



HAL
open science

de la theorie electrofaible à l'Univers primordial. Synthèse de quelques résultats expérimentaux

Anne Ealet

► **To cite this version:**

Anne Ealet. de la theorie electrofaible à l'Univers primordial. Synthèse de quelques résultats expérimentaux. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2004. tel-00186671

HAL Id: tel-00186671

<https://theses.hal.science/tel-00186671v1>

Submitted on 11 Nov 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

présentée par

Anne Ealet

- De la théorie électrofaible à l'univers primordial -
- Synthèse de quelques résultats expérimentaux-

*soutenue le 22 Décembre 2004
devant le jury:*

Dr. Roy Aleksan	
Dr. Elie Aslanidès	
Pr. Jean-Jacques Aubert	
Pr. Pierre Binetruy	<i>rapporteur</i>
Dr. Brigitte Bloch-Devaux	<i>rapporteur</i>
Pr. Gérard Smadja	<i>rapporteur</i>

Remerciements

Je remercie d'abord Jean-Jacques Aubert de m'avoir accueilli, il y a déjà fort longtemps dans son laboratoire pour une thèse sur ALEPH et permis que j'arrive ici aujourd'hui. Son dynamisme est un exemple pour tous. Toute ma gratitude à Elie Aslanides, qui a ensuite assuré la direction du laboratoire et avec qui, après ma thèse, j'ai fait mes premières armes de physicienne dans CPLEAR. Ses conseils de tous les jours m'ont été souvent bien utiles. Merci aussi à Roy Aleksan qui assure aujourd'hui la continuité du rayonnement du laboratoire d'avoir accepté d'être dans mon jury.

Je tiens à remercier tout ceux et celles qui m'ont aidé ou soutenu toutes ces années, avec qui j'ai partagé des moments intenses dans ce laboratoire mais aussi au sein des diverses collaborations en particulier CPLEAR et ALEPH. Je ne ferai pas l'exercice de citer toutes les personnes avec qui j'ai eu le plaisir de travailler dans le passé, j'aurai trop peur d'en oublier. Le travail de recherche est pavé de rencontres, de liens tissés au cours de *shift*, autour de cafés, et dans nos nombreux voyages, qui font partis du quotidien et nous enrichissent tous les jours.

Je souhaite cependant exprimer plus particulièrement ma reconnaissance à ceux qui m'ont entouré dernièrement:

Toute ma gratitude à Eric Kajfasz, qui a été mon soutien et mon conseiller pour cette habilitation. Il a su trouver les arguments de taille pour me décider à enfin rédiger ce mémoire. Qu'il en soit remercié.

Merci au groupe RENOIR d'être là, c'est un vrai bonheur d'avoir eu l'occasion de mener cette aventure vers la cosmologie avec vous. Merci à Alain Bonissent pour toute son aide, sa disponibilité et sa compétence que j'apprécie depuis ma thèse. Son soutien et son amitié ont été indéfectible jusqu'à ce jour. Merci à André Tilquin pour nos discussions acharnées de toujours, Dominique Fouchez qui avec discrétion a souvent su montrer des idées claires et bien déterminées, Charling Tao dont j'apprécie le charisme et la libre pensée, Frederic Henry-Couannier, qui déjà étudiant m'étonnait par ses idées originales et sa manière bien à lui de poser un problème (Longue vie aux énergies négatives ...) et enfin à Stephane Basa, qui le premier m'a initiée à quelques notions primaires d'astronomie.

Je tiens aussi ici à exprimer ma reconnaissance à Alain Mazure, Roger Malina et Olivier Lefèvre pour leur soutien inconditionnel. Merci aussi à tous les astronomes du LAM qui m'ont accueilli dans leur laboratoire et m'ont appris à découvrir toute la richesse et la complexité de la cosmologie. Je salue aussi ici aussi les équipes techniques, en particulier Eric Prieto et Pierre-Eric Blanc au LAM avec qui monter un projet spatial a été si facile, naturel et amusant. Merci enfin à Phipi pour son assistance de tous les jours.

Merci à Pierre Taxil et Jean-Marc Virey du CPT pour leur enthousiasme et leur soutien. Je trouve énormément de plaisir à pouvoir discuter et confronter avec eux ma compréhension des modèles et théories ainsi que nos différences de sémantique!

L'énergie noire est une thématique en pleine expansion et j'ai eu ces dernières années, l'occasion et le plaisir de collaborer avec plusieurs groupes. Merci à eux et en particulier à Reynald Pain, Gérard Smadja et Alexandre Réfregier pour toutes nos discussions enrichissantes. Ma reconnaissance à Gérard d'avoir de plus accepté de faire parti de ce jury. Je lui suis gré des remarques constructives faites à ce document. J'en profite aussi pour exprimer ma reconnaissance à la collaboration SNAP en particulier à Saul Perlmutter, Michael Levi, Alex Kim, Susana Deutsua et Eric Linder pour leur confiance.

Merci à Brigitte Bloch dont j'ai pu apprécier la fiabilité et la compétence dans ALEPH. Merci d'avoir accepté de faire parti de ce jury. Ce mémoire doit beaucoup à sa lecture attentive.

Toute ma gratitude à Pierre Binetruy pour avoir accepté de faire parti de ce jury et d'avoir de plus trouver le temps de rapporter sur ce travail.

Enfin, à tous mes amis, à Danièle et Régine qui sont là quand il le faut, à mes parents et surtout à ma famille, Yves, Cyril et Blandine, qui me supportent tous les jours quand j'ai la tête dans les étoiles avec tout ce que mon travail implique d'acharnement, d'implications et surtout de temps. Merci de le comprendre et de l'accepter.

Marseille, le 22 Décembre 2004.

Table des matières

1	Le modèle standard électrofaible	13
1.1	Les interactions et les champs physiques	13
1.2	Le lagrangien électrofaible	14
1.3	Le mécanisme de Higgs et la brisure de symétrie	14
1.4	Estimation des couplages	15
1.5	Les masses et le mélange des fermions	16
1.6	La matrice CKM et la violation de CP dans le Modèle Standard	17
2	Un test précis de la théorie électrofaible: l'étude du boson W	19
2.1	La production des W à LEP II	19
2.1.1	Couplage des bosons de jauge dans le Modèle Standard	19
2.1.2	Calcul de la section efficace de production	20
2.1.3	Les corrections radiatives	20
2.1.4	Estimation des taux de branchement	22
2.1.5	La simulation des processus physiques à LEP II	23
2.2	Mesure des processus de production des paires de W à LEP II	24
2.2.1	Sélection des événements WW	24
2.2.2	Mesure de la section efficace	25
2.2.3	Mesure des taux de branchement et de l'élément de matrice CKM V_{cs}	27
2.2.4	Combinaison des résultats des quatre expériences LEP	28
2.3	Mesure de la masse du W à LEP II	31
2.3.1	La masse du boson W dans le MS	31
2.3.2	La mesure de M_W	32
2.3.3	Le rôle de M_W dans les tests de précision du Modèle Standard	35
2.4	Mes contributions	38
3	La recherche directe du Higgs standard et supersymétrique	43
3.1	La recherche du Higgs standard	43
3.1.1	Les contraintes sur la masse du Higgs standard	43
3.1.2	Production du Higgs standard à LEP II	44
3.1.3	La recherche expérimentale du Higgs standard	45
3.2	Extension du secteur du Higgs	49
3.2.1	Le MSSM	49
3.2.2	Production des Higgs neutres du MSSM	51
3.2.3	Recherches expérimentales	53

3.2.4	Résultats combinés	54
3.3	Mes contributions	56
4	La violation CP	59
4.1	Introduction	59
4.2	La symétrie CP dans le système des Kaons	59
4.2.1	La violation CP dans les désintégrations du K_L	59
4.2.2	La violation CP par interférométrie	61
4.3	Interprétation dans le Modèle Standard	62
4.4	La mesure de la violation de T et de CPT	65
4.5	Synthèse et perspectives	65
4.6	Mes contributions	66
5	La baryogénèse primordiale et le Modèle Standard	69
5.1	Une brève histoire de notre Univers	69
5.2	L'asymétrie baryonique primordiale	70
5.3	Les conditions de Sakharov	72
5.4	La baryogénèse électrofaible	72
5.4.1	La violation du nombre baryonique dans le Modèle Standard	73
5.4.2	La violation CP et l'asymétrie baryonique	74
5.4.3	Conditions de non équilibre et asymétrie dans le Modèle Standard	74
5.5	Evaluation dans le cas du MSSM	76
5.6	Production par Leptogénèse	77
5.7	Conclusion	77
6	Le contenu de l'Univers et son interprétation théorique	79
6.1	Le modèle de cosmologie	79
6.1.1	Quelques rappels de cosmologie	79
6.1.2	Energie du vide et constante cosmologique	80
6.1.3	Les paramètres cosmologiques	82
6.2	Les résultats expérimentaux	83
6.2.1	La constante de Hubble et l'extension de l'Univers	83
6.2.2	Le fond diffus cosmologique (CMB)	84
6.2.3	La matière noire	86
6.2.4	L'énergie noire	88
6.2.5	Le modèle de concordance	93
6.3	Les interprétations théoriques	93
6.3.1	Le problème de la constante cosmologique	94
6.3.2	Quelles autres formes pour une énergie sombre ?	96
6.4	Analyse critique des résultats	98
6.4.1	Les biais d'analyse	98
6.4.2	Comment peut on interpréter ces résultats?	100
6.4.3	La mesure et les erreurs systématiques des supernovae	100
6.5	Le futur	103
6.5.1	Optimisation des mesures futures de supernovae	104

6.5.2	Perspectives	106
6.6	Mes contributions	107

Liste des figures

2.1	<i>Diagrammes de Feynman à l'ordre le plus bas de production de paire de W aussi appelés CC03</i>	21
2.2	<i>Sections efficaces de production des différents processus physique en fonction de l'énergie du LEP.</i>	23
2.3	<i>Topologies d'événements attendus après désintégration des deux W.</i>	25
2.4	<i>Sections efficaces de production de paires de W aux 10 énergies du LEP comparées aux prédiction de MS</i>	28
2.5	<i>Combinaison de la section efficace de production de paires de W à 10 énergies par les quatre expériences LEP.</i>	29
2.6	<i>Combinaison des taux de branchement des quatre expériences LEP, leptonique (gauche) et hadronique (droite).</i>	30
2.7	<i>Combinaison de la masse de W obtenue par les quatre expériences LEP (préliminaire).</i>	34
2.8	<i>La variation $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ en fonction de la masse du Higgs.</i>	37
2.9	<i>Variation de la masse du Higgs avec la masse du W pour une masse du top fixée.</i>	38
3.1	<i>Limite théorique sur la masse du Higgs en fonction de l'échelle d'énergie à partir de laquelle le MS n'est plus valable avec des arguments de stabilité du vide et de trivialité.</i>	44
3.2	<i>Section efficace de production du Higgs standard en fonction de sa masse au LEP.</i>	45
3.3	<i>Taux de branchement du Higgs standard en fonction de sa masse au LEP.</i>	46
3.4	<i>Valeur observée et attendue de la fonction $-2\ln Q$ en fonction de la masse du Higgs testée. La courbe en trait plein est la valeur observée, la courbe pointillée correspond à la valeur attendue dans le cas où il n'y a pas de signal à la masse testée et en double tiré dans le cas où il y a du signal. On observe un excès d'événements autour de 115 GeV/c². Seules les analyses NN sont utilisées dans cette figure.</i>	47
3.5	<i>Valeur observée et attendue de la fonction $-2\ln Q$ en fonction de la masse du Higgs testée pour les quatre expérience. La courbe en trait plein est la valeur observée, la courbe pointillée correspond à la valeur attendue dans le cas où il y a un signal à la masse testée et dans le cas où il n'y a pas de signal. Seules les analyses NN sont utilisés.</i>	48
3.6	<i>Contour d'exclusion en $(m_h, \sin^2(\beta - \alpha))$ à 95 %, tirée de [44].</i>	54

3.7	Exclusion des paramètres MSSM à 95% C.L., pour le scénario <i>non-mixing</i> avec $m_t = 179.3 \text{ GeV}/c^2$ en haut et pour le scénario avec m_h maximum en bas. On a représenté les zones qui sont exclues expérimentalement et théoriquement en fonction des paramètres m_A , m_h et $\tan\beta$	55
3.8	Contour d'exclusion en $(m_h, \tan\beta)$ à 95 % de C.L dans le cas du scénario à grand μ	56
3.9	Exclusion à 95% C.L., pour le scénario de violation CP et $m_t = 179.3 \text{ GeV}/c^2$. 57	
4.1	Représentation du triangle CKM d'unitarité	63
4.2	Contraintes sur le triangle unitaire CKM. Entourée de rouge, la zone privilégiée pour le sommet du triangle avec les contraintes venant de $ V_{ub} / V_{cb} $, ϵ , le mélange du B et $\sin 2\beta$ (tiré de [64]).	64
5.1	Abondance en éléments légers produits en fonction de la densité baryonique. La ligne verticale indique la région favorisée par les observations (tiré de [68])	71
5.2	Potentiel du Higgs à température finie dans le cas d'une transition de première ordre à gauche et du deuxième ordre à droite. La valeur de T_c depend de la masse du Higgs	76
6.1	Spectre de puissance $C_l l(l+1)$ obtenue par WMAP	85
6.2	Compilation de mesure de Ω_M avec le CMB dans lequel on a supposé d'une part l'énergie noire fixe ou d'autre part de la laisser varier dans ces erreurs. Indiqués en rouge les mesures de rapport de masse-luminosité, en orange de masse-rapport baryonique, en bleu le comptage d'amas et en vert les mesures de forme gravitationnels, tiré de [100]	87
6.3	Diagramme de Hubble des supernovae mesurées récemment par Perlmutter [109].	91
6.4	Interprétation des supernovae mesurées récemment par Riess [110] dans le cadre d'une constante cosmologique et par Perlmutter [109] dans le cadre d'une équation d'état constante.	92
6.5	Résultats sur l'ajustement de $w(z) = w_0 + w'z$, publiés par Riess [110] en utilisant des supernovae lointaines mesurées au HST.	93
6.6	Contour d'exclusion à 95 % CL avec les supernovae publiées par Tonry [112], le CMB de WMAP et les mesures d'amas dans le cas d'un Univers plat.	94
6.7	Représentation de différents types de modèles et de leur équation d'état.	97
6.8	Contour d'exclusion à 95 % CL avec les supernovae publiées par Riess 2004 sans prior sur Ω_m dans le cas d'un Univers plat tiré de [99].	101
6.9	Optimisation du nombre de SN à gauche et de la distance maximum à droite pour minimiser l'erreur sur w' , en incluant un effet systématique.	105

Liste des tableaux

2.1	Erreurs systématiques de la section efficace des paires de W en fb à 207 GeV pour chaque état final. Les corrélations entre canaux sont prises en compte et la dépendance en énergie est propagée si nécessaire	26
2.2	Sections efficaces totales de production de WW à chacune des énergies et rapport aux prédictions des deux modèles <i>RacoonWW</i> et <i>YFSWW3</i>	27
2.3	Résumé des erreurs systématiques dominantes dans la mesure de la masse du W. Ces valeurs sont indicatives, l'analyse étant en cours.	33
2.4	Les mesures d'entrée de l'ajustement global électrofaible rapportées au Z plus la masse et la largeur du W mesurées au LEP et au Tevatron et la masse du top mesurée au Tevatron. La dernière ligne donne la contribution à $\alpha(M_Z^2)$ de la polarisation du vide hadronique.	36
2.5	Les résultats des ajustements électrofaibles sous trois hypothèses: toutes les données au Z incluant les valeurs W; avec la masse du top mais sans la masse du W et enfin incluant toutes les données (sauf NuteV), tiré de [27].	36
3.1	Limites à 95% C.L., sur m_h et m_A dans les deux scénarii conservant CP du MSSM sans mélange et mélange maximum. Une valeur de $m_t = 179.3 \text{ GeV}/c^2$ est utilisée.	54
4.1	Résumé des résultats obtenus de mesure CP par CPLEAR [54] dans les canaux 2π et 3π	62
4.2	Résumé des résultats obtenus de mesure de violation de T et CPT par CPLEAR [52, 53] dans les canaux semileptoniques.	66
6.1	Valeur du paramètre w de l'équation d'état de différentes composantes de l'Univers	81

Introduction

Il y a eu en physique des particules, durant les dernières décennies un accord exceptionnel des prédictions théoriques aux données des grandes expériences sur accélérateurs. Depuis quelques années, on assiste au même phénomène avec les observations venant de l'Univers.

La physique des particules s'appuie sur une théorie dont les prédictions sont mesurables dans les grands collisionneurs. Les résultats obtenus à ce jour renforcent la confiance en ce modèle de basse énergie. Mais aucune déviation ne semble annoncer une nouvelle physique et les questions théoriques et phénoménologiques s'accumulent.

Des questions fondamentales restent posées: par exemple, l'origine de la masse n'est toujours pas comprise et les différentes interactions ne sont toujours pas unifiées. Des motivations théoriques poussent à chercher des extensions à ce modèle mais aucune indication expérimentale à ce jour ne permet de choisir une direction.

La cosmologie par ailleurs, rentre dans une nouvelle phase avec l'exploitation de données de plus en plus précises venant de diverses observations. Les résultats actuels cependant amènent à se poser de nouvelles questions: la domination de notre Univers par de la matière noire et surtout de l'énergie noire pose une des grandes interrogations de ce début de siècle.

Il est donc intéressant de vouloir unifier les idées venant des théories de physique des particules avec les modèles décrivant l'Univers primordial. Pour essayer de relier ces deux aspects, les approches théoriques et expérimentales sont fondamentalement reliées. La réflexion dans ce domaine doit permettre d'amener:

- de nouvelles idées sur le contenu en matière et en énergie de l'Univers
- de nouvelles propositions d'exploitation des données et de nouvelles mesures

Les avancées dans ce domaine à la frontière avec la cosmologie sont dans la continuité des questions fondamentales depuis longtemps centrales de la physique des particules auxquelles les futurs grands accélérateurs vont aussi tenter de répondre. Dans cette habilitation, je vais retracer les éclairages possibles sur quelques questions ouvertes à partir de mes travaux de recherche et évoquer des voies que je pense importantes d'explorer pour avancer dans la prochaine décennie.

Dans le chapitre 1, je commencerai par rappeler les bases de la théorie électrofaible puis dans le chapitre 2, je retracerai les résultats obtenues par LEP II sur les mesures des propriétés des bosons W. Dans le chapitre 3, je détaillerai la recherche directe du boson de Higgs au LEP dans ce cadre théorique et dans un cadre plus étendu tel la supersymétrie. Je reverrai les mesures obtenues dans le domaine de la violation CP dans le chapitre 4. J'étudierai ensuite dans le chapitre 5 si cet ensemble de résultats peut être interprété pour expliquer la baryogénèse primordiale. Je finirai par une revue des résultats récents en cosmologie et de leur interprétation dans un cadre théorique cohérent. Devant les contradictions actuelles, j'essaierai d'esquisser les approches expérimentales les plus prometteuses pour clarifier ce grand problème actuel.

Chapitre 1

Le modèle standard électrofaible

Les particules que l'on observe et leurs propriétés nous indiquent que la symétrie de jauge électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est un modèle qui reproduit bien les observations. Avant de donner quelques résultats expérimentaux, je vais rappeler quelques notions de base de cette théorie [1].

1.1 Les interactions et les champs physiques

Le modèle standard de la physique des particules (MS) rend compte des interactions électromagnétique, faible et forte. Il est décrit par le groupe de symétrie $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ où :

- la partie $SU(3)_c$ décrit la chromodynamique quantique et correspond à l'interaction forte avec 8 générateurs λ_i correspondants à 8 gluons responsables de la couleur.

- la partie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, correspond aux interactions électrofaibles :

$SU(2)_L$ est le groupe d'isospin faible: il est pourvu de 3 générateurs

$$T_i = \frac{1}{2} \int d^3x \psi^\dagger(x) \sigma_i \psi(x)$$

(σ_i étant les matrices de Pauli) correspondants à 3 bosons vectoriels W_μ^i .

Les champs de matière sont les fermions, quarks et leptons, états propres du troisième générateur du groupe $SU(2)_L$. Pour tenir compte de la violation maximale de parité de courant chargé, les parties droites et gauches sont dans des représentations différentes et on écrit:

$$f_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)f \quad (1.1)$$

$$\bar{f}_{L,R} = \frac{1}{2}\bar{f}(1 \pm \gamma_5) \quad (1.2)$$

où f est un fermion et γ_5 est la matrice chirale de Dirac. Les composantes gauches seront dans des doublets alors que les composantes droites seront singlets.

$U(1)_Y$ est le groupe abélien d'hypercharge faible: il est pourvu d'un générateur Y associé à un boson vectoriel B_μ .

1.2 Le lagrangien électrofaible

Le lagrangien des interactions faibles est un lagrangien de type Yang-Mills qui s'écrit:

$$\mathcal{L}_{EW} = \bar{f}_L i \gamma^\mu D_\mu f_L + \bar{f}_R \gamma^\mu D_\mu f_R - \frac{1}{4} \sum_{i=1}^3 W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.3)$$

où D_μ est la dérivée covariante définie par

$$D_\mu = \partial_\mu + ig T_i W_\mu^i + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.4)$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g \epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad (1.5)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.6)$$

avec g la constante de couplage de $SU(2)_L$ et g' celle de $U(1)_Y$.

Ce lagrangien décrit les interactions de bosons de jauge de masse nulle avec des fermions de masse nulle. Pour introduire des masses, il faut des termes de type $\frac{1}{2} M^2 W_\mu W^\mu$ pour les bosons vectoriels ou $m f \bar{f}$ pour les fermions, termes qui ne sont pas invariants sous transformations de jauge. On introduit alors le mécanisme de Higgs.

1.3 Le mécanisme de Higgs et la brisure de symétrie

On considère un champ scalaire complexe couplant aux bosons de jauge [2]. Le Lagrangien associé s'écrit:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi^\dagger, \phi) - \bar{f}_L \Gamma f_R \phi - \bar{f}_R \Gamma^\dagger f_L \phi^\dagger \quad (1.7)$$

où ϕ est le champ associé au boson de Higgs, Γ est la matrice de masse qui inclut les termes de couplage de type Yukawa. $V(\phi^\dagger, \phi)$ est un terme d'auto interaction du champ scalaire invariant tel:

$$V(\phi^\dagger, \phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.8)$$

Pour avoir une brisure spontanée de symétrie, il faut choisir $\mu^2 > 0$ (le potentiel n'est pas minimal pour $\phi = 0$) et $\lambda > 0$ (le potentiel est borné vers le bas) et le champs scalaire possède alors une valeur moyenne non nulle dans le vide:

$$|\phi|^2 = \frac{1}{2} \sum_i \phi_i^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (1.9)$$

pour que le lagrangien soit invariant, ϕ doit être un doublet de $SU(2)$, qui s'écrit

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

dont la valeur moyenne dans le vide est:

$$\langle \phi \rangle_0 = \langle 0 | \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Le boson de Higgs physique correspond aux fluctuations autour de l'état fondamental v et le champ scalaire correspondant est

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ (v + H(x))/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

où $H(x)$ correspond au boson de Higgs physique. Sa masse est:

$$m_H^2 = 2\mu^2 = 2\lambda v^2 \quad (1.13)$$

Pour estimer la masse des bosons de jauge, on écrit la dérivée covariante du Lagrangien

$$D_\mu \phi = (\partial_\mu + igT_i W_\mu^i + ig' \frac{Y}{2} B_\mu) \phi \quad (1.14)$$

Les termes quadratiques en W et B correspondent aux termes de masse des bosons de jauge.

$$(D_\mu \langle \phi \rangle_0)^\dagger (D^\mu \langle \phi \rangle_0) = \frac{v^2}{8} (g^2 \sum_i W_\mu^i W^{i\mu} + g'^2 B_\mu B^\mu - gg' W_\mu^3 B_\mu - gg' B_\mu W_\mu^3) \quad (1.15)$$

qui écrit sous forme matricielle, permet de faire apparaitre la matrice de masse dont la diagonalisation donne les vecteurs et valeurs propres suivantes: si on met ce terme sous la forme

$$= -\frac{1}{2} M_W^2 W_\mu^+ W^{\mu-} - \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu \quad (1.16)$$

on trouve

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.17)$$

$$Z_\mu = \frac{gW_\mu^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = W_\mu^3 \cos\theta_W - B_\mu \sin\theta_W \quad (1.18)$$

$$A_\mu = \frac{g'W_\mu^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = W_\mu^3 \sin\theta_W + B_\mu \cos\theta_W \quad (1.19)$$

ou θ_W est l'angle de mélange faible. On en déduit:

$$M_W = \frac{gv}{2}, M_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} v, M_\gamma = 0 \quad (1.20)$$

1.4 Estimation des couplages

Avant brisure de symétrie, le lagrangien de l'interaction électro-faible s'écrit:

$$\mathcal{L}_{EW} = -g J_i^\mu W_\mu^i - \frac{g'}{2} J_Y^\mu B_\mu \quad (1.21)$$

et

$$J_i^\mu = \bar{f}_L \gamma^\mu \sigma_i / 2 f_L, J_Y^\mu = \bar{f} \gamma^\mu Y f \quad (1.22)$$

Après brisure de symétrie, le Lagrangien devient:

$$\mathcal{L}_{EW} = -\frac{g}{\sqrt{2}}(J_{cc}^\mu W_\mu^+ + J_{cc}^{\mu\dagger} W_\mu^-) - \frac{gg'}{\sqrt{(g^2 + g'^2)}} J_{em}^\mu A_\mu - \sqrt{(g^2 + g'^2)} J_{cn}^\mu Z_\mu \quad (1.23)$$

avec

$$J_{cc}^\mu = \frac{1}{2}(J_1^\mu + iJ_2^\mu) = \bar{f}_L \gamma^\mu \frac{\sigma_1 + i\sigma_2}{2} f_L \quad (1.24)$$

qui représente le courant faible chargé (cc):

$$J_{em}^\mu = J_3^\mu + \frac{1}{2} J_Y^\mu = \bar{f} \gamma^\mu Q f \quad (1.25)$$

qui représente le courant électromagnétique (em) et

$$J_{cn}^\mu = J_3^\mu - \sin^2 \theta_w J_{em}^\mu \quad (1.26)$$

qui représente le courant neutre (cn).

En identifiant à la partie électromagnétique ordinaire, on déduit les relations suivantes:

$$e = 2\sqrt{\pi\alpha} = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = g \sin \theta_w = g' \cos \theta_w \quad (1.27)$$

où e est la charge de l'électron et α , la constante de structure fine connue par effet Hall quantique. De même, en identifiant la partie chargée par analogie au couplage basse énergie on obtient:

$$\frac{G_F m_W^2}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8} \Rightarrow v = \frac{1}{\sqrt{G_F \sqrt{2}}} \approx 246 \text{ GeV} \quad (1.28)$$

G_F la constante de Fermi = $1.16639 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ Ces relations montrent que le secteur électrofaible après brisure de symétrie spontanée est complètement décrit par 3 paramètres: les deux constantes de couplage g et g' et la valeur du vide du champ de Higgs v , ou de façon équivalente la masse du boson W , M_W .

1.5 Les masses et le mélange des fermions

Le troisième terme du lagrangien à ajouter correspond au couplage du Higgs aux fermions. On calcule facilement les termes de masse correspondant à partir du lagrangien de terme de couplage de Yukawa :

$$\mathcal{L}_{yukawa} = (\bar{f}_L \Gamma f_R \phi + \bar{f}_R \Gamma f_L \phi^\dagger) \quad (1.29)$$

ce qui donne pour un seul fermion:

$$\mathcal{L}_{yukawa} = -J_f (v + H) / \sqrt{2} (\bar{f}_L f_R + \bar{f}_R f_L) = -m_f (f \bar{f}) - m_f / v (f \bar{f} H) \quad (1.30)$$

d'où

$$m_f = \frac{J_f v}{\sqrt{2}} \quad (1.31)$$

Le mécanisme prévoit donc un couplage des fermions au Higgs proportionnel à la masse mais la valeur de J_f n'est pas connue. Ce lagrangien se généralise avec plusieurs fermions. Les interactions faibles de courant chargé peuvent changer la saveur des quarks. Il faut distinguer les états propres de masse des états propres de saveur.

Ce faisant, on réécrit les termes de Yukawa du Lagrangien dans la base des états propres de saveurs. Par exemple, si u' et d' sont les états propres de saveurs des quarks u et d , eux, états propres de masse, le lagrangien s'écrit:

$$\mathcal{L}_{yukawa} = -(v)(\bar{d}'_{iL} M_{ij}^d d'_{jR} + \bar{u}'_{iL} M_{ij}^u u'_{jR}) \quad (1.32)$$

En généralisant, on diagonalise la matrice de masse de quarks up et down par des transformations unitaires U_L et U_R telles que $u'_L = U_L^u u_L$, $u'_R = U_R^u u_R$ etc... Cela laisse invariant les courants électromagnétique et neutre du lagrangien mais modifie la partie courant chargé :

$$J_{cc}^\mu = \bar{u}'_L \gamma^\mu d'_L = \bar{u}_L U_L^{u\dagger} \gamma^\mu U_L^d d_L = \bar{u}_L \gamma^\mu V d_L \quad (1.33)$$

La matrice unitaire V est appelée la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [3] et c'est le seul endroit dans la théorie où on peut introduire de façon naturelle la violation CP. En effet, parce que il y a un seul champ de Higgs dans le modèle standard classique, par hermiticité, le lagrangien \mathcal{L}_{Higgs} est invariant sous CP et la valeur du vide est choisie réelle. Donc la seule source possible de violation CP spontanée se trouve dans le lagrangien de Yukawa.

1.6 La matrice CKM et la violation de CP dans le Modèle Standard

Nous allons regarder plus en détail la matrice CKM. Dans le cas de deux générations, cette matrice est arbitrairement décrite par un angle de mélange et 3 phases. Mais on peut toujours choisir dans ce cas les champs arbitrairement en changeant la phase et avoir une matrice réelle. Donc, a priori, il existe une solution dans laquelle on n'a pas de violation CP dans le MS. Si on passe à 3 générations, il reste une phase intrinsèque que l'on ne peut pas enlever sur de tels arguments. La paramétrisation communément utilisée de la matrice V est due à Maiani:

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

$$= \begin{pmatrix} \cos\beta\cos\theta & \cos\beta\sin\theta & \sin\beta e^{i\delta} \\ -\cos\gamma\sin\theta - \cos\theta\sin\beta\sin\gamma e^{i\delta} & \cos\gamma\cos\theta - \sin\theta\sin\beta\sin\gamma e^{i\delta} & \cos\beta\sin\gamma \\ \sin\theta\sin\gamma - \cos\theta\cos\gamma\sin\beta e^{i\delta} & -\cos\theta\sin\gamma - \cos\gamma\sin\theta\sin\beta e^{i\delta} & \cos\gamma\cos\beta \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

qui a l'avantage d'être une paramétrisation exacte.

L'interprétation de la violation CP se trouve dans la mesure de ce terme de phase non nulle δ . Si le MS permet la violation CP, celle ci reste cependant mise à *la main* et il serait satisfaisant de trouver une raison plus fondamentale pour l'existence de cette phase non nulle.

On écrit souvent la matrice sous une forme d ue   Wolfenstein [4] qui a remarqué la structure hiérarchique des angles de mélange pouvant s'écrire en puissance de $\lambda = \sin\theta = 0.22$ avec $\sin\gamma = A\lambda^2$ et $\sin\beta e^{i\delta} = A\lambda^3(\rho - i\eta)$. On a alors:

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (1.36)$$

On remarque que la violation CP entre dans cette écriture dans le terme η qui intervient à l'ordre λ^3 , ce qui explique pourquoi l'effet observé expérimentalement est si petit. Par contre, pour expliquer les données il faut aussi que η soit comparable à ρ . Il faut remarquer que cette paramétrisation est une approximation: par exemple les éléments V_{cd} et V_{cs} ont des termes de phase à l'ordre $\mathcal{O}(\lambda^5)$ qui ne sont pas pris en compte ici mais doivent l'être dans une interprétation expérimentale.

L'unitarité de cette matrice se traduit aussi par un ensemble de 6 relations que l'on représente souvent par un triangle de sommets $A(\rho, \eta)$, $B(1,0)$ et $C(0,0)$ et dont la mesure des angles est un test expérimental important. L'interprétation de ce triangle et les résultats expérimentaux seront décrits plus en détail au chapitre 4.

Chapitre 2

Un test précis de la théorie électrofaible: l'étude du boson W

Les deux dernières décennies ont été très riches en résultats expérimentaux en physique des particules. En particulier le collisionneur e^+e^- du LEP a été un des lieux féconds en résultats aussi bien aux énergies proches du pic du boson Z qu'au delà du seuil de production de paires de boson W.

C'est en 1983 que l'on a observé pour la première fois le boson W dans un collisionneur hadronique avec les expériences UA1 et UA2 au CERN. Les expériences CDF et D0 au Tevatron ont ensuite produit des W mesurant ainsi sa masse pour la première fois. De 1989 à 1995 le LEP, collisionneur e^+e^- , a opéré au pic du Z^0 et a produit plus de 4 millions de désintégration de Z dans chacune des quatre expériences du LEP. En 1996, la machine à augmenter progressivement l'énergie disponible au centre de masse, de 161 GeV jusqu'à 209 GeV en 2000. Avec cette phase LEP II, environ 12 000 paires de W ont été produites par chacune des quatre expériences, permettant pour la première fois des études fines de la masse mais aussi des différents couplages qui sont des tests des propriétés spécifiques de la théorie électrofaible. Je vais retracer ici les résultats obtenus durant la deuxième phase du LEP par ALEPH quand l'énergie du collisionneur a dépassé l'énergie de seuil de production des paires de W. (pour une description détaillée du détecteur ALEPH voir Ref. [5] et de ses performances voir Ref. [6]).

2.1 La production des W à LEP II

2.1.1 Couplage des bosons de jauge dans le Modèle Standard

Nous avons vu que le lagrangien électrofaible peut s'écrire:

$$\mathcal{L}_{EW} = \dots - \frac{1}{4} \sum_{i=1}^3 W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.1)$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad (2.2)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.3)$$

cela veut dire que, par le premier terme du Lagrangien, la théorie prédit des couplages au premier ordre à trois bosons de jauge de type

$$g\epsilon_{ijk}\partial_\mu W_\nu^i W^{j\mu} W^{k\nu} \quad (2.4)$$

le couplage à trois bosons de type γWW est prédit au premier ordre avec une amplitude $g_{\gamma WW} = g\sin\theta_W = e$ et celui de type ZWW avec $g_{ZWW} = g\cos\theta_W = e\cot\theta_W$ (près de 2 fois plus grand). Les couplages à 4 bosons sont aussi permis dans la théorie. Le LEP permet d'étudier cette production en fonction de l'énergie dans le centre de mass \sqrt{s} .

Une déviation entre ces mesures et la théorie serait une preuve de nouvelle physique ou de la nature non élémentaire du boson W. C'est pourquoi les couplages chargés à trois bosons sont étudiés au LEP; En supposant l'invariance sous C, P, CP, il reste 6 couplages qui décrivent les vertex $(\kappa_\gamma, \kappa_Z, g_1^\gamma, g_1^Z, \lambda_\gamma, \lambda_Z)$ et le lagrangien s'écrit avec $V=\gamma, Z$:

$$L_{eff} \sim (g_1^V V^\mu W_{\mu\nu}^- W^{+\nu} + \kappa_V W_\mu^+ W_\nu^- V^{\mu\nu} + \frac{\lambda_V}{M_W^2} V^{\mu\nu} W_\nu^+ W_\mu^-) \dots \quad (2.5)$$

sous invariance $U(1) \otimes SU(2)$, on a $g_1^\gamma = 1, \kappa_Z = g_1^Z - (\kappa_\gamma - 1)\tan^2\theta_W$ et $\lambda_\gamma = \lambda_Z$ donc 3 paramètres de couplages $(\kappa_\gamma, g_1^Z, \lambda_\gamma)$ où g_1^Z représente le degré de couplage du W au Z et les deux autres définissent le moment magnétique et le moment quadripolaire électrique du W. Les valeurs attendues par le MS sont $(\kappa_\gamma = 1, g_1^Z = 1, \lambda_\gamma = 0)$. Une anomalie de production produirait un changement de la section efficace mais aussi des modifications des angles de production et de désintégration des W (mélange d'hélicité) qui ont été étudiés au LEP. La production de paire de WW donne donc l'opportunité de tester la partie théorie de jauge non abélienne, avec une grande précision en mesurant les sections efficaces de production des W.

2.1.2 Calcul de la section efficace de production

Les bosons W sont produits au LEP par paires. Les diagrammes définissant ce processus sont donnés sur la Figure 2.1. Les W sont produits par annihilation de e^+e^- en un γ ou un Z virtuel ou par une double conversion avec échange de neutrino dans la voie t. Ces diagrammes sont appelés CC03 dans la littérature.

La section efficace de production correspondante, calculée au premier ordre, est $\propto \frac{\pi\alpha^2}{s\sin^4\theta_W}\beta$ où $\beta = \sqrt{1 - 4M_W^2/s}$ est la vitesse du W. Seule la contribution de la voie t est effective ici car les autres diagrammes interviennent à l'ordre β^3 . Pour vraiment évaluer la section efficace, il faut calculer les termes d'interférence entre ces 3 diagrammes et les diagrammes généraux de production $e^+e^- \rightarrow 4f$. Ce calcul, compliqué, se fait par Monte-Carlo. Le calcul au premier ordre n'est pas assez précis (de l'ordre de 2 %) comparé à la précision prévue de la mesure (de l'ordre de 1 %). Il faut donc calculer les corrections radiatives.

2.1.3 Les corrections radiatives

Les calculs dans ces processus sont non triviaux si on veut considérer une évaluation complète de tous les états possibles à 4 fermions. Les processus mis en jeu dans les

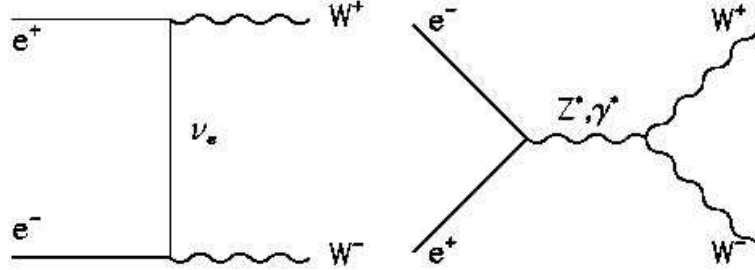


Figure 2.1: Diagrammes de Feynman à l'ordre le plus bas de production de paire de W aussi appelés CC03 .

diagrammes 2.1 contiennent deux bosons W résonnants. Les calculs correspondants à la production de W sur leur couche de masse (stable) est calculable à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$. Mais en considérant les bosons W hors couche de masse, il faut inclure une largeur Γ_W finie. La contribution de cette largeur non nulle dans les propagateurs des W brise en particulier l'invariance de jauge électromagnétique créant ainsi de sérieux problèmes techniques et conceptuels pour faire des estimations correctes. En particulier, il est nécessaire de modifier les propagateurs dans les calculs des diagrammes avec des termes de type $\frac{1}{(k^2 - M_W^2)}$ où k est le moment du W. Ces termes sont appelés des pôles et rendent les calculs complexes. Les corrections radiatives incluent différentes contributions:

- L'attraction coulombienne entre les deux W: elle correspond à un diagramme où les deux W sont reliés par un photon virtuel. Cette correction est surtout importante au seuil de production.
- Les effets dûs à la production d'un photon par les électrons dans l'état initial et final. On distingue 2 types de diagrammes:
 - les diagrammes avec l'émission réelle de photon $e^+e^- \rightarrow 4f + \gamma$, détectable ou non. Cette évaluation est primordiale car elle constitue une source importante d'erreur dans les estimations expérimentales. Les photons provenant de l'état initial (ISR) ou final (FSR) sont indistinguables expérimentalement mais le calcul théorique est compliqué et en général, les deux cas sont traités puis générés indépendamment. En particulier si le photon est indétectable, des approximations sont nécessaires pour calculer les corrections QED d'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ avec des termes de logarithmes dominants (LL). La méthode dite d'exponentiation qui permet de s'abstraire des termes divergents (YFS [7]) est utilisée pour générer des photons ISR. Pour les photons FSR, on utilise un Monte-Carlo spécialisé PHOTOS [8].

-Les diagrammes avec production virtuelle de photons dans $e^+e^- \rightarrow 4f$. Cela inclut les cas où des photons sont échangés entre les W et les produits de désintégration

Le calcul complet de ces diagrammes à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ a demandé le développement d'une méthode particulière appelée l'approximation des pôles (DPA). En effet, la plupart du temps, on a pas besoin du calcul entier mais il suffit de calculer les termes doublement résonnants de l'amplitude qui dominent la production des paires de W, les autres contributions étant négligeables à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$. Cette approximation consiste à ne calculer que les éléments de la matrice de transition qui dominent par la résonance des deux W. Il faut noter que ces calculs ne sont pas valables près du seuil de production.

Deux méthodes ont été développées par deux groupes [7] et [9] pour implémenter ces corrections d'une façon un peu différente:

- Le groupe RACONWW [9] a utilisé la méthode DPA avec un calcul complet de toutes les contributions factorisables (c.a.d à deux W instables) et non factorisables (diagrammes où les états de production et de désintégration sont liés par des photons avec $E_\gamma \leq \Gamma_W$). Les ordres supérieurs ISR sont implémentés via des fonctions de structure.
- L'approche de YFS [7] consiste à ne considérer que les termes avec le plus grand nombre de résonances en remarquant que l'on peut développer l'amplitude en puissance de $\frac{\Gamma_W}{M_W}$ et de α . Cette méthode appelée l'approximation du pôle dominant (LPA) permet ainsi d'inclure les contributions exactes faibles et QED par la méthode exponentielle de YFS à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ combinées avec les corrections $\mathcal{O}(\alpha^3)$ LL ISR. Cette méthode a l'avantage aussi d'être plus facilement intégrable dans un générateur.

Un travail considérable [10] a permis de mener à bien ces calculs pour diminuer les erreurs théoriques: il a fallu comparer les différentes méthodes entre les deux groupes et implémenter ensuite ces corrections dans les générateurs. On a pu conclure de ce travail que les précisions théoriques attendues sont meilleures que le % sur toute la gamme d'énergie (autour de 0.5 % pour $\sqrt{s} > 200\text{GeV}$) et que les deux méthodes sont en accord à mieux que 0.5% [11].

2.1.4 Estimation des taux de branchement

Chaque W va se désintégrer en deux fermions qui peuvent être soit des hadrons soit des leptons. Les largeurs partielles de désintégration des W se calculent aussi d'abord au premier ordre, en négligeant les masses de fermions. Dans le cas de production de quarks on a

$$\Gamma_{u_i \bar{d}_j} = \frac{\alpha m_W}{4 \sin^2 \theta_W} |V_{ij}|^2 \quad (2.6)$$

où i et j donnent toutes les possibles combinaisons de quarks. Pour la désintégration leptonique:

$$\Gamma_{l_i \nu_j} = \frac{\alpha m_W}{12 \sin^2 \theta_W} \quad (2.7)$$

La largeur totale est ensuite obtenue en sommant toutes les combinaisons dont les masses sont inférieures à celle du W. Il faut ici aussi corriger des ordres supérieurs électrofaibles,

essentiellement QED, des effets de masses et des effets QCD. On obtient

$$\Gamma_{u_i \bar{d}_j} = \frac{G_F m_W^3}{2\sqrt{2}\pi} |V_{ij}|^2 \left(1 + \frac{\alpha_s(M_W^2)}{\pi}\right) \quad (2.8)$$

et

$$\Gamma_{l_i \nu_j} = \frac{G_F m_W^3}{6\sqrt{2}\pi} \quad (2.9)$$

d'où la largeur totale:

$$\Gamma_W = \frac{3G_F m_W^3}{2\sqrt{2}\pi} \left(1 + \frac{2\alpha_s(M_W^2)}{3\pi}\right) \quad (2.10)$$

Les taux de branchements attendus sont obtenus en faisant le rapport des largeurs partielles à la largeur totale et on peut déduire aisément des relations ci-dessus:

$$\frac{BR(W \longrightarrow q\bar{q})}{1 - BR(W \longrightarrow q\bar{q})} = \left(1 + \frac{\alpha_s(M_W^2)}{\pi}\right) \sum_{i=u,c,j=d,s,b} |V_{ij}|^2 \quad (2.11)$$

qui est utile pour évaluer la valeur de $|V_{cs}|$ à partir des taux de branchement expérimentaux.

2.1.5 La simulation des processus physiques à LEP II

Tout un ensemble de réactions sont produites à LEP II et leurs sections efficaces sont représentés sur la Fig 2.2. Ces processus constituent les contaminations à l'analyse WW. Je ne rentrerai pas ici dans les détails de la génération des événements Monte Carlo de

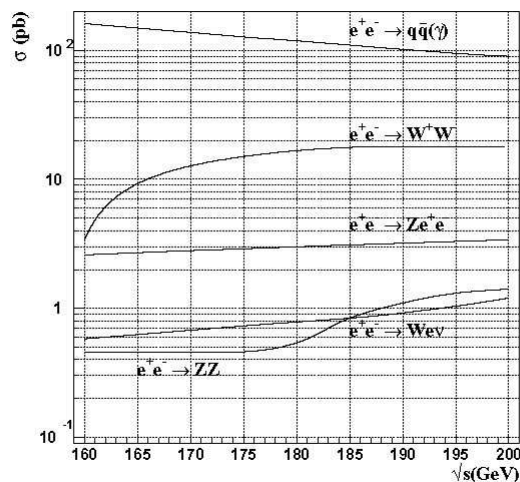


Figure 2.2: Sections efficaces de production des différents processus physique en fonction de l'énergie du LEP.

tout type, signal et fond. Je tiens à souligner la complexité de ce travail ou plusieurs millions d'événements correspondants à tous les processus physiques ont été générés. En particulier, tout un développement s'est fait autour de l'implémentation de tous les effets

correctifs possibles dans la production d'événements à 4 fermions (4f) avec le générateur `KoralW 1.51` [12]. Ces événements incluent les événements de fond provenant de processus à un seul W, de type ZZ ou Zee, compatibles avec un état final WW en 4 fermions.

Une méthode de poids a été développée qui permet à partir d'une génération d'événements quelconques de type 4f de sélectionner un échantillon de type CC03 et de lui appliquer diverses corrections comme celle DPA pour inclure les termes d'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$. Les événements de type 4f qui sont sélectionnés sont estimés via la correction

$$4f - CC03 = \sigma_{4f} \sum_{i=1}^{n_{4f}} (1 - w_i) \quad (2.12)$$

où w_i est un poids correspondant au rapport de l'élément de matrice carré calculé sur les diagrammes CC03 à celui calculé sur tous les diagrammes 4f. Calculée sur un seul échantillon d'événements 4f, cette correction permet de prendre en compte directement les effets d'interférence des différents diagrammes entrants dans les états finaux à 4f et permet de réduire considérablement les erreurs statistiques liées à cet effet.

2.2 Mesure des processus de production des paires de W à LEP II

Dans cette partie, je vais décrire les grandes lignes des résultats obtenus par ALEPH dans la seconde phase du LEP. Cette analyse est décrite dans la publication [14]. Toutes les données prises entre 183 et 209 GeV ont été ré-analysées de façon cohérente. Cela correspond à une luminosité intégrée de 683 pb^{-1} , enregistrée à 8 énergies au centre de masse différentes.

2.2.1 Sélection des événements WW

Les états finaux attendus dans le processus de production W^+W^- , sont de trois sortes :

- complètement leptonique dans $\sim 10\%$ des cas quand les deux W se désintègrent en lepton-neutrino
- semi-leptonique dans $\sim 44\%$ des cas quand un W se désintègre en lepton-neutrino et l'autre en quarks
- hadronique dans $\sim 46\%$ des cas quand les deux W se désintègrent en quarks.

Les topologies recherchées sont représentées Fig 2.3, les paires de quarks ayant subi un processus de fragmentation pour donner des jets. On distingue les états avec:

- quatre jets pour le canal hadronique (fig. 2.3 a)
- un lepton, deux jets hadroniques et de l'énergie manquante pour le canal semi-leptonique (fig. 2.3 b)
- deux leptons et de l'énergie manquante pour le canal leptonique (fig. 2.3 c)

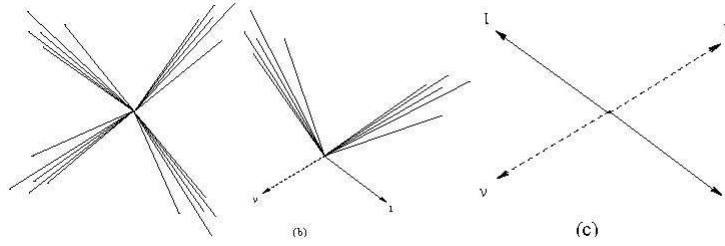


Figure 2.3: Topologies d'événements attendus après désintégration des deux W .

Les détails des sélections sont donnés dans les publications [13, 14]. Je ne rappelle ici que les grandes lignes. Les sélections semileptoniques et hadroniques sont optimisées après une préselection, avec des techniques de type réseau de neurones qui ont montré un gain appréciable d'efficacité par rapport aux sélections basées sur des coupures. La difficulté a été de tenir compte de la montée en énergie chaque année qui a nécessité un nouvel apprentissage des réseaux de neurones pour maintenir la qualité des analyses.¹ la plus constante possible. Les analyses avec leptons sont en général très pures avec une haute efficacité ($> 80\%$). Le canal contenant des leptons τ est moins pur à cause de la difficulté de reconstruction de la masse du tau. Il est de plus, contaminé par les inefficacités des autres canaux leptoniques. La mise en place, a priori, d'une bonne reconstruction des taus, développée par [15], a permis l'optimisation d'un réseau de neurones efficace et de bonne qualité. Le canal 4q est traité directement par un réseau de neurones, à plus haute efficacité et moindre qualité mais sans comptage direct des événements.

La détermination des incertitudes systématiques a aussi demandé un important travail d'investigation. Dans un souci d'homogénéité avec les analyses de mesure de la masse du W , les effets systématiques sont évalués par des méthodes communes autant que possible. Afin de ne pas compter deux fois les mêmes effets, on a essayé de prendre en compte les effets systématiques au niveau le plus haut, c'est à dire souvent non pas au niveau de la sélection mais au niveau de la génération d'un effet dans le détecteur, ou dans les incertitudes des processus physiques tels les effets de fragmentation de quarks en jets. Pour cela on a régénéré des séries d'événements en changeant les réponses des détecteurs ou en changeant les modèles d'hadronisation. Les autres effets sont en général des effets de normalisation ou de statistique.

2.2.2 Mesure de la section efficace

La section efficace mesurée contient les événements du signal CC03 mais aussi des événements de fond et des événements de type 4 fermions qui ne sont pas de type CC03 mais qui passent la sélection et sont pris en compte à travers la correction (4f-CC03). Le nombre d'événements mesurés est comparé au nombre d'événements attendus par une méthode de likelihood avec:

$$N_i^{expected} = \mathcal{L} \sum_{j=1,N} \epsilon_{ij} \sigma_j + N_i^{fond} \quad (2.13)$$

¹La qualité est définie par $Q = \sqrt{\epsilon \mathcal{P}}$ où ϵ est l'efficacité de la sélection et \mathcal{P} est sa pureté.

Table 2.1: Erreurs systématiques de la section efficace des paires de W en fb à 207 GeV pour chaque état final. Les corrélations entre canaux sont prises en compte et la dépendance en énergie est propagée si nécessaire

Source	incertitude			
	$l\nu l\nu$	$l\nu q\bar{q}$	$q\bar{q}q\bar{q}$	total
Tracking	4	19	31	54
Simulation des calorimètres	-	9	26	31
Hadronisation	-	27	8	35
qq fragmentation au pic du Z	-	-	20	20
Inter-W FSR	-	-	28	28
contamination du fond	9	5	31	35
identification de lepton	1	2	-	3
fond lié au faisceau	10	17	37	22
$\mathcal{O}(\alpha)$ corrections DPA	2	9	12	6
Luminosité	8	35	44	87
Simulation statistique	6	20	14	25
Total	17	57	87	126

i correspond à la sélection du canal étudié, \mathcal{L} est la luminosité, ϵ_{ij} est la matrice d'efficacité qui permet de prendre en compte les acceptances entre la sélection et les différents canaux j et N_i^{fond} est le nombre d'événements passant cette sélection autre que les événements de type CC03. Dans le cas du canal hadronique, l'extraction de la section efficace se fait par un ajustement binné par un likelihood sur la distribution de sortie du réseau de neurones où la normalisation des événements $WW \rightarrow qq\bar{q}\bar{q}$ est libre et les fonds sont fixés en forme et en normalisation.

Pour calculer la section efficace totale de production des WW, un ajustement global avec tous les événements, utilisant la matrice totale d'efficacité et de fond, est fait, en supposant:

$$\sigma_i = b_i \sigma_{WW} \quad (2.14)$$

où dans le cas du MS on a:

$$b_i = \begin{cases} Br(W \rightarrow q\bar{q})^2 & \text{si } j = q\bar{q}q\bar{q} \\ 2Br(W \rightarrow q\bar{q})Br(W \rightarrow l\nu) & \text{si } j = q\bar{q}l\nu \\ Br(W \rightarrow l\nu)^2 & \text{si } j = l\nu l\nu \\ 2Br(W \rightarrow l\nu)Br(W \rightarrow l\nu') & \text{si } j = l\nu l\nu' \end{cases} \quad (2.15)$$

et en fixant les taux de branchement aux valeurs attendues dans le MS. Les résultats sont donnés en détail par canal dans la ref [14]. Je ne rappelle ici que les résultats globaux concernant la section efficace totale afin de comparer plus en détail avec les prédictions théoriques. Ces résultats sont reportés sur la Fig 2.4. Pour comparer les résultats expérimentaux aux prédictions théoriques, on peut soit faire le rapport des valeurs à chaque énergie, soit pour augmenter la précision, faire une comparaison combinée. La section efficace moyenne de 183 GeV à 209 GeV est en accord à $(-0.5 \pm 1.1 \pm 0.7)\%$

Table 2.2: Sections efficaces totales de production de WW à chacune des énergies et rapport aux prédictions des deux modèles *RacoonWW* et *YFSWW3*.

Energy (GeV)	$\sigma(\text{WW})(\text{pb})$ $\pm(\text{stat.})\pm(\text{syst.})$	$R_{\text{WW to RacoonWW}}$ $\pm(\text{stat.})\pm(\text{syst.})$	$R_{\text{WW to YFSWW3}}$ $\pm(\text{stat.})\pm(\text{syst.})$
183	$15.86 \pm 0.61 \pm 0.14$	$1.032 \pm 0.040 \pm 0.009$	$1.032 \pm 0.040 \pm 0.009$
189	$15.77 \pm 0.34 \pm 0.12$	$0.971 \pm 0.021 \pm 0.008$	$0.970 \pm 0.021 \pm 0.008$
192	$17.10 \pm 0.90 \pm 0.14$	$1.035 \pm 0.054 \pm 0.008$	$1.032 \pm 0.054 \pm 0.008$
196	$16.60 \pm 0.52 \pm 0.12$	$0.988 \pm 0.031 \pm 0.007$	$0.986 \pm 0.031 \pm 0.007$
200	$16.92 \pm 0.50 \pm 0.12$	$0.997 \pm 0.029 \pm 0.007$	$0.995 \pm 0.029 \pm 0.007$
202	$16.63 \pm 0.70 \pm 0.13$	$0.976 \pm 0.041 \pm 0.008$	$0.974 \pm 0.041 \pm 0.008$
205	$16.84 \pm 0.52 \pm 0.13$	$0.986 \pm 0.031 \pm 0.008$	$0.983 \pm 0.031 \pm 0.008$
207	$17.42 \pm 0.41 \pm 0.13$	$1.019 \pm 0.024 \pm 0.007$	$1.016 \pm 0.025 \pm 0.007$
combiné		$0.995 \pm 0.011 \pm 0.007$	$0.993 \pm 0.011 \pm 0.007$

de *RacoonWW* et à $(-0.7 \pm 1.1 \pm 0.7)\%$ de *YFSWW3*. On comparera l'erreur théorique des prédictions qui varie entre 0.5% et 0.7% suivant l'énergie, à l'incertitude expérimentale qui est de l'ordre de 1 %. On voit ici l'importance des calculs des corrections radiatives développés dans la section 2.1.3, qui ont permis non seulement de ramener l'incertitude à mieux que le % mais surtout de corriger les valeurs centrales attendues, précédemment prédites par *GENTLE* [21], et qui étaient sous estimées d'environ 2 %.

2.2.3 Mesure des taux de branchement et de l'élément de matrice CKM V_{cs}

Les taux de branchement des W sont calculés par un ajustement global de toutes les données aux 8 énergies allant de 183 GeV à 209 GeV. L'ajustement utilisé pour extraire la section efficace totale est modifié pour permettre aux 3 taux de branchement leptonique de varier en même temps que les sections efficaces de 183, 189, 192, 196, 200, 202, 205 et 207 GeV. Le taux de branchement hadronique est défini comme $1 - B_e - B_\mu - B_\tau$. Les taux de branchement mesurés sont:

$$\begin{aligned}
 B(W \rightarrow e\nu) &= 10.78 \pm 0.27(\text{stat.}) \pm 0.10(\text{syst.})\%, \\
 B(W \rightarrow \mu\nu) &= 10.87 \pm 0.25(\text{stat.}) \pm 0.08(\text{syst.})\%, \\
 B(W \rightarrow \tau\nu) &= 11.25 \pm 0.32(\text{stat.}) \pm 0.20(\text{syst.})\%,
 \end{aligned}$$

Ces résultats sont en accord avec l'Universalité du lepton et les prédictions du modèle standard. Exprimé en terme de couplage, on obtient:

$$\begin{aligned}
 g_\mu/g_e &= 1.004 \pm 0.017 \pm 0.006, \\
 g_\tau/g_e &= 1.022 \pm 0.022 \pm 0.013, \\
 g_\tau/g_\mu &= 1.017 \pm 0.021 \pm 0.012.
 \end{aligned}$$

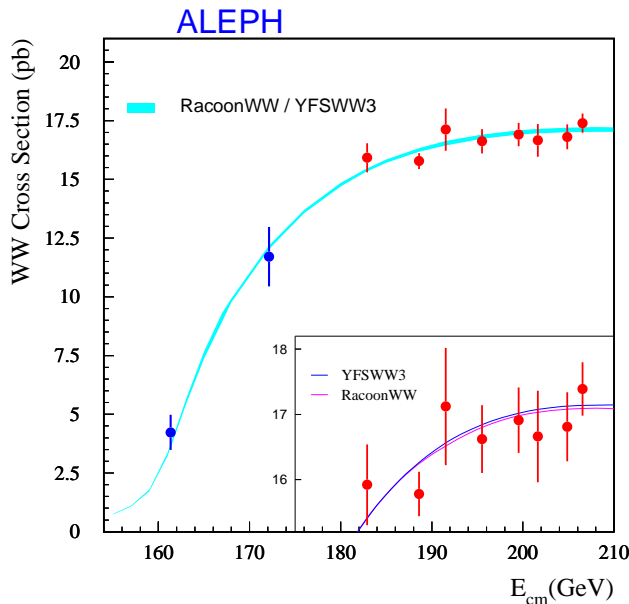


Figure 2.4: Sections efficaces de production de paires de W aux 10 énergies du LEP comparées aux prédictions de MS .

Les erreurs systématiques des taux de branchement sont calculées en propageant les erreurs calculées dans chacun des canaux dans l'ajustement global en tenant compte des corrélations entre les canaux et entre les différentes énergies.

En supposant l'universalité pour les leptons, on a: ($B_e = B_\mu = B_\tau = (1 - B_q)/3$), l'ajustement de $B(W \rightarrow q\bar{q})$ avec les 8 sections efficaces totales simultanément donne le taux de branchement hadronique comme étant:

$$B(W \rightarrow q\bar{q}) = 67.13 \pm 0.37(\text{stat.}) \pm 0.15(\text{syst.})\%.$$

L'élément de matrice CKM $|V_{cs}|$ est évalué par la formule calculée précédemment dans la section 2.1.4.

$$\frac{B(W \rightarrow q\bar{q})}{1 - B(W \rightarrow q\bar{q})} = (|V_{ud}|^2 + |V_{cd}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{ub}|^2 + |V_{cb}|^2)(1 + \alpha_s(m_W^2)/\pi).$$

En prenant $\alpha_s(m_W^2) = 0.121 \pm 0.002$ et en utilisant la somme des éléments de matrice à partir de [16], sans V_{cs} , évaluée à 1.048 ± 0.0074 , on déduit:

$$|V_{cs}| = 0.958 \pm 0.017(\text{stat.}) \pm 0.008(\text{syst.}).$$

Cette mesure directe est l'une des plus précises à ce jour.

2.2.4 Combinaison des résultats des quatre expériences LEP

Les résultats des quatre expériences LEP ont été combinés pour les conférences [17]. A ce jour, seuls ALEPH et DELPHI ont produit des résultats finaux et la combinaison finale

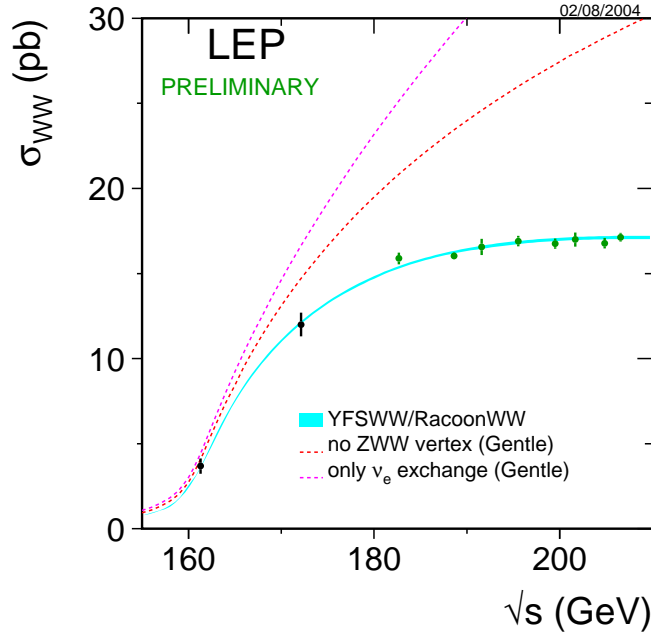


Figure 2.5: Combinaison de la section efficace de production de paires de W à 10 énergies par les quatre expériences LEP.

reste à faire. La figure 2.5 donne le résultat préliminaire actuel. On y voit la comparaison aux prédictions sans couplage à trois bosons pour montrer combien cette mesure est à elle seule un test au premier ordre de la nature non abélienne de la théorie de jauge électrofaible. La valeur combinée du rapport expérimental aux valeurs théoriques est obtenue en combinant toutes les énergies et les quatre expériences (32 sections efficaces différentes). Les mesures à 161 GeV et 172 GeV ne sont pas incluses. Pour les deux générateurs RACoonWW et YFSWW, la valeur obtenue est:

$$R_{WW}(\text{Racoon}) = \frac{\sigma_{WW}^{exp}}{\sigma_{WW}^{theo}} = 0.999 \pm 0.006(\text{stat.}) \pm 0.007(\text{syst.})$$

$$R_{WW}(\text{YFS}) = \frac{\sigma_{WW}^{exp}}{\sigma_{WW}^{theo}} = 0.997 \pm 0.006(\text{stat.}) \pm 0.007(\text{syst.})$$

La précision expérimentale meilleure que le % est du même niveau que la précision théorique et l'accord est particulièrement bon. Le même exercice avec les prédictions données par GENTLE 2.2 donne des valeurs trop hautes de plus de 2 %, donnant un rapport de

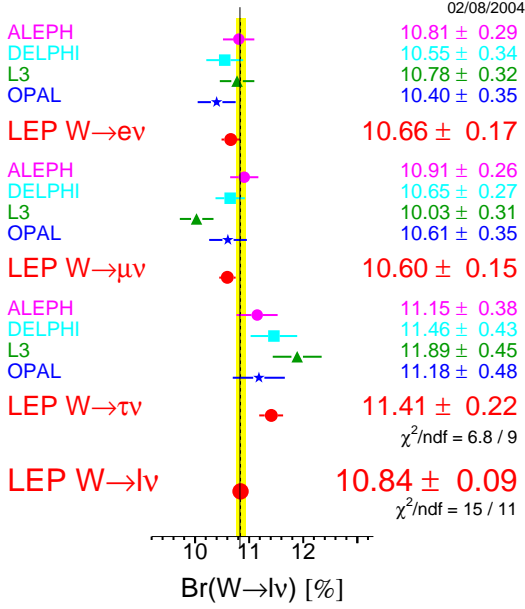
$$R_{WW}(\text{Gentle}) = 0.973 \pm 0.01$$

Cela donne bien l'amplitude des corrections radiatives à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$, seule différence entre ces générateurs, et prouve l'importance de leur inclusion pour ce type de mesure.

Les combinaisons provisoires des taux de branchement sont données Fig 2.6. Les résultats finaux ne devraient pas changer de façon significative les valeurs actuelles qui

Summer 2004 - LEP Preliminary

W Leptonic Branching Ratios



Summer 2004 - LEP Preliminary

W Hadronic Branching Ratio

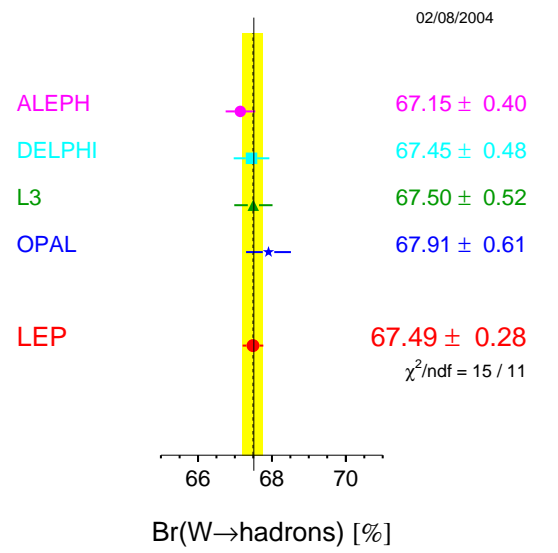


Figure 2.6: Combinaison des taux de branchement des quatre expériences LEP, leptonique (gauche) et hadronique (droite).

sont, en supposant l'universalité du lepton:

$$B(W \rightarrow l\nu) = 10.84 \pm 0.06(\text{stat.}) \pm 0.07(\text{syst.})\%.$$

$$B(W \rightarrow q\bar{q}) = 67.49 \pm 0.18(\text{stat.}) \pm 0.22(\text{syst.})\%.$$

en bon accord avec les prédictions du modèle standard de 10.83 % et 67.51% respectivement.

La mesure combinée de l'élément de matrice $|V_{cs}|$ par la mesure directe du taux de branchement hadronique de W donne:

$$|V_{cs}| = 0.989 \pm 0.013(\text{stat.}) \pm 0.007(\text{syst.}).$$

Cela est à comparer aux autres mesures existantes de $|V_{cs}|$: Dans le PDG, on trouve venant de la désintégration $D \rightarrow Kl\nu$ [16]:

$$|V_{cs}| = 1.04 \pm 0.16.$$

Au LEP, des mesures ont été faites du contenu en charme dans les W via le rapport

$$R_c = \frac{W \rightarrow cX}{W \rightarrow qq} = \frac{|V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2}{\sum_{i=u,c;j=d,s,b} |V_{ij}|^2} \quad (2.16)$$

qui ont donné en combinant les valeurs existantes des quatre expériences [18]

$$|V_{cs}| = 0.95 \pm 0.08$$

Donc la mesure obtenue par les taux de branchement des W est près de 10 fois plus précise que les autres mesures et est en accord avec la valeur attendue par l'unitarité de la matrice CKM

$$|V_{cs}| = 0.9745 \pm 0.0005$$

2.3 Mesure de la masse du W à LEP II

La mesure de la masse du W est un des résultats importants de LEP II en particulier parce qu'elle est un des ingrédients de l'ajustement combiné de l'ensemble des mesures qui testent la théorie électrofaible. C'est un paramètre important dans l'estimation indirecte de la masse du boson Higgs.

2.3.1 La masse du boson W dans le MS

Nous avons vu précédemment que l'on pouvait déduire dans la définition des courants chargés que

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2} \quad (2.17)$$

que l'on peut écrire

$$m_W^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \sin^2\theta_W} \quad (2.18)$$

Cette estimation est un calcul au premier ordre et au vu des précisions obtenues à LEP pour la masse du W ($\leq 30 \text{ MeV}$), nécessite de la corriger des ordres supérieurs de la théorie perturbative. Les corrections radiatives assurent la renormalisabilité. Elles dépendent de la masse des bosons W et Z, de la masse du Higgs, du top etc.. Sans entrer ici dans les détails de ce calcul, on réécrit la masse du W comme:

$$m_W^2 = \frac{\pi\alpha(m_Z^2)}{\sqrt{2}G_F \sin^2\theta_W} \frac{1}{(1 - \Delta r_W)} \quad (2.19)$$

La variation de α à la masse du Z est connue avec une précision $\frac{\Delta\alpha(m_Z^2)}{\alpha(m_Z^2)} \sim 10^{-4}$ par les mesures faites à LEPI. (Δr_W) correspond aux corrections radiatives électrofaibles à une boucle qui dépendent d'un terme $\sim G_F M_W^2 [1, m_t^2/M_W^2, \log(\frac{m_H^2}{M_W^2})]$. La précision de la mesure de la masse du W permettra donc de contraindre la masse du Higgs.

Il faut remarquer que ces calculs dépendent de la partie purement électrofaible de la théorie. Les corrections où la masse du top et celle du Higgs interviennent apparaissent après la brisure de symétrie par les couplage des bosons de jauge aux termes de masse. La masse du top apparaît avec les corrections à une boucle, et la masse du Higgs apparaît avec les corrections à deux boucles. Toutes les boucles purement QED ou QCD sont, elles, indépendantes de ces termes (comme la correction à $\alpha(M_Z^2)$ qui est une correction QED).

2.3.2 La mesure de M_W

A une énergie au centre de masse de 161 GeV la masse du W peut être évaluée par la section efficace de production au seuil, très sensible à la masse. A partir de 172 GeV, la reconstruction directe de la masse invariante du W dans tous les canaux décrits précédemment peut être appliquée.

Le résultat final d'ALEPH est en préparation mais la méthode d'analyse est décrite en détail dans [19]. La reconstruction dans le canal purement leptonique est différente à cause des deux neutrinos manquants. Comme leur poids statistique dans la combinaison finale est négligeable (1%), ces événements ne sont généralement pas utilisés dans cette mesure. Environ 4500 événements hadroniques (4q) et 4000 semileptoniques (lvqq) sont reconstruits dans chaque expérience.

-Reconstruction des événements WW

La sélection puis la reconstruction des événements hadroniques et semileptoniques est fondamentale car toute erreur à ce niveau se répercutera directement dans la mesure. Pour reconstruire les quatre fermions, il faut prendre en compte toutes les contraintes cinématiques possibles, en particulier le fait que l'énergie initiale est très bien connue. Des ajustements contraints dans les différents canaux sont appliqués qui améliorent les quadrivecteurs de chacun des jets. La combinaison des jets pour former un W dans le canal hadronique est une autre source potentielle d'erreur, car de multiples combinaisons sont possibles. Il faut ajouter des contraintes supplémentaires dans les ajustements comme minimiser la différence de masse reconstruite des deux W pour chaque événement.

Les leptons e et μ , sont en général bien reconstruits par l'information de la TPC (trace chargée). Des algorithmes permettent de corriger des photons de Bremmstrahlung pour les électrons et des photons FSR pour les électrons et muons. Pour les taus, la reconstruction est souvent plus difficile car ils produisent différents états finaux avec souvent beaucoup d'énergie manquante. Ce canal est de plus, moins pur que les autres en sélection car contaminé par tous les événements semileptoniques ou hadroniques mal reconstruits. La reconstruction des taus utilisée dans ALEPH [15] est basée sur des mini jets et permet une reconstruction correcte dans 80 % des cas, ce qui améliore grandement sa sensibilité à la mesure de masse.

La difficulté de ces analyses provient en grande partie de la reconstruction correcte des jets hadroniques. Le phénomène de fragmentation ne permet pas de reconstruire proprement leur énergie-impulsion. Les algorithmes de reconstruction utilisés dans ALEPH tel DURHAM [20] permettent de regrouper les particules proches angulairement ainsi que les gluons émis lors de la fragmentation. Le canal hadronique qui dépend très fortement de toutes ces hypothèses de simulation et qui a un poids statistique majeur sera donc plus sensible aussi à un ensemble d'effets systématiques que je décrirai brièvement par la suite.

La méthode utilisée par ALEPH pour extraire la masse du W dépend beaucoup de la simulation Monte-Carlo. De nombreuses vérifications et des ajustements entre la simulation et les données sont nécessaires pour diminuer les biais de mesure. Par exemple, les jets sont réechelonnés pour que l'énergie du W soit $= \sqrt{s}/2$ et les énergies des jets sont

corrigées par le double rapport obtenu au pic du Z^0 entre données et Monte-Carlo.

$$\frac{(E_{jet}/E_{beam})_{data}}{(E_{jet}/E_{beam})_{MC}} \quad (2.20)$$

-Extraction de la masse

La méthode de repondération utilisée consiste à calculer une distribution quelconque à une masse M_W alors qu'elle a été générée à une masse M_W^0 . Pour cela, chaque événement est repondéré par une quantité

$$w_i(M_W, \Gamma_W) = \frac{|\mathcal{M}(M_W, \Gamma_W, P_j^i)|^2}{|\mathcal{M}(M_W^0, \Gamma_W^0, P_j^i)|^2} \quad (2.21)$$

où P_j^i ($i, j=1, \dots, 4$) sont les quadrivecteurs énergie-impulsion des fermions initiaux et \mathcal{M} est l'élément de matrice du processus CC03 concerné. Cette méthode a l'avantage de minimiser tous les effets d'analyse, de reconstruction, de détecteurs du moment que l'accord entre les données et le Monte-Carlo est bon. Les fluctuations statistiques doivent être faibles, impliquant une production massive d'événements simulés. Les distributions de masse invariantes (avec des contraintes qui peuvent varier avec le canal) sont utilisées dans l'ajustement final avec la distribution de l'erreur sur cette masse.

-Les incertitudes systématiques

Au vu de la précision statistique des mesures (~ 40 MeV), des évaluations précises des erreurs systématiques sont nécessaires, non seulement pour évaluer les effets des détecteurs mais aussi pour mesurer des biais possibles venants d'effets physiques mal simulés.

Table 2.3: Résumé des erreurs systématiques dominantes dans la mesure de la masse du W. Ces valeurs sont indicatives, l'analyse étant en cours.

effet systématique	erreur (MeV)
Détecteur	15
LEP énergie	17
Fragmentation	18
Interactions des états finaux	9 (90 dans 4q)

Les erreurs dominantes en cours d'estimation sont regroupées dans la table 2.3. Un des effets prédominant est la fragmentation, mal connue et qui dépend des modèles utilisés. Les effets de corrélation entre W et entre leurs états finaux (FSI) (effet Bose-Einstein et effet de reconnection de couleur) sont difficiles à mesurer. Des méthodes sont encore en élaboration pour essayer de minimiser ces effets ou de les corriger [23]. En particulier dans le canal 4q, les variations prédites dans certains modèles de reconnection de couleur peuvent atteindre ~ 100 MeV. L'énergie du faisceau de LEP II [22] est connue avec une grande précision de l'ordre de 20 MeV (soit une précision relative de $2 \cdot 10^{-6}$) mais intervient de façon significative comme incertitude dans la mesure de la masse.

-Résultat

Après un ensemble de vérifications entre 2000 et 2003, il a été mis en évidence des désaccords entre les données et le Monte-Carlo à des niveaux fins de simulation des calorimètres qui affectaient la multiplicité des objets satellites des jets et des leptons et par la suite des angles, masse et énergie des jets. Après un "nettoyage de ces effets", la masse du W reconstruite a diminué de 85 MeV dans le canal semileptonique et de 50 MeV dans le canal hadronique, l'effet global étant une valeur plus petite de 79 MeV. Le résultat d'ALEPH public actuellement [23] est de

$$M_W = 80.379 \pm 0.042(\text{stat.}) \pm 0.033(\text{syst.}) \pm 0.018(FSI) \pm 0.017(LEP)\text{GeV}/c^2$$

De ces analyses, on extrait aussi une mesure de la largeur de:

$$\Gamma_W = 2.13 \pm 0.11(\text{stat.}) \pm 0.09(\text{syst.}).$$

Les deux mesures sont très peu corrélées.

La mesure combinée ensuite par les quatre expériences LEP (voir Fig 2.5) donne:

$$M_W = 80.412 \pm 0.029(\text{stat.}) \pm 0.031(\text{syst.}).$$

et:

$$\Gamma_W = 2.15 \pm 0.068(\text{stat.}) \pm 0.060(\text{syst.}).$$

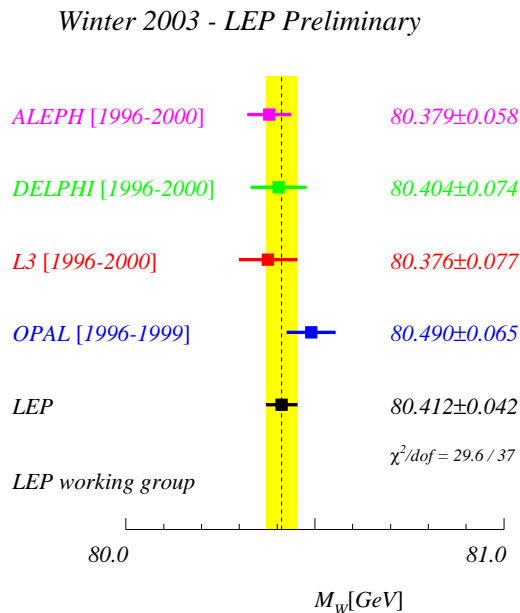


Figure 2.7: Combinaison de la masse de W obtenue par les quatre expériences LEP (préliminaire).

2.3.3 Le rôle de M_W dans les tests de précision du Modèle Standard

On a vu dans la section 3.3.1 que les corrections radiatives à la masse du W dépendent de la masse du Higgs logarithmiquement et de la masse du top linéairement. On exprime souvent la dépendance en fonction de la constante de Fermi obtenue à partir de la mesure de la largeur du muon. On a, en identifiant avec l'équation 2.19:

$$\frac{G_\mu}{\sqrt{2}} = \frac{\pi\alpha(M_Z^2)}{2\sin^2\theta_W M_W^2} \frac{1}{(1 - \Delta r_W)} \quad (2.22)$$

$$\sin^2\theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad (2.23)$$

La mesure de la masse du W est utilisée dans un test du modèle Standard fait par ajustement global d'un ensemble de mesures précises rapportées au Z, faites par le LEP, le Tevatron, SLD [24] et NuTeV [25]. Les paramètres théoriques introduits dans l'ajustement sont G_F , α , M_Z , $\alpha_s(M_Z)$, m_t , M_W . Les paramètres G_F , α , M_Z sont connus à une précision meilleure que 10^{-4} [16] alors que $\alpha(M_Z)$, $\alpha_s(M_Z)$, m_t sont connus, mais moins précisément. La masse du Higgs, m_H , est une inconnue de l'ajustement. La théorie est calculée au premier ordre et les termes importants du deuxième ordre (comme ceux avec la masse du Higgs) sont ajoutés (dernièrement les calculs complets au deuxième ordre sur M_W ont été ajoutés). Tous ces paramètres sont laissés libres dans l'ajustement dans les limites expérimentales.

Les mesures utilisées dans cet ajustement sont résumées dans la Table 2.4 tiré de [27]. L'ajustement a été refait en 2004 suite à une nouvelle valeur mesurée de la masse du top au Tevatron [26]

$$m_t = 178.0 \pm 4.3\text{GeV}$$

La masse du W utilisée est une combinaison de la mesure de LEP II, décrite précédemment avec la mesure combinée de SLD et du Tevatron:

$$M_W = 80.454 \pm 0.059\text{GeV}$$

ce qui donne

$$M_W = 80.425 \pm 0.034\text{GeV}$$

L'expérience NuTeV [25] a publié une valeur de

$$\sin^2\theta_W = 0.2277 \pm 0.0016$$

qui est à trois σ de la valeur du MS: il y a une certaine controverse sur l'utilisation ou non de cette valeur du fait en particulier parce que la structure hadronique est mal connue dans la diffusion inélastique νN et que les erreurs théoriques (évaluées à 0.0006) sont probablement sous estimées. Le résultat de NuTeV n'est pas pris en compte ici.

Le tableau 2.5. donne les résultats en utilisant les données au Z de la Table 2.4, sans la masse du top, puis sans la masse et la largeur de W et enfin en incluant toutes les données. La valeur de la masse du top extraite du premier ajustement est en accord remarquable

Table 2.4: Les mesures d'entrée de l'ajustement global électrofaible rapportées au Z plus la masse et la largeur du W mesurées au LEP et au Tevatron et la masse du top mesurée au Tevatron. La dernière ligne donne la contribution à $\alpha(M_Z^2)$ de la polarisation du vide hadronique.

observable	mesure	MS
M_Z (GeV)	91.1875 ± 0.0021	91.1873
Γ_Z (GeV)	2.4952 ± 0.0023	2.4965
σ_h^0 (nb)	41.540 ± 0.037	41.481
R_l^0	20.767 ± 0.025	20.739
$A_{FB}^{0,l}$	0.0171 ± 0.0010	0.0164
\mathcal{A}_l (SLD)	0.1513 ± 0.0021	0.1480
$\mathcal{A}_l(P_\tau)$	0.1465 ± 0.0033	0.1480
R_b^0	0.21644 ± 0.00065	0.21566
R_c^0	0.1718 ± 0.0031	0.1723
$A_{FB}^{0,b}$	0.0995 ± 0.0017	0.1037
$A_{FB}^{0,c}$	0.0713 ± 0.0036	0.0742
\mathcal{A}_b	0.922 ± 0.020	0.935
\mathcal{A}_c	0.670 ± 0.026	0.668
$\sin^2\theta_{eff}^{lept}(Q_{FB}^{had})$	0.2324 ± 0.0012	0.2314
M_W (GeV)	80.425 ± 0.034	80.398
Γ_W (GeV)	2.133 ± 0.069	2.094
m_t (GeV)	178.0 ± 4.3	178.1
$\Delta\alpha_{had}^{(5)}(M_Z^2)$	0.02761 ± 0.00036	0.02768

Table 2.5: Les résultats des ajustements électrofaibles sous trois hypothèses: toutes les données au Z incluant les valeurs W; avec la masse du top mais sans la masse du W et enfin incluant toutes les données (sauf NuteV), tiré de [27].

Fit	$Z + M_W, \Gamma_W$	$Z + m_t$	$Z + m_t + M_W + \Gamma_W$
m_t (GeV)	$178.5_{-8.5}^{+11.0}$	177.2 ± 4.1	178.1 ± 3.9
m_H (GeV)	117_{-62}^{+162}	129_{-50}^{+76}	113_{-42}^{+62}
$\alpha_s(M_Z^2)$	0.1187 ± 0.0027	0.1190 ± 0.0027	0.1186 ± 0.0027
$\chi^2/\text{d.o.f}$	16/12	15.0/11	16.3/13
M_W (GeV)	-	80.386 ± 0.023	-

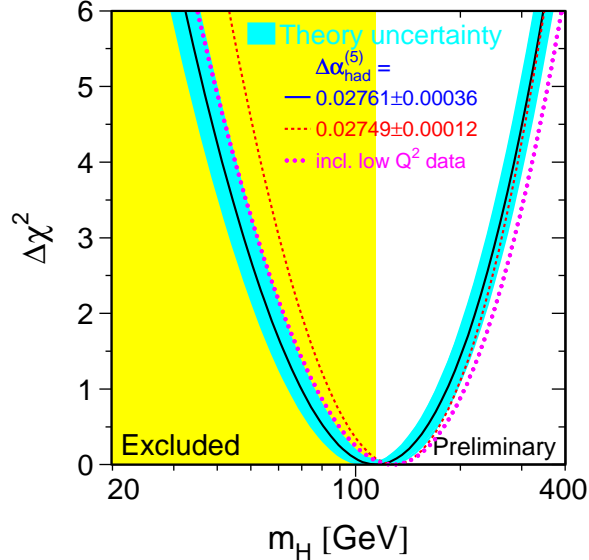


Figure 2.8: La variation $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{min}^2$ en fonction de la masse du Higgs.

avec la valeur expérimentale alors que la valeur de la masse du W extraite du deuxième ajustement est plus petite que la valeur expérimentale d'environ 1σ .

La figure 2.8 montre la variation du χ^2 dans l'ajustement. La bande autour de la courbe en trait plein indique l'incertitude théorique. La mesure directe est indiquée par une bande jaune (cette limite inférieure à la masse du Higgs de: $m_H > 114 \text{ GeV}$ (95%CL) sera décrite dans le chapitre suivant). Finalement, la valeur de la masse du Higgs prédite avec toute les données par cet ajustement est:

$$m_H = 113_{-42}^{+62} \text{ GeV} (68\%CL)$$

soit une limite supérieure à la masse du Higgs de

$$m_H < 237 \text{ GeV} (95\%CL)$$

Ce résultat reste de façon étonnante en accord avec la limite des mesures directes. La Fig 2.9 montre l'importance que prennent les précisions des mesures sur la masse du top et la masse du W dans l'estimation de la masse du Higgs. Les barres rouges correspondent aux valeurs de M_W après le changement de 79 MeV de ALEPH, qui s'est traduit par une variation de 26 MeV vers le bas de la masse du W mais qui continue à pointer vers une masse du Higgs faible, peu compatible avec la mesure directe. Des variations de masse $< 50 \text{ MeV}$ peuvent changer la limite de masse du Higgs de plus de 100 GeV, d'où l'importance des incertitudes systématiques. On attend les valeurs finales des quatre expériences LEP pour conclure sur ce point. La nouvelle valeur de la masse du top a eu l'effet de remonter la masse du Higgs et de lever partiellement le désaccord entre la limite directe et l'ajustement sur la masse du Higgs. Des améliorations de cette mesure sont encore à attendre du Tevatron.

Il faut aussi noter l'importance des corrections radiatives qui peuvent changer de façon non négligeable les résultats. La validité des hypothèses qui entrent dans cet exercice

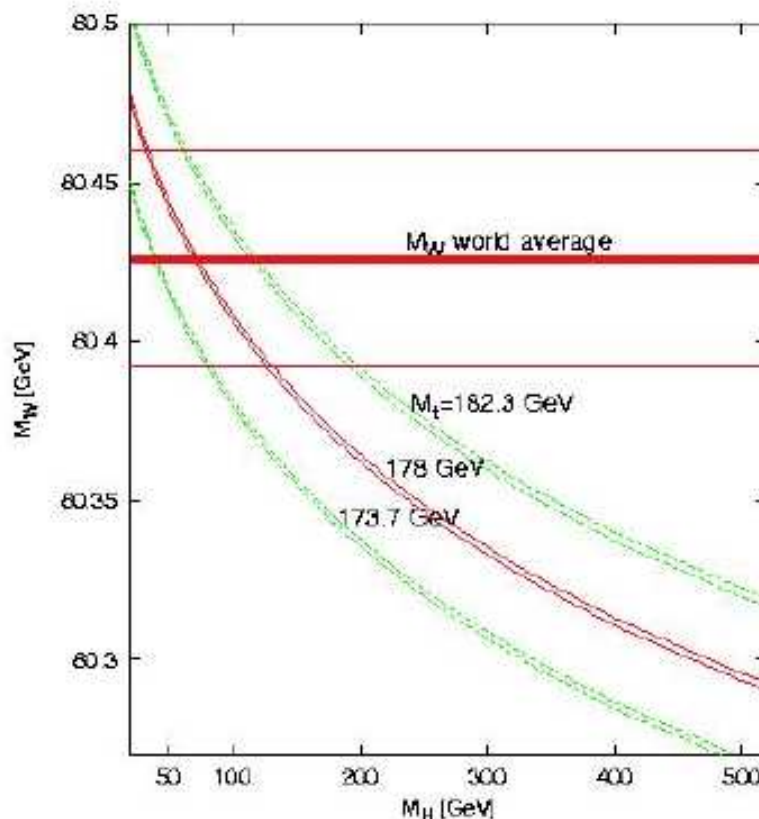


Figure 2.9: Variation de la masse du Higgs avec la masse du W pour une masse du top fixée.

nécessite une grande attention pour s'assurer de l'exactitude des limites extraites.

On voit apparaître ici une des premières controverses du LEP. Pourquoi n'a-t-on pas vu le Higgs? est ce le signe d'un problème dans la théorie ?

Si l'on peut dire au vu des résultats du LEP que le lagrangien \mathcal{L}_{EW} est bien testé et que c'est un succès de la théorie, la partie Higgs reste globalement non testée. Dans le chapitre suivant nous allons faire un point sur la recherche du Higgs directe avec quelques éclairages théoriques et explorer cette recherche vers les extensions supersymétriques.

2.4 Mes contributions

Je suis arrivée dans le groupe des W de ALEPH en 1998 et j'ai eu plusieurs contributions:

- Sélection pour les canaux semileptoniques:

j'ai repris et amélioré les analyses de sections efficaces dans les canaux de désintégrations semi-leptoniques $l\nu qq$ des bosons W. Les trois analyses, en electron, μ et en particulier celle avec un lepton tau, développées dans le passé, n'avaient pas été modifiées pour les données de 1998. J'ai commencé par estimer avec de nouveaux outils les sections efficaces des ces 3 canaux et j'ai réévalué les erreurs systématiques sur les données 1998 prises à une énergie de 189 GeV.

Ce travail était aussi motivé par l'optimisation des algorithmes de sélection utilisés pour les sections efficaces, nécessaire en raison du changement fréquent d'énergie au centre de masse. J'ai introduit les réseaux de neurones dans les canaux semi-leptoniques $e\nu qq$ et $\mu\nu qq$, entraînés chaque année pour réoptimiser les sélections à l'énergie adéquate. Dans le canal $\tau\nu qq$, un travail complet de réévaluation de la reconstruction des taus (fait en 1999-2000 par un étudiant de Saclay, D.Boumediene sous la direction de P. Perez), a permis d'améliorer considérablement la mesure de la masse W dans ce canal. J'ai construit une nouvelle sélection, utilisant cette reconstruction, basée sur un réseau de neurones qui permet un gain de plus de 10 % en absolu sur les efficacités de sélection, à égale pureté. Toutes ces améliorations ont été répercutées à toutes les énergies de LEP II et prises en compte dans les résultats de la publication finale.

- Développement d'un logiciel commun aux analyses du groupe W.

En arrivant en 1998, il m'est apparu que les différentes analyses des événements W (mesure de sections efficaces, de la masse et des TGC) utilisaient des sélections assez proches, pas toujours en accord et surtout chacun avait ses propres outils. La production massive de Monte-Carlo dans ces analyses par canal était multipliée et la complexité des codes rendait lourd le moindre changement. Avec quelques membres du groupe, nous avons proposé à la collaboration une structure de traitement des données et du Monte-Carlo commune à tous les canaux et analyses, basée sur des 'ntuples', permettant une grande souplesse d'utilisation et surtout avec l'avantage que chaque analyse pouvait profiter des améliorations en sélection ou reconstruction produites par les autres groupes et ne devait plus processor que les *ntuples communs* en vue du résultat final.

J'ai coordonné ce travail et mis en place ces outils. Ils sont devenus la base officielle de toutes les analyses du groupe W.

- Développement d'un logiciel de contrôle en ligne

La section efficace que nous avons publiée à 189 GeV, en particulier dans le canal hadronique était trop basse de près de 3σ comparée aux prédictions théoriques de l'époque, basées sur GENTLE 2.0 avec une erreur théorique importante de l'ordre de 2%. Ce déficit affectant non seulement nos résultats mais semblant être présent dans les autres analyses (du Higgs aux recherches de nouvelles particules), nous avons installé une sorte de monitoring en ligne des données en 1999, qui donnait chaque semaine une réévaluation des sections efficaces (par canal et totale) à l'énergie en cours en ajoutant les données hebdomadaires. J'ai développé et mis en place cet outil avec l'aide de l'ingénieur, soutien informatique d'ALEPH à Marseille, basé sur les analyses utilisées à 189 GeV, simplement rééchelonnées à la bonne énergie. Cet outil s'est révélé très précieux pour la compréhension et l'évaluation de la qualité des nouvelles données, étant le premier groupe avec le Higgs à les analyser. De plus, l'ensemble des personnes incluses dans le groupe des sections efficaces pouvait produire un résultat complet en quelques heures. Cet outil a été utilisé pour les résultats présentés aux conférences en 1999 et 2000 et pour les rapports au LEP C, permettant de donner un résultat avec les données prises la veille même des présentations. Les résultats dans chaque canal ont continué à montrer un déficit significatif, confirmant la mesure prise à 189 GeV. Il a fallu les progrès théoriques décrits dans ce mémoire pour retrouver un très bon accord entre données et prédictions.

- Combinaisons des différents canaux et combinaisons des quatre expériences LEP.

A partir des données 1998, j'ai assuré la combinaison de tous les canaux: semi-leptoniques, leptoniques et hadronique pour donner la mesure de la section efficace totale de production des paires de WW, d'abord à 189 GeV puis à chaque nouvelle énergie. En combinant ces résultats à toute les énergies, une mesure des taux de branchement hadronique et semileptonique des W ainsi que une mesure de l'élément de matrice V_{cs} est extraite, qui combinée avec les autres expériences LEP donne la meilleure mesure actuelle, 10 fois plus précise que la mesure directe.

Les résultats de 189 GeV ont été publiés dans *Physics Letters B* en 2000. J'ai préparé les résultats pour les combinaisons avec les autres expériences LEP: ainsi que leur inclusion dans le PDG 2001.

J'ai produit ensuite chaque année les résultats présentés aux conférences : En 1999, quatre nouvelles énergies ont été enregistrées : 192, 196 200 et 202 GeV, d'où quatre nouvelles mesures; en 2000, les données ont été regroupées en 2 échantillons d'énergie moyenne 205 et 207 GeV respectivement et les sections efficaces de production de WW en ces 2 points calculées. Finalement, nous avons reprocessé toutes les données et reproduit plusieurs millions d'événements pour re-analyser toutes les données entre 183 et 209 GeV de la même façon, erreurs systématiques comprises. Ce travail est terminé, donnant lieu aux résultats finaux dans ce sujet. La publication finale est acceptée pour publication et est en diffusion chez l'éditeur.

- Amélioration des modèles théoriques.

Motivés par la précision expérimentale des mesures, durant le workshop Monte-Carlo LEPII, deux groupes de théoriciens YFSWW et RACOONWW, ont réévalué la section efficace théorique avec la méthode DPA (double pole approximation). Nous avons, les premiers, développé un contact fort avec les théoriciens et comparé leurs prédictions avec nos résultats. Ces évaluations ont montré un accord très satisfaisant avec les données d'ALEPH et ont été montrés pour la première fois à Moriond en 2000. Cela a été par la suite confirmé par les autres expériences LEP.

Publications

- *Measurement of W-pair cross section in e^+e^- collisions from 183 to 209 GeV*, ALEPH Collaboration, CERN-PH-EP/2004-012, accepted by Eur. Phys. J.
- *"W W Cross Sections And $|V(Cs)|$ Measurement,"* A. Ealet, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **115** (2003) 249.
- *Measurement of W-pair production in e^+e^- collisions at 189 GeV*, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B484** (2000) 205.
- *Measurement of W-pair production in e^+e^- collisions at 183 GeV*, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **453** (1999) (107);

- “*Measurement of the W mass and width in $e^+ e^-$ collisions at 189-GeV*”
ALEPH Collaboration, Eur. Phys. J. C **17**, 241 (2000)

Chapitre 3

La recherche directe du Higgs standard et supersymétrique

La recherche du Higgs à LEP II a été particulièrement excitante car motivée par les prédictions d'un Higgs léger dans le MS et dans le MSSM. Je vais retracer les grandes lignes de ces analyses dans ces deux contextes théoriques.

3.1 La recherche du Higgs standard

3.1.1 Les contraintes sur la masse du Higgs standard

Nous avons vu dans le chapitre 1 que la masse du Higgs est un paramètre libre de la théorie. Si l'on reprend le potentiel du Higgs donné au chapitre 1,

$$V(\phi) = -\mu^2\phi^2 + \lambda\phi^4 \quad (3.1)$$

la masse du Higgs s'écrit en fonction de la constante de couplage λ et de la valeur du vide non nulle v . Il n'existe pas de contrainte à cet ordre.

Si on veut accéder aux ordres supérieurs, il faut pour assurer la renormalisation, prendre en compte l'évolution de la constante de couplage [27] avec l'échelle d'énergie Λ à partir de laquelle la théorie n'est plus valable et qui est inconnue à ce jour :

La variation peut se calculer à l'ordre d'une boucle en prenant en compte tous les diagrammes contenant les termes d'auto-couplage au Higgs et les boucles de couplage du Higgs au top, on obtient:

$$\Lambda d\lambda/d\Lambda \sim b[\lambda^2 + 3\lambda h_t^2 - 9h_t^4 + ..] \quad (3.2)$$

avec h_t , le couplage de Yukawa du top. Les conditions aux limites quand $\Lambda = v$ sont $h_t^0(\Lambda = v) = m_t/v$ et

$$\lambda_0 = \frac{m_H^2}{4v^2}$$

Si c'est le terme en h_t qui est grand devant λ^2 , alors $\lambda(t)$ décroît. Pour que le potentiel du Higgs possède un minimum stable, il faut que $\lambda(t)$ reste positif pour assurer la stabilité

du vide. Cela implique une borne inférieure à la masse du Higgs: $m_H \geq 135\text{GeV}$ si $\Lambda \sim M_{pl}$ ($\sim 10^{19}\text{GeV}$).

Si λ^2 domine, on peut exprimer $\lambda(t)$ avec $t = \ln\Lambda/v$, sous la forme:

$$\lambda(t) \sim \frac{\lambda_0}{1 - b\lambda_0 t} \quad (3.3)$$

qui correspond au pôle de Landau.

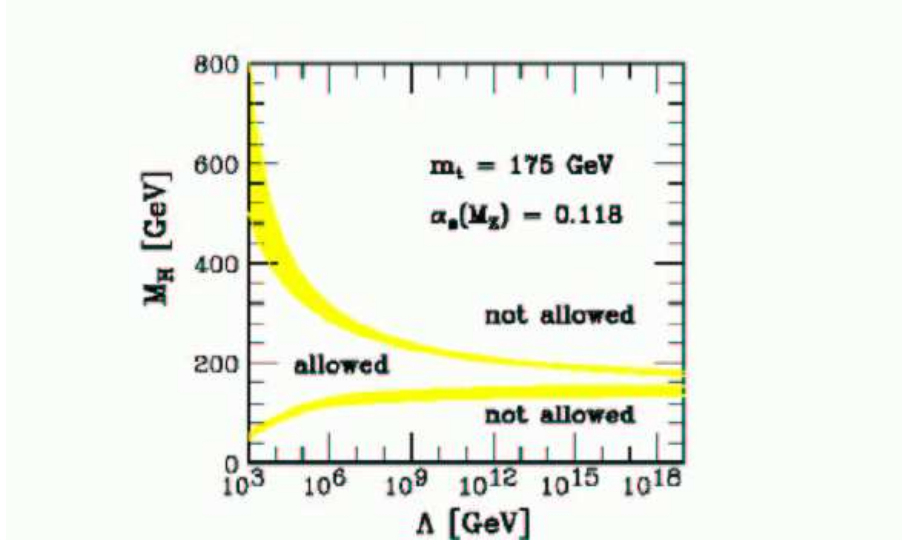


Figure 3.1: Limite théorique sur la masse du Higgs en fonction de l'échelle d'énergie à partir de laquelle le MS n'est plus valable avec des arguments de stabilité du vide et de trivialité.

Si on demande aussi de ne pas avoir de pôle de Landau en dessous de Λ (c.a.d on peut négliger les effets non perturbatifs), on déduit une limite supérieure $m_H \leq 180\text{GeV}$ si $\Lambda \sim M_{pl}$. Cela est représenté sur la Fig 3.1.

Donc on déduit que si le MS reste valide jusqu'à la masse de Planck, le Higgs doit être léger [28] mais si l'échelle de validité est de $\mathcal{O}(TeV)$, alors cette limite est repoussée autour de 800 GeV.

Si le Higgs n'est pas découvert avant le TeV, des manifestations de nouvelle physique venant d'une échelle d'énergie basse devrait donc être visible. Cet argument est souvent appelé l'argument de trivialité.

3.1.2 Production du Higgs standard à LEP II

La production du Higgs standard au LEP II se fait sous un processus appelé Higgsstrahlung

$$e^+e^- \rightarrow HZ$$

Une contribution est attendue du processus de fusion WW (d'un ordre de grandeur plus faible) et de fusion ZZ (encore plus petit et que l'on négligera). Les sections efficaces attendues pour différentes masse du Higgs sont représentées Fig 3.2. Les taux de branchement

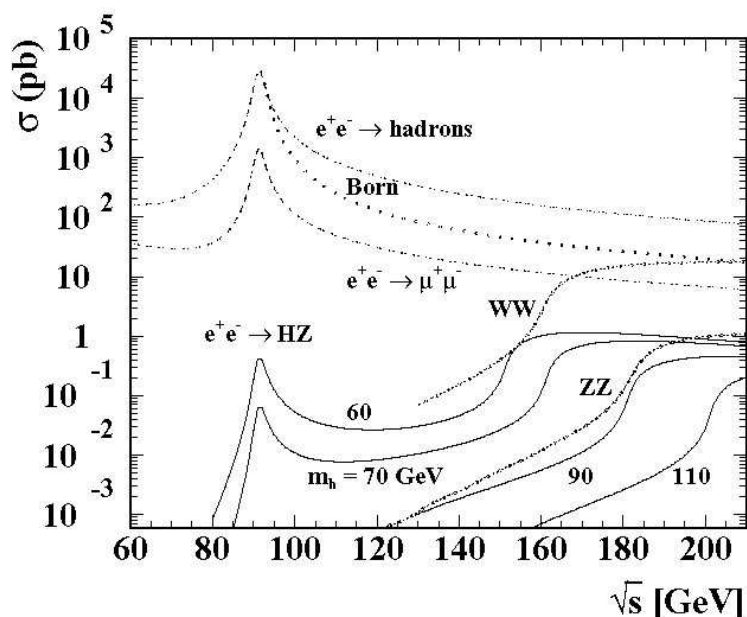


Figure 3.2: Section efficace de production du Higgs standard en fonction de sa masse au LEP.

du Higgs sont donnés sur la Fig 3.3, en fonction de la masse du Higgs. Le mode de désintégration dominant sur tout l'intervalle de masse accessible au LEP est $H \rightarrow b\bar{b}$ ($\sim 80\%$) suivi par le canal de désintégration $\tau^+\tau^-$, gg , WW , $c\bar{c}$ ($\sim 2 - 7\%$ chacun), les autres modes sont négligeables au LEP.

Les topologies recherchées correspondent aux désintégrations du Higgs et à celles du Z associé. Les canaux recherchés sont:

- 4 jets pour les états $(H \rightarrow b\bar{b})(Z \rightarrow q\bar{q})$ ($\sim 64\%$)
- avec énergie manquante pour $(H \rightarrow b\bar{b})(Z \rightarrow \nu\bar{\nu})$ ($\sim 20\%$)
- leptonique avec une paire de leptons énergétiques et 2 jets pour $(H \rightarrow b\bar{b})(Z \rightarrow l^+l^-)$, $l=e,\mu$ ($\sim 7\%$)
- taus pour les deux canaux $(H \rightarrow b\bar{b})(Z \rightarrow \tau^+\tau^-)$ et $(H \rightarrow \tau^+\tau^-)(Z \rightarrow q\bar{q})$ ($\sim 9\%$)

Le processus de fusion WW produit un boson de Higgs et deux neutrinos à travers le couplage de deux bosons W dans la voie t du Higgs. Il est intégré à l'analyse à énergie manquante.

3.1.3 La recherche expérimentale du Higgs standard

Les données de 91 GeV à 209 GeV ont été analysées par ALEPH et les résultats finaux sont publiés dans [29]. Des sélections ont été développées pour chaque topologie et sont décrites en détail dans [30, 31].

Dans chaque topologie, une présélection permet de réduire les fonds les plus importants (2γ et $Z\gamma$). Dans chaque canal, deux analyses, une basée sur des coupures successives et une autre basée sur un réseau de neurones (NN) (sauf pour Hl^+l^-), sont ensuite

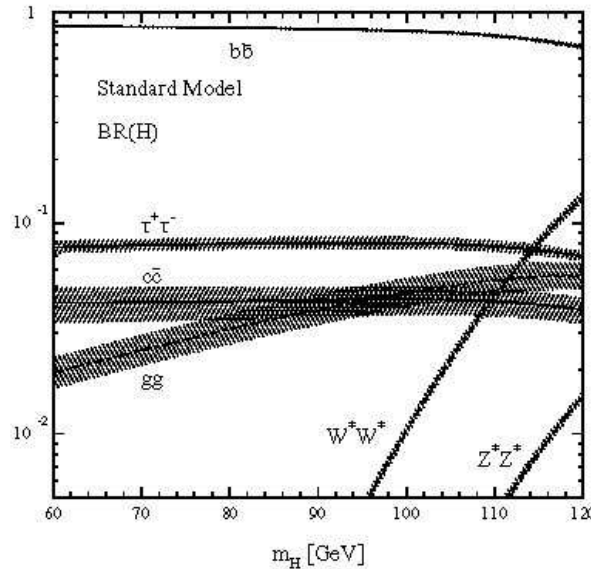


Figure 3.3: Taux de branchement du Higgs standard en fonction de sa masse au LEP.

développées pour rejeter les autres fonds: $q\bar{q}(\gamma)$, WW , ZZ . Le fait d'avoir deux analyses indépendantes a l'avantage de fournir un moyen de comparaison interne mais aussi permet un gain appréciable d'efficacité, le recouvrement étant partiel. Pour cela, une méthode 'AND-and-EXCLUSIVES' a été développée [30] qui permet de séparer en trois, deux analyses qui se recouvrent: deux branches exclusives et une branche qui contient le recouvrement et ainsi de les combiner.

La plupart des canaux utilise l'étiquetage des quarks b pour identifier le Higgs. Un réseau de neurones spécialisé permet de donner la probabilité qu'un jet vienne d'un quark b en utilisant des informations de durée de vie et de masse des hadrons B ainsi que de désintégration semi leptoniques. Sa sortie peut être utilisée comme variable discriminante finale. Dans les analyses, les variables discriminantes utilisées sont la masse reconstruite du Higgs avec :

- dans le canal 4 jets, la sortie du réseau de neurones
- dans les canaux à énergie manquante et leptoniques, la somme des sorties du réseau de neurone pour quark b appliqué à chacun des jets.

Les incertitudes systématiques ont été évaluées dans chaque canal. Les effets dominants sont des effets statistiques et l'effet de l'étiquetage du b dû à la différence entre données et simulation dans les paramètres d'impact des traces. Les effets de résolution sur l'énergie et les angles des jets sont évalués. Les désaccords données/simulation pour les différentes variables utilisées dans les analyses sont pris en compte par une méthode de repondération. Enfin l'effet de l'incertitude sur α_s est calculé pour les fonds hadroniques. Toutes ces évaluations sont propagées dans les limites et leurs effets sur le résultat restent petits (de l'ordre de 0.2σ).

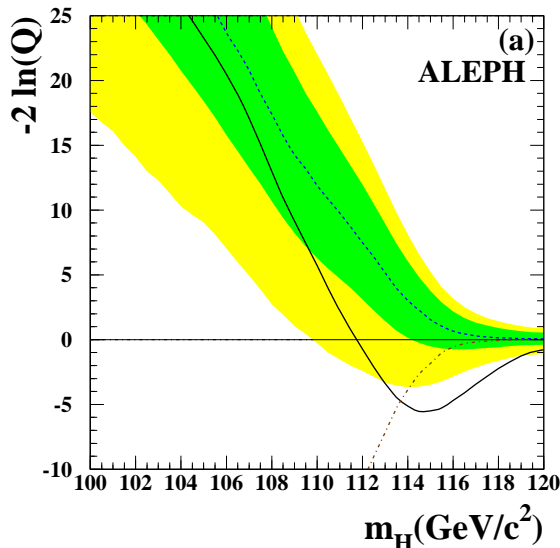


Figure 3.4: Valeur observée et attendue de la fonction $-2\ln Q$ en fonction de la masse du Higgs testée. La courbe en trait plein est la valeur observée, la courbe pointillée correspond à la valeur attendue dans le cas où il n'y a pas de signal à la masse testée et en double tiré dans le cas où il y a du signal. On observe un excès d'événements autour de $115 \text{ GeV}/c^2$. Seules les analyses NN sont utilisées dans cette figure.

Les résultats sont donnés en combinant les analyses précédentes. Dans chaque analyse, on évalue le nombre d'événements de signal et de fond attendu pour une masse donnée du Higgs à une énergie donnée, et le nombre d'événements observés. Pour estimer une limite à n'importe quelle masse, une extrapolation est faite. Des likelihoods sont calculés pour une expérience simulée avec seulement du fond \mathcal{L}_b ou avec du fond et du signal \mathcal{L}_{s+b} . Le niveau de confiance correspond à la probabilité d'obtenir le rapport $Q = \frac{\mathcal{L}_{s+b}}{\mathcal{L}_b}$ plus petit que celui observé. Chaque hypothèse de masse peut être ainsi testée. Si un signal est observé, on attend un désaccord avec la valeur attendue dans un cas de fond seul.

La Figure 3.4 représente la fonction $-2\ln Q$ en fonction de la masse testée pour ALEPH. Cette fonction statistique représente la différence en χ^2 quand on compare les données à l'hypothèse fond et à fond+signal respectivement. On observe un minimum prononcé autour d'une masse de $115 \text{ GeV}/c^2$ qui vient en majorité du canal 4 jets . Le fait que la valeur $-2\ln Q$ soit très négative indique que l'hypothèse avec un signal correspondant à cette masse est favorisée par rapport à l'hypothèse avec seulement du fond. Pour calculer des limites, on évalue les niveaux de confiance en intégrant la fonction $-2\ln Q$ entre $-\infty$ et la valeur observée. Calculé pour le fond, on obtient le niveau de confiance $(1-CL_b)$ qui donne une évaluation de l'incompatibilité de la mesure d'avec l'évaluation de l'hypothèse fond seul et calculé avec la fonction fond+signal, on obtient le CL_{s+b} . Le rapport $CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b}$ est ensuite utilisé pour calculer les limites sur la mesure [32]. Appliquée aux données d'ALEPH, la signification de l'excès observé a été estimé à 3σ avec les analyses NN ainsi qu'avec les analyses par coupure. Par la mesure du CL_s , on déduit une limite de $111.1 \text{ GeV}/c^2$ (95 % CL) sur la masse du Higgs observé pour une valeur de

114.2 GeV/c^2 attendue.

La même méthode est appliquée pour combiner les résultats des analyses des quatre expériences LEP [33]. La fonction statistique $-2\ln Q$ est représentée Figure 3.5 et ne montre pas le même effet à 115 GeV/c^2 . En effet, seul ALEPH a un excès marqué d'événements autour de cette masse.

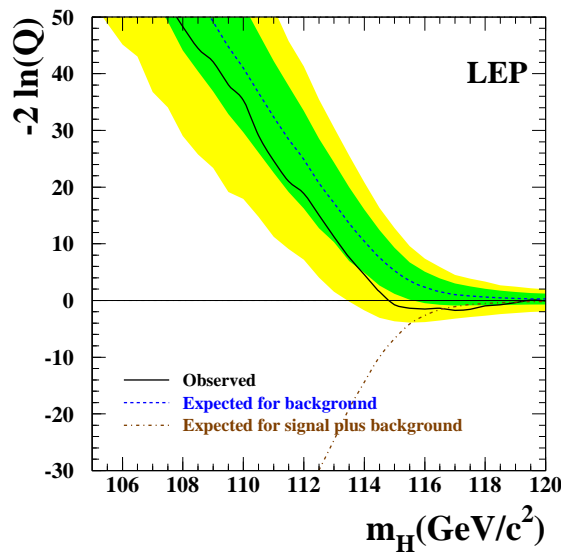


Figure 3.5: Valeur observée et attendue de la fonction $-2\ln Q$ en fonction de la masse du Higgs testée pour les quatre expériences. La courbe en trait plein est la valeur observée, la courbe pointillée correspond à la valeur attendue dans le cas où il y a un signal à la masse testée et dans le cas où il n'y a pas de signal. Seules les analyses NN sont utilisées.

Par la mesure du CL_s , on dérive de la même façon une limite de 114.4 GeV/c^2 (95 % CL) sur la masse du Higgs observé pour une valeur de 115.3 GeV/c^2 attendue, la différence entre les deux valeurs venant du léger excès observé. L'effet des erreurs systématiques est inclus dans ces limites et est de l'ordre de 50 MeV/c^2 .

Les résultats présentés ici sont les valeurs finales obtenues après la fin de la prise de données, après un 'reprocessing' et une réévaluation complète des analyses [33]. Durant la prise de données en 2000, les conclusions étaient légèrement différentes: l'excès combiné du LEP dépassait 2σ , ce qui avait incité les expériences à prendre des données supplémentaires et à pousser la machine aux plus hautes énergies possibles. Un seul mois de prolongation avait été accordé et le LEP fermé en Novembre 2000 définitivement, alors que le résultat préliminaire indiquait un excès de 3σ . La ré-évaluation de 2001 est faite de manière conservatrice et reste compatible avec un Higgs de 115 GeV/c^2 . Le résultat d'ALEPH est resté stable durant toutes ces évaluations.

3.2 Extension du secteur du Higgs

Différentes motivations théoriques et phénoménologiques font penser que le Modèle Standard, même si le Higgs était trouvé, ne peut pas être une théorie finale et n'est qu'une théorie effective à basse énergie. Au niveau théorique, deux grands arguments conceptuels sont souvent avancés: la non inclusion de la gravité et le problème relié dit de hiérarchie. En effet, la gravité agit à une échelle de l'ordre de Planck. Une théorie satisfaisante permettrait une réunification dont l'échelle serait par extrapolation directe de l'ordre de $\sim 10^{16}$ GeV soit très loin de l'échelle électrofaible. Il est difficile de croire à la validité du MS sur une si grande échelle d'énergie. En effet, tous les termes correctifs d'ordres supérieurs nécessaires pour rendre la théorie renormalisable vont dépendre de ce fameux *cut off* Λ qui paramétrise notre ignorance: les termes d'ordres supérieurs ajoutés pour corriger la masse ou les couplages doivent cependant rester de taille raisonnable et dépendent souvent linéairement de ce *cut off*. On peut illustrer ce problème par un exemple simple: les corrections à la masse du Higgs sont des termes quadratiques en Λ . Par exemple, la correction due au top donne :

$$\delta m_H^2 = \frac{3G_F}{\sqrt{2}\pi^2} m_t^2 \Lambda^2 \quad (3.4)$$

Si on contraint cette correction à être plus petite que la limite établie pour la masse du Higgs, on déduit que $\Lambda \sim \mathcal{O}(TeV)$. Donc sur ce type d'argument, la nouvelle physique ne peut pas être loin et même aurait dû être vue au LEP!

Parmi les questions d'ordre phénoménologiques, on compte toutes les grandes questions reliées à la cosmologie: de la matière noire à l'énergie noire en passant par la baryogénèse. Ces points seront revus dans les deux derniers chapitres de ce mémoire.

Des extensions au MS sont avancées depuis longtemps qui résolvent plus ou moins les problèmes évoqués. On peut citer la supersymétrie, le modèle technicouleur, les modèles avec des dimensions supplémentaires, le modèle de 'petit Higgs' [34], récent, qui permet de briser la symétrie EW et de garder un régime perturbatif jusqu'à environ 10 TeV. Au LEP, l'extension la plus étudiée car calculable et prédictive, est le modèle supersymétrique minimal (MSSM). Il a été intensivement exploré, en particulier dans le secteur du Higgs que je vais maintenant exposer.

3.2.1 Le MSSM

La supersymétrie a été introduite, entre autre, pour régler le problème de la hiérarchie et permettre l'unification des couplages [35]. Elle permet aussi d'intégrer de façon naturelle la gravité. Le modèle correspondant est souvent appelé supergravité (mSUGRA) [36]. Le modèle minimal (MSSM) consiste à mettre le minimum d'extension. Pour une description complète, se reporter à [37]. Je ne donnerai que quelques rappels sur le secteur du Higgs.

Cette théorie prévoit un spectre complet de nouveaux champs, partenaires des champs classiques. Le secteur du Higgs en particulier est modifié et doit être étendu à au moins deux doublets. En effet, le Higgs étant associé à un fermion le *Higgsino*, il faut au moins deux doublets pour assurer l'annulation des anomalies. Les deux doublets H_1 et H_2 s'écrivent

$$H_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_1^- \end{pmatrix}, H_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}$$

Le potentiel s'écrit maintenant en tenant compte des valeurs du vide v_1 et v_2 de ces champs. On a pour leur somme $v_1^2 + v_2^2 = v^2$ et leur rapport

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}$$

est un paramètre libre du modèle. β correspond à l'angle de mélange des parties imaginaires de ϕ_1^0 et ϕ_2^0 .

Après brisure de symétrie, si on considère CP conservé, il reste 5 états physiques: 2 bosons de Higgs chargés H^\pm , un boson de Higgs neutre CP-impair, A, et deux bosons de Higgs neutres CP-pairs (h,H). La mesure de deux paramètres est suffisante pour mesurer toutes les masses. Avec m_A et $\tan\beta$, on déduit:

$$m_{H^\pm}^2 = m_{W^\pm}^2 + m_A^2$$

$$m_{H/h}^2 = \frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_A^2 m_Z^2 \cos 2\beta})$$

on peut aussi en déduire l'angle de mélange, α , entre les bosons neutres CP-pairs:

$$\cos 2\alpha = \cos 2\beta \frac{m_A^2 - m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2}$$

Sans entrer dans les détails, il faut signaler que d'autres paramètres vont entrer en jeu via les corrections radiatives à la masse du Higgs en particulier dans le secteur du top où le couplage de Yukawa est fort. Les corrections font intervenir les masses des partenaires supersymétriques du top qui sont obtenues après diagonalisation de la matrice de mélange sur les états $\tilde{t}_{L,R}$. Cette matrice dépend du terme de couplage trilineaire Higgs-stop A_t et du terme de masse du superpotentiel μ . Si on prend en compte ces effets de mélange dans le calcul des corrections radiatives, on est sensible à ces paramètres ainsi qu'à la masse typique définie par

$$M_{SUSY} = \sqrt{\frac{m_{\tilde{t}_1}^2 + m_{\tilde{t}_2}^2}{2}}$$

Les prédictions pour le Higgs le plus léger dans ce contexte après corrections radiatives sont autour de $135 \text{ GeV}/c^2$ [38], qui est une motivation forte pour cette recherche.

Pour interpréter des résultats dans un tel cadre, il va falloir explorer tout l'espace des paramètres. En général, on choisit des scénarii prédéfinis, représentatifs, qui donnent les limites les moins contraignantes. Tous les paramètres sont fixés à part deux: la masse du Higgs le plus léger et $\tan\beta$. On considérera pour les interprétations 3 types de scénarii [39]:

- les scénarii qui conservent CP à petit μ : ils sont dépendant du mélange dans le secteur des stop : avec $X_t = A_t - \mu \cot g\beta$, le paramètre de mélange, on prendra:
 - *un cas sans mélange* quand $X_t = 0$
 - *un cas m_h maximal* qui permet d'avoir le plus grand m_h à chaque $\tan\beta$ avec $X_t = \sqrt{6}M_{SUSY}$. Ce scénario est plus conservateur que le premier.
- un scénario qui conserve CP à grand μ où la production des Higgs peut être a priori différente. Cela se produit quand $\tan\beta > 20$ et $120\text{GeV}/c^2 < m_A < 220\text{GeV}/c^2$.

- un scénario qui viole CP [40]: des effets importants de violation CP peuvent apparaître provenant des corrections radiatives. Dans ce scénario, les trois états neutres sont des mélanges de champs CP-pair et CP-impair et peuvent avoir des désintégrations différentes de celles du scénario CP conservé. Cela demandera donc quelques analyses supplémentaires.

Dans le cadre mSUGRA, on introduit un mécanisme pour briser la supersymétrie avec de nouveaux champs de jauge, à une échelle M_{GUT} . A cette échelle, toutes les masses et les couplages sont unifiés ce qui va contraindre m_A qui ne sera plus un paramètre libre de la théorie. Un scénario testable au LEP II est développé dans ce cadre appelé le *scénario du point fixe Infrarouge* dans lequel le couplage de Yukawa du top est fixé, et si sa masse est connue permet de prédire un boson de Higgs léger $< 110 \text{ GeV}/c^2$ et une valeur $\tan\beta$ autour de 1.

3.2.2 Production des Higgs neutres du MSSM

On va évaluer les productions de Higgs neutres dans les deux cadres précédents avec ou sans violation de CP

3.2.2.1 Scénario conservant CP

Dans le cas de conservation CP, la production du Higgs neutre CP-pair léger h se fait par le même processus de Higgsstrahlung que le Higgs standard $e^+e^- \rightarrow hZ$. A ce processus s'ajoute la production des deux bosons de Higgs neutres dans $e^+e^- \rightarrow hA$. Les Higgs neutres du MSSM ont un couplage du même type que celui du MS à un coefficient près, soit:

$$\begin{aligned}\sigma(e^+e^- \rightarrow hZ) &= \sin^2(\beta - \alpha)\sigma_{MS} \\ \sigma(e^+e^- \rightarrow hA) &= \cos^2(\beta - \alpha)\bar{\lambda}\sigma_{MS}\end{aligned}$$

avec $\bar{\lambda}$ un terme cinématique défini par:

$$\begin{aligned}\bar{\lambda} &= \frac{\lambda_{hA}\sqrt{\lambda_{hA}}}{\sqrt{\lambda_{hZ}(12M_Z^2/s + \lambda_{hZ})}} \\ \lambda_{hA/Z} &= \frac{1 - (m_h + m_A)^2/s}{1 - (m_h - m_A)^2/s}\end{aligned}$$

Donc les deux processus sont complémentaires dans leur production de part leur couplage. Les taux de branchement des bosons de Higgs neutres accessibles à LEP II dans ce scénario sont principalement la désintégration en $b\bar{b}$ dans 90 % des cas et la désintégration en paires de *taus* dans 8 % si $m_h < 130 \text{ GeV}/c^2$, $m_A < 200 \text{ GeV}/c^2$ et $\tan\beta > 1$. Les autres processus sont complètement supprimés. Si $\tan\beta < 1$, ou pour des grand μ , le processus $c\bar{c}$ devient prédominant. Si le processus $h \rightarrow AA$ est permis cinématiquement, il peut être dominant [41]. Pour les grands μ , on peut aussi trouver des régions où le Higgs H est léger, permettant la double désintégration

$$e^+e^- \rightarrow Z(H \rightarrow hh)$$

3.2.2.2 Scénario violant CP

Dans un scénario où il y a violation CP dans le secteur du Higgs, les trois états, H_1, H_2, H_3 , n'ont pas une valeur CP bien définie. Ils peuvent être produits soit par le processus de Higgsstrahlung $e^+e^- \rightarrow H_i Z$ ou par le processus $e^+e^- \rightarrow H_i H_j, (i \neq j)$. Les taux de branchement vont dépendre du niveau de mélange en CP-pair et CP-impair. La section efficace de production des deux processus est [42]:

$$\sigma_{H_i Z} = g_{H_i Z Z}^2 \sigma_{HZ}^{SM} \quad (3.5)$$

$$\sigma_{H_i H_j} = g_{H_i H_j Z}^2 \bar{\lambda} \sigma_{HZ}^{SM} \quad (3.6)$$

où $\bar{\lambda}$ a la même définition que dans le cas conservant CP avec h et A remplacé par $H_{i,j}$. Les couplages

$$g_{H_i Z Z} = \cos \beta \mathcal{O}_{1i} + \sin \beta \mathcal{O}_{2i} \quad (3.7)$$

$$g_{H_i H_j Z} = \mathcal{O}_{3i}(\cos \beta \mathcal{O}_{2j} - \sin \beta \mathcal{O}_{1j}) - \mathcal{O}_{3j}(\cos \beta \mathcal{O}_{2i} - \sin \beta \mathcal{O}_{1i}) \quad (3.8)$$

avec

$$\sum_{i=1}^3 g_{H_i Z Z}^2 = 1 \quad (3.9)$$

$$g_{H_k Z Z} = \sum_{i,j=1}^3 \varepsilon_{ijk} g_{H_i H_j Z} \quad (3.10)$$

où ε_{ijk} est le symbole de Levi-Civita.

La matrice \mathcal{O}_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) relie les états propres CP faibles aux états propres de masse

$$\mathcal{O}_{ij}^2 \propto \frac{m_t^4}{v^2} \frac{\text{Im}(\mu A)}{32\pi^2 M_{SUSY}^2}, \quad (3.11)$$

avec $v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}$. Ces éléments de matrice sont les termes de violation CP dans le secteur du Higgs. Les effets peuvent être grands si M_{SUSY} est petit et si $\text{Im}(\mu A)$ est grand. De plus, ces effets augmentent avec la masse du top.

Le scénario étudié cherche à maximiser les effets de violation CP [43]. Les valeurs exactes des paramètres utilisés peuvent être trouvées dans [46]. Les taux de branchement de ces Higgs sont assez proches de ceux du cas avec conservation de CP. Le Higgs léger H_1 se désintègre principalement en paires $b\bar{b}$ et en moindre taux en $\tau^+\tau^-$ et $c\bar{c}$. Le Higgs H_2 se désintègre en paire $H_1 H_1$, si la cinématique le permet, ou en paire $b\bar{b}$. La cinématique du processus ne dépend pas de la valeur de CP des bosons de Higgs: pour le Higgsstrahlung, cela provient du fait que seule la partie CP-paire couple avec le boson Z; dans le cas de la production de deux Higgs, le fait qu'ils soient tous deux scalaires implique des cinématiques proches. Donc ce scénario est équivalent au niveau des analyses au cas où CP est conservée mais différera uniquement au niveau interprétation.

3.2.3 Recherches expérimentales

Les données du LEP prises entre des énergies de centre de masse de 91 jusqu'à 209 GeV ont été analysées dans ce cadre. Comme on le voit sur la figure 3.6, les deux processus de production du Higgs que l'on cherche sont complémentaires dans le plan $(\sin^2(\beta - \alpha), m_h)$.

Les topologies venant du processus hZ sont identiques à celles du MS. Cependant celles-ci utilisent principalement la désintégration en b. C'est pourquoi deux analyses supplémentaires sont menées afin de pouvoir interpréter par la suite toute désintégration du Higgs:

- *cascade de Higgs* pour la recherche de $(Z \rightarrow b\bar{b})(H \rightarrow hh)(h \rightarrow b\bar{b})$ (soit 6 jets)
- *canal sans saveur* pour $Z(h \rightarrow q\bar{q})$

Les topologies recherchées dans le cas du processus hA sont:

- *canal 4b* dans le cas $(h \rightarrow b\bar{b})(A \rightarrow b\bar{b})$ (~ 84 %)
- *canal taus* avec $h \rightarrow b\bar{b})(A \rightarrow \tau^+\tau^-)$ et son symétrique (~ 14 %)

Les analyses présentées pour la recherche du Higgs standard sont utilisées pour le processus hZ et seront combinées à celles dédiées à hA. Les analyses complémentaires seront interprétées uniquement par la suite dans les différents scénarii, au moment de la combinaison des quatre expériences LEP.

La recherche de $e^+e^- \rightarrow hA$ se fait par une préselection décrite dans [31, 44]. Le canal 4b utilise ensuite intensivement une topologie composée de 4 jets avec un bonne reconnaissance de quark b. La somme des réponses du réseau de neurones de b pour les 4 jets est combinée à l'angle minimum entre 2 jets pour donner une variable discriminante globale dont l'efficacité finale est de l'ordre de 50 % .

L'état final avec des taus comporte deux jets de type b, 2 minijets de faible multiplicité dans l'hémisphère opposé et de l'énergie manquante venant des neutrinos des taus. Après la préselection, les jets et minijets sont reconstruits. Un ajustement contraint force les deux paires sélectionnées à avoir des masses identiques ($m_h = m_A$). Les événements sélectionnés sont ensuite analysés dans un réseau de neurones. L'efficacité finale de la sélection est de l'ordre de 40 %.

Comme pour la recherche du Higgs standard, les incertitudes systématiques sont évaluées. Elles sont dominées par les erreurs venant du b.

En raison du recouvrement important entre les sélections hZ et hA, la combinaison des analyses dans ALEPH se fait avec la méthode 'AND-and-EXCLUSIVES' qui permet de définir une branche purement hZ, une purement hA et un hZ+hA. Les limites sont calculées avec la même analyse statistique que dans le cas standard par le calcul du CL_S en faisant maintenant varier la valeur de $\sin^2(\beta - \alpha)$, avec $m_h = m_A$ et en prenant les valeurs du MS pour les taux de branchement du Higgs. La limite obtenue en chaque point avec les valeurs de CL_S sont montrées sur la Fig 3.6 en combinant hA et hZ. Cela permet de mettre une limite absolue sur la masse m_h de 89.8 GeV/ c^2 à 95 %C.L.

Enfin pour tenir compte des possibles désintégrations des Higgs en $c\bar{c}$, gg, WW [45], une analyse de type 4 jets basée elle aussi sur un réseau de neurones mais avec des variables uniquement cinématiques et sans utilisation de l'étiquetage de b a été développée. Une

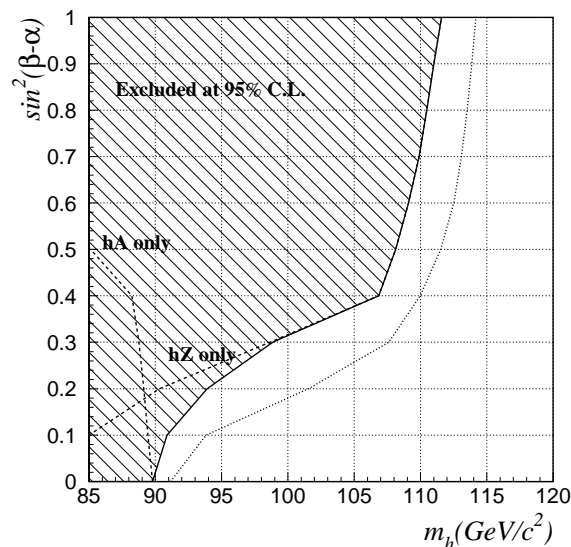


Figure 3.6: Contour d'exclusion en $(m_h, \sin^2(\beta - \alpha))$ à 95 %, tirée de [44].

limite de $110.6 \text{ GeV}/c^2$ à 95 C.L est établie si le Higgs se désintègre uniquement en hadrons.

3.2.4 Résultats combinés

Pour interpréter les résultats pour les scénarii définis précédemment, on combinera les quatre expériences LEP: Les détails sont présentés dans [46]. Ce sont les limites finales dans le cadre des scénarii proposés ci dessus.

3.2.4.1 Scénario avec conservation de CP

Dans l'hypothèse de conservation de CP, on cherche les limites de production des Higgs neutres h,H et A décrit dans le cas des scénarii de la section 3.2.2.2

Benchmark	m_h (GeV/c^2)	m_A (GeV/c^2)	Exclusion $\tan \beta$
m_h -max	92.9 (94.8)	93.4 (95.1)	$0.9 < \tan \beta < 1.5$ ($0.8 < \tan \beta < 1.6$)
sans mixing	93.3 (95.0)	93.3 (95.0)	$0.4 < \tan \beta < 5.6$ ($0.4 < \tan \beta < 6.5$)

Table 3.1: Limites à 95% C.L., sur m_h et m_A dans les deux scénarii conservant CP du MSSM sans mélange et mélange maximum. Une valeur de $m_t = 179.3 \text{ GeV}/c^2$ est utilisée.

Les limites déduites sont données dans la Table 3.1. Les limites sur $\tan \beta$ dépendent beaucoup de la masse du top et décroissent quand celle ci augmente. On peut déduire aussi de la figure 3.7 que le scénario du point IR, dans le cadre mSUGRA ($m_h < 110 \text{ GeV}/c^2$ et $\tan \beta \sim 1$) est complétement exclu.

Les résultats pour le scénario à grand μ sont donnés Fig 3.8. Ce résultat tend surtout à montrer que les recherches sans étiquetage de b ont une bonne efficacité pour aussi

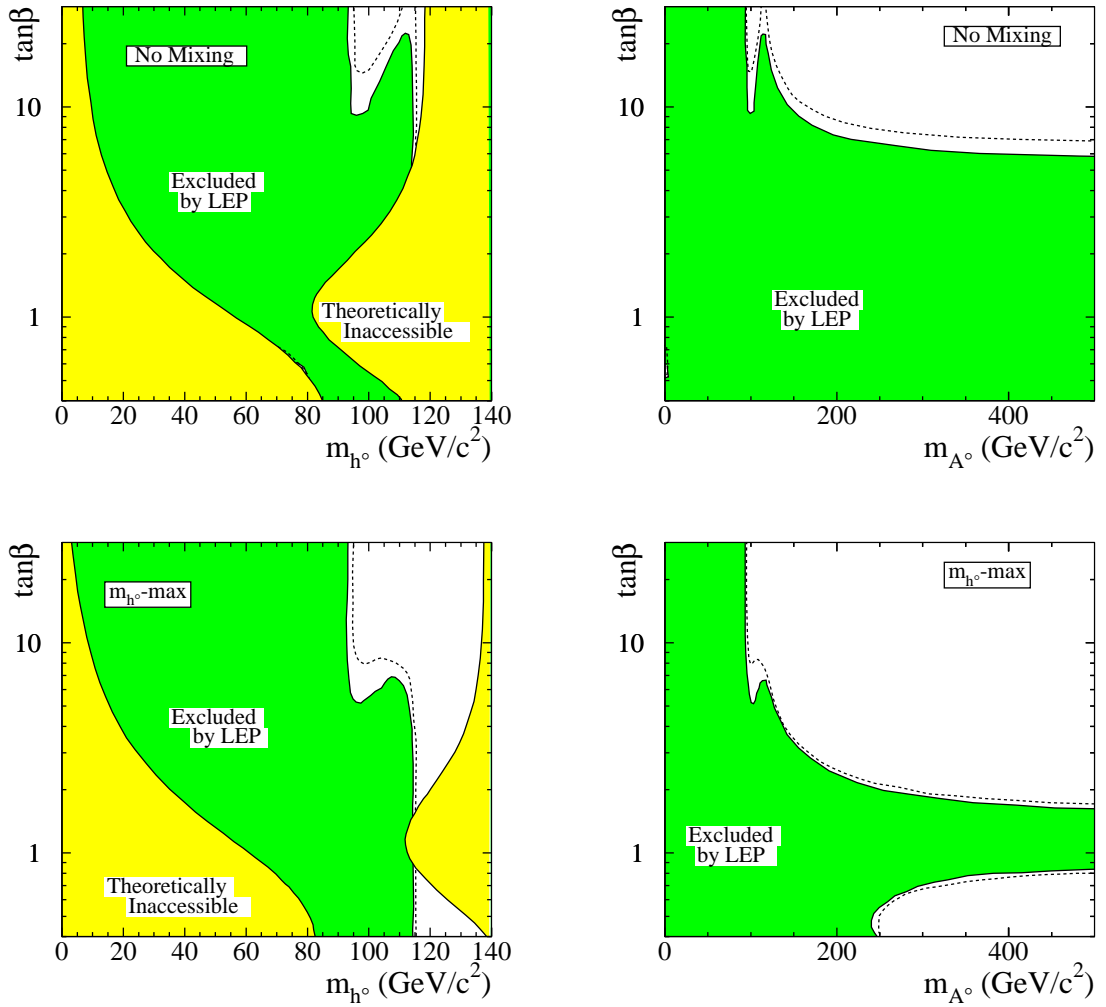


Figure 3.7: Exclusion des paramètres MSSM à 95% C.L., pour le scénario *non-mixing* avec $m_t = 179.3 \text{ GeV}/c^2$ en haut et pour le scénario avec m_h maximum en bas. On a représenté les zones qui sont exclues expérimentalement et théoriquement en fonction des paramètres m_A , m_h et $\tan\beta$.

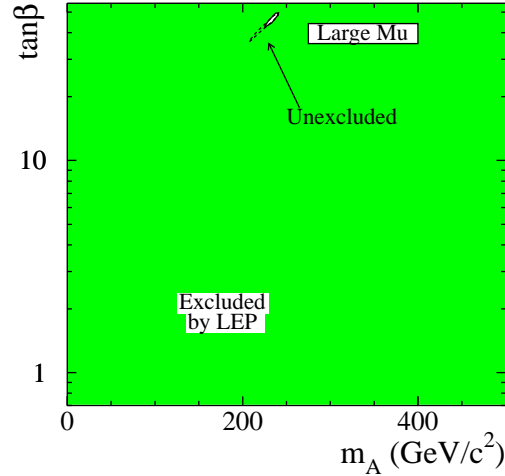


Figure 3.8: Contour d'exclusion en $(m_h, \tan\beta)$ à 95 % de C.L dans le cas du scénario à grand μ .

exclure toute autre possibilité de production. On peut conclure que ce scénario est presque entièrement exclu.

3.2.4.2 Scénario avec violation CP

Ce scénario a été récemment développé suivant [40], pour évaluer si cette production de violation CP pouvait expliquer l'assymétrie de matière dans l'Univers. Ce point sera détaillé dans le chapitre 5.

Les résultats combinés des quatre expériences sont donnés Fig 3.9. On peut seulement en conclure que $\tan\beta > 2.6$ pour $m_t = 179.3 \text{ GeV}/c^2$. Les données combinées du LEP ne donnent donc pas de limite indépendante des autres paramètres sur la masse du Higgs produit dans ce cas et les résultats dépendent fortement de la masse du top.

D'autres modèles sont aussi interprétables avec ces analyses, comme des modèles à deux doublets sans contraintes supersymétriques [47] et peuvent aussi conduire à une violation de CP supplémentaire.

3.3 Mes contributions

J'ai rejoint ALEPH fin 1996 dans la phase de montée en énergie du LEP.

Pour la phase II du LEP, le CPPM avait fortement contribué à la construction d'un nouveau détecteur de vertex qui améliorerait la détection des particules à courtes durées de vie et en particulier la reconnaissance des quarks b. Pour cette raison, le groupe avait orienté son activité vers la recherche du Higgs où cet outil était essentiel. J'ai rejoint les physiciens du CPPM vers fin 1996 et j'ai travaillé avec eux dans la recherche du boson de Higgs jusqu'en 1998.

- Avec les données prises jusqu'à 172 GeV, j'ai étudié comment extraire le signal hA

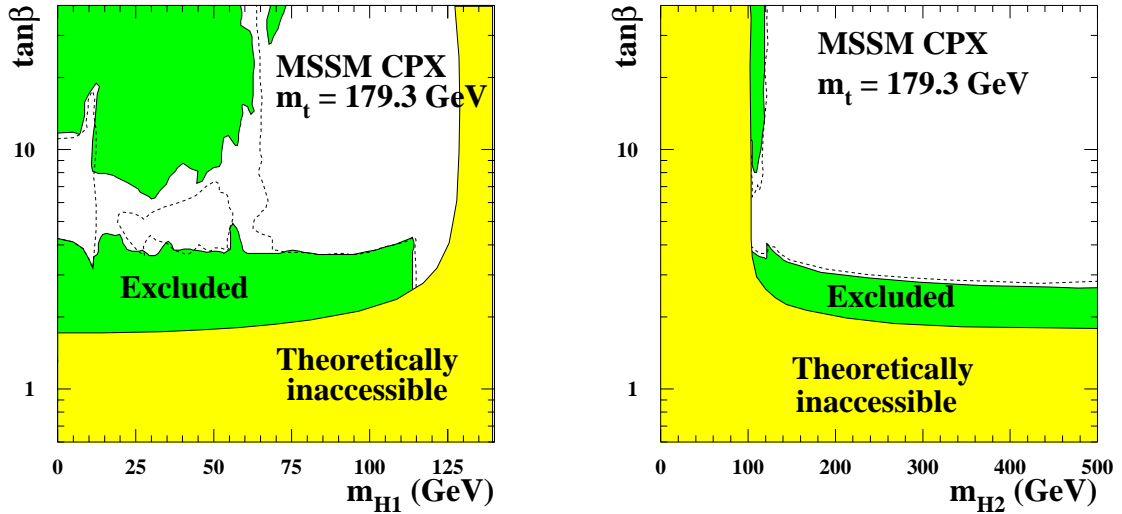


Figure 3.9: Exclusion à 95% C.L., pour le scénario de violation CP et $m_t = 179.3 \text{ GeV}/c^2$.

avec un état final $b\bar{b}\tau^+\tau^-$ en utilisant une méthode basée sur la reconstruction de jets et sur la reconnaissance des quarks b et des taus. L'efficacité de cette analyse est de l'ordre de 30 % pour un fond pratiquement nul. Cette analyse a été combinée avec une analyse similaire faite au CERN mais basée sur la reconnaissance de traces isolées. Cela a permis d'augmenter l'efficacité de ce canal autour de 45 %.

La combinaison de ce canal avec le canal en $b\bar{b}b\bar{b}$, développé par ailleurs à Marseille, a permis de mettre une limite à 95 % de confiance sur le Higgs le plus léger. Ces résultats, pour les 3 énergies 130,161 et 172 GeV ont été publiés en 1997 dans *Physics Letters B*.

- Durant la prise de données 1997, l'énergie du faisceau est montée à 183 GeV. J'ai continué à améliorer les performances de l'analyse en taus. Avec différents collaborateurs d'ALEPH, nous avons travaillé à unifier les deux codes utilisés l'année précédente afin de n'avoir qu'une seule analyse basée sur des *minijets*, combinant ainsi l'avantage des jets avec la topologie particulière des taus. Nous avons testé différentes sélections basées sur ces *minijets* avec différents outils: une analyse en coupures, des méthodes discriminantes comme les réseaux de neurones ou la construction d'arbres de décision binaire. L'analyse la plus simple basée sur un réseau de neurones a été utilisée pour la combinaison avec les autres canaux de désintégration du Higgs pour établir une limite en masse. Ce réseau de neurones a été utilisé aussi pour la recherche de tous les états finaux avec des taus provenant soit du canal hA soit du canal hZ (en tout 3 états finaux), après un nouvel apprentissage du réseau de neurones sur les différents signaux. Ces analyses ont été publiées en 1998 dans *Physics Letters B* pour une énergie dans le centre de masse de 183 GeV.

- Grâce à un nouvel apprentissage, la même analyse a été utilisée et publiée dans *Physics Letters B* en 2000 avec les données enregistrées à 189 GeV. En 2000, ALEPH a

observé un excès d'événements dans le canal de désintégration en 4 jets du Higgs standard. Cet excès, qui a conduit à prolonger la prise de donnée jusqu'à Novembre 2000, a été publié aussi fin 2001, 2002 et 2003 dans *Physics Letters B*.

Publications

- “*Search for the standard model Higgs boson at LEP,*”
ALEPH Collaboration, Phys. Lett. B **565** (2003) 61
- “*Final results of the searches for neutral Higgs bosons in $e^+ e^-$ collisions at \sqrt{s} up to 209-GeV*”
ALEPH Collaboration, Phys. Lett. B **526**, 191 (2002)
- “*Searches for neutral Higgs bosons in $e^+ e^-$ collisions at centre-of-mass energies from 192-GeV to 202-GeV*”
ALEPH Collaboration, Phys. Lett. B **499**, 53 (2001)
- “*Search for the neutral Higgs bosons of the standard model and the MSSM in $e^+ e^-$ collisions at $\sqrt{s} = 189$ -GeV*”
ALEPH Collaboration, Eur. Phys. J. C **17**, 223 (2000)
- “*Searches for the neutral Higgs bosons of the MSSM in $e^+ e^-$ collisions at centre-of-mass energies of 181-GeV to 184-GeV*”
ALEPH Collaboration, Phys. Lett. B **440**, 419 (1998)
- “*Search for the standard model Higgs boson at the LEP2 collider near $\sqrt{s} = 183$ -GeV*”
ALEPH Collaboration, Phys. Lett. B **440**, 403 (1998)
- “*Search for the neutral Higgs bosons of the MSSM in $e^+ e^-$ collisions at \sqrt{s} from 130-GeV to 172-GeV*”
ALEPH Collaboration, Phys. Lett. B **412**, 173 (1997)
- “*Search for the standard model Higgs boson in $e^+ e^-$ collisions at $\sqrt{s} = 161$ -GeV, 170-GeV and 172-GeV*”
ALEPH Collaboration, Phys. Lett. B **412**, 155 (1997)

Chapitre 4

La violation CP

Dans ce chapitre, je vais montrer l'état des recherches menées dans le domaine de la violation CP. Après un bref historique, je ferai le point des résultats obtenus dans le système du K, où j'ai travaillé dans le cadre de l'expérience CPLEAR. Je reprendrai l'interprétation de ces mesures comme une phase de la matrice CKM du MS. Je ferai aussi un point sur les derniers résultats, leur interprétation et les perspectives expérimentales dans ce domaine.

4.1 Introduction

Dès 1957, on a découvert que les symétries discrètes C, conjugaison de charge et P, sont préservées par les interactions forte et électromagnétique mais violent l'interaction faible [48]. C'est en 1964 [49], que la violation de la symétrie CP dans le système des Kaons neutres a été observée pour la première fois. Récemment, elle a aussi été observée dans le système des mésons B [50, 51]. En 1998, on a directement mis en évidence pour la première fois, la violation de l'inversion du temps [52], et réalisé un test précis de la conservation de la symétrie CPT [53], comme une symétrie fondamentale de notre Univers, à la base du modèle standard. Dans ce cadre, l'introduction d'une phase dans la matrice CKM [3] permet de rendre compte de la violation CP d'une façon naturelle, bien en accord avec les résultats expérimentaux.

4.2 La symétrie CP dans le système des Kaons

La violation de CP dans le système des Kaons neutres ($K^0 - \bar{K}^0$) a été observée depuis 1964 dans diverses expériences [54, 55, 56, 57] dans les désintégrations du K_L en 2π et en semi-leptoniques. Je vais résumer ici les principaux résultats en particulier ceux de CPLEAR.

4.2.1 La violation CP dans les désintégrations du K_L

Les amplitudes de désintégrations font référence aux états propres de masse K_S et K_L . La violation de CP est décrite par le paramètre ϵ qui relie les états propres de masse aux

états : $K_1 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$ et $K_2 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$ par

$$K_S = K_1 + \epsilon K_2$$

et

$$K_L = K_2 + \epsilon K_1$$

K_1 est un état CP pair et K_2 CP impair. Cela indique que l'évolution de ces états dans le temps en présence de violation CP doit être différente.

L'évolution dans le temps des états K^0 et \bar{K}^0 est gouvernée par une matrice 2x2 (pour les détails du formalisme voir [58]) :

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} K^0 \\ \bar{K}^0 \end{pmatrix} = \mathcal{M} \begin{pmatrix} K^0 \\ \bar{K}^0 \end{pmatrix}$$

où $\mathcal{M} = M - i\Gamma/2$ avec M et Γ les matrices Hermitiennes de masse et de désintégration respectivement. Les états propres K_S et K_L correspondent aux valeurs propres

$$\mu_{S,L} = m_{S,L} - i\gamma_{S,L}/2$$

Les amplitudes de désintégration des K^0 dans les états d' isospins $I=0,2$ sont:

$$A(K^0 \rightarrow \pi\pi(I)) = A_I e^{i\delta_I}, A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi\pi(I)) = A_I^* e^{i\delta_I}$$

$$\epsilon \simeq \frac{\Im m(\Gamma_{12}/2) + i\Im m(M_{12})}{\mu_S - \mu_L} \simeq e^{i\pi/4} \frac{\Im m(M_{12})}{\sqrt{2}\Delta m}$$

et

$$\epsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} \left| \frac{A_2}{A_0} \right| e^{i(\delta_2 - \delta_0)}$$

ϵ mesure la violation CP indirecte et ϵ' , la violation de CP directe. On peut ainsi avoir une évolution différente de ces états par deux effets différents. La violation CP impose d'avoir $\Im m M_{12} \neq 0$, ce qui ne peut apparaître qu'à travers un terme de phase non nulle et

Pour mesurer ces paramètres expérimentalement, on a recours aux observables qui mesurent le rapport des amplitudes de désintégration des états propres de masse dans un état final donné. Pour la désintégration $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, on définit le paramètre:

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} = |\eta_{+-}| e^{i\phi_{+-}} = \epsilon + \epsilon'$$

on mesure aussi les paramètres η_{00} et η_{+-0} respectivement pour $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ et $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Une autre observable mesurée est l'asymétrie intégrée en temps dans les désintégrations semi-leptoniques:

$$\delta_L = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow l^+\nu_l\pi^-) - \Gamma(K_L \rightarrow l^-\bar{\nu}_l\pi^+)}{\Gamma(K_L \rightarrow l^+\nu_l\pi^-) + \Gamma(K_L \rightarrow l^-\bar{\nu}_l\pi^+)} \approx 2\Re(\epsilon)$$

La mesure des désintégrations du K_L dans le canal 2π peut se faire soit directement à travers la production de K_L ce qui a été la principale évidence pendant longtemps. On s'attend cependant à observer le même effet dans les désintégrations du K_S mais les désintégrations du K_S sont plus difficiles à mesurer à cause de leur courte durée de vie et de la présence du K_L qui constitue un fond indestructible. C'est pourquoi l'approche interférométrique dans système $K^0 - \bar{K}^0$ est puissante car permet aussi bien l'accès aux désintégrations du K_L que du K_S .

4.2.2 La violation CP par interférométrie

La méthode d'approche pour atteindre les désintégrations du K_S est d'utiliser le système $K^0 - \bar{K}^0$ qui permet la mesure de l'évolution dans le temps d'un mélange K_S , K_L et donc de voir en particulier la zone d'interférence à des temps intermédiaires: ce terme d'interférence signe à lui seul la violation CP: CPLEAR [54] a construit les asymétries sensibles à ce terme d'interférence et donc aux paramètres de violation CP non seulement avec la mesure de η_{+-} dans $K_L^0 \rightarrow 2\pi$, mais aussi avec la mesure des états $K_S^0 \rightarrow 3\pi$. Dans ce cas, le niveau de violation CP est donné par le paramètre η_{+-0} qui est attendu du même ordre de grandeur que η_{+-} . Cependant, l'amplitude de la partie violant CP prévue est extrêmement faible (10^{-9}). En effet, la désintégration en $\pi^+\pi^-\pi^0$ n'est pas un état propre de CP. Suivant le moment orbital des 3 pions, cette désintégration possède aussi une amplitude conservant CP, qui est de l'ordre de 10^{-7} . L'analyse des événements de type $\pi^+\pi^-\pi^0$ pour extraire les valeurs des paramètres violant (η_{+-0}) et conservant CP (λ) est décrite en détail dans [59]. Les effets systématiques sont assez semblables dans ces deux mesures, dominés par les fonds restants, surtout à très courte durée de vie, qui peuvent simuler des effets de conservation ou de violation CP. La précision statistique obtenue a permis d'améliorer de plus d'un facteur 10 les valeurs publiées sur η_{+-0} mais n'a pas permis la mise en évidence de la violation de CP. La valeur obtenue donnée dans la Table 4.1, correspond à une limite de $|\eta_{+-0}| < 0.017$. La mesure de la partie conservant CP, λ , est aussi reportée dans la Table 4.1. Elle ne dépend d'aucune hypothèse théorique ce qui permet de l'utiliser pour extraire le taux de branchement en $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ de l'amplitude conservant CP.

$$B(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP=+1) = \left(2.5^{+1.3}_{-1.0} \text{ stat. } \quad {}^{+0.5}_{-0.6} \text{ syst. } \right) \times 10^{-7}$$

C'est la meilleure mesure actuelle, en bon accord avec l'ajustement des données du secteur des K et avec les mesures précédentes.

4.2.2.1 Compilation des résultats de mesure du K_L en 2π

En compilant et en ajustant l'ensemble des valeurs obtenues de $K_L \rightarrow \pi\pi$ dans [60], on obtient les valeurs suivantes des paramètres:

$$\begin{aligned} |\epsilon| &= (2.284 \pm 0.014)10^{-3} \\ \phi_\epsilon &= (43.5 \pm 0.7)^\circ \\ \Re\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right) &= (1.67 \pm 0.26)10^{-3} \end{aligned}$$

Table 4.1: Résumé des résultats obtenus de mesure CP par CPLEAR [54] dans les canaux 2π et 3π .

paramètre	mesure
$ \eta_{+-} $	$(2.264 \pm 0.035)10^{-3}$
ϕ_{+-}	(43.19 ± 0.6)
η_{00}	$(2.47 \pm 0.39)10^{-3}$
ϕ_{00}	(42.0 ± 5.9)
$\Re e(\eta_{+-0})$	$(-2 \pm 8)10^{-3}$
$\Im m(\eta_{+-0})$	$(-2 \pm 9)10^{-3}$
$\Re e(\lambda)$	$(27 \pm 8)10^{-3}$
$\Im m(\lambda)$	$(-10 \pm 9)10^{-3}$
$\Im m(\eta_{000})$	(0.18 ± 0.15)
$\Re e(\eta_{000})$	(0.15 ± 0.20)

$$\delta_L = (3.27 \pm 0.12)10^{-3}$$

que l'on peut écrire

$$\Re e(\epsilon) = (1.657 \pm 0.021)10^{-3}$$

$$\Im m(\epsilon) = (1.572 \pm 0.022)10^{-3}$$

$$\Re e(\epsilon') = (2.5 \pm 0.4)10^{-6}$$

Ces mesures ont une précision expérimentales remarquables et confirment la violation CP aussi bien directe que indirecte dans les désintégrations du K_L . Il s'agit maintenant de les interpréter dans le cadre du modèle standard.

4.3 Interprétation dans le Modèle Standard

Nous allons faire un point sur l'apport de ces mesures et leur interprétation dans le MS. Dans le chapitre 1, nous avons vu que l'on pouvait introduire une phase à travers le mélange des quarks et l'interpréter comme une violation de CP. La matrice de mélange des quarks a, en principe, tous ses éléments mesurables par les désintégrations faibles des quarks mis en jeu. Si on reprend le formalisme introduit au chapitre 1:

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1-\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & \frac{1-\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

avec $\lambda = \sin\theta = 0.22$ Actuellement les mesures permettent d'écrire [16]

$$V = \begin{pmatrix} 0.9739 - 0.9751 & 0.221 - 0.227 & 0.0029 - 0.0045 \\ 0.221 - 0.227 & 0.9730 - 0.9744 & 0.039 - 0.044 \\ 0.0048 - 0.014 & 0.037 - 0.043 & 0.9990 - 0.9992 \end{pmatrix}$$

En supposant l'unitarité, on dérive pour chaque ligne et colonne des relations telles que:

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

On représente souvent cette relation dans un triangle tel que $V_{cd}V_{cb}^*$ soit la base horizontale, normalisé à 1 (Fig 4.1).

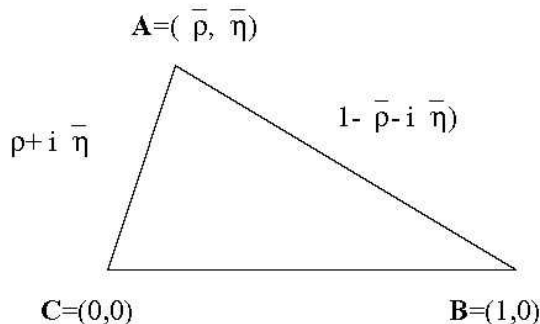


Figure 4.1: Représentation du triangle CKM d'unitarité

Les 3 angles de ce triangle sont donnés par $\beta = -Arg(V_{td})$, $\gamma = Arg(V_{ub}^*)$ et $\alpha = \pi - \beta - \gamma$.

On remplace (η, ρ) par $(\bar{\rho} = (\rho(1 - \lambda^2)), \bar{\eta} = \eta(1 - \lambda^2))$, qui permettent de tenir compte des ordres jusqu'à λ^5 dans les estimations. Les côtés sont respectivement $\bar{\rho} + i\bar{\eta} = V_{ub}^*/A\lambda^3$, $1 - \bar{\rho} - i\bar{\eta} = V_{td}/A\lambda^3$ et 1.

L'information relative à la mesure de la violation CP dans le système du K, rentre dans la partie imaginaire de $\Im m(V_{td}^2) \propto \eta(1 - \rho)$ et donne dans le plan une hyperbole représentée sur la Fig 4.2. La mesure de la violation directe par le paramètre ϵ' présentée dans [56, 61] est aussi une contribution possible mais à cause des incertitudes théoriques liées aux éléments de matrice hadronique, elle ne permet pas de donner de contrainte supplémentaire sur la mesure de η : en effet, l'introduction des amplitudes 'Pingouin' aux ordres supérieurs, va ajouter un terme d'amplitude supplémentaire proportionnel à ϵ' uniquement dans les amplitudes d'isospin 0 ($\Delta I = 1/2$) des états à 2π . Cet effet est partiellement annulé par d'autres contributions d'amplitudes ($\Delta I = 3/2$), qu'il est difficile de distinguer dans les mesures.

Récemment, la mise en évidence de la violation CP dans les désintégrations du méson B par les expériences [50, 51] a permis d'ajouter une contrainte supplémentaire au triangle. La mesure d'une asymétrie non nulle en utilisant la désintégration entre autre de $B_d \rightarrow J/\psi K_S$ permet une mesure de $\sin 2\beta$. La mesure des deux résultats combinés de [50, 51] donne:

$$\sin 2\beta = 0.736 \pm 0.049$$

qui est représenté sur la figure 4.2. Il est intéressant de noter que les deux mesures de violation de CP dans le K et le B pointent vers le même quadrant du plan. Des informations indirectes qui ne violent pas CP, sont utilisées pour mieux contraindre le triangle. En particulier:

- la valeur mesurée de ΔM_{B_d} et la limite rapportée sur ΔM_{B_s} venant de la mesure respectivement des mélanges $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ et $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ par les 3 expériences LEP, CDF et SLD [62], donnent les limites représentées sur la Fig 4.2. Le détail de ces contraintes est donné dans [64].

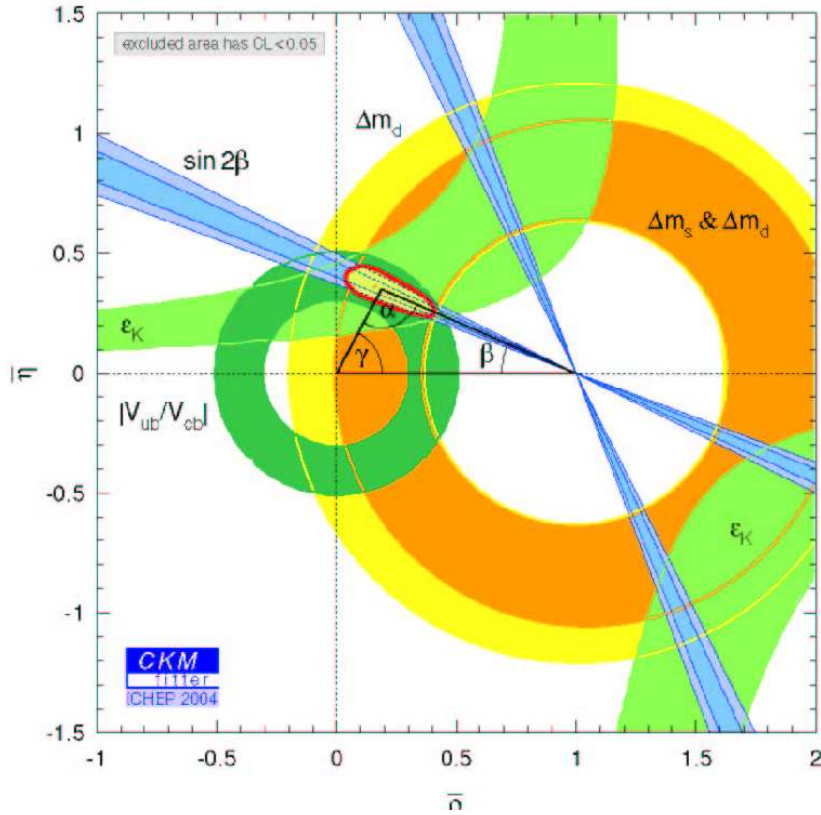


Figure 4.2: Contraintes sur le triangle unitaire CKM. Entourée de rouge, la zone privilégiée pour le sommet du triangle avec les contraintes venant de $|V_{ub}|/|V_{cb}|$, ϵ , le mélange du B et $\sin 2\beta$ (tiré de [64]).

- la mesure du rapport $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ dans les désintégrations des B sans charme, donne un cercle dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$.

Toutes ces contraintes favorise une zone de la Figure 4.2, qui est la position de l'apex A du triangle. Les résultats de l'ajustement simultané de ces contraintes expérimentales avec les calculs théoriques permet d'extraire [64]:

$$\bar{\rho} = 0.178 \pm 0.05$$

$$\bar{\eta} = 0.34 \pm 0.03$$

qui peut s'interpréter comme un phase CKM non nulle dans la paramétrisation définie en (1.36):

$$\delta = \gamma = (57 \pm 10)^\circ$$

La non nullité de la phase de la matrice CKM se traduit par la mesure d'une aire non nulle du triangle d'unitarité. Tous les triangles construits par l'unitarité ont la même aire. Cela s'exprime aussi par la mesure de l'invariant J: il existe 9 invariants de la matrice V,

$$\Delta_{i\alpha} = V_{j\beta} V_{k\gamma} V_{j\gamma}^* V_{k\beta}^* \quad (i, j, k, \alpha, \beta, \gamma \text{ co-cyclique})$$

On montre que si la matrice V est unitaire, ces 9 invariants ont la même partie imaginaire [63] définie par

$$J = \Im m(\Delta_{i\alpha}) = |\Delta_{i\alpha}| \sin \phi_{i\alpha}$$

J vaut 2 fois l'aire du triangle CKM unitaire et mesure directement la quantité de violation CP dans le MS.

On peut donc transcrire la mesure précédente par:

$$J \simeq \eta A^2 \lambda^6 \simeq \eta 9 \cdot 10^{-5} = (2.88 \pm 0.33) 10^{-5}$$

4.4 La mesure de la violation de T et de CPT

Cette section présente brièvement les résultats obtenus par l'expérience CPLEAR dans un formalisme plus large qui permet de tester le principe d'invariance CPT. La mesure d'interférométrie permet dans le canal semileptonique de mesurer les paramètres de violation de T et de CPT. Pour une description du formalisme voir [52]. On prend en compte une possible violation de CPT en remplaçant dans les équations $\epsilon \rightarrow \epsilon + \delta$ où ϵ décrit la violation CP quant CPT est conservé et δ décrit la violation de CPT. Avec toutes les données accumulées de désintégrations semileptoniques, CPLEAR a repris l'interprétation des asymétries dépendantes du temps en analysant leur sensibilité aux paramètres de violation de T et de CPT [52]. L'asymétrie A_T est le rapport de la différence des taux de $\bar{K}_0 \rightarrow e^+ \pi^- \nu$ et $K_0 \rightarrow e^- \pi^+ \nu$ sur la somme. Elle est non nulle si il y a une violation de T avec l'invariance CPT et on montre qu'elle est proportionnelle à $4\Re\epsilon$. De même, on construit l'asymétrie A_δ qui mesure l'invariance CPT à travers le paramètre δ . Les mesures obtenues sont reportées dans la table 4.2 et indiquent que CPLEAR a mis pour la première fois en évidence de façon directe une violation de T et a mesuré le paramètre $\Re(\delta)$ avec une précision meilleure de 2 ordres de grandeur par rapport aux valeurs existantes.

D'autres tests de CPT sont possibles avec les données accumulées: un test de l'invariance CPT à travers la relation de Bell-Steinberger [53] permet de contraindre plus précisément les paramètres $\Im m(\delta)$ et $\Re(\epsilon)$ en combinant les résultats obtenus dans les canaux 2π , 3π de CPLEAR avec des mesures complémentaires du PDG [16]. Enfin un test CPT consiste à mesurer la différence de masse et de largeur entre le K^0 et le \bar{K}^0 qui doit être nulle pour l'invariance CPT. Les meilleures mesures obtenues sur chaque paramètre sont résumées dans la table 4.2 et détaillées dans [52].

4.5 Synthèse et perspectives

On peut dire que la violation CP est un domaine de recherche actif depuis sa découverte en 1964. Du secteur du K au secteur du B, les mesures de violations CP sont en accord avec les prédictions du MS. Le système du K a permis des tests cruciaux comme des mesures directes de violation de T, des tests précis de la validité de la symétrie CPT, la mesure du paramètre ϵ' en accord avec les prédictions. Dans le secteur de B, des tests importants restent à faire : il faut améliorer les précisions expérimentales par une détermination des mésons B au même ordre de grandeur. Il faut noter que les incertitudes théoriques sont souvent aussi grandes rendant l'interprétation parfois difficile.

Table 4.2: Résumé des résultats obtenus de mesure de violation de T et CPT par CPLEAR [52, 53] dans les canaux semileptoniques.

paramètre	mesure
A_T	$(6.6 \pm 1.6)10^{-3}$
$\Re(\epsilon)$	$(16.49 \pm 0.25)10^{-4}$
$\Re(\delta)$	$(3.0 \pm 3.3)10^{-4}$
$\Im(\delta)$	$(2.4 \pm 5.0)10^{-5}$
$\Re(y)$	$(0.3 \pm 3.1)10^{-3}$
$\Delta m(\text{GeV})$	$(-1.5 \pm 2)10^{-18}$
$\Delta \Gamma(\text{GeV})$	$(3.9 \pm 4.2)10^{-18}$

De nombreux résultats dans ce domaine sont attendus dans un futur proche:

- dans le secteur des K, des améliorations de $|V_{us}|$ pour une mesure précise de l'unitarité dans la première colonne de la matrice CKM.
- la mesure par NA48 des asymétries dans les désintégrations $K^+(K^-) \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^0(\pi^-\pi^-\pi^0)$, à mieux que 10^{-4}
- dans le secteur du B, des améliorations de $\sin 2\beta$: avant 2007 par BABAR et BELLE, une précision meilleure que 0.03 peut être attendue
- des améliorations dans la mesure du mélange B_s avec peut-être une mesure précise de Δm_s au Tevatron.

A plus long terme, il faudra attendre le LHC et LHCb pour obtenir:

- la mesure de α par les mésons B_d , plus difficile car polluée par les incertitudes théoriques dûes aux diagrammes pingouins. L'erreur attendue aux usines à B sur cet angle reste grande.
- la mesure directe de γ , qui est aussi une mesure difficile et ne peut être faite aux usines à B où le B_s ne peut être produit.

Un ensemble de désintégrations rares peut être calculé avec peu d'incertitudes théoriques, et une contribution violant CP importante comme $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$, en particulier le canal neutre: cependant, la difficulté de mesure est expérimentale avec des taux de branchement attendus loin des limites actuelles (10^{-11}).

Enfin citons le secteur du méson D qui n'a pas été testé: on n'a toujours pas mis en évidence le mélange $D^0 - \bar{D}^0$ et il ne rentre pas directement dans un test des paramètres CKM, mais plutôt dans un test de recherche de nouvelle physique: en effet, la violation CP attendue est très faible, donc toute mesure significative correspondrait à un désaccord avec le MS.

4.6 Mes contributions

De 1989 jusqu'en 1996, j'ai travaillé sur l'expérience CPLEAR. Cette expérience, située au CERN, sur l'anneau LEAR, a étudié la violation CP par interférométrie $K_S^0 - K_L^0$.

Le principe est la mesure d'asymétries dépendantes du temps construites à partir des désintégrations de K^0 et \bar{K}^0 neutres, produits de façon symétriques par annihilation d'antiprotons sur une cible d'hydrogène.

L'expérience a progressivement été mise en place de 1988 à 1992. Les prises de données se sont poursuivies massivement jusqu'à la fin de l'année 1995.

Dans CPLEAR, l'analyse porte essentiellement sur 3 canaux de désintégration:

$$K^0(\bar{K}^0) \rightarrow \pi^+\pi^-, \quad K^0(\bar{K}^0) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \quad K^0(\bar{K}^0) \rightarrow \pi^+e\nu.$$

Les résultats de ces premières analyses ont été publiés en 1995 avec environ 1/3 de la statistique puis sur l'ensemble des données après 1996.

Ma contribution a été de différents types:

- une contribution hardware quand j'étais boursière au CERN: impliquée dans la mise en place du système de déclenchement de l'expérience ainsi que dans sa simulation. J'ai développé la partie de monitoring du système de déclenchement de niveau I et j'ai travaillé à la mise en place progressive des différentes logiques de décisions.
- une contribution software de simulation détaillée de ce système qui pouvait être utilisée aussi bien en ligne que hors ligne. Cette simulation a permis de comprendre les données et d'étudier l'impact des différents niveaux de décisions de déclenchement dans les résultats de physique.
- une activité d'analyse : à Marseille, j'ai travaillé activement à l'analyse en $\pi^+\pi^-\pi^0$ jusqu'à la fin des prises de données.

Description du travail d'analyse:

La violation CP dans la désintégration $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ n'avait jamais été observée. L'amplitude violant CP est attendue extrêmement faible (10^{-9}). En effet, la désintégration du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$ n'est pas un état propre de CP. Suivant le moment orbital des 3 pions, cette désintégration possède aussi une amplitude conservant CP que l'on attend de l'ordre de 10^{-7} .

Cependant, la mesure d'un terme d'interférence dans une asymétrie $K^0\bar{K}^0$ dépendante du temps est une preuve directe de violation CP. En effet, l'amplitude conservant CP est antisymétrique en X , où $X = (m_{\pi^+\pi^0}^2 - m_{\pi^-\pi^0}^2)/m_\pi^2$ est l'abscisse du diagramme de Dalitz. Ainsi, par intégration sur tout l'espace de phase, elle n'intervient pas dans la détermination du paramètre de violation CP η_{+-0} .

Par contre, en séparant les asymétries dépendantes du temps pour $X > 0$ et pour $X < 0$, on peut accéder à cette amplitude et ainsi faire une mesure du rapport de branchement conservant CP du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$.

J'ai d'abord travaillé à la mise en place d'un filtre sur les données accumulées jusqu'en 1993 (environ 150000 événements), qui a permis une première évaluation des paramètres CP dans ce canal. Les résultats ont fait l'objet de deux publications dans *Physics Letters B* fin 1995 et début 1996.

Nous avons inclus ensuite les données prises en 1994 et 1995. Les données prises en 1995 étaient d'une qualité supérieure et ont permis de doubler notre statistique. Cependant, un travail supplémentaire a été nécessaire dû à une modification des conditions

expérimentales. En effet, au milieu de 1994, une micro-chambre avec une cible plus petite, cylindrique, a été introduite dans le détecteur. Les décisions du système de déclenchement ont été modifiées pour en tenir compte et enrichir le signal.

L'analyse de ces données a confirmé un grand gain dans la statistique mais à mis en évidence une augmentation significative du fond. Celui-ci, était, de plus, très dissymétrique par rapport à la charge du Kaon. Une étude supplémentaire a montré alors que à cause de la matière ajoutée au centre du détecteur, les kaons de charge négative interagissaient plus fréquemment, produisant des particules nouvelles qui pouvaient passer la sélection et simuler un signal $\pi^+\pi^-\pi^0$ à bas temps de vie. Nous avons mis au point des coupures supplémentaires qui ont permis de réduire ce fond au même niveau que en 1993. Nous avons évalué l'erreur résiduelle et ajouté une incertitude systématique supplémentaire à nos résultats.

J'ai aussi travaillé sur les méthodes d'ajustement pour comparer différentes approches et paramètres. Cela a permis d'optimiser l'erreur statistique lors de l'extraction des paramètres. Par ailleurs, durant cette période, suite au renforcement du groupe au CPPM, nous avons pu consolider notre analyse avec des outils de filtrage plus fiables et automatisés. Les résultats de cette analyse ont été finalisés fin 1996: nous avons amélioré la limite sur le terme de violation CP de plusieurs ordres de grandeurs mais n'avons pas pu le mettre en évidence. Nous avons par contre mesuré pour la première fois, le rapport de branchement du $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ conservant CP. Ces deux mesures sont les meilleures mesures actuelles et sont en bon accord avec les prédictions du modèle chirale. Elles ont fait l'objet d'une publication dans *Physics Letters B* en 1997. Nous avons finalement décrit ce travail en détail dans un article publié dans l'*European Physics Journal* en 1998.

Publications

- “*The neutral kaon decays to $\pi^+ \pi^- \pi^0$: A detailed analysis of the CPLEAR data*”
CPLEAR Collaboration, Eur. Phys. J. C **5**, 389 (1998)
- “*CPLEAR results on the CP parameters of neutral kaons decaying to $\pi^+ \pi^- \pi^0$* ”
CPLEAR Collaboration, Phys. Lett. B **407**, 193 (1997)
- “*Observation of the CP conserving $K(S) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ decay amplitude*”
CPLEAR Collaboration, Phys. Lett. B **374**, 313 (1996)
- “*Search for CP violation in the decay of neutral kaons to $\pi^+ \pi^- \pi^0$* ”
CPLEAR Collaboration, Phys. Lett. B **370**, 167 (1996)

Chapitre 5

La baryogénèse primordiale et le Modèle Standard

Toutes les mesures actuelles tendent à montrer qu'il existe dans l'Univers une asymétrie baryon-antibaryon, mais la composante d'antimatière présente dans l'Univers semble négligeable. Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, l'antimatière est bien produite dans les collisionneurs mais elle n'existe pas dans l'Univers, à part dans des rayons cosmiques de très haute énergie avec un taux faible de quelques 10^{-4} . La violation CP observée dans le système du Kaon neutre et dans le système du méson B neutre pourrait apporter une explication possible à cette asymétrie en baryon de l'Univers.

L'exercice consiste à appliquer les prédictions du modèle standard de physique des particules aux grandeurs attendues en cosmologie et à comparer les mesures expérimentales aux prévisions. Je rappellerai donc les bases de la baryogénèse en cosmologie et commenterai comment on peut faire apparaître une telle asymétrie dynamiquement. Je montrerai le lien entre la violation CP du modèle standard de physique des particules et l'asymétrie baryonique. Je rappellerai pourquoi la compréhension de la brisure de symétrie est indispensable à la compréhension de la baryogénèse et je commenterai le cas de la brisure de symétrie électrofaible. En particulier, je montrerai le lien avec la limite obtenue sur la masse du boson de Higgs à LEP II aussi bien dans le MS que dans ses extensions.

5.1 Une brève histoire de notre Univers

Afin de replacer la baryogénèse dans son contexte, je vais retracer de façon synthétique, l'histoire de notre Univers dans le modèle le plus en cours actuellement qui est celui du Big Bang. On suppose l'Univers homogène et isotrope. Au cours du temps, la température et la taille de l'Univers changent avec un taux d'évolution donné par le paramètre de Hubble.

En remontant dans le temps, l'Univers était de plus en plus chaud: à des distances correspondant à des redshifts¹ de $\sim 10^4$, l'Univers était dominé par la radiation. La

¹Le redshift ou décalage vers le rouge est défini par $1 + z = \frac{a(t)}{a(0)} = \frac{\lambda_{emis}}{\lambda_{obs}}$ correspond à une mesure du facteur d'expansion $a(t)$. $z=0$ correspond à notre galaxie.

température est $> 2\text{eV}$ (soit 30000 K). Quand l'Univers refroidit, tous les éléments le composant se découplent les uns après les autres. On dit qu'une famille de particule est découplée (ou gelée) quand elle n'est plus à l'équilibre thermique avec les autres particules. Cela arrive quand le taux d'interaction devient inférieur à l'extension. La distribution de l'espèce reste alors figée. Si la particule était relativiste on dit qu'elle est chaude, sinon elle est froide. Du fait du refroidissement de l'Univers, une espèce peut devenir par la suite non relativiste et garder une distribution relativiste. Ainsi, l'Univers à tout moment, contient des photons qui sont les derniers à se découpler: ils vont garder une distribution de corps noir et vont donner leur température à l'Univers. Notre Univers est donc maintenant dans une phase complètement refroidie à 3 K , dans laquelle la matière apparaît comme dominante, structurée et froide.

On distingue les phases suivantes dans l'évolution thermique de l'Univers:

- quand $T \geq 10^{19}\text{GeV}$, c'est l'ère de Planck où on ne peut rien dire car la théorie ne marche pas
- quand $T \geq 10^{16}\text{GeV}$, les trois interactions sont unifiées, c'est l'époque de l'inflation
- quand $T \geq 100\text{GeV}$, toutes les espèces connues en physique des particules cohabitent (quarks, leptons, gluons, bosons Z et W et Higgs) et sont relativistes. Cette température correspond à la transition de phase électrofaible. En dessous les deux interactions se découplent.
- quand $\text{MeV} \leq T \leq 100\text{MeV}$, les électrons et positrons sont toujours relativistes mais les quarks se confinent.
- quand $T \sim \text{MeV}$, les neutrinos se découplent
- quand $T \ll \text{MeV}$, les seules particules relativistes qui restent sont les photons
- quand $T \sim \text{eV}$, la densité de matière est de l'ordre de la densité de radiation. L'Univers est dominé par des particules non relativistes.
- quand $T \leq 0.1\text{eV}$, matière et radiation découplent, les atomes commencent à se former et les photons forment le CMB. L'Univers est hors équilibre thermique ($z \leq 1200$). C'est pourquoi, la température est celle des photons fossiles du CMB.
- quand $T \sim 0.01\text{eV}$, commence la formation des premières structures ($z \leq 50$).

Les températures de transition sont interprétées comme des transitions de phase où des symétries sont brisées. La transition de phase la mieux décrite théoriquement est la transition de phase électrofaible autour de 100 GeV .

5.2 L'asymétrie baryonique primordiale

L'abondance des éléments légers dans l'Univers est la partie de cosmologie où la concordance entre les calculs de processus nucléaires dans un fluide se refroidissant en extension

et les mesures sont remarquables. Au moment de la nucléosynthèse et de la recombinaison, les baryons vont se convertir en ${}^4\text{He}$ et en moindre part en ${}^3\text{He}$ et Deutérium: l'abondance relative de ces éléments dépend essentiellement de la quantité de baryons comme on le voit sur la figure 5.1.

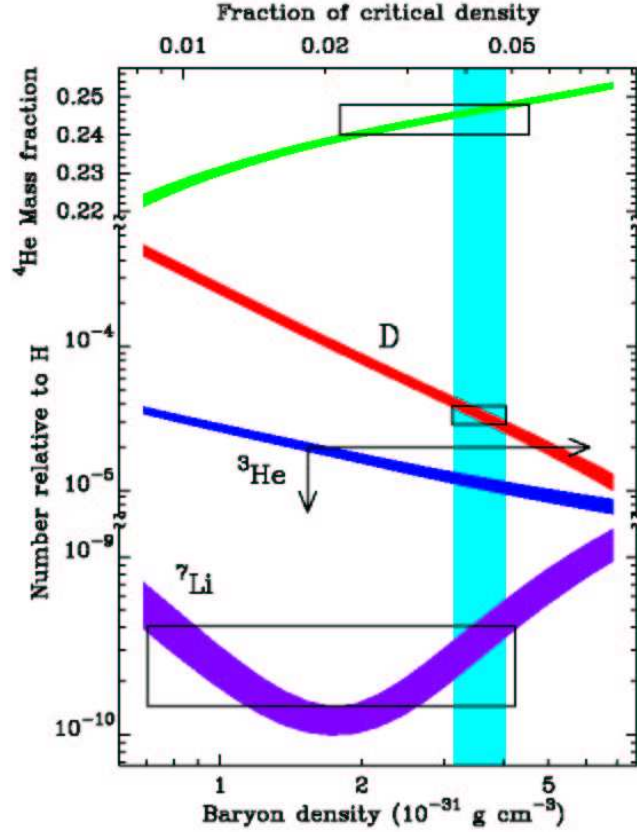


Figure 5.1: Abondance en éléments légers produits en fonction de la densité baryonique. La ligne verticale indique la région favorisée par les observations (tiré de [68])

La baryogénèse primordiale correspond à la période de l'Univers où le nombre de baryons existants a dominé sur les antibaryons.

L'asymétrie baryonique de l'Univers est définie à partir du rapport

$$\eta = \frac{n_B}{n_\gamma} = \frac{n_b - n_{\bar{b}}}{n_\gamma} \quad (5.1)$$

où n_b et $n_{\bar{b}}$ sont les densités de baryons et d'antibaryons respectivement et n_γ la densité de photons. Cette quantité cosmologique est fondamentale et peut se déduire des mesures assez précises d'éléments légers connus à ce jour. Ce paramètre ne doit pas avoir changé entre le moment de la nucléosynthèse et maintenant si aucun processus n'est venu produire de l'entropie qui aurait changé la densité de photons.

On a :

$$n_B = \frac{\rho_B}{m_B} = \frac{\Omega_B \rho_c}{m_B} = 1.1 \times 10^{-5} h^2 \Omega_B \text{cm}^{-3} \quad (5.2)$$

la densité de photons peut être déterminée à partir des données du CMB à $T=2.7$ K de WMAP [67].

$$n_\gamma = 415 \left(\frac{T_0}{2.735K} \right)^3 \text{cm}^{-3} \quad (5.3)$$

soit

$$\eta = 2.6510^{-8} \Omega_B h^2 \left(\frac{T_0}{2.735K} \right)^{-3} \quad (5.4)$$

en utilisant les observations on a

$$\Omega_B h^2 = 0.22 \pm 0.03 \quad (5.5)$$

soit

$$\eta \approx (6 \pm 1) \times 10^{-10} \quad (5.6)$$

Ce nombre est un paramètre fondamental d'entrée du modèle standard de cosmologie et il reste à comprendre le phénomène qui a pu générer cette asymétrie et le lien possible avec la physique des particules.

5.3 Les conditions de Sakharov

En 1967, Sakharov [65] a montré que l'on pouvait générer dynamiquement une asymétrie baryonique dans une théorie de physique des particules à partir d'un nombre baryonique nul si trois conditions étaient remplies:

- il y a violation du nombre baryonique B,
- il y a violation des symétries charge (C) et charge-parité (CP),
- il n'y a pas d'équilibre thermique à un moment donné.

L'idée première est de voir si on ne peut pas générer une asymétrie baryonique en physique des particules avec la théorie électrofaible qui a l'avantage d'être testable expérimentalement (baryogénèse électrofaible). Par ailleurs, on voudrait comprendre quel rôle joue dans ce processus la source mesurée de violation CP du modèle standard à travers la phase CKM.

5.4 La baryogénèse électrofaible

On place la phase de baryogénèse après l'inflation, juste avant ou en même temps que la transition de phase électrofaible. A cette période, l'Univers avait refroidi à une température autour de $T_{EW} \approx 100$ GeV. Les particules sont toutes relativistes et à l'équilibre thermique. A priori, les baryons ne sont pas générés avant cette température mais à travers la brisure de symétrie.

On va évaluer si à cette température, on peut remplir les trois conditions de Sakharov.

5.4.1 La violation du nombre baryonique dans le Modèle Standard

La théorie électrofaible peut violer le nombre baryonique à travers un processus que je vais brièvement décrire (pour une revue, voir [68]). C'est un processus anormal, non perturbatif, négligeable dans les collisionneurs, mais qui a pu être important dans les débuts de l'Univers. Les quarks (antiquarks) possèdent un nombre quantique baryonique $B = 1/3$ ($-1/3$), les leptons (antileptons) possèdent un nombre leptonique $L = 1$ (-1).

Dans le modèle standard, on introduit les nombres quantiques baryonique B et leptonique L avec le lagrangien L_{SM} qui doit être invariant sous les transformations globales des symétries B et L

$$q(x) \longrightarrow e^{iw/3}q(x) \quad (5.7)$$

$$l(x) \longrightarrow e^{i\lambda}l(x) \quad (5.8)$$

A priori, au départ, on a $B=L=0$. Dans ce cadre, il n'est donc pas possible de violer ces symétries dans une théorie perturbative. Cependant la partie perturbative de la théorie ne décrit pas toute la dynamique et la partie non perturbative ([69]) (instantons) peut créer des processus qui violent $B+L$ mais non $B-L$. Dans l'Univers primordial, à des températures élevées, il est alors possible que ces processus soient assez rapides pour être pris en compte dans la baryogénèse primordiale.

Les courants de Noether associés aux deux symétries B et L s'écrivent à l'approximation de Born [70]:

$$\partial_\mu J_\mu^{B(L)} = \partial_\mu \sum_{q(l)} \frac{1}{3} (1) \bar{q}(l) \gamma_\mu q(l) = 0 \quad (5.9)$$

Au delà de l'approximation de Born, ces symétries sont explicitement brisées. En effet, les termes des courants de Noether s'écrivent alors:

$$\partial_\mu J_\mu^B = \partial_\mu J_\mu^L = \frac{n_F}{32\pi^2} (-g^2 W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} + g'^2 B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}) \quad (5.10)$$

$n_F = 3$ est le nombre de générations. On peut déjà voir que

$$\partial_\mu (J_\mu^B - J_\mu^L) = 0 \quad (5.11)$$

ce qui veut dire que la différence des opérateurs B et L est indépendante du temps au niveau quantique et donc que $B-L$ reste conservé dans le MS. Par contre, on peut calculer le terme précédent entre le temps $t=0$ et un temps $t = t_f$. On montre que la variation du nombre baryonique peut s'écrire

$$\Delta B = \Delta L = n_F [N_{CS}(t_f) - N_{CS}(0)] \quad (5.12)$$

avec

$$N_{CS}(t) = \frac{g^2}{32\pi^2} \int d^3x \epsilon_{ijk} \epsilon^{abc} W^{ai} W^{bj} W^{ck} \quad (5.13)$$

appelé le nombre de Chern-Simons [71]. Cette intégrale donne une charge topologique à un champ de jauge classique. Ce nombre n'est pas invariant de jauge mais ΔN_{CS} l'est. Quand on considère de petites fluctuations quantiques du champ de jauge autour de la

position $W_\mu^a = 0$, la variation du nombre baryonique et leptonique est nulle. Par contre des états quantiques du champ de jauge $W_\mu^a \sim \frac{1}{g}$ avec des configurations du vide non nulles de charge $\Delta N_{CS} = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ existent et peuvent induire des transitions entre les états fermioniques entre deux périodes t_i et t_f de nombres quantiques différents jusqu'à 3 unités [69]. La probabilité pour qu'une telle transition arrive à température $T=0$ a été calculée par [69] et est exponentiellement supprimée. Mais quand la symétrie électrofaible est restaurée à une température de l'ordre de 100 GeV, cette suppression disparaît et

$$\Gamma(T) \propto (\alpha T)^4 \quad (5.14)$$

Ces calculs montrent qu'il est possible que ces réactions puissent être assez rapides au moment de l'Univers primordial dominé par la radiation et donc à l'origine de la violation du nombre baryonique.

5.4.2 La violation CP et l'asymétrie baryonique

Tous les effets de violation CP qui sont générés par la phase CKM introduite précédemment à travers les courants chargés faibles entre boson W et quark, sont proportionnels à:

$$J_{CP} = \Pi(m_i^2 - m_j^2) \Im mQ \quad (5.15)$$

avec $i, j=1, 2, 3$ les indices de génération, $u, d, c, s, b, t \dots$ les masses respectives des quarks et $\Im mQ$ la partie imaginaire du produit des 4 éléments de la matrice CKM, vue au chapitre 4, qui est invariante sous l'échange de phase des champs de quark. Si l'on prend

$$\Im mQ = \Im m(V_{ud}V_{cb}V_{ub}^*V_{cd}^*) \quad (5.16)$$

avec les valeurs actuelles mesurées [16] et comme on l'a vu au chapitre 4, on obtient:

$$\Im mQ \approx 3 \cdot 10^{-5} \quad (5.17)$$

L'asymétrie que l'on attend doit être proportionnelle à une quantité sans dimension de type J_{CP}/D avec D ayant la dimension de m^{12} . A la limite de masse, on obtient

$$\eta_{CKM} \approx 10^{-19} \quad (5.18)$$

qui est clairement plus petit que la valeur attendue en cosmologie ($\approx 610^{-10}$). Donc si la violation de C dans le modèle Standard est maximale, la valeur mesurée à travers les expériences actuelles du niveau de violation CP n'est pas suffisante pour expliquer l'asymétrie baryonique de l'Univers primordial.

5.4.3 Conditions de non équilibre et asymétrie dans le Modèle Standard

Le modèle Standard est une théorie de jauge avec brisure de symétrie spontanée, restaurée aux très hautes températures de l'Univers primordial. Cela résulte en une transition de phase cosmologique quand l'Univers refroidit à travers une température critique où la

symétrie est brisée.

L'Univers évolue adiabatiquement avec la matière dans un équilibre thermique local. Les transitions de phase évoluent souvent sur une très longue période qui peut être localement hors équilibre et introduire d'étranges effets.

L'introduction de la troisième condition de Sakharov dans le MS pour créer l'asymétrie baryonique demande dans le cadre électrofaible, que l'instabilité thermique vienne de la transition de phase électrofaible. Le taux d'expansion de l'Univers est petit à cette échelle comparé au taux de production des particules standard et ne peut donc pas créer les conditions nécessaires d'instabilité. Le seul moyen est de créer la baryogénèse à travers la dynamique de transition de phase qui devient cruciale: si la transition est continue ou de second ordre, il n'est pas possible de créer les conditions nécessaires pour sortir de l'équilibre [72]. Il faut que la transition de phase soit fortement du premier ordre. Reprenons les équations introduites au chapitre 1.

A $T = 0$, le potentiel de Higgs est:

$$V_{tree}(\phi) = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2 \quad (5.19)$$

nous avons vu que dans ce cas, la masse du Higgs est donnée par

$$m_H^2 = 2\mu^2 = 2\lambda v^2 \quad (5.20)$$

Les analyses faite au LEP II reportées au chapitre 3 [33], ont établi que $m_H > 114 \text{ GeV}$. Cela revient à $\lambda > 0.33$

A $T \neq 0$, le potentiel doit être calculé pour une température finie. En négligeant les couplages de Yukawa (faibles) et le couplage g^3 , on a :

$$V_{eff}(\phi, T) = \frac{1}{2}a(T^2 - T_1^2)\phi^2 - \frac{1}{3}bT\phi^3 + \lambda\phi^4 \quad (5.21)$$

$$a = \frac{3}{16}g^2 + \left(\frac{1}{2} + \frac{m_t^2}{m_H^2}\right)\lambda, b = 9\frac{g^3}{32\pi}, T_1 = \frac{m_H}{2\sqrt{a}} \quad (5.22)$$

avec m_t , la masse du quark top. Le terme cubique en ϕ est dû aux fluctuations quantiques.

Pour une température $T_c = T_1\sqrt{1 - 2b^2/9a\lambda}$, on a une première transition de phase (voir Fig. 5.2). Le potentiel possède 2 minimaux à $\phi = 0$ et à $\phi_c = \frac{2b}{3\lambda}T_c$ séparé par une barrière d'énergie. Cette barrière d'énergie permet de créer des sortes de bulles où le potentiel de Higgs évolue différemment. Ce V_{eff} dépend de divers paramètres et en particulier la forme du premier ordre n'est valable que pour un Higgs très léger. Quand la masse du Higgs augmente, la transition de phase change: pour $m_H < 40 \text{ GeV}$, la transition est fortement du 1er ordre, et diminue en force jusqu'à $m_H < 73 \text{ GeV}$ puis elle devient du deuxième ordre (comme un transition vapeur -liquide).

La limite sur la masse du Higgs obtenue à LEP II est ici fondamentale car si ce mécanisme est le bon pour expliquer la brisure de symétrie électrofaible alors la transition de phase électrofaible dans l'Univers primordial ne permet pas d'obtenir les conditions d'instabilité nécessaire à la baryogénèse. Et le MS ne peut pas expliquer l'asymétrie baryonique et ce, quelque soit le rôle de la violation CP dans ce scenario.

Pour aller plus loin, nous allons interpréter ce problème dans le cadre du MSSM.

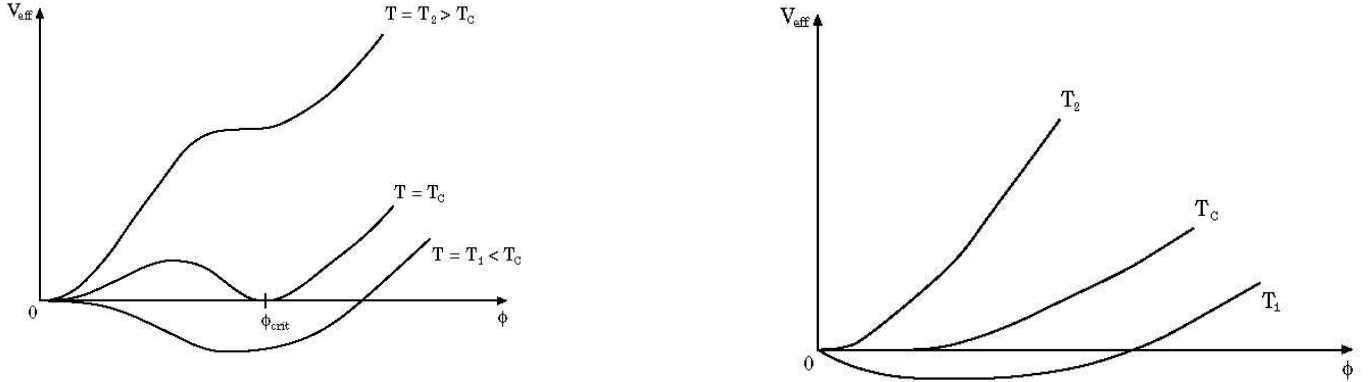


Figure 5.2: Potentiel du Higgs à température finie dans le cas d'une transition de première ordre à gauche et du deuxième ordre à droite. La valeur de T_c dépend de la masse du Higgs .

5.5 Evaluation dans le cas du MSSM

Comme on l'a vu dans le chapitre 3, le secteur du Higgs dans le cadre du MSSM est étendu à deux doublets. La phase électrofaible en est modifiée, en particulier parce que les deux champs scalaires neutres peuvent condenser à deux températures différentes. Des études ont montré que certaines zones de l'espace des paramètres pouvaient donner lieu à une transition de phase forte du premier ordre [66, 73]. Pour ce faire, il faut cependant imposer certaines conditions sur le quark top et sur ses deux partenaires supersymétriques droit et gauche. En particulier, le stop droit doit être plus léger que le top (le droit afin de maintenir un bon accord avec les données du LEP). La masse du stop gauche doit être grande pour que la masse du Higgs neutre le plus léger soit dans les limites du LEP. Cela contraint aussi le paramètre $\tan\beta$, qui doit être petit et d'autant plus proche de l'unité que la masse du stop gauche est grande. L'analyse présentée dans [73], montre que la phase électrofaible est du premier ordre si:

$$m_H < 120 \text{ GeV}$$

et

$$\tilde{t}_R \leq 170 \text{ GeV}$$

Notons que pour tout modèle avec un secteur du Higgs étendu comme le modèle à deux doublets 2HDM, il est possible d'arranger une transition de phase adéquate (voir par exemple [74]).

Il semble à la lumière de ces analyses que, si on ne peut pas encore exclure ces possibilités, le LEP a beaucoup écorné l'espace des phases des possibilités et que ces scénarii sont assez limités. L'avantage de ces prédictions est qu'elles peuvent être facilement testées dans la prochaine génération d'accélérateurs.

5.6 Production par Leptogénèse

Le MS ne peut pas produire de violation du nombre leptonique. Cependant, on peut trouver moyen de créer une asymétrie B-L: je citerai un cas intéressant où la baryogénèse apparait via la leptogénèse [75]. Dans ce cadre, l'échelle est plutôt celle de la grand unification et suppose l'existence de neutrinos de Majorana droits lourds ($M \simeq 10^{12}\text{GeV}$), à des températures $> T_{EW}$. Ces particules interagissent très peu avec les autres particules dans l'Univers primordial et sont hors équilibre à une température $\gg T_{EW}$. Une violation du nombre leptonique dans les désintégrations de ces particules va créer une asymétrie B-L qui reste jusqu'à la température électrofaible. Ensuite, cette asymétrie est convertie en une asymétrie baryonique. Ce scénario est attractif parce qu'il s'accommode des oscillations des neutrinos et pourrait expliquer aussi la petitesse de la masse du neutrino léger via le mécanisme de see-saw [76].

5.7 Conclusion

Actuellement, le modèle Standard a du mal à expliquer la baryogénèse primordiale en particulier parce que la violation CP observée est trop faible et surtout parce que la mise hors équilibre à la transition électrofaible, demande un Higgs léger, déjà exclu par les mesures du LEP. Les extensions du modèle Standard, ont aussi été étudiées, et imposent des contraintes fortes pour produire une transition de phase du premier ordre sur la masse du Higgs léger et sur celle du stop. Si il reste des fenêtres possibles dans l'espace des paramètres, elles sont déjà fortement réduites par les limites obtenues au LEP et seront complètement testées dans un futur proche avec la prochaine génération d'accélérateurs. De nouveaux scénarii, comme ceux qui introduisent des neutrinos lourds, sont proposés pour créer une transition de phase acceptable avec les données expérimentales et semblent assez prometteurs.

Le Modèle Standard, succès par l'accord sans précédent obtenu avec les mesures précises du LEP, montrer ici ses limites. On s'aperçoit que les résultats du LEP, tout en permettant une première exploration d'aspects de la cosmologie, comme l'asymétrie baryonique primordiale, lui jouent aussi des tours en tombant sur le même paradoxe: il faut des extensions car le modèle en lui même semble insuffisant et si le MSSM en était la réponse, la fenêtre qu'il reste pour le prouver devient bien petite ...

Chapitre 6

Le contenu de l'Univers et son interprétation théorique

Ce chapitre décrit quelques résultats remarquables obtenus en cosmologie ces dix dernières années et montre leur lien avec la physique fondamentale. Je rappellerai rapidement le cadre théorique utilisé en cosmologie puis je reviendrai sur les deux points les plus spectaculaires que sont l'évidence d'une matière noire et d'une énergie noire. Je commenterai plus en détails l'aspect énergie noire qui est un sujet phare par les mesures récentes de supernovae montrant que l'Univers est en expansion accélérée. Je discuterai les divers résultats expérimentaux et les alternatives possibles dans les interprétations.

6.1 Le modèle de cosmologie

6.1.1 Quelques rappels de cosmologie

Le modèle de cosmologie est une application de la relativité générale dans un cadre simplifié où l'Univers est considéré comme homogène et isotrope. Pour décrire l'espace à trois dimensions, on se place en général dans la métrique de Robertson-Walker et un élément spatial peut s'écrire:

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \quad (6.1)$$

avec $a(t)$, le paramètre d'échelle et

$$k = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

décrivant un Univers respectivement ouvert, plat et fermé. On définit le paramètre de Hubble comme

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a} \quad (6.3)$$

qui décrit l'expansion de l'Univers.

La dynamique de l'Univers permet de décrire l'évolution de $a(t)$ en appliquant l'équation d'Einstein à la métrique précédente :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} \quad (6.4)$$

pour un fluide parfait et uniforme, on a:

$$T_{\mu\nu} = (\rho + p)U_\mu U_\nu + pg_{\mu\nu} \quad (6.5)$$

avec U_μ , la vitesse macroscopique du fluide parfait, ρ sa densité et p sa pression. Après application de l'équation 6.4 à la métrique de Robertson-Walker, on obtient la première équation de Friedmann:

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \sum_i \rho_i - \frac{k}{a^2} \quad (6.6)$$

La seconde équation décrit l'évolution

$$\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{1}{2}\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = -4\pi G \sum_i p_i - \frac{k}{2a^2} \quad (6.7)$$

La combinaison de ces deux équations donne l'équation de l'accélération

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{4\pi G}{3} \sum_i (\rho_i + 3p_i) \quad (6.8)$$

Nous pouvons maintenant appliquer la conservation de l'énergie-impulsion qui s'écrit:

$$\nabla_\mu T_{\mu\nu} = 0$$

soit en combinant avec les équations précédentes et en utilisant le tenseur d'un fluide parfait

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0 \quad (6.9)$$

6.1.2 Energie du vide et constante cosmologique

On définit l'équation d'état d'un fluide par le paramètre w tel que

$$w = \frac{p}{\rho}$$

où p est la pression et ρ la densité du fluide. La table 6.1 donne la valeur de w pour les différentes composantes de notre Univers. La constante cosmologique est un cas particulier correspondant à un paramètre libre que Einstein avait ajouté dans ses équations pour avoir un Univers statique.

$$T_{\mu\nu} = \frac{-\Lambda}{8\pi G} g_{\mu\nu}$$

ce qui revient à mettre une densité $\rho = \frac{-\Lambda}{8\pi G}$ et $w = -1$.

La découverte d'un Univers en expansion avait fait disparaître ce terme. Ce n'est qu'avec les nouvelles données que la question se pose de nouveau.

Table 6.1: Valeur du paramètre w de l'équation d'état de différentes composantes de l'Univers

composant	w	ρ
matière	0	a^{-3}
rayonnement	1/3	a^{-4}
constante cosmologique	-1	cst
autre	w	$a^{3(1+w)}$

On peut aussi considérer ce terme comme caractérisant une composante dynamique nouvelle souvent appelée énergie noire. En particulier, la physique des particules ouvre de nouvelles perspectives d'interprétation. On pourrait traiter la constante cosmologique comme un terme associé à la dynamique de l'Univers et la traiter comme une énergie du vide.

En reprenant l'équation 6.9, on peut relier directement l'équation d'état à l'évolution de la densité d'énergie par

$$\frac{d \ln \rho}{d \ln a} = -3(1 + w)$$

ce qui revient à dire que la densité d'énergie est constante si $w = -1$, elle diminue avec l'expansion si $w > 0$ et augmente avec l'expansion si $w \leq -1$. De l'équation 6.8, on voit aussi que l'Univers accélère ($\ddot{a} > 0$) si $w < -1/3$. Un Univers dominé par la matière ($\rho \sim 0$), décélère. Pour créer une accélération, il faut une composante de pression négative. La constante cosmologique répond à ce critère.

De l'équation de Friedmann, on déduit l'évolution de l'Univers: si l'Univers est plat ($k=0$) et dominé par un $w > -1$ constant, il s'étendrait en

$$a \propto t^{2/3(1+w)}$$

si on a une constante cosmologique non nulle et $w = -1$, l'expansion serait exponentielle en $\propto e^{Ht}$

L'interprétation d'une telle composante est donc directement liée à la destinée de notre Univers. Si on a une constante cosmologique non nulle, l'Univers évolue vers un espace sans matière, dominé par une constante cosmologique et avec une échelle qui augmente exponentiellement avec le temps. C'est ce qu'on appelle *l'espace de Sitter*. Bien sûr, rien n'empêche une nouvelle transition de phase d'apparaître pour changer cet avenir. Ces conclusions sont de plus, inchangées si $k \neq 0$ (l'exponentielle précédente se remplace alors par un cosh ou un sinh si $k=1$ ou -1 respectivement) soit il n'y a pas de relation directe entre l'avenir et la géométrie de l'Univers.

Si cette densité d'énergie est liée à une dynamique de l'Univers, elle doit être associée d'une certaine façon aux fluctuations du vide: dans la littérature, on applique en général des conditions de stabilité du vide pour éviter la propagation de l'énergie en dehors du cône de lumière [77, 78]. Ces conditions impliquent que $(\rho+p) \geq 0$ et $|\rho| \geq |p|$ ce qui est toujours vérifié pour $w \geq -1$ qui correspond à un pur état d'énergie du vide. Conceptuellement, rien n'oblige à vérifier les conditions de stabilité introduites mais cependant, la stabilité du vide doit être vérifiée au cas par cas (en particulier le comportement des fluctuations dans le temps), rendant l'interprétation expérimentale très dépendante du modèle théorique.

Actuellement rien ne permet de vraiment contraindre les modèles. Je reviendrai sur les contraintes expérimentales dans la section 6.3 ainsi que sur les interprétations.

6.1.3 Les paramètres cosmologiques

On utilise couramment la densité critique

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

qui décrit un Univers plat à notre voisinage temporel. On définit alors les paramètres cosmologiques par:

$$\Omega_i(z) = \frac{\rho_i(z)}{\rho_c}$$

Les quantités connues actuellement dans l'Univers sont données à $z=0$: citons la densité de matière baryonique Ω_B , la densité totale de matière Ω_M , qui contient aussi une composante de matière dite froide et sombre (car de nature inconnue), la quantité de rayonnement Ω_r , dont la partie connue est la densité de neutrinos Ω_ν et qui peut contenir d'autres formes de radiation et enfin une constante cosmologique Ω_Λ qui peut être considérée comme une composante d'énergie sombre Ω_X . Les valeurs de ces quantités seront discutées dans la section suivante.

La densité totale de l'Univers s'écrit ainsi:

$$\Omega_{tot} = \frac{\rho}{\rho_c}$$

et est égal à 1 dans le cas d'un Univers plat.

On définit de la même façon, une densité correspondant à la courbure telle que

$$\Omega_k = 1 - \Omega_{tot}$$

Les Ω_i permis et leurs valeurs sont soit liés aux évidences expérimentales, soit aux principes fondamentaux de la théorie. Il semble naturel de penser, au vu des observations, que la densité en radiation des photons aujourd'hui est petite devant la densité de matière. En l'absence d'évidence d'autre source exotiques, il est possible de paramétriser l'Univers aujourd'hui par les valeurs des densités en matière Ω_M et en énergie Ω_Λ (la partie rayonnement étant négligée) tel que

$$\Omega_k = 1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda$$

Ceci reste bien sûr, une interprétation. Le modèle d'Univers est alors décrit par la constante de Hubble et les paramètres $\Omega_k, \Omega_M, \Omega_\Lambda$.

Avec les définitions précédentes, un Univers dominé par Ω_M sera en décélération et celui avec $\Omega_\Lambda > 0$ sera en expansion pour toujours si la matière n'est pas dominante. Si sa valeur est grande, l'Univers sera en accélération.

Les données expérimentales peuvent être déjà interprétées dans ce cadre qui est le plus simple. Il ne faut pas oublier cependant que cette paramétrisation en densités peut être remise en question et que d'autres interprétations, plus fonctionnelles, peuvent aussi être intéressantes.

Nous allons passer en revue maintenant les évidences expérimentales dans ce cadre. Puis nous verrons comment les interpréter et les possibilités d'élargir les interprétations.

6.2 Les résultats expérimentaux

Les mesures de densité de matière ont toujours été au coeur de la cosmologie. Pendant longtemps, on a pensé que la mesure de la constante de Hubble et celle de la densité de matière Ω_M suffirait à décrire notre Univers. On sait maintenant qu'il faut aussi prendre en compte la densité d'énergie sombre. Il n'en reste pas moins que ces mesures fondamentales ne sont toujours pas connues avec une grande précision. Des mesures précises du fond diffus cosmologique qui testent la théorie de l'inflation et peuvent contraindre la densité de matière au moment de l'inflation se sont ajoutées récemment. Enfin, des mesures de plus en plus précises et nombreuses arrivent des grandes structures de notre Univers et de nouvelles sondes telles les supernovae. Le tableau qui se dessine de ces mesures est souvent appelé le modèle de concordance.

6.2.1 La constante de Hubble et l'extension de l'Univers

La mise en évidence par Hubble en 1920 de la loi de Hubble permet de mesurer l'expansion de façon simple en reliant la mesure de vitesse de galaxies à la distance:

$$v \simeq Hd \tag{6.10}$$

H caractérise l'expansion et est souvent paramétrisé par une grandeur sans dimension h tel que pour $z=0$:

$$H_0 = 100 h \text{ km/s/Mpc}$$

H_0 est la constante de Hubble. Plusieurs méthodes permettent actuellement sa mesure. Je citerai quelques résultats qui semblent indiquer que la valeur de ce paramètre est connue au mieux à 10 %.

La méthode actuellement la plus précise est basée sur la mesure des supernovae de type Ia proches. Plus d'une centaine d'objets mesurés entre $0 < z < 0.1$ permettent de déduire la pente du digramme de Hubble avec une précision du %. Cependant cette mesure dépend d'une normalisation absolue qui est déduite de la mesure de Cepheides (objets variables proches considérés comme chandelles standard) et qui est la limitation majeure de la mesure. En effet 2 groupes, le *Hubble Space Telescope Key project* [80] et la mesure de Saha [81] trouvent respectivement $H_0 = 76 \pm 3(stat) \pm 8(syst)$ km/s/Mpc et $H_0 = 66 \pm 3(stat) \pm 7(syst)$ km/s/Mpc . La différence vient essentiellement de la façon dont est faite la mesure des Cepheides. La combinaison de ces résultats reste compatible par les incertitudes systématiques et donne $72 \pm 2 \pm 7$ km/s/Mpc. WMAP a donné une mesure de $H_0 = 71 \pm 4(stat) \pm 3(syst)$ km/s/Mpc [67].

Une méthode indépendante basée sur la mesure de 42 amas en X et sur l'effet Sunyaev-Zeldovich donne une valeur de 61 ± 3 km/s/Mpc [82, 83] mais les incertitudes systématiques peuvent atteindre 20%. Une méthode utilisant les propriétés des supernovae de type Ia a été explorée dans le passé par [84] et exploitée dans un travail récent par [85] et donne une valeur autour de 64 km/s/Mpc qui implique $H_0 > 50$ km/s/Mpc (95 % C.L)(ce qui rejetterait des valeurs basses évoquées en particulier par [93]).

Comme on le mentionnera plus loin, l'interconnexion de ce paramètre avec les autres paramètres cosmologiques, en particulier avec l'énergie noire, rend cette valeur et surtout son erreur d'une grande importance.

6.2.2 Le fond diffus cosmologique (CMB)

6.2.2.1 L'inflation

En 1980, Guth lança l'idée d'une période brève d'expansion exponentielle, appelée l'inflation. Si sa première idée était de créer un faux vide pour briser les symétries forte, faible et électromagnétique, elle déboucha sur un paradigme largement admis de nos jours de l'existence d'un potentiel associé à un champ scalaire appelé inflaton (qui devrait être relié au champs de Higgs) [86, 87]. Cette expansion rapide va aplanir la géométrie de notre Univers et va produire une phase très chaude où l'énergie du potentiel va se convertir en particules et photons nécessaires au Big Bang. Durant cette phase de conversion, les fluctuations quantiques de l'inflaton qui sont étendues d'un coup par l'inflation vont produire des inhomogénéités de densité qui produisent des ondes gravitationnelles.

De ces idées, on dérive différents modèles d'inflation mais tous donnent les mêmes prédictions: une phase primordiale chaude de l'Univers, un Univers plat avec des inhomogénéités et des ondes gravitationnelles primordiales.

6.2.2.2 Les mesures de CMB

Nous avons évoqué dans le chapitre 5 que les photons ont été les derniers à se découpler et à former le fond diffus cosmologique (CMB) qui a le spectre d'un corps noir de température 2.7K. La mesure de cette température par COBE [88] a été le démarrage d'une mesure qui est l'une des plus précises de la cosmologie à ce jour.

La mesure de ces photons donne une image de l'Univers au moment du découplage et prouve déjà la cohérence de la description d'un Univers très chaud avec une période inflationnaire. COBE a le premier mesuré de petites inhomogénéités de température qui portent des informations fondamentales sur la structure et le contenu de l'Univers. Depuis, diverses missions en ballons (Boomerang, Maxima ..) et enfin le satellite WMAP ont permis une mesure précise de ces fluctuations et ont donné des résultats passionnants.

Le CMB découle directement de l'effet de l'expansion de l'Univers sur un corps noir dont la température diminue en:

$$T \propto \frac{1}{a}$$

Les photons se déplacent quasi librement et ne sont affectés que par l'expansion. Cependant le CMB n'est pas parfaitement isotropique. En effet, au moment du découplage, les photons pouvaient se trouver dans des potentiels légèrement différents suivant l'endroit de l'espace et ainsi donner lieu à de légères anisotropies en température. Ces anisotropies, mesurées dans tout le ciel (une sphère) sont exprimées par une décomposition en harmonique sphériques:

$$\Delta T/T = \sum_{l,m} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi)$$

Le spectre en puissance se dérive directement par $C_l = \langle |a_{lm}|^2 \rangle$. La fig 6.1 représente la quantité $C_l l(l+1)$ en fonction de l mesurée par le satellite WMAP. La position et la hauteur des pics de ce spectre dépendent des paramètres cosmologiques. En particulier, le CMB donne directement une information sur Ω_{tot} : en effet on attend dans tout modèle d'inflation la présence d'un pic à une taille angulaire correspondant à la taille de l'horizon

(qui est connue). L'échelle angulaire correspondante sera donc directement proportionnelle à la géométrie spatiale de l'Univers. Pour un Univers plat, on attend $l \simeq 220$, ce qui est en parfaite accord avec les observations.

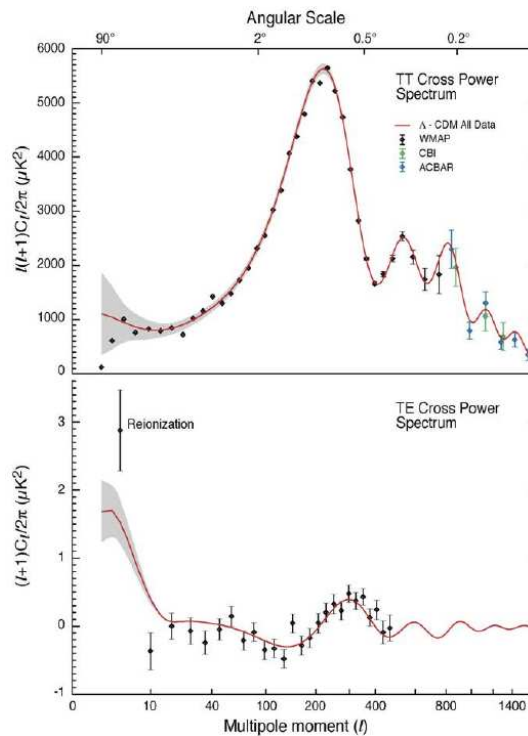


Figure 6.1: Spectre de puissance $C_l(l+1)$ obtenue par WMAP

WMAP en déduit que

$$0.98 < \Omega_{tot} < 1.08 \text{ (95\%C.L)}$$

Tout un ensemble de paramètres se déduisent ensuite de la position et de la hauteur des autres pics de ce spectre en puissance: en supposant l'Univers plat, on obtient une mesure de h mais aussi de Ω_M et de Ω_B . Si on utilise la valeur de H_0 précédente, on peut dériver ensuite une valeur de Ω_Λ . Les résultats de WMAP sont: $h = 0.72 \pm 0.05$, $\Omega_M = 0.27 \pm 0.04$ et $\Omega_B = 0.047 \pm 0.006$

Le spectre de puissance permet aussi de tester les différents modèles d'inflation, sensible particulièrement dans les bas l . Les pics secondaires sont eux très liés aux évolutions des fluctuations secondaires dans les plus bas redshifts et contiennent donc un ensemble d'informations nouvelles à interpréter.

A ce jour, nous pouvons dire que l'inflation a été mise en évidence de façon spectaculaire. Des tests plus précis sont à attendre des expériences futures telles Planck. Les précisions atteintes permettront de mieux comprendre l'inflaton lui-même et de tester la dernière prédiction de l'inflation qui est la production des ondes gravitationnelles.

6.2.3 La matière noire

La valeur de la densité de matière est un problème encore mal cerné en particulier parce qu'il semble qu'une grande partie de cette matière soit de nature inconnue. Un accord semble être fait autour de la part de matière visible baryonique, celle associée aux étoiles, mais cette partie ne contribue que pour 1 % à la valeur totale.

Le reste de la matière est donc sombre. Elle peut être cependant mise en évidence par diverses méthodes. On évalue environ 4 % de plus de matière dite ordinaire (c.a.d baryonique) par la mesure des éléments légers tels l'hydrogène, l'Hélium, et surtout le Deutérium qui contraignent la densité baryonique dans le cadre de la nucléosynthèse primordiale dont nous avons parlé dans le chapitre précédent. Diverses méthodes donnent des résultats similaires (mesure des nuages de gaz autour des galaxies lointaines, l'absorption de la lumière des quasars lointains). La mesure de WMAP de la densité baryonique est aussi une preuve indépendante consistante avec celles déduites de la nucléosynthèse primordiale.

De nombreuses autres contributions de matière baryonique ont été recherchées comme les trous noirs ou la présence de planètes, mais ne semblent pas être importantes. Une contribution importante semble plutôt venir des gaz chauds ionisés qui entourent les galaxies qui sont en amas. Dans les amas très denses, la partie gazeuse apparaît même beaucoup plus importante que la partie venant des étoiles. Cependant ces amas riches semblent peu nombreux.

Il y a de plus en plus d'évidence que le densité de matière totale est plutôt de 30 %. Cette évidence vient de diverses méthodes développées récemment, toutes basées sur la mesure des amas de galaxies.

La mesure la plus standard est de pondérer la densité de masse de l'amas par sa luminosité et d'extrapoler à l'Univers. Cette méthode donne des valeurs de l'ordre de $\Omega_M = 0.2 \pm 0.1$ [89]. On peut améliorer la méthode en incluant les effets gravitationnels des galaxies entre elles. Les conclusions ne sont pas toujours en accord (voir par exemple [90]).

Une méthode basée sur la pondération de la masse de l'amas par la mesure de la densité baryonique donne des valeurs de l'ordre de $\Omega_M = \frac{\Omega_B}{fgaz} = 0.3 \pm 0.1$ [91, 92]. où $fgaz$ est la fraction de masse provenant du gaz chaud inter-amas, estimé par effet Sunyaev-Zeldovich associé à la mesure directe de rayon X par le gaz.

Les collaborations 2dF et SDSS [94, 96] donnent des valeurs de $\Omega_M h$ à partir de l'analyse du spectre en puissance de grands relevés d'amas de galaxies. Cette méthode est très puissante et devrait apporter beaucoup dans l'avenir. On note cependant que la valeur de $\Omega_M h$ donnée actuellement n'est extraite que par la combinaison avec la fraction baryonique mesurée par ailleurs par WMAP (sinon les deux valeurs sont dégénérés (voir Fig.38 de [96])). Il ne semble pas que l'incertitude liée à ce choix soit évaluée.

Citons aussi que WMAP extrait de la mesure du CMB une valeur $\Omega_M = 0.27 \pm 0.04$ avec $h = 0.71_{-0.03}^{+0.04}$ mais avec des contraintes sur l'énergie noire et la courbure. Spergel et al.[67] cite que d'autres solutions existent en bon accord avec les données CMB comme $\Omega_M = 0.47$, $w = -0.5$ et $h = 0.57$, aussi compatible que la solution de constante cosmologique. Ces solutions sont souvent rejetées. Dans [67], l'argument est la valeur basse de la constante de Hubble et le mauvais accord avec les données supernovae. Citons en

contrepartie, la remarque que nous avons faite dans [99] que les supernovae dont nous allons longuement décrire la mesure dans la section suivante, permettent uniquement d'imposer une limite supérieure de $\Omega_M < 0.6$ (dans le cas d'un Univers plat).

D'autres types d'observations donnent aussi des contraintes sur Ω_M pas toujours en accord: on peut trouver des valeurs aussi basses que $\Omega_M = 0.16 \pm 0.05$ [97] et aussi grande que 0.85 [98].

Donc pour conclure sur cette question, il semble que la plupart des mesures convergent vers une valeur de $0.1 < \Omega_M < 0.5$ et que une valeur autour de 0.3 ressorte comme privilégiée par maintes auteurs. Cependant, mettre des incertitudes faibles sur cette densité paraît encore prématuré en particulier parce que les mesures ne sont pas toutes en accord et surtout aussi parce que les analyses sont souvent interconnectées par des hypothèses qui peuvent se recouper.

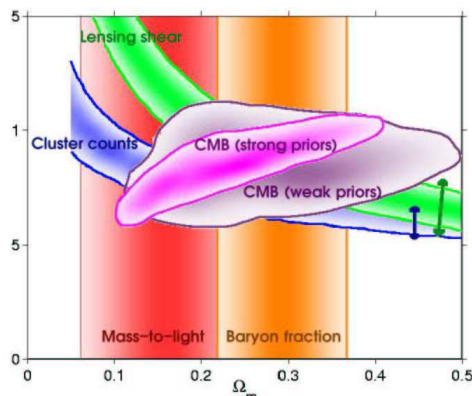


Figure 6.2: *Compilation de mesure de Ω_M avec le CMB dans lequel on a supposé d'une part l'énergie noire fixe ou d'autre part de la laisser varier dans ces erreurs. Indiqués en rouge les mesures de rapport de masse-luminosité, en orange de masse-rapport baryonique, en bleu le comptage d'amas et en vert les mesures de forme gravitationnels, tiré de [100]*

La figure 6.2, tirée de [100] permet d'illustrer ce point en regardant l'impact de l'hypothèse sous-jacente d'une énergie du vide telle que $w = -1$ sur Ω_M : on représente la valeur de Ω_M extraite du CMB en fonction de la densité de fluctuations σ_8 ¹. On a représenté les contours dit de contraintes fortes où l'énergie du vide est fixée comparés à ceux avec contraintes faibles où on laisse varier l'équation d'état de l'énergie du vide dans ces erreurs. Ces contraintes sont comparées aux mesures de Ω_M obtenues par le rapport de masse-luminosité en rouge, de masse-rapport baryonique en orange, aux comptages d'amas en bleu et aux mesures de formes gravitationnelles en vert. On voit que bien que toutes ces mesures restent assez cohérentes, il est difficile de croire à une erreur de quelques pourcents comme donnée par WMAP.

Il faut remarquer que les données des grands relevés qui arrivent vont permettre certainement d'affiner cette valeur et de mieux comprendre les erreurs systématiques qui y sont liées.

¹ σ_8 donne une mesure du niveau de fluctuation local et est assez mal connu

Notons l'apparition de nouvelles méthodes de mesure comme les méthodes de cisaillement gravitationnel, qui montre une grande puissance pour extraire Ω_M . L'effet de lentille gravitationnelle faible, ou *weak lensing*, permet de cartographier directement la distribution de la masse dans l'Univers et donc de contraindre de manière robuste les paramètres cosmologiques (pour une revue voir [101, 102]). Cette technique repose sur la mesure des distortions faibles que les structures sur la ligne de visée induisent sur la forme de galaxies en arrière plan. De grands relevés sont en cours et devrait apporter des informations complémentaires et précises.

Il reste que si l'on croit à la mesure de fraction baryonique de 0.04, la grande majorité de la matière est non baryonique, donc de nature inconnue. Cependant, les observations imposent un ensemble de contraintes qui permettent de s'appuyer sur un modèle, appelé couramment CDM (*cold dark matter*) qui prévoit un Univers dominé par une sorte de gaz de particules massives qui interagissent très peu avec la matière ordinaire. Cette composante doit être froide (au sens du chapitre précédent), c.a.d elle doit être non relativiste. Si la matière avait été chaude (relativiste), les particules qui la compose auraient interagi rapidement et auraient effacé les inhomogénéités nécessaires à la formation des structures en allant des zones de hautes densités vers les zones de basses densités forçant les structures à se former avant les galaxies: en effet, les structures sont supposée formées par les inhomogénéités primordiales, supposées adiabatiques, invariantes d'échelle et gaussiennes (On suppose être dans un Univers de Einstein-de-Sitter) Toutes ces conditions découlent des modèles simples d'inflation évoqués à la section précédente.

Les observations favorisent une masse non visible plus largement distribuée que celle visible ce qui implique que les galaxies se seraient formées avant les grandes structures: HST et VIRMOS ont observé des galaxies jusqu'à des redshifts de 3; diverses observations en X et dans le relevé de SLOAN ont montrées que les amas ont des redshifts plus petits que 1 ce qui semblent indiquer qu'ils se sont formés par la suite.

Les meilleurs candidats pour ce type de matière froide sont des particules qui découlent directement de la physique des particules et des modèles d'unification tels le neutralino dans le modèle supersymétrique ou l'axion.

Notons que la seule particule actuellement connue qui intervient dans le budget de l'Univers est le neutrino, qui est une particule chaude... La découverte de la masse non nulle du neutrino [103] implique qu'il contribue pour 0.1 % à la densité de masse. Si cela valide la possibilité d'ajouter de la masse via des particules non baryoniques, les considérations ci dessus impliquent de chercher d'autres candidats.

Pour une revue des limites expérimentales à ce jour voir [104]. Il faut espérer, que la précision des expériences à venir permettra de résoudre cette grande question.

6.2.4 L'énergie noire

Les mesures les plus surprenantes de la fin du siècle sont apparues en 1999 avec 2 groupes SCP [105] et high Z [106] qui ont mis en évidence, à partir de la mesure de quelques dizaines de supernovae de Type Ia (SNIa), que l'Univers serait en accélération. Je vais passer en revue la méthode et les résultats actuels.

6.2.4.1 Les supernovae de Type Ia comme chandelles standard

Les supernovae de Type Ia sont des objets rares (environ une par siècle et par galaxie), très brillants. Elles ont dernièrement montré des luminosités très comparables, pouvant être considérées comme des *chandelles standard* et deviennent donc un bon outil de mesure cosmologique.

Bien qu'on ne connaisse pas exactement les conditions de telles explosions, il semble qu'elles aient toujours lieu dans des conditions proches: on pense que le phénomène est thermonucléaire: une naine blanche va accréter un compagnon, comme une géante rouge, et ainsi va augmenter sa masse jusqu'à une masse critique de 1,4 la masse solaire appelée la masse de Chandrasekhar. A ce moment, l'étoile implose par effondrement gravitationnel, la pression des électrons ne suffisant plus à assurer l'équilibre gravitationnel. Les réactions thermonucléaires s'amorcent et déclenchent l'explosion. Comme l'effondrement se passe toujours pour une masse identique, on comprend que ce type d'explosion produise des objets qui ont des propriétés proches et de même luminosité. L'étude des spectres permet d'étudier les propriétés de supernovae mesurées et de les classer. La lumière émise dépend de la composition et de la masse totale du système initial, qui est identique pour toutes les supernovæ de Type Ia, ce qui doit permettre de les utiliser comme chandelles standard. D'autres mécanismes sont à l'origine des supernovæ de Types Ib, Ic ou II, qui ne peuvent pas être utilisées pour les mesures décrites ici.

D'un point de vue observationnel, les SNIa présentent des caractéristiques spectrales et photométriques permettant de les distinguer des autres SN, telles une croissance plus lente de la luminosité dans la phase initiale, ou la présence de la raie d'absorption du silicium à 6000\AA . Les modèles d'explosion commencent à devenir plus réalistes ce qui doit permettre de comprendre et de simuler de tels événements; Il reste qu'il faut encore fortement améliorer les données expérimentales et ces modèles pour vraiment conclure que l'on comprend ces explosions précisément (voir [107]). Même si l'explosion survient toujours dans des conditions identiques, il y a dans les mesures des différences de luminosité importantes pouvant atteindre 40 %. En 1993, Phillips a montré pour la première fois qu'il existait une relation entre la luminosité maximale de la supernova et sa pente de déclin [108]: les supernovae les plus lumineuses s'éteignent moins vite que les supernovae les moins lumineuses. La luminosité des supernovae de Type Ia peut ainsi, avec une mesure au cours du temps, être ramenée à une luminosité maximum identique, à mieux que 15 %. Cette précision est déjà largement suffisante pour les utiliser dans des tests cosmologiques comme chandelles standard.

6.2.4.2 La mesure cosmologique par l'observation de supernovae lointaines

Les deux collaborations SCP et High Z ont étudié l'évolution de la magnitude d'une soixantaine de SN de Type Ia en fonction du redshift jusqu'à des valeurs de 0.8. Pour cela, ils ont mesuré les courbes de lumières au cours du temps et identifié chaque supernova comme de Type Ia par la mesure de son spectre. La luminosité est corrigée de l'effet de Phillips. Plusieurs méthodes existent pour prendre en compte cet effet dans les mesures. Je citerai la méthode de SCP qui consiste à ajouter un facteur d'étirement dans l'extraction de la

magnitude²:

$$M_{corr} = M_{obs} - \alpha(s - 1) + A_{bv}$$

où s correspond au facteur d'étirement, α est un facteur d'ajustement et A_{bv} est la correction d'extinction qui prend en compte le rougissement dû à la présence de poussière galactique (de la galaxie de la SN et de la voie lactée).

La relation entre la magnitude apparente mesurée et le redshift s'exprime en fonction des paramètres cosmologiques Ω_M et Ω_X et de l'équation d'état $w(z)$ en utilisant la distance lumineuse :

$$m(z) = 5 \log_{10}(D_L) + M_B - 5 \log_{10}(H_0/c) + 25 = M_s + 5 \log_{10}(D_L) \quad (6.11)$$

où M_B est la magnitude absolue des SNIa, D_L est la distance lumineuse indépendante de la constante de Hubble qui s'exprime par:

$D_L(z) \equiv (H_0/c) d_L(z)$ est la distance indépendante de H_0 à une distance z . M_S est considéré comme un paramètre de normalisation. D_L s'exprime en fonction de la distance comobile $r(z)$ par $D_L(z) = (1+z)r(z)$, où

$$r(z) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{-\Omega_k}} \sin(\sqrt{-\Omega_k} J), & \Omega_k < 0 \\ J, & \Omega_k = 0 \\ \frac{1}{\sqrt{\Omega_k}} \sinh(\sqrt{\Omega_k} J), & \Omega_k > 0 \end{cases} \quad (6.12)$$

$$\text{avec } \Omega_k = 1 - \Omega_m - \Omega_X \equiv 1 - \Omega_T, \quad (6.13)$$

$$J = \int_0^z \frac{H_0}{H(z')} dz', \quad (6.14)$$

$$(6.15)$$

et

$$\left(\frac{H(z)}{H_0} \right)^2 = (1+z)^3 \Omega_m + \exp(\zeta(z)) \Omega_X + (1+z)^2 \Omega_k, \quad (6.16)$$

$$\zeta(z) = 3 \int_0^z (1+w(z')) d \ln(1+z') \quad (6.17)$$

On considère $\Omega_T = 1$ et Ω_R a été négligé.

A partir d'un grand nombre de supernovae on construit le diagramme de Hubble (figure 6.3) représentant l'évolution de la magnitude de chaque supernova en fonction de son décalage vers le rouge. Un ajustement par la formule 6.11 permet d'extraire les trois paramètres fondamentaux: M_s , Ω_M , Ω_X et permet d'accéder aux paramètres de l'équation d'état $w(z)$. En général, on se place, pour donner les résultats, dans des cadres bien précis type constante cosmologique avec $\Omega_X = \Omega_\Lambda$ ou avec une équation d'état constante $w(z) = w$. Si on veut étudier une possible évolution en fonction du temps, on utilise communément une paramétrisation linéaire de $w(z)$ telle que $w = w_0 + w_1 z$. Comme on le verra, il serait judicieux dans le futur de changer de paramétrisation pour pouvoir combiner avec d'autres sondes. Des paramétrisations de type $w(z) = w_0 + w_a z / (1+z)$ ou $w(z) = w_0 - \alpha \ln(1+z)$ sont intéressantes. La limitation est souvent liée aux nombres

²la magnitude est définie comme $m = -2.5 \log_{10}(flux)$

de paramètres à ajuster qui sont trop importants. Dès que la statistique le permettra, il serait plus approprié de tester des paramétrisations contenant des zones de transitions en z comme:

$$w(z) = \frac{w_0 z_t + w_1 z}{z + z_t}$$

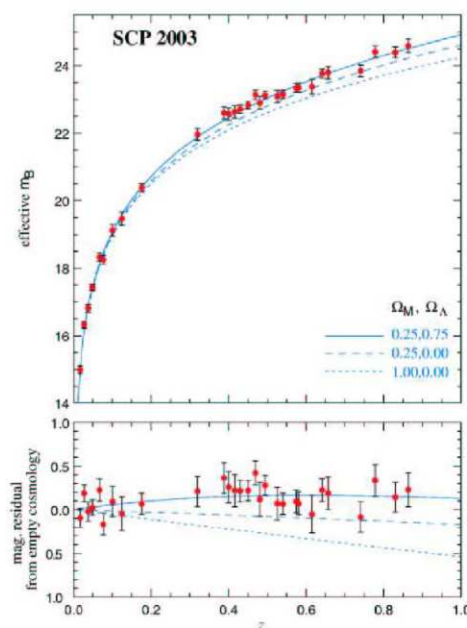


Figure 6.3: *Diagramme de Hubble des supernovae mesurées récemment par Pelmutter [109].*

Les collaborations SCP [105] et High Z [106] ont mesuré directement une constante cosmologique non nulle. En identifiant cette nouvelle densité d'énergie à une constante cosmologique, on obtient Ω_Λ non nulle à plus de 99 % de niveau de confiance.

Depuis, des échantillons de supernovae ont été ajoutés: particulièrement ces deux groupes ont ajouté des mesures faites au HST. Le groupe de SCP a ainsi combiné les mesures existantes et ajouté 11 nouvelles supernovae [109] et confirment les conclusions précédentes avec une estimation du paramètre d'état constant dans le cas d'un Univers plat: $w = -1.05^{+0.15}_{-0.20}$ représenté Fig 6.4.

Le groupe [110] a ajouté 16 supernovae dont 7 à des distances $z > 1.2$ provenant du HST. En combinant tous les échantillons existants, ce groupe a analysé un lot de 157 SNIa lointaines bien mesurées. Dans le cadre d'un Univers plat, il donne une constante cosmologique non nulle à 99 % C.L représenté Fig 6.4. Avec une contrainte forte $\Omega_M = 0.27 \pm 0.04$, ils ont déduit que si w est constant on a: $-1.46 < w < -0.78$ (95%CL). Si on suppose une variation de l'équation d'état en fonction du redshift pour une paramétrisation linéaire, on obtient le contour représenté sur le fig 6.5, indiquant que la région avec $w_1 < 0$ et spécialement le cadran($w_0 > -1$ et $w_1 < 0$) est le moins favorisé. Ils concluent que l'on peut rejeter les modèles avec de grandes variations de temps et que les données sont en bon accord avec le modèle appelé Λ CDM tel que $\Omega_M = 0.27, w_0 = -1$ et $w_1 = 0$ qui

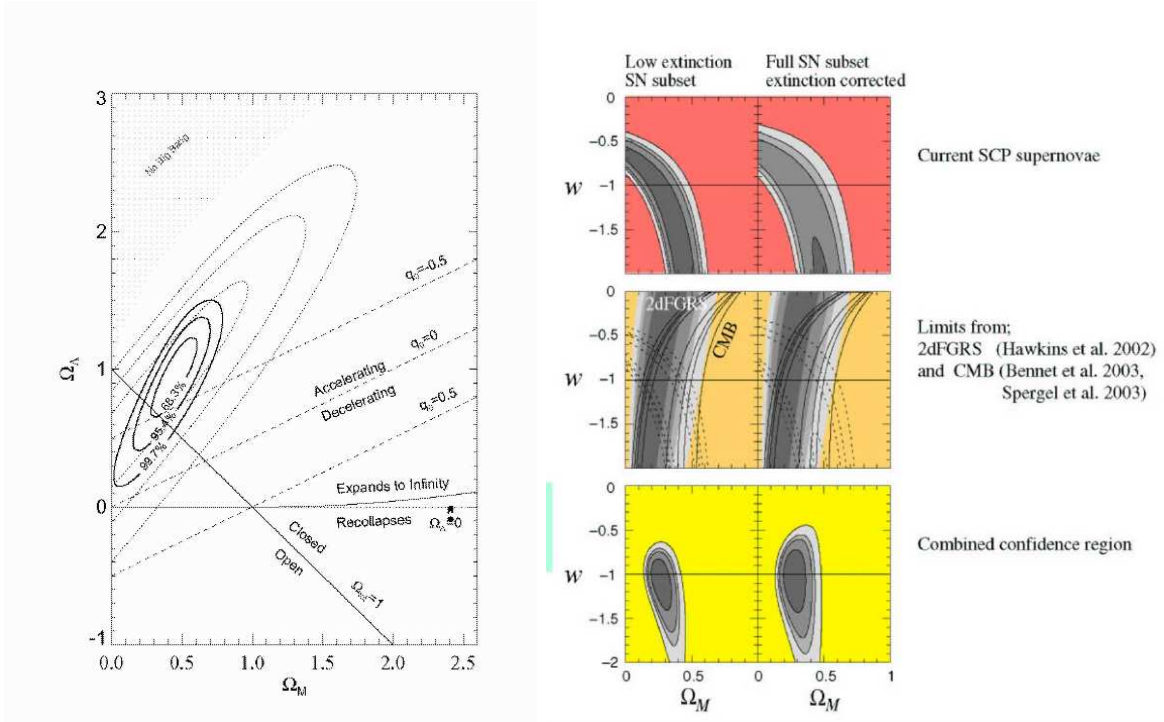


Figure 6.4: *Interprétation des supernovae mesurées récemment par Riess [110] dans le cadre d'une constante cosmologique et par Perlmutter [109] dans le cadre d'une équation d'état constante.*

correspond à une constante cosmologique. Le point mis en avant est qu'avec quelques SNIa lointaines, ils ont pu réduire d'un facteur 8 l'erreur statistique sur le paramètre w_1 . Je commenterai ce résultat et la procédure utilisée dans la section suivante.

6.2.4.3 Le test de l'accélération

La détermination d'une constante cosmologique non nulle à 99 % C.L. peut s'interpréter comme une accélération de l'Univers dans le cadre d'une constante cosmologique. En effet le paramètre d'accélération est

$$q(z) = -\frac{\ddot{a}}{aH_0^2}$$

Dans le cadre précédent, on peut relier l'accélération de nos jours $q_0 = q(z=0)$ au contenu de l'Univers par

$$q_0 = \Omega_{tot}/2 + \frac{3}{2}w_X\Omega_X$$

donc sans constante cosmologique, dans un Univers plat, l'Univers décélère par sa propre gravité. Dans le cas de la mesure précédente, on obtient $q_0 = -0.67 \pm 0.25$ qui indique donc que nous sommes actuellement en phase d'accélération. Notons, cependant que cette conclusion est valide pour un Univers plat et dans le cas où $w = -1$.

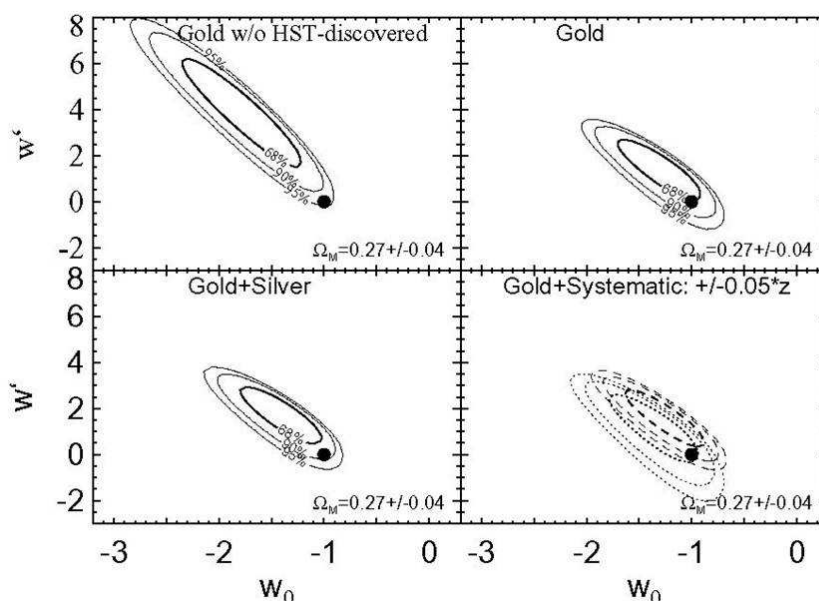


Figure 6.5: Résultats sur l'ajustement de $w(z) = w_0 + w'z$, publiés par Riess [110] en utilisant des supernovae lointaines mesurées au HST.

6.2.5 Le modèle de concordance

La combinaison de tous ces résultats (CMB, amas et supernovae) illustrée par la figure 6.6 montre une cohérence interne impressionnante. En combinant ces résultats dans le cadre d'une constante cosmologique, on obtient: $\Omega_T = 1.00 \pm 0.05$, $\Omega_M = 0.33 \pm 0.035$ et $\Omega_\Lambda = 0.67 \pm 0.06$.

Ces valeurs réfèrent souvent à ce que l'on appelle le modèle de concordance appelé aussi Λ CDM (constante cosmologique+ matière noire froide). Ce qui est étonnant c'est que diverses sondes convergent vers un même endroit du plan. Mais ce qui est encore plus surprenant, c'est que ces mesures indiquent que notre Univers contient à 90 % des composantes que l'on ne voit pas et dont on ne comprend pas vraiment la nature. La compréhension de la nature de la matière noire et de l'énergie noire que nous avons évoqués plus haut sont donc les questions fondamentales de la cosmologie moderne.

Pour aller plus loin, il faut d'abord vérifier l'assise de ces mesures et ensuite essayer d'interpréter ces mesures dans un cadre qui pourrait être celui de la physique fondamentale.

6.3 Les interprétations théoriques

Je vais donner quelques idées sur les interprétations théoriques existantes. Je m'attacherai aux aspects prédictifs sans rentrer dans les détails et les assises des modèles.

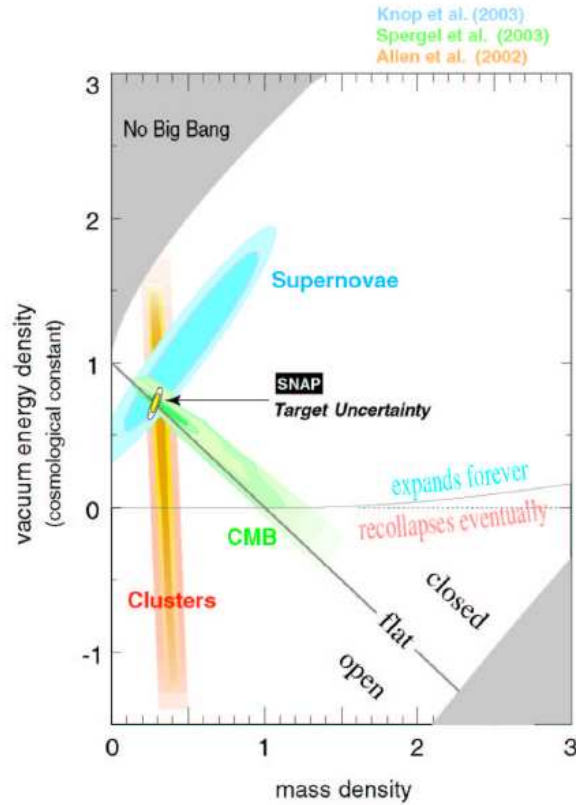


Figure 6.6: Contour d'exclusion à 95 % CL avec les supernovae publiées par Tonry [112], le CMB de WMAP et les mesures d'amas dans le cas d'un Univers plat.

6.3.1 Le problème de la constante cosmologique

Si on admet que les observations de supernovae impliquent une accélération de l'Univers, on peut simplement admettre qu'il existe une constante type constante cosmologique, libre et de valeur non nulle. Mais cela n'est pas très satisfaisant intellectuellement simplement parce qu'elle doit avoir une importance à travers la gravité. Nous allons donner quelques idées des différentes possibilités théoriques. La première question est de savoir si une des théories existantes peut s'accommoder d'une simple constante cosmologique en commençant par la théorie électrofaible.

6.3.1.1 De l'énergie du vide à la théorie électrofaible

Si l'énergie du vide est de type constante cosmologique, on doit pouvoir l'associer aux fluctuations du vide de la théorie électrofaible qui est connue. Si l'on reprend les arguments développés dans les chapitres précédents, la densité d'énergie du vide doit dépendre de l'échelle d'énergie de validité en $\approx (\Lambda^4)$.

Par exemple si on suppose que la mécanique quantique reste valide jusqu'à l'échelle

de Planck, alors on attend une contribution de l'ordre de

$$\rho_{\Lambda}^{Pl} = (10^{18}\text{GeV})^4 \sim 210^{110}\text{erg/cm}^3$$

qui est très grand. On attend une transition de phase à une échelle de brisure de l'ordre de 100 GeV, on peut déduire alors que la densité du vide attendue est:

$$\rho_{\Lambda}^{EW} = (100\text{GeV})^4 \sim 210^{47}\text{erg/cm}^3$$

Si on considère l'échelle de brisure attendue pour QCD, on a

$$\rho_{\Lambda}^{QCD} = (0.3\text{GeV})^4 \sim 210^{36}\text{erg/cm}^3$$

Toute transition de phase quelque part dans l'Univers primordial ajouterait une contribution supplémentaire.

La valeur mesurée de densité du vide dans l'Univers correspond à:

$$\rho^{obs} = (10^{-12}\text{GeV})^4 \sim 210^{-10}\text{erg/cm}^3$$

qui est 120 ordres de grandeur plus petite que les estimations sommées précédentes en densité (ou de 30 ordres de grandeur en masse). Cette valeur est de toute façon beaucoup plus petite que chacune des possibles contributions évoquées. Il n'y a à ce jour aucun moyen théorique d'exprimer cette mesure en fonction d'une de ces contributions et de passer de l'une à l'autre et cette simple évaluation d'ordre de grandeur suggère une anomalie souvent évoquée comme le problème de la constante cosmologique.

L'autre problème souvent évoqué est celui du rapport à la densité de masse. En effet, la densité d'énergie du vide est de nos jours en rapport a^3 avec celle de la masse. Cela revient à dire, si on considère qu'elle est constante et que la densité de masse varie en a^{-3} que nous sommes très proche du moment de transition qui est pourtant très court, où les deux densités ont des valeurs proches. Ce problème est appelé le problème de coïncidence.

6.3.1.2 La constante cosmologique et la supersymétrie

La supersymétrie pourrait apporter des réponses à ces problèmes. En effet, dans ce type de théorie, à cette symétrie est associée une supercharge Q_{α} (α est l'index du spineur). Dans l'Hamiltonien, ces supercharges sont reliées et pour un état supersymétrique tel que $Q_{\alpha}|\psi\rangle = 0$, l'énergie s'annule automatiquement. On peut donc calculer exactement les fluctuations du vide: les contributions venant des fermions vont exactement annulées celles venant des bosons et l'énergie du vide est exactement nulle. Cela n'est plus vrai quand la supersymétrie est brisée. Soit à une échelle dont la limite est fixée par la non observation des s-paticules dans les accélérateurs, soit:

$$\rho_{\Lambda}^{SUSY} \geq 10^3\text{GeV}^4 \geq 210^{48}\text{erg/cm}^3$$

Donc, la limite est déjà haute et la supersymétrie ne peut à elle seule résoudre le problème de la constante cosmologique sans un ajustement fin assez gênant.

6.3.1.3 Constante cosmologique, modèle de corde et extra dimensions

Si la supersymétrie ne suffit pas, on pense immédiatement à une théorie plus large: les modèles de supersymétrie peuvent s'étendre aux modèles de supergravité (on ajoute un graviton). L'idée à la base est de penser que le fait d'être à 4 dimensions est peut-être une condition restrictive. On introduit une brisure à partir de laquelle notre monde est à 4 dimensions et seule la gravité peut interagir avec les autres dimensions. Les modèles de cordes ou supercordes et les modèles avec membranes [116] se trouvent introduire toute une gamme de dimensions supplémentaires (théories allant de 5 à 10 ou 11 dimensions en général) qu'il faut compactifier pour revenir aux 4 dimensions initiales: ces modèles prévoient différents moyens de traiter les états du vide et actuellement il est difficile de donner des prédictions très fermes.

6.3.2 Quelles autres formes pour une énergie sombre ?

Si on pense que la constante cosmologique n'est pas une interprétation valide, on peut vouloir interpréter ce résultat dans des cadres plus larges, dynamiques, qui pourraient résoudre les problèmes évoqués précédemment. Diverses alternatives sont proposées dans la littérature. Je n'en retracerai ici que les grandes lignes.

- La physique des particules peut interpréter une énergie sombre, hors une constante cosmologique, de manière dynamique. On introduit un champ scalaire qui évolue dans un potentiel $V(\phi)$ qui peut changer dans le temps et évoluer doucement vers 0 quand l'Univers change de phase. La densité de l'énergie sombre est la densité de ce champ scalaire. Dans ce cadre, on attend donc une équation d'état qui varie dans le temps. De nombreuses solutions ont été proposées dans la littérature. On les classe souvent sous le terme 'quintessence'. La densité d'énergie de ce champ est donné par

$$\rho_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + \frac{1}{2}(\nabla\phi)^2 + V(\phi) \quad (6.18)$$

dans le cas où $(\nabla\phi)^2 \simeq 0$, on a

$$\rho_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi)$$

$$p_\phi = \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi)$$

dans un Univers plat, l'équation du mouvement de ce champ est

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} = -\frac{dV}{dt}$$

donc par la forme du potentiel, on peut obtenir des équations d'état de différents types qui varient dans le temps. Les modèles prédisent $0 > w > -1$: à la limite, $\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$, alors $w \sim -1$. Une autre caractéristique des modèles est leur vitesse du son c_s^2 . Dans les modèles précédents, on a $c_s^2 = 1$. Les prédictions dépendent cependant fortement de la forme du potentiel et de nombreux modèles existent dans la littérature: citons en vrac:

- en loi d'échelle de type $V \propto e^{-\lambda\phi}$
- champ 'tracker' de type $V \propto \phi^{-\alpha}$
- champ scalaire périodique $V \propto M^4 e^{-\lambda\phi} (1 + A \sin\nu\phi)$

Il faut remarquer que tous ces potentiels n'ont pas des évolutions très fortes et il sera difficile de les différencier.

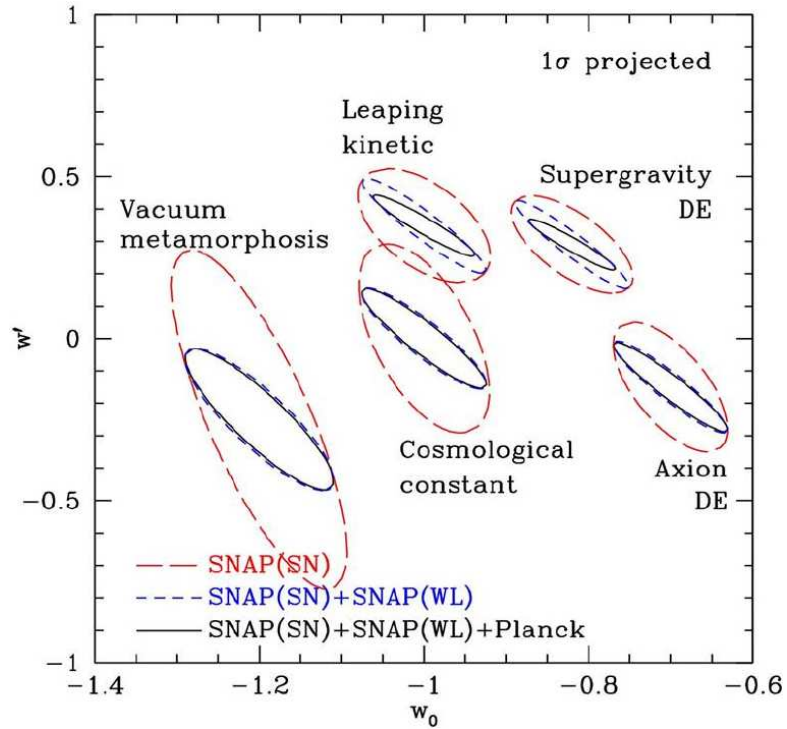


Figure 6.7: Représentation de différents types de modèles et de leur équation d'état.

Il faut noter [77] que dans ces modèles, les champs sont légers (10^{-33} eV) sinon ils auraient déjà atteint leur minimum. De telles masses sont à relier avec le problème de hiérarchie cité dans le chapitre 3, qui pose la question de savoir pourquoi la masse du Higgs de 100 GeV est si petite par rapport à l'échelle de Planck. Ici la masse est encore plus petite, et il faut ajouter des réglages fins pour expliquer pourquoi ce champs n'a pas encore été détecté.

- les modèles de k-essence sont très proches des modèles précédents mais correspondent à une modification du terme cinétique dans le lagrangien.

$$\mathcal{L} = V + \frac{1}{2}k(\phi)\delta\phi\delta\phi$$

Dans ces modèles, l'accélération vient de la partie cinétique et non à travers le potentiel. Ils prédisent plutôt des variations négatives dans le temps ($w_1 < 0$) avec $w_0 > -1$.

- Des modèles peuvent introduire un couplage spécial avec la matière ou avec la gravité [117, 118]. L'énergie noire va alors influencer sur les structures à bas redshift et doit être pris en compte dans la théorie perturbative. Elle pourrait aussi introduire des effets non perturbatifs qui auront des effets sur les structures [119].
- Les modèles 'phantoms' : les résultats obtenus par les supernovae sont consistants avec $w = -1$ mais ont tendance à privilégier des valeurs de $w < -1$. Une telle valeur est souvent décrite comme non physique (pour les problèmes de stabilité évoqué dans la section 6.1) et les analyses des données comme le CMB ou les amas imposent souvent d'avoir $w \geq -1$. Il est important de laisser ouverte la possibilité de trouver une valeur négative et de compter sur la créativité des théoriciens pour trouver des solutions cohérentes.

Plusieurs auteurs ont déjà considéré la possibilité de prédire des valeurs plus négatives [77, 120]. Les solutions incluent souvent des modifications profondes de la théorie : des modifications de la gravité (théorie tenseur-scalaire [121], extensions types cordes ou 'membranes' [122, 123, 124], variation des constantes [125]), ou l'introduction d'énergies négatives [127].

On réalise ainsi la complexité mais aussi le défi et la richesse de ces mesures au niveau théorique qui ouvrent des horizons allant bien au delà de la composition de l'Univers. La figure 6.7 montre cependant la difficulté de ce problème. Pour commencer à pouvoir choisir entre les différentes solutions théoriques, il faut mesurer la dépendance dans le temps de $w(z)$ avec des erreurs inférieures à 10%. Je reviendrai sur cette figure dans la section 6.5. De plus, il est difficile à ce jour de prédire si un modèle dérivé de la physique des particules pourra résoudre complètement cette question ou si une modification des équations de Friedmann dans la relativité générale est nécessaire.

6.4 Analyse critique des résultats

Je me limiterai dans cette analyse aux mesures de supernovae. Dans le stade actuel de données, des critiques de deux sortes sont à faire afin d'aller plus loin dans une réflexion du futur: une réflexion phénoménologique sur l'interprétation des résultats d'une part et une réflexion expérimentale sur les erreurs de mesure pour comprendre leur impact sur le résultat et comment on pourrait les contraindre dans le futur.

6.4.1 Les biais d'analyse

Si on croit à la mesure de l'accélération, il faut une méthode pour analyser la nature de ces composantes sombres. L'énergie noire peut être mesurée de façon cinétique dans la mesure de $H(z)$. La mesure de l'équation d'état $w(z)$ est aussi un test important.

Dans la section précédente, les résultats des supernovae sont donnés en général dans un cadre défini qui permet de les interpréter soit avec une constante cosmologique soit dans un cadre plus dynamique avec une équation d'état, généralement constante. On peut trouver dans la littérature des interprétations dans des modèles particuliers. On peut simplement dire à ce jour, que les données sont compatibles avec le modèle Λ CDM et

qu'il est difficile de rejeter les autres possibilités souvent dégénérées pour diverses raisons: les lots actuels sont limités statistiquement et des hypothèses fortes sont utilisées pour en extraire des résultats. Il est rare que l'effet des hypothèses soit évalué. Citons trois types de biais souvent introduits:

- Si les interprétations dans le cadre Λ CDM sont justifiables, il faut remarquer que la physique sous jacente peut changer les conclusions. En particulier si elle contient une évolution dans le temps, alors les interprétations en terme constant peuvent être complètement erronées. Nous avons étudié cet effet dans [111] et avons montré qu'il paraît difficile de conclure sur la question de Λ CDM si l'ajustement des données ne peut se faire en tenant compte de l'évolution dans le temps. Il est clair que les données actuelles ne permettent pas à ce jour de conclure fermement sur ce point.

- Une hypothèse forte, directement appliquée dans [110], est de contraindre les supernovae avec une estimation externe de Ω_M . De nombreuses études ont en effet, montré la dégénérescence de ce paramètre avec ceux de l'énergie noire. Il faut cependant ajouter cette contrainte avec précaution. En effet, nous avons montré dans [99], que si la valeur centrale de Ω_M est fautive ou si son erreur est sous estimée, le résultat peut être complètement faux. Plus grave, nous avons montré que la conjonction de certaines valeurs (comme $\Omega_M = 0.3$ et $w_1 = 0$), conduit l'ajustement à converger dans une partie de l'espace des paramètres où le seul modèle permis est Λ CDM avec des erreurs statistiques sous estimées et ce, quelque soit l'équation d'état d'origine !

Les résultats sur Ω_M revus dans la section 6.2.3 indiquent clairement qu'il est difficile à ce jour de statuer sur son erreur et même sur la valeur centrale. Il faut noter de l'analyse de [100], que l'erreur sur Ω_M est en général extraite en fixant $w = -1$, ce qui est inutilisable directement dans notre analyse d'énergie noire. Nous avons repris les conclusions de [110] concernant l'évolution dans le temps de l'énergie noire, en relâchant l'erreur sur la contrainte Ω_M . Le résultat est représenté sur la figure 6.8 en fonction des valeurs de w_0 et w_1 , dans une paramétrisation linéaire. On note des conclusions intéressantes et très différentes de celles des auteurs de [110]. En particulier:

- Les variations fortes de $w(z)$ dans le temps sont exclues (à 95 %CL) du fait que la densité d'énergie noire augmente en e^{3w_1z} [113].
 - Les modèles de quintessence avec ($w_0 > -1$, $1 > w_1 > 0$) sont fortement contraints. Le modèle SUGRA [114] caractérisé par $w_0 \approx -0.8$ et $w_1 \approx 0.3$ est sur le bord du contour d'exclusion à 95% CL.
 - Le quadrant ($w_0 > -1$, $w_1 < 0$) correspondant aux modèles de k-essence[115] ou à des modèles de Big Crunch[110], sont parfaitement acceptables, contrairement à la conclusion de [110]. Si w_0 se rapproche de 0, alors w_1 doit être de plus en plus négatif.
 - Si $w_0 < -1$, les contraintes sur w_1 sont faibles. Cette region du plan correspond aux modèles phantoms[120] qui sont en général exotiques ou liés à des modifications de la gravité.
- L'Univers est en général fixé plat. Si cela paraît raisonnable, suite à la mesure de WMAP, il faut noter que c'est souvent une hypothèse surtout pratique pour

permettre simplement d'extraire un résultat. En relâchant cette contrainte dans le cadre d'une constante cosmologique conforte cette hypothèse. Cependant, si le nombre de paramètres augmente, une étude plus complète de l'impact de cette hypothèse devrait être faite.

6.4.2 Comment peut on interpréter ces résultats?

De nombreuses dégénérescences apparaissent dès que l'on veut relâcher les hypothèses précédentes. Une façon indépendante mais complémentaire est de comprendre l'interaction de l'énergie noire à la gravité et à la matière noire. Cela ne peut se faire qu'à travers les mesures d'amas. Il semble donc qu'une manière de prendre en compte le maximum d'information est de combiner tout un ensemble de données entre elles.

Certains auteurs [113] ont tenté de faire la combinaison des données CMB avec le facteur de croissance des relevés d'amas (de 2dF ou SDSS) et on trouvé un très bon accord avec Λ CDM. Récemment, des approches incluant supernovae, CMB et amas ont été menées par [128, 129]. Il est clair que ces approches sont meilleures et permettront de lever un grand nombre de dégénérescences et de limiter les hypothèses de départ. Un certain nombre de problèmes conceptuels restent cependant à résoudre: il semble à ce jour, que les combinaisons ne tiennent pas toujours compte de toutes les corrélations. Par exemple, les paramètres utilisés venant de WMAP ne dépendent pas de h , qui est pourtant très fortement dégénéré avec Ω_M . L'étude menée par [128] montre une dégénérescence entre les paramètres de l'inflation tel l'indice spectral n_s , la densité baryonique qui influe sur les paramètres de l'énergie noire. Les auteurs notent l'interaction avec l'effet ISW ³, qui devient important quand w n'est plus constant. Enfin, le choix de la paramétrisation de $w(z)$ a ici une grande importance; autant le fait d'avoir plus de données va permettre de paramétriser sa forme avec plus de paramètres, autant le fait d'avoir des données à des échelles très différentes va rendre la combinaison plus sensible à la forme. Une étude complète reste encore à mener.

6.4.3 La mesure et les erreurs systématiques des supernovae

Pour croire dans ces résultats, faut-il encore pouvoir être sûr de la mesure. L'hypothèse la plus forte dans cette mesure réside dans la compréhension de l'utilisation des supernovae comme chandelle standard. A ce jour, il reste aussi un ensemble d'effets systématiques à éclaircir que je vais citer. L'un des buts futur sera de contrôler ces erreurs.

6.4.3.1 La méthode de mesure

Les deux quantités mesurées par observation des supernovae sont la courbe de lumière au cours du temps et le spectre à un moment de l'explosion. La détermination de la magnitude au pic nécessite des mesures photométriques précises tout au long du développement

³l'effet Sachs-Wolfe intégré permet de prendre en compte les anisotropies secondaires dues à des gradients gravitationnelles dans l'analyse du fond diffus cosmologique et intervient donc plutôt aux bas redshifts

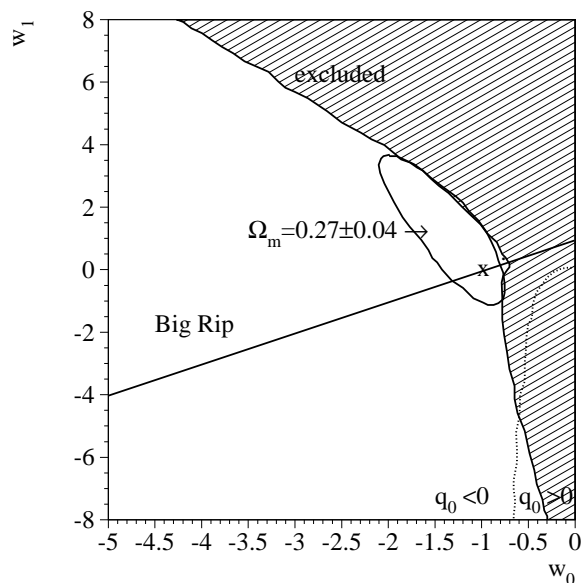


Figure 6.8: Contour d'exclusion à 95 % CL avec les supernovae publiées par Riess 2004 sans prior sur Ω_m dans le cas d'un Univers plat tiré de [99].

de la courbe de lumière, y compris si possible dans les phases initiale et finale où les flux sont beaucoup plus faibles (d'un facteur 10 à 50), et dans au moins deux filtres adaptés en fonction du décalage spectral, pour corriger des effets d'extinction. Dans l'idéal, ces mesures sont réalisées dans des filtres adaptés au décalage spectral. Elles ne sont pas toujours faciles (découverte tardive, problème de suivi au sol nécessitant des retours périodiques sur les mêmes champs d'observation, décalage vers le rouge dû à la distance, contamination due à l'atmosphère, à la lune, limitation en flux des objets lointains, etc..). Dans les résultats actuels, seul le "stretch" est mesuré: après application de cette seule correction, la dispersion intrinsèque de la luminosité des SNIa est de l'ordre de 10%.

Il faut de plus au moins un spectre aussi détaillé que possible, pris près du maximum de la courbe de lumière. Les spectres sont essentiels à l'identification et contiennent toute l'information liée à l'explosion. Ils sont donc un outil privilégié pour le contrôle de la dispersion de la luminosité. Actuellement, les spectres pris au sol servent essentiellement à l'identification. Le temps limité sur les télescopes, les effets de la lune ainsi que les contaminations liées à l'atmosphère font qu'il est impossible d'accéder aux autres informations dès que la supernova est un peu lointaine.

Le décalage spectral est obtenu à partir du spectre de la galaxie. Une précision de 0.001 peut être atteinte avec les télescopes de 8m.

6.4.3.2 Les effets systématiques

Les effets systématiques dans les mesures astronomiques sont souvent difficiles à quantifier, simplement parce que les paramètres qui entrent dans la mesure sont mal contraints. En général, on peut classer les systématiques sous trois catégories:

- Les erreurs liées à l'appareillage (erreurs de calibration, de sélection..) qui peuvent être mesurés ou estimés.

- Les erreurs liées à l'environnement : tout ce qui pourrait perturber la lumière depuis son émission. Ici entrent des incertitudes plus difficiles à contrôler comme les effets de poussière.
- Les erreurs intrinsèques aux objets eux mêmes ce qui revient à mettre une erreur sur les conditions initiales qui sont souvent mal connues.

Il faut remarquer dans ces évaluations, que seuls les effets qui varient dans le temps (ou avec la distance) sont importants: une erreur fixe change la valeur de normalisation mais n'a pas d'effet sur les paramètres cosmologiques eux-même.

Il est souhaitable que les erreurs systématiques soient maintenues à un niveau comparable à celui des erreurs statistiques. Les contributions principales connues sont décrites ci-dessous, avec pour chacune, une estimation de l'effet actuel sur la luminosité de la SN:

- *Les corrections K*, liées à l'observation à travers un filtre de bande passante fine. Elles nécessitent une bonne connaissance des spectres de SN et une bonne calibration des filtres (0-10%).
- *Les effets de poussière* dans la galaxie hôte qui peuvent être analysés et corrigés par des observations simultanées dans plusieurs filtres. L'effet des poussières situées dans notre propre galaxie est réduit si on choisit d'observer dans des régions à basse extinction (1-10%).
- *Les effets de poussières extragalactiques* Cette poussière donne lieu à des absorptions dépendentes de la longueur d'onde que les spectres calibrés devraient mesurer (1-10%)
- *Les effets de lentilles gravitationnelles par accumulations de masse*, Les inhomogénéités le long de la ligne de visée de la SN, peuvent amplifier ou réduire le flux lumineux de la SN. Comme le flux est conservé, moyenner un grand nombre de SNe par bin de z , permet d'obtenir la luminosité correcte. La statistique actuelle ne permet pas de moyenner cet effet mais il peut être corrigé. (1-10%).
- *La contamination par des supernovae d'autres types* (eg, Ib et Ic), qui peut être réduite par une spectroscopie de bonne qualité(5-10%).
- *Le biais de Malmquist ou biais de sélection*: on a tendance à choisir les objets les plus brillants et donc à favoriser les objets lointains liés à certaines conditions de production: cela peut être évité par une découverte précoce et des conditions d'observation bien maîtrisées et reproductibles (5-10%).

Donc on voit déjà que les erreurs sont de l'ordre de la dispersion intrinsèque d'une supernova. Si ces effets sont pour l'instant non dominants, il sera primordial de les réduire pour faire des mesures plus précises.

Ces erreurs systématiques évaluées, s'ajoutent des effets possibles , difficiles encore à quantifier, et donc à corriger à ce jour:

- *Un effet de poussières grises* (eg, poussières qui contrairement à la poussière normale, produiraient une absorption identique dans toutes les longueurs d’onde visibles) a été proposé. Par définition, elles ne peuvent pas être détectées par les observations dans plusieurs filtres optiques. Les mesures complémentaires en infra rouge profond en cours [130, 131] devraient permettre de contraindre la quantité de poussière grise. De plus, des simulations numériques sont en cours pour caractériser les propriétés d’absorption de ces éventuels gros grains de poussière.
- *Les effets d’évolution* liés à la composition du progéniteur et à son environnement galactique. Il faut être capable de contrôler les conditions de production des supernovae à différents redshifts. Si on suppose que l’explosion ne dépend que de l’environnement de la supernova, on peut minimiser cet effet par connaissance des conditions de l’explosion (type de la galaxie, poussière environnante, etc..) Une étude des SNIa proches avec de la statistique et des erreurs systématiques bien maîtrisées pourrait nous renseigner sur les corrélations entre la magnitude au pic, les diverses observables photométriques et spectrales et les propriétés de la galaxie.

6.5 Le futur

Nous allons maintenant évaluer comment on pourrait améliorer les mesures sur l’énergie noire et surtout comprendre mieux sa nature. Cette réflexion est centrée sur la mesure des supernovae, mais nécessite d’évaluer aussi les apports complémentaires d’autres types de données. Dans les sections précédentes, nous avons cherché à montrer que le problème de l’interprétation est complexe, demande d’avoir des informations sur l’évolution dans le temps et un contrôle des hypothèses utilisées à un haut niveau de précision.

Comme le souligne Peeble dans [132], faire des mesures de précision, n’a aucun intérêt si on se base sur des modèles en physique et en astronomie qui sont faux. En particulier, il faut se méfier des interprétations qui même quand elles sont en accord avec les données, ne laissent en rien présager sur le rôle sous-jacent d’une physique inconnue. Actuellement, si on peut dire que le modèle Λ CDM s’ajuste bien, il reste qu’il n’explique rien. Comme Peeble le souligne, la consistance est primordiale dans ces mesures qui font rentrer des tests de la relativité générale, de la formation des structures et de la physique fondamentale.

Un premier bilan peut être tiré des différents points traités précédemment:

- La mesure de l’équation d’état de l’énergie noire est fondamentale mais n’est peut-être pas suffisante pour spécifier la nature de cette composante.
- Le problème de la paramétrisation de $w(z)$ en fonction de z n’est pas résolu
- Plusieurs observables sont nécessaires et des observations complémentaires doivent être combinées.
- Les aspects théoriques sont encore loin d’être consolidés: de l’introduction d’un nouveau champ scalaire à des modifications de la gravité, de nombreuses voies sont ouvertes nécessitant en particulier une meilleure maîtrise de l’évolution des perturbations et aussi une évaluation des effets non-perturbatifs.

6.5.1 Optimisation des mesures futures de supernovae

La mesure de l'énergie noire par les supernovae reste incontournable dans ce domaine d'abord parce qu'elle n'est pas sujette à des incertitudes dues aux modèles théoriques (la seule hypothèse forte réside dans la compréhension de ces objets comme chandelle standard) ensuite parce que c'est une mesure directe de l'accélération ce qui apporte une information complémentaire aux autres sondes cosmologiques évoquées.

Sur cette base, bâtir une expérience qui fait des mesures précises doit prendre en compte divers aspects:

- assurer une cohérence des mesures utilisées autant que possible : en particulier pour les supernovae, utiliser un seul télescope, des appareillages identiques et des conditions de prise de données stables.
- assurer un contrôle des erreurs expérimentales au même niveau: avoir un contrôle des erreurs liées à l'appareillage comme la calibration ou les effets de filtres
- étudier les erreurs systématiques liées à l'hypothèse de chandelle standard à un niveau équivalent: contrôler l'environnement et diminuer la dispersion intrinsèque des supernovae.

Ainsi, pour optimiser la mesure au mieux, il faut considérer:

- la taille statistique de l'échantillon
- sa distribution en distance
- le contrôle des erreurs systématiques par rapport à l'apport statistique
- la stratégie de combinaison de données si nécessaire, pour minimiser les hypothèses externes telles les contraintes sur la densité de masse.

6.5.1.1 Optimisation de l'échantillon de supernovae

Il est clair dans cette mesure de supernovae que la première chose serait d'avoir un échantillon bien construit, pris dans les mêmes conditions donc une expérience dédiée. Les figures 6.9 montrent l'importance du contrôle des erreurs systématiques sur la statistique et permettent de déduire que la meilleure mesure consiste en:

- un échantillon de supernovae proches ($z < 0.1$) qui contraint le paramètre de normalisation et diminue les erreurs d'un facteur 2.
- un échantillon de supernovae distantes qui couvre jusqu'à des distances au moins de 1.5 et inférieures à 2. Aller au dessus de 2 n'a pas beaucoup d'intérêt car il n'y a plus beaucoup plus d'information.
- un contrôle des erreurs systématiques: cela ne sert à rien d'augmenter la statistique si l'erreur systématique est grande: l'erreur sur la magnitude d'un point de mesure, pour un bin de 0.1 en distance contenant N supernovae distribuées uniformément, est donnée par:

$$\sigma_m = \sqrt{0.15^2/N + dm^2}$$

où 0.15 est la dispersion intrinsèque par supernova et dm est l'incertitude systématique: la fig 6.9 montre que dès quelques milliers de supernovae (de l'ordre de 2000), l'erreur statistique n'évolue presque plus et la limitation sera purement systématique.

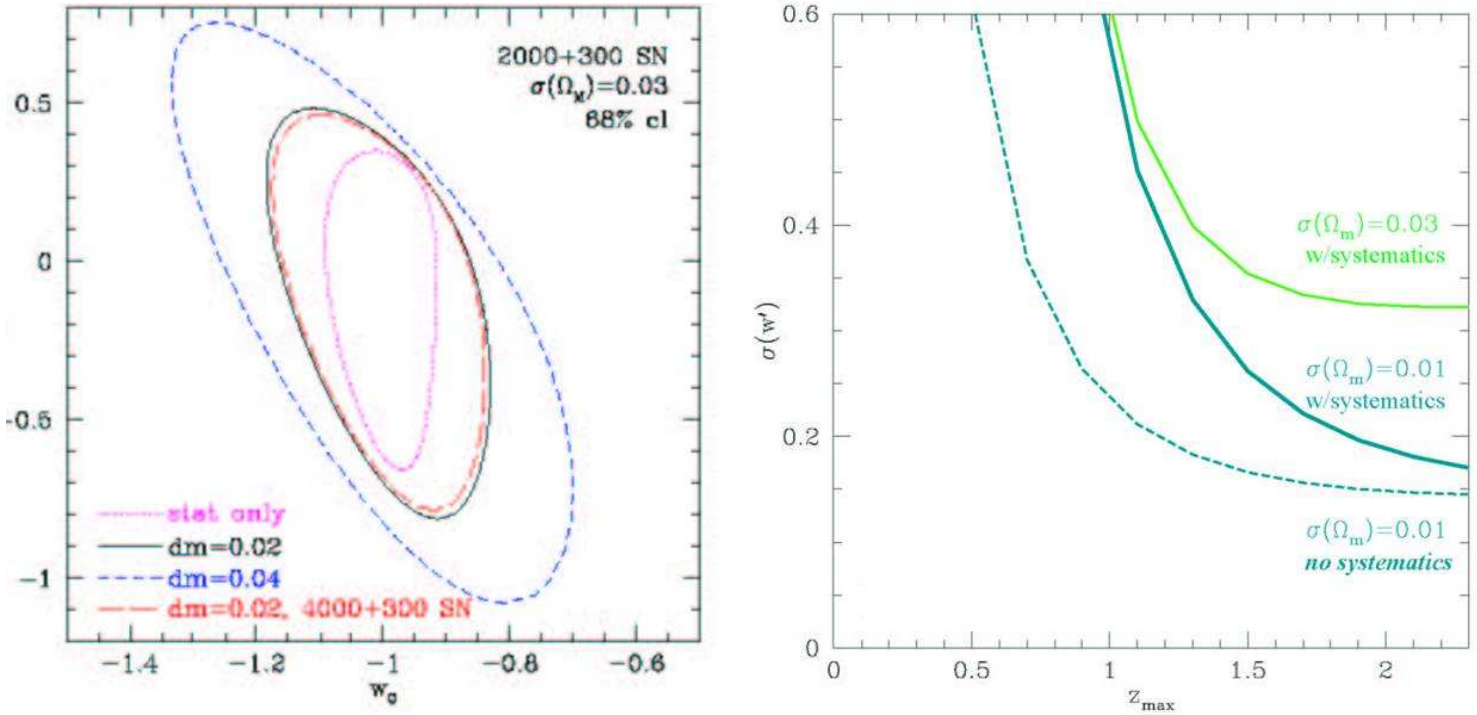


Figure 6.9: Optimisation du nombre de SN à gauche et de la distance maximum à droite pour minimiser l'erreur sur w' , en incluant un effet systématique.

De ces études, il ressort qu'il est plus intéressant de faire une expérience qui optimise la qualité plus que la quantité. Il convient donc de reprendre tous les effets systématiques possibles et de déterminer une méthode pour les contrôler. Notons que ces études sont faites dans un Univers plat et qu'il est primordial d'ajouter une mesure de Ω_M au même niveau. Cela ne peut se faire qu'avec une mesure complémentaire.

6.5.1.2 Le contrôle des erreurs systématiques

L'expérience SNAP a été optimisée pour ce but. La première déduction est qu'un contrôle de haute qualité et la possibilité d'aller à des distances supérieures à $z = 1$ demande de s'abstraire des effets de l'atmosphère. Donc un environnement spatial est privilégié.

Chacune des erreurs systématiques décrites dans la section précédente a ensuite été étudiée dans ce cadre et des contraintes expérimentales déduites. Pour un détail de ces études voir [133].

Le problème le plus crucial à résoudre est l'erreur due à l'évolution. Les supernovae peuvent avoir des variations liées aux conditions extérieures comme la composition du progéniteur ou le type de la galaxie hôte. Cet effet est important surtout si il donne un effet qui évolue dans le temps (donc qui dépend du redshift). Toutes les observations actuelles de supernovae de type Ia montrent que ces objets ne sont pas aussi homogènes que l'on pourrait le croire et on voit déjà apparaître des sous classes d'objets dont les luminosités peuvent varier. Au niveau de 10 %, on ne voit pas un tel effet dans l'échantillon de supernovae utilisées en cosmologie [134]. Cependant, pour pouvoir assurer un contrôle

précis, des mesures dans plusieurs filtres et des spectres mesurés avec des rapports signal/bruit grands sont nécessaires. L'approche développée est de mesurer très précisément au sol un échantillon de supernovae proches et d'utiliser ces informations dans SNAP en contrôlant qu'elles ne changent pas avec le redshift. Dans la phase actuelle, les observables qui influent sur la luminosité ne sont pas bien identifiées dans les données par manque de précision et on s'appuie sur des modèles d'explosion pour tester les performances attendues. Une série d'observables aussi bien dans la courbe de lumière que dans les spectres ont été identifiées et sont les guides des mesures à faire. L'idée finale est d'avoir assez d'informations pour permettre de quantifier la déviation en luminosité de chaque supernova par rapport à une luminosité standard grâce à toutes ces informations. On pourra ainsi par exemple les classifier par sous groupes dont la luminosité ne varie pas plus que quelques % et déterminer si il existe un deuxième paramètre comme le stretch. A terme, cela permettra de réduire statistiquement la dispersion interne des supernovae utilisées.

6.5.1.3 La mesure de Ω_M par cisaillement gravitationnel

La dernière condition pour améliorer la mesure est de combiner avec une mesure complémentaire de Ω_M . La mesure de cisaillement gravitationnel faible, comme déjà signalé, est une mesure puissante pour donner une mesure directe de la quantité et de la distribution de matière noire. Pour une revue de ces mesures voir [101]. L'énergie noire va modifier les observables en particulier la partie non linéaire et l'évolution en redshift du spectre de puissance de la matière. Avec un instrument comme celui de SNAP, on pourra faire des mesures très précises de Ω_M en mesurant non seulement le spectre mais aussi le bi-spectre et par des méthodes de cross-corrélation entre le signal du cisaillement et la distribution de masse. Ces méthodes sont décrites dans [135]. L'avantage d'une mission spatiale à haute résolution est indéniable pour assurer une bonne stabilité de la PSF (point spread function) et permettre d'accéder aux informations de forme de chaque galaxie même lointaine.

Les informations de ce relevé sont complémentaires à celles des supernovae. La fig. 6.7 montre le résultat obtenue sur $w(z)$ avec uniquement les informations du CMB et en y associant les informations de lensing sans mettre de contraintes a priori sur les paramètres. La combinaison devrait permettre une évaluation très propre avec des erreurs systématiques évaluées dans des conditions similaires et contrôlées.

6.5.2 Perspectives

Il est clair qu'une mission optimisée comme SNAP donnera les réponses les mieux contraintes. SNAP est encore une proposition de mission pour l'appel d'offre de la mission JDEM/NASA qui devrait être lancée vers 2014. D'ici que cette mission puisse donner des résultats, des données ne cessent de s'accumuler au sol et venant du HST. Il est clair que dans les dix prochaines années, de nombreuses avancées viendront et qu'il faut être prêt à évoluer avec les informations qui en sortiront. Pour les supernovae, le but à court terme est de remplir le diagramme de Hubble dans chaque gamme de redshift et de comprendre mieux les supernovae:

- Le projet SN factory [136] qui a démarré en 2004, issu de la collaboration SCP

compte accumuler quelques centaines d'objets très bien mesurés proches: Cela permettra d'avoir des informations précises sur la physique de l'explosion, qui seront utiles pour la maîtrise des erreurs systématiques. De plus, l'ensemble des mesures à bas redshift permet d'établir la normalisation de la distance lumineuse, indispensable pour l'exploitation des autres mesures..

- Les équipements dont on dispose actuellement au sol permettent d'associer un télescope de la classe des 4 mètres (pour la découverte et le suivi) avec un télescope de la classe des 8-10 mètres (pour la spectroscopie). et ainsi peuvent découvrir, et assurer le suivi photométrique et spectroscopique de plusieurs centaines de SN chaque année. En raison de la présence de l'atmosphère, cette approche est limitée à des redshifts de l'ordre de 1 mais pourra améliorer notablement les résultats de la génération précédente d'expériences. C'est le cas du projet SNLS au CFHT [137] qui a commencé de prendre des données en 2003.
- Pour accéder aux SN les plus éloignées, indispensables pour observer la région de décélération, il faudra un projet tel SNAP. Cependant des approches intermédiaires pourront émerger:
 - au sol, des télescopes de grand diamètre et grande ouverture, équipés d'une optique adaptative et de systèmes de suppression des raies OH afin de s'affranchir des effets de l'atmosphère. Ces techniques sont encore en cours de développement (cf, par exemple le LSST [138]);
 - une approche mixte combinant une détection au sol et un suivi photométrique et éventuellement spectroscopique depuis l'espace, comme le préfigure les résultats actuels avec le HST. Dans l'avenir, des télescopes spatiaux de la future génération comme JWST pourraient être utilisés pour le suivi des objets les plus lointains ($z > 2$).
- citons aussi des avancées intéressantes sur d'autres types de données telles les *gamma ray burst* qui pourraient être utilisés comme chandelles standard et ajoutés au même diagramme de Hubble que les SNe. L'avantage de ces objets est leur luminosité qui permet de les mesurer à des redshifts plus grands que 2.

Dans les autres sondes aussi, on attend peut-être encore plus de progrès: le cisaillement gravitationnel, si il commence à être compris, n'a pas encore été exploité dans un grand relevé. Cela est en cours au CFHT. De même, de nombreux relevés d'amas sont aussi en cours. Finalement le CMB devrait aussi amener de nouvelles contraintes avec le démarrage de Planck en 2007.

6.6 Mes contributions

J'ai été interpellée en 2000 par l'interprétation des premiers résultats de supernovae d'une possible accélération de l'Univers, comme venant d'une constante cosmologique ou d'une forme *d'énergie noire*.

- dès 2000, avec quelques collègues d'ALEPH, nous avons commencé à nous intéresser à ces projets via divers contacts et avons décidé d'évaluer les possibilités de participer à ces nouvelles activités. Pour cela nous avons:
 - évalué l'intérêt des projets supernovae en développant une simulation complète adaptable à plusieurs instruments tant sol que espace. Nous avons écrit deux documents l'un de comparaison de SNAP à une expérience dédiée au sol, joint à la demande au CNES début 2001 et l'autre dans une vue de participation au survey supernovae du CFHT (avril 2001). Ces travaux ont permis de développer une collaboration avec les cosmologues du LAM et les groupes participants de l'IN2P3 (Lyon et Paris).
 - pris contact avec la collaboration SNAP à Berkeley: participation aux réunions de travail, de simulation en particulier, aux réunions de collaboration.
 - participé à SNAP par deux notes dans le *yellow book* préparé à SNOWMASS en juillet 2001.
- Nous avons après ce travail préliminaire, évalué notre capacité à participer à deux aspects complémentaires: un approche sol avec la mise en place du projet SNLS et la proposition d'un spectrographe pour la collaboration SNAP. J'ai pris la responsabilité du développement de la partie projet spatial.

Le spectrographe compose actuellement la contribution française principale à ce projet. La collaboration SNAP a montré un intérêt très fort pour une technique développée en FRANCE, en particulier au LAM, de spectrographe intégral de champ à base de disséqueur d'image ou 'slicers'. J'ai pris la responsabilité scientifique du spectrographe qui consiste à développer d'une part les spécifications et un concept adapté de l'instrument et d'autre part, de coordonner et travailler avec les équipes techniques et d'organiser les contacts avec la collaboration SNAP. J'ai organisé des réunions de travail spécifiques au spectrographe à Berkeley en Décembre 2001, Mai 2002 et Décembre 2002.

J'ai préparé le projet au niveau français en travaillant aussi avec les autres laboratoires, principalement IN2P3, inclus dans le projet. J'ai défini le plan de développement du spectrographe et la contribution française correspondante présentée au CNES dans son exercice de prospective 2002. Nous avons reçu du CNES un soutien financier pour les missions. J'ai présenté l'instrument devant la revue de la DOE (Department of Energy) (<http://snap.lbl.gov>) en juillet 2002 à Berkeley. Le passage réussi devant ce comité a permis au projet d'être financé et reconnu par la DOE.

Nous avons développer le projet aussi par des activités autour de la thématique allant d'une série de présentations sur SNAP à l'extérieur à la mise en place à Marseille d'école, conférence et ateliers. Nous avons mis en place des réunions et séminaires réguliers avec la physique théorique (CPT) et réunissant les trois communautés (physiciens, astronomes et théoriciens).

En octobre 2002, je suis partie en stage au LAM pour préparer le projet plus en profondeur jusqu'à fin 2003. En décembre 2003, avec A.Bonissent, D.Fouchez, A.Tilquin, rejoint par C.Tao, nous avons demandé la création d'un projet de recherche 'énergie noire' au CPPM

pour participer au projet SNLS et SNAP et avons eu un accord du conseil scientifique et de la direction. Je suis actuellement la responsable de cette équipe qui s'appelle RENOIR.

La première phase de mon travail a porté sur le développement du spectrographe puis, en revenant au CPPM, j'ai cherché à assoir notre groupe dans les diverses activités que nous avons amorcées: Je me suis attachée à mettre en place un projet commun entre le LAM et le CPPM et à développer des collaborations comme avec le CPT ou Saclay.

- En étant au LAM, j'ai surtout développé l'activité autour du spectrographe et travaillé à faire reconnaître le concept aux US. J'ai pu mener à bien un travail de conception du spectrographe avec un premier dessin opto-mécanique. J' ai en particulier optimiser le concept pour qu'il soit compatible avec les divers spécifications. En collaboration avec mes collègues restés au CPPM, nous avons développés une simulation complète pour être en mesure de vérifier les performances globales. Nous avons présenté ces travaux aux réunions de collaborations à Berkeley en mars 2003, Novembre 2003 et Mars 2004 ainsi qu'à la revue interne du projet en Novembre 2003.

J' ai développé en particulier entre 2003 et 2004 les aspects calibration de l'instrument en menant une activité française (Marseille,IPNL,CRAL) en relation avec un groupe d'américains (Destua, Bohlin, Smith) en charge de la calibration globale de la mission. Nous avons développé un plan de calibration de l'instrument, fait un premier budget d'erreur global en photométrie et spectroscopie, évalué la sensibilité attendue de l'instrument et les contraintes techniques qui en découlent. Ce travail s'est révélé très important car en 2004 la mission SNAP a identifié le spectrographe comme un élément clef de la calibration entérinant des spécifications particulièrement contraignantes (photométrie au % d'objets brillants tels Vega) que nous avons pu justifier par nos simulations. Diverses options restent ouvertes dans ce travail incluant la possibilité de préparer une mission ballon ou fusée pour enregistrer les étoiles de référence par avance.

Nous avons présenté des posters sur le concept du spectrographe, à l'AAS à Washington en janvier 2002, à Seattle en janvier 2003, à SPIE à Hawaï en Aout 2002 et Glasgow en Janvier 2004 avec deux proceedings SPIE en 2002 et 2004.

En septembre 2003, LA NASA a annoncé la création d'un projet conjoint NASA-DOE avec un appel d'offre prévu en 2006 appelé JDEM. La collaboration SNAP dans laquelle nous sommes membres est très en avance et le concept de spectrographe avec slicer que nous avons développé est très intégré dans le projet. Le spectrographe est une clef de la mission non seulement pour identifier et contrôler les Supernovae de Type Ia mais aussi pour assurer la calibration précise de la mission au %. Notre analyse nous a montré que peu de technologies spatiales en optique peuvent atteindre cette précision ; Le slicer a des qualités sur ces points indéniables que nous avons simulés mais qu'il serait important de valider techniquement. Pour mesurer des objets très brillants, des obturateurs par électronique rapide sont possible mais doivent être testés surtout si intégrés dans un environnement spatial.

Les décisions politiques qui restent à prendre aussi bien en France qu'au USA m'ont poussé à mieux établir le travail des équipes techniques et à mettre en place la

construction d'un démonstrateur. Ce démonstrateur devrait nous permettre de reprendre une avance importante pour nous présenter devant la NASA en 2006.

En revenant au CPPM, j'ai développé autour de l'instrument une approche projet pour ce démonstrateur commune aux deux laboratoires. Le LAM assure les parties optiques et le CPPM la mécanique et les parties automatisations et traitement de données. L'IPNL de Lyon doit fournir un détecteur IR. Les tests que nous voulons mener nous serviront en priorité à prouver les performances demandées en particulier la précision optique du système envisagé dans la gamme de longueur d'onde prévue.

- Une mission grand champ spatiale sur cette thématique a été identifiée comme une priorité aussi bien aux USA qu'en Europe. Les américains avec JDEM se sont déjà positionnés sur le paysage et la collaboration SNAP qui regroupe tous les grands laboratoires DOE a une avance incontournable sur le projet. Une réflexion, en France en particulier, est menée pour trouver la meilleure stratégie pour assurer un retour scientifique important à terme soit avec une participation élargie à JDEM, soit en développant un projet moins ambitieux plus rapidement. Je participe à cette réflexion ou différentes stratégies sont discutées. Nous avons en particulier lancé un appel d'offre vers l'ESA, plutôt orienté vers la mesure du cisaillement gravitationnel.
- Nous développons dans le groupe une activité autour du projet SNLS de suivi de supernovae au sol au CFHT, démarré en 2003 pour une durée de 5 ans. Nous avons dans le groupe une bonne représentation avec deux personnes travaillant à temps complet et avec l'arrivée d'un étudiant en thèse. Le travail en cours a permis de développer les aspects d'automatisation de prise de données, de participer aux prises de données aussi bien en spectroscopie que en photométrie. Dans notre approche de groupe, nous voulons ensuite pouvoir développer une expertise sur l'analyse des données et je compte investir maintenant une partie de mon temps dans cet aspect.
- Un travail plus phénoménologique sur des études de modèles a aussi démarré en 2003 avec le CPT (P. Taxil et J.M Virey). Nous avons fait une réflexion critique des analyses de données actuelles de supernovae et de leur interprétation. Basé sur un outil d'ajustement développé au CPPM, nous pouvons faire des études systématiques par simulation des biais introduits quand certaines hypothèses fortes sont utilisées pour l'extraction des résultats. Nous avons montré dans trois papiers (deux publiés, un troisième soumis), où j'ai fortement contribué, que:
 - Si l'équation d'état de l'énergie noire dépend du temps, les résultats des ajustements en fixant cette dépendance à 0 peuvent être faux. Cela est vrai pour l'estimation de w mais aussi celles du paramètre d'accélération q_0 .
 - Les hypothèses utilisées, en particulier le fait de fixer à la fois une valeur de Ω_m précise et de supposer l'Univers plat, ne sont pas parfaitement justifiées par les données actuelles et vont contraindre les paramètres de l'énergie noire autour de valeurs prédéfinies.
 - Nous avons conclu que si le modèle de concordance actuel est compatible avec les données, il n'est ni le seul, ni même celui favorisé par les données SN actuelles.

Pour relâcher sur les hypothèses de base et ajuster correctement les données, une combinaison de diverses sondes cosmologiques est nécessaire. Plusieurs groupes sont arrivés aux mêmes conclusions et le sujet est en plein développement mais la stratégie d'extraction des paramètres cosmologiques dépend encore beaucoup d'hypothèses différentes.

Nous avons décidé avec un groupe de physiciens de Saclay, incluant A.Refrégier, D.Yvon et C. Yeche de développer un outil commun, en essayant des méthodes statistiques innovantes, qui permettrait de sortir des résultats rapidement en combinant de façon la moins biaisée possible diverses données (CMB, grandes structures et SN).

Publications

- “*Probing Dark Energy with Supernovae : a concordant or a convergent model?*,” J. M. Virey, A. Ealet, C. Tao, A. Tilquin, A. Bonissent, D. Fouchez and P. Taxil, astro-ph/0407452., accepted to Phys. Rev.
- “*Probing Dark Energy with Supernovae : Bias from the time evolution of the equation of state,*” J. M. Virey, P. Taxil, A. Tilquin, A. Ealet, D. Fouchez and C. Tao, Phys. Rev. D **70**, 043514 (2004), [astro-ph/0403285]
- “*SNAP/a satellite experiment to study the nature of the dark energy*” SNAP Collaboration, astro-ph/0405232, submitted to PASP
- “*An Integral Field Spectrograph for SNAP Supernova Identification*” A. Ealet and E. Prieto [the SNAP Collaboration], SPIE Proc., 2003, 4850, astro-ph/0210087, LBNL-51199
- “*Multi-color light curve measurements*” A. Ealet et al. [the SNAP Collaboration], Participation à SNOWMASS, July 2001, contribution *yellow book*”
- “*Cosmological parameters as function of z* ” A. Ealet et al. [the SNAP Collaboration], Participation à SNOWMASS, July 2001, contribution *yellow book*”

Conclusions

Dans ce mémoire j'ai décrit le cadre des différents travaux de recherche auxquels j'ai été amenée à participer. A travers ce travail, j'ai retracé le faisceau de résultats expérimentaux qui font penser que nous entrons dans une phase nouvelle en physique fondamentale.

Le modèle standard de physique des particules basé sur la théorie électrofaible a été testé très précisément à travers de nombreux résultats expérimentaux, comme les mesures des propriétés du boson W au LEP. Cependant, les recherches directes du boson de Higgs au LEP n'ont pas permis de mise en évidence d'un signal et sont à la limite d'un paradoxe: le modèle prévoit une brisure de symétrie spontanée à une échelle d'énergie accessible, ce qui implique l'existence d'un Higgs léger mais celui ci n'a pas été observé. C'est le prochain défi du LHC: trouver le Higgs ou des signes de nouvelle physique..

Dans le domaine de la violation CP, de nouveaux résultats permettent maintenant d'évaluer quelle est la quantité de violation CP dans le Modèle Standard, venant non seulement du système du Kaon mais aussi du méson B.

Ce qui devient étonnant dans tous ces résultats expérimentaux qui confortent notre confiance dans cette théorie fondamentale de basse énergie, c'est qu'aucun d'entre eux ne permet d'expliquer les observations provenant de l'Univers. Que ce soit pour expliquer la baryogénèse primordiale, la matière noire ou l'énergie noire, le lien entre physique des particules et cosmologie n'est pas encore établi. Cependant cette approche ouvre un ensemble de perspectives nouvelles que l'on commence tout juste à explorer.

L'arrivée dans la prochaine décennie de données cosmologiques d'une qualité et d'une précision inégalées devrait permettre de grandes avancées dans ce domaine et pourquoi pas, unifier l'infiniment petit à l'infini grand.

Références

- [1] S.Glashow, Nucl. Phys. **20** (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A. Salam, *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968), 367.
- [2] P.W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132;
Phys. Rev. **145** (1966) 1156;
F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321;
G.S. Guralnik, C.R. Hagen and T.W.B. Kibble, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585.
- [3] M.Kobayashi and T.Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [4] L Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51** (1983), 1945.
- [5] ALEPH Collaboration, Nucl. Instrum. and Methods **A 294** (1990) 121.
- [6] ALEPH Collaboration, Nucl. Instrum. and Methods **A 360** (1995) 481.
- [7] S. Jadach et al., Comput.Phys.Commun. **140** (2001) 432.
- [8] J.A.M.Vermaseren, Proceedings of the IV Int. Workshop on Gamma Gamma Interactions, eds. G. Cochard, P. Kessler (1980).
- [9] A. Denner, S. Dittmaier, M. Roth and D. Wackerroth, Nucl. Phys. **B560** (1999) 33;
Nucl. Phys. **B587** (2000) 67; Phys. Lett. **B475** (2000) 127; EPJdirect Vol.2 **C4** (2000) 1.
- [10] LEP2 Workshop, CERN 96-01, Vols. 1 and 2, eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand and F. Zwirner (1996).
- [11] Reports of the working groups on precision calculations for LEP2 Physics, CERN 2000-009, eds. S. Jadach, G. Passarino and R. Pittau (2000).
- [12] S. Jadach et al., Comput. Phys. Commun. **140** (2001) 475.
- [13] ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **415** (1997) 435;
Phys. Lett. **453** (1999) (107);
Phys. Lett. **B484** (2000) 205.
- [14] ALEPH Collaboration, CERN-PH-EP/2004-012.

- [15] D.Boumediene, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI (2002).
- [16] The Particle Data Group, Phys. Rev. **D66** (2002) 1.
- [17] ALEPH, DELPHI, L3,OPAL and SLD Collaborations, The LEP 4f Working group, hep-ex/0312023
- [18] OPAL Collaboration,
- [19] ALEPH Collaboration, Eur. Phys. J. **C17** (2000) 241.
W mass measurement, in preparation.
- [20] Yu.L. Dokshitzer, J. Phys. **G17** (1991) 1441.
- [21] M.W Grunewald et al., *HEP-PH/0005309*.
- [22] ALEPH, DELPHI, L3,OPAL Collaborations :
- [23] S.Jezequel, LEP Jamboree, Mars 2003
- [24] ALEPH, DELPHI, L3,OPAL and SLD Collaborations, The LEP Electroweak Working group, hep-ex/0312023
- [25] The NuTeV Collaboration, G.P Zeller et al, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 091802.
- [26] The CDF and D0 Collaborations and the Tevatron Electroweak Working Group, TEVEWWWG/top 2004/01, hep-ex/0404010 (April 2004).
- [27] G.Altarelli, M.Grunewald hep-ph/0404165
- [28] Th.Hambye, K.Riesslmann, Phys. Rev. **D55** (1997) 7255.
- [29] ALEPH Collab., A. Heister et al., Phys. Lett. **B526** (2003) 191. Phys. Lett. **B495** (2000) 1.
- [30] ALEPH Collab., A. Heister et al., Phys. Lett. **B447** (1999) 336.
- [31] ALEPH Collab., A. Heister et al., Eur. Phys. J **C17**, 223 (2000)
- [32] T. Junk, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A434** (1999) 435;
A. Read, in CERN-2000-005;
P. Bock, hep-ex/0405072 (2004).
- [33] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, Phys. Lett. **B565** (2003) 61.
- [34] N.Arkani-Hamed, S.Dimopoulos, G.R.Dvali, Phys. Lett. **B429** (1998) 268;
- [35] J. Wess and B. Zumino, Nucl. Phys. **B70** (1974) 39; Phys. Lett. **49B** (1974) 52;
P. Fayet, Phys. Lett. **69B** (1977) 489; *ibid.* **84B** (1979) 421, *ibid.* **86B** (1979) 272.

- [36] P.Nath,R.Arnouitt and H.Chamseddine, World Scientific, Singapore, 1984;
H.E. Haber, World Scientific, Singapore, 1998
- [37] H.E. Haber and G.L. Kane, Phys. Rep. **C117** (1985) 75;
J.F. Gunion, H.E. Haber, G.L. Kane and S. Dawson, (Addison-Wesley) 1990;
S.P Martin, Phys. Rev. **D66** (2002) 010001-895.
- [38] Y. Okada, M. Yamaguchi and T. Yanagida, Theor. Phys **85** (1991)1;
H. Haber and R. Hempfling, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 1815;
J. Ellis, G. Ridolfi and F. Zwirner, Phys. Lett. **B257** (1991) 83;
M. Carena, M. Quiros and C.E.M. Wagner, Nucl. Phys. **B461** (1996) 407;
S. Heinemeyer, W. Hollik and G. Weiglein, Eur. Phys. Jour. **C9** (1999) 343;
J. R. Espinosa and R.-J. Zhang, Nucl. Phys. **B586** (2000) 3;
A. Brignole, G. Degrassi, P. Slavich and F. Zwirner, Nucl. Phys. **B631** (2002) 195;
G. Degrassi, S. Heinemeyer, W. Hollik, P. Slavich and G. Weiglein, Eur. Phys. J. **C28**, 133 (2003)
- [39] M. Carena, S. Heinemeyer, C.E.M. Wagner and G. Weiglein, hep-ph/9912223;, Eur. Phys. Journ. **C26**, 601 (2003)
- [40] M. Carena et al., Nucl. Phys. **B599**, 158 (2001)
- [41] S. Heinemeyer and W. Hollik, Nucl. Phys. **B474**, 32 (1996)
- [42] A. Pilaftsis, *Phys. Rev. D* **58** 096010 (1998) ;
idem, *Phys. Lett. B* **435**, 88 (1998) .
D. Demir, *Phys. Rev. D* **60** 055006 (1999) ;
S. Choi, M. Drees and J. Lee, *Phys. Lett. B* **481**, 57 (2000);
A. Pilaftsis and C. Wagner, *Nucl. Phys. B* **553**, 3 (1999), hep-ph/9902371;
M. Carena, J. Ellis, A. Pilaftsis and C. Wagner, *Nucl. Phys. B* **586**, 92 (2000)
T. Ibrahim and P. Nath, *Phys. Rev. D* **63**, 035009 (2001)
Phys. Rev. D **66** (2002) 015005;
S. Heinemeyer, *Eur. Phys. Jour. C* **22**, 521 (2001)
M. Frank, S. Heinemeyer, W. Hollik and G. Weiglein, hep-ph/0212037, Proceedings, SUSY02, DESY, Hamburg (Germany), July 2002, vol.2, p.637.
- [43] M. Carena, J. R. Ellis, A. Pilaftsis and C. E. Wagner, Phys. Lett. B **495** (2000) 155,
Nucl. Phys. **B586**, 92 (2000)
- [44] ALEPH Collab., A. Heister et al., Phys. Lett. **B 526**, 191 (2002)
- [45] ALEPH Collab., A. Heister et al., CERN-EP/2002-027.
- [46] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, The LEP working group for Higgs boson searches, Phys. Lett. **B565**, 61 (2003)
- [47] J.F. Gunion, B. Grzadkowski, J. Kalinowski, Phys.Rev. D60 (1999) 075011

- [48] Ioffe, Okun, Rudik JETP **5**, 334, (1957) T.D.Lee, R.Oehme, C.N.Yang , Phys. Rev. **106**, 340, (1957)
- [49] J.H. Christenson et al., Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964)
- [50] B.Aubert et al., BABAR collaboration, Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001)
- [51] K.Abe et al., Belle collaboration, Phys. Rev. Lett. **87**, 091802 (2001);
Phys. Rev. Lett. **511**, 157 (2001)
- [52] CPLEAR, Phys. Rev. Lett. **87** , 091801 (2001)
A.Angelopoulos et al. CPLEAR collaboration, Eur. Phys. J **C22**, 55 (2001),
- [53] A.Angelopoulos et al. CPLEAR collaboration, Phys. Lett. **B456**, (1999), 297.
- [54] A.Angelopoulos et al. CPLEAR collaboration, Phys. Rep. **374**, 165,(2003)
A.Apostalakis et al. Phys. Lett.**B458**, 545 (1999)
- [55] L.Bertanza et al, NA31 collaboration, Z. Phys.**C73** ,629(1997)
- [56] A.Lai et al., NA48 collaboration, Phys. Lett.**B537**, 28 (2002)
- [57] A.Alavi-Harati, KTeV experiment, Phys. Rev.**D67** (2003) 012005
- [58] P.Kabir, Academic Press, New York 1968;
K.Kleinknecht, ed. C.Jarlskog, World scientific, Singapore, 1989, p.41-104;
B.Winstein and L.Wolfenstein, Rev. Mod. Phys. **63**, 982 (1996)
- [59] R. Adler *et al.*, CPLEAR Collaboration, Phys. Lett. B **370**, 167 (1996)
R. Adler *et al.*, CPLEAR Collaboration, Phys. Lett. B **407**, 193 (1997)
A. Angelopoulos *et al.*, CPLEAR Collaboration, Eur. Phys. J. C **5**, 389 (1998)
- [60] K.Hagiwara et al., Particle Data Group, Phys. Rev. **D66**, 010001 (2002); Review No. 31 on *Statistics*, p. 229.
- [61] Phys. Lett.**B537** (2002) 28
- [62] <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/triangle/index.html>
- [63] D.Wu,Z.Xing,Phys. Rev. Lett.
C.Jarlskog, Phys. Lett. **55**, 1039 (1985)
- [64] J.Charles et al., hep-ph/0406184
- [65] A. D. Sakharov, JETP Lett. **5**,24 (1967)
- [66] M.Laine and K.Rummukainen, Nucl. Phys. **B535**,423, (1998)
- [67] D.N Spergel et al. Astrophys J Sup. **148**, 175 (2003)
L.Verde et al, Astrophys J Sup. **148**, 195 (2003)

- [68] N.Turok, in perspectives On Higgs Physics, G.L Kane (1992)
M.Trodden, S.Carroll, TASI Lectures, astro-ph/0401547
- [69] G.Hooft, Phys. Rev. D **14**, 3432 (1976)
- [70] S.Adler, Phys. Rev. **177**, 2426 (1969)
- [71] V.A Rubakov and M.E Shaposhnikov, Phys. Ups. **39**, 461 (1996)
- [72] V.A Kusmin, V.A Rubakov, M.Shaposhnikov, Phys. Lett. B**155**, 36 (1985)
- [73] M.Carena, J.M Moreno, M.Quiros, C.Wagner Nucl. Phys. **B599**, (2001), 3.
M.Carena, M.Quiros, C.Wagner Nucl. Phys. **B524**, (1998), 3.
- [74] J.M.Cline, M. Joyce and K.Kainulainen, hep-ph/011031.
- [75] M.Buchmuller, M.Plumacher Phys. Lett. **B531**, (1998), 354.
- [76] M.Gell-Man, P.Ramond and R.Slanski in Supergravity, North Holland (1979)
- [77] S. Carroll, M.Hoffman, M.Todden Phys. Rev. (2003) **D68**, 023509.
- [78] R.Caldwell, astro-ph/9908168
- [79] Gott, Vogeley and Ratra, 2001, Astrophys. J **549**, 1. (2001)
- [80] Freedman et al. Astrophys. J **553**, 47. (2001)
- [81] A.Saha, A.Sandage, et al. Astrophys. J **562**, 313 (2001)
- [82] Reese et al, APJ, 581,53 (2002)
- [83] Jones , astro-ph/0103046
- [84] B.Branch , 1998, A&A 36,17
- [85] M.Stutzinger, B Leibundgut , astro-ph/0410686
- [86] A. Albrecht, P. Steinhardt, Phys. Rev. Lett. (1982) 48, 1220.
- [87] A. Linde, Phys. Lett. (1983) **B129**, 177.
- [88] J.Mather et al. Astrophys. J **512**, 511 (1999)
- [89] N.Bachall et all, astro-ph/9804082, astro-ph/9506041
- [90] S.White, J.Navarro et al. Nature **366**, 429. (1993)
- [91] J.Mhor et al. Astrophys. J **517**, 627 (1999)
- [92] J.Carlstrom et al. , astro-ph/9905255
- [93] A.Blanchard, Douspis M. et al, 2003, A&A 412,35

- [94] E. Hawkins et al., Mon. Not. R. Astron Soc. **347**, 78 (2003).
- [95] M. Tegmark et al., Phys. Rev. D**69**(2004) 103501.
- [96] M. Tegmark et al., Astrophys.J. **606** (2004) 702.
- [97] N.A.Bahcall et al., Ap.J.**541**(2000).
- [98] S.C.Vauclair et al., Astron. Astrophys.**412**(2003) L37-L41, astro-ph/0311381
- [99] J.-M. Virey, A.Ealet, C.Tao, A.Tilquin, A.Bonissent, D.Fouchez, P.Taxil astro-ph/0402512.
- [100] S. Bridle et al., Science **299**(2003) 1532.
- [101] Refregier, A., 2003, ARAA, **41**, 645
- [102] van Waerbeke, L., & Mellier, Y., Lecture given at the Aussois winter school, january 2003, preprint astro-ph/0305089
- [103] S. Fukuda et al., Phys.Rev. Lett. **B539** 179 (2002)
- [104] J.Ellis astro-ph/9812211.
- [105] S. Perlmutter et al. Astrophys. J. **517**, 565 (1999)
- [106] A.G. Riess et al., Astron. J. **116**, 1009 (1998)
- [107] D.Branch et G.Tammann , Ann.J.**541**(2000),
P.Hoflich, J.Wheeler Astro.J **495**, 617(1998),
Mazzali et al. MNRAS,**321**, 341 (2001),
Travaglio et al, astro-ph/0406281
- [108] M.M Phillips, Astro.J. Lett. **413**, L105 (1993)
- [109] R.A. Knop et al. astro-ph/0309368.
- [110] A.G. Riess et al., astro-ph/0402512.
- [111] J.-M. Virey, P.Taxil, A.Tilquin, A.Ealet, C.Tao, D.Fouchez, Phys.Rev.**D70**, 063414 (2004).
- [112] Tonry et al., Astro.J. Lett. **594**, 1 (2003)
- [113] Y. Wang and M. Tegmark, Phys. Rev. Lett. **92**, 241302 (2004).
- [114] P. Brax and J. Martin, Phys.Lett.**B468**, (1999) 40.
- [115] C. Armendariz-Picon et al., Phys.Rev.Lett.**85**, (2000) 4438; Phys.Rev.**D63**, (2001) 103510.
- [116] P. Binetruy, C. Deffayet Phys.Lett.**B477**, (2000) 285.

- [117] L.Amendola,M.Gasperini and F. Piazza astro-ph/0407573
- [118] R. Kallosh, A. Linde, astro-ph/0301087
- [119] F.Perrotta, C. Baccigalupi, astro-ph/0201335
- [120] R. Caldwell, Phys.Lett. **B545**, (2002) 23.
- [121] G. Esposito-Farese, Moriond , Les Arcs (Vietnam 2003) et astro-ph/0306018
- [122] P. Frampton, Phys.Lett. **B555**, (2003) 139.
- [123] Dvali, hep/ph 0202174
- [124] Deffayet , Dvali Phys. Rev.**D65**, (2002) 044023.
- [125] Uzan, Rev. Mod. Phys.**75**, (2003) 403.
- [126] Bernardeau et al., astro-ph/0408246
- [127] F.Henry-Couannier, gr-qc 0404110
- [128] P.Corasaniti, M.Kunz, D.Parkinson, E.Copeland, B.Bassett astro-ph/0406608.
- [129] D.Rapetti, S.Allen, J.Weller astro-ph/0409574.
- [130] <http://www.jach.hawaii.edu/JACpublic/JCMT/scuba/scuba2/>
- [131] <http://sirtf.caltech.edu/SSC/>
- [132] P.Peebles, B.Ratra , astro-ph/0207347
- [133] Snap collaboration, astro-ph/0405232
- [134] Sullivan et al., 2003, MNRAS,340,1057
- [135] Bernstein, Jain , 2004, APJ **600**, 17 (2004);
Jain,Taylor, Phys.Rev.Lett.**91**, (2003) 141302;
- [136] Aldering et al., SPIE 4836 (2002)
- [137] http://cfht.hawaii.edu_SNLS
- [138] <http://www.lsst.org/lssto/index.htm>