dépend du type de noyau dans lequel se produit la désintégration. Dans le cas particulier où l'on néglige l'effet d'échange

des neutrinos lourds alors cette fonction devient universelle et est de l'ordre de l'unité, et la masse de neutrino mise en jeu est simplement :

$$\langle m \rangle_{ee} = \left| \sum_i m_i V_{ei}^2 \right|$$

On remarquera alors que ce sont les éléments de matrice V_{ei} eux-mêmes qui interviennent dans cette expression, et non leur module. En conséquence, il est possible que des compensations de phase entrent en jeu, et que $\langle m \rangle_{ee}$ soit nulle (et donc qu'on n'observe pas de processus $\beta\beta 0\nu$) même si les neutrinos sont de type Majorana. Pour terminer, je signalerai qu'il est difficile de relier cette masse effective $\langle m \rangle_{ee}$ aux masses (tout aussi effectives d'ailleurs) mesurées ou contraintes dans les autres types d'expériences.

En résumé, les effets d'éléments de matrice nucléaires, l'intervention des courants droits, la possibilité d'échange de neutrinos lourds et la possibilité de compensations de phases non triviales font qu'il est nécessaire de rester très prudent quant à l'analyse des résultats d'expériences sur la double désintégration β sans émission de neutrino.

Les expériences les plus sensibles ont été réalisées à partir de l'étude du noyau ${}^{76}\text{Ge}$. En particulier, l'expérience de Heidelberg-Moscou [31] donne :

$$\langle m \rangle_{ee} < (0.35 - 1.24) \text{ eV}$$

L'incertitude sur cette limite provient essentiellement du calcul des éléments de matrice nucléaires. Certains auteurs [32] ont cru voir dans cette expérience la mise en évidence de la désintégration $\beta\beta 0\nu$, mais leurs arguments ont été largement réfutés par la communauté [33].

1.5 En conclusion

La masse d'une particule élémentaire est l'une de ses caractéristiques fondamentales, et pourtant le concept de masse et la mesure de la masse des fermions ne sont clairement définis que dans le cas des leptons chargés. Pour les quarks, le confinement complique la définition théorique et la confrontation aux données expérimentales, qui ne portent que sur les hadrons. Pour les neutrinos, la situation est complexe sur le plan théorique et les mesures restent délicates.

La masse reste une notion de base et cette notion est complexe. [34]

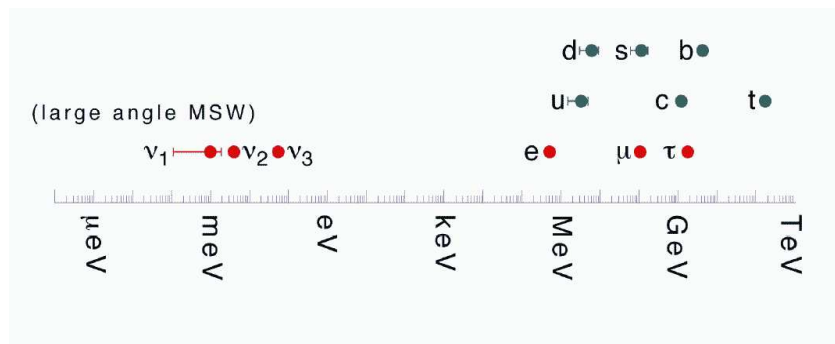


FIG. 1.8 – Distribution des masses des fermions. Figure extraite et modifiée de [35].

Chapitre 2

Mélange des saveurs et violation de CP

*La vie est complexe :
elle a une partie réelle
et une partie imaginaire.*
Anonyme.

Il est temps maintenant de rentrer dans le vif du sujet : les saveurs des fermions sont mélangées dans le processus de génération des masses, et ce mélange des saveurs est responsable de la violation des symétries CP et T. J'essaierai de préciser ici la place de l'analyse des oscillations dans l'étude de cette violation de CP.

2.1 La matrice de mélange

2.1.1 Précisions sur la notion de mélange

J'ai longuement discuté du mécanisme de génération de masses dans le chapitre précédent, ce qui m'a permis de faire apparaître la matrice de mélange des saveurs : si l'on se place dans une base dans laquelle la matrice de masse M_u des saveurs u, c, t (respectivement M_l pour e, μ, τ) est diagonale, alors la matrice de masse M_d des saveurs d, s, b (respectivement M_ν pour ν_e, ν_μ, ν_τ) n'est *a priori* pas diagonale. En reprenant les notations du premier chapitre, je diagonaliserai M_d par une transformation bi-unitaire :

$$U_d^\dagger M_d V_d = D_d$$

et V_d pourra être absorbée dans une redéfinition des phases des champs droits. Par contre, U_d^\dagger (qui peut être vue comme agissant sur les champs gauches) ne peut être supprimée de l'expression du Lagrangien d'interaction par courant chargé :

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \overline{(d', s', b')_L} U_d^\dagger \gamma^\sigma \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_L W_\sigma^+ + \text{herm.conj.}$$

où d', s', b' représentent les états de masses définies. La matrice de mélange U_d est appelée matrice CKM, du nom de Cabbibo, Kobayashi et Maskawa.

Dans le cas des leptons, le fait que les neutrinos soient de Dirac ou de Majorana ne modifie pas le raisonnement. En effet, dans le cas Dirac, on diagonalisera M_ν à l'aide de deux matrices :

$$U_\nu^\dagger M_\nu V_\nu = M_\nu$$

alors qu'une seule matrice intervient dans la diagonalisation de la matrice de masse des neutrinos de Majorana :

$$U_\nu^\dagger M_\nu U_\nu^* = M_\nu$$

Dans chaque cas, seule la matrice U_ν (matrice MNS du nom de Maki, Nakagawa et Sakata) intervient dans l'expression du courant chargé :

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \overline{(\nu_1, \nu_2, \nu_3)_L} U_\nu^\dagger \gamma^\sigma \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix}_L W_\sigma^+ + \text{herm.conj.}$$

On voit ainsi que le théoricien parlera plutôt d'un mélange des états propres de masse, alors que l'expérimentateur, qui n'a pas d'accès direct à ces états de masse, parlera plutôt d'un mélange des saveurs.

2.1.2 Paramètres et paramétrisations

Pour un nombre $N = 3$ de familles de fermions, la matrice de mélange comporte *a priori* $N^2 = 9$ paramètres parmi lesquels on trouve $N(N-1)/2 = 3$ angles de mélange (réels), et donc *a priori* 6 phases. Si les fermions sont des particules de Dirac, on peut choisir librement les phases des champs de ces fermions, ce qui permet d'absorber $2N-1 = 5$ phases : il reste donc $(N-1)(N-2)/2 = 1$ phase. Dans le cas où les neutrinos sont des fermions de Majorana, on ne peut choisir librement leurs phases. Le nombre de phases irréductibles dans la matrice de mélange est alors égal au nombre d'angles de mélange, soit $N(N-1)/2 = 3$.

Le cas des quarks

Dans le cas des fermions de Dirac, il existe douze représentations de la matrice de mélange en termes de trois angles et une phase, mais neuf représentations seulement sont structurellement indépendantes. Lorsque j'étudiais au LEP avec le détecteur DELPHI les oscillations des B^0 , j'utilisais, pour représenter la matrice CKM, la paramétrisation de Wolfenstein [36]. En reprenant la notation traditionnelle V pour la matrice U_d , cette paramétrisation s'écrit :

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

avec λ de l'ordre de 0.22, A de l'ordre de 0.83 et $\rho \sim 0.17, \eta \sim 0.36$. Cette paramétrisation est un développement à l'ordre λ^3 de la représentation préférée par le Particle Data Group :

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} \\ 0 & e^{i\delta_{13}} & 0 \\ -\sin \theta_{13} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Dans cette représentation, la phase δ_{13} est de l'ordre de 59° . En 2002 est apparue dans le Particle Data Booklet la paramétrisation de Wolfenstein à des ordres plus élevés, et l'on utilise maintenant les paramètres $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ définis par :

$$\bar{\rho} = \rho(1 - \lambda^2/2) \quad \bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2/2)$$

Quel que soit le degré de développement de la paramétrisation de Wolfenstein, la représentation choisie par le Particle Data Group présente l'avantage de montrer clairement la hiérarchie des mélanges, hiérarchie qui n'est pas sans rappeler celle des masses des quarks. Le développement à l'ordre λ^3 permet par ailleurs de faire porter le poids de la phase sur V_{ub} et V_{td} (termes en $\rho - i\eta$) : V_{ub} est accessible par l'étude des désintégrations semileptoniques inclusives ou exclusives des mésons B , et V_{td} intervient naturellement dans les oscillations des B_d^0 .

Certains auteurs [6] ont récemment mis en valeur la représentation suivante :

$$V = \begin{pmatrix} \cos \theta_u & \sin \theta_u & 0 \\ -\sin \theta_u & \cos \theta_u & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\phi} & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_d & -\sin \theta_d & 0 \\ \sin \theta_d & \cos \theta_d & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Cette paramétrisation permet de séparer clairement le mélange dans le secteur des quarks lourds (t et b par θ) et le mélange dans le secteur des quarks légers (θ_u pour u et c , θ_d pour d et s). Ceci permet de développer des études intéressantes à la limite chirale ($m_u \rightarrow 0, m_d \rightarrow 0$) ou à la limite des quarks lourds ($m_t \rightarrow \infty, m_b \rightarrow \infty$). Par ailleurs, il apparaît que la phase ϕ vaut $91.1^\circ \pm 11.8^\circ$: le fait que cette valeur soit proche de $\pi/2$ et le fait que les valeurs de θ_u et θ_d

restent faibles (de l'ordre de 0.0805 radians et 0.204 radians) sont mis à profit par les auteurs de [6] pour dériver les relations :

$$\theta_u^2 \sim \frac{m_u}{m_c} \sim \frac{m_c}{m_t}$$

$$\theta_d^2 \sim \frac{m_d}{m_s} \sim \frac{m_s}{m_b}$$

et ainsi construire les matrices de masses M_u et M_d à partir de matrices de rang un construites sur la base de m_t et m_b . Enfin, les trois angles de mélange restent reliés à la physique de la beauté par les relations (exactes) :

$$\tan \theta_u = |V_{ub}/V_{cb}| \quad (\text{désint. semilept. du B})$$

$$\tan \theta_d = |V_{td}/V_{ts}| \quad (\text{oscillations du B})$$

$$\sin \theta = (|V_{ub}|^2 + |V_{cb}|^2)^{1/2}$$

Cette paramétrisation a donc un intérêt théorique indéniable, mais les expérimentateurs restent attachés à la représentation *à la Wolfenstein* en termes de $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$.

Le cas des leptons

La paramétrisation de la matrice de mélange des neutrinos pose, par rapport au cas des quarks, quelques difficultés supplémentaires, et je noterai d'ailleurs qu'il n'y a pas à l'heure actuelle de paramétrisation officiellement retenue par le Particle Data Group. Il faut en effet faire intervenir deux phases supplémentaires, tenir compte du fait que les angles de mélange sont apparemment grands (le mélange est quasi maximal dans le cas des oscillations des neutrinos atmosphériques), et il faut également faire apparaître le découplage apparent entre les oscillations des neutrinos solaires et celles des neutrinos atmosphériques.

H.Fritzsch et Z.Z.Xing proposent la paramétrisation suivante [37] :

$$V = \begin{pmatrix} c_x c_z & s_x c_z & s_z \\ -c_x s_y s_z - s_x c_y e^{i\delta} & -s_x s_y s_z + c_x c_y e^{i\delta} & s_y c_z \\ -c_x c_y s_z + s_x s_y e^{i\delta} & -s_x c_y s_z - c_x s_y e^{i\delta} & c_y c_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\rho} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\sigma} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

avec trois angles de mélange notés θ_x , θ_y et θ_z (et les notations $c_x = \cos \theta_x$, $s_x = \sin \theta_x$, etc...), et trois phases notées δ , ρ et σ . La phase δ est celle qui reste si les neutrinos sont des fermions de Dirac, les phases ρ et σ sont les phases de Majorana. Les angles de mélange sont reliés à la physique des neutrinos par les relations (exactes) :

$$\tan \theta_x = |V_{e2}/V_{e1}| ; \tan \theta_y = |V_{\mu 3}/V_{\tau 3}| ; \sin \theta_x = |V_{e3}|$$

ce qui permet de relier les paramètres de mélange aux mesures expérimentales :

$$\theta_x \sim \theta_{\text{solaire}} ; \theta_y \sim \theta_{\text{atm}} ; \theta_z \sim \theta_{\text{CHOOZ}}$$

Un autre avantage de cette paramétrisation est qu'elle conserve une forme invariante lorsque l'on introduit les effets de matière dans le problème, c'est à dire le fait que les neutrinos électroniques peuvent subir des interactions par courant chargé avec les électrons atomiques alors que les neutrinos muoniques et du tau n'interfèrent que par courants neutres.

Pour terminer, je signalerai qu'il existe une paramétrisation à la *Wolfenstein* [12] :

$$V = \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{1 - A^2 \Lambda^4}}{-A \Lambda^2 \sqrt{1 - \Lambda^2}} & \frac{A \Lambda^2}{\sqrt{(1 - \Lambda^2)(1 - A^2 \Lambda^4)}} & \frac{B \Lambda^8 e^{-i\delta}}{\Lambda} \\ \Lambda^3 (A - B \sqrt{(1 - \Lambda^2)(1 - A^2 \Lambda^4)}) e^{i\delta} & -\Lambda \sqrt{1 - A^2 \Lambda^4} & \sqrt{1 - \Lambda^2} \end{pmatrix}$$

Pour prendre en compte correctement les phases de Majorana, il faudrait multiplier cette matrice à droite par une matrice diagonale $\{e^{i\rho}, e^{i\sigma}, e^{i\delta}\}$. Les paramètres A et B sont fonctions des angles θ_{CHOOZ} , θ_{atm} et $\theta_{solaire}$, ils sont de l'ordre de l'unité. Le paramètre de développement Λ est simplement $\sin \theta_{atm} \sim 0.5$, plus grand que son pendant $\lambda \sim 0.22$ dans le secteur des quarks.

L'un des intérêts de cette paramétrisation est qu'elle permet de transposer au secteur des leptons les relations mélanges-masses obtenues dans le secteur des quarks. En simplifiant, on a :

$$\lambda \sim f\left(\sqrt{m_u/m_c}, \sqrt{m_d/m_s}\right) \quad ; \quad \Lambda \sim f\left(\sqrt{m_2/m_3}, \sqrt{m_\mu/m_\tau}\right)$$

On peut alors expliquer la faible valeur de λ (donc la faible valeur du mélange dans le secteur des quarks) à partir de la forte hiérarchie des masses, et on explique de même la valeur plus élevée de Λ (donc le mélange fort dans le secteur des leptons) à partir d'une hiérarchie de masse moins marquée pour les neutrinos.

2.2 Violation de CP

J'ai discuté dans la section précédente des ordres de grandeur des (modules des) éléments des matrices de mélange. Je voudrais ici revenir sur la présence de phase(s) dans ces matrices et sur les conséquences associées : dans la mesure où la fonction d'onde d'une antiparticule est liée au complexe conjugué de la fonction d'onde de la particule, je dirai un peu rapidement que les matrices de mélange des antisaveurs et des saveurs sont conjuguées l'une de l'autre. La présence de nombres complexes dans ces matrices entraîne alors une différence de comportement entre les particules et les antiparticules : voilà expliquée simplement la violation de CP. Je pourrais ajouter plus simplement encore que la conservation de CPT fait qu'une mesure de violation de CP est une mesure de violation de T. Enfin, l'une des conséquences de l'existence du mélange des saveurs est la possibilité d'oscillations, et l'on entend souvent dire qu'il suffit d'étudier ces oscillations pour mesurer la violation de CP.

2.2.1 Violation de CP et hiérarchies de masse

Quelques précisions s'imposent cependant. En se plaçant dans le cas de particules de Dirac, et en posant $i, j, k = u, c, t$ ou ν_e, ν_μ, ν_τ , ainsi que $\alpha, \beta, \gamma = d, s, b$ ou ν_1, ν_2, ν_3 , on peut introduire la quantité :

$$\text{Im}(V_{i\alpha}V_{j\beta}V_{i\beta}V_{j\alpha}) = \mathcal{J} \sum_{k,\gamma} \epsilon_{ijk} \epsilon_{\alpha\beta\gamma}$$

qui résume à elle seule le caractère complexe de la matrice de mélange des saveurs. Le facteur \mathcal{J} , invariant de Jarlskog [38], s'écrit :

$$\mathcal{J}^2 = |V_{i\alpha}|^2 |V_{j\beta}|^2 |V_{i\beta}|^2 |V_{j\alpha}|^2$$

$$-\frac{1}{4} \left(1 + |V_{i\alpha}|^2 |V_{j\beta}|^2 + |V_{i\beta}|^2 |V_{j\alpha}|^2 - |V_{i\alpha}|^2 - |V_{j\beta}|^2 - |V_{i\beta}|^2 - |V_{j\alpha}|^2 \right)^2$$

En reliant matrice de mélange des saveurs et matrice de masse, on peut montrer que :

$$\mathcal{J} \propto \Pi(m_i - m_j)(m_\alpha - m_\beta)$$

et il faut et il suffit que \mathcal{J} soit non nul pour qu'il y ait violation de CP.

Les relations ci-dessus permettent de montrer que la mesure de violation de CP peut être obtenue en mesurant uniquement les modules des éléments des matrice de mélange (ce qui revient à mesurer les longueurs des côtés des triangles d'unitarité, voir ci-dessous). Par ailleurs, ces relations montrent qu'il suffit que deux fermions de type i (ou α) soient dégénérés en masse pour que la symétrie CP soit conservée. On connaît la forte hiérarchie des masses dans le secteur des quarks, et l'on s'attend donc à une violation de CP dans ce secteur. Dans le secteur des leptons, pour des neutrinos de Dirac, il y a équivalence entre non dégénérescence en masse, violation de CP et oscillation des neutrinos.

Le cas des neutrinos de Majorana est plus complexe : trois phases non nulles peuvent entrer dans le jeu. Il est possible de montrer que la présence d'une seule phase non nulle dans la matrice de mélange des saveurs est une condition nécessaire et suffisante pour faire apparaître la violation de CP, mais la condition de dégénérescence en masse est modifiée. En effet, la symétrie CP peut être violée même si au moins deux neutrinos de Majorana sont dégénérés en masse, à condition que les CP-parités de ces neutrinos de Majorana soient opposées. Il y aurait alors violation de CP sans oscillation de neutrinos.

2.2.2 Violation de CP et violation de T

Une nuance existe entre violation de CP et violation de T en particulier dans le secteur des neutrinos. Je ne me permettrai pas de remettre en cause la validité du théorème CPT : d'un point de vue théorique, la violation de CP, c'est à dire :

$$\mathcal{A}_{CP} = P(\nu_i \rightarrow \nu_j) - P(\bar{\nu}_i \rightarrow \bar{\nu}_j) \neq 0$$

et la violation de T, définie par les asymétries :

$$\mathcal{A}_T = P(\nu_i \rightarrow \nu_j) - P(\nu_j \rightarrow \nu_i) \neq 0$$

$$\text{ou } \mathcal{A}_T = P(\bar{\nu}_i \rightarrow \bar{\nu}_j) - P(\bar{\nu}_j \rightarrow \bar{\nu}_i) \neq 0$$

sont complètement équivalentes, ces violations sont mesurées par le même paramètre \mathcal{J} .

Du point de vue expérimental par contre, les effets de matière peuvent introduire une distinction subtile. Ces effets de matière sont liés au fait que les longueurs d'oscillation sont grandes dans le cas des neutrinos, et les faisceaux de neutrinos utilisés dans ces expériences de grande distance (*long baseline*) traversent la matière terrestre. Les neutrinos ν_μ et ν_τ n'interagissent que par courant neutre avec cette matière alors que les ν_e peuvent interagir également par courant chargé avec les électrons atomiques. Il y a donc un terme supplémentaire dans l'expression du Hamiltonien d'interaction des neutrinos électroniques, et ce terme change de signe pour des antineutrinos électroniques. De ce fait, dans les asymétries rappelées ci-dessus, les effets de matière ont tendance à s'ajouter pour la violation de CP, et à se compenser pour la violation de T.

Dit autrement, les expériences de mesure de violation de T sont moins sensibles aux effets de matière que les expériences de mesure de violation de CP. Il est par contre plus facile de mettre en oeuvre une expérience d'étude de violation de CP (simple (!) changement du faisceau de particules en antiparticules) que de violation de T.

2.2.3 Violation de CP et oscillations

Pour contraindre ce modèle de description de violation de CP par l'existence d'une phase dans la matrice de mélange, il faut vérifier les conditions d'unitarité de cette matrice (je rappelle que je la note dorénavant V) :

$$\sum_{\alpha} V_{i\alpha}^* V_{j\alpha} = \delta_{ij} \text{ et } \sum_i V_{i\alpha}^* V_{i\beta} = \delta_{\alpha\beta}$$

Les conditions d'orthogonalités (cas $i \neq j$ et $\alpha \neq \beta$ dans les relations ci-dessus) peuvent être représentées graphiquement dans le plan complexe par six triangles, les célèbres *triangles d'unitarité* (voir figures 2.1 et 2.6). On a besoin pour construire ces six triangles de dix-huit longueurs indépendantes et de seulement neuf angles. Chaque triangle a une aire égale à $\mathcal{J}/2$, et ces triangles se ressemblent beaucoup deux à deux du point de vue de leur forme.

Les conditions de normalisation (cas $i = j$ et $\alpha = \beta$) conduisent à introduire deux nouvelles quantités, dites asymétries hors-diagonale :

$$\mathcal{A}_{ud-cs-tb} = |V_{us}|^2 - |V_{cd}|^2 = |V_{cb}|^2 - |V_{ts}|^2 = |V_{td}|^2 - |V_{ub}|^2$$

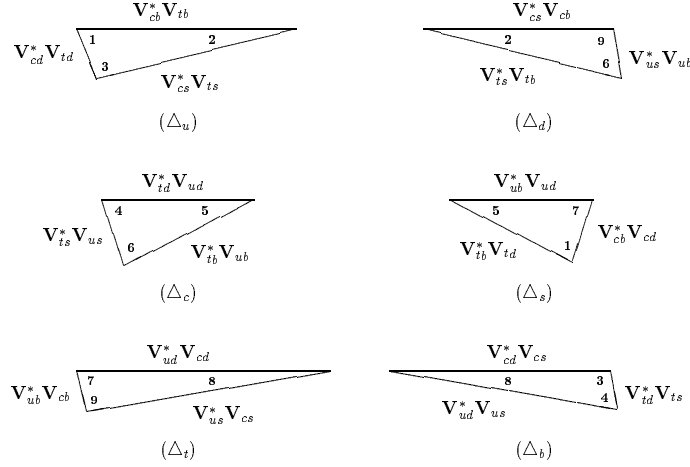


FIG. 2.1 – Triangles d’unitarité dans le secteur des quarks [6]. Chaque triangle est identifié par le quark qui n’apparaît pas dans les côtés du triangle.

$$\mathcal{A}_{ub-cs-td} = |V_{us}|^2 - |V_{cb}|^2 = |V_{cd}|^2 - |V_{ts}|^2 = |V_{tb}|^2 - |V_{ud}|^2$$

(avec des expressions équivalentes dans le secteur des leptons). Si ces asymétries sont nulles, alors la matrice de mélange des saveurs est symétrique par rapport à l’axe correspondant aux indices de \mathcal{A} . Dans ce cas, la ressemblance entre les triangles d’unitarité est parfaite : il y a congruence par paires. Remarquons que cette congruence dans le secteur des quarks relie les triangles par famille (voir Δ_u et Δ_d , Δ_c et Δ_s , Δ_b et Δ_b sur la figure 2.1), alors que les paires de triangles obtenues dans le secteur des leptons dépendent de la hiérarchie considérée : on peut être amené à relier Δ_e et Δ_3 , Δ_μ et Δ_2 , Δ_τ et Δ_1 comme dans le cas de la figure 2.6

Or, on sait aujourd’hui que ces asymétries ne sont pas nulles dans le secteur des quarks ($\mathcal{A}_{ub-cs-td} \gg \mathcal{A}_{ud-cs-tb} \sim \mathcal{J} \sim 10^{-5}$), ni dans le secteur des leptons (en particulier $\mathcal{A}_{e1-\mu2-\tau3} > 0$). Il est donc nécessaire *a priori* d’analyser les six triangles d’unitarité de chaque secteur. Pour chaque triangle, il faut mesurer les longueurs des trois côtés, et les trois angles pour vérifier la cohérence de l’ensemble : voyons maintenant comment l’étude des oscillations permet d’accéder à ces mesures.

Le cas des quarks

Dans le secteur des quarks, les oscillations concernent les mésons neutres K^0 , D^0 , B_d^0 et B_s^0 . Ces oscillations sont rendues possibles par l’existence de diagrammes en boîte (oscillation simple) et l’existence d’états de désintégrations communs aux mésons et aux antimésons (interférence oscillation-désintégration).

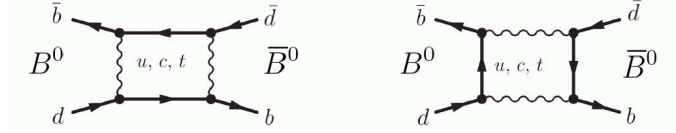


FIG. 2.2 – Diagrammes en boîte pour l’oscillation du B_d^0 .

Il apparaît évidemment que les études des oscillations de ces mésons neutres sont complémentaires pour contraindre les triangles d’unitarité. Il semble également que cet ensemble de mésons neutres forme un système complet pour étudier la violation de CP, dans la mesure où les cinq premiers quarks (u, d, s, c, b) apparaissent dans ces mésons, le dernier quark (top) apparaissant dans les lignes virtuelles des diagrammes en boîte.

Cependant, l’étude expérimentale des oscillations des mésons charmés (D^0) est difficile, voire impossible. Tout d’abord, la fréquence d’oscillation $D^0 - \bar{D}^0$, liée à la différence Δm_D des masses mises en jeu, est très faible, la différence des temps de vie est très faible ($\Delta\Gamma_D/\Gamma_D \ll 1$), et surtout la période d’oscillation est très grande devant les temps de vie ($\Delta m_D/\Gamma_D \ll 1$) (voir figure 2.3).

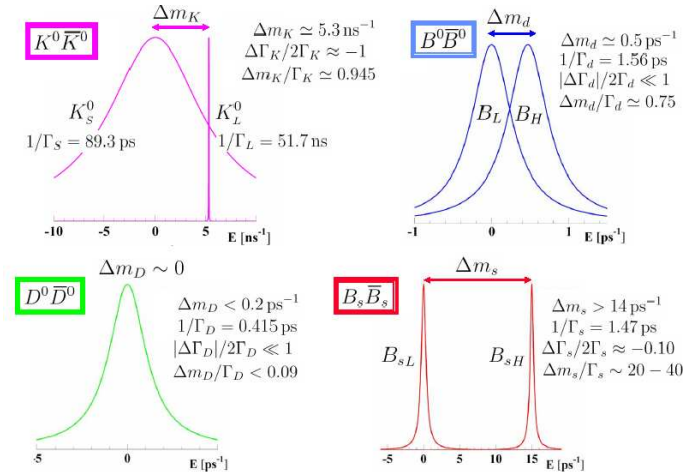


FIG. 2.3 – Paramètres relatifs à l’oscillation des mésons neutres. Figure extraite de la présentation de G.Hamel de Monchenault à l’Ecole de Gif 2003.

Par ailleurs, il est difficile de sélectionner les événements charmés dans le fond d’événements de beauté (que l’on peut caractériser par des vertex secondaires déplacés ou des traces à grand paramètre d’impact) ou d’événements associés aux saveurs légères (que l’on caractérisera au contraire par l’absence de grands paramètres d’impact).

En conséquence, les études *accessibles* des oscillations ne permettront pas

de contraindre complètement l'ensemble des triangles d'unitarité. Pire encore, un simple coup d'oeil à la figure 2.1 permet de voir que quatre triangles sont relativement plats, les angles notés 2 et 8 sont petits et donc difficilement mesurables. L'effort expérimental porte donc sur les triangles restants notés Δ_c et Δ_s . Dans la mesure où l'asymétrie hors-diagonale $\mathcal{A}_{ud-cs-tb}$ reste faible, ces deux triangles sont quasi-semblables. Le lecteur courageux pourra vérifier sur la base des paramétrisations de Wolfenstein que Δ_s se dessine facilement dans le plan $\bar{\rho}, \bar{\eta}$ alors que Δ_c correspond plutôt aux paramètres ρ, η .

Je choisirai de baser la suite de la présentation sur le triangle Δ_s qui permet de faire intervenir la physique de la beauté de façon simple. Ce triangle correspond à la relation :

$$V_{ub}^* V_{ud} + V_{cb}^* V_{cd} + V_{tb}^* V_{td} = 0$$

En normalisant les longueurs des côtés par $A\lambda^3$, on obtient le triangle de la figure 2.4. Les angles α, β et γ qui apparaissent sur cette figure sont parfois notés respectivement ϕ_2, ϕ_1 et ϕ_3 (juste pour compliquer les notations...).

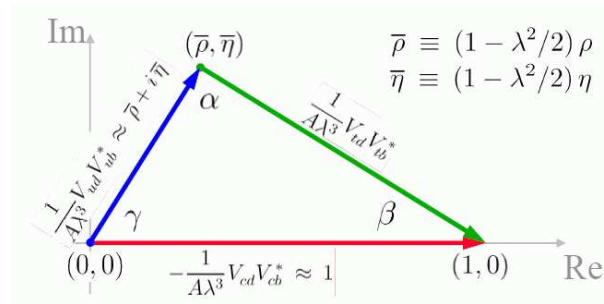


FIG. 2.4 – Le triangle d'unitarité Δ_s .

On voit alors que l'étude des oscillations du B_d , qui font intervenir V_{td} et V_{tb} dans les diagrammes en boîte, permet de mesurer la longueur d'un des côtés de ce triangle. Et c'est tout : pour mesurer l'autre côté (la base étant normalisée à l'unité), il faut accéder à V_{ub} , par l'intermédiaire par exemple de l'étude inclusive des désintégrations semileptoniques des B ou par celle de l'étude exclusive de canaux tels que $B \rightarrow \pi l \nu$ ou $B \rightarrow \rho l \nu$.

Les oscillations ne donnent pas non plus d'information sur les angles du triangle Δ_s . On pourra accéder à $\sin(2\beta)$ par l'étude de la désintégration $B \rightarrow J/\psi K$; pour mesurer $\sin(2\alpha)$, on utilisera les canaux $B \rightarrow \pi\pi$, $B \rightarrow \rho\pi$ et/ou $B \rightarrow 3\pi$; enfin les désintégrations de type $B \rightarrow DK$, $B \rightarrow \pi K$ ou $B \rightarrow KK$ permettent d'accéder à $\sin(2\gamma)$. L'ensemble de ces informations pourra être complété par l'analyse de la violation de CP dite indirecte dans le secteur des kaons, qui fournit une région hyperbolique pour le sommet du triangle.

Pour terminer, je préciserai que l'on étudie non seulement les oscillations du B_d^0 , mais aussi celle du B_s^0 . En effet, la fréquence x_d d'oscillation des B_d^0 est

reliée au produit des éléments de matrice par :

$$x_d = \frac{G_F^2}{6\pi^2} |V_{td}V_{tb}^*| m_t^2 f(m_t^2/m_W^2) \tau_B m_{B_d} B_{B_d} f_{B_d}^2 \eta_{QCD}$$

(en considérant que l'échange de top est dominant dans les diagrammes en boîte). Si la masse du quark top est maintenant connue, il reste des incertitudes élevées sur les calculs de la constante de sac B_{B_d} , de la constante de désintégration pseudoscalaire f_{B_d} et sur le facteur de correction radiative des gluons durs η_{QCD} . En formant le rapport x_d/x_s des fréquences d'oscillation du B_d^0 et du B_s^0 , on peut s'affranchir en partie de ces incertitudes, encore faut-il ajouter pour terminer le calcul (et relier ce rapport de fréquences à la longueur du côté du triangle) que $|V_{ts}| \sim |V_{cb}| \sim A\lambda^2 \dots$ On obtient alors un ajustement du type de celui de la figure 2.5, qui résume la place de l'étude des oscillations dans l'analyse de la violation de CP dans le secteur des quarks.

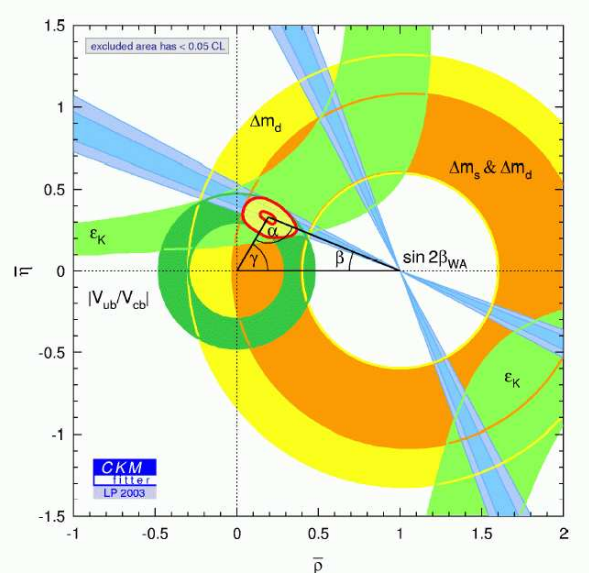


FIG. 2.5 – Contrainte du triangle d'unitarité dans le secteur des quarks (résultat du *CKM-fitter* pour la conférence Lepton-Photon 2003). Les études relatives aux oscillations permettent d'obtenir les cercles centrés sur le point (1,0). Les autres longueurs et les angles sont obtenus par d'autres études.

Le cas des leptons

La situation est différente dans le secteur leptonique, puisque tout y est affaire d'oscillations entre neutrinos. Par ailleurs, on dispose de moins d'information pour l'instant sur les effets de violation de CP et les asymétries hors-diagonales.

Il est possible dans ce secteur leptonique de tracer des triangles d'unitarité comme dans le cas des quarks (voir figure 2.6), voire des quadrangles d'unitarité s'il l'on veut prendre en compte une saveur de neutrino stérile [12].

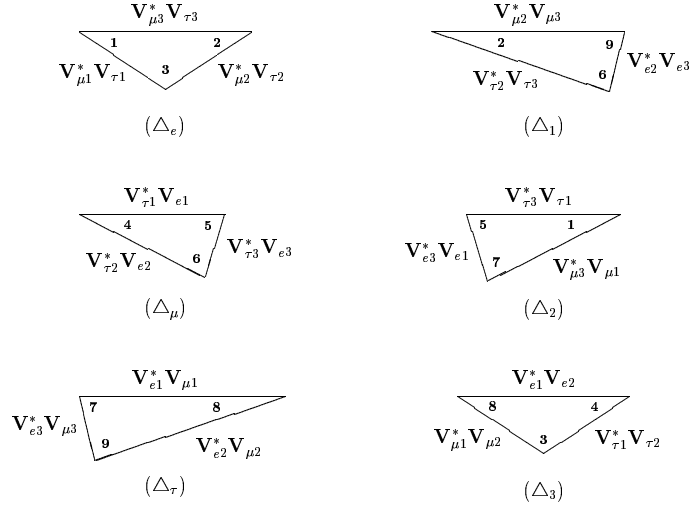


FIG. 2.6 – Triangles d'unitarité dans le secteur des leptons [6]. Chaque triangle est identifié par l'indice ou la saveur de lepton qui n'apparaît pas dans les côtés du triangle.

Il est cependant difficile de particulariser un de ces triangles comme cela est fait dans le secteur des quarks, d'autant plus que la forme de ces figures d'unitarité peut être profondément modifiée par les effets de matière. Aussi, plutôt que de raisonner sur les triangles liés aux relations d'orthogonalité, il sera plus facile de tester les relations de normalisation.

Dans un modèle simple à trois saveurs de neutrinos, et en supposant que les paramètres d'oscillation (angles de mélange et fréquences d'oscillation) sont indépendants, on peut écrire les probabilités d'oscillation sous la forme :

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 4 |V_{e3}|^2 |V_{\mu3}|^2 \sin^2 f_{atm} - 4 \text{Re} (V_{e1} V_{\mu2} V_{e2}^* V_{\mu1}^*) \sin^2 f_{sol} - 8 \mathcal{J} \sin f_{sol} \sin^2 f_{atm}$$

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = 4|V_{\mu 3}|^2 |V_{\tau 3}|^2 \sin^2 f_{atm} - 4Re(V_{\mu 1} V_{\tau 2} V_{\mu 2}^* V_{\tau 1}^*) \sin^2 f_{sol} - 8\mathcal{J} \sin f_{sol} \sin^2 f_{atm}$$

$$P(\nu_\tau \rightarrow \nu_e) = 4|V_{\tau 3}|^2 |V_{e 3}|^2 \sin^2 f_{atm} - 4Re(V_{\tau 1} V_{e 2} V_{\tau 2}^* V_{e 1}^*) \sin^2 f_{sol} - 8\mathcal{J} \sin f_{sol} \sin^2 f_{atm}$$

avec :

$$f_{atm} = f_{32} = \sin^2(1.27 \Delta m_{32}^2 (eV^2) L(km) / E(GeV)) \sim f_{31}$$

$$f_{sol} = f_{21} = \sin^2(1.27 \Delta m_{21}^2 (eV^2) L(km) / E(GeV))$$

et l'on peut avec une bonne approximation négliger les termes qui contiennent f_{sol} et \mathcal{J} devant ceux qui contiennent f_{atm} . A partir des premières expériences de type *long baseline*, qui sont adaptées à la mesure de f_{atm} , on pourra alors tester la relation de normalisation :

$$|V_{e 3}|^2 + |V_{\mu 3}|^2 + |V_{\tau 3}|^2 = 1$$

Par ailleurs, les expériences relatives aux neutrinos solaires devraient permettre d'accéder à $|V_{e 1}|$ et $|V_{e 2}|$, ce qui permettra de tester la relation de normalisation :

$$|V_{e 1}|^2 + |V_{e 2}|^2 + |V_{e 3}|^2 = 1$$

Il restera alors à déterminer la valeur de la phase responsable de la violation de CP, ce qui ne pourra vraisemblablement être fait que par les expériences de longue distance de seconde génération sur des faisceaux purs et intenses (par exemple issus d'usines à muons). Il faudra alors prendre en compte correctement les effets de matière, et croiser les doigts pour qu'il n'y ait que trois familles de neutrinos et pour que la solution du mystère des neutrinos solaires corresponde au modèle MSW à grand angle (sinon des effets de compensation peuvent apparaître). Il faudra aussi tirer au clair, à la fois sur le plan théorique et sur le plan expérimental, l'éventuelle interdépendance des paramètres d'oscillation (angles de mélange $\sin^2 \theta$ et fréquences d'oscillation Δm^2).

Chapitre 3

Physique de la beauté

*Il y a des idées qui, sur le papier, paraissent parfaites
et puis à l'épreuve de l'expérience elles se révèlent imparfaites
et personne ne sait pour quelle raison.*

Umberto Eco

3.1 Avertissement

J'essaierai dans cette partie de présenter une vue d'ensemble des résultats et des perspectives relatifs à la physique de la beauté utiles pour caractériser le triangle d'unitarité Δ_s . Dans la mesure où j'ai étudié les oscillations des mésons beaux et la production et la spectroscopie des particules lourdes, j'insisterai sur la mesure de la longueur des côtés de ce triangle, et sur celle de l'angle β associé au côté droit (voir figure 3.1).

Bien évidemment, la physique des mésons K , pour la reconstruction du sommet du triangle, et la physique des désintégrations rares des mésons beaux, pour la détermination des autres angles, sont également des domaines très riches et dans lesquelles la recherche est active et prometteuse. Je ne peux cependant revendiquer une quelconque participation à ces travaux, et je préférerai centrer la présentation qui suit sur des thèmes plus proches des études que j'ai développées.

Enfin, il ne faut pas oublier que ce triangle d'unitarité Δ_s ne représente qu'un des aspects d'une problématique plus vaste qui demanderait à contraindre par toutes les voies possibles (et pas seulement celles de la beauté) les trois angles de mélange et la phase de la matrice CKM. Et surtout à vérifier la cohérence de l'ensemble des contraintes obtenues dans les différentes études.

3.2 Les instruments de mesure

3.2.1 Avant les usines à B

Les détecteurs ARGUS et CLEO ont permis d'obtenir les premiers résultats sur la physique du b , en particulier le taux intégré d'oscillation du B_d^0 . C'est

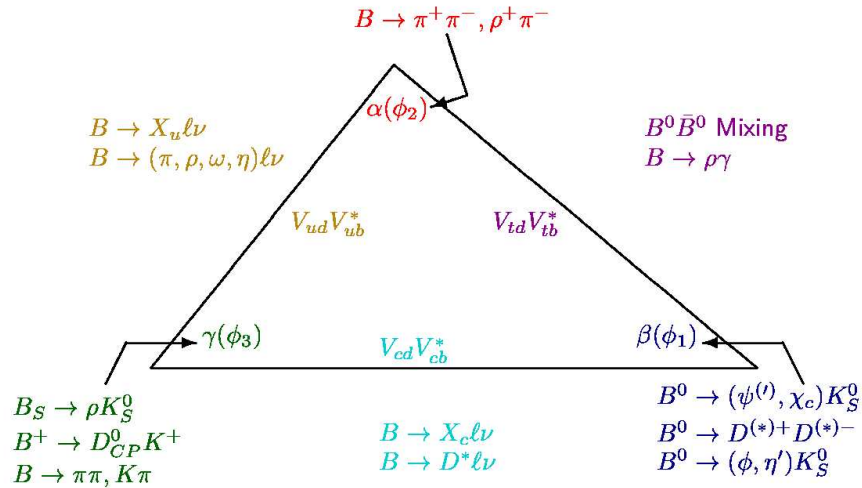


FIG. 3.1 – La physique de la beauté dans le triangle d’unitarité. Figure extraite de la présentation de W.T.Ford à la conférence FPCP03 (Paris, juin 2003).

ensuite auprès des collisionneurs LEP et Tevatron qu’il a été possible d’obtenir les premières mesures temporelles, et de développer des analyses relatives au B_s^0 et aux baryons beaux (Λ_b), grâce à des détecteurs de position précis (détecteur de microvertex en silicium) et des outils d’identification performants (utilisation de l’effet Cherenkov dans le RICH de DELPHI, mesure de dE/dx dans les chambres à projection temporelle TPC).

Ainsi, les durées de vie des particules belles sont connues avec une bonne précision, les fréquences d’oscillation des mésons beaux ont pu être mesurées, ou fortement contraintes, les taux de production et les rapports de branchement les plus importants ont également été mesurés, permettant ainsi d’estimer les longueurs des côtés du triangle d’unitarité. CDF, et maintenant D0 dans lequel a été installé un détecteur de microvertex devraient permettre de poursuivre, au run II du Tevatron, les études relatives au B_s^0 et aux baryons beaux.

Je noterai cependant que certaines analyses, pourtant basiques, n’ont pas encore éveillé l’intérêt auquel elles auraient pu prétendre, et ces études sont régulièrement absentes des dernières présentations en conférence : je fais ici allusion par exemple à l’étude comparative des facteurs de forme des particules lourdes [2].

3.2.2 Les usines à B

La physique du b se fait aujourd’hui à l’ $\Upsilon(4S)$ ($\sqrt{s} \sim 10.6$ GeV), sur des machines asymétriques pour permettre des mesures de temps de vol. Les paires $b\bar{b}$ sont produites dans un état cohérent, avec une section efficace de l’ordre du

nanobarn pour un fond de l'ordre de trois nanobarns. La moitié des particules belles produites correspond à $B^+ - B^-$, l'autre moitié à $B_d^0 - \overline{B}_d^0$. Les particules plus lourdes telles que le B_s^0 et les baryons beaux ne sont pas produites.

Les détecteurs BaBar (sur l'accélérateur PEP) et Belle (sur la machine KEKB) ont ainsi permis d'obtenir chacun de l'ordre de 85 millions de paires $b - \overline{b}$, et ont ouvert la voie aux mesures des angles du triangle d'unitarité en particulier $\sin(2\beta)$.

3.2.3 Le futur

La physique de la beauté se fera dans les prochaines années auprès des nouveaux collisionneurs hadroniques : le LHC, avec le détecteur LHCb mais aussi ATLAS et CMS, et le Tevatron avec l'expérience BTeV. De leur côté, les machines dédiées à l' $\Upsilon(4S)$ seront améliorées pour fonctionner à haute luminosité : $2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour PEP-II et le détecteur BaBar (contre $5 \cdot 10^{33}$ actuellement), voire 10^{35} à $10^{36} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour SuperKEKB et le détecteur Belle.

Ces accélérateurs et leurs détecteurs devraient être à la physique de la beauté ce que le LEP, ALEPH, DELPHI, OPAL et L3 ont été à la physique du Z^0 : de formidables outils pour des mesures de précision.

3.3 $|V_{cb}|$, la base du triangle d'unitarité

L'élément V_{cd} de la matrice CKM est simplement lié au sinus de l'angle de Cabibbo : ce paramètre est connu avec une bonne précision. Pour déterminer la longueur de la base du triangle d'unitarité, il reste à mesurer $|V_{cb}|$ (voir figure 3.1). On développe pour cela des analyses exclusives et des analyses inclusives.

3.3.1 L'analyse exclusive

La désintégration $b \rightarrow cl^- \overline{\nu}$ au niveau des quarks correspond à $\overline{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} l^- \overline{\nu}$ au niveau hadronique. Dans le cadre de la théorie effective des quarks lourds HQET, on peut écrire le taux de désintégration différentiel en fonction de la variable ω qui est liée au recul du méson charmé final dans le référentiel du méson beau initial :

$$\frac{d\Gamma}{d\omega} = \frac{G_F^2}{48\pi^3} g(\omega) F^2(\omega) |V_{cb}|^2$$

Dans cette expression, la fonction $g(\omega)$ est un facteur d'espace de phase connu, et $F^2(\omega)$ est le facteur de forme hadronique. Pour être très précis, il y a en fait trois facteurs de forme à prendre en compte. A la limite où le quark beau est infiniment lourd, le recul du méson charmé est nul et la variable ω tend vers 1. Les facteurs de forme tendent alors vers $F(1)$ qui vaut tout simplement 1 à quelques corrections près.

Il suffit donc de reconstruire des mésons charmés D^{*+} , par exemple dans leur mode de désintégration $D\pi(\text{soft})$ suivi de D en $K\pi(\pi)$, puis d'associer ces

mésons charmés à des leptons de charge négative caractéristiques de la désintégration du quark b (c'est à dire des leptons de grande impulsion et/ou de grande impulsion transverse).

Il faut ensuite reconstruire la variable ω avec la meilleure résolution possible. Les expériences réalisées à l' $\Upsilon(4S)$ (CLEO, BELLE) présentent l'avantage d'obtenir une bonne résolution sur cette variable ω et un bruit de fond faible par rapport aux expériences réalisées à haute énergie (LEP). Par contre, l'efficacité de sélection du pion dit *soft* chute pour les basses énergies de ce pion à l' $\Upsilon(4S)$, alors que le *boost* de ce pion aux énergies du LEP permet d'obtenir une efficacité quasiment constante.

Il reste à tenir compte de l'évolution du facteur de forme au cours de l'extrapolation vers $\omega = 1$ [39]. puis à estimer, à l'aide de modèles de quarks, de règles de somme et/ou de calculs sur réseau, les corrections non perturbatives que l'on doit apporter à la relation $F(1) = 1$.

La combinaison des résultats des expériences CLEO, BELLE, ALEPH, DELPHI et OPAL donne alors :

$$|V_{cb}| = (42.6 \pm 1.2(\text{exp.}) \pm 1.9(\text{th.}))10^{-3}$$

La précision expérimentale est limitée par des incertitudes systématiques : possibilité d'états plus excités de type D^{**} , incertitudes sur les rapports de branchement du méson charmé. La précision théorique est limitée autant par les incertitudes qui interviennent au cours de l'extrapolation du facteur de forme que par celles qui entrent dans le calcul des corrections à $F(1) = 1$.

Pour donner une idée des progrès réalisés au niveau de cette mesure, je rappellerai, sans commentaire, la valeur de V_{bc} que j'utilisais il y a une dizaine d'années au moment des premières prises de données auprès du LEP :

$$|V_{cb}| = (41 \pm 6)10^{-3}$$

3.3.2 L'analyse inclusive

On peut extraire V_{cb} de la mesure du rapport de branchement semileptonique du quark beau :

$$BR(b \rightarrow cl^{-}\bar{\nu}) = \gamma_{th}\tau_b |V_{cb}|^2$$

Grâce à l'ensemble important de particules belles produites au LEP, au Tévatron ou à l' $\Upsilon(4S)$, le temps de vie τ_b est mesuré avec une très bonne précision et l'erreur résultante sur V_{cb} est inférieure au pour cent. Le facteur théorique γ_{th} est moins bien connu et entraîne une incertitude plus élevée, de l'ordre de quelques pour cent. Ce facteur théorique est évalué à partir d'un développement en α_s et $1/m_b$, les valeurs des paramètres de ce développement pouvant être extraites par exemple des moments de la distribution en énergie des leptons et du système hadronique de l'état final.

La valeur moyenne retenue pour les conférences d'été 2003 était alors :

$$|V_{cb}| = (41.9 \pm 0.7(\text{exp.}) \pm 0.6(\text{th.}))10^{-3}$$

La limitation principale de cette mesure vient de la dérivation de γ_{th} et les usines à B devraient permettre d'améliorer les précisions sur les moments de distribution. Pour terminer, je ne me hasarderai pas à estimer une moyenne des résultats exclusif et inclusif : les lots d'événements correspondants sont bien évidemment hautement corrélés, et je ne peux prétendre maîtriser complètement les corrélations théoriques.

3.4 $|V_{ub}|$, le côté gauche du triangle d'unitarité

3.4.1 V_{ud} , V_{us} et le défaut d'unitarité

Le côté gauche du triangle d'unitarité est donné par $V_{ud}V_{ub}^*$. L'élément de matrice V_{ud} peut être mesuré à partir de l'étude des désintégrations β des noyaux, du neutron ou, dans une moindre mesure, du pion. Les valeurs obtenues sont parfois à la limite de la compatibilité. Les résultats issus de l'étude de la désintégration des noyaux ont une erreur statistique faible et des incertitudes systématiques élevées :

$$|V_{ud}| = 0.9740 \pm 0.0001(\text{stat.}) \pm 0.0008(\text{syst.})$$

et les effets sont inversés pour les mesures issues de l'analyse de la désintégration du neutron :

$$|V_{ud}| = 0.9721 \pm 0.0009(\text{stat.}) \pm 0.0004(\text{syst.})$$

Un problème d'unitarité apparaît alors. En prenant pour $V_{us} = \lambda$ une valeur de 0.2201 ± 0.0024 , et en négligeant V_{ub} qui est de l'ordre de 10^{-3} (voir section suivante), on s'aperçoit que :

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 < 1,$$

la déviation par rapport à l'unité pouvant aller de $(0.60 \pm 0.08)\%$ à $(23.4 \pm 0.4)\%$ selon la méthode utilisée pour calculer et combiner les différentes incertitudes, en particulier les incertitudes théoriques. Cette situation reste critique à l'heure actuelle.

3.4.2 Les mesures de $|V_{ub}|$

Une autre difficulté pour la mesure de la longueur du côté gauche du triangle d'unitarité vient de l'extraction de la valeur de $|V_{ub}|$. Certes, les mesures ne manquent pas (voir la figure 3.2 et les références [40], [41], [42], [43], [44]), mais le calcul d'une moyenne est rendu difficile par la corrélation des erreurs.

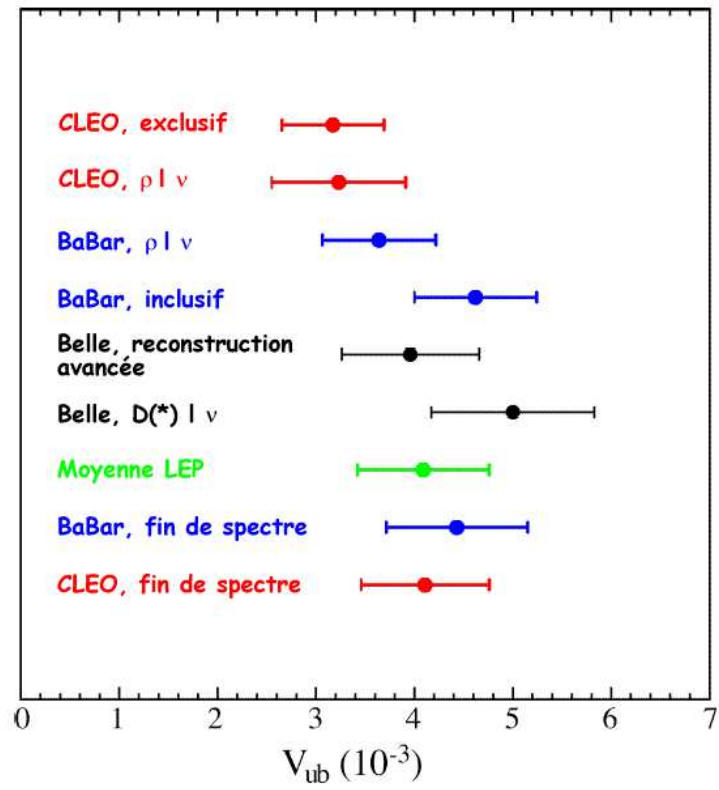


FIG. 3.2 – Les mesures de V_{ub} , fin 2003. Voir le texte pour le détail des explications.

La fin du spectre leptonique

La méthode la plus ancienne pour mesurer $|V_{ub}|$ consiste à analyser le spectre d'impulsion des leptons issus des désintégrations semileptoniques du quark beau. Puisque le quark u est plus léger que le quark c , les leptons issus des désintégrations $b \rightarrow ul\bar{\nu}$ sont plus énergiques que ceux qui viennent des désintégrations $b \rightarrow cl\bar{\nu}$.

À l' $\Upsilon(4S)$, on place une coupure sur l'impulsion des leptons aux alentours de 2.2 GeV/c. Il faut soustraire ensuite le continuum (mesuré à une énergie inférieure à l' $\Upsilon(4S)$), et la contribution de ce continuum est malheureusement importante. Il faut ensuite soustraire la contribution des désintégrations $b \rightarrow cl\bar{\nu}$, et, pour extraire enfin $|V_{ub}|$, il faut extrapoler le taux obtenu en dessous de la coupure imposée. Cette extrapolation, habituellement réalisée sur la base de modèles, a été récemment effectuée sur la base de données expérimentales par CLEO [40] et BaBar [41].

Les analyses auprès du LEP

Les collaborations ALEPH et OPAL utilisent des réseaux de neurones pour séparer les contributions de $b \rightarrow cl\bar{\nu}$ et $b \rightarrow ul\bar{\nu}$. La sensibilité de ce type de méthode varie dans l'espace des variables utilisées, ce qui entraîne une incertitude systématique importante au moment de l'extrapolation du spectre en dessous de la coupure.

Les collaborations DELPHI et L3 ont le même souci d'extrapolation, pour des raisons différentes : elles utilisent des méthodes plus *classiques* de coupures sur les variables, et c'est ici l'efficacité de sélection qui présente d'importantes variations.

Pour les quatre collaborations [42], le fond de désintégration $b \rightarrow c$ est important, jusqu'à vingt fois le signal recherché $b \rightarrow u$, ce qui entraîne alors une dépendance des résultats dans le modèle utilisé pour la soustraction.

Les nouvelles méthodes de Belle et BaBar

La collaboration Belle a présenté l'année dernière deux nouvelles méthodes de mesure de $|V_{ub}|$ [43]. L'une est basée sur l'étiquetage d'un des deux mésons beaux par la reconstruction en $D^{(*)}l\nu$, et un jeu de contraintes cinématiques est alors appliqué sur l'autre méson. Le principal intérêt de cette méthode est son rapport signal/bruit très intéressant de 1/2.

L'autre méthode, dite de *reconstruction avancée du neutrino*, permet d'associer les particules observées dans le détecteur à chacun des deux mésons beaux produits. Cette méthode est basée sur l'*annealing*, méthode parfois qualifiée d'obscur, voire d'un peu trop *magique*. Le rapport signal/bruit reste intéressant (de l'ordre de 0.3), mais surtout la statistique est élevée, et l'erreur statistique correspondante est faible, de l'ordre de 0.2 au lieu de 0.6 pour la première méthode.

Malheureusement, pour ces deux méthodes, il est difficile d'estimer la dépendance de l'efficacité dans les variables utilisées, et les incertitudes systématiques

restent élevées.

De son côté, la collaboration BaBar a présenté récemment des résultats inclusifs intéressants avec notamment un rapport signal/bruit de l'ordre de 2. L'erreur provenant de la soustraction du fond $b \rightarrow c$ est alors fortement réduite, mais l'erreur liée à l'extrapolation du spectre $b \rightarrow u$ en dessous des coupures utilisées reste importante.

Les mesures exclusives

Les mésons beaux peuvent être reconstruits dans leurs modes $B \pi l \nu$ ou $\rho l \nu$, ou encore $\eta l \nu$ [44]. Les incertitudes statistiques restent compétitives avec celles des analyses inclusives, et surtout la dépendance dans les modèles théoriques utilisés est plus faible.

La moyenne ?

Si l'on combine simplement l'ensemble des mesures regroupées sur la figure 3.2, on obtient :

$$|V_{ub}| = (4.03 \pm 0.66) 10^{-3}$$

Comment cependant donner un sens à l'erreur indiquée, dans la mesure où elle ne prend pas en compte les corrélations entre les différentes erreurs ? Il faudrait arriver à rendre cohérentes les diverses méthodes de soustraction de fond $b \rightarrow c$ et d'extrapolation du spectre $b \rightarrow u$. Il pourrait aussi être intéressant de poursuivre dans la voie explorée par Belle et BaBar pour réduire les incertitudes théoriques en utilisant directement des données expérimentales.

3.5 Le côté droit du triangle d'unitarité

3.5.1 Les oscillations du B_d^0

La longueur du côté droit du triangle d'unitarité est donnée par $|V_{td}V_{tb}^*|$, et l'on peut y accéder par une mesure de la fréquence d'oscillation Δm_d des B_d^0 . Il y a une dizaine d'années, au démarrage du LEP, la valeur de Δm_d était extraite de la mesure du taux intégré d'oscillations χ_d à l' $\Upsilon(4S)$:

$$\chi_d = \frac{x_d^2}{2(1+x_d^2)} \text{ avec } \Delta m_d = x_d/\tau(B_d^0)$$

La précision sur x_d était alors de l'ordre de 10%. Par la suite, j'ai été l'un des premiers à mettre en évidence l'évolution temporelle du B_d^0 . Aujourd'hui, le temps de vie du B_d^0 est connu à mieux de 1% (voir figure 3.3), et Δm_d est mesuré avec une précision de l'ordre du pour cent :

$$\Delta m_d = 0.502 \pm 0.006 \text{ ps}^{-1}$$

Malgré cette excellente précision, l'extraction de la longueur du côté droit du triangle d'unitarité reste difficile : les facteurs théoriques qui interviennent restent mal connus, en particulier $f_{B_d}\sqrt{B_{B_d}} = 230 \pm 40 MeV$.

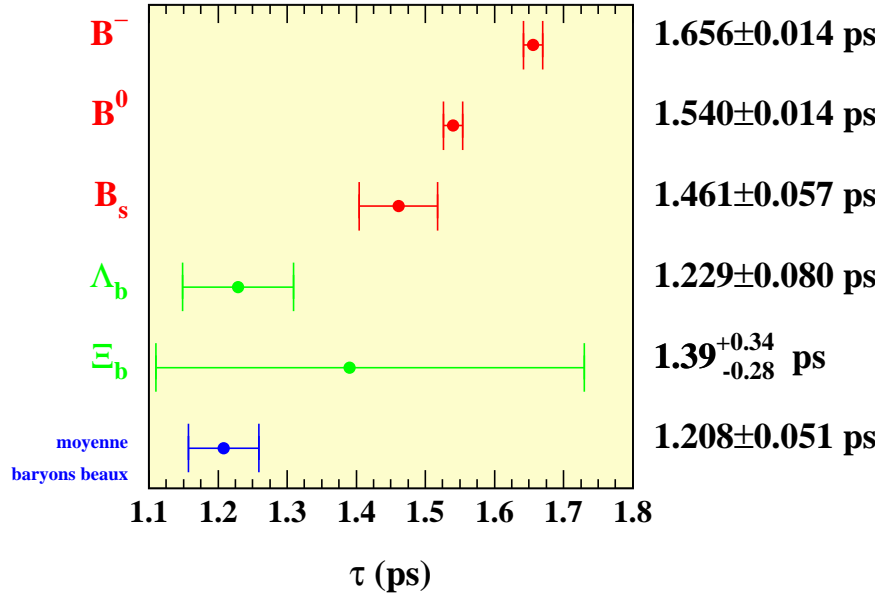


FIG. 3.3 – Moyennes des temps de vie des particules belles, calculs effectué par le *B Lifetime Working Group*, juillet 2002.

3.5.2 Les oscillations du B_s^0

On peut contraindre la longueur recherchée par le rapport des fréquences d'oscillation du B_d^0 et du B_s^0 . En normalisant cette longueur à celle de la base du triangle et en exprimant les fréquences en ps^{-1} , on peut écrire :

$$\frac{|V_{td}V_{tb}^*|}{|V_{cd}V_{cb}^*|} = 0.88 \left(\frac{r}{1.18} \right) \sqrt{\frac{18}{\Delta m_s}} \sqrt{\frac{\Delta m_d}{0.5}} \text{ avec } r = \frac{f_{B_s}\sqrt{B_{B_s}}}{f_{B_d}\sqrt{B_{B_d}}}$$

et le rapport r des facteurs théoriques est calculé avec une précision de l'ordre de 10%. La fréquence d'oscillation du B_s^0 ne peut être extraite de la mesure du taux intégré d'oscillation $\chi_s \sim 0.5$. On utilise alors une méthode de type Fourier (voir figure 3.4), qui consiste à mesurer la valeur du coefficient A pour chaque valeur de la fréquence ω dans l'expression suivante :

$$P_{osc}(t) = \frac{e^{-t/\tau_s}}{2\tau_s} (1 - A \cos(\omega t/\tau_s))$$

On attend $A = 0$ pour $\omega < \Delta m_s$ et $A = 1$ pour $\omega = \Delta m_s$. On peut aussi exclure à 95% de niveau de confiance les valeurs de fréquence pour lesquelles $A + 1.645 \sigma_A < 1$. Le temps de vie τ_s du B_s^0 est mesuré avec une précision de l'ordre de 4% (figure 3.3), et l'on obtient alors une limite :

$$\Delta m_s > 14.4 \text{ ps}^{-1}$$

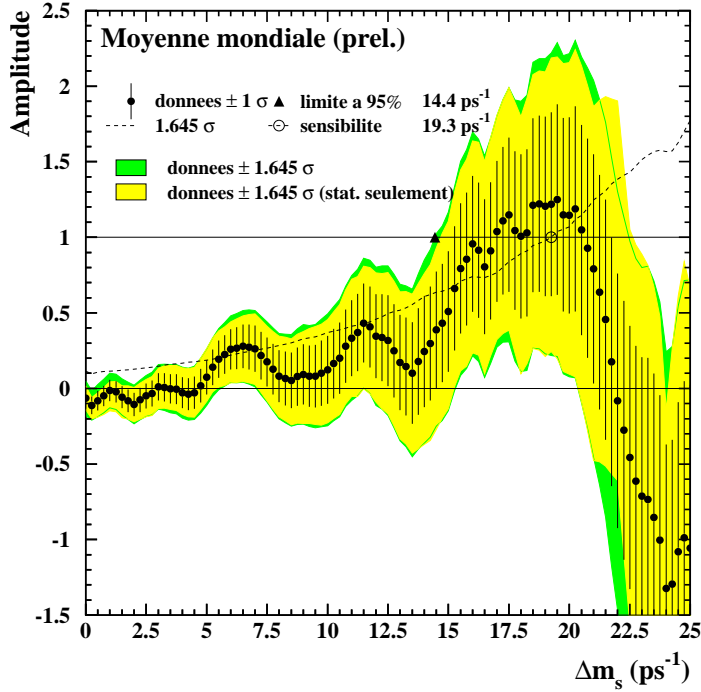


FIG. 3.4 – Extraction de la limite sur la valeur de Δm_s , hiver 2003.

On peut noter que cette limite est proche de la valeur induite des ajustements du triangle d'unitarité (ajustements effectués sans tenir compte de Δm_s bien évidemment) : $15 \pm 4 \text{ ps}^{-1}$, sachant que la limite de ces ajustements est $\Delta m_s < 31 \text{ ps}^{-1}$.

La région des 15 ps^{-1} pourrait être explorée par CDF et D0 au run II du Tevatron, en utilisant les reconstructions du B_s^0 en $D_s^{(*)} n\pi$ et/ou en $D_s^{(*)} l\nu$. Le mode semileptonique permet d'obtenir une statistique élevée grâce aux rapports de branchement intéressants (jusqu'à 10%) et à une bonne efficacité de

reconstruction. Le mode hadronique présente des rapports de branchement plus faibles, typiquement inférieurs au pour cent, mais la résolution en temps est meilleure.

3.6 L'angle β

La mesure de l'angle β du triangle d'unitarité peut être extraite de l'étude des désintégrations de type *charme caché* (appelé aussi charmonium), *charme ouvert* ou à partir de l'analyse des désintégrations de type *pingouin-étrange*.

Les désintégrations de type charme caché $b \rightarrow c\bar{c}s$ ou $b \rightarrow c\bar{c}d$ correspondent à $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ et $B^0 \rightarrow J/\psi \pi^0$. Le *charme ouvert* correspond à la présence de mésons charmés dans l'état final : $B^0 \rightarrow D^{*+}D^-$, $B^0 \rightarrow D^{*-}D^+$, $B^0 \rightarrow D^{*+}D^{*-}$. les diagrammes pingouins montrent la présence d'un K_S^0 dans l'état final : $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$, $B^0 \rightarrow \eta' K_S^0$, $B^0 \rightarrow K^+K^-K_S^0$.

Le mode $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ présente de nombreux avantages, tant sur le plan théorique qu'expérimental : le diagramme pingouin présente la même phase faible que le diagramme dominant à l'arbre (voir figure 3.5), les signatures expérimentales sont *propres* et le rapport de branchement relativement élevé.

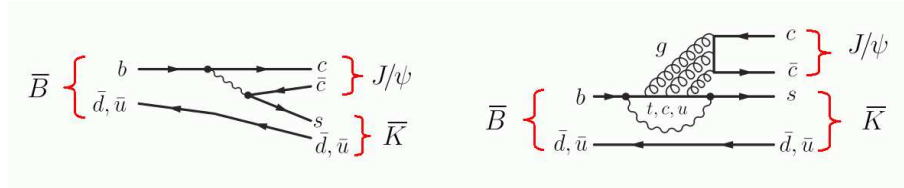


FIG. 3.5 – Diagrammes associés à $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$: à gauche, diagramme à l'arbre, à droite, diagramme pingouin.

Ce mode a pu être étudié au LEP par ALEPH [45] et OPAL [46], ainsi qu'au Tevatron par CDF [47]. Il a cependant fallu attendre les analyses de Belle et BaBar pour établir clairement que $\sin(2\beta)$ n'est pas nul, ce qui montre clairement que la symétrie CP est violée dans le secteur de la beauté (voir figure 3.6).

On peut noter à ce niveau que les résultats très précis de Belle et BaBar relatifs à ce *mode en or* $J/\psi K_s^0$ sont parfaitement compatibles entre eux. Par contre, la moyenne des résultats obtenus au niveau des diagrammes pingouins étranges est plus faible, et incompatible avec les résultats extraits des modes de type charmonium. Pire encore, les résultats obtenus au niveau de la désintégration ϕK_S^0 sont clairement incompatibles. S'agit-il ici d'une évidence d'une nouvelle physique ? Je rappellerai simplement qu'une incompatibilité semblable a été longuement discutée au cours de la conférence Lepton-Photon à Rome en 2002 lorsque Belle et Babar ont présenté leurs premiers résultats dans le mode $J/\psi K_s^0$... Il est donc urgent ... d'attendre !

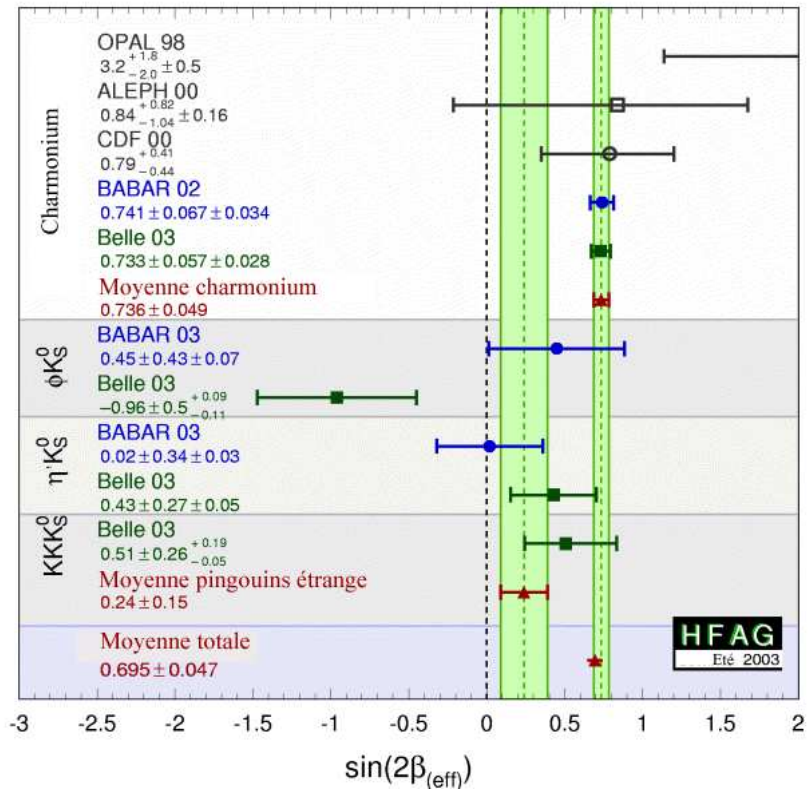


FIG. 3.6 – Mesures de $\sin(2\beta)$ présentées au cours des conférences de l'été 2003.

Chapitre 4

Physique des neutrinos

*La physique du neutrino est principalement
l'art d'apprendre beaucoup de choses
en regardant rien.*

H. Harari.

Passons maintenant à l'autre extrémité du spectre de masse des particules : voyons ce que l'on peut apprendre, à défaut de comprendre, dans le secteur des neutrinos.

J'ai déjà rappelé les résultats récents dans la première partie de ce rapport. J'essaierai de présenter ici un résumé de ce que l'on peut espérer obtenir auprès des nouvelles expériences à court et long terme.

4.1 Rappel des paramètres à mesurer

Dans le domaine des neutrinos, le problème ne se pose pas vraiment en termes de triangle d'unitarité comme dans le secteur des quarks. L'habitude consiste plutôt à raisonner directement sur les paramètres de la matrice de mélange MNS.

Il faut mesurer, en l'absence de neutrino stérile, deux différences de masses, et l'on peut considérer que l'on a déjà une estimation des valeurs correspondantes. En effet, l'étude des neutrinos solaires et les premiers résultats de KamLand fournissent :

$$5.9 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 < \Delta m_{12}^2 < 2 \cdot 10^{-4} \text{ eV}^2$$

Les résultats de SuperKamiokande et K2K donnent :

$$\Delta m_{23}^2 = (2.6 \pm 0.7) \text{ eV}^2$$

Il faut aussi mesurer les trois angles de mélange, et l'on sait à ce niveau, grâce aux résultats de l'étude des neutrinos solaires et aux analyses de KamLand que la solution de type grand angle de mélange (LMA) est probablement la bonne :

$$0.2 < \sin^2 \theta_{12} < 0.5$$

et SuperKamiokande permet d'affirmer que le second angle de mélange est quasiment maximal :

$$0.9 < \sin^2 2\theta_{23} < 0.1$$

Pour le dernier angle, on ne dispose que de l'estimation de CHOOZ :

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0.1$$

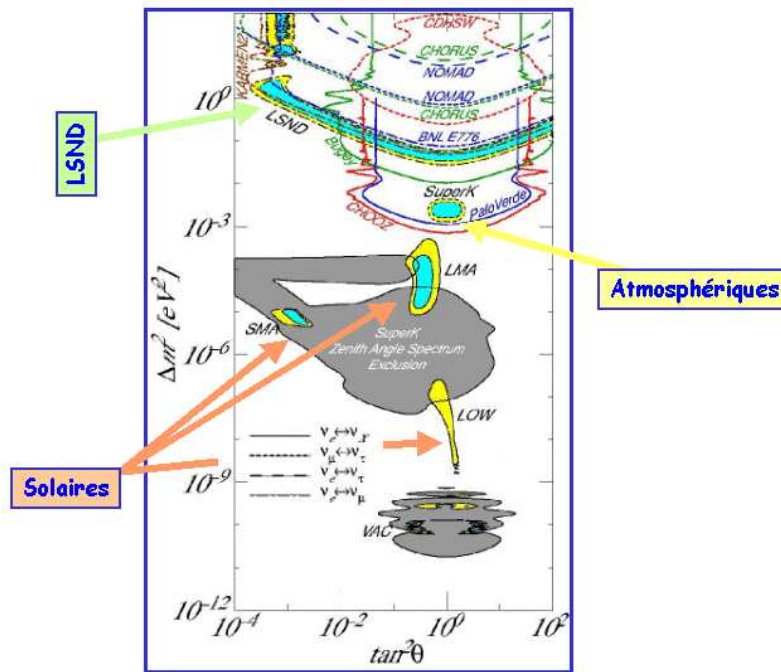


FIG. 4.1 – Résultats disponibles avant les derniers résultats de SNO, KamLand et K2K.

La figure 4.1 résume l'ensemble des résultats disponibles avant les analyses récentes de SNO, KamLand et K2K. La figure 4.2 montre l'impact des analyses récentes de KamLand dans le secteur des neutrinos solaires, et la figure 4.3 montre l'impact des analyses récentes de K2K dans le secteur des neutrinos atmosphériques.

Il reste enfin à répondre à de nombreuses questions : quelle est la valeur de la phase responsable de la violation de CP dans ce secteur ? Les neutrinos sont-ils de type Dirac ou Majorana, et, dans ce dernier cas, comment accéder aux phases supplémentaires ? Quelle est l'échelle de masse des neutrinos (on sait juste que la somme des masses des trois neutrinos est de l'ordre de l'électron-Volt), et quelle est la hiérarchie de masse dans ce secteur ?

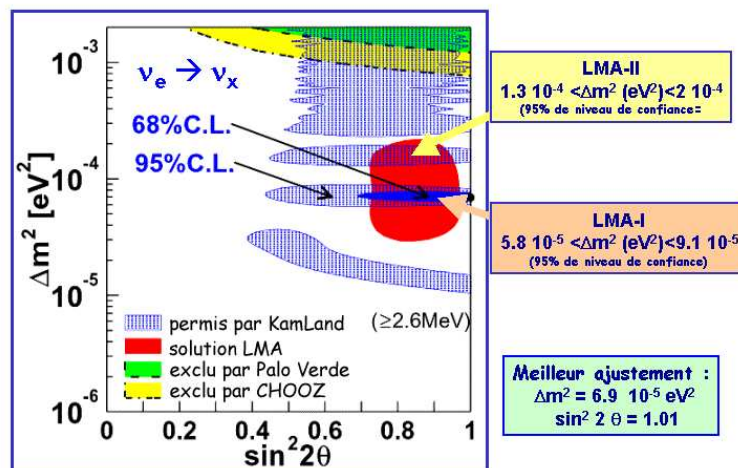


FIG. 4.2 – Impact des résultats de KamLand dans le secteur des neutrinos solaires. La solution LMA-I est favorisée.

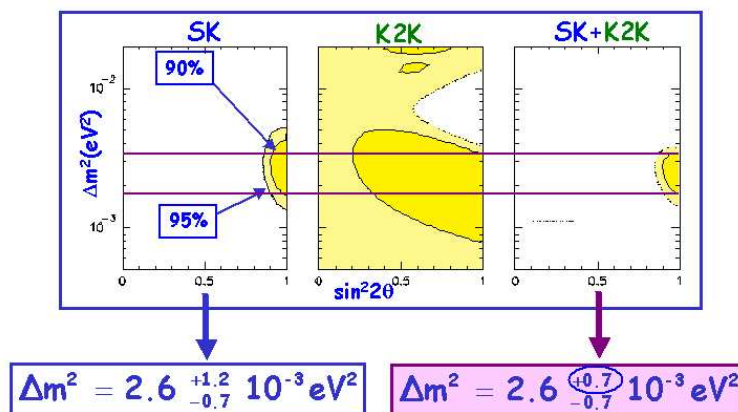


FIG. 4.3 – Impact des résultats de K2K dans le secteur des neutrinos atmosphériques [48]. L'incertitude sur Δm_{23}^2 est diminuée.

4.2 Le futur proche

4.2.1 NuMI et MINOS

Les mesures de précision dans le secteur des neutrinos atmosphériques seront réalisées grâce au détecteur MINOS installé sur le faisceau de neutrinos muoniques NuMI. L'énergie du faisceau pourra être adaptée entre 1 et 25 GeV, à partir de protons de 120 GeV frappant une cible de Beryllium. Un détecteur proche, d'environ 1000 tonnes, placé à 290 mètres de la cible, et un détecteur lointain, de 5400 tonnes placé à 730 kilomètres, permettront de fonctionner en mode de disparition des ν_μ . Ces deux détecteurs sont des calorimètres instrumentés, fabriqués à base d'assemblage de plans de fer octogonaux et de plans de barreaux de scintillateur plastique. La lumière produite dans les scintillateurs est collectée par des fibres à décalage de longueur d'onde et la lecture est faite aux deux extrémités des barreaux par des photomultiplicateurs multianodes. Le détecteur lointain est opérationnel depuis la fin de l'année 2003, la station proche devrait être installée et testée fin 2004, et la prise de données devrait démarrer début 2005.

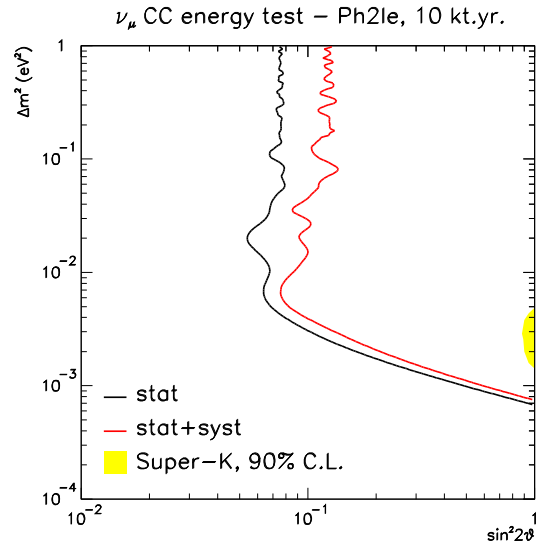


FIG. 4.4 – Sensibilité de MINOS dans le secteur des oscillations des neutrinos atmosphériques pour environ deux ans de prises de données.

En deux ans de prise de données, MINOS devrait pouvoir couvrir la totalité de la région autorisée par SuperKamiokande, avec une sensibilité de $8 \cdot 10^{-4} \text{ eV}^2$ à angle de mélange maximal. En cas de signal d'oscillations (par disparition), l'étude des creux dans la distribution en énergie des événements de type courant

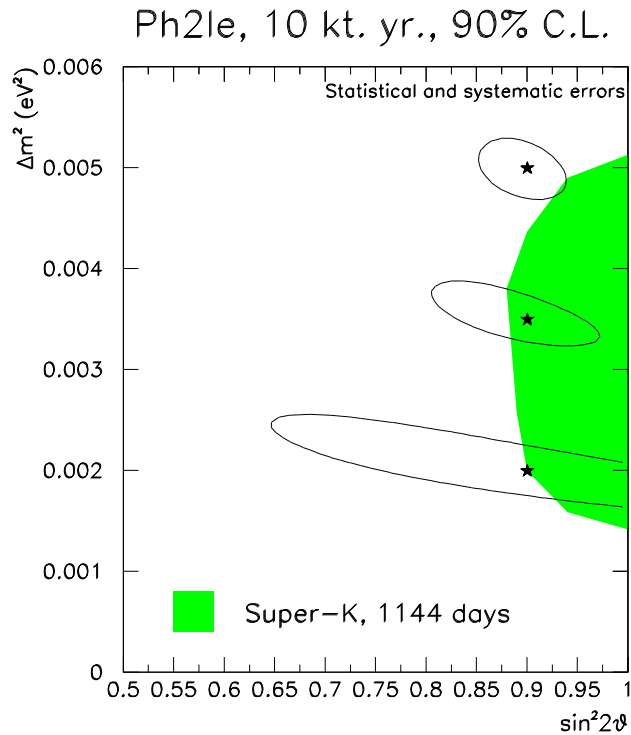


FIG. 4.5 – Exemples de mesures que pourrait réaliser MINOS dans le secteur des neutrinos atmosphériques, pour $\sin^2(2\theta_{23}) = 0.9$ et différentes valeurs de Δm_{23}^2 .

chargé devrait permettre une mesure de Δm_{23} et de $\sin^2(2\theta_{23})$ (voir figures 4.4 et 4.5).

Par ailleurs, l'étude du rapport du taux d'événements de type courant neutre (événements *courts*) au taux d'événements de type courant chargé (événements *longs*) devrait permettre une certaine discrimination entre les hypothèses d'oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

4.2.2 CNGS et OPERA

Le faisceau CNGS sera un faisceau de neutrinos muoniques produit au CERN à partir de protons de 400 GeV du SPS frappant une cible de graphite. Ce faisceau, dirigé vers le laboratoire souterrain du Gran Sasso (LNGS) à 732 kilomètres de distance, est optimisé pour analyser l'apparition du neutrino du tau, avec une énergie moyenne de 17 GeV. Les travaux de génie civil pour la construc-

tion de ce faisceau sont en bonne voie, et les premiers neutrinos devraient être produits au printemps 2006.

Sur ce faisceau de ν_μ , le détecteur OPERA devrait permettre de *voir* enfin l'apparition du ν_τ . OPERA est un détecteur *hybride* [49] : 56 feuilles de plomb, d'un millimètre d'épaisseur, et 56 feuilles d'émulsion nucléaire (comportant chacune deux films d'émulsion de 50 microns placés de part et d'autre d'une base plastique de 200 microns) sont alternées dans des briques de 10 par 12 centimètres carrés. 52 X 64 briques forment un mur, et 31 murs sont prévus pour chacun des deux supermodules d'OPERA, pour une masse totale de 1800 tonnes. Les neutrinos incidents interagissent dans le plomb, et les émulsions sont scannées par microscope pour reconstruire les traces des particules avec une précision micrométrique. Des plans de barreaux de scintillateur plastique sont intercalés entre les murs de briques, pour le déclenchement de l'expérience et pour déterminer la brique qui a été touchée par le neutrino. Cette brique sera prélevée par un robot pour le scanning. Un spectromètre à muons, instrumenté par des *resistive plate chambers* (RPC), sera placé derrière chaque supermodule pour compléter l'analyse des événements et permettre la réjection du bruit dû au charme. OPERA est actuellement en phase d'installation au LNGS.

Les interactions par courant chargé du ν_τ seront signées par l'apparition de la trace du tau, avec un coude caractéristique à l'endroit de la désintégration de ce tau. Le bruit de fond est réduit quasiment à zéro, et la probabilité d'obtention d'un signal à trois écarts-standards pour $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ est supérieure à 99%. En l'absence de signal, OPERA pourra couvrir la totalité de la région des paramètres correspondant aux neutrinos atmosphériques, avec une sensibilité de 10^{-3} eV^2 à angle maximal.

Δm_{23}^2 (10^{-3} eV^2)	N_τ	N_{bruit}
1.3	4	0.75
2.5	10	0.75
4.0	26	0.75

TAB. 4.1 – Nombre de ν_τ vus par OPERA en cinq ans.

OPERA présente également un programme d'étude des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, mais, au risque de déplaire, je ne discuterai pas ici de ce programme, pourtant compétitif : j'estime en effet qu'il est inutile de tenter de justifier la mise en place de cette expérience autrement que par sa mission principale, qui est de montrer l'apparition du ν_τ .

4.2.3 ICARUS

Toujours dans le secteur des neutrinos atmosphériques, il ne faut pas négliger l'apport du projet ICARUS [50]. Ce projet consiste en l'utilisation sur le faisceau CNGS de chambres à projection temporelle de 300 tonnes d'argon liquide, ce qui permet de bénéficier d'une reconstruction complète en trois dimensions des événements.

L'apparition du neutrino du tau sera signée par une méthode de type maximum de vraisemblance, à partir de l'analyse de la forme des événements. Les performances d'ICARUS sont semblables à celles d'OPERA, à condition qu'au moins 10 modules de 300 tonnes chacun soient installés. La mise en évidence d'un effet à trois écarts-standards nécessitera une prise de données équivalente à 40 kilotonnes.an. Enfin, la sensibilité d'ICARUS aux oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ devrait être équivalente à celle d'OPERA (voire légèrement meilleure).

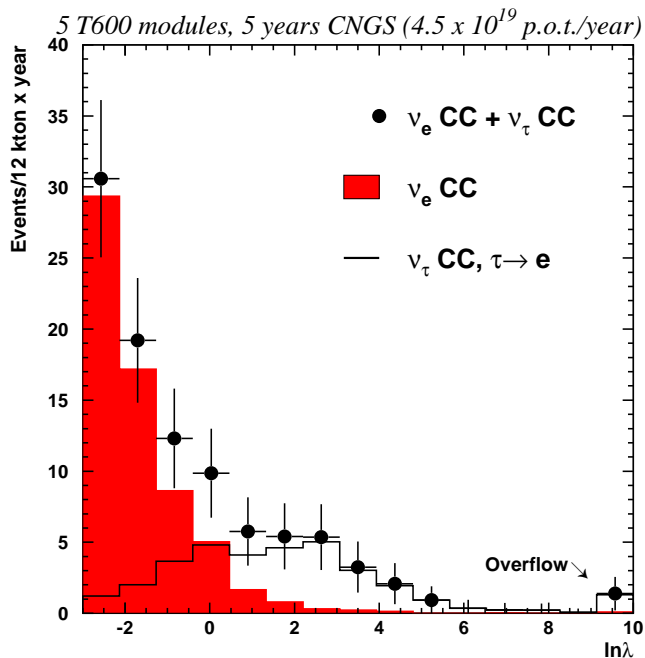


FIG. 4.6 – Méthode de maximum de vraisemblance développée par ICARUS dans le canal $\tau \rightarrow e$: pour une coupure $\ln(\lambda) > 2$, 13 événements correspondent à une interaction de neutrino du tau, et 0.7 à un fond de ν_e .

4.3 Superfaisceaux, faisceaux β et usines à neutrinos

Pour aller plus loin, pour espérer mesurer θ_{13} et la phase δ responsable de la violation de CP, il faudra disposer de nouveaux faisceaux de neutrinos de haute intensité et de grande pureté. Plusieurs scénarios sont envisagés : le développement de superfaisceaux (*Super-Beams*) sur la base de techniques conventionnelles utilisant des protons frappant une cible, ou l'utilisation d'ions radioactifs accélérés (β -*Beams*), ou encore la mise en place de machines de stockage de muons (ν -*Factories*).

4.3.1 Superfaisceaux, l'exemple de JHF

Il est possible d'obtenir des faisceaux de ν_μ de haute intensité simplement en augmentant l'intensité du faisceau de protons initial. Les détecteurs peuvent alors être placés à des distances de l'ordre de la centaine de kilomètres, éventuellement décentrés par rapport à l'axe du faisceau, de façon à étudier les neutrinos muoniques de basse énergie tout en réduisant la contamination en neutrinos électroniques. Ces détecteurs pourraient être du type IMB ou (Super)Kamiokande, utilisant l'effet Cherenkov dans l'eau, ou du type LNSD-MiniBoone, à base de scintillateur liquide [51]. Le programme de physique correspondant serait l'étude de la disparition des ν_μ et l'apparition des ν_e .

Plusieurs projets ont été proposés au Japon, en Europe [52] [54] et aux Etats-Unis [53], mais seul le projet japonais JHF a pour l'instant été approuvé. Dans une première phase de ce projet [55], le faisceau de protons de 50 GeV produit à JAERI pourrait délivrer $3.3 \cdot 10^{14}$ protons par cycle de 3.3 seconde, ce qui correspondrait à une puissance de 0.75 MW. Les ν_μ produits auraient une énergie de l'ordre du GeV et le faisceau serait dirigé vers le détecteur SuperKamiokande situé à 300 kilomètres de la cible. Cette première phase pourrait démarrer en 2007.

Dans une seconde phase, la puissance du faisceau de protons serait augmentée jusqu'à 4 MW, et le détecteur SuperKamiokande serait amélioré pour devenir HyperKamiokande (1000 kilotonnes).

Dans le secteur des neutrinos atmosphériques, un ordre de grandeur pourrait être gagné, avec une incertitude sur Δm_{23} de l'ordre de 10^{-4} eV² et une incertitude sur $\sin^2(2\theta_{23})$ de l'ordre de 0.01 [56]. Dans le secteur des neutrinos solaires, un facteur de l'ordre de 20 pourrait être gagné par rapport aux études des expériences longues distances de première génération (OPERA, ICARUS), avec en particulier une limite de l'ordre de quelques 10^{-3} sur $\sin^2(2\theta_{13})$. La phase δ pourrait être mesurée jusqu'à environ 20°.

Des études similaires ont été menées dans l'hypothèse d'un superfaisceau issu du SPL du CERN, avec un détecteur installé à 130 kilomètres dans le tunnel du Fréjus [51] [54]. Les performances attendues sont similaires à celles de JHF.

4.3.2 β -Beams

Il suffit, en principe, d'accélérer des ions radioactifs (⁶He, ¹⁸Ne) pour obtenir un faisceau pur de ν_e (ou de $\bar{\nu}_e$) [57]. Le programme de physique est alors basé sur l'apparition de ν_μ , essentiellement dans la voie quasi-élastique, avec un détecteur placé à une centaine de kilomètres (ce qui correspond par exemple à la distance CERN-Fréjus...).

Malgré la pureté du faisceau, le bruit de fond peut être important à cause des inefficacités d'identification, des mauvaises identifications et de la présence des ν_μ atmosphériques. Les difficultés d'identification peuvent être résolues en utilisant un détecteur du type SuperKamiokande et des algorithmes éprouvés. La réjection des interactions de neutrinos atmosphériques peut être assurée grâce à la directionnalité du faisceau et l'étude des corrélations en temps avec les paquets

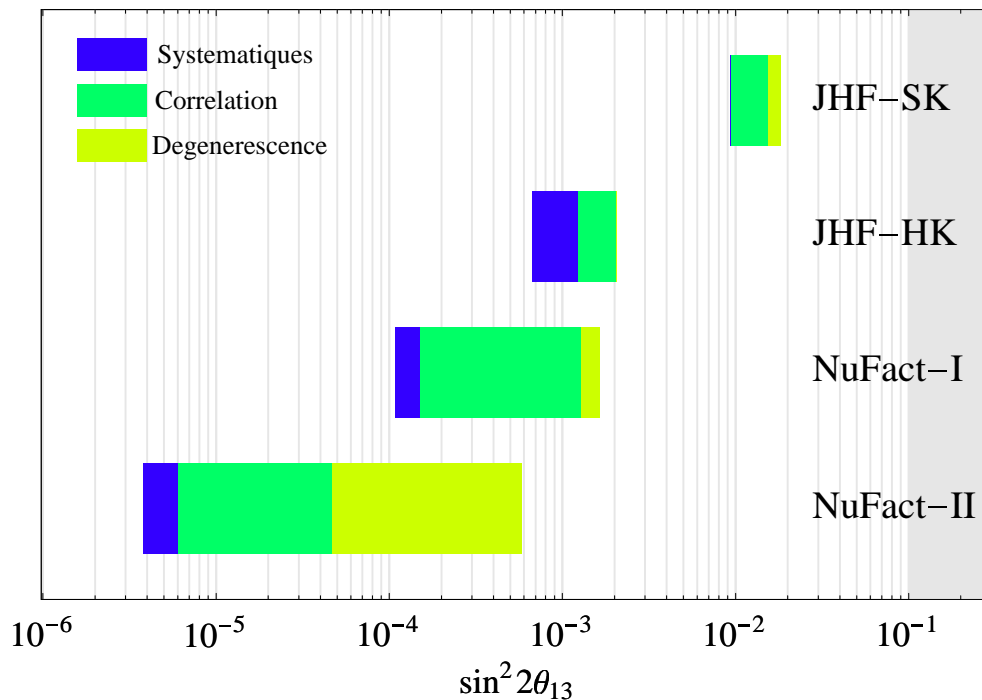


FIG. 4.7 – Sensibilité à θ_{13} pour les superfaisceaux de type JHF et les usines à neutrinos (voir [59] pour le détail des configurations NuFact-I et NuFact-II) et des incertitudes.

d'ions.

L'optimisation du *boost* γ des ions initiaux est importante : la section efficace d'interaction (dans la voie quasi-élastique) est proportionnelle à γ et la convergence du faisceau est en γ^2 , mais il faut tenir compte de l'évolution des fonds dûs aux courants neutres et de l'évolution de l'efficacité de détection du signal [57].

Les sensibilités à θ_{13} et à la phase δ sont alors comparables à celles des superfaisceaux. [57] insiste surtout sur la synergie entre un *β -Beam* et un *Super-Beam* pour l'étude de la violation de T et de la violation de CPT.

4.3.3 Les usines à neutrinos

La source ultime de neutrinos pourrait être une machine à muons ou *Muon Storage Ring*. L'idée consiste à partir comme d'habitude d'un faisceau de protons frappant une cible, pour produire des pions et des kaons qui se désintègrent

en produisant des muons (et des neutrinos). Les muons sont alors réaccélérés jusqu'à quelques dizaines de GeV après une phase de refroidissement. Ces muons sont ensuite stockés dans des anneaux qui comportent de longues sections rectilignes : la désintégration des muons le long de ces sections droites produit un faisceau de neutrinos relativement bien collimé, de haute intensité et de composition parfaitement connue. On pourrait ainsi obtenir de l'ordre de 10^{20} neutrinos par an.

J'ai eu la chance en 1999 d'être le secrétaire scientifique de la conférence NuFact'99 [58], organisée pour la première fois en Europe, à l'IPN de Lyon, et j'ai ainsi pu me rendre compte des difficultés liées à la conception de ce type de machines : la première usine à neutrinos ne verra probablement pas le jour avant 2015 ou 2020.

Etant donné l'énergie des neutrinos produits, les détecteurs pourraient être placés à quelques milliers de kilomètres de distance de l'anneau de stockage : ainsi débiterait l'ère des *very long baselines*. Il serait alors possible d'étudier θ_{13} et δ en gagnant encore plusieurs ordres de grandeur par rapport aux superfaisceaux.

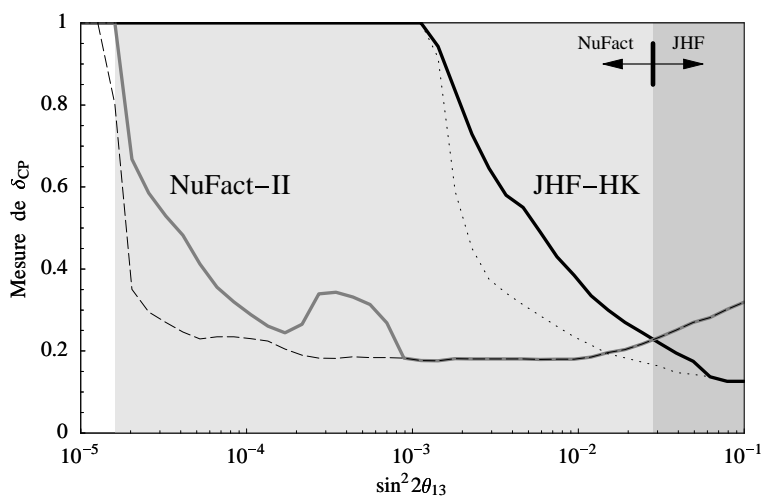


FIG. 4.8 – Sensibilité à la phase δ (voir [59] pour le détail de la configuration NuFact-II). En simplifiant, une ordonnée de 1 correspond à une erreur de 100% (mesure nulle) et l'ordonnée 0 correspond à une mesure parfaite.

4.4 Commentaires

Peut-on, et doit-on, choisir dès à présent parmi les différentes stratégies de mesure de θ_{13} et δ ? Faut-il préférer les superfaisceaux, ou faire porter les efforts sur le développement des usines à neutrinos? Je résumerai ici les arguments

développés dans [60], que je compléterai par mon propre avis.

La principale difficulté dans une tentative de comparaison des différentes stratégies vient du manque d'homogénéité dans le traitement des informations : quelles valeurs doit-on prendre pour les paramètres d'entrée et surtout pour leurs incertitudes ? Les méthodes de traitement statistique ne sont pas les mêmes dans toutes les publications, les corrélations entre paramètres et entre incertitudes ne sont pas traitées systématiquement de la même façon. Enfin, on voit fleurir à chaque printemps des dizaines de figures et autres schémas comparatifs semblables à ceux des figures 4.7 et 4.8, sans que l'on puisse être certains, comme l'a dit récemment un orateur en conférence, qu'on compare *des pommes avec des pommes* [60] ...

Il est cependant possible de dégager trois points de comparaison incontournables ¹.

Tout d'abord, l'aspect statistique et bruits de fond plaide de façon évidente en faveur des usines à neutrinos. On peut montrer facilement [51] que la sensibilité des mesures augmente linéairement avec le nombre N d'événements collectés dans le cas des usines à neutrinos, alors que l'évolution de cette sensibilité est en \sqrt{N} dans le cas des superfaisceaux. Par ailleurs, la forme du spectre en énergie et la composition du faisceau issus d'une machine à muons sont parfaitement connues, sans qu'il y ait besoin d'avoir recours à une simulation de processus hadroniques.

D'un autre côté, il peut être plus facile d'extraire des informations de physique auprès d'un détecteur placé à courte distance sur un superfaisceau. Les effets de matière n'ont aucune influence et la corrélation entre les paramètres δ et θ_{13} est négligeable. Il est alors possible d'opérer à la distance optimale pour la mesure des différents paramètres, ce qui n'est pas le cas pour les usines à neutrinos. En effet, sur un faisceau issu d'une machine à muons, les effets de violation de CP sont maximaux aux alentours d'une distance de 3500 kilomètres alors qu'il faudrait se placer au delà de 5500 kilomètres de distance pour obtenir la meilleure sensibilité aux effets de matière et à la mesure du signe de Δm_{23}^2 (voir figure 4.9 et la référence [61]).

Enfin, les investissements nécessaires dans la recherche et le développement sont beaucoup plus importants dans le cas des usines à neutrinos, alors que le développement de superfaisceaux fait appel à des techniques mieux maîtrisées.

Le point de vue consensuel consiste alors à dire que le développement de superfaisceaux est une étape nécessaire sur le chemin qui mène à la compréhension de la violation de CP dans le secteur des neutrinos (voir figure 4.10). Ces superfaisceaux devraient permettre de mesurer, ou en tout cas de contraindre, la valeur de θ_{13} , ce qui permettra d'optimiser la conception des machines à muons pour la mesure de la phase δ . Les coûts et les échelles de temps associés aux deux types de projets sont différents, et certains n'hésitent pas à parler de *synergie* et de complémentarité plutôt que de compétition (voir par exemple [60]).

Il m'apparaît cependant indispensable de faire un choix : l'Europe (ou pour

¹Je ne discuterai plus dans la suite des β -beams, leur utilité n'ayant été démontrée pour l'instant que dans le cadre d'un couplage avec les superfaisceaux.

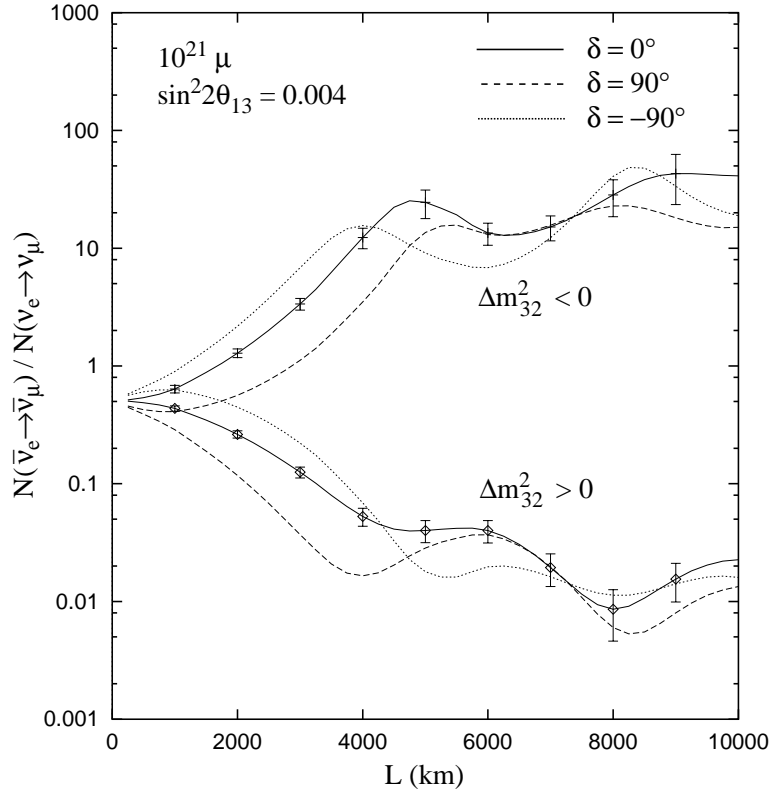


FIG. 4.9 – Evolution de la sensibilité des mesures en fonction de la distance sur un faisceau issu d’une machine à muons : la sensibilité à δ est maximale vers 3500 km, mais la sensibilité aux effets de matière pour la mesure du signe de Δm_{32}^2 est maximale vers 5000 km.

parler clairement, le CERN), les Etats-Unis et le Japon seront les principaux acteurs de cette physique dans les décennies à venir. Avec JHF et Hyper/Super-Kamiokande, le Japon prendra une avance non négligeable, et les américains s’intéressent également de près aux superfaisceaux avec les projets Minos *off-axis* et BNL- ν . Le CERN pourra-t-il supporter à la fois la mise en place d’un superfaisceau en direction du Fréjus et les études nécessaires au développement des machines à muons, tout en poursuivant le programme CNGS (sans parler bien entendu du LHC) ? Certes, il ne faut pas confondre vitesse et précipitation, mais il est nécessaire d’éviter la dispersion des efforts. Il est très probable, à défaut d’être certain, que les usines à neutrinos se feront. Pourquoi ne pas imaginer que l’Europe prenne une place de premier plan dans ce domaine ?

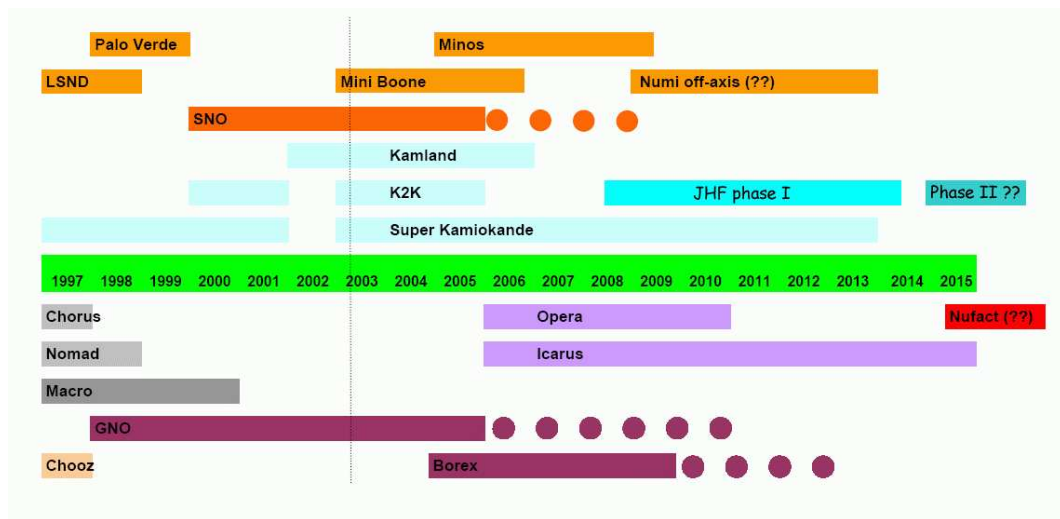


FIG. 4.10 – En route vers la mesure de la violation de CP dans le secteur des neutrinos (figure extraite et modifiée de [60]).

Conclusion

*Qui disait que la paix naît de la contemplation de l'ordre,
de l'ordre compris, savouré, réalisé sans résidus,
joie, triomphe, cessation de l'effort ?*

Umberto Eco

Lorsque je montrai à mon directeur de thèse, M. Guy Wormser (que je remercie de m'avoir initié à la physique de la beauté), l'évolution temporelle des mésons beaux, mettant ainsi en évidence l'oscillation de ces particules, il eut un sourire de satisfaction.

Plus tard, je vérifiai que les propriétés des particules belles et charmées, en particulier leur taux de production ou leur facteur de forme, sont en accord avec les prédictions des modèles, et les spécialistes du sujet en furent très heureux.

Après la correction en 2003 des premières estimations de $\sin(2\beta)$ présentées par Belle et BaBar à la conférence Lepton-Photon de Rome au cours de l'été 2002, estimations apparemment incompatibles entre elles, la communauté scientifique poussa un soupir de soulagement.

Aujourd'hui, nombreux sont ceux qui considèrent que les résultats de Super-Kamiokande suffisent à exclure l'hypothèse de l'existence d'un neutrino stérile, voire prouvent l'oscillation du ν_μ en ν_τ . Par ailleurs, SNO et KamLand permettent d'entrevoir la solution du puzzle des neutrinos solaires.

Il est vrai que le triangle d'unitarité dans le secteur de la beauté semble vouloir se refermer sans difficulté, alors pourquoi notre beau modèle de violation de CP s'écroulerait-il sous le poids ridicule de trois petits neutrinos ? Pourtant j'espère encore. Je croise les doigts, ou plutôt, je fais les cornes, une amie sicilienne m'ayant appris que c'est tout aussi efficace : dans mon rêve, OPERA ne voit apparaître aucun neutrino du tau, MiniBoone confirme les résultats de LSND et dans le même temps l'expérience Katrin et les résultats cosmologiques montrent que les neutrinos doivent avoir une masse beaucoup plus faible que l'électron-volt. Qui sait ce qu'on verrait alors grâce aux usines à neutrinos ?

Bibliographie

- [1] Collaboration DELPHI, Z.Phys. **C72** (1996) 17.
- [2] L. Chaussard *et al.*, notes DELPHI 96-42 PHYS 614, 97-17 PHYS 673, 99-105 HEP'99 CONF 292.
- [3] K. Hagiwara *et al.*, Phys.Rev. **D66** (2002) 010001.
- [4] *Hierarchy of Quark Masses and the Mixing Matrix in the Standard Theory*, B. Machet et S.T. Petcov, hep-ph/0103334 v2, juin 2001.
- [5] *An Introduction to the Theory of Canonical Matrices*, F.W. Turnbull et A.C. Aitken, Dover, New York, 1961), P.H. Frampton et C. Jarlskog, Phys.Lett. **B154** (1985) 421.
- [6] *Mass and Flavor Mixing Schemes of Quarks and Leptons*, H. Fritzsch et Z. Xing, hep-ph/9912358 v2, février 2000.
- [7] H. Fritzsch, Phys.Lett. **B184** (1987) 391.
- [8] L. Chaussard, Proceedings de la conférence Hadron Structure'96, Stara Lesna, éditeurs L. Martinovic, P. Strizenec, L. Chaussard, Proceedings de la conférence ICHEP'97, éditeurs D. Lellouch, G. Mikenberg, E. Rabinovici.
- [9] M. Neubert, *Heavy Quark Effective Theory and Weak Matrix Elements*, Proceedings de la conférence EPS HEP 97, Jérusalem.
- [10] D. Wyler, *Goals and Methods of Flavour Physics*, CERN 2000-007.
- [11] J.-E. Campagne, LAL 95-23, avril 1995.
- [12] Z. Xing, hep-ph/0307359 v2, août 2003.
- [13] Collaboration DELPHI, E.Phys.J. **C12** (2000) 225.
- [14] R. Ehrlich, Am.J.Phys. **71** (2003) 1109, E.J. Jeong, hep-ph/9704311, J. Rembielinski, hep-ph/9509220, A. Chodos *et al.*, Phys.Lett. **B150** (1985) 431.
- [15] J.J. Gomez-Cadenas, CERN-PPE/94-12.
- [16] Y. Fukuda *et al.* (Collaboration SuperKamiokande), Phys.Lett **B436** (1998) 33, Phys.Rev.Lett. **81** (1998) 1562.
- [17] M. Apollonio *et al.* (Collaboraton CHOOZ), Phys.Lett. **B420** (1998) 397.

- [18] M.H. Ahn *et al.* (Collaboration K2K), Phys.Rev.Lett. **90** (2003) 041801.
- [19] G.L. Fogli *et al.*, Phys.Rev. **D67** (2003) 093006.
- [20] B.T. Cleveland *et al.* (Collaboration Homestake), Astro.Phys.Journ. **496** (1998) 505.
- [21] W. Hampel *et al.* (Collaboration GALLEX), Phys.Lett. **B447** (1999) 127, M. Altmann *et al.* (Collaboration GNO), Phys.Lett. **B490** (2000) 16.
- [22] J.N. Abdurashitov *et al.* (Collaboration SAGE), Journ.Exp.Theor.Phys. **95** (2002) 181.
- [23] Q.R. Ahmad *et al.* (Collaboration SNO), Phys.Rev.Lett **89** (2002) 011301 et Phys.Rev.Lett. **89** (2002) 011302.
- [24] K. Eguchi *et al.* (Collaboration KamLAND), Phys.Rev.Lett. **90** (2003) 021802.
- [25] Voir les articles cités en référence 35 de [12].
- [26] C. Athanassopoulos *et al* (Collaboration LSND), Phys.Rev.Lett. **81** (1998) 1774, et Phys.Rev. **C58** (1998) 2489.
- [27] K. Eitel *et al.* (Collaboration KARMEN), Nucl.Phys. **B77** (1999) 212 et Nucl. Phys. **B87** (2000) 281.
- [28] R. Cowsik *et al.*, Phys.Rev.Lett. **29** (1972) 669.
- [29] D.N. Soergel *et al.* (Collaboration WMAP), astro-ph/0302209 v3, juin 2003.
- [30] S. Hannestad, astro-ph/0303076, mars 2003.
- [31] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **100** (2001) 309.
- [32] H.V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, Mod.Phys.Lett. **A16** (2002) 2409.
- [33] Voir références 55 de [12].
- [34] G. Bachelard, *La Philosophie du Non*, 1940.
- [35] G.Hamel de Monchenault, Ecole de Gif 2003.
- [36] L. Wolfenstein, Phys.Rev.Lett. **51** (1983) 1945.
- [37] H.Fritzsch, Z.Z.Xing, Phys.Lett. **B517** (2001) 363.
- [38] C.Jarlskog, Phys.Rev.Lett. **55** (1985) 1039.
- [39] Caprini *et al.*, Nucl.Phys. **B530** (1998) 153, Boyd *et al.*, Phys.Rev. **D56** (1997) 6895.
- [40] Collaboration CLEO, Phys.Rev.Lett. **88** (2002) 231803.
- [41] Collaboration BaBar, résultats présentés à la conférence ICHEP 2002.
- [42] Collaboration ALEPH, E.Phys.J. **C6** (1999) 555, Collaboration OPAL, E.Phys.J. **C21** (2001) 399, Collaboration DELPHI, Phys.Lett. **B478** (2000) 14, Collaboration L3, Phys.Lett. **B436** (1998) 174.
- [43] Collaboration Belle, résultats présentés à la conférence FPCP 2003.
- [44] Collaboration CLEO, hep-ex/0304019, Collaboration BaBar, Phys.Rev.Lett. **90** (2003) 181801.

- [45] Collaboration ALEPH, Phys.Lett. **B492** (2000).
- [46] Collaboration OPAL, E.Phys.J. **C5** (1998).
- [47] Collaboration CDF, Phys.Rev. **D61** (2000).
- [48] G. Fogli *et al.*, hep-ph/0303064.
- [49] Collaboration OPERA, M. Guler *et al.*, CERN/SPSC 2000-028, SPSC/P318, LNGS-EXP 25/2000, et CERN/SPSC 2001-025, SPSC/M668, LNGS-EXP 30/2001 add. 1/01.
- [50] Collaboration ICARUS, F. Arneodo *et al.*, LNGS-EXP 13/89 add. 2/01.
- [51] J.J. Gomez Cadenas, en tant que rapporteur du groupe de travail sur les superfaisceaux au CERN, A. Blondel *et al.*, hep-ph/0105297.
- [52] H. Minaka *et al.*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **110** (2002) 404, M. Campanelli, hep-ex/0204004 (2002).
- [53] D. Beavis *et al.*, hep-ex/0205040 (2002).
- [54] M. Mezzetto, hep-ex/0302005 v1 (2003).
- [55] Y. Ytow *et al.*, hep-ex/0106019 (2001).
- [56] L. Chaussard, Proceedings de la conférence Heavy Quarks and Leptons 2002, Vietri, éditeurs G. Cataldi *et al.*, Frascati Physics Series **28**.
- [57] M. Mezzetto, hep-ex/0302007 v1 (2003).
- [58] Voir <http://lyoinfo.in2p3.fr/nufact99>.
- [59] P. Huber *et al.*, hep-ph/0204352 (2002).
- [60] M. Mezzetto, présentation á la conférence WIN'03, 8 octobre 2003.
- [61] V. Barger *et al.*, hep-ph/003184.

Remerciements

Je terminerai ce rapport comme je l'ai commencé, en violant à nouveau une des lois les plus sacrées du code de déontologie universitaire : d'abord, en plaçant les remerciements à la fin de l'ouvrage, ensuite, en refusant d'écrire explicitement les noms de toutes celles et tous ceux que je voudrais remercier bien autrement que par de simples mots.

Cependant, je ne résisterai pas au plaisir (sournois) de vous livrer quand même quelques indices. Après tout, il serait injuste que vous n'ayez pas à travailler un peu de votre côté :

un grand merci à Clara, Alain, Juan José, Marc, Aldo, et Yves,
remerciements et amitiés à Jean-Pierre, Edgar, Michèle et Jacques,
merci encore à Jean-Eudes, Gérard, Pierre, Laurent, Pascal, Denis, Jean-Damien et François,
merci aussi à Stavros, Dario et Elisabetta, Jacques, Carole, Perrine, Guillaume et Yvan,
merci pour les coups de pouce de Thierry, Martial, Alain, Olivier, Clément, Noël et Cécile,
grosses bises à Dominique, Sylvie, Monique, ainsi qu'à Lucile, Anne-Marie, Magguy, Andrée, Florence, Chrystèle et Marie,
merci de tout coeur à Imad, mon ami.