



Tests électrofaibles du Modèle Standard et quarks lourds

Pascal Perret

► To cite this version:

Pascal Perret. Tests électrofaibles du Modèle Standard et quarks lourds. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2002. tel-00001683

HAL Id: tel-00001683

<https://theses.hal.science/tel-00001683>

Submitted on 12 Sep 2002

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.

UNIVERSITE BLAISE PASCAL
(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

présentée par

Pascal PERRET

Docteur d'Université
Chargé de Recherche au CNRS

Tests Électrofaibles du Modèle Standard
et Quarks Lourds

Soutenue le 18 janvier 2002, devant la commission d'examen :

Examineurs :	M.	J.J.	AUBERT	
	M.	P.J.	DORNAN	(Rapporteur)
	M.	A.	FALVARD	
	M.	J.	LEFRANÇOIS	(Rapporteur)
	M.	B.	MICHEL	(Rapporteur)
	M.	T.	NAKADA	

Introduction

Durant ces dernières années, nous nous sommes attachés à tester le Modèle Standard et à le contraindre à l'aide d'une merveilleuse machine que fut le LEP et du détecteur ALEPH. Le collisionneur électron positron LEP, grand anneau de 27 km de circonférence, implanté au CERN à Genève, a fonctionné de 1989 à 1995 avec une énergie de l'ordre de 45 GeV par faisceau. Durant cette première phase, appelée LEP I, 90 GeV d'énergie était donc disponible dans le centre de masse ; énergie de prédilection pour produire le boson Z qui a une masse voisine ($m_Z = 91,1875 \pm 0,0021 \text{ GeV}/c^2$ [1]). Ainsi une moisson de Z a pu être récoltée : un total d'environ 20 millions de Z ont été détectés et analysés par l'ensemble des quatre collaborations pendant cette période. Ce grand nombre de Z a permis une détermination précise tout d'abord des caractéristiques du boson Z lui même qui a un rôle important dans le Modèle Standard, comme par exemple sa masse, une des constantes les plus fondamentales de ce modèle, mesurée avec une précision de $2 \cdot 10^{-5}$! Mais également au travers de ses désintégrations une étude précise de l'ensemble du Modèle Standard a été effectuée, le boson Z ayant le bon goût de se désintégrer en une paire de fermions ($Z^0 \rightarrow f\bar{f}$) de même saveur ; voir par exemple les références [1, 2, 3]. L'ensemble des fermions, qu'il s'agisse des leptons e, μ, τ et de leurs neutrinos associés ou des quarks u, d, s, c, b mais aussi t , a pu être étudié. Bien sûr le quark top, découvert en 1994 à Fermilab [4], s'est révélé être trop lourd ($m_t = 174 \pm 10^{+13}_{-12} \text{ GeV}/c^2 > m_Z/2$!) pour être produit directement à LEP. Cependant sa présence est sensible (via les corrections radiatives) dans de nombreuses observables accessibles à LEP et avant même sa découverte, et de manière remarquable, la masse du top avait été estimée à $m_t = 177 \pm 11^{+18}_{-19} \text{ GeV}/c^2$ par LEP [5] l'année de sa première observation. L'accord entre la prédiction de LEP et la mesure à Fermilab montre la qualité des mesures. Aujourd'hui les mesures se sont affinées de part et d'autre de l'Atlantique et l'accord demeure. L'ensemble des mesures électrofaibles du Modèle Standard conduisent à une masse de top $m_t = 168,2^{+9,6}_{-7,4} \text{ GeV}/c^2$ [6], pour une mesure directe de $m_t = 174,3 \pm 5,1 \text{ GeV}/c^2$ [6].

Le secteur des fermions n'est pas le seul à avoir été bien étudié à LEP. Il en est de même de celui des bosons. Bien sûr à LEP I, le boson Z a été étudié sous toutes ses coutures. Puis, c'est de 1995 à 2000 que le LEP est monté progressivement en énergie de 130 GeV à 209 GeV, dans une deuxième phase dite LEP II. Dès 1996, le seuil des 160 GeV, seuil de production des bosons W^+W^- qui ne peuvent être formés que par paire dans une machine e^+e^- , était atteint et l'étude du boson W pouvait commencer. Ainsi, ses sections efficaces de production en fonction de l'énergie, ses

largeurs de désintégrations, sa masse, ses couplages trilinéaires ont pu être mesurés.

Un autre secteur reste cependant à tester, il s'agit de celui des masses. Ici LEP est resté impuissant. Le boson de Higgs, responsable de la masse dans le cadre du Modèle Standard, est toujours introuvable. Même en poussant la machine jusqu'au bout de ses possibilités et en atteignant l'énergie record de 209 GeV, impensable il y a encore quelques années, cela n'a pas suffi pour le découvrir. La limite actuelle est de $m_H > 114,1 \text{ GeV} @ 95\% \text{ C.L.}$ [7]. Quelques GeV doivent encore manquer ou un peu de luminosité ... Juste avant la fermeture définitive de LEP un signal est apparu ($\simeq 2,9\sigma$) pouvant signer la présence du boson de Higgs tant convoité à une masse voisine de 114-115 GeV [7, 8]. Ce clin d'oeil n'a malheureusement pas suffi pour prolonger le fonctionnement de LEP afin de conclure significativement sur sa possible découverte. Seules les mesures de précision de LEP I, combinées avec l'étude des W à LEP II permettent d'avoir quelques contraintes sur sa masse : $m_H = 88^{+53}_{-35} \text{ GeV}/c^2$, ou une limite $m_H < 196 \text{ GeV}/c^2 @ 95\% \text{ C.L.}$ [1]. Il faudra donc attendre une autre machine ...

Un autre moyen d'étudier le secteur des masses est d'étudier précisément la matrice de Cabibbo Kobayashi Maskawa (CKM) qui le décrit dans le Modèle Standard, et en particulier la violation de CP qui est incorporée dans cette matrice. Le système des mésons B est idéal pour tester la violation de CP, malheureusement elle n'est visible que dans des désintégrations très rares, et la statistique n'est pas suffisante à LEP I pour réaliser ces études. Il faudra donc attendre les résultats des prochaines usines à B et des expériences Babar et Belle ou du LHC avec LHCb pour en avoir une étude précise. Mais cela est une autre histoire ...

Aussi loin que le Modèle Standard ait pu être testé, il n'a pu encore être mis en défaut. Presque de manière surprenante pourraient rajouter certains. Sans conteste, l'image que nous avons aujourd'hui du Modèle Standard n'est pas comparable à celle d'avant LEP. Certes aucune "découverte" spectaculaire n'a été réalisée, pas de bosons de Higgs, pas de supersymétrie ou tout autre type de nouvelle particule, rien de ce qui accroche l'oeil du néophyte ou des médias. Mais un ensemble de mesures très précises, difficiles à obtenir, a été collecté et de nombreuses contraintes sur le Modèle Standard ou ses extensions apportées.

Ce mémoire est divisé en cinq parties. La première partie est consacrée à quelques rappels théoriques. Après une présentation succincte du Modèle Standard électrofaible, les principaux éléments nécessaires à l'étude des saveurs lourdes seront exposés. Nous verrons ainsi que la compréhension des quarks lourds donne une opportunité unique de tester les prédictions du Modèle Standard et de la Chromodynamique Quantique.

Dans la deuxième partie, l'accélérateur LEP et le détecteur ALEPH indispensables à ces travaux seront décrits, ainsi que la procédure d'identification dans ALEPH des leptons, et plus spécialement des électrons, toujours au cœur de nos analyses.

A l'aide des données collectées pendant la première phase de LEP, nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux secteurs des quarks lourds b et c afin de mesurer leurs propriétés et de tester le Modèle Standard. Bien sûr le quark b fut privilégié car il permet des tests plus profonds du Modèle Standard et il est plus facile

à mettre en évidence expérimentalement. Il est plus lourd ($m_b = 4 \text{ à } 4,4 \text{ GeV}/c^2$), a un temps de vie plus long ($\tau_b = 1,564 \pm 0,014 \text{ ps}$) et des rapports d'embranchement semileptonique plus importants ($\mathcal{B}(b \rightarrow \ell) \simeq 11 \%$). L'outil de prédilection que nous avons utilisé pour les étudier a été les leptons issus de leurs désintégrations. Dans plus de 80% des événements $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ produits il y a au moins un lepton (électron ou muon) issu de la désintégration directe ou secondaire d'un hadron beau. (Deux hadrons beaux sont produits à chaque collision $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$, le rapport d'embranchement semileptonique direct vaut $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell) \simeq 11 \%$ pour les électrons et les muons, auquel il faut ajouter un rapport d'embranchement semileptonique pour les désintégrations secondaires $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell) \simeq 10 \%$ également.) Dans le cas du charme, ce sont 40% des événements qui possèdent au moins un lepton. Bien sûr un lepton produit ne signifie pas qu'il soit détecté ... Si nous prenons en compte les efficacités d'identification des leptons et le fait qu'il faille appliquer quelques coupures cinématiques pour éliminer un bruit de fond trop important ($p > 2$ ou $3 \text{ GeV}/c$) 50 % des leptons sont perdus ... Mais la fraction reste importante et des critères supplémentaires peuvent être appliqués pour augmenter la pureté en événements intéressants. Bien sûr, un détecteur de vertex a été installé dans ALEPH et une information précieuse de temps de vie a pu être ajoutée et prise en compte.

Les largeurs de désintégrations R_b et R_c ($R_j = \Gamma(Z^0 \rightarrow j\bar{j}) / \sum_q \Gamma(Z^0 \rightarrow q\bar{q})$; $j = b, c$ et $q = u, d, s, c, b$), les asymétries avant-arrière A_b et A_c ont été mesurées ainsi que les rapports d'embranchement semileptonique $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$, $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$, $\mathcal{B}(c \rightarrow \ell)$, le paramètre de mélange des mésons beaux χ , et les paramètres liés à la fragmentation des quarks $\langle x_b \rangle$, $\langle x_c \rangle$. Différentes méthodes ont été proposées afin de prendre en compte les nouvelles informations disponibles et la statistique de plus en plus grande et de permettre d'extraire davantage d'informations des données. La mesure de ces quantités a également permis de déterminer $|V_{bc}|$ et $|V_{bu}|$.

Ces études ont constitué notre principale activité jusqu'en 1997 et sont résumées dans la troisième partie.

Durant la deuxième phase de LEP, tout naturellement les leptons ont permis de signer la présence des W via leurs désintégrations leptoniques. Ainsi nous nous sommes intéressés aux sections efficaces de production des W : $WW \rightarrow \ell\nu q\bar{q}$ ou $WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$, à l'étude de l'élément de la matrice CKM $|V_{cs}|$ présent dans $W \rightarrow c\bar{s}$ et aux couplages trilineaires. La quatrième partie est ainsi consacrée à l'étude des W à LEP II.

La cinquième partie, quant à elle, est davantage tournée vers l'avenir puisqu'elle est dédiée à l'étude de la violation de **CP** dans le système des b et au détecteur LHCb, qui ne rentrera pas en fonctionnement avant 2006. La fin des prises de données avec ALEPH approchant, il nous apparut important de préparer l'avenir avant même la fin des campagnes de mesures à LEP. Dans notre discipline la durée d'une expérience est très longue, environ une dizaine d'années de préparation et de construction de l'appareillage, puis une autre dizaine d'années d'exploitation. L'intérêt de cette physique et la volonté de prendre part à toute cette partie importante de préparation et de construction d'un appareillage, nous ont conduit à participer à la création d'une activité LHCb au sein de notre laboratoire.

Ces prochaines années seront donc consacrées à la construction du détecteur

et plus spécifiquement pour nous à la construction de l'électronique des canaux de lecture de son sous-détecteur de pied de gerbes et à l'unité de décision de son système de déclenchement de premier niveau.

Première partie

Le Modèle Standard et la
Physique du b

Introduction

La physique des particules a comme postulats qu'il existe des constituants élémentaires de la matière, en nombre aussi réduit que possible, et que les interactions entre ces constituants sont régies par quatre forces fondamentales qui peuvent être unifiées en une seule au temps primordial. Tout l'enjeu est donc de vérifier ceci et d'en établir la théorie ultime.

De nombreux progrès ont été faits dans cette voie. Expérimentalement, des accélérateurs de plus en plus grands ont été et seront construits afin de délivrer des énergies de plus en plus élevées dans le but de tester de manière de plus en plus profonde la structure ultime de la matière et les hypothèses émises. De son côté la théorie s'affine. Aujourd'hui un modèle, dit Modèle Standard électrofaible, rend compte de toutes nos observations et de nos connaissances actuelles. Certes, ce n'est qu'un modèle, avec ses limitations visibles, cependant la multitude de tests effectués à LEP, avec une précision encore jamais atteinte, aurait tendance à le confirmer au rang de théorie, ou du moins de théorie effective et à repousser toujours plus loin ses limites et ses extensions possibles.

Les constituants de ce modèle seront présentés dans cette partie. L'étude des saveurs lourdes permet de tester profondément ce modèle et en de nombreux secteurs. Les bosons Z produits, intensément à LEP, en sont une source importante. Leur production et couplage au Z seront donnés ainsi que les informations auxquelles il est possible d'accéder permettant ainsi de tester le Modèle Standard. De la production des quarks lourds à leurs observations dans un détecteur un long cheminement a lieu et de nombreux processus physiques interviennent. Ils seront donc décrits ainsi que la théorie effective des quarks lourds qui a connu un développement récent important et qui, à l'aide de quelques approximations simplificatrices raisonnables, permet de nombreux calculs et des prévisions testables dans le domaine de l'interaction forte.

La description de la violation de $\mathbf{CP}$ dans le système des b est reportée au chapitre 8 de la partie V.

Chapitre 1

Cadre Théorique

1.1 Le Modèle Standard Electrofaible

Un des principes fondateurs en physique théorique est que les interactions découlent de principe de symétries ... qu'il faut parfois savoir briser. Une théorie incluant cette propriété est dite "théorie de jauge".

Notre compréhension actuelle de la physique des particules élémentaires repose sur le postulat que toute la matière est faite de particules ponctuelles, de spin $\frac{1}{2}$ appelées quarks et leptons. Ces quarks et leptons sont groupés en trois familles pratiquement identiques et qui ne diffèrent que par leur masse (voir tableau 1.1). La première famille de particules (u , d , e , ν_e) regroupe les constituants de matière prédominants dans la nature. Les autres particules ne sont observées qu'après avoir été produites à l'aide de rayons cosmiques ou d'accélérateurs de particules.

Le neutrino ν_τ est la dernière particule à avoir été mise en évidence. Même si personne ne doutait de son existence, et de sa présence lors de la désintégration du lepton τ , de part son caractère furtif il fallu attendre l'an 2000 pour sa véritable découverte ou mise en évidence expérimentale [9].

	Quarks		Leptons	
	Saveur	Charge	Saveur	Charge
1 ^{ère} Famille	u (up)	+2/3	ν_e	0
	d (down)	-1/3	e	-1
2 ^{ème} Famille	c (charm)	+2/3	ν_μ	-1
	s (strange)	-1/3	μ	-1
3 ^{ème} Famille	t (top)	+2/3	ν_τ	0
	b (bottom)	-1/3	τ	-1

TAB. 1.1: Les constituants élémentaires de la matière.

Les interactions entre ces particules se produisent via quatre forces : la gravité, l'électromagnétisme, la force faible et la force forte. Le Modèle Standard des interactions forte, faible et électromagnétique est une théorie de champs quantiques relativistes qui décrit toutes les interactions connues des quarks et leptons. Ces

quatre forces ont des intensités et des portées très différentes. Toutes ces forces sont transmises par l'intermédiaire de médiateurs dits "bosons". Le photon est une particule sans masse qui transmet l'interaction électromagnétique et se couple à toutes les particules qui possèdent une charge électrique. L'interaction faible, responsable de certains types de désintégrations radioactives est transmise à l'aide de trois bosons vecteurs massifs : les bosons W^+ , W^- et Z^0 , ce qui limite sa portée à 10^{-18} m. Ils interagissent avec tous les fermions portant une charge faible. L'interaction forte lie les quarks entre eux à l'intérieur des hadrons. Elle est transmise par huit gluons sans masse et sa portée est limitée à 10^{-15} m. La force la plus observée quotidiennement par tout un chacun est la gravitation. C'est aussi la plus faible et ne joue présentement aucun rôle en physique des hautes énergies.

Le Modèle Standard est une théorie de jauge basée sur le groupe de jauge $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Le groupe de jauge $SU(3)$ décrit les interactions fortes de couleur entre les quarks, et le groupe de jauge $SU(2) \times U(1)$ décrit les interactions électrofaibles. Trois générations de quarks et de leptons ont été observées. La mesure de la largeur du boson Z ne permet pas l'existence d'une quatrième génération avec un neutrino sans masse ou léger ($< m_Z/2$), et conduit à la mesure directe du nombre de familles de neutrinos $N_\nu = 3,00 \pm 0,06$ [6] et l'ensemble des données de LEP à $N_\nu = 2,9841 \pm 0,0083$ [1]. Les principales mesures expérimentales d'observables du Modèle Standard [1] sont données tableau 1.2, montrant la précision atteinte et un accord remarquable avec la théorie.

De nombreuses extensions du Modèle Standard minimal ont été proposées, et il y a dans les données actuelles une indication de masse non nulle des neutrinos, ce qui requiert une nouvelle physique, au-delà de celle du Modèle Standard minimal. De nouveaux modèles, comme la supersymétrie ou d'autres complètement inattendus, pourraient être découverts avec la prochaine génération d'accélérateur de haute énergie.

Nous allons dans la suite nous attacher à montrer la compréhension que nous avons dans le cadre du Modèle Standard de la production des quarks lourds (b et c), de leur habillage en hadrons puis de leurs désintégrations.

1.2 Les couplages $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ et $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$

1.2.1 Les largeurs de désintégration $\Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f})$

L'annihilation d'une paire e^+e^- via un photon γ ou un boson Z^0 produit une paire de fermions $f\bar{f}$ (leptons ou quarks) plus éventuellement des gluons et des photons. La largeur de désintégration du Z^0 en fermions nous est donnée dans le cadre du Modèle Standard par :

$$\Gamma(Z \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F m_Z^3}{8\sqrt{2}\pi} (v_f^2 + a_f^2) f_{QED} f_{QCD}$$

où :

- G_F est la constante de Fermi de l'interaction faible ($G_F = 1,16639 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$),

	Mesure avec son Erreur Totale	Erreur Systématique	Fit Modèle Standard	Ecart
$\Delta\alpha_{\text{had}}(m_Z^2)$ [10]	$0,02761 \pm 0,00036$	0,00035	0,02774	-0,3
m_Z [GeV]	$91,1875 \pm 0,0021$	^(a) 0,0017	91,1874	0,0
Γ_Z [GeV]	$2,4952 \pm 0,0023$	^(a) 0,0013	2,4963	-0,5
σ_h^0 [nb]	$41,540 \pm 0,037$	^(b) 0,028	41,481	1,6
R_ℓ^0	$20,767 \pm 0,025$	^(b) 0,007	20,739	1,1
$A_{\text{FB}}^{0,\ell}$	$0,0171 \pm 0,0010$	^(b) 0,0003	0,0165	0,7
$\mathcal{A}_\ell$ (SLD)	$0,1513 \pm 0,0021$	0,0010	0,1483	1,5
$\mathcal{A}_\ell(P_\tau)$	$0,1465 \pm 0,0033$	0,0009	0,1483	-0,5
R_b^0	$0,21646 \pm 0,00065$	0,00056	0,21573	1,1
R_c^0	$0,1719 \pm 0,0031$	0,0028	0,1723	-0,1
$A_{\text{FB}}^{0,b}$	$0,0990 \pm 0,0017$	0,0010	0,1039	-2,9
$A_{\text{FB}}^{0,c}$	$0,0685 \pm 0,0034$	0,0019	0,0743	-1,7
$\mathcal{A}_b$	$0,922 \pm 0,020$	0,017	0,935	-0,6
$\mathcal{A}_c$	$0,670 \pm 0,026$	0,016	0,668	0,1
$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} (\langle Q_{\text{FB}} \rangle)$	$0,2324 \pm 0,0012$	0,0008	0,23136	0,9
m_t [GeV] ($p\bar{p}$ [6])	$174,3 \pm 5,1$	4,0	175,8	-0,3
m_W [GeV] ($p\bar{p}$ [11])	$80,454 \pm 0,060$	0,050	80,398	0,9
m_W [GeV] (LEP-2 [12])	$80,450 \pm 0,039$	0,030	80,398	1,3
$\sin^2 \theta_W$ (νN [13])	$0,2255 \pm 0,0021$	0,0010	0,2226	1,2

TAB. 1.2: Résumé des mesures incluses dans l'analyse combinée du Modèle Standard [1]. L'erreur totale portée dans la deuxième colonne inclut l'erreur systématique donnée dans la troisième colonne. Les résultats du Modèle Standard de la quatrième colonne et l'écart $((O^{\text{mes}} - O^{\text{fit}})/\sigma^{\text{mes}})$ dans la cinquième colonne sont obtenus par l'analyse du Modèle Standard comprenant toutes les données.

^(a)Seules les erreurs systématiques provenant de l'incertitude sur l'énergie du LEP sont indiquées.

^(b)Seules les erreurs systématiques communes sont indiquées.

- m_Z la masse du boson Z ($m_Z = 91,1875 \pm 0,0021$ GeV/c²), v_f et a_f sont les constantes de couplage vectoriel et axial des fermions et rendent compte du caractère V-A de l'interaction faible. Ils ont comme valeur dans le Modèle Standard :

$$\begin{aligned} v_f &= 2T_3^f - 4e_f \sin^2 \theta_W \\ a_f &= 2T_3^f \end{aligned}$$

où :

- T_3^f est la troisième composante de l'isospin faible (+1/2 pour la composante "up" d'un doublet de fermions et -1/2 pour sa composante "down"),
- e_f est la charge électrique du fermion f ,
- θ_W est l'angle de mélange électrofaible de Weinberg.
- f_{QED} représente le facteur de corrections QED dont le rayonnement de photons réels et l'échange de photons virtuels sont principalement responsables. Cette faible correction peut être exprimée par : $1 + 3\alpha e_f^2/4\pi$, α étant la constante de structure fine ($\alpha \sim 1/137$).
- f_{QCD} correspond aux corrections d'interactions fortes dans l'état final. Ce terme vaut 1 pour les leptons et en première approximation $3(1 + c_q \alpha_s(m_Z)/\pi + \dots)$ pour les quarks, avec $c_q \simeq 1$, α_s étant la constante de couplage de l'interaction forte ($\alpha_s(m_Z) = 0,118 \pm 0,002$). Ces corrections sont connues au premier ordre en α_s pour des quarks de masse non nulle et à l'approximation des masses nulles jusqu'au terme du troisième ordre en α_s . Ces corrections sont différentes pour le couplage vectoriel et axial, non seulement parce que la masse brise l'invariance chirale mais également du fait de la grande différence de masse qui existe entre les quarks b et t appartenant au même doublet.

La largeur partielle $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ subit des corrections QCD voisines de 4%, souffrant d'une incertitude relative de 2% [14]. L'intérêt de mesurer le rapport $R_b (= \Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(Z^0 \rightarrow q\bar{q}))$ plutôt que $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ apparaît une nouvelle fois puisque ces corrections sont supprimées d'un facteur 10 et l'incertitude relative sur R_b est de l'ordre de 10^{-3} .

Cette formule est obtenue dans l'approximation de fermions de masse nulle. En pratique les masses sont prises en compte, cependant seule la composante axiale de la largeur partielle pour le quark b est affectée et subit une décroissance de quelques pour mille.

A cette formule il est bien sûr nécessaire d'ajouter les corrections électrofaibles. En faisant intervenir des particules trop lourdes pour être produites directement, comme le quark top ou le boson de Higgs, elles augmentent l'intérêt de ces mesures. Leur calcul au premier ordre est suffisant pour la comparaison avec les données. Elles proviennent des corrections au propagateur du mélange $\gamma - Z$ et au vertex $Zq\bar{q}$ et sont bien connues. Elles dépendent donc de deux nouvelles grandeurs : la masse du top et la masse du Higgs. Si les connaissances sur la masse du top ont considérablement progressées durant cette période avec la mise en évidence du top en 1994, elle est aujourd'hui connue à 2,9 % ($m_t = 174,3 \pm 5,1$ GeV/c²), la masse

du Higgs reste inconnue. Cependant la dépendance avec la masse du Higgs est plus faible car logarithmique.

Les corrections du propagateur, souvent notées $\Delta\rho$, sont dites universelles car elles ne dépendent pas de l'état final et modifient donc les amplitudes de production de tous les fermions. La contribution dominante provient de l'effet du quark top, partenaire d'isospin du b . Une petite, négative, contribution du Higgs est également présente. $\Delta\rho$ peut être approximé par [15] :

$$\Delta\rho \simeq \frac{19}{13} \frac{\alpha}{\pi} \frac{m_t^2}{m_Z^2}$$

Dans une bonne première approximation, aucune de ces corrections précédemment discutées n'affecte R_b .

Dans le cadre du Modèle Standard les seules corrections de vertex importantes vont pour les mêmes raisons intervenir uniquement entre le quark t et le quark b (voir figure 1.1). Ici, ce quark t produit de manière virtuelle doit se désintégrer proportionnellement à l'élément de matrice $|V_{tq}|^2$ qui n'est non négligeable que pour le quark b appartenant au même doublet d'isospin que t ($|V_{tb}| \simeq 1$ tandis que $|V_{tq}| \leq 4\%$ si $q \neq b$).

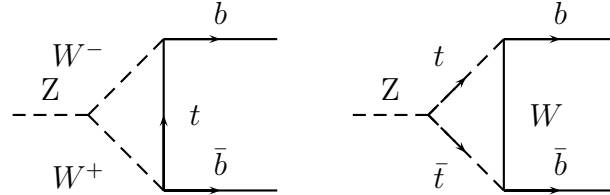


FIG. 1.1: Principaux diagrammes de corrections au vertex $Zb\bar{b}$

Ces corrections de vertex, notées ΔV , peuvent être approximées par [15] :

$$\Delta V \simeq -\frac{20}{13} \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{m_t^2}{m_Z^2} + \frac{13}{6} \text{Log} \frac{m_t^2}{m_Z^2} \right)$$

et ne dépendent pas de la masse du Higgs.

Il est à noter que :

- Dans une bonne première approximation toutes les corrections précédentes, à l'exception notable des corrections de vertex :
 - a) affectent toutes les largeurs $Z \rightarrow q\bar{q}$ de la même façon ($q = u, d, s, c, b$),
 - b) n'affectent pas les quantités $R_q = \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow q\bar{q})}{\Sigma \Gamma(Z^0 \rightarrow q\bar{q})}$ ($q = u, d, s, c, b$).
- Les corrections de vertex confèrent au couplage $Zb\bar{b}$ un intérêt particulier :

1. en réduisant la dépendance de $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})$ vis à vis de m_t : on note une suppression du terme en $\frac{m_t^2}{m_Z^2}$ par un facteur 1/19,
2. la quantité R_b dépendra donc essentiellement que de m_t^2 et est indépendante de m_{Higgs} qui n'est pas connue.

Si au début de ce travail m_t n'était pas connue et si R_b pouvait fournir une précieuse indication sur sa masse, aujourd'hui son rôle a évolué. m_t est suffisamment bien connue pour qu'une déviation de R_b vis à vis de la valeur attendue dans le cadre du Modèle Standard soit une mise en évidence d'une nouvelle physique.

1.2.2 Les asymétries avant-arrière de production

Une autre manière d'aborder les couplages $Z \rightarrow b\bar{b}$ et $Z \rightarrow c\bar{c}$ est la mesure de l'asymétrie avant-arrière de production des quarks lourds b et c . En effet, le boson Z ne pouvant se coupler, dans le Modèle Standard, qu'à une paire de fermion-antifermion de même chiralité, l'intensité des couplages gauche et droit induit une asymétrie angulaire de production des fermions.

La distribution de l'angle θ du fermion f sortant, par rapport à la direction de l'électron incident est donnée à l'ordre le plus bas par :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = 1 + \cos^2\theta + \frac{8}{3}A_{FB}\cos\theta$$

L'asymétrie avant-arrière est définie comme :

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}$$

où σ_F (σ_B) sont les sections efficaces dans les directions avant (arrière).

L'asymétrie au pôle du Z est donnée par la relation :

$$A_{FB}^{0,f} = \frac{3}{4}A_e A_f \text{ avec } A_f = 2\frac{a_f v_f}{a_f^2 + v_f^2}$$

L'asymétrie gauche-droite A_f mesure le degré de violation de la parité au couplage du Z . L'interférence des couplages axial et vectoriel qui intervient introduit une dépendance en $\sin^2\theta_W$.

L'introduction des corrections radiatives (de propagateurs) est réalisée par une redéfinition des paramètres du modèle. Il suffit de redéfinir $\sin^2\theta_W$ en $\sin^2\theta_W^{eff}$ pour conserver la définition de l'asymétrie.

L'asymétrie n'est pas sensible aux corrections de vertex contrairement aux largeurs. Sa variation avec la masse du top ou du Higgs ne dépend pas fondamentalement du type de fermions mis en jeu, mais simplement des différences de couplage au Z . La sensibilité de A_{FB} à $\sin^2\theta_W^{eff}$ sera donc plus importante pour les quarks de type "down" que pour ceux de type "up". Cette quantité sera donc très sensible à la masse du top ($0,006/50 \text{ GeV}/c^2$) et dans une moindre mesure à la masse du Higgs ($0,004/\text{Log}(m_{Higgs})$). Avec les mesures actuelles de la masse du top, l'obtention d'une bonne précision sur cette mesure est une des rares quantités qui permette de contraindre la masse du Higgs.

1.3 La matrice de Cabibbo Kobayashi Maskawa (V_{CKM})

Alors que le nombre baryonique caractérise les quarks, et prend la valeur $+1/3$ pour les quarks et $-1/3$ pour les antiquarks, et est conservé par l'interaction faible, leur saveur ne l'est pas. Ainsi les états qui sont couplés dans les processus d'interaction faible ne sont pas les états propres de masse, mais il y a un mélange. Les quarks de type "down" sont reliés aux états propres de masse de manière phénoménologique par la matrice introduite par Cabibbo Kobayashi Maskawa [16] :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Cette matrice, unitaire, de dimension 3×3 , a été introduite pour rendre compte de la violation de symétrie CP observée dans le système $K^0 - \bar{K}^0$, et a nécessité alors de postuler l'existence d'une troisième famille de quarks (t et b), confirmée par la suite.

Le module au carré $|V_{ij}|^2$ des éléments de cette matrice représente la probabilité de transition entre le quark i et le quark j . Dans le cadre du Modèle Standard cette matrice peut-être décrite à l'aide de quatre paramètres indépendants dont une phase.

Une paramétrisation de cette matrice a été proposée par L. Wolfenstein [17] qui a choisi comme paramètres λ , ρ et A ainsi que la phase η :

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

Cette paramétrisation traduit une hiérarchie entre les familles de quarks. Les deux premières sont couplées par un terme en $\lambda = \sin \theta_c \simeq 0,22$, la troisième étant plus faiblement couplée aux autres, fait intervenir un terme en λ^2 par rapport à la deuxième et en λ^3 par rapport à la première. A , ρ , η ont une valeur voisine de 1.

λ et A sont assez bien déterminés expérimentalement [6], puisque $\lambda = |V_{us}| = 0,2205 \pm 0,0018$ et $A = \frac{|V_{cb}|}{|V_{us}|^2} = 0,80 \pm 0,04$. Cependant $|V_{ub}|$ n'est pas connu à mieux que 30%, de même que $|V_{td}|$, ceci entraîne une incertitude assez importante sur la connaissance de ρ et η .

Cette matrice sera rediscutée dans le cadre de la compréhension de la violation de CP au chapitre 8.2.

1.4 La théorie effective des quarks lourds (HQET)

Nous entrons dans une aire de plus en plus excitante de la physique des mésons B , avec plusieurs accélérateurs à haute luminosité commençant à prendre des données et qui vont succéder à LEP, puis l'arrivée dans quelques années de LHC. Les mesures

fourniront des informations sur le couplage des quarks et la violation de CP. Pour faire le meilleur usage de ces résultats expérimentaux, il est important d’avoir des calculs théoriques fiables des amplitudes de désintégrations hadroniques en termes de paramètres fondamentaux dans le lagrangien du Modèle Standard. Dans ces dernières années, de tels calculs ont été réalisés en utilisant la théorie effective des quarks lourds (HQET) [18], qui est devenue un “outil” indispensable pour analyser les interactions entre hadrons lourds. Ce formalisme s’appuie sur la symétrie de saveur et de spin des quarks lourds, qui est exacte dans la limite de masse de quark infinie, et permet de calculer systématiquement les termes de corrections pour une masse de quark finie. Nous allons présenter ces nouvelles théories ou approches récemment développées et encore peu utilisées.

Les quarks légers u , d et s ont des masses m_q qui sont petites comparées à l’échelle de l’interaction forte non perturbative ($\Lambda_{QCD} \simeq 200$ MeV). Par conséquent prendre la limite de QCD quand la masse de ces quarks est nulle, est une bonne approximation. Dans cette limite QCD a une symétrie chirale $SU(3)_L \times SU(3)_R$, qui peut être utilisée pour prédire certaines propriétés des hadrons contenant ces quarks légers. Pour les quarks de masses m_Q qui sont grandes par rapport à l’échelle de l’interaction forte non perturbative, cette fois-ci, prendre la limite de QCD quand la masse de ces quarks est infinie est une bonne approximation. Dans cette limite QCD a une symétrie de saveurs de spin des quarks lourds qui a des implications importantes sur les propriétés des hadrons contenant un seul quark lourd.

Un état singulet de couleur, comme un méson constitué d’une paire quark-antiquark, est lié par des gluons non perturbatifs. Si les quarks sont légers, la dimension typique d’un tel système est de l’ordre de Λ_{QCD}^{-1} . Un méson ($Q\bar{q}$) contient un quark lourd avec une masse $m_Q \gg \Lambda_{QCD}$, et un quark léger avec une masse $m_q \ll \Lambda_{QCD}$. Un tel méson a également une dimension typique de l’ordre de Λ_{QCD}^{-1} , comme pour les mésons contenant seulement des quarks légers. Comme le moment de transfert typique entre le quark lourd et le quark léger, provenant de la dynamique de QCD non perturbative est de l’ordre de Λ_{QCD} , il en résulte que la vitesse du quark lourd est quasiment inchangée par les effets de l’interaction forte, et même si l’impulsion du quark lourd change par une quantité de l’ordre de Λ_{QCD} . Dans la limite $m_Q \rightarrow \infty$, le quark lourd est caractérisé par un quadri-vecteur vitesse qui ne change pas avec le temps. C’est à dire que la vitesse du quark est égale à celle du hadron et que celle-ci sera conservée dans les interactions QCD. Le quark lourd se comporte comme une source statique externe qui se transforme comme un triplet de couleur, et la dynamique du méson se réduit à celle des degrés de liberté légers accompagnant le quark lourd et interagissant avec cette source de couleur. On comprend alors l’analogie avec un atome d’hydrogène. Ainsi, de même que les propriétés des atomes sont déterminées par les degrés de liberté des électrons qui le composent, celles des hadrons sont fixées par le cortège de quarks légers et de gluons mous le constituant. Il s’en suit que la masse du quark lourd n’est pas pertinente dans la limite de masse infiniment grande et donc que tous les quarks lourds interagissent de la même façon à l’intérieur de ces mésons. Ceci conduit à une symétrie de saveur des quarks lourds : la dynamique est inchangée sous l’échange de saveurs de quarks lourds. Les corrections en $1/m_Q$ prennent en compte les effets de masse finie et

diffèrent selon la masse des quarks. Ainsi les effets de brisure de symétrie de saveur de quarks lourds sont proportionnels à $1/m_{Q_i} - 1/m_{Q_j}$, où Q_i et Q_j sont deux saveurs de quarks lourds. Une deuxième symétrie apparaît. La seule interaction forte d'un quark est avec les gluons, comme il n'y a pas d'interaction quark-quark dans le lagrangien. Dans la limite de masse infinie, le quark lourd statique ne peut interagir qu'avec des gluons via leur charge de couleur. Les effets de spin sont proportionnels à $1/m_Q$ et par conséquent n'ont aucune contribution dans la limite $m_Q \rightarrow \infty$. Cette interaction est donc indépendante de spin. Ceci conduit à la symétrie de spin des quarks lourds : la dynamique est inchangée sous des transformations arbitraires du spin du quark lourd.

Le lagrangien de QCD n'a pas une symétrie de saveur-spin de quark lourd évidente quand $m_Q \rightarrow \infty$. Il est plus pratique d'utiliser une théorie de champ effective pour QCD dans laquelle la symétrie de quark lourd est manifeste quand $m_Q \rightarrow \infty$. Cette théorie de champ effective est appelée théorie effective de quark lourd (HQET), et décrit la dynamique des hadrons contenant un seul quark lourd. C'est une description valide de la physique à des impulsions beaucoup plus petites que la masse du quark lourd. Cette théorie effective est construite de sorte que seuls des termes en puissance de $1/m_Q$ apparaissent dans le lagrangien effectif, en contraste avec le lagrangien de QCD qui a des puissances positives en m_Q . Les corrections en $1/m_Q$ et radiatives en α_s peuvent être systématiquement incorporées dans les calculs de HQET.

Le développement en produit d'opérateurs (OPE) [19] est ensuite inclus pour le traitement du domaine de l'interaction forte. Couplés avec un développement non relativiste qui prend en compte les effets de physique perturbative dans la forme d'une série en puissance de $1/m_Q$, ils constituent les deux ingrédients de base de la théorie de "développement des quarks lourds" (HQE) qui permet d'effectuer de nombreux calculs.

Ces symétries sont très puissantes, elles permettent de relier certaines quantités physiques apparemment indépendantes et de réaliser le calcul de nombreuses grandeurs. La symétrie de saveur et de spin des quarks lourds peut être utilisée à la classification des états, aux désintégrations et à la fragmentation. La théorie effective des quarks lourds (HQET), incluant les corrections radiatives et en $1/m_Q$, est appliquée à l'étude des masses, des facteurs de forme, et des taux de désintégrations inclusifs.

1.5 Hadronisation de la paire $q\bar{q}$

Entre la production initiale d'une paire de quarks par son couplage au Z^0 et l'observation de particules dans le détecteur de nombreux processus prennent place. Il est bien sûr indispensable de les comprendre au mieux afin de pouvoir à partir des leptons ou hadrons observés être capable de remonter aux caractéristiques initiales des quarks produits. Ainsi, pour un lepton issu de la désintégration d'un hadron lourd, son impulsion dépend de la dynamique de désintégration de ce hadron lourd et de sa vitesse initiale avant désintégration. Cette dernière dépend à son tour :

- de la manière dont l'énergie du quark lourd est dégradée par radiations de gluons pour conduire à l'énergie du quark lourd juste avant qu'il ne s'hadronise,
- de l'énergie du quark lourd au moment où il s'habille pour donner un hadron lourd. Cette étape est nommée fragmentation.

La théorie de l'interaction forte est utilisée pour décrire le comportement des quarks qui constituent les hadrons. Même si cette théorie est bien connue, dans la pratique, les gluons étant également soumis à cette interaction, les calculs deviennent vite rédhibitoires notamment dans la région non perturbative de QCD. On lui préfère donc des techniques de simulations numériques, basées sur la méthode de Monte Carlo, ou des modèles phénoménologiques [20].

Une première étape décrit la production de cascades de partons pour les deux quarks initiaux. Des calculs QCD perturbatifs peuvent être utilisés. Les amplitudes des différents états : $q\bar{q}$, $q\bar{q}g$, $q\bar{q}gg$, $q\bar{q}q'q'$... sont calculées. Ceci fournit une première approximation des paramètres des partons initiaux (q , $\bar{q}$, g). Ils peuvent ensuite être introduits comme états initiaux de la fragmentation afin de produire les hadrons.

Principalement deux approches sont utilisées pour appréhender ce phénomène [21]. L'énergie initiale est suffisamment grande pour que les quarks et les gluons soient considérés comme libres, autorisant ainsi un traitement perturbatif du phénomène.

- La méthode des éléments de matrice :

Elle consiste à faire un calcul perturbatif en α_s pour modéliser la production d'événements à n jets. (α_s est la constante de couplage effective de l'interaction forte, $\alpha_s(m_Z^2) = 0,118 \pm 0,002$). L'ordre 2 est utilisé pour les événements à trois jets. On élimine les divergences qui apparaissent dans ce type de calcul et qui proviennent de l'émission de gluons mous ou collinéaires à la direction du quark initial, en fixant une limite inférieure à la masse invariante de recombinaison des partons.

- La méthode des gerbes de partons :

La formation de la cascade est gouvernée par trois processus : $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow gg$, $g \rightarrow q\bar{q}$ pilotés par les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi [22] :

$$\frac{d(P_{i \rightarrow jk})}{dt} = \int \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{i \rightarrow jk}(z) dz$$

Celle ci donne la probabilité P de réaliser la transition $i \rightarrow jk$ pour une fraction d'énergie impulsion z emportée par le parton j (ou k). Dans cette équation Q^2 est le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse et $t = \text{Log} \frac{M_i^2}{\Lambda^2}$ un paramètre d'évolution où M_i est la masse du parton initial et Λ l'échelle de QCD. La cascade s'achève lorsque l'énergie des partons devient inférieure à une valeur minimale, typiquement 1 GeV.

Ces modèles sont confrontés aux données afin de les reproduire du mieux possible et évoluent donc au cours du temps. Suivant les analyses envisagées certains modèles sont alors privilégiés. Dans ALEPH, et en ce qui concerne l'étude des quarks lourds, le modèle de la gerbe de partons, appelé par le groupe de simulation JETSET 7.3 PS, est utilisé pour la simulation des événements [23].

La phase suivante, non perturbative, qui rend compte de l'hadronisation est encore moins bien connue. Des modèles phénoménologiques sont utilisés. Le modèle de fragmentation des cordes [24] est privilégié par ALEPH et le programme de Monte Carlo de Lund, JETSET [23] qui est utilisé pour la simulation, repose sur celui-ci.

On considère qu'il se forme un tube de flux de couleur entre deux ou trois partons, quarks ou gluons, qui s'éloignent les uns des autres. Ainsi les quarks présents en fin de cascade sont soumis à un potentiel de couleur, fonction linéaire de la distance entre deux quarks. Au fur et à mesure que la distance augmente, l'énergie potentielle accumulée sur la corde augmente jusqu'à une valeur limite. La corde se brise alors en produisant une nouvelle paire de quarks $q\bar{q}$. L'un des deux nouveaux quarks créés se combine avec l'un des précédents et le processus se poursuit tant qu'il reste suffisamment d'énergie. Une fois que l'énergie disponible n'est plus suffisante pour donner une nouvelle paire, les quarks alors produits s'habillent pour former les hadrons.

Différentes distributions de probabilité de cassure de la corde, ou fonction de fragmentation, ont été proposées. On distingue la fragmentation transverse et longitudinale.

1.5.1 Fragmentation transverse

La probabilité de production d'une nouvelle paire $q\bar{q}$ est décrite dans le modèle des cordes [24] par :

$$P_{q\bar{q}} = e^{(-\pi m^2/K)} e^{(-\pi P_\perp/K)}$$

où m est la masse de la paire de quarks (i.e du hadron) et $P_\perp$ son impulsion transverse par rapport à la direction de vol du quark primaire. K ($\simeq 1\text{GeV}/\text{fermi}$) est un paramètre qui représente la tension de la corde reliant les deux quarks. L'impulsion transverse du hadron formé est distribuée suivant une gaussienne dans ce modèle.

1.5.2 Fragmentation longitudinale

Il s'agit ici de décrire qu'elle est la fraction d'impulsion z du quark initial emportée par le hadron. Plusieurs paramétrisations sont employées dans le cadre des quarks lourds.

Fonction de Lund [24]

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} e^{-\frac{bm_H^2}{z}}$$

où m_H est la masse du hadron créé, a et b des paramètres libres et z est la fraction d'énergie-impulsion emportée par le hadron.

$$z = \frac{(E + P_\parallel)_{had}}{(E + P_\parallel)_{quark}}$$

Cette paramétrisation rend correctement compte de la fragmentation des saveurs légères mais conduit à un spectre trop énergétique pour les hadrons lourds. Pour ces analyses d'autres fonctions lui sont préférées.

Fonction de fragmentation de Peterson [25]

Celle-ci repose sur l'idée de Brodsky et al. [26], utilisant le modèle des partons, selon laquelle l'amplitude de désintégration pour la fragmentation d'un quark lourd Q est proportionnelle à l'inverse du transfert d'énergie $\Delta E = E_H + E_q - E_Q$ au cours du processus $Q \rightarrow H + q$ où $H = |Q\bar{q}\rangle$. Deux approximations sont alors considérées, d'une part que la masse du quark Q est suffisamment grande pour considérer $M_H = M_Q$ et d'autre part que l'impulsion p mise en jeu est très grande devant les masses présentes. Ainsi,

$$\Delta E \approx -\frac{M_Q^2}{2p}\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}\right)$$

avec $\epsilon_Q = \frac{m_q^2}{M_Q^2}$.

Ce qui conduit à la fonction de fragmentation suivante [25] :

$$f(z) = \frac{1}{z\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}\right)^2}$$

ϵ_Q est le seul paramètre libre de cette fonction et doit être déterminé expérimentalement pour chaque quark lourd Q . Par exemple, expérimentalement cette valeur est optimisée en mesurant la distribution de la variable $\langle x_H \rangle = 2E_H/\sqrt{s}$ qui est la quantité d'énergie emmenée par le hadron $H = |Q\bar{q}\rangle$ par rapport à l'énergie du faisceau.

Fonction de fragmentation de Kartvelishvili [27]

Comme alternative à la fonction de Peterson cette fonction est parfois utilisée. Ici, la paramétrisation est fondée sur le principe de réciprocité, selon lequel la fonction de structure du quark dans le hadron est égale à sa fonction de fragmentation en hadron dans la limite $z \rightarrow 1$ [27]. Cet argument est fondé sur la hiérarchie de masse dans les hadrons lourds. La fonction s'écrit :

$$f(z) = z^{\alpha_q}(1-z)$$

où α_q est un paramètre libre de la fonction qu'il faut également ajusté aux données.

Maintenant que les hadrons sont formés, ils peuvent se désintégrer. Auparavant, nous allons néanmoins introduire la notion de mélange des mésons neutres qui est importante pour les mésons B^0 - $\bar{B}^0$.

1.6 Le Mélange B^0 - $\bar{B}^0$

Dans le Modèle Standard les oscillations particule/anti-particule se produisent via un processus d'interaction faible du 2^{ème} ordre (diagramme en boîte, figure 1.2) avec une boucle de bosons W et de quarks de type “up”. Ils sont dominés par l'échange de quarks top dans le cas des mésons B en raison du fait que les quarks b et t appartiennent au même doublet d'isospin faible. Ce processus sera donc de grande intensité dans le cas des mésons B^0 puisqu'il est proportionnel à m_t^2 . Il est d'ailleurs à noter que l'observation des oscillations B^0 - $\bar{B}^0$ par UA1 en 1987 [28] et B_d^0 - $\bar{B}_d^0$ par ARGUS la même année [29] a été une des premières évidences expérimentales indirectes de l'existence du quark top et avait permis de mettre une limite $m_t > 50$ GeV/c² @ 90 % C.L. [30].

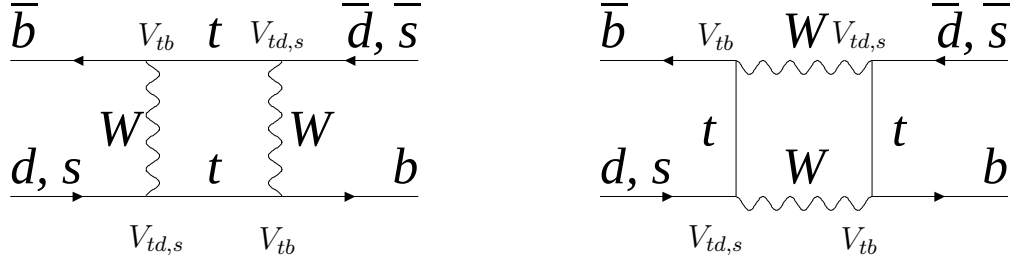


FIG. 1.2: Diagramme de Feynman d'oscillations B^0 - $\bar{B}^0$

1.6.1 Principe des oscillations dans le système B^0 - $\bar{B}^0$

Comme les quarks ne sont pas des états propres de l'interaction faible par courant chargé, il est possible d'observer des transitions d'un hadron à un autre par interaction faible lors de leur désintégration. Toutefois certaines règles élémentaires doivent être respectées lors de ces transitions. Ainsi la conservation de la charge interdit aux mésons chargés toute oscillation et la conservation de l'énergie oblige les mésons neutres à transiter dans un même état de masse et donc en leur antiparticule uniquement. En mécanique quantique l'évolution temporelle du système $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$, incluant ses désintégrations, est donnée par un vecteur Ψ dans l'espace de Hilbert et l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi = H \Psi$$

Si on se limite à $\Psi(t) = a(t)|B_q^0\rangle + b(t)|\bar{B}_q^0\rangle$ et à des temps bien plus grands que l'échelle typique de l'interaction forte, H est donné par la forme générale :

$$H = M - \frac{i\Gamma}{2} = \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i\Gamma_{11}}{2} & M_{12} - \frac{i\Gamma_{12}}{2} \\ M_{21} - \frac{i\Gamma_{21}}{2} & M_{22} - \frac{i\Gamma_{22}}{2} \end{pmatrix}$$

Comme M et Γ sont hermitiques $M_{21} = M_{12}^*$ et $\Gamma_{21} = \Gamma_{12}^*$. Par invariance CPT on a $M_{11} = M_{22} = M$ et $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$. De plus, si on suppose CP conservée on a $\mathcal{I}m(M_{12}) = 0 = \mathcal{I}m(\Gamma_{12})$. H devient donc :

$$H = \begin{pmatrix} M - \frac{i\Gamma}{2} & M_{12} - \frac{i\Gamma_{12}}{2} \\ M_{12} - \frac{i\Gamma_{12}}{2} & M - \frac{i\Gamma}{2} \end{pmatrix}$$

On a ici négligé la violation de CP ce qui implique que tous les paramètres de masse et de largeur sont réels. Les états propres de masse de H sont les états propres de l'interaction faible.

Les états propres de masse peuvent être écrits :

$$\begin{aligned} |B_1\rangle &= p_1|B^0\rangle + q_1|\bar{B}^0\rangle \\ |B_2\rangle &= p_2|B^0\rangle - q_2|\bar{B}^0\rangle \end{aligned}$$

Par invariance CPT $p_1 = p_2 = p$ et $q_1 = q_2 = q$ avec

$$\left(\frac{q}{p}\right)^2 = \frac{M_{12}^* - \frac{i\Gamma_{12}^*}{2}}{M_{12} - \frac{i\Gamma_{12}}{2}}$$

Dans la limite de l'invariance de CP, les deux états propres de masse sont également états propres de CP. Si nous prenons $\frac{q}{p} = +1$ (CP $|B^0\rangle = -|\bar{B}^0\rangle$, CP $|\bar{B}^0\rangle = -|B^0\rangle$) les masses de ces états sont : $M_1 = M - M_{12}$ et $M_2 = M + M_{12}$ et les largeurs $\Gamma_1 = \Gamma - \Gamma_{12}$ et $\Gamma_2 = \Gamma + \Gamma_{12}$. Notons $\Delta M = M_2 - M_1$ et $\Delta\Gamma = \Gamma_1 - \Gamma_2$; ils caractérisent le mélange. Ainsi, dans le système des mésons K, ΔM et $\Delta\Gamma$ sont positifs, pour le système des mésons B^0 , $\Delta\Gamma$ ($\propto m_b^2$) $\ll \Delta M$ ($\propto m_t^2$) et $\Delta\Gamma \ll \Gamma$. $\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma}$ est trop faible dans le système des B_d^0 pour pouvoir être observé. L'évolution temporelle dans le système des B peut ainsi être décrite simplement :

$$\begin{aligned} P_{B_q^0 \rightarrow \bar{B}_q^0}(t) &= \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} [1 + \cos(\Delta m_q t)] \\ P_{\bar{B}_q^0 \rightarrow B_q^0}(t) &= \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} [1 - \cos(\Delta m_q t)] \end{aligned}$$

Il est également intéressant de définir la probabilité d'oscillation χ_q d'un méson B_q^0 indépendamment du temps. Elle est donnée par :

$$\begin{aligned} \chi_q &= \int \mathcal{P}_{B_q^0 \rightarrow \bar{B}_q^0}(t) dt = \frac{1}{2} \frac{x_q^2}{1 + x_q^2} \text{ (avec } x_q = \Delta m_q \tau_q \text{), soit :} \\ \chi_q &= \frac{1}{2} \frac{\Delta m^2 + (\Delta\Gamma/2)^2}{\Delta m^2 + \Gamma^2}. \end{aligned}$$

A LEP, c'est le mélange inclusif, χ , qui est mesuré et qui est utile pour corriger l'asymétrie obtenue à l'aide des leptons.

$$\chi = f_d \chi_d + f_s \chi_s$$

f_d et f_s sont les proportions relatives de mésons B_d^0 et B_s^0 produits à LEP. On a la contrainte $f_d + f_s + f_u + f_{b\text{-baryon}} + f_c = 1$. Les mésons B_d^0 et B_u^+ sont supposés être produits en même quantité ($f_d = f_u$), et les mésons B_c^+ en quantité négligeable ($f_c=0$). A partir d'un ensemble de mesures on peut déterminer [31] :

$$\begin{aligned} f_s &= 0,098 \pm 0,012 \\ f_{b\text{-baryon}} &= 0,103 \pm 0,018 \\ f_d = f_u &= 0,399 \pm 0,011 \end{aligned}$$

1.6.2 Oscillations et Modèle Standard

Dans le cadre du Modèle Standard, le passage du méson $B^0\text{-}\overline{B}^0$ n'est possible que par un processus faible du deuxième ordre décrit par deux diagrammes de Feynman (voir figure 1.2). Le calcul de ces diagrammes permet de calculer Δm_q :

$$\Delta m_q = \underbrace{|V_{tb}^* V_{tq}|^2 \frac{G_F^2}{6\pi^2} m_{B_q} m_t^2 F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right)}_{\text{calcul du diagramme}} \underbrace{\eta_{\text{QCD}} B_{B_q} f_{B_q}^2}_{\text{corrections}}$$

- $F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right)$ est une fonction dynamique connue [32].
- η_{QCD} est un terme de correction QCD à courte distance provenant du réhabillage des quarks avec des gluons intervenant sur les propagateurs internes. $\eta_{\text{QCD}} \simeq 0,55$ [33].
- $B_{B_q} f_{B_q}^2$ tient compte des corrections QCD à longue distance qui consistent à réhabiller les quarks des pattes externes du diagramme avec des gluons pouvant avoir une impulsion faible. Nous sommes en plein domaine non perturbatif et ce terme est mal connu. Ces corrections sont estimées à l'aide du modèle d'insertion du vide. L'état initial est alors totalement déconnecté de l'état final. On définit ainsi deux termes correctifs. B_{B_q} , souvent appelé "facteur de sac" ($B_{B_d} = B_{B_s} = B_{B_q} \simeq 1,3 \pm 0,1$ [34]) coefficient phénoménologique qui rend compte de l'écart au modèle de l'insertion du vide. Le coefficient f_{B_q} est la constante de désintégration du méson B_q . Elle est définie par $\langle 0 | \bar{q} \gamma^\mu \gamma_5 Q(0) | P(p) \rangle = i f_{B_q} P^\mu$ et a la dimension d'une masse ($f_{B_q} \simeq 175 \pm 25$ MeV [34]). Il donne l'ordre de grandeur de l'attraction entre les quarks constituant le méson B^0 . Ces coefficients sont estimés à partir de règles de somme de QCD, de HQET et de calculs sur réseaux. Le produit des deux, $f_{B_d} \sqrt{B_{B_d}} = 200 \pm 40$ MeV est souvent utilisé [35].

La formule suivante peut ainsi être employée [35] :

$$|V_{td}| = 8,8 \cdot 10^{-3} \left[\frac{200 \text{ MeV}}{\sqrt{B_{B_d}} f_{B_d}} \right] \left[\frac{170 \text{ GeV}}{\bar{m}_t(m_t)} \right]^{0,76} \left[\frac{\Delta m_d}{0,50/\text{ps}} \right]^{0,5} \sqrt{\frac{0,55}{\eta_{\text{QCD}}}}.$$

Δm_d a été bien mesuré à LEP, ainsi qu'à CDF à partir d'analyses des oscillations dépendantes du temps. La moyenne de ces mesures est $\Delta m_d = 0,486 \pm 0,015 \text{ ps}^{-1}$ [31]. De leur côté, ARGUS et CLEO ont mesuré la probabilité de mélange intégrée sur le temps $\chi_d = 0,182 \pm 0,015$. Ces mesures peuvent être combinées et conduisent aux moyennes mondiales [31] : $\Delta m_d = 0,487 \pm 0,014 \text{ ps}^{-1}$ et $\chi_d = 0,181 \pm 0,007$.

En ce qui concerne Δm_s même si on semble très proche d'une mesure, seulement une limite existe à l'heure actuelle. La combinaison de ces limites [31] est $\Delta m_s > 15,0 \text{ ps}^{-1}$ @ 95% C.L., alors que la sensibilité des mesures est de $18,1 \text{ ps}^{-1}$ (voir figure 1.3). Cette limite correspond à une borne sur $x_s > 21,3$ @ 95% C.L. qui peut être interprétée comme $\chi_s > 0,49890$ @ 95% C.L..

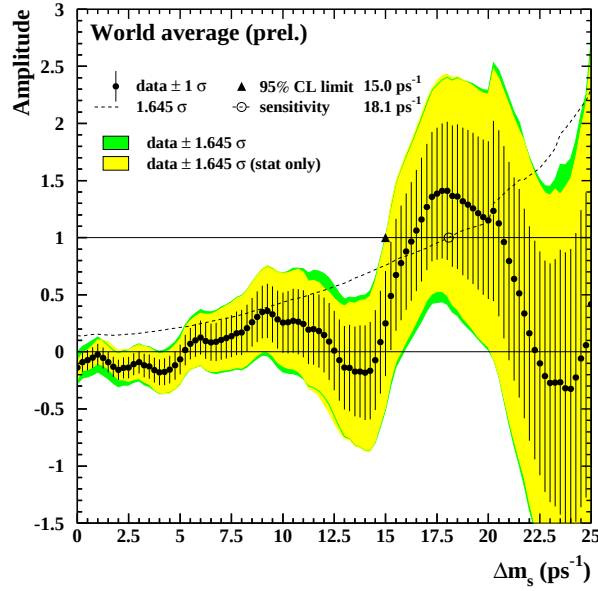


FIG. 1.3: Amplitude d'oscillation B_s^0 combinée en fonction de Δm_s .

De grandes incertitudes sur f_{B_q} et B_{B_q} empêchent une extraction précise de $|V_{tq}|$. Cependant la symétrie spin saveur des quarks lourds fournit de précieuses indications et la plupart de ces incertitudes s'annulent dans le rapport :

$$\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d} = \frac{m_{B_s}}{m_{B_d}} \xi^2 \left| \frac{V_{ts}}{V_{td}} \right|^2, \quad \xi^2 = \frac{\eta_{B_s} B_{B_s} f_{B_s}^2}{\eta_{B_d} B_{B_d} f_{B_d}^2}$$

Le rapport des corrections hadroniques, ξ , peut être estimé avec une précision bien meilleure que celle obtenue sur chacun des termes. Ce rapport vaut en effet 1 au premier ordre avec une correction donnée par la brisure de $SU(3)_{\text{saveur}}$. Les estimations théoriques, basées sur des calculs sur réseau et des règles de somme QCD, conduisent à une valeur $\xi = 1,15 \pm 0,05$ [34].

Ceci permet d'obtenir des contraintes sur la matrice CKM :

$$\begin{aligned} |V_{td}| &= 0,0084 \pm 0,0016 \\ \left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right| &< 0,23 \text{ (@95\% C.L.)} \end{aligned}$$

1.7 Désintégrations des hadrons lourds

Après que les quarks b se soient fragmentés en hadrons beaux, ceux-ci vont se désintégrer avec une durée de vie $\langle \tau_b \rangle = 1,564 \pm 0,014$ ps. Ce ne sont que leurs produits, parfois après une longue chaîne de désintégrations, que nous observons dans nos détecteurs. Des modèles sont là encore nécessaires pour décrire ces désintégrations. Différents diagrammes peuvent être distingués. Ils interviennent avec des largeurs relatives d'intensité variable selon le type de processus considéré.

1.7.1 Les différents diagrammes de désintégration

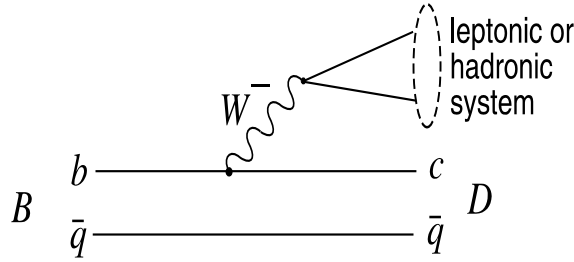


FIG. 1.4: Diagramme spectateur

Dans le modèle des quarks spectateurs, le quark lourd se désintègre faiblement, sans interagir avec les autres quarks présents dans le hadron. Lors du calcul de la largeur de désintégration des hadrons lourds, il convient néanmoins de prendre en compte les corrections QCD. Elles portent sur les émissions de gluons par effet Bremsstrahlung et sur les échanges de gluons virtuels entre les quarks initial et final. L'effet principal de ces corrections est d'augmenter la largeur de désintégration non leptonique et de diminuer celle semileptonique. Ce diagramme 1.4 domine l'ensemble des désintégrations des hadrons lourds. Il en résulte que les largeurs de désintégrations associées à la désintégration du boson chargé W auront les mêmes amplitudes pour tous les hadrons beaux. Par conséquent les mésons neutres et chargés devraient avoir le même temps de vie. Comme dans le cas des hadrons charmés, d'autres effets, dits non spectateurs, interviennent et permettent d'expliquer les différences de temps de vie et la hiérarchie observée : $\tau_{\Lambda_b} < \tau_{B_d^0} \simeq \tau_{B_s^0} < \tau_{B^-}$

- Le diagramme spectateur interne (figure 1.5) :

L'état final est ici uniquement composé de hadrons. Les quarks issus du W s'associent l'un avec le quark issu de la désintégration du quark lourd, l'autre

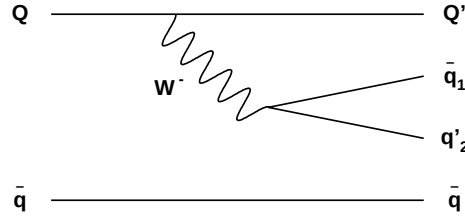


FIG. 1.5: Diagramme spectateur interne

avec le quark spectateur. Ce diagramme est supprimé de couleur car les couleurs de $\bar{q}_1$ et q'_2 sont contraintes par celles de Q' et $\bar{q}$. Dans le cas du B^- les deux diagrammes précédents (figure 1.6) peuvent conduire au même état final. Pris ensemble, ils vont produire des interférences de Pauli qui seront destructives. Dans le cas du B^0 les états finals sont distinguables. Par conséquent le temps de vie du B^- sera supérieur à celui du B^0 .

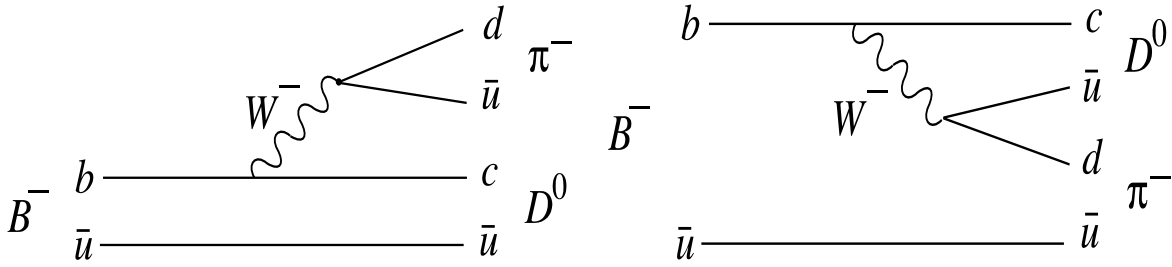


FIG. 1.6: Diagrammes spectateurs interne et externe

- Il existe aussi des diagrammes d'annihilation (figure 1.7 (a)). Ils n'interviennent que pour des mésons B chargés. Sa largeur est proportionnelle à l'élément de matrice CKM $|V_{bq}|^2$. Pour les mésons B_u , $|V_{bu}|^2$ étant très petit ce diagramme sera négligeable. Il sera seulement important pour les mésons B_c découverts par CDF en 1998 [36].

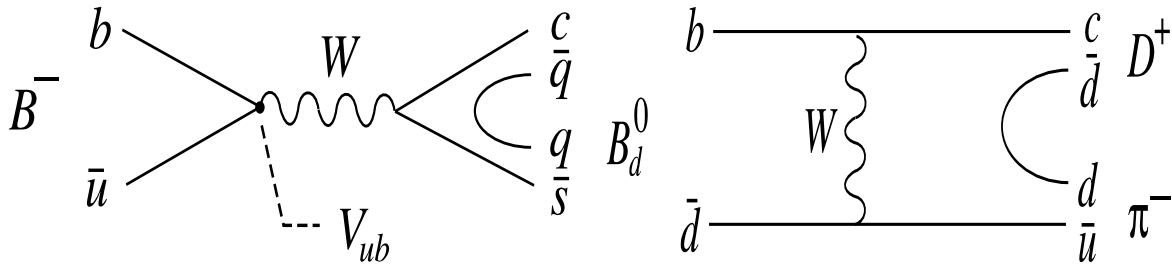


FIG. 1.7: Diagrammes d'annihilation et d'échange

- Le diagramme d'échange (figure 1.7 (b)) intervient lui uniquement pour les mésons neutres. Il est supprimé par la conservation de l'hélicité dans le cas des mésons pseudo-scalaires. Sa contribution sera donc faible. Ce n'est pas le cas pour les baryons (figure 1.8) ainsi le Λ_b aura un temps de vie plus court.

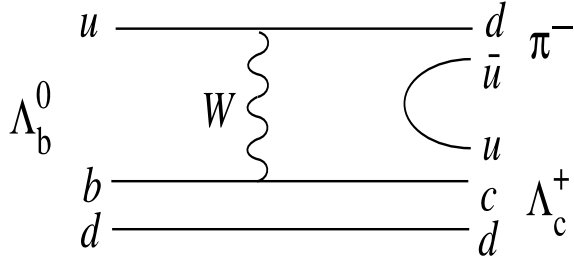


FIG. 1.8: Diagramme d'échange

Dans la théorie d'expansion des quarks lourds (HQE), une approche théorique basée sur QCD et où les taux de désintégrations d'un hadron beau sont exprimés par un développement en série en puissance de $1/m_b$, la différence de temps de vie entre baryons et mésons dépend de termes d'ordre $1/m_b^2$ et supérieur, tandis que le temps de vie des différents mésons B dépend de termes en $1/m_b^3$. La hiérarchie attendue pour les différentes espèces de hadrons beaux est la suivante : $\tau_{\Lambda_b} < \tau_{B_d^0} \simeq \tau_{B_s^0} < \tau_{B^-}$ (conforme à celle observée) mais il semble que les corrections en $\mathcal{O}(1/m_b^3)$ peuvent être large dans le rapport $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ sans hypothèse sur les modèles [37]. Les mesures expérimentales des largeurs des hadrons beaux sont données dans le tableau 1.3 [38].

$\tau(B_d^0)$	$1,562 \pm 0,029$ ps			
$\tau(B^+)$	$1,656 \pm 0,025$ ps	$\frac{\tau(B^+)}{\tau(B_d^0)}$	$1,065 \pm 0,023$	1,0 - 1,1
$\tau(B_s^0)$	$1,464 \pm 0,057$ ps	$\frac{\tau(B_s^0)}{\tau(B_d^0)}$	$0,937 \pm 0,040$	0,99 - 1,01
$\tau(\Lambda_b^0)$	$1,229^{+0,081}_{-0,079}$ ps	$\frac{\tau(\Lambda_b^0)}{\tau(B_d^0)}$	$0,787 \pm 0,028$	0,9 - 1
$\tau(\Xi_b)$	$1,39^{+0,34}_{-0,28}$ ps			
$\tau(b - \text{baryon})$	$1,208^{+0,051}_{-0,050}$ ps	$\frac{\tau(b - \text{baryon})}{\tau(B_d^0)}$	$0,773 \pm 0,036$	0,9 - 1
τ_b	$1,564 \pm 0,014$ ps			

TAB. 1.3: Temps de vie des hadrons beaux [38] et leur rapport. L'intervalle des prédictions théoriques est donné dans la dernière colonne.

1.7.2 Les désintégrations semileptoniques

Nous allons décrire de manière succincte les désintégrations semileptoniques des hadrons lourds qui ont un rôle privilégié tout au long de notre travail, et plus spécifiquement des mésons beaux qui dominent largement le spectre.

La cinématique est simple. Elle procède par un mécanisme à deux étapes :

1. $B \rightarrow W + X$ décrit par la masse $\sqrt{q^2}$ du boson W et les angles de production dans le centre de masse du B ,
2. $W \rightarrow \ell + \bar{\nu}_\ell$ qui dépend de la masse $\sqrt{q^2}$ du boson W et de son hélicité.

Ces deux quantités sont donc nécessaires pour prédire complètement le spectre d'énergie des leptons issus des désintégrations semileptoniques des hadrons lourds. Si les désintégrations semileptoniques sont théoriquement “simples”, ou du moins en principe, puisque l'élément de matrice correspondant peut être écrit comme le produit de deux termes :

- un courant leptonique, qui est connu précisément,
- et un courant hadronique, qui peut être paramétrisé en terme de facteur de forme.

Les interactions fortes sont assez importantes dans ces désintégrations mais elles peuvent être calculées de manière théorique détaillée et peuvent être testées expérimentalement.

Deux catégories de modèles dominent :

Une approche inclusive, au niveau des quarks, basée sur le modèle des quarks spectateurs [39]. Ce modèle est applicable à tous les hadrons beaux, y compris les baryons. Il a été amélioré par Altarelli et al. [40] pour prendre en compte l'émission de gluons et le mouvement de Fermi des quarks à l'intérieur du hadron B , en considérant un traitement perturbatif des interactions fortes. Ce modèle, noté ACCMM, comporte deux paramètres libres qui peuvent être ajustés sur les données de CLEO et d'ARGUS. Il est couramment employé à LEP.

Un tel formalisme, bien que simple, décrit assez bien le spectre de leptons observé. Cependant les désintégrations semileptoniques du méson B sont dominées par les désintégrations exclusives $B \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell D^*$ et $B \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell D$. Les contributions restantes proviennent essentiellement de la désintégration $B \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell D^{**}$.

Des formalismes ont donc été développés pour décrire de manière plus précise ces désintégrations exclusives. Ils sont en principe mieux appropriés pour prendre en compte les effets de spins. Ils utilisent les “outils” de physique hadronique (relativiste ou non) et le formalisme des facteurs de forme pour estimer le courant hadronique qui est difficilement calculable car il fait intervenir dans le cadre de QCD des développements non perturbatifs.

Dans ces modèles, le comportement des quarks à l'intérieur du hadron est décrit par leur fonction d'onde. A partir de celle-ci on calcule explicitement les facteurs de forme des différents états spectroscopiques des hadrons produits lors de la désintégration ce qui permet d'estimer les amplitudes individuelles des transitions correspondantes.

Plusieurs modèles ont été proposés. Une présentation plus approfondie peut être trouvée référence [41]. Parmi ces modèles nous pouvons citer les modèles de Korner-Schuller [42] et de Bauer et al. [43] établis dans un cadre relativiste, ainsi que le modèle d'Isgur et al. [44], noté ISGW, qui a l'avantage d'inclure la production de D^{**} .

L'idée principale de ce modèle est de faire une correspondance entre les facteurs de forme invariants des mésons et ceux qui peuvent être calculés en utilisant le modèle des quarks pour des mésons. Cette correspondance est faite à transfert maxi-

mum et tous les calculs sont effectués dans une limite non relativiste. Les fonctions d’ondes sont apparentées à des fonctions d’ondes de Schrödinger correspondant à un potentiel linéaire. La dépendance en q^2 des facteurs de forme est décrite par une fonction exponentielle.

Une des hypothèses principales de ce modèle est que l’état hadronique final ne comporte que des résonances (un méson unique). Ce modèle prévoit les taux de production des états $D(1870)$, $D^*(2020)$ et $D^{**}(2420)$ de 27%, 60% et 13%. Cependant la collaboration CLEO a estimé, à partir des spectres d’impulsion des leptons issus des désintégrations semileptoniques des mésons beaux, une proportion de D^{**} beaucoup plus élevée. Une variante de ce modèle, appelée ISGW**, a été introduite dans laquelle la fraction de D^{**} est un paramètre libre, ce qui conduit en l’ajustant aux données à la mesure d’un taux de D^{**} de $(32 \pm 5)\%$ [45].

La symétrie de saveur et de spin de la théorie effective des quarks lourds peut être utilisée pour obtenir des relations entre les facteurs de forme. Elle permet de tous les écrire en fonction d’une grandeur unique, notée usuellement $\xi(w)$ et appelée fonction d’Isgur-Wyse. Cette fonction est indépendante des masses des quarks charmés et beaux. La symétrie de saveur des quarks lourds implique que $\xi(1)=1$. w est le produit scalaire des quadri-vitesses du méson initial et du méson final :

$$w = \frac{m_B^2 + m_{D^{(*)}}^2 - q^2}{2m_B m_{D^{(*)}}}.$$

Des modèles plus récents ont également été proposés pour traiter la contribution importante d’états orbitalement excités [46].

La plupart de ces modèles ont davantage été développés pour les transitions $b \rightarrow c$ qui sont dominantes. Néanmoins ils peuvent également s’appliquer aux transitions $b \rightarrow u$. Cependant, la différence de masse importante entre le quark b et le quark u , et la variété plus importante d’états finals possibles, pouvant de plus comporter plusieurs mésons, rendent la validité des prédictions plus questionnable. D’ailleurs si les différentes approches fournissent des résultats proches les uns des autres pour les transitions $b \rightarrow c$, ce n’est plus le cas pour les transitions $b \rightarrow u$. Des modèles hybrides ont d’ailleurs été proposés afin de combiner les avantages d’une approche inclusive pour décrire le continuum et d’une approche exclusive pour décrire les résonances présentes par Ramirez et al. [47]. Une présentation des modèles axés sur les transitions $b \rightarrow u$ peut être trouvée dans la référence [48].

HQET et le développement en produits d’opérateurs (OPE) permettent également de traiter les désintégrations semileptoniques inclusives avec plus de rigueur. Il a été montré qu’on peut traiter de manière exacte la désintégration inclusive d’un hadron lourd comme celle d’un quark lourd libre, dans la limite $m_b \rightarrow \infty$ [49]. L’approche du modèle ACCMM est compatible avec QCD mais révèle certaines limites notamment pour les transitions $b \rightarrow u$. Dickman, Shifman et Uraltsev [50] ont proposé une approche plus rigoureuse du point de vue de QCD et ont apporté des modifications au niveau de la partie perturbative qui concerne plus particulièrement la région de faible énergie du spectre de leptons. L’impulsion de Fermi P_f est remplacée par un paramètre μ_π^2 qui a une réelle signification physique vis à vis de QCD et qui représente l’opérateur d’énergie cinétique du quark b .

Deuxième partie

Le LEP et ALEPH

Introduction

Cette partie est dédiée aux principaux “outils” qui nous ont permis d’effectuer nos analyses.

Il s’agit bien sûr en premier lieu de l’accélérateur LEP. De 1989 à 2000, il délivra ses faisceaux toujours avec la même régularité. Ses performances n’ont cessé de croître au fil du temps, luminosité et énergie de plus en plus élevées. Les périodes de “machine développement”, toujours frustrante pour le physicien, ont certainement dû bien servir. Tout ce qu’on peut souhaiter c’est rencontrer de nombreux accélérateurs comme celui-là et qu’en particulier LHC fonctionnera aussi bien.

On pourrait dire la même chose pour le détecteur ALEPH. Les collisions ne servent à rien si on ne peut pas les détecter. L’efficacité moyenne d’acquisition, voisine de 95 % tout au long de ces années, suffit à le qualifier. Toujours aussi performant, il n’a pas vieilli et pourrait fonctionner encore longtemps, outil idéal, fiable et parfaitement adapté à la physique étudiée.

Un des points forts d’ALEPH est sa bonne identification de leptons et en particulier d’électrons grâce à son calorimètre électromagnétique qui combine une grande couverture angulaire et une bonne granularité. Nous usèrent beaucoup des leptons, moyen relativement “simples” d’étiqueter les particules les plus lourdes produites que ce soient les saveurs lourdes à LEP I ou les bosons W à LEP II. Leur maîtrise nous permit de réaliser de nombreuses analyses.

Tous trois méritent bien une petite présentation afin de mieux appréhender nos travaux.

Chapitre 2

Le LEP

2.1 L'accélérateur

Le LEP (Large Electron Positron collider) est un collisionneur électron positron. Avec ses 26,658 km de circonférence, il constitue le plus grand accélérateur au monde. Il est situé près de Genève au CERN, où il est enterré à une profondeur variant de 50 à 150 mètres sous le territoire franco-suisse, voir figure 2.1. L'anneau est constitué de huit alternances (appelées octants) de segment droit et d'arc de cercle. Les faisceaux d'électrons et de positrons circulent en sens inverse dans le tube à vide et se rencontrent toutes les 22,5 μ s. Les collisions ont lieu dans les sections droites, en quatre points où sont installés les détecteurs : ALEPH (Apparatus for LEp PHysics), DELPHI (DEtector with Lepton Photon and Hadron Identification), L3 (Lep proposal 3) et OPAL (Omni Purpose Apparatus for Lep). Ces acronymes désignent également les collaborations ayant construites et exploitant les détecteurs correspondants.

Ces faisceaux sont fournis par une chaîne interconnectant tous les accélérateurs du CERN et permettant d'accumuler les particules puis d'augmenter progressivement leur énergie. Le système d'accélérateur utilisé est représenté figure 2.2.

La chaîne d'injection du LEP commence avec un accélérateur linéaire (LINAC) qui constitue le LIL (LEP Injector Linac) et qui fonctionne en deux étapes. Dans un premier accélérateur linéaire LIL1, les électrons sont d'abord accélérés jusqu'à 200 MeV et une partie de ces électrons est envoyée, à un courant très intense de 2,5 A, contre une cible de tungstène pour produire les positrons. A l'aide d'un deuxième accélérateur linéaire LIL2, électrons et positrons sont accélérés jusqu'à 600 MeV. Ils sont ensuite transmis à un petit anneau de stockage EPA (Electron Positron Accumulator) de 0,12 km de circonférence où ils sont séparés en faisceaux et accumulés jusqu'à ce que l'intensité du faisceau atteigne $\sim 10^{10}$ particules. Ils sont maintenus à l'énergie de 600 MeV tout en réduisant la taille des faisceaux. Ces éléments constituent le LPI (LEP Pre-Injector). De là, ils sont injectés dans le PS (Proton Synchrotron) qui les accélèrent jusqu'à 3,5 GeV, puis transférés dans le SPS où ils atteignent une énergie de 20 GeV (cette énergie a été portée à 22 GeV à partir de 1997) avant d'être finalement injectés, à un courant de l'ordre de quelques milli Ampères, dans le LEP qui leur fournit l'accélération finale jusqu'à l'énergie de

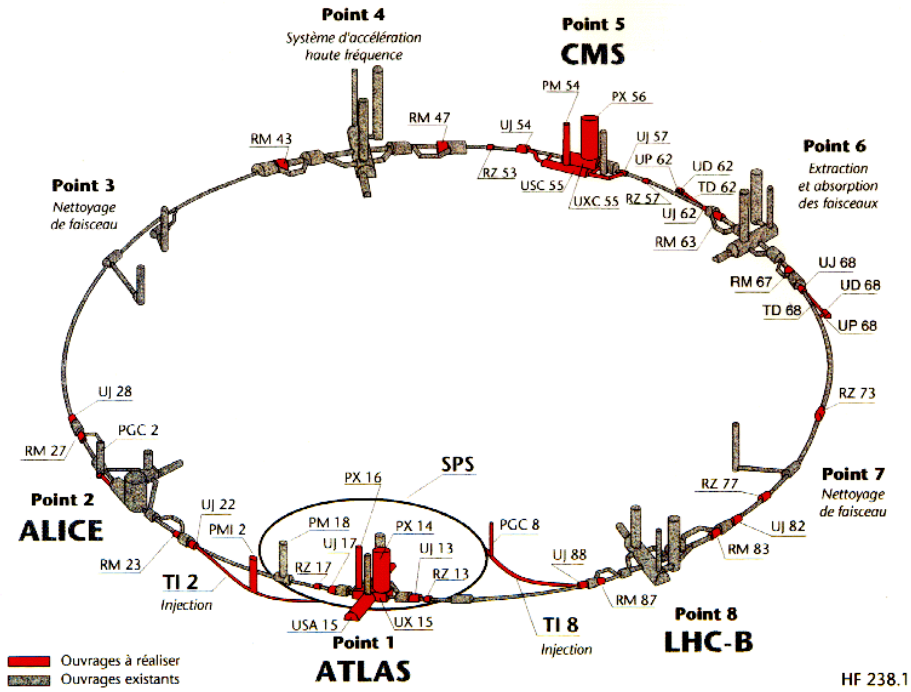
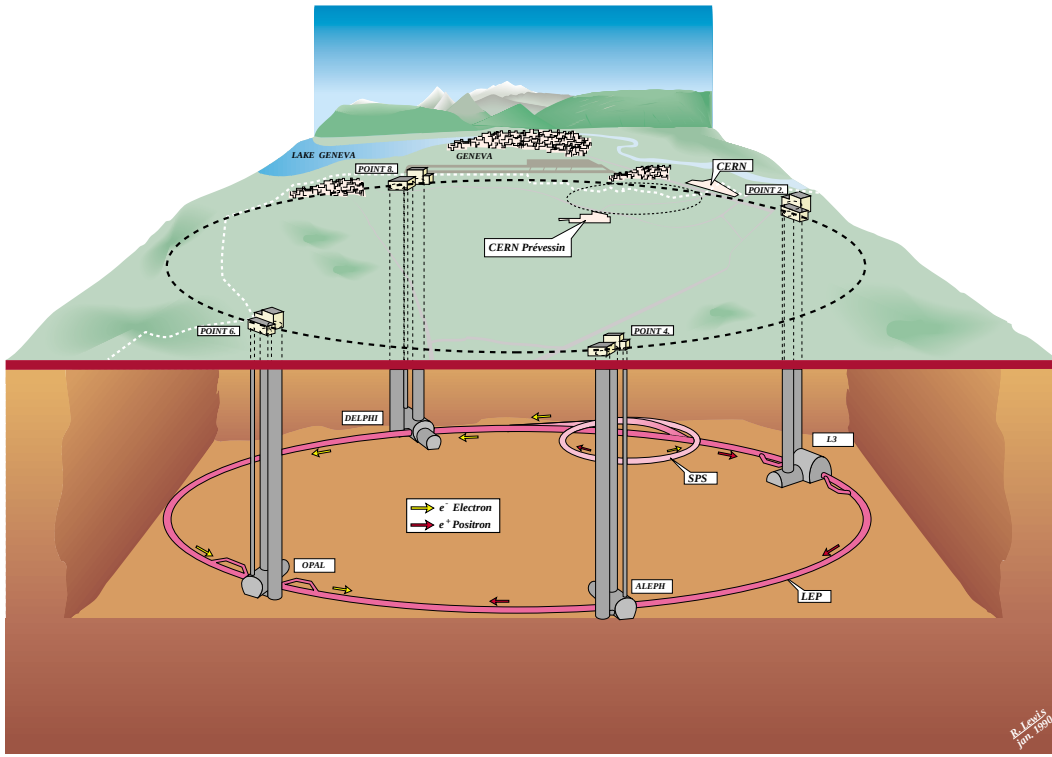
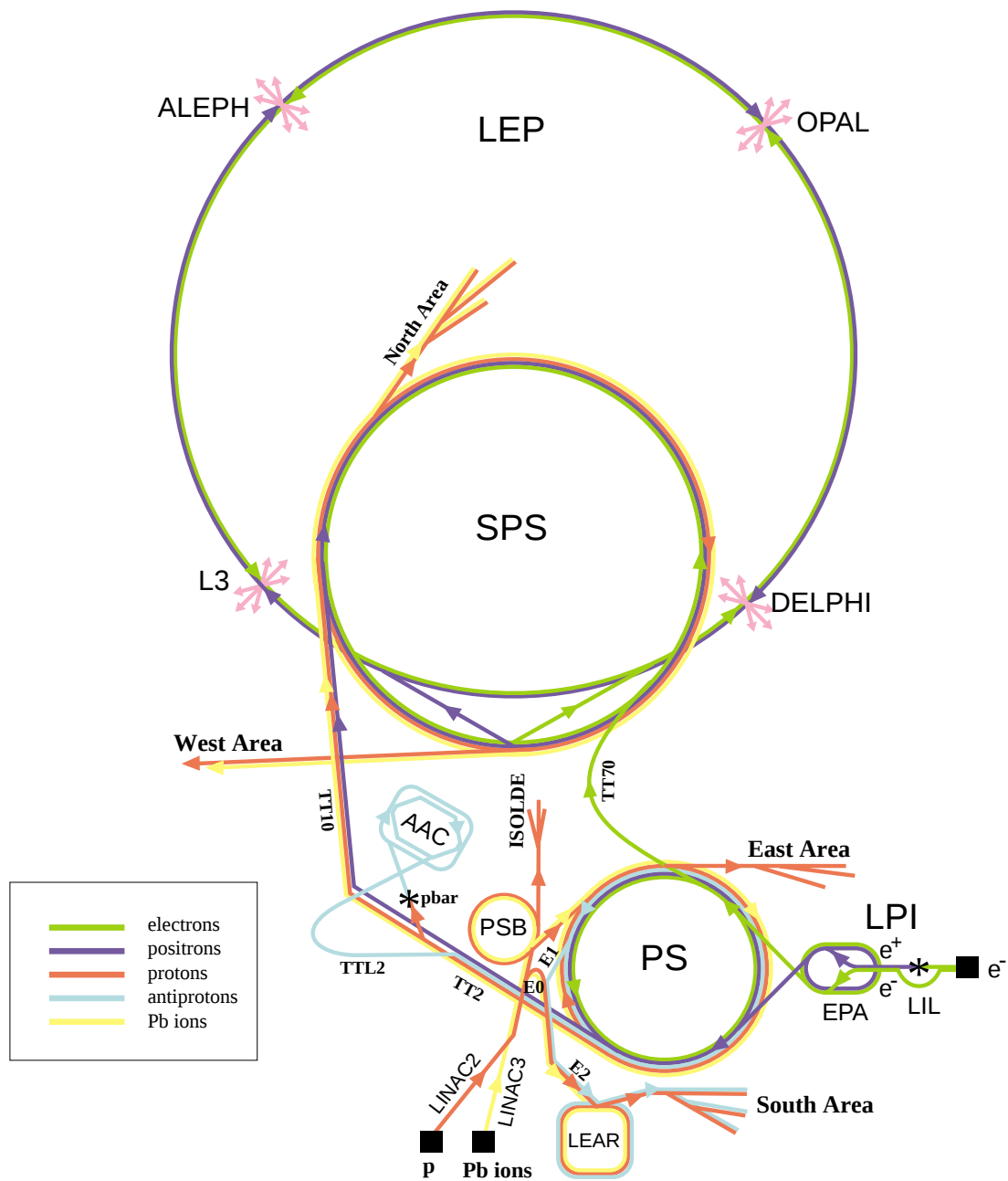


FIG. 2.1: Vue schématique, en haut, du LEP en coupe et de ces 4 expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL ; en bas, avec l'emplacement des futures expériences ALICE, ATLAS, CMS et LHCb pour LHC.

CERN Accelerators



LEP: Large Electron Positron collider
 SPS: Super Proton Synchrotron
 AAC: Antiproton Accumulator Complex
 ISOLDE: Isotope Separator OnLine DEvice
 PSB: Proton Synchrotron Booster
 PS: Proton Synchrotron

LPI: Lep Pre-Injector
 EPA: Electron Positron Accumulator
 LIL: Lep Injector Linac
 LINAC: LINear ACcelerator
 LEAR: Low Energy Antiproton Ring

Rudolf LEY, PS Division, CERN, 02.09.96

FIG. 2.2: Complexe d'accélérateurs du CERN

collisions souhaitée, puis la maintient.

Des cavités radio-fréquences accélératrices sont placées dans les sections droites de l’anneau où les particules peuvent être soumises à un champ électrique accélérateur de 6 MV/m à 352,2 MHz correspondant à 31320 fois la fréquence de révolution des paquets d’électrons et de positrons circulant dans le LEP. Elles permettent aussi de maintenir l’énergie de collision constante en réaccélérant les faisceaux pour compenser les pertes d’énergie dues aux radiations synchrotrons. Ces pertes en $(E/m)^4/R$, E étant l’énergie du faisceau, m la masse de la particule accélérée et R le rayon de courbure de la machine, limitent l’énergie maximum pouvant être atteinte dans un accélérateur circulaire pour des particules de masse faible comme les électrons et positrons. La grande circonférence du LEP permet toutefois de limiter ces pertes d’énergie par rayonnement synchrotron qui sont voisines de 130 MeV/tour pour des faisceaux d’énergie de 45 GeV et de 2,5 GeV/tour pour des faisceaux de 95 GeV. On comprend dès lors le remplacement progressif des cavités radio-fréquences en cuivre par des cavités supraconductrices lorsque l’énergie a été augmentée. Plus de 300 cavités ont ainsi été installées.

La trajectoire des faisceaux est contrôlée par de nombreux électro-aimants. On dénombre plus de 3300 aimants dipôlares et 800 quadrupôles. Les aimants dipôlares courbent les trajectoires en soumettant les particules à un faible champ magnétique de 0,1 T dans les sections courbes. Les quadrupôles assurent la focalisation du faisceau tandis que les aimants sextupôlares et octopôlares corrigent les effets chromatiques. Des déflecteurs électrostatiques assurent la séparation des trajectoires des faisceaux pendant les périodes de remplissage et en dehors des points de collisions. Des collimateurs, constitués en chaque point d’interaction par deux quadrupôles supraconducteurs à fort gradient de champ, permettent de focaliser le faisceau afin d’augmenter le taux de collisions et d’améliorer la précision du point d’impact, au centre des détecteurs. La focalisation se fait préférentiellement dans le plan vertical. Aux points d’interactions, la dimension des faisceaux est de $\sigma_x \simeq 5 \mu\text{m}$ dans le plan vertical et de $\sigma_y \simeq 250 \mu\text{m}$ dans le plan horizontal ; l’extension le long de l’axe du faisceau est de 9 à 13 mm. L’effet des champs magnétiques produits par les solénoïdes des détecteurs est compensé par des quadrupôles tournés de 45 degrés autour de leur axe.

Les faisceaux circulent dans un tube d’un diamètre d’une dizaine de centimètres et où règne un vide moyen de $3 \cdot 10^{-9}$ Torr afin de limiter les interactions des particules du faisceau avec le gaz résiduel. Autour du point d’interaction, le diamètre est réduit à 5,3 cm et le vide est poussé à $2 \cdot 10^{-10}$ Torr. Dans ces parties, le tube est réalisé en béryllium d’une épaisseur de 1,1 mm afin de minimiser l’interaction des particules produites avant le détecteur.

2.2 Ses performances

Le LEP a démarré en 1989 pour une première phase, dite LEP I, qui s’est prolongée jusqu’en 1995. Durant cette période le LEP a principalement fonctionné avec une énergie par faisceau de 45,6 GeV afin d’étudier le boson Z et ses désintégrations.

Ainsi, l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ était voisine de m_Z . La courbe d'excitation du Z a été étudiée, principalement afin de mesurer la largeur du Z , et des données ont été collectées dans l'intervalle $\sqrt{s} \sim m_Z \pm 4 \text{ GeV}/c^2$. Environ 4 M de Z ont été collectés par ALEPH pendant cette période, répartis suivant le tableau 2.1.

Année	1989	1990	1991	1992	1993	1994	1995
$Z^0 \rightarrow q\bar{q} (\times 10^3)$	32	150	280	700	680	1 600	730
Luminosité (pb^{-1})	1,2	7,5	13,1	25,7	36,0	59,3	35,9

TAB. 2.1: Nombre d'événements Z hadroniques collectés par ALEPH et utilisés dans nos analyses de 1989 à 1995 avec la luminosité enregistrée.

Seuls en 1992 et 1994, le LEP est resté toute l'année à la même énergie du pic du Z . Le reste du temps son énergie n'a cessé de varier. Jusqu'en 1995 pour étudier la résonance du Z , puis une longue et continue montée en énergie a démarré. Fin 1995 le LEP a commencé à tester ses possibilités de fonctionner à plus haute énergie et a délivré une énergie dans le centre de masse de 130 GeV, puis 136 GeV. Cette période d'échauffement, avant le passage du seuil de production des paires de W , fut particulièrement mouvementée dans ALEPH avec l'espoir (déçu!) de découverte de nouvelle physique [51] ... LEP vint d'ailleurs refermer complètement cette petite fenêtre en retournant à cette énergie en 1997. La deuxième phase LEP II, débuta véritablement en 1996 et un nouveau programme de physique commença. Désormais le Z n'est plus utilisé que pour calibrer les détecteurs à l'aide d'un passage à son énergie principalement en début de prises de données annuelles. C'est au tour des bosons W^+ et W^- d'être étudiés et de rechercher de nouvelles particules de plus en plus lourdes. Le LEP a délivré les énergies de 161 GeV puis 170-172 GeV en 1996, 181-184 GeV en 1997, 189 GeV en 1998, 192, puis 196, puis 200 et enfin 202 GeV en 1999. La situation en 2000 est plus compliquée où il est tenté de privilégier l'obtention de l'énergie la plus importante possible, avec un peu de luminosité tout de même, en fonctionnant au maximum des possibilités de la machine. Ceci ne peut être réalisé que pendant de courtes périodes et l'énergie varie de 200 à 209 GeV (voir figure 2.3)!

Outre l'énergie, le paramètre le plus important pour une machine e^+e^- est sa luminosité qui est le coefficient multipliant la section efficace à mesurer pour obtenir le taux de comptage observé pour cette réaction. Elle dépend du nombre de particules contenues dans chaque faisceau (N_{e^-} électrons et N_{e^+} positrons, $\sim 10^{12}$), du nombre de paquets (n), des dimensions transverses de ces paquets horizontalement (σ_x) et verticalement (σ_y), et de la fréquence de révolution des particules ($f \sim 11 \text{ kHz}$). Elle s'écrit :

$$L = \frac{N_{e^-} N_{e^+} f}{4\pi n \sigma_x \sigma_y}$$

Pour l'augmenter, il faut avoir une taille réduite de faisceau, un nombre maximum de particules réparties en un nombre minimal de paquets. L'optimisation de ces paramètres est un exercice compliqué car il existe des limites pour l'obtention

de faisceaux stables aussi bien en ce qui concerne le nombre total de particules dans les faisceaux que le nombre de particules que l'on peut injecter dans un paquet. Plusieurs configurations ont été utilisées. Jusqu'en 1992 les particules étaient regroupées en quatre trains d'un paquet chacun. Cela correspondait à un croisement toutes les $22,5 \mu s$. A partir de fin 1992 et jusqu'en 1994, un mode à 8 paquets (dit mode Pretzel) a été adopté. La plus forte luminosité a pu être atteinte ($2,4 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), un croisement avait alors lieu toutes les $11,25 \mu s$. Cette configuration s'est avérée incompatible avec les hautes énergies de LEP II. Depuis 1995 une nouvelle configuration a été mise en place. Quatre paquets sont utilisés et chaque paquet est un train constitué de plusieurs wagons 2, 3 ou 4. Par exemple en 1995 les particules étaient regroupées en 4 trains de 3 paquets. Les trains se croisaient toutes les $22,5 \mu s$ et les wagons étaient espacés de $0,247 \mu s$ (ce qui correspond à une distance de 74 m). Une luminosité pic voisine de $10 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ a pu être atteinte.

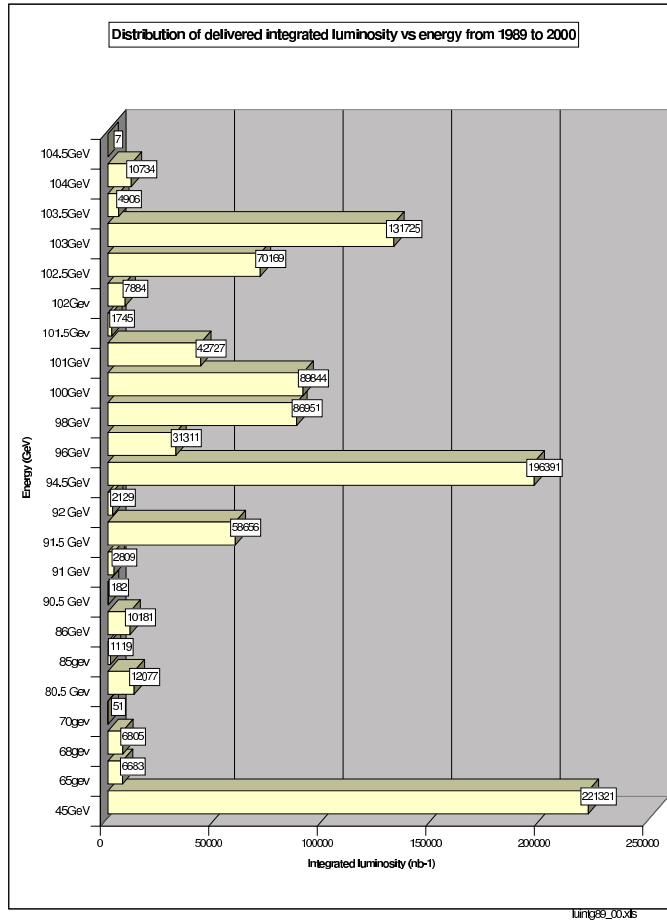


FIG. 2.3: Luminosité intégrée en fonction de l'énergie par faisceau.

La luminosité délivrée par LEP est représentée sur les figures 2.3, 2.4. Environ 1000 pb^{-1} ont été délivrés depuis 1989 à chaque expérience, dont 700 pb^{-1} au dessus du seuil WW. Intégrée sur une journée, elle a pu atteindre jusqu'à $3,6 \text{ nb}^{-1}$ en 1999.

La durée de vie des faisceaux est également un paramètre en prendre en compte

pour optimiser la luminosité. Typiquement, elle était de l'ordre de 15-16 heures à LEP I et les remplissages duraient en moyenne 12 heures. La luminosité se dégradant les faisceaux étaient alors remplacés. Ce temps est inférieur à LEP II.

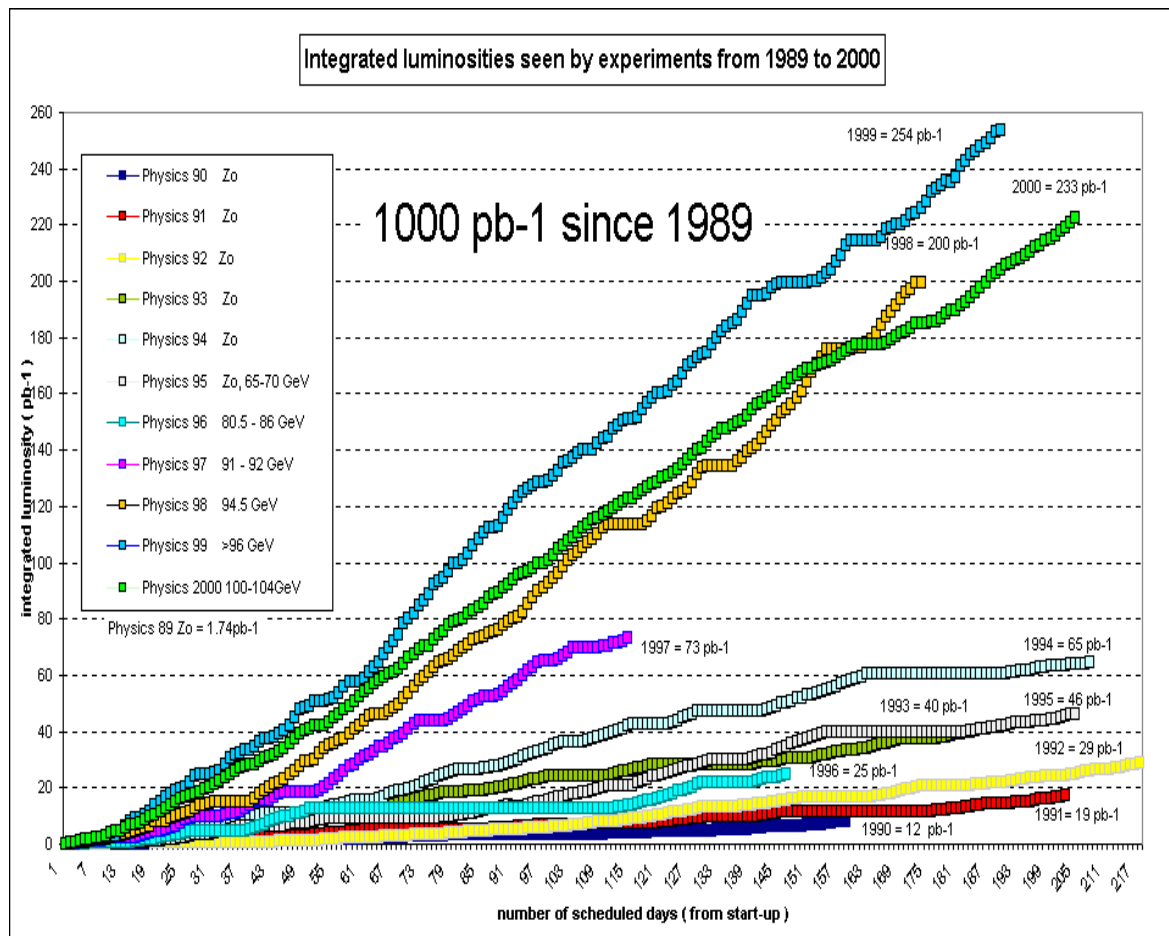


FIG. 2.4: Luminosité intégrée en fonction du nombre de jours de prises de données annuel pour les 12 ans de fonctionnement du LEP.

Pour certaines analyses, comme les mesures de masse du boson Z et W , ou de la largeur du Z , il est primordial de connaître l'énergie des faisceaux avec une très bonne précision afin de ne pas limiter ces mesures.

Durant LEP I, l'énergie des faisceaux était mesurée par dépolarisation résonnante. Dans un anneau de collisions, les particules peuvent acquérir une polarisation transverse car le spin des électrons a tendance à s'aligner avec la direction du champ magnétique des aimants du LEP et à tourner autour de l'axe vertical dans un mouvement de précession. La mesure du nombre de précessions par tour, qui est proportionnel à l'énergie du faisceau, permet d'accéder à cette quantité. Elle est effectuée à l'aide d'un champ excitateur radial appliqué au faisceau une fois par révolution. Une dépolarisation résonnante du faisceau est observée lorsque la fréquence de ce champ est en phase avec la fréquence de précession. Le taux de polarisation du faisceau est

mesuré à l'aide d'un faisceau laser (polarisé), dont la lumière est diffusée par effet Compton avec un angle lié à la polarisation transverse des électrons. Cette méthode est très précise et une précision de l'ordre du MeV peut être atteinte. Cette technique ne peut malheureusement pas être appliquée à LEP II, la polarisation étant trop faible à partir d'une énergie d'environ 55 GeV. La nouvelle méthode utilisée est basée sur la mesure du champ magnétique dipolaire. Elle comporte deux étapes. A basse énergie (au pic du Z), une mesure du champ magnétique dans les dipôles est effectuée par 16 sondes à résonance magnétique nucléaire (sondes NMR) toutes les 30 s. Une mesure de l'énergie, effectuée avec la méthode précédente, fournit une calibration. Par extrapolation linéaire, la mesure du champ magnétique dans les dipôles à haute énergie, permet alors de déterminer l'énergie du faisceau. Cette mesure du champ est très précise mais locale, seule une fraction du champ des dipôles de l'accélérateur est obtenue. Une autre estimation du flux du champ magnétique total est obtenue par des boucles de câbles et permet de comparer et de confirmer les mesures par sondes NMR. La précision atteinte sur la mesure de l'énergie des faisceaux est de l'ordre de 25 MeV. De nombreux effets influent sur l'énergie des faisceaux et ont été étudiés : la température (1°C correspond à une variation de $4,8 \pm 1,4$ MeV), le niveau du lac Léman (jusqu'à 20 MeV), les effets de marées terrestres qui distordent l'anneau du LEP (moins de 15 MeV), les courants induits dans le LEP par les caténaires des trains TGV ...

Chapitre 3

ALEPH

3.1 Présentation du détecteur

Un détecteur est construit pour un type de physique à explorer. C'est ainsi que la plupart de ses caractéristiques s'en découlent.

Dans un collisionneur e^+e^- comme le LEP, et en l'absence de polarisation des faisceaux, les réactions observées présentent une symétrie sphérique autour du faisceau qui se reflètera dans la conception du détecteur.

Au LEP, les événements étudiés $e^+e^- \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow f\bar{f}, e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$ ont en première approximation, une distribution angulaire isotrope. Une symétrie sphérique serait donc la plus appropriée pour le détecteur. Techniquement, elle est cependant difficile à obtenir pour de gros détecteurs ; la symétrie cylindrique, qui s'en rapproche et qui est plus facile à construire, a été adoptée par les quatre collaborations travaillant auprès de LEP : ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL. Les détecteurs sont très modulaires afin de permettre un éventuel démontage dans les meilleurs conditions. Ils sont constitués d'un cylindre central fermé par deux bouchons. Un effort particulier a été fait dans ALEPH pour minimiser les zones mortes du détecteur, son hermiticité est très grande, les zones non instrumentées n'excèdent pas quelques pourcents d'une couverture angulaire parfaite. Avec un poids de 3000 tonnes, il peut s'inscrire dans un cube d'environ 10 m de côté. L'appareillage est décrit en grand détail dans les références [52, 53] et nous ne feront qu'en rappeler les grands traits, en insistant un peu plus sur le calorimètre électromagnétique qui a été au centre de notre travail.

Le détecteur ALEPH (figure 3.1) est composé de plusieurs sous détecteurs, concentriques, ayant chacun un rôle bien particulier pour détecter chaque type de particules et mesurer leurs caractéristiques. Il remplit différentes fonctions : reconstruction tridimensionnelle des traces chargées et mesure de leur impulsion, mesure de l'énergie des particules, identification des particules, mesure de la luminosité des faisceaux, déclenchement de l'acquisition. En allant du centre du détecteur vers l'extérieur, on peut distinguer trois ensembles principaux de détecteurs :

- Les trajectographes ou détecteurs de traces chargées : lors de son passage une particule chargée va interagir avec ces détecteurs en plusieurs points. La mesure

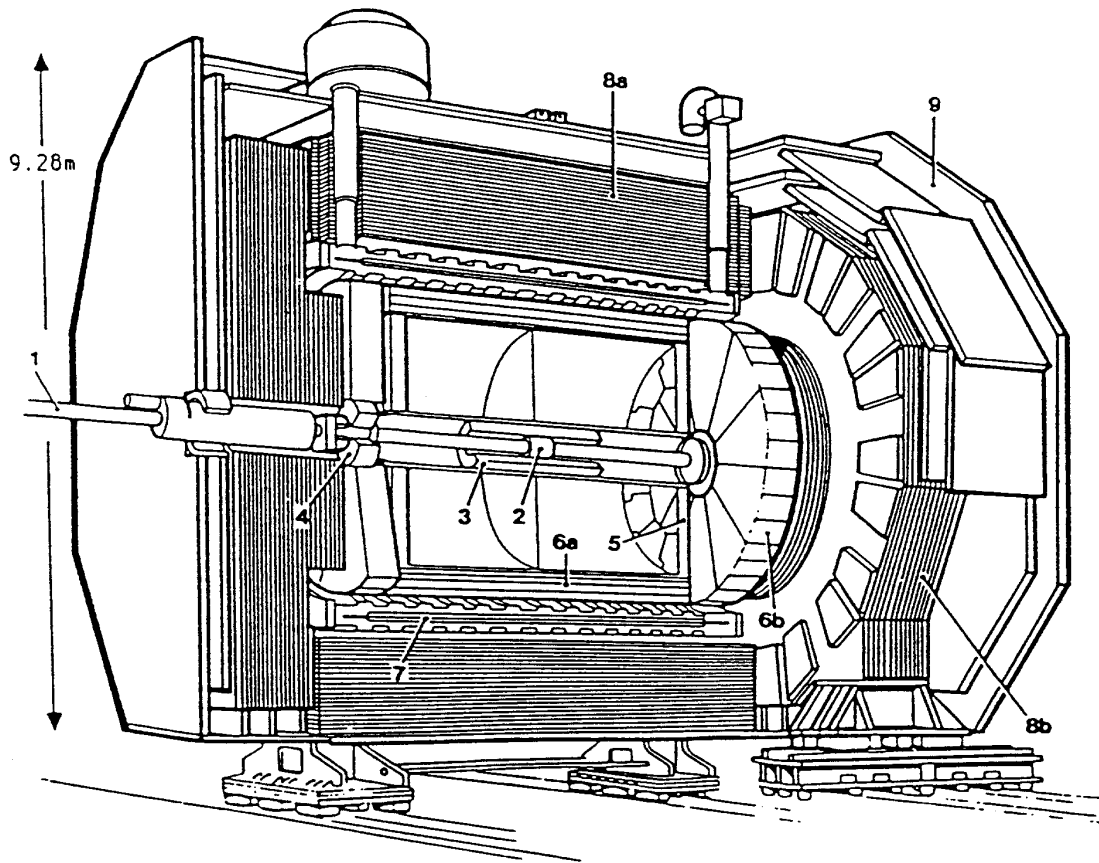


FIG. 3.1: Schéma du détecteur ALEPH. En partant du point d'interaction, on voit en : (1) le tube à vide, (2) le détecteur de vertex, (3) la chambre interne à dérive, (4) les luminomètres, (5) la chambre à projection temporelle, (6a et 6b) le calorimètre électromagnétique, (7) l'aimant supraconducteur, (8a et 8b) le calorimètre hadronique et (9) les chambres à muons.

de ces points d'impact permet de reconstruire en trois dimensions la trajectoire des particules chargées et de déterminer leur impulsion. On distingue :

- Le détecteur de vertex (VDET) situé très près du point d'interaction. Il est particulièrement utile pour localiser le point de production des particules et permet des mesures de temps de vie. Les particules peuvent y déposer jusqu'à deux points d'impacts.
- La chambre à trace interne (ITC). Jusqu'à 8 points de mesures peuvent être obtenus.
- La chambre à projection temporelle (TPC). De par ses dimensions elle permet de suivre les particules chargées sur une grande distance et constitue l'élément essentiel de mesure des impulsions. Elle participe également à l'identification des particules chargées en mesurant leur dépôt d'énergie par ionisation par unité de longueur.
- Les calorimètres qui stoppent les particules électromagnétiques et hadroniques. La mesure de leurs dépôts d'énergie sert à déterminer l'énergie des particules chargées et neutres :
 - le calorimètre électromagnétique (ECAL) assure la mesure de l'énergie des particules électromagnétiques et l'identification des électrons et photons ;
 - le calorimètre hadronique (HCAL) permet la mesure de l'énergie des particules hadroniques et de les différencier puisque ce sont les seules parvenant à l'atteindre.
- Les chambres à muons : essentiellement les muons sont les seules particules qui parviennent à traverser toute la matière du détecteur (en dehors des neutrinos bien sûr) et seront donc les seules à interagir avec ce détecteur ; ils sont ainsi identifiés.

La partie centrale est composée de tous ces types de détecteurs, tandis que les bouchons ne sont constitués que des détecteurs les plus externes : calorimètres et chambres à muons.

Un aimant supraconducteur cylindrique, de type solénoïde, placé entre le ECAL et le HCAL, crée un champ magnétique uniforme de 1,5 T parallèle au faisceau. Il sert à courber les trajectoires des particules chargées et à mesurer précisément leur impulsion avec la TPC.

La mesure de la luminosité dans la section d'interaction est très importante pour la plupart des mesures. Celle-ci est réalisée à l'aide de moniteurs de luminosité à petit angle (LCAL, SICAL, BCAL). ALEPH dispose également d'un moniteur de fonds (SAMBA).

Un des principes autour desquels le détecteur ALEPH est conçu est la granularité qui doit être suffisante pour mesurer indépendamment toutes les particules, même au cœur d'un jet. Ceci est réalisé par la TPC pour la mesure de la quantité de mouvement des particules chargées, et par un calorimètre électromagnétique de très haute granularité destiné à identifier les électrons même dans une zone de très haute densité de particules.

Le système de coordonnées utilisé par ALEPH se compose d'un axe z le long du tube à vide, dans le sens de circulation des électrons, l'axe x , horizontal, pointe vers le centre de LEP, et l'axe y , vertical, définit avec x le plan perpendiculaire au détecteur. Le centre du détecteur définit l'origine. Les coordonnées cylindriques (r, θ, ϕ) sont également souvent utilisées. Les positions radiale (r) et azimutale (ϕ) sont définies dans le plan (xOy), et θ est repéré par l'angle par rapport à l'axe z . Soient :

$$x = r \cos \theta \cos \phi, \quad y = r \sin \theta \sin \phi, \quad z = r \cos \theta.$$

3.2 Le détecteur de vertex

Il est placé au plus près du tube à vide et l'entoure. Il permet la reconstruction du vertex de désintégration des particules à courte durée de vie comme les mésons beaux et charmés constituant ainsi un outil puissant pour signer leur présence. Il est également utilisé pour améliorer la résolution sur la reconstruction des trajectoires des traces chargées et donc leur impulsion.

Un premier détecteur a été installé en 1991 pour la première phase de LEP et un second, aux performances améliorées, en 1996 pour la seconde phase (figure 3.2).

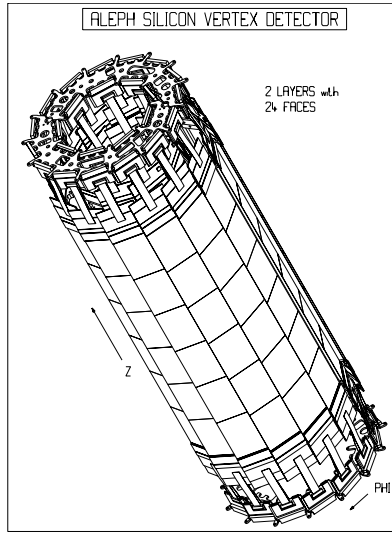


FIG. 3.2: Schéma du détecteur de vertex installé en 1996.

Le premier VDET est constitué de deux couches concentriques de silicium d'une épaisseur de $300 \mu\text{m}$ et de rayons respectifs de 6,3 et 10,8 cm. Il forme ainsi un cylindre de 20 cm de long. Ces deux couches sont formées de modules, 9 pour la couche interne qui couvre environ 82% de l'angle solide, et 15 pour l'externe qui couvre 75% de l'acceptance totale. Chaque module est composé de quatre cellules carrées élémentaires de 5,12 cm de côté ; ils sont parcourus par des pistes de silicium qui permettent de reconstruire spatialement les impacts (en r , ϕ et z).

Les performances, en terme de résolution, sont mesurées à l'aide d'événements $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ en faisant la différence des distances des deux traces au point d'inter-

action. Les résolutions obtenues sont de $23 \mu\text{m}$ dans le plan (r, ϕ) et $28 \mu\text{m}$ dans le plan (r, z) , la résolution se dégradant pour des particules de plus petite impulsion. Elle peut être paramétrisée suivant :

$$\sigma = (25 + \frac{95}{p})\mu\text{m},$$

où p est l'impulsion de la particule en GeV/c .

Le second détecteur de vertex reprend la même structure. Il a une longueur double de 40 cm et les couches intérieure et extérieure couvrent respectivement 95% et 87% de l'angle solide total. Chaque module est ici constitué de 6 plaquettes de silicium ($5,26 \times 6,54 \times 0,03 \text{ cm}^3$) portant les pistes de lecture gravées sur chacune de leurs faces et reposant sur un support en céramique. Le recouvrement des facettes permet la détermination des paramètres spatiaux sur la base de trois points d'impacts dans certaines régions. La résolution spatiale est alors de $10 \mu\text{m}$ dans le plan (r, ϕ) et $15 \mu\text{m}$ dans le plan (r, z) pour un angle polaire de 90° . La résolution en z se dégrade avec l'angle polaire et chute à $50 \mu\text{m}$ pour $|\cos \theta| = 0,9$. La résolution tridimensionnelle obtenue sur le paramètre d'impact peut être paramétrisée suivant :

$$\sigma = (34 + \frac{70}{p})(1 \oplus 1,6 \cos^4 \theta)\mu\text{m}.$$

3.3 La chambre interne ITC

Elle permet de couvrir la zone entre le détecteur de vertex et la TPC pour reconstruire les trajectoires des traces chargées. Elle constitue également un élément essentiel pour le premier niveau de déclenchement en fournissant une information rapide, 2 à $3 \mu\text{s}$ sont suffisantes pour accéder les coordonnées en trois dimensions des traces chargées et $0,5 \mu\text{s}$ pour la seule information en (r, ϕ) . Elle permet ainsi de signaler la présence de traces chargées dans le détecteur.

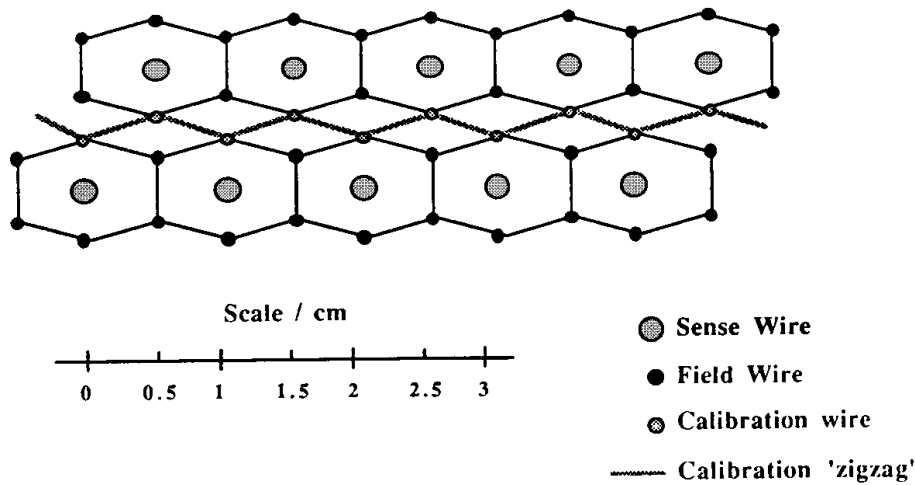


FIG. 3.3: Schéma de l'ITC

C'est une chambre à dérive multifils, cylindrique de 2 m de long, de rayons interne 12,8 cm et externe 28,8 cm (figure 3.3). Elle est constituée d'un ensemble de petites cellules hexagonales de dérive réparties en 8 couches de chambres avec anodes parallèles au faisceau et plongées dans un mélange gazeux. Elle couvre 97% de l'angle solide total.

Elle peut mesurer jusqu'à huit points de la trajectoire des traces chargées avec une résolution spatiale dans le plan (r, ϕ) de $150 \mu\text{m}$ obtenue par mesure du temps de dérive. La différence de temps d'arrivée du signal entre les deux extrémités donne la position z avec une précision de 3 centimètres.

3.4 La chambre à projection temporelle TPC

C'est une grande chambre à dérive cylindrique (figure 3.4). Ses diamètres interne

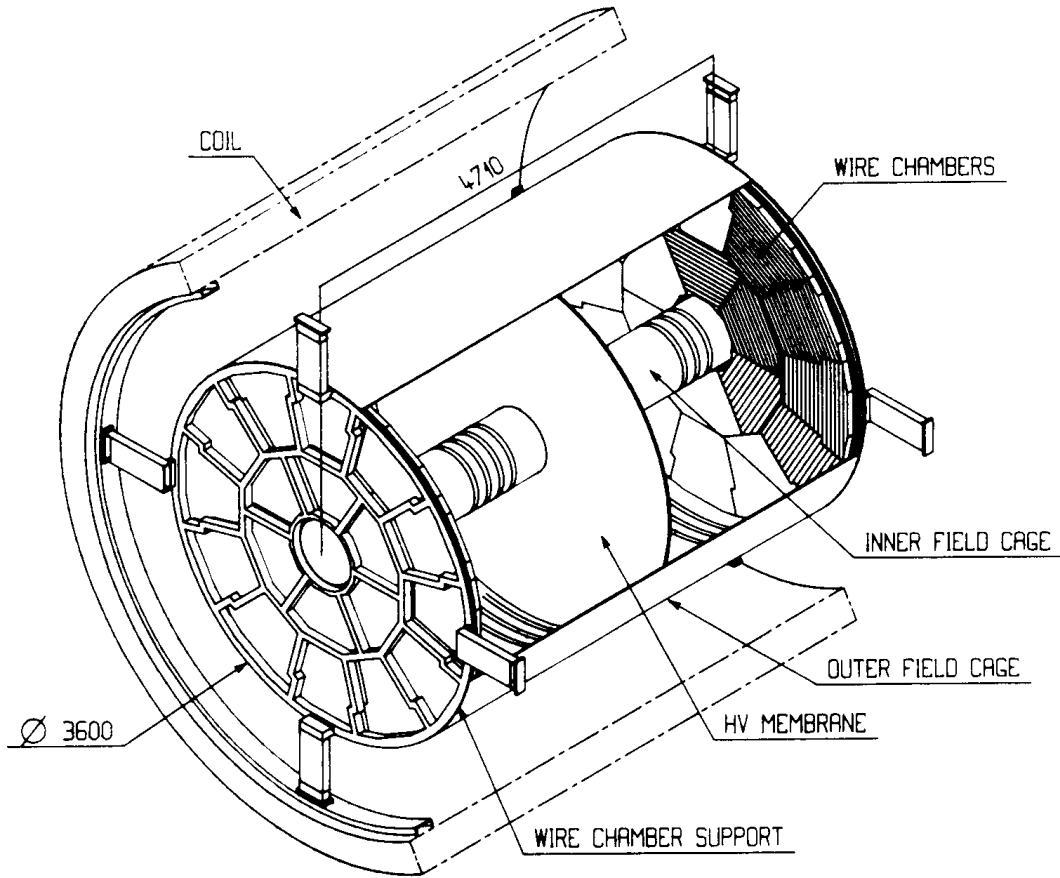


FIG. 3.4: Schéma de la TPC

et externe sont respectivement 0,7 m et 3,6 m pour une longueur de 4,4 m. Le volume de dérive, où règne un champ magnétique de 1,5 T, est divisé en deux parties égales suivant la direction z , par une électrode portée à un potentiel négatif de -27 kV qui permet d'établir un champ électrique de 115 V/cm entre ce plan central et deux plateaux extrêmes. Ce champ assure une vitesse de migration constante égale

à 5,2 cm/ μ s dans un mélange de 91% d'Argon et de 9% de méthane à la pression atmosphérique. Les plans qui ferment de part et d'autre le volume de dérive sont composés de 18 secteurs, chacun comportant des cathodes à géométrie radiale, les damiers, sur lesquelles sont faites les mesures nécessaires pour reconstruire jusqu'à 21 points en 3 dimensions. Ces damiers sont des rectangles de dimension 6,2 $\times$ 30 mm². Ils donnent la mesure des points en (r, ϕ) , la mesure du temps d'arrivée sur les damiers donne z . La trajectoire d'une particule chargée dans la TPC est une hélice, sa projection sur un des plateaux est un arc de cercle. La mesure de la flèche de cet arc permet d'obtenir le rayon de courbure et donc de calculer son impulsion transverse. L'impulsion totale est obtenue à partir de l'angle polaire déduit des mesures de x et de r . On peut ainsi mesurer l'impulsion des traces chargées avec une précision de :

$$\frac{\Delta p}{p^2} = 1,2 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$$

La résolution sur la mesure des positions est de 173 μ m en (r, ϕ) et de 740 μ m en z . La résolution angulaire, de l'ordre de 1 mrad, permet une bonne séparation des traces.

En combinant les informations du VDET, de l'ITC et de la TPC, une meilleure résolution est obtenue :

$$\frac{\Delta p}{p^2} = 0,6 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$$

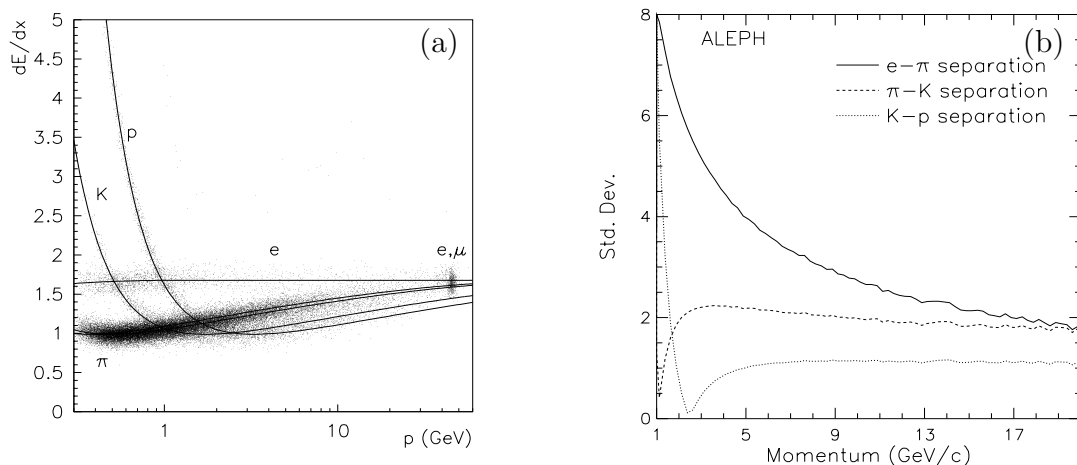


FIG. 3.5: Perte d'énergie linéique pour des électrons, muons, pions, kaons et protons, et leur séparation en fonction de l'impulsion des traces considérées.

La perte d'énergie linéique par ionisation, dE/dx , peut être obtenue à l'aide de l'information fournie par les fils. Les 6 secteurs internes contiennent 148 fils chacun

et les 12 externes 196. Il est donc possible d'effectuer jusqu'à 340 mesures du dépôt d'énergie par trace. Un minimum de 50 fils touchés est souhaité pour une information de qualité. La moyenne tronquée de ces mesures donne le dE/dx de la particule et permet ainsi une séparation protons, pions, kaons et électrons (figure 3.5 a). Cette séparation étant d'autant plus efficace que l'impulsion est faible (figure 3.5 b).

Depuis peu de temps l'information des damiers peut également être utilisée pour les mesures de dE/dx . L'efficacité du dE/dx peut ainsi être augmentée en s'affranchissant de la limite des 50 fils touchés requise.

3.5 Le calorimètre électromagnétique ECAL

Il est constitué de trois parties : une partie centrale, le tonneau ou "barrel", cylindre de 4,77 m de long et de diamètres interne et externe de 3,7 m et 4,5 m respectivement ; et deux bouchons, ou "end-cap", le fermant, chacun de 56 cm d'épaisseur et de diamètres interne et externe de 1,1 m et 4,7 m (figure 3.6).

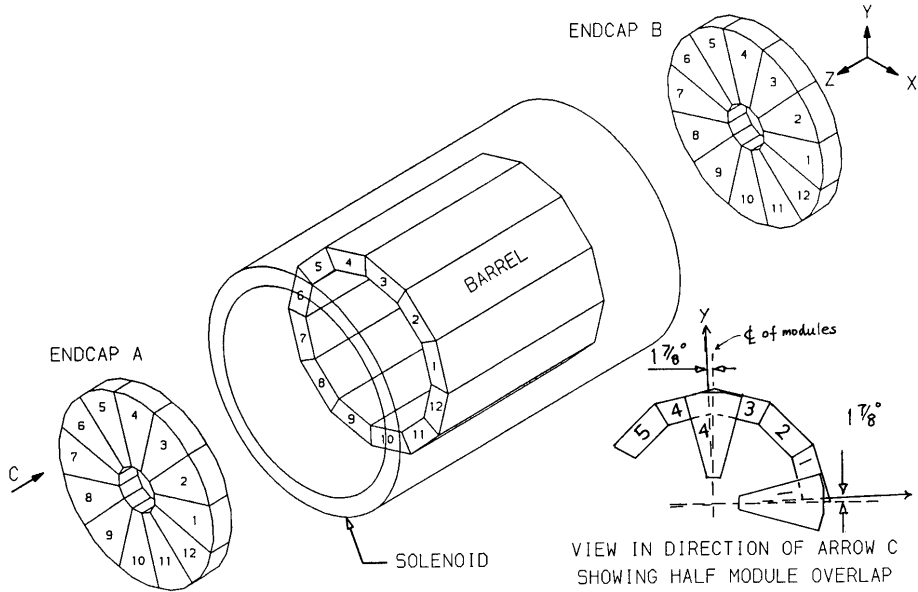


FIG. 3.6: Schéma d'ensemble du calorimètre électromagnétique d'ALEPH.

Le ECAL est formé d'un sandwich de feuilles de plomb (2 mm ou 4 mm) et de chambres à fils proportionnels d'épaisseur totale de 22 longueurs de radiation. Chaque des 36 modules le constituant (12 pour le tonneau et 12 pour chaque bouchon) est formé de 45 plans de mesure. Ils ont une segmentation en profondeur de 3 étages, "stacks" comportant 10, 23 et 12 plans qui correspondent respectivement à 4, 9 et 9 longueurs de radiation. Un module couvre environ 30° en ϕ .

Les modules du bouchon sont tournés de 15° par rapport à ceux du tonneau. Le calorimètre électromagnétique complet est lui tourné de $-32,7$ mrad par rapport au calorimètre hadronique pour éviter d'avoir des zones mortes (non instrumentées).

Elles sont situées entre chaque module, donc tous les 30° en ϕ et représentent environ 2% de la surface du tonneau et 6% de celle des bouchons. La zone de recouvrement, “overlap”, entre le tonneau et les bouchons couvre une région entre 37° et 42° en θ , et fourni des mesures dégradées.

La construction mécanique a été particulièrement soignée pour avoir un détecteur homogène par construction. L’énergie déposée par les particules est lue à la fois sur les fils et sur les cathodes. La cohérence de ces deux mesures sur l’ensemble d’un module est un test important du bon fonctionnement de l’ensemble du calorimètre. Sur les fils, elle est lue plan par plan. Le bruit de fond sur les fils étant très faible, cette information est importante pour le déclenchement d’ALEPH dès le premier niveau. En revanche, aucune granularité transverse n’est obtenue sur les fils et ils ne permettent donc pas de déterminer la position. Cette granularité est présente sur les cathodes de cuivre lues par des damiers de petite taille (3×3 cm à 1,85 m du centre, figure 3.7).

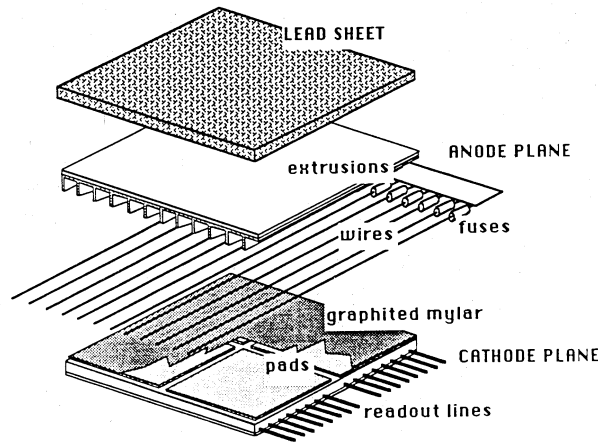


FIG. 3.7: Vue éclatée d’une couche du calorimètre électromagnétique d’ALEPH.

Les damiers (ou “pads”) couvrant un même domaine angulaire sur chacun des 45 plans sont regroupés en une tour projective pointant vers le centre du détecteur. La granularité ainsi obtenue est de $0,8^\circ \times 0,8^\circ$, optimisée pour avoir de bonnes résolutions sur les mesures de l’énergie et de la position des gerbes. Chacun des trois étages de la tour est câblé séparément et définit un “storey” qui constitue l’élément fondamental de la lecture de l’énergie sur les cathodes. Le détecteur est constitué de 209 664 storeys correspondant à autant de canaux de lecture.

Les chambres proportionnelles utilisent un mélange de $Xe - CO_2$ (80% :20%). Ce mélange est contrôlé en permanence dans chaque module par de petites chambres à fils, nommées platines, dans lesquelles sont mesurés des pics de Fe^{55} . Le contrôle de la haute tension est également important pour la stabilité du gain du détecteur. La tension nominale de 1350 V environ est contrôlée avec une précision meilleure que 0,2 V ce qui correspond à une précision sur le gain du détecteur inférieure à 0,2 %.

La résolution en énergie est :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0,18}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + 0,009;$$

et la résolution spatiale :

$$\sigma_{x,y} = \frac{6,8}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \text{ mm.}$$

Le ECAL permet une mesure précise de la forme des gerbes électromagnétiques et une bonne identification des électrons, photons et π^0 , même lorsqu'ils sont produits au cœur des jets de particules.

Il est aussi utilisé pour mesurer la différence de temps, le t_0 , entre le croisement des faisceaux, fourni par LEP, et la détection de l'événement, déduit d'une analyse de la montée du signal sur les fils. Centrée sur zéro pour les événements en temps avec le faisceau, cette information permet d'isoler les rayons cosmiques.

3.6 Le calorimètre hadronique HCAL

Il sert à mesurer l'énergie des particules de type hadronique et participe à l'identification des muons.

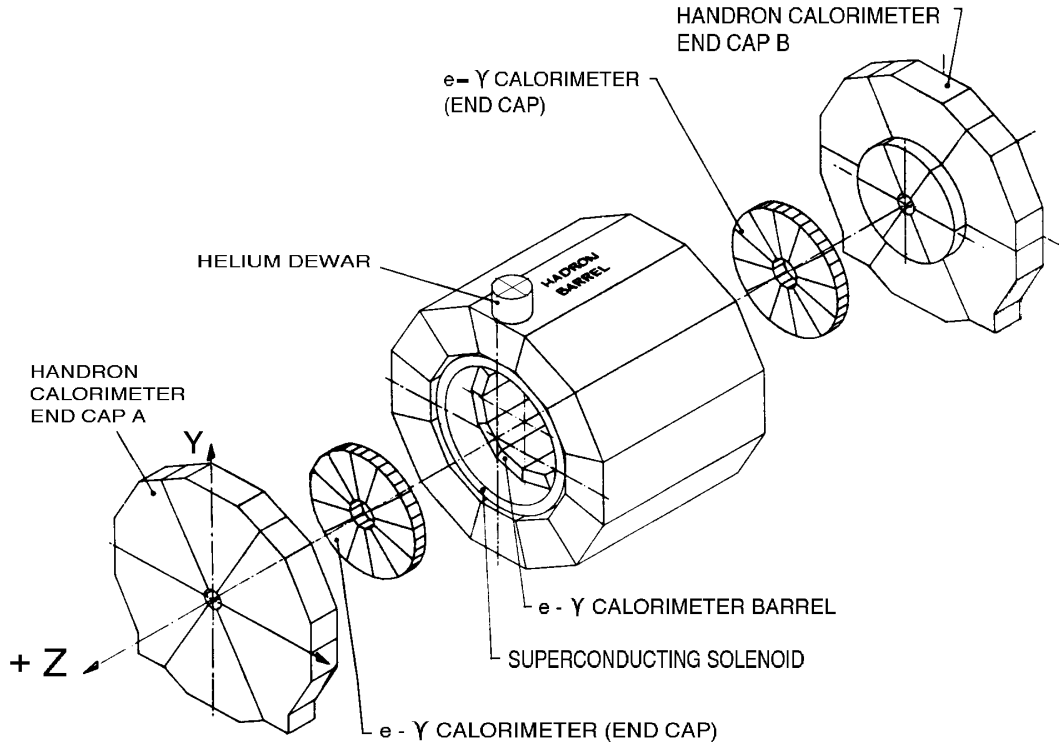


FIG. 3.8: Schéma du HCAL

Sa structure est similaire à celle du ECAL. Placé à l'extérieur de la bobine, il est constitué d'une succession de couches de fer de 5 cm d'épaisseur, assurant le retour

du champ magnétique du solénoïde, séparées par des couches de chambres à fils (23 couches au total) fonctionnant en mode streamer. Ceci forme ainsi une épaisseur de 1,2 m correspondant à 7,16 longueurs d'interaction. La partie centrale forme un cylindre de 6 m de diamètre interne et 9,3 m externe ; les bouchons ont un diamètre interne de 0,9 m et externe de 9,1 m (figure 3.8). Chaque module est séparé en deux zones symétriques qui baignent dans un gaz ($Ar, CO_2 + Isobutane$, 12,5%, 56,5%, 30%).

Une des faces de ces couches de chambres à fils est recouverte de cathodes de lecture, disposées de manière à former des tours projectives dirigées vers le point d'interaction des faisceaux avec une segmentation $\Delta\phi = 3,75^\circ$ et $\Delta\theta = 5^\circ$. A une tour du HCAL correspond en général 14 tours du ECAL, et il en comporte 4 788.

L'énergie déposée est mesurée avec une résolution :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0,84}{\sqrt{E(\text{GeV})}}.$$

3.7 Les chambres à muons

Elles sont formées de deux couches de chambres à fils du même type que celles utilisées pour le HCAL, distantes l'une de l'autre de 50 cm. Chacune est composée de deux plans orthogonaux de chambres fonctionnant en mode streamer, et fournit la mesure des coordonnées bidimensionnelles, en θ et ϕ des particules émergentes avec une précision de l'ordre de 10 mrad. Elles se divisent en cinq parties : une partie centrale, deux bouchons et deux parties assurant le recouvrement entre la partie centrale et les bouchons. Elles constituent le détecteur le plus externe et permettent de compléter l'information du HCAL pour identifier les muons. De par leur nature électromagnétique et leur masse élevée, les muons interagissent faiblement avec la matière et ne perdent de l'énergie dans les calorimètres que par rayonnement de freinage. Généralement ils traversent l'ensemble du détecteur sans être arrêtés. Seuls dans ce cas, leurs impacts dans ces chambres signent leur présence sans ambiguïté.

3.8 Les luminomètres

Une mesure de précision de certains paramètres du Modèle Standard nécessite une très bonne connaissance de la luminosité, $\mathcal{L}$, du faisceau. Dans ALEPH ceci est obtenu en mesurant le taux de diffusion Bhabha $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-$ à petit angle, processus théoriquement bien connu. La luminosité intégrée est calculée suivant :

$$\int \mathcal{L} dt = \frac{N_{\text{Bhabha}}}{\sigma_{\text{Bhabha}}}, \text{ avec } \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\alpha^2}{E^2} \frac{1}{\theta^4},$$

où N_{Bhabha} est le nombre d'événements Bhabha dans l'acceptance du détecteur et σ_{Bhabha} est la section efficace Bhabha correspondante à l'ordre le plus bas et peut être calculée théoriquement avec une bonne précision. Cette mesure sera d'autant plus précise qu'elle pourra être effectuée à petit angle, d'où la nécessité de détecteurs

spécifiques situés à bas angle. L'acceptance du détecteur doit également être bien maîtrisée. Typiquement, les erreurs statistique et systématique obtenues sont respectivement 0,4 % et 0,6 %. L'erreur systématique inclut une erreur théorique due au calcul de la section efficace de 0,11 %.

Trois détecteurs différents, installés autour du tube à vide, sont utilisés pour effectuer les mesures de luminosité. Chacun est constitué de deux ensembles placés de part et d'autre d'ALEPH. Un événement de diffusion Bhabha est identifié si les deux parties du détecteur signalent en coïncidence des gerbes électromagnétiques d'énergies compatibles avec celle du faisceau et de directions opposées.

3.8.1 Le LCAL (Luminosity CALorimeter)

C'est un calorimètre électromagnétique du même type que le ECAL. Il est constitué de 38 plans formés en alternance de plomb et de chambres à fils et fait 25 longueurs de radiation. Chaque ensemble est constitué de deux parties semi-circulaires situées à 2,7 m du point d'interaction. Sa couverture angulaire est de 45 à 190 mrad. Il est utilisé pour la mesure de la luminosité intégrée accumulée par ALEPH.

Devant le LCAL est installé un petit détecteur, SAMBA (Small Angle Monitor of the BACKground), ensemble de deux chambres proportionnelles multifils qui mesurent la position des traces chargées entre 40 et 90 mrad. SAMBA est utilisé pour vérifier l'alignement du LCAL et comme moniteur du bruit de fond pendant l'acquisition.

3.8.2 Le SICAL (Silicon luminosity CALorimeter)

Il a été ajouté en septembre 1992 et positionné à 2,5 m de part et d'autre du point d'interaction. C'est un calorimètre cylindrique composé de 12 couches de tungstène en alternance avec 12 plans de détecteurs à damiers en silicium, correspondant à 22 longueurs de radiation. Son rayon interne est de 6 cm, tandis que celui externe est de 14,5 cm. Sa couverture angulaire est de 24 à 58 mrad. Durant la phase LEP I, il a permis d'améliorer la précision statistique sur la mesure de luminosité en couvrant des angles plus petits que le LCAL, ainsi que l'erreur systématique grâce à une grande précision de positionnement de ses composants. Cependant, il n'est plus guère utilisé à LEP II, en raison d'une part d'un bruit de faisceau plus important, et d'une sous structure de paquets de particules différente gênant l'électronique de lecture.

3.8.3 Le BCAL (Bhabha CALorimeter)

Il permet de fournir une estimation en temps réel de la luminosité instantanée. Pour ce faire, il doit disposer d'une statistique plus élevée et il est donc situé à plus petit angle. Positionné à 7,7 m, derrière les quadrupôles supraconducteurs, et de part et d'autre du détecteur, il couvre la région de 5 à 12 mrad. Il est constitué de

10 couches de tungstène alternées avec du plastique scintillant. Toutes les 1,3 mn il peut délivrer une luminosité avec une précision de l'ordre de 5%.

3.9 Le système de déclenchement

Son rôle est d'éviter une saturation du système d'acquisition. Il doit permettre de garder tous les événements intéressants du point de vue de la physique, et qui sont attendus à une fréquence de 1 Hz, ce qui représente également le taux optimal de transfert des données sur support magnétique. L'intervalle de temps entre deux croisements de faisceau est quant à lui de $22\ \mu\text{s}$ ou $11\ \mu\text{s}$ (suivant le mode de fonctionnement de LEP, 4 ou 8 paquets). Il doit donc rejeter tous les autres événements, dits bruit de fond, qui en déclenchant des lectures inutiles provoquent des temps morts dans l'acquisition. Les sources principales de bruit de fond sont les événements dûs à l'interaction des particules du faisceau avec les structures du collisionneur, avec le gaz résiduel du tube à vide, l'interaction produite par les rayons cosmiques, ...

Le système de déclenchement doit également être flexible, capable de s'adapter aux conditions de fonctionnement de la machine et à des flux de bruits de fond variables, ainsi qu'à d'éventuels événements de physiques exotiques.

Un système de déclenchement à trois niveaux a été mis en place :

- Le niveau 1 permet une décision rapide, en un temps voisin de $5\ \mu\text{s}$, après le signal de croisement des faisceaux. Il utilise les détecteurs les plus rapides d'ALEPH : ECAL (fils et damiers), HCAL et ITC. Des seuils en énergie dans un calorimètre ou des coïncidences traces chargées et dépôts d'énergie permettent de déclencher à une fréquence pouvant aller jusqu'à la centaine de Herz.
- Le niveau 2 permet une décision en $50\ \mu\text{s}$ de la pertinence de continuer la prise de données de l'événement ou de ré-initialiser le système d'acquisition. Cette décision est basée sur l'information recueillie auprès de la TPC qui est alors disponible et qui remplace celle de l'ITC. Le taux de déclenchement passe alors à environ 10 Hz.
- Le niveau 3 réduit le taux final d'acquisition à une valeur compatible avec l'écriture des données sur support magnétique, quelques Herz. A ce niveau, les décisions sont prises à partir de l'ensemble des données du détecteur.

A l'aide de redondances de déclenchement, l'efficacité de déclenchement peut être mesurée ; elle est de 100 % pour les désintégrations du Z^0 .

Chapitre 4

Identification des leptons

L'identification des leptons, et en particulier des électrons, a été au centre de notre travail dans ALEPH, aussi bien pour l'analyse des saveurs lourdes produites lors des désintégrations des bosons Z^0 dans la première phase de LEP, que pour l'étude des désintégrations des W produits à plus haute énergie dans la phase LEP II.

Nous allons décrire les méthodes utilisées pour identifier les leptons dans ALEPH (électrons et muons) principalement au cœur des jets de particules, et contrôler leurs performances, les efficacités d'identification et les contaminations en hadrons. Les méthodes d'identification s'appuient bien sûr sur les caractéristiques des interactions des particules dans les différents sous-détecteurs. Ainsi, l'identification des électrons repose sur les informations provenant du ECAL et de la TPC, tandis que celle des muons utilise celles fournies par les chambres à muons et le HCAL. Nous insisterons davantage sur l'identification des électrons avec le calorimètre électromagnétique dont nous avons la responsabilité depuis 1992, et que nous avons longuement utilisée. Deux publications ont plus spécifiquement repris ce travail [53, 54]. La très grande granularité du ECAL a permis de faire de l'identification des électrons un point fort d'ALEPH rendant possibles et performantes de nombreuses analyses de physique.

4.1 Identification des électrons

L'identification des électrons utilise la forme des gerbes électromagnétiques caractérisant le dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique, sa compacité et son développement longitudinal ; et la mesure de la perte linéique d'énergie dans la TPC. Ces spécificités sont utilisées au mieux pour définir des critères d'identification des électrons. Il est également important de construire une caractérisation des électrons qui soit aussi indépendante que possible de leur quantité de mouvement et de leur angle d'émission. Des grandeurs (appelées "estimateurs") satisfaisant la contrainte précédente, ont été définies pour fournir un outil simple et puissant. C'est pourquoi ces estimateurs ont, pour les électrons, une distribution normale et sont indépendants les uns des autres, ce qui leur donne un sens statistique clair. L'ensemble de ces contraintes qui conduit à la définition de grandeurs gaussiennes, isotropes en angle et en énergie, peut être satisfait par un ensemble d'estimateurs

que nous allons définir dans la suite. Ces estimateurs ont la forme générale suivante :

$$R = \frac{R_{\text{mes}} - \langle R_{\text{att}} \rangle}{\sigma_{R_{\text{att}}}}$$

avec :

- R_{mes} est la valeur mesurée de l'estimateur R pour la trace considérée,
- $\langle R_{\text{att}} \rangle$ est la valeur moyenne attendue pour l'estimateur R dans l'hypothèse où cette trace est un électron,
- $\sigma_{R_{\text{att}}}$ est la variance attendue pour la distribution de l'estimateur R_{att} .

Des coupures appliquées sur ces estimateurs sont suffisantes pour sélectionner des candidats électrons. La redondance des informations fournies par le ECAL et la TPC permet de mesurer, directement à partir des données, l'efficacité d'identification des électrons et le taux de contamination par les hadrons.

La séparation électrons-hadrons est plus efficace à l'aide de la TPC pour des traces de faibles impulsions ($p < 8 \text{ GeV}/c$), et grâce au ECAL pour des traces de grandes impulsions.

4.1.1 Identification calorimétrique des électrons

Les estimateurs sont calculés pour toutes les traces chargées associées à un cluster dans le calorimètre électromagnétique, et reconstruites dans la TPC avec une quantité de mouvement supérieure à $1 \text{ GeV}/c$. Pour des valeurs de l'impulsion inférieures à cette limite la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique est insuffisante pour fournir une probabilité de réjection des hadrons inférieure à 2%. Le spectre d'impulsion totale des hadrons provenant de la désintégration du Z^0 étant piqué aux petites valeurs, la contamination des électrons par les hadrons devient alors rédhibitoire.

Avant de définir les estimateurs, nous allons d'abord présenter l'objet calorimétrique sur lequel l'algorithme d'identification travaille.

Partant de l'ensemble des damiers dans lesquels une énergie supérieure à 30 MeV a été mesurée des agrégats de damiers, ou "clusters électromagnétiques" sont construits. Sont associés dans un cluster tous les damiers adjacents par au moins un coin. Cet algorithme est capable de franchir les limites de module du calorimètre. Un tel cluster peut correspondre à la superposition des produits d'interaction de plusieurs particules chargées ou neutres. Un cluster ne peut toutefois être construit que si au moins un des damiers a une énergie supérieure à 90 MeV .

Deux types de cluster sont ensuite définis :

- les *clusters chargés* pour lesquels au moins un des damiers est dans le prolongement d'une trace chargée mesurée dans la TPC. Comme nous l'avons dit plusieurs traces chargées peuvent être associées au même cluster.
- les *clusters neutres* pour lesquels il n'y a d'intersection entre aucun damier du cluster et aucune trace chargée vue dans le détecteur interne.

L'estimateur transverse : R_T

Cet estimateur caractérise la compacité d'une gerbe électromagnétique dans la direction perpendiculaire à la ligne de vol de l'électron incident. Cette compacité est mesurée par la valeur du rayon de Molière du matériau dans lequel la gerbe se développe. Si nous approximons ce milieu par le plomb qui est de loin le principal matériau présent dans le ECAL, le rayon de Molière du calorimètre d'ALEPH est :

$$\rho_M \simeq 7 \frac{A}{Z} \text{ g cm}^{-2} = 1,56 \text{ cm}$$

Par définition de ρ_M , 95% de l'énergie d'une gerbe électromagnétique est contenue dans un cylindre de rayon $R = 2\rho_M \simeq 3 \text{ cm}$. Cette dimension caractéristique est précisément celle de la taille d'une tour du calorimètre électromagnétique d'ALEPH. Si un électron ou un photon entre dans le calorimètre au centre d'une tour, son énergie va être déposée dans la tour touchée et dans ses huit plus proches voisines. En fait, étant donné la granularité du ECAL, la tour centrale et les trois autres tours les plus proches contiennent déjà 83% de l'énergie totale de l'électron. Ceci a été montré conjointement par les données tests et par les études faites au Monte-Carlo. A l'aide de cette constatation on construit un estimateur caractérisant l'électron.

Extrapolant la trace chargée reconstruite dans la TPC, on sait calculer son point d'impact à l'entrée du calorimètre et trouver ainsi le numéro de la tour contenant ce point d'impact. On sait ainsi trouver les 4 tours les plus proches de ce point d'impact et de la trajectoire, la tour touchée étant évidemment une de ces quatres. Toutefois la particule chargée étant courbée par le champ magnétique rentre en général à angle dans le ECAL. Entrant dans une certaine tour du ECAL l'extrapolation de la trace mesurée dans la TPC ressort donc en général dans une tour différente. Pour tenir compte de cette courbure le choix des tours prises en compte pour estimer la compacité de la gerbe est effectué étage par étage. Alors que l'extrapolation de la trace TPC est faite en arc de cercle jusqu'à l'entrée du ECAL, elle est poursuivie en ligne droite au travers de celui-ci. Ceci ne constitue qu'une approximation de la réalité, mais les études réalisées sur les modules en test dans un champ magnétique ont montré que cela était raisonnable et n'introduisait pas d'effet mesurable. A l'entrée de chaque étage le damier central est déterminé, permettant alors de connaître les trois plus proches voisins. On peut ainsi mesurer l'énergie déposée dans les 12 damiers sélectionnés et la comparer à l'énergie mesurée dans la TPC. Si on note E_4^i ($i = 1, 3$) l'énergie recueillie dans les quatre damiers de l'étage i défini précédemment et $E_4 = \sum_{i=1}^3 E_4^i$ la somme des énergies déposées dans ces quatre tours, on définit l'estimateur transverse par :

$$R_T = \frac{\frac{E_4}{p} - \left\langle \frac{E_4}{p} \right\rangle}{\sigma \left\langle \frac{E_4}{p} \right\rangle}$$

- p est l'impulsion de la particule mesurée dans la TPC,
- $\left\langle \frac{E_4}{p} \right\rangle$ est la fraction moyenne d'énergie déposée par un électron dans les quatre tours centrales. Cette valeur ne dépend pas de l'impulsion pour un électron et sa valeur mesurée est de 0,85 dans la partie centrale et 0,89 dans les bouchons.

- $\sigma_{\langle \frac{E_4}{p} \rangle}$ est la résolution attendue sur $\frac{E_4}{p}$. Elle peut être paramétrisée par :

$$\sigma_{\langle \frac{E_4}{p} \rangle} = \sqrt{(\alpha_1 \times p)^2 + \frac{\alpha_2^2}{p}} \quad (p \text{ en GeV/c}) \quad \text{avec } \alpha_1 = 0,825 \times 10^{-3} \text{ et } \alpha_2 = 0,18$$

Elle est dominée par la résolution du ECAL en dessous de 25 GeV et par celle de la TPC au dessus.

L'estimateur R_T reflète la compacité transverse de la gerbe, et il est d'autant plus efficace pour rejeter les hadrons que leur impulsion est grande.

L'estimateur longitudinal : R_L

Le développement longitudinal moyen des gerbes électromagnétiques peut être paramétrisé par [55] :

$$f(t) = \frac{1}{E_0} \frac{dE}{dt} = \left(1 - \frac{b}{\beta}\right) \frac{\beta^\alpha}{\Gamma(\alpha)} t^{\alpha-1} e^{-\beta t} + b e^{-\beta t}$$

où :

- α et β sont des paramètres libres,
- t est la position du plan de fils touché, exprimée en longueurs de radiation,
- E_0 est l'énergie totale de la particule,
- $\Gamma(\alpha)$ est la fonction d'Euler qui sert à la normalisation de $f(t)$,
- $f(t)$ est la fraction d'énergie déposée dans le plan de coordonnée t ,
- $b = \frac{0,018}{E_0}$ représente l'énergie déposée par ionisation par l'électron incident avant de commencer sa gerbe.

Le premier moment de cette distribution, $\langle t \rangle = \frac{\alpha}{\beta}$, est à la base de la définition du second estimateur utilisé R_L :

$$R_L = \frac{\frac{\beta}{\alpha} - \left\langle \frac{\beta}{\alpha} \right\rangle}{\sigma_{\left\langle \frac{\beta}{\alpha} \right\rangle}}$$

$\left\langle \frac{\beta}{\alpha} \right\rangle$ est la valeur attendue de $\frac{\beta}{\alpha}$ pour un électron et $\sigma_{\left\langle \frac{\beta}{\alpha} \right\rangle}$ sa résolution attendue.

L'étude des électrons produits en faisceaux tests a montré que $\frac{1}{\langle t \rangle}$ a une distribution gaussienne et indépendante de l'angle de la particule incidente [56]. La dépendance de $\left\langle \frac{\beta}{\alpha} \right\rangle$ avec l'impulsion p peut être paramétrisée dans chaque partie du détecteur (tonneau, bouchons, zone de recouvrement) sur des électrons par une expression de la forme :

$$\left\langle \frac{\beta}{\alpha} \right\rangle = \beta_1 + \beta_2 \ln\left(\frac{1}{P}\right) + \beta_3 (\ln P)^2 \quad (4.1)$$

La dépendance de $\sigma(\frac{\beta}{\alpha})$ avec l'impulsion est quant à elle paramétrisée dans la zone de recouvrement par une expression du même type, tandis que dans la région centrale et les bouchons il lui est préféré la forme suivante :

$$\sigma(\beta/\alpha) = \frac{1}{\sigma_1 + \sigma_2 \ln P} R_s \quad (4.2)$$

Les paramètres β_i et σ_j sont donnés dans le tableau 4.1. R_s est un facteur d'échelle introduit pour avoir $\sigma(R_L)$ plus proche de un, et peut être absorbé dans σ_j .

	Tonneau	Bouchons	Recouvrement
β_1	0,1890	0,1737	0,1892
β_2	0,025051	0,010945	0,02852
β_3	0,001143	-0,0013903	0,00205
σ_1	13,207	13,903	0,0414
σ_2	17,319	18,305	0,0015
σ_3	-	-	0,00184
R_s	0,923	0,9018	-

TAB. 4.1: Paramètres utilisés dans les équations (4.1) et (4.2).

Pour effectuer le calcul de $\langle t \rangle$ nécessaire au calcul de β/α , on dispose des énergies par étage dans les quatre tours centrées autour de l'extrapolation de la trace TPC. Ces énergies sont préférées à celles du cluster entier qui peut être la superposition des produits d'interaction de plusieurs particules. Les pertes d'énergie par l'arrière du calorimètre électromagnétique étant faibles (toujours inférieures à 1%), les valeurs mesurées pour $\langle t \rangle$ et $\langle t^2 \rangle$ par les expressions :

$$\langle t \rangle = \frac{\sum_{i=1,3} E_4^i \times t_i}{\sum_{i=1,3} E_4^i} \quad ; \quad \langle t^2 \rangle = \frac{\sum_{i=1,3} E_4^i \times t_i^2}{\sum_{i=1,3} E_4^i}$$

sont comparables aux expressions théoriques.

Dans les expressions précédentes, les valeurs de t_i sont les positions moyennes de dépôt de l'énergie dans l'étage i . Elles ne sont pas mesurées et doivent donc être calculées. Pour ce faire la méthode utilisée est la suivante :

Connaissant l'impulsion de la particule incidente grâce à la mesure de la TPC, on sait calculer une valeur approchée de α et de β à l'aide de la paramétrisation du profil longitudinal de la gerbe. Connaissant l'angle d'incidence de la particule dans le calorimètre, on peut calculer numériquement une première approximation de $\langle t \rangle$ et $\langle t^2 \rangle$. On obtient alors une valeur de α et de β . Procédant par itération, on obtient les valeurs recherchées de $\langle t \rangle$ et $\langle t^2 \rangle$. Une itération en trois étapes est suffisante. *En fait une telle méthode de calcul n'a de sens que pour des électrons. Pour des hadrons l'algorithme diverge très souvent alors que pour les électrons il converge. Lorsque l'algorithme converge pour des hadrons, la gerbe hadronique est assez semblable à*

une gerbe électromagnétique et le pouvoir de réjection des estimateurs longitudinaux est alors faible. Lorsque l'algorithme diverge, la particule est classée comme hadron.

L'estimateur R_L mesure ainsi le degré de compatibilité du profil longitudinal de la particule étudiée avec celui attendu par un électron de même impulsion.

La figure 4.1 montre, sur des données réelles, la distribution bidimensionnelle des estimateurs R_T et R_L pour un lot de traces de plus de 2 GeV/c d'impulsion et enrichies en électrons. Des électrons peuvent aisément être sélectionnés.

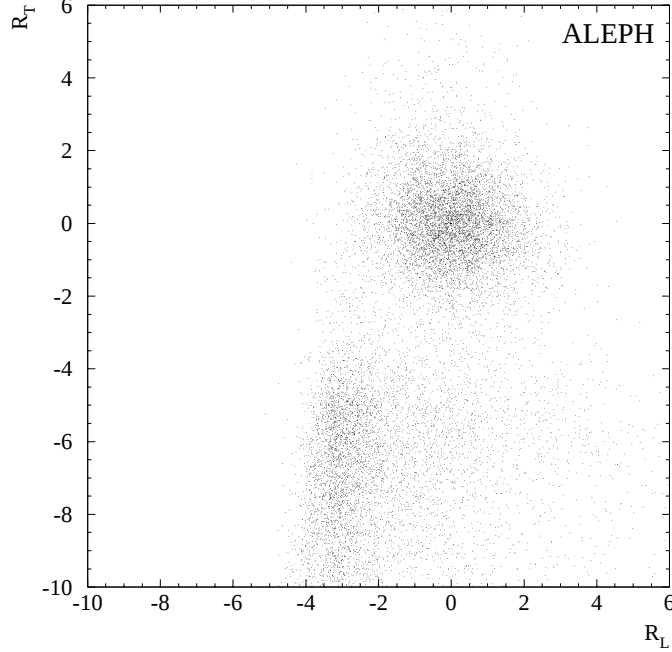


FIG. 4.1: Distribution bidimensionnelle des estimateurs R_T et R_L pour un lot enrichi en électrons ($P > 2$ GeV/c).

4.1.2 Identification des électrons avec la TPC

Lorsqu'une particule chargée traverse la TPC, elle produit des électrons par ionisation de son gaz. Ceux-ci migrent parallèlement à l'axe du faisceau vers les chambres à fils situées à chacune des deux extrémités de la TPC où leur signal est recueilli, ce qui permet de mesurer la perte d'énergie linéique, notée dE/dx , des traces chargées. Cette dernière suit une distribution de Landau. Afin de minimiser la sensibilité de la valeur moyenne de dE/dx aux fluctuations présentes dans la queue de distribution, la distribution des points de mesures est tronquée. Ainsi, l'information donnée par tous les fils isolés touchés (344 au maximum) n'est pas utilisée, mais seulement celle provenant des 60% d'entre eux qui ont les plus faibles

valeurs de dE/dx . De plus, pour l'identification des électrons, l'information dE/dx n'est considérée que si un minimum de 50 fils attachés à la trace ont déclenché. A l'aide de la mesure du dE/dx , on peut alors construire un estimateur R_I :

$$R_I = \frac{\frac{dE}{dx} - \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle}{\sigma \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle}$$

$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle$ est la valeur attendue pour un électron et $\sigma \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle$ sa résolution attendue. Ainsi, R_I est distribué suivant une loi normale centrée pour les électrons.

4.1.3 Coupures sur R_T , R_L et R_I pour identifier les électrons

Nous avons été amenés à définir un ensemble de coupures sur les estimateurs R_T , R_L et R_I afin d'identifier au mieux les électrons au cœur des jets de particules [54], dans un environnement particulièrement hostile, pour réaliser certaines études de la physique des saveurs lourdes [57] décrites aux chapitres 5, 6 et reprisent ensuite en standard par les analyses d'ALEPH. Elles doivent permettre d'obtenir un bon compromis entre une grande efficacité d'identification des électrons et une forte réjection des hadrons.

La figure 4.2 montre à partir d'événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ simulés les distributions de pureté en électrons par rapport à l'efficacité d'identifier un électron, pour différentes coupures en R_T (les courbes sont iso- R_L). La pureté en électrons est la fraction de vrais électrons identifiés rapportée au nombre total de particules identifiées (électrons et hadrons). Une courbe similaire peut être obtenue sur les données en sélectionnant un lot avec une grande pureté en électrons produits par conversion de photons. Le point de fonctionnement, défini par les coupures $-1.6 < R_T$ et $-1.8 < R_L < 3.0$, correspond au point d'inflexion de la courbe 4.2. Ce choix est dicté par la nécessité de stabilité à la fois de la pureté et de l'efficacité, pour minimiser la sensibilité de l'identification à la calibration des estimateurs. Notons qu'aucune coupure supérieure sur R_T n'est effectuée. En effet, une telle coupure rejeterait des électrons de haute impulsion accompagnés d'un photon de rayonnement de freinage ; l'accélération de Lorentz ramenant le photon dans la direction de l'électron tous deux vont se trouver dans les mêmes quatre tours centrales et contribuer au même amas d'énergie dans le ECAL, imposant E_4 significativement plus grande que l'impulsion de l'électron mesurée dans la TPC.

Pour les analyses nécessitant une bonne identification des électrons, au cœur de jets de particules produits dans des désintégrations $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, les critères suivants ont été définis :

- l'impulsion des candidats électrons doit être supérieure à 2 GeV/c,
- $-1,6 < R_T$ et $-1,8 < R_L < 3,0$
- $-2,5 < R_I$ et $50 < N_{\text{fils}}$.

Typiquement, l'efficacité d'identification des électrons à l'aide du calorimètre seul est de 0,785 pour une probabilité moyenne de contamination de $3,44 \cdot 10^{-3}$ tandis qu'en utilisant conjointement l'information de la TPC, la contamination est réduite

à $0,95 \cdot 10^{-3}$ pour une efficacité de 0,655. La perte d'efficacité provient essentiellement de la demande d'avoir un minimum de 50 fils touchés et l'on voit tout l'intérêt de pouvoir disposer de l'information R_I en utilisant les damiers de la TPC qui permet de s'affranchir de cette contrainte ...

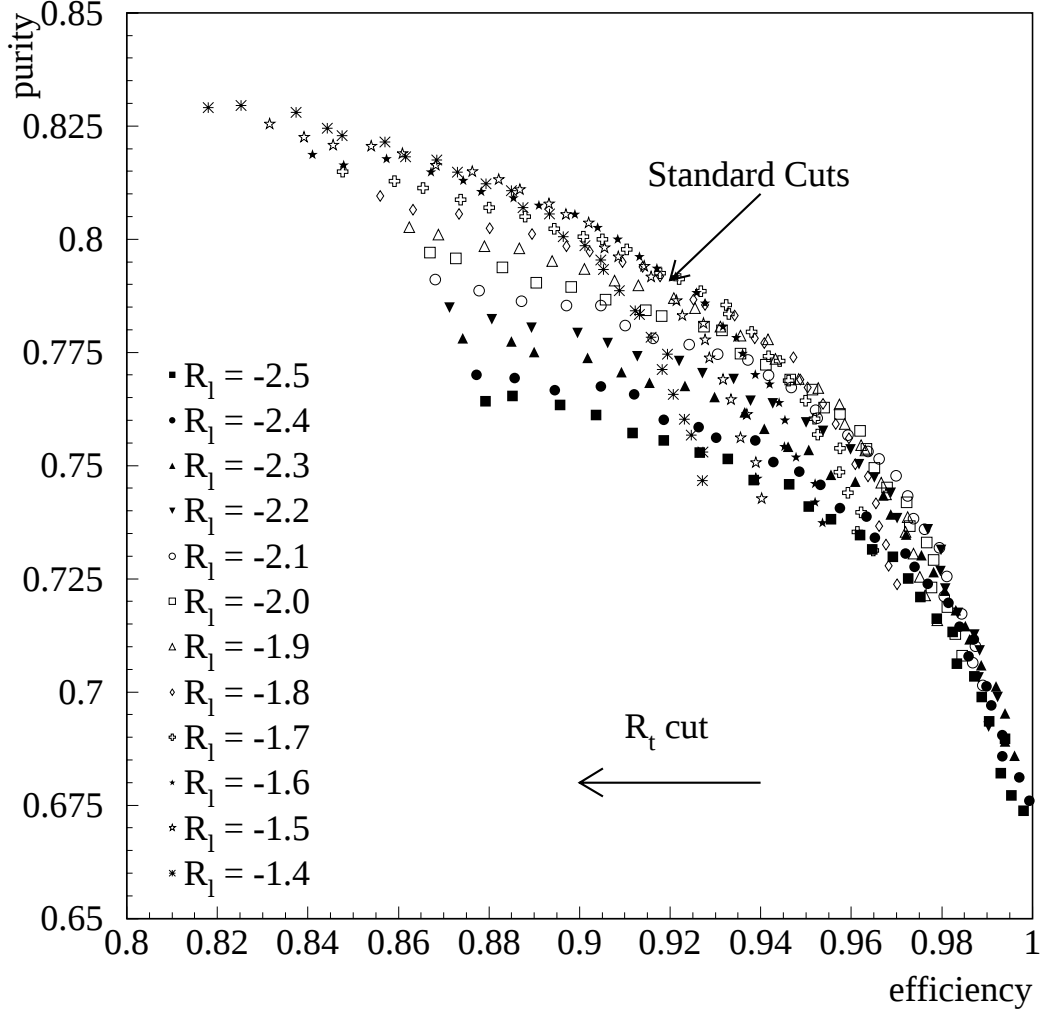


FIG. 4.2: Courbe pureté-efficacité de l'identification des électrons pour des candidats électrons. Pour une coupure unique sur R_L , différentes courbes sont montrées pour plusieurs coupures sur R_T . Chaque point est obtenu avec les coupures suivantes $R_{Ti}^{cut} < R_T$, $R_{Li}^{cut} < R_L < 3,0$. Pour un symbole donné, la même coupure sur R_L est appliquée et chaque point correspond à une nouvelle coupure sur R_T , i.e $-2,5 \leq R_{Ti}^{cut} \leq -1,2$, avec un incrément de 0,05 de la droite vers la gauche. Les coupures standards sont $-1,6 < R_T$ et $-1,8 < R_L < 3,0$.

4.2 Identification des muons

L'identification des muons est réalisée dans ALEPH en utilisant les informations combinées du calorimètre hadronique HCAL et des chambres à muons.

Tout d'abord une impulsion minimale de 3 GeV/c est demandée afin de s'assurer que quelle que soit la région du détecteur que le muon traverse, il puisse sortir du calorimètre. Puis, les traces qui développent une gerbe dans le calorimètre sont rejetées. On limite ainsi à trois le nombre de tubes adjacents touchés au tube touché que l'on considère.

Ensuite chaque trace chargée, reconstruite dans la TPC, est extrapolée à travers le calorimètre hadronique, comme si c'était un muon. L'extrapolation prend en compte la carte détaillée du champ magnétique et la perte d'énergie par ionisation attendue pour un muon. Une route est alors définie autour de la trace extrapolée dont la largeur correspond à trois déviations standards par rapport à la diffusion coulombienne multiple estimée dans l'extrapolation. Les différentes parties du HCAL traversées par cette route permettent de définir des critères que les candidats muons doivent satisfaire. Pour un muon, des plans du HCAL qui interceptent cette route doivent être touchés ; un plan est dit touché si des signaux digitaux qui lui correspondent se trouvent sur la route. On définit ainsi :

- N_{exp} : le nombre de plans dont le déclenchement est attendu pour un muon ; une coupure sur ce nombre sert à éliminer les régions de recouvrement du détecteur ;
- N_{fir} : le nombre de plans qui ont effectivement déclenché ;
- N_{10} : le nombre de plans touchés parmi les dix derniers qui interceptent la route autour de la trace ;
- X_{mult} : le nombre moyen d'impacts par plan touchés parmi les onze derniers dans une bande de 20 à 30 cm de large autour de l'extrapolation de la trace chargée, normalisé au nombre total de plans touchés ; c'est un estimateur de la taille transversale de la gerbe développée dans le HCAL et il permet de rejeter des hadrons.

Les coupures suivantes ont été adoptées pour définir un muon à l'aide du calorimètre hadronique [54] :

$$N_{fir}/N_{exp} \geq 0,4 ; N_{exp} \geq 10 ; N_{10} > 4 \text{ et } X_{mult} \leq 1,5$$

Les distributions de ces variables, pour des muons issus de désintégrations $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et pour des pions issus des désintégrations hadroniques du lepton τ , $\tau \rightarrow \pi$, sont montrées sur la figure 4.3.

Les chambres à muons renforcent bien sûr cette identification. En principe uniquement accessibles aux muons, la présence d'au moins un impact dans ces chambres, en addition des critères précédents du HCAL, suffit à compléter leur signature. 95% des muons identifiés par le HCAL donnent un signal dans les chambres à muons, alors que seul 20% des hadrons identifiés par erreur muons par le HCAL frappent ces chambres. Pour une faible perte d'efficacité la contamination du lot en hadrons

est fortement réduite. Typiquement, l'efficacité d'identification des muons est 0,859 avec une probabilité de mauvaise identification de $6,6 \cdot 10^{-3}$.

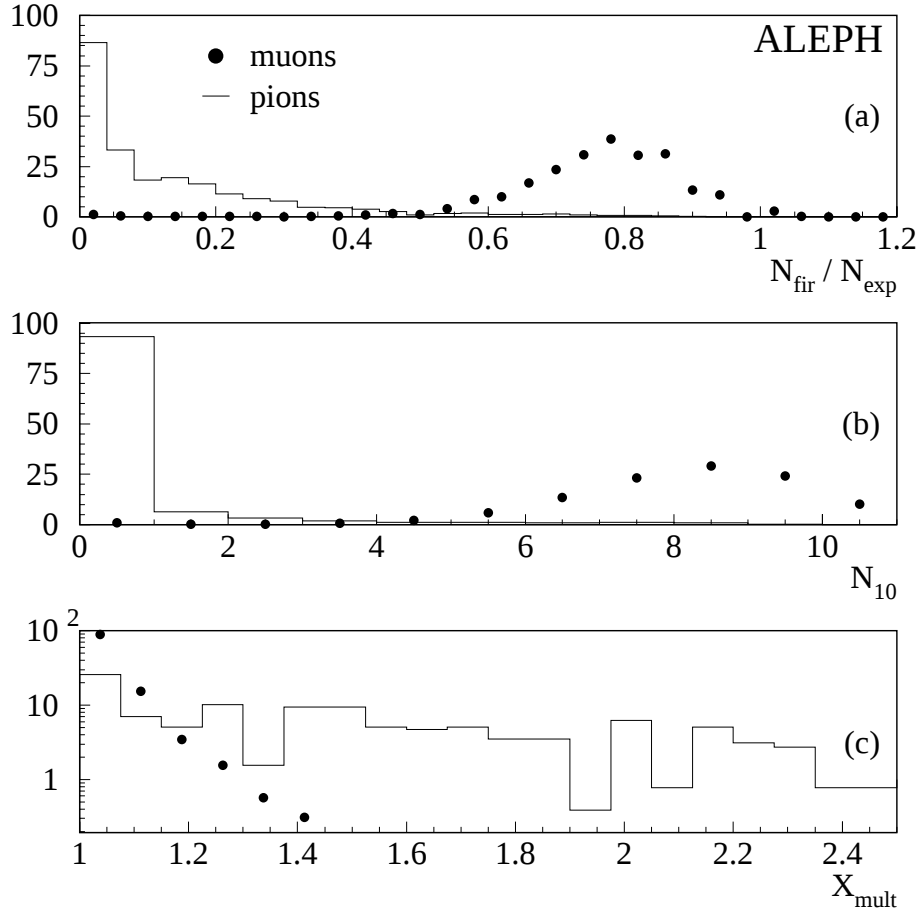


FIG. 4.3: Distribution de N_{fir}/N_{exp} (a), N_{10} (b), and X_{mult} (c), pour des muons et des pions tels que $N_{exp} > 10$. Les figures ont été normalisées aux mêmes aires ; l'échelle verticale est arbitraire.

4.3 Performance de l'identification des leptons

Certaines analyses, comme celles que nous avons entreprises et qui sont décrites aux chapitres 5 et 6, nécessitent une bonne connaissance des performances d'identification des leptons. C'est notamment le cas des mesures des rapports d'embranchement semileptonique, une mesure de précision ne peut être obtenue que si l'efficacité d'identifier un lepton est bien connue. De même, il est nécessaire de pouvoir contrôler le niveau de contamination en hadrons des échantillons sélectionnés de candidats leptons. De plus certaines analyses nécessitent de connaître le spectre d'impulsion (p) et d'impulsion transverse par rapport au jet de particules ($p_{\perp}$) des candidats leptons.

La charge de la particule ($\pm e$) ou encore sa position angulaire dans le détecteur ($\cos\theta$ où θ est l'angle polaire dans le détecteur) peuvent aussi intervenir. Un contrôle précis des performances de l'identification des leptons, en terme d'efficacité et de contamination, et directement effectué sur les données, est donc souhaitable en fonction de ces grandeurs physiques p , $p_\perp$, $\cos\theta$ et $\pm e$.

Nous avons donc dû développer des méthodes pour mesurer ces performances [53, 54]. Selon le type de lepton, électron ou muon, la précision pouvant être obtenue sur la connaissance de ces performances n'est pas la même. Ainsi un bien meilleur contrôle des électrons peut être obtenu justifiant ainsi leur seul emploi pour certaines analyses.

Nous allons décrire brièvement les techniques utilisées pour mesurer les performances d'identification des leptons. De plus amples détails peuvent être trouvés dans les références [58, 59].

4.3.1 Performance de l'identification des électrons

Nous avons vu que l'identification des électrons était réalisée de manière indépendante à l'aide de la forme des dépôts d'énergie dans le ECAL et du dE/dx dans la TPC. Cette redondance permet un contrôle séparé et de sélectionner indépendamment des lots d'électrons fournissant ainsi un contrôle direct sur les données. D'autre part, cette identification est basée sur des estimateurs distribués suivant une loi normale centrée, donc en principe le contrôle de leur variance et de leur valeur moyenne est suffisant pour apprécier leurs performances.

Les sources d'électrons sont aussi nombreuses, la conversion de photons en est une privilégiée.

Efficacité d'identification des électrons

Les paires d'électrons produites dans la matérialisation de photons (figure 4.4) au sein de la matière d'ALEPH : tube à vide, VDET, ITC et mur interne de la TPC, sont une source très propre d'électrons, et de plus dans un environnement hadronique qui nous intéresse particulièrement. Un échantillon, contenant plus de 98% d'électrons, peut ainsi être sélectionné :

- les coupures ECAL et dE/dx sont appliquées au conjoint de la trace qui nous intéresse. La paire issue de la matérialisation doit de plus trouver son origine dans le VDET, les murs de l'ITC, ou le mur interne de la TPC.
- La trace que l'on considère est sélectionnée par une coupure très sévère sur l'estimateur dE/dx R_I si l'on s'intéresse à R_T et R_L , ou sur ces deux derniers si on contrôle R_I .

Le contrôle de l'estimateur R (R_T , R_L ou R_I) est opéré au moyen d'un ajustement de la distribution de R par une gaussienne de valeur moyenne $\langle R \rangle$ et d'écart type σ_R . L'ajustement est réalisé en fonction de l'impulsion, de l'impulsion transverse, de la charge électrique et de l'angle polaire du lepton. Ceci peut être réalisé aussi bien sur les données que sur la simulation et permet une mesure de l'efficacité d'identifier un électron.

En ce qui concerne l'identification des électrons avec le ECAL, aucune dépendance en fonction de p ou $p_{\perp}$ n'est observée. De faibles variations en fonction de la région du détecteur (tonneau, bouchons et zone de recouvrement) sont mises en évidence et corrigées en conséquence. Le calorimètre électromagnétique est stable suivant les années de prises de données, au moins dans la région centrale.

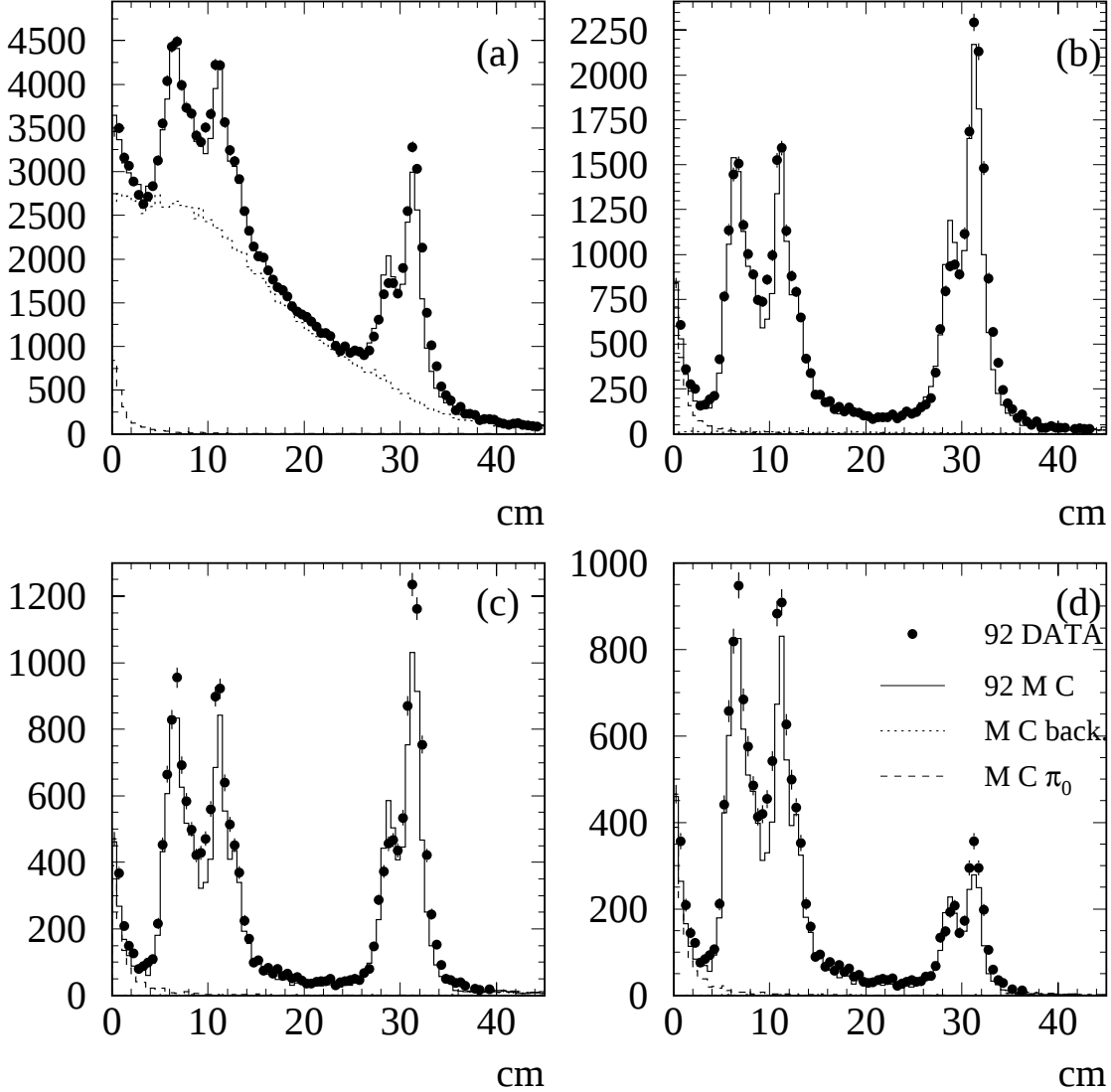


FIG. 4.4: Superposition des données prises en 1992 et du MC correspondant du nombre de conversions en fonction du rayon de matérialisation (a), contenant au moins un électron identifié par le ECAL (b), et par le dE/dx (c), après coupure sur le paramètre d'impact des traces $|d_0| \leq 0,5$ cm.

Par exemple, l'efficacité moyenne d'identification des électrons avec le ECAL sur les données de 1994 et pour $p \geq 2$ GeV/c est de $0,789 \pm 0,003$ (figure 4.5).

La même procédure est appliquée pour contrôler R_I . Rappelons que la coupure appliquée à R_I est $R_I > -2,5$. On s'attend donc à une inefficacité de 1% si la résolution

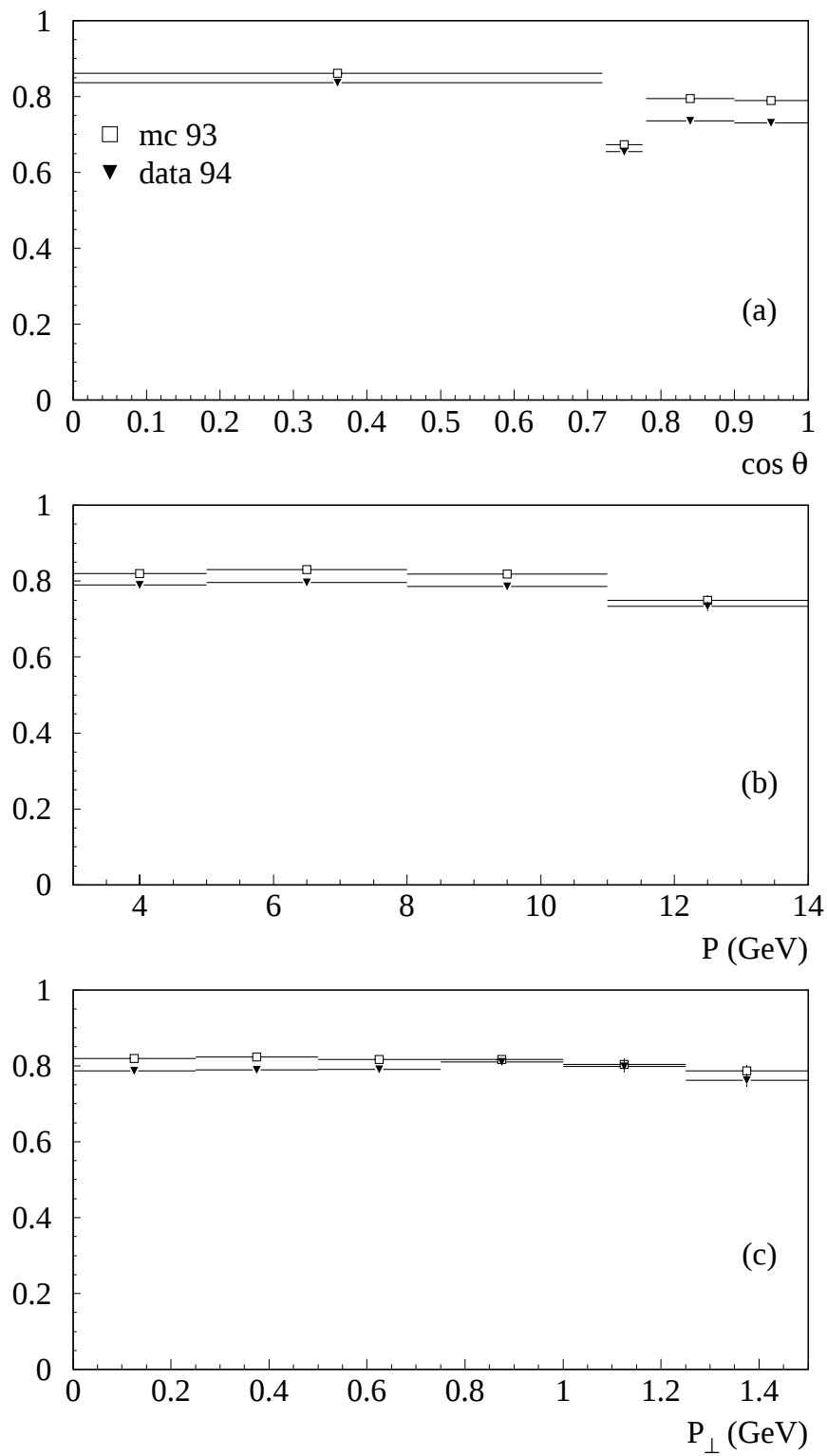


FIG. 4.5: Efficacité de l'identification des électrons avec le ECAL pour des électrons qui proviennent des conversions de photons pour les données de 1994 et le MC de 1993 en fonction (a) de la région du détecteur (tonneau, intermédiaire, bouchon A et B), (b) de l'impulsion et (c) de l'impulsion transverse.

est correctement calibrée. Si aucune dépendance en fonction de p ou $p_\perp$ n'est observée, une légère dépendance en fonction de $|\cos\theta|$ peut être mise en évidence et est corrigée.

La cause principale d'inefficacité de l'identification des électrons par la TPC ne vient pas de R_I , mais de la requête d'avoir au moins 50 fils isolés touchés. Elle dépend fortement de l'impulsion transverse $p_\perp$ de la particule et il s'agit aussi de la contrôler. Cette inefficacité est due au recouvrement des traces qui est d'autant plus grand que l'ouverture angulaire de la trace par rapport à l'axe de son jet est faible. Une forte dépendance avec $\cos\theta$ est aussi observée, puisque les traces sont mieux séparées en z à petit angle, la distance de vol dans le volume de la TPC étant plus longue.

Cet effet est mesuré avec précision en fonction de p , $p_\perp$ et $\cos\theta$ dans les données en considérant toutes les traces issues des désintégrations hadroniques du Z . L'efficacité moyenne est de $0,834 \pm 0,002$.

Le lot de conversions permet une bonne mesure de l'efficacité des électrons jusqu'à des impulsions voisines de 10 GeV/c. Aucune dépendance en fonction de l'impulsion n'est observée, ceci peut être confirmée en utilisant d'autres échantillons d'électrons. Notons également que cette source d'électrons peut également être un bruit de fond important pour certaines analyses. En effet, il n'est pas toujours possible de reconstruire les deux constituants de la paire qui permettraient de les éliminer. Une source d'électrons identifiés est donc constituée d'électrons provenant de la conversion de photons au sein de la matière du détecteur dont un seul électron est reconstruit. Ce flux de matérialisation peut également être contrôlé sur les données en réalisant une cartographie d'ALEPH à l'aide du lot précédent de paires parfaitement identifiées (figure 4.4). On peut ainsi mesurer la normalisation et la forme suivant l'impulsion et l'impulsion transverse de cette source d'électrons.

Les électrons issus de la désintégration des τ ont un spectre d'impulsion beaucoup plus large et permettent de vérifier les résultats précédents.

Deux autres sources d'électrons sont également utilisées : les électrons isolés produits lors d'interactions faisceau-gaz et les électrons de diffusion Bhabha. Ils sont également utilisés pour calibrer le ECAL. Produits préférentiellement à bas angles, ils permettent essentiellement de contrôler le comportement des estimateurs dans les bouchons. Les études en fonction de la charge électrique ne peuvent être faites qu'avec précautions puisque de très fortes corrélations existent. En effet, positrons et électrons vont refléter la direction des faisceaux initiaux ; les positrons sont massivement produits dans le bouchon B et les électrons dans le bouchon A. Une dépendance de R_T en fonction des électrons seulement a pu être mise en évidence dans les régions du bouchon telles que $|\cos\theta| > 0,9$ et corrigée.

Une autre possibilité d'études des estimateurs est offerte grâce à leur indépendance. Un échantillon formé de toutes les traces chargées produites dans les désintégrations hadroniques du Z^0 peut être utilisé ; le comportement d'un des trois estimateurs étant étudié après coupure sur les deux autres (figure 4.6). Cet échantillon présente l'avantage d'une grande statistique mais souffre d'une forte contamination en hadrons. Peu efficace pour le contrôle de R_L où l'information principale est, rappelons le, dans le fait que l'algorithme ait convergé, dans ce cas

là hadrons et électrons auront une distribution voisine et difficilement distinguable, il peut être utilisé pour étudier R_T . Sa distribution peut en effet être ajustée par la somme d'une gaussienne pour les électrons, et d'une exponentielle décroissante pour le bruit de fond hadronique. La distribution de R_I quant à elle sera très utilisée pour évaluer la contamination du lot comme décrit dans le paragraphe suivant.

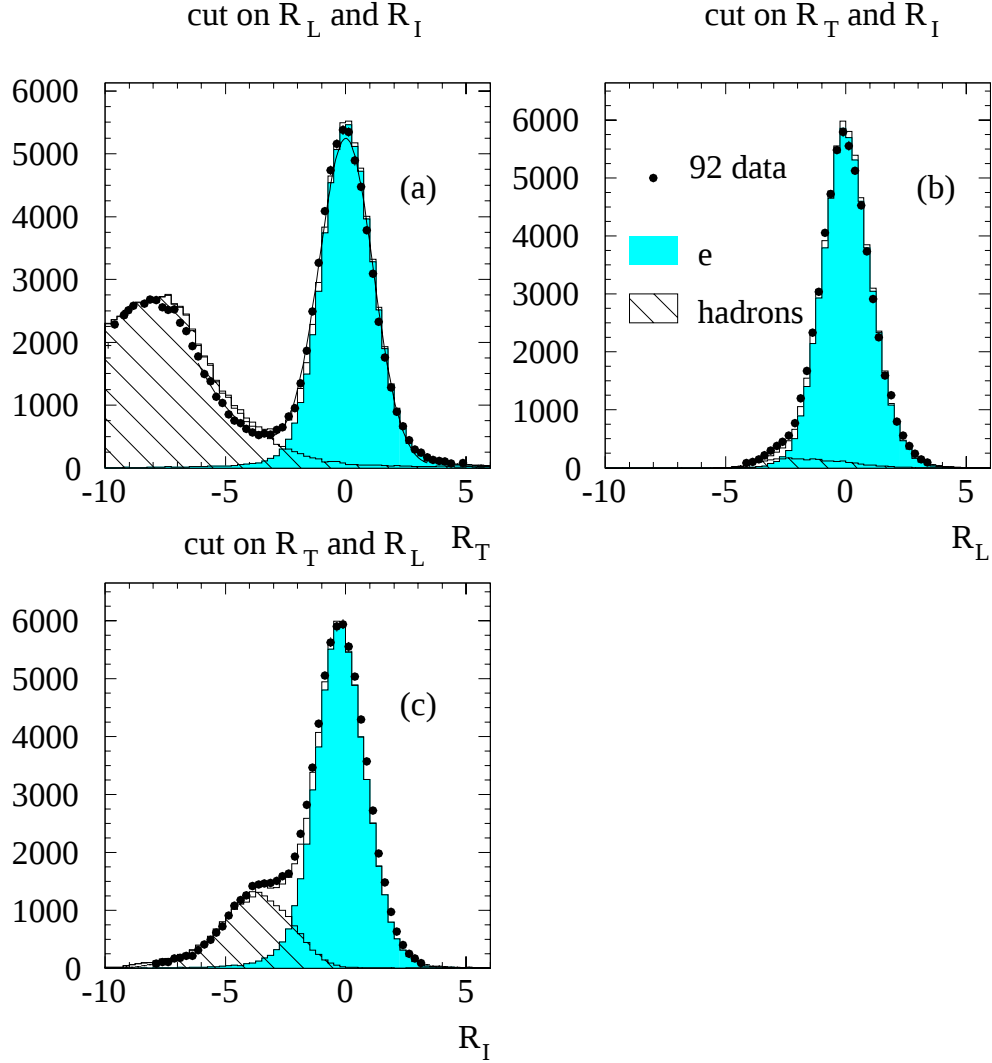


FIG. 4.6: Distribution pour les données de 1992 et le MC correspondant : (a) de R_T après coupure sur R_L et R_I , (b) de R_L après coupure sur R_T et R_I , (c) de R_I après coupure sur R_T et R_L . La partie hachurée correspond à la contamination hadronique, la partie grisée aux électrons.

Une étude exhaustive a été menée pour mesurer l'efficacité d'identification des électrons directement sur les données et contrôler le comportement des estimateurs dans l'espace des p , $p_\perp$, $\cos\theta$ et la charge électrique de l'électron.

Année par année, une précision relative voisine de 2% a pu être obtenue sur l'efficacité d'identification des électrons.

Mesure de la contamination du lot d'électrons

Une faible quantité de hadrons vont satisfaire aux coupures de sélection des électrons et vont donc être identifiés par erreur comme électrons. Il est bien sûr également important de contrôler ce taux de contamination ainsi que son évolution en fonction de l'impulsion et de l'impulsion transverse des particules. Là encore, la redondance non corrélée entre les informations du ECAL et le dE/dx va être mise à profit pour mesurer cette contamination.

La forme de la distribution de R_I pour l'ensemble des candidats électrons sélectionnés par le ECAL est montrée sur la figure 4.7. Elle est la somme de deux

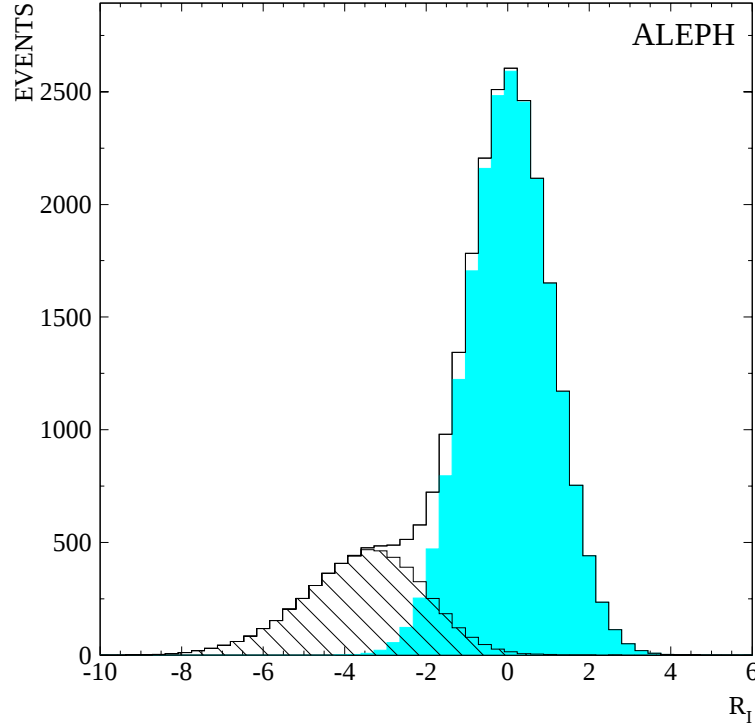


FIG. 4.7: Distribution de R_I des candidats électrons. La partie hachurée représente la contamination hadronique, et la partie ombrée les électrons.

composantes qui sont mesurées directement sur les données en fonction de p et $p_\perp$:

- une gaussienne qui donne par définition la forme des électrons,
- une fonction de distribution de R_I pour les hadrons, qui est déterminée à partir de traces sélectionnées hadrons par le ECAL.

Techniquement, la contamination hadronique est estimée par ajustement de la distribution de R_I des candidats électrons pour différentes régions de $(P, P_\perp)$ à la fonction suivante :

$$N^e f^e(R_I) + N^h f^h(R_I)$$

Où :

- N^e et N^h sont les nombres d'électrons et de hadrons présents dans l'échantillon.
- f^e est une gaussienne dont la valeur moyenne et l'écart type sont laissés libres et qui représente la forme des électrons.
- f^h est la distribution de R_I des traces sélectionnées hadron par le ECAL suivant les coupures $R_T < -3$ et $R_L < -3$.

La contribution des électrons est alors soustraite et la contamination des hadrons est la part de la différence qui passe la coupure d'identification $dE/dx R_I > -2,5$. Ceci permet d'évaluer la probabilité qu'un hadron soit identifié comme un électron en fonction de p et $p_\perp$. Un exemple de l'évolution de ces probabilités en fonction de l'impulsion et de l'impulsion transverse est donné figure 4.8. Une dépendance avec

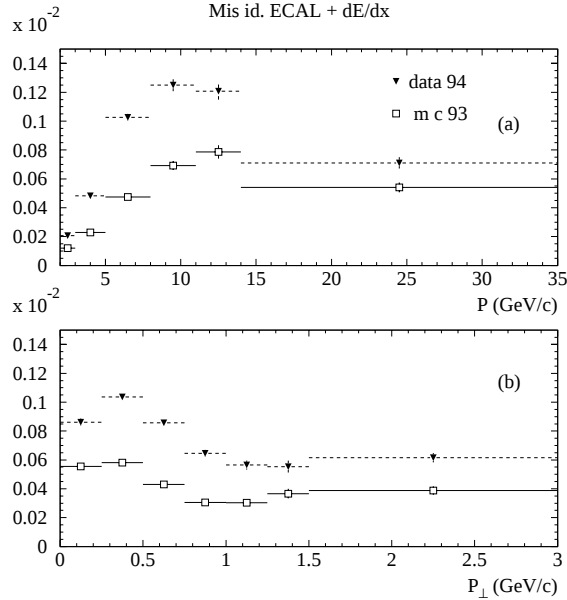


FIG. 4.8: Probabilités d'identifier à l'aide des informations ECAL et dE/dx un hadron comme électron pour les données de 1994 et le MC de 1993 en fonction (a) de l'impulsion et (b) de l'impulsion transverse.

l'impulsion des candidats électrons est observée et corrigée. Elle est présente à la fois dans l'identification avec le ECAL seul et dans l'identification ECAL et dE/dx conjoints. Une faible dépendance avec l'impulsion transverse existe pour le ECAL seul, celle-ci augmente quand on applique la coupure dE/dx . Tous ces effets sont pris en compte dans notre simulation.

4.3.2 Conclusion sur l'étude des électrons

Toutes ces études ont été répétées pour toutes les années de prises de données de LEP I, et ont pu être améliorées au fil du temps et de la statistique accumulée de plus en plus importante. Elles ont été réalisées aussi bien sur les données que sur les événements simulés. Elles nous ont permis d'avoir une bonne maîtrise des électrons

et de réaliser de nombreuses analyses aussi bien dans la première phase de LEP I et l'étude des saveurs lourdes que dans la seconde phase LEP II avec l'étude des bosons W à l'aide de leurs désintégrations leptoniques. Nécessaires pour nos analyses, elles ont également permis d'avoir un bon contrôle du fonctionnement d'ALEPH.

Ainsi il a été montré que pour des électrons très énergétiques (> 45 GeV/c), qui n'avaient jamais été produits avant la montée en énergie de LEP en 1996, et avec la nouvelle version de Géant alors disponible (version 321), la simulation ne reproduisait pas correctement le comportement de l'estimateur R_L . La valeur moyenne était décalée de $+1$ sigma, voir les figures 4.9 (a) et (b), et 4.10 (a) et (b) par exemple où données et simulation sont comparées. Nous avons étudié ce problème et proposé une nouvelle paramétrisation de l'évolution de R_L en fonction de l'impulsion pour le corriger.

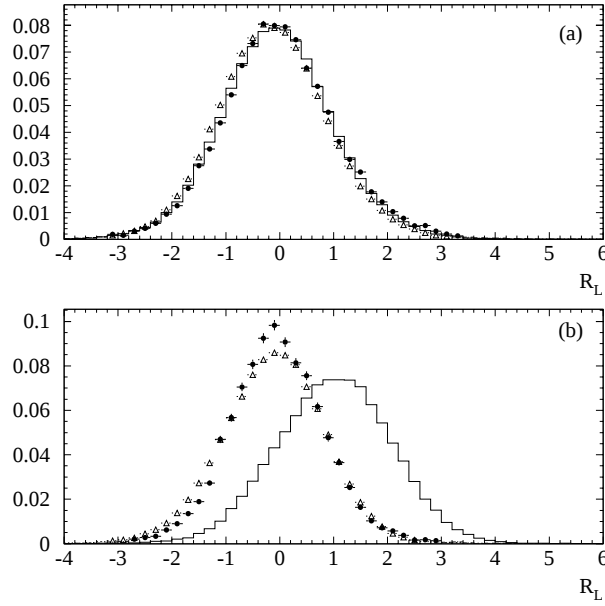


FIG. 4.9: Distribution de R_L pour des traces ayant une impulsion (a) $p < 40$ GeV/c et (b) $p > 40$ GeV/c. Les points représentent les données 1996, les histogrammes le MC 96, et les triangles le MC 96 après notre correction. Les traces sont sélectionnées en utilisant des coupures sur R_T et R_I . Données et Monte-Carlo sont normalisés à la même surface.

600 000 électrons produits avec du Monte-Carlo 96 et correspondant à différents processus physiques ont été utilisés pour étudier ce problème et trouver une nouvelle paramétrisation. L'ancienne paramétrisation de R_L en fonction de l'impulsion, (équation 4.1) décrite au paragraphe 4.1.1, n'était plus capable de décrire le comportement de β/α à grande impulsion. Une nouvelle paramétrisation a donc été proposée (équation 4.3) :

$$\left\langle \frac{\beta}{\alpha} \right\rangle = \frac{1}{\beta_1 + \beta_2 \ln P} \quad (4.3)$$

Tandis que pour l'évolution de $\sigma(\beta/\alpha)$ en fonction de l'impulsion la même équation 4.4 a été utilisée dans toutes les parties du détecteur :

$$\sigma(\beta/\alpha) = \frac{1}{\sigma_1 + \sigma_2 \ln P} \times \frac{r_{s1}}{1 + \frac{r_{s2}}{P^2}} \quad (4.4)$$

Nous avons également proposé une nouvelle paramétrisation dans la zone de recouvrement. Les paramètres β_i , σ_i et r_{s_i} sont donnés dans le tableau 4.2.

	Tonneau	Bouchons	Recouvrement
β_1	5,09686	5,19404	4,58732
β_2	0,953056	0,853438	0,70152
σ_1	12,78003	15,17324	16,06845
σ_2	19,27848	18,32008	1,06258
r_{s1}	0,98973	0,97593	1,0069
r_{s2}	0,32534	0,64457	1,9151

TAB. 4.2: Paramètres utilisés dans les équations 4.3 et 4.4.

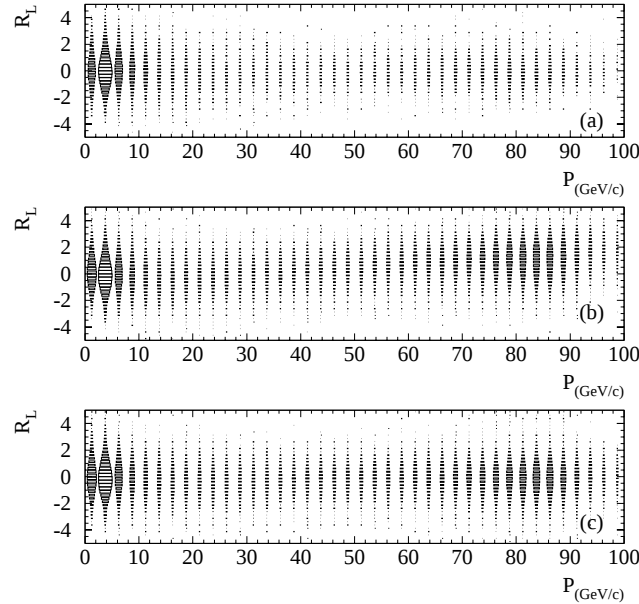


FIG. 4.10: R_L en fonction de l'impulsion de la trace, (a) dans les données 1996, (b) dans la simulation des données 1996, et (c) après correction de celle-ci. Les traces sont sélectionnées en utilisant des coupures sur R_T et R_L .

Les figures 4.10 et 4.11 montrent l'évolution de R_L et de β/α en fonction de l'impulsion avec l'ancienne et la nouvelle paramétrisation. Cette nouvelle paramétrisation a été adoptée et se trouve désormais utilisée en standard dans la simulation.

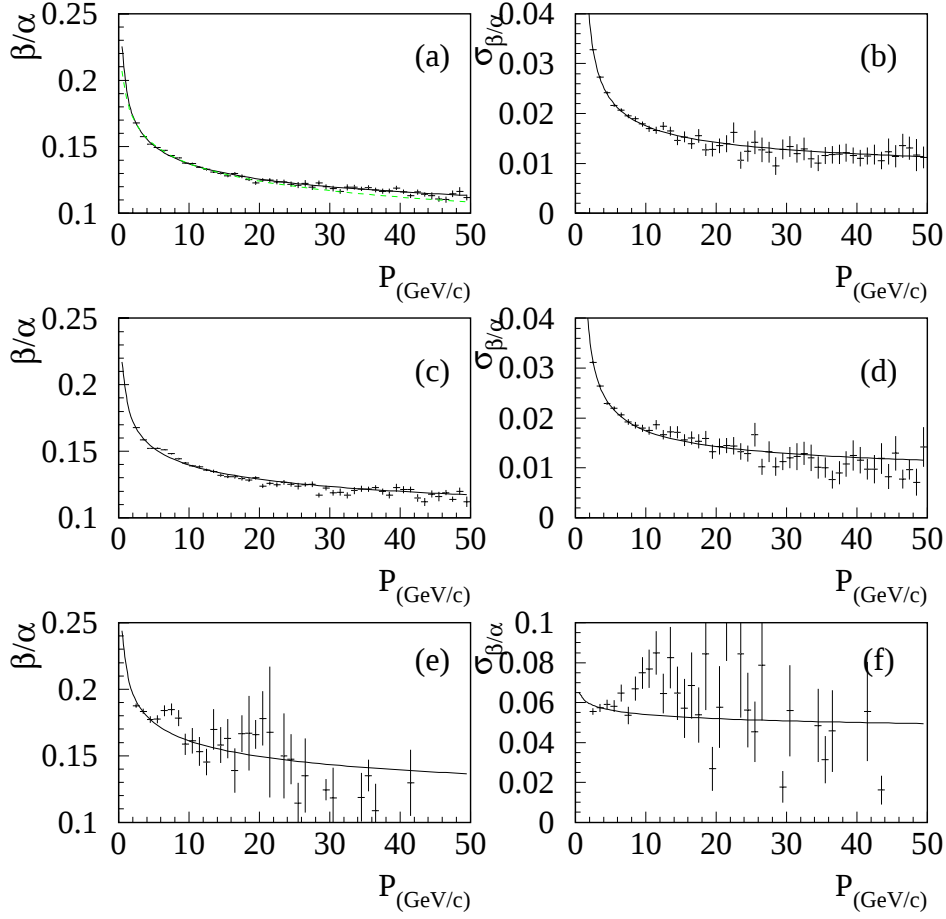


FIG. 4.11: β/α et $\sigma(\beta/\alpha)$ en fonction de l'impulsion des électrons, (a) et (b) dans le tonneau, (c) et (d) dans les bouchons, et (e) et (f) dans la zone de recouvrement. La courbe superposée est le résultat du fit. La figure (a) comporte en tirets l'ancienne paramétrisation.

L'utilisation de variables spécifiques au calorimètre a également permis de mettre en évidence un problème de reconstruction des traces chargées de haute impulsion dans la TPC lors des données collectées à 183 GeV en 1997. Il avait été montré que pour des impulsions supérieures à 50 GeV/c, la valeur moyenne de l'estimateur R_T augmentait pour des électrons, mais restait stable pour les positrons. Nous avons pu montrer que cet effet, attribué dans un premier temps à un dysfonctionnement calorimétrique, provenait en fait de la TPC. Alors que l'évolution en fonction de l'impulsion avait un comportement similaire pour les électrons et positrons pour une variable purement calorimétrique comme $\frac{E_4}{E}$, ce n'était plus le cas avec la variable $\frac{E}{p}$. Les électrons présentaient un comportement pathologique. Ceci a ainsi pu être corrigé.

4.3.3 Performance de l'identification des muons

L'utilisation des muons nécessite également un bon contrôle des performances de leur identification. La situation est cependant ici moins aisée. D'une part, nous ne disposons pas d'un échantillon pur de muons en milieu hadronique comme cela était le cas avec les matérialisations de photons pour les électrons. D'autre part la contamination en hadrons est plus importante et plus difficile à contrôler. Nous ne disposons pas ici de deux moyens indépendants permettant d'identifier les muons de manière performante. Nous allons décrire succinctement les contrôles réalisés, plus de détails peuvent être trouvés dans la référence [59].

Efficacité d'identification des muons

Les événements dimuons ($Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$) constituent un lot pur de muons. Ils permettent de mesurer avec une précision statistique importante l'efficacité de la procédure d'identification. Une seule énergie de muon est disponible (45 GeV!), et seules les variations d'efficacité en fonction de l'angle polaire peuvent être mesurées. Le comportement du détecteur est très stable suivant les années de prise de données. Par exemple, l'efficacité moyenne de la procédure d'identification des muons sur les données 1994 est $0,859 \pm 0,001$.

Les muons issus des désintégrations de τ peuvent toutefois permettre de contrôler la dépendance de la procédure d'identification des muons avec leur impulsion. Aucune dépendance n'est observée.

Mesure de la contamination du lot de muons

Les différentes sources de contamination des muons sont les suivantes :

- Les désintégrations faibles des hadrons neutres, pions ou kaons qui se désintègrent en muons.
- Les “punch-through” et les “sail-through”, pions et kaons qui simulent le comportement des muons dans le HCAL ; les premiers interagissent fortement ce qui leur permet de passer les critères de sélection des muons, tandis qu'au contraire les seconds traversent le HCAL au minimum d'ionisation et peuvent atteindre les chambres à muons.

Ces deux sources ne peuvent malheureusement pas être connues précisément sans un recours à la simulation. Une manière d'évaluer la contamination est de définir la probabilité d'identifier par erreur un hadron, mais en pratique ce contrôle ne peut être réalisé que sur des pions dont il est possible de former des lots purs.

Trois canaux physiques ont été utilisés :

- la désintégration $\tau \rightarrow \rho\pi^0$, suivie par la désintégration $\rho \rightarrow \pi\pi^0$,
- la désintégration $\tau \rightarrow \pi\pi\pi$,
- la désintégration $K_s^0 \rightarrow \pi\pi$, intervenant en milieu hadronique,

conduisant à une mesure de la probabilité d'identifier un pion comme muon voisine de 0,008.

Les kaons constituent également une fraction importante des hadrons identifiés comme muon. Il n'est cependant pas possible d'en constituer un lot pur et important, la probabilité d'identifier un kaon comme un muon ne peut donc être mesurée sur les données, mais doit être estimée à l'aide de la simulation. De la même façon connaître les formes en p , $p_{\perp}$ du bruit de fond aux muons est difficile. Dans une certaine mesure les spectres d'impulsion et d'impulsion transverse des K_s^0 et des hadrons tout venant peuvent être utilisés. Les spectres cinématiques des kaons chargés peuvent être estimés à l'aide de ceux des K_s^0 qui sont proches. La simulation nous donnant la fraction relative de pions et kaons chargés produits, le spectre des "tout venant" nous permet d'accéder à celui des pions. Si le spectre d'impulsion des kaons est bien simulé, il n'en est pas de même de celui de l'impulsion transverse. La conclusion est identique sur les spectres des particules "tout venant" et la totalité de l'effet peut être impartie comme provenant des kaons. Une correction peut ainsi être appliquée.

Ce type de correction souffre de grandes erreurs et ces méconnaissances peuvent constituer une limitation pour certaines mesures.

Troisième partie

Etude des Saveurs Lourdes

Introduction

Cette partie regroupe les analyses du spectre de leptons que nous avons effectuées afin d'étudier les saveurs lourdes (b et c) produites lors de la désintégration du boson Z à LEP I. Si les leptons permettent d'étiqueter les saveurs lourdes qui les produisent en abondance, leurs caractéristiques reflètent également les différents processus auxquels ils ont été soumis. La description de ces étapes, de la production des quarks à l'observation des leptons dans le détecteur, a été donnée au chapitre 1. Les leptons sont ainsi porteurs de nombreuses informations. Ceci peut soit constitué une limite à la compréhension du spectre de leptons en raison des nombreuses incertitudes théoriques régissant certaines étapes (fragmentation, désintégration, ...), ou au contraire être mis à profit pour mesurer un grand nombre de quantités physiques reliées à ces différentes étapes et en améliorer nos connaissances. Nous avons utilisé les leptons pour étudier :

- la production des quarks lourds b et c , en mesurant les rapports des largeurs partielles R_b et R_c , ainsi que leurs asymétries avant-arrière de production A_{FB}^b et A_{FB}^c . Ceci permet des tests importants du Modèle Standard électrofaible ;
- les rapports d'embranchement semileptonique direct ou secondaire des b , en mesurant $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ et $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$;
- le paramètre de mélange inclusif des mésons beaux $B^0\text{-}\overline{B}^0$, en mesurant sa valeur intégrée dans le temps χ ;
- la fragmentation en mesurant $\langle X_b \rangle$ et $\langle X_c \rangle$ dans le cadre d'un modèle.

L'étude de la production des quarks lourds permet des tests importants du Modèle Standard électrofaible tandis que les autres études permettent de tester notre compréhension de QCD et des nouvelles théories HQET ou HQE.

Cette partie a été divisée arbitrairement en deux chapitres, le premier dédié aux mesures de R_b et R_c , et le second aux autres quantités, en raison de l'importance particulière des largeurs partielles et de la grande précision nécessaire à ces mesures, même si dans la pratique ces études ont été réalisées simultanément.

Nos différentes mesures des largeurs partielles R_b et R_c effectuées avec une statistique variant de quelques dizaines de milliers de Z au démarrage de LEP à plusieurs millions lors de la fin de LEP I en 1995 seront exposées dans le chapitre 5, ainsi que les méthodes employées. Pour tirer partie de l'accroissement de la statistique et améliorer la précision de ces mesures il fut nécessaire de développer de nouvelles méthodes. Si au démarrage les leptons étaient le meilleur outil pour effectuer ces

mesures, l'ajout d'un détecteur de vertex dans ALEPH lors de l'année 1991 apporta une autre information très puissante qui surplanta celle des leptons. Néanmoins si la première mesure effectuée à l'aide des leptons n'avait qu'une précision relative de 11%, les dernières permettent d'atteindre le pourcent ; un ordre de grandeur a pu être gagné en utilisant l'ensemble de la statistique.

Nos analyses seront replacées dans leur contexte et les principales autres mesures de R_b obtenues dans ALEPH seront discutées.

Le second chapitre (chapitre 6) est quant à lui consacré à l'étude globale du spectre de leptons, très riche en informations. Nous avons analysé les leptons et les dileptons et les mesures des rapports d'embranchement semileptonique, de la fragmentation, du paramètre de mélange des mésons beaux et des asymétries avant-arrière sont décrites. Des mesures des éléments de la matrice CKM $|V_{cb}|$ et $|V_{ub}|$ peuvent également être obtenues.

Chapitre 5

Mesures des largeurs R_b et R_c

5.1 Préambule

C'est en 1989 que LEP démarra. Quelques jours de prises de données suffirent pour apporter un grand nombre d'informations physiques et confirmer le Modèle Standard. Toutes les mesures (masse, largeur, sections efficaces au pic du Z , ...) étaient compatibles avec le Modèle Standard et trois familles de neutrinos légers. Pas de nouvelles particules découvertes ni de signe de nouvelle physique. Pour les uns il fallait désormais construire une nouvelle machine et attendre le LHC afin de découvrir quelque chose, pour les autres les tests de précision du Modèle Standard avec LEP allaient pouvoir commencer. Mettre en évidence les qualités ou les limites du Modèle Standard, ou de nouvelles particules serait long et difficile ...

R_b ($= \frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\sum \Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})}$) est une quantité importante du Modèle Standard et dès le démarrage de LEP son étude commença. Atteindre une précision relative de 1% serait un travail de longue haleine. En 1989 environ 30 000 $Z \rightarrow q\bar{q}$ étaient disponibles pour les premières analyses [41, 60]. Toute la difficulté est bien sûr de sélectionner un lot de $Z \rightarrow b\bar{b}$ sinon pur, le plus enrichi possible. Nous avons vu (cf chapitre 1) que parmi les quarks, le quark b possédait certaines propriétés qui permettaient de le différencier, voir séparer, des autres (voir tableau 5.1). C'est le quark produit qui a la masse la plus importante, donc les hadrons le contenant seront les plus lourds, ils auront aussi le temps de vie le plus long. Rappelons aussi que plus de 80% des désintégrations de hadrons lourds dans un événement $Z \rightarrow b\bar{b}$ contiennent un lepton. Sauf mention contraire, le terme de lepton désignera électron et muon (ainsi que leurs antiparticules) dans toute la suite.

Saveurs	uds	c	b
Masse (GeV/c^2)	< 1	1,5	5
Temps de vie (ps)	–	0,8	1,6
$\mathcal{B}(Z \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \ell)$	–	0,36	0,80

TAB. 5.1: Quelques propriétés caractéristiques

Cette masse plus grande va intervenir de l'habillage du quark b en hadrons beaux jusqu'à ses désintégrations. Dans la phase perturbative de la gerbe de partons, les quarks b perdent moins d'énergie que les autres quarks plus légers par rayonnement de freinage de gluons. Pendant la période de fragmentation ils emporteront une fraction d'énergie du faisceau $\langle X_E \rangle$ plus importante (voir chapitre 1.5), ainsi $\langle X_E \rangle \simeq 0,72$ pour des hadrons beaux et $\langle X_E \rangle \simeq 0,50$ pour des hadrons charmés. L'espace de phase disponible pour la désintégration du b est supérieur, entraînant une plus grande multiplicité de traces issues du hadron primaire.

Les particules issues de la désintégration des hadrons beaux en gardent l'empreinte. Par exemple, dans le cas du lepton, son énergie maximale dans le centre de masse du quark q est de l'ordre de $m_q/2$ (m_q étant la masse du quark q), soit une énergie moyenne de $m_q/4$. Après transformation de Lorentz ($\langle \beta_c \rangle = 0,998$ et $\langle \beta_b \rangle = 0,988$) pour se placer dans le laboratoire, la composante d'impulsion perpendiculaire à la direction de la vitesse pour laquelle $\langle p_\perp \rangle \simeq m_q/2\sqrt{2}$ reste inchangée. Si nous approximons la direction de vol du quark b par le jet de particules issues de sa désintégration, son énergie moyenne sera plus grande et les impulsions transverses par rapport à l'axe de ce jet des produits de désintégrations de la particule belle initiale seront également plus grandes (voir annexe A).

Comme toutes les particules issues de la désintégration de hadrons beaux vont conserver peu ou prou ces caractéristiques, il est possible de construire des variables globales qui vont reprendre des propriétés topologiques de l'événement, comme par exemple la sphéricité, le produit de sphéricité boostée, ...

Trois méthodes, pouvant d'ailleurs être combinées, sont possibles pour sélectionner des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$. Elles sont basées sur l'utilisation :

1. des leptons,
2. de variables globales,
3. du temps de vie des particules,

et furent utilisées chronologiquement dans cet ordre à LEP.

Ces méthodes requièrent des moyens de détection spécifiques et nous avons vu au chapitre 3 que le détecteur ALEPH était bien armé pour cela :

- un calorimètre électromagnétique, avec une grande couverture angulaire, pour identifier les électrons, et qui peut être combiné avec la TPC et l'information dE/dX ;
- un calorimètre hadronique et des chambres à muons pour identifier les muons ;
- un détecteur de vertex pour mesurer le temps de vie des particules.

Notons qu'au démarrage de LEP, en 1989, ce dernier type de détecteur n'était pas encore présent sur ALEPH, ni sur aucun des trois autres détecteurs. Ce qui bien sûr excluait toute méthode utilisant le temps de vie des particules ... Il fut installé durant l'année 1991 et utilisé fréquemment à partir de 1992.

L'utilisation de variables globales, combinées à l'aide de méthodes d'analyses multivariées ou de réseaux de neurones, permet de traiter toutes les désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$ et pas uniquement celles possédant des leptons. Elles bénéficient

donc d'un pouvoir statistique plus important. En revanche elles demandent un bon contrôle de la distribution de nombreuses variables, et peuvent être entâchées d'erreurs systématiques importantes. Elles apparurent dès la deuxième année de fonctionnement. Les leptons furent utilisés dès le démarrage.

Nous allons retracer du démarrage du LEP à nos jours les mesures des largeurs partielles, ou plus exactement des rapports des largeurs $R_i (= \frac{\Gamma(Z \rightarrow i\bar{i})}{\sum \Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})})$ ($i = b$ ou c) et plus spécifiquement R_b en insistant plus particulièrement sur le rôle joué par les leptons dans ces analyses, fruit de notre contribution.

Nous avons distingué trois époques significatives des techniques utilisées et de la statistique mise en jeu. La première, que nous avons nommée "Le Moyen-Age", correspond aux toutes premières mesures de R_b effectuées dès le démarrage du LEP. La statistique est ici très faible, le but est de faire une mesure à 5% - 10%. La technique de simple étiquetage est la seule utilisée, et elle est suffisante au regard de ce qui est demandé. Cependant, elle va être très vite limitée systématiquement. Après la deuxième année de prise de données, assez d'événements auront été collectés pour pouvoir envisager de nouvelles méthodes. Les méthodes, dites de double étiquetage, vont émerger. Nous avons appelé cette période "La Renaissance". Des précisions de 2% à 3% ont pu être obtenues. Après une "crise", pendant laquelle le Modèle Standard aurait pu être mis en défaut, les méthodes ont été passées au crible, ainsi que les combinaisons des analyses, la période "Les Temps Modernes" commença. C'est alors le règne des méthodes de double étiquetage et de l'utilisation de plusieurs moyens d'étiquetage combinés. Ainsi, des mesures de l'ordre de 1% et parfois meilleures sont obtenues, permettant d'accéder aux précisions souhaitées ultimement et même au-delà. Elles sont en parfait accord avec le Modèle Standard, ce qui évite une nouvelle "crise" ...

5.2 Le Moyen - Age (1989 - 1990)

En 1989 environ 30 000 $Z \rightarrow q\bar{q}$ étaient disponibles pour les premières analyses [41, 60]. Les détecteurs permettant d'identifier les électrons fonctionnaient bien, et nous étions capables de contrôler leurs performances. L'ensemble des chambres à muons n'était cependant pas encore installé. Même si des études commencèrent avec les muons, ce sont les électrons qui permirent de réaliser les premières mesures de R_b .

En raison de la faible statistique disponible, seules des méthodes dites de simple étiquetage pouvaient être utilisées. Déterminer R_b revient à résoudre l'équation :

$$N_e^b = N_{Z \rightarrow q\bar{q}} \times R_b \times e_b + fond \quad (5.1)$$

où :

- N_e^b est le nombre d'événements sélectionnés (étiquetés b),
- $N_{Z \rightarrow q\bar{q}}$ le nombre de désintégrations hadroniques du Z analysées,
- e_b est l'efficacité d'étiquetage des événements b ,
- $fond$ est la contamination du lot sélectionné en événements d'autres saveurs.

Mesurer R_b équivaut donc à déterminer e_b et f_{ond} . Dans le cas des leptons e_b est la convolution de plusieurs facteurs :

$$e_b = \mathcal{P}(b \rightsquigarrow \ell) \times e_c^b \times e_i^\ell$$

où :

- $\mathcal{P}(b \rightsquigarrow \ell)$ est la probabilité qu'un quark b donne naissance à un lepton au cours de sa chaîne de désintégration. Elle dépend principalement des rapports d'embranchement semileptonique $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ et $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$. Dans un premier temps ces valeurs sont prises de mesures antérieures effectuées par CLEO et ARGUS, et nous verrons par la suite comment ceci a été amélioré.
- e_c^b est l'efficacité que ce lepton passe certaines coupures cinématiques en p et $p_\perp$ afin d'être sélectionné. C'est ici que se trouvent les principales incertitudes. Elle va dépendre :
 - d'une part du spectre d'énergie initiale du lepton E_ℓ^* , et de son angle polaire θ_ℓ^* dans le centre de masse du hadron beau, qui sont imparfaitement connus. Les modèles théoriques utilisés ont été discutés au chapitre 1.7. Le modèle de référence utilisé est le modèle ACCMM [40].
 - D'autre part de la fragmentation des quarks lourds décrite au chapitre 1.5 et de la fraction z d'énergie du quark b emportée par le hadron beau. La fonction de Peterson [25] est ici utilisée en référence et dépend du paramètre ϵ_b qui peut être ajusté sur les données.

A une impulsion p et à une impulsion transverse $p_\perp$ données, $e_c^b(E_\ell^*, \theta_\ell^*, z, \epsilon_b)$ sera donc une fonction de ces quatre variables.

- e_i^ℓ est l'efficacité de détection du lepton dans le détecteur. Elle peut dépendre de son impulsion, de son impulsion transverse et de son angle polaire par rapport au faisceau dans le détecteur, et de sa charge. $e_i^\ell(p, p_\perp, \theta)$ peut être mesurée directement sur les données comme ceci a été montré au chapitre 4.

f_{ond} quant à lui représente toutes les autres sources de leptons. Il est dominé par les leptons provenant de la désintégration du charme et peut être réécrit comme :

$$f_{ond} = N_{Z \rightarrow q\bar{q}} \times R_c \times e_c + f_{ond}_{uds}$$

où :

- e_c est l'efficacité d'étiquetage des événements c , comme dans le cas du b , elle est le produit de trois termes ayant la même signification :

$$e_c = \mathcal{P}(c \rightsquigarrow \ell) \times e_c^c \times e_i^\ell$$

La probabilité qu'un lepton provienne d'un hadron charmé, $\mathcal{P}(c \rightsquigarrow \ell)$, est cette fois dominée par le rapport d'embranchement semileptonique $\mathcal{B}(c \rightarrow \ell)$. $e_c^c(E_\ell^*, \theta_\ell^*, z, \epsilon_c)$ dépend du spectre d'énergie initiale du lepton E_ℓ^* , et de son angle polaire θ_ℓ^* dans le centre de masse du hadron charmé qui peut également être décrit par le modèle ACCMM et de la fragmentation qui dans le cadre du modèle de Peterson s'exprime en fonction du paramètre ϵ_c . $e_i^\ell(p, p_\perp, \theta)$ est la même fonction d'efficacité d'identification des leptons.

- $fond_{uds}$ est la contamination du lot sélectionné en leptons provenant des quarks légers (u, d, s).

La pureté d'identification des leptons n'étant pas 100 %, tous les candidats leptons sélectionnés ne sont pas des leptons. Une petite fraction de hadrons s'est glissée parmi eux. L'analyse doit bien sûr le prendre en compte.

Nous avons vu tableau 5.1 que la plupart des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ sont accompagnés d'un lepton. Néanmoins tous ces leptons ne peuvent pas être identifiés. Une impulsion minimale est nécessaire pour pouvoir identifier les leptons dans de bonnes conditions. Dans le cas des muons, $p > 3 \text{ GeV}/c$ est requis pour être sûr que quelque soit la région du détecteur qu'il rencontre, il puisse sortir du calorimètre hadronique. En ce qui concerne les électrons, nous demandons simplement $p > 2 \text{ GeV}/c$. Il est inutile de descendre en dessous de cette coupure, les électrons de plus basse impulsion proviennent d'un fond dominant de créations de paires ($\gamma \rightarrow e^+e^-$). Ce n'est plus qu'environ 50% des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ qui possèdent un lepton identifié. Au delà de $p > 3 \text{ GeV}/c$, 60 % des leptons identifiés proviennent d'événements $Z \rightarrow b\bar{b}$, 25% d'événements $Z \rightarrow c\bar{c}$ et les 15% restants des autres saveurs. Notons que la quantité de mouvement permet aussi une caractérisation des saveurs lourdes, et qu'une coupure minimale a permis d'augmenter la proportion de b sélectionnés, puisque :

$$\begin{aligned} \langle p_{\text{beauté}}^{\text{lepton}} \rangle &\simeq 8,5 \text{ GeV}/c \\ \langle p_{\text{charme}}^{\text{lepton}} \rangle &\simeq 6,5 \text{ GeV}/c \\ \langle p_{\text{autres}}^{\text{lepton}} \rangle &\simeq 3,5 \text{ GeV}/c \end{aligned}$$

Réclamer la présence d'un lepton enrichi donc significativement l'échantillon sélectionné en événements beaux, cependant la contribution de $fond$ reste importante. Deux approches sont alors possibles :

1. diminuer la proportion de leptons provenant de $fond$ autant que possible en restreignant l'espace cinématique utilisé. Une coupure supplémentaire en impulsion transverse est appliquée. Avec $p_{\perp} > 1,5 \text{ GeV}/c$ la pureté en événements b grimpe à plus de 80% et permet d'effectuer une première mesure.
2. séparer la contribution du charme de $fond$ et mesurer simultanément R_b et R_c .
Un ajustement dans le plan $(p, p_{\perp})$ est alors réalisé.

Toutes deux furent utilisées et donnèrent en 1989 des résultats similaires. e_q ($q = b, c$) était estimé à l'aide de la simulation. Pour diminuer cette dépendance vis à vis de la simulation le paramètre de la fragmentation ϵ_b du modèle de Peterson a également été ajusté sur les données ; ainsi que ϵ_c quand l'ensemble du spectre était utilisé.

Les erreurs obtenues étaient importantes, statistique bien sûr en raison du faible nombre d'événements collectés et systématiques en raison du grand nombre d'inconnues en jeu et notamment des rapports d'embranchement semileptonique pris de l'extérieur. Erreurs statistique et systématiques étaient du même ordre de grandeur (7% et 9%). Appliquée telle quelle cette méthode n'avait donc pas grand avenir. Anecdotiquement, nous pouvons rappeler les résultats que nous avons alors obtenus [41] :

$$R_b = 0,212 \pm 0,024 ; R_c = 0,182 \pm 0,07.$$

Cette étude des largeurs et du spectre leptonique a également été utilisée, à cette époque, pour définir une quantité, $Prob$, représentant la probabilité qu'un lepton soit issu de la désintégration d'un hadron beau. Cette grandeur permet de définir le plan ($Prob_1, Prob_2$) dans lequel les dileptons ont été analysés, ce qui a conduit à une des premières mesures du paramètre de mélange χ des mésons beaux $B^0-\bar{B}^0$ [61].

L'année suivante et avec les données enregistrées en 1990, ALEPH présenta une analyse de R_b basée sur la forme de l'événement et utilisant une méthode d'analyse multivariable [62]. Un discriminateur est construit en utilisant des variables cinématiques, comme $\sum_{i=1}^{N_{jet}} p_{\perp i}^2$ calculé pour le jet le plus énergétique, $p_{\perp i}$ étant l'impulsion transverse calculée par rapport à l'axe de ce jet et la somme porte sur toutes les particules contenues dans le jet. Cette grandeur reflète à la fois la distribution des $p_{\perp}$ des traces dans le jet et la multiplicité du jet. Une autre variable est l'énergie du jet le plus énergétique liée à la fragmentation dure des quarks beaux qui se reflète dans l'ensemble des particules provenant de la désintégration du hadron contenant le quark b . De plus amples informations sur d'autres variables utilisées ainsi que sur la technique de combinaison, basée sur des algorithmes de réseaux de neurones, peuvent être trouvées référence [58]. Un lissage de la distribution du discriminateur par les courbes attendues par la simulation est effectué pour extraire R_b . Si le pouvoir statistique de cette méthode est un peu plus grand, elle est limitée de manière importante par l'erreur systématique. Celle-ci est évaluée en faisant varier les paramètres de la simulation auxquels la forme du discriminateur est sensible (paramètres de la fragmentation, valeur de l'échelle de QCD Λ régissant le rayonnement de gluons, ...) et montre ses limites.

Nous allons voir dans la suite que de nouvelles méthodes de mesures ont été développées pour s'affranchir en partie de ces principales sources d'incertitudes.

5.3 La Renaissance (1991 - 1995)

Les méthodes précédentes, basées sur une seule équation (équation 5.1) et dites de simple étiquetage, peuvent être suffisantes si on ne requière pas de grandes précisions, comme cela était le cas au démarrage où la statistique collectée était faible. La qualité des modèles utilisés et de la simulation est suffisante pour des mesures à 5% ou 10%. Des mesures plus ambitieuses nécessitent d'aller au-delà. Pour cela, il est nécessaire d'avoir recours à des équations supplémentaires. Ceci est réalisé à l'aide des méthodes dites de double étiquetage.

5.3.1 Principe des méthodes de double étiquetage et application aux leptons

Les mesures leptoniques, exposées au paragraphe précédent, souffrent principalement du fait qu'au lieu de mesurer directement R_b , il s'agit du produit $R_b \times \mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ qui est mesuré. Pour la clarté de l'exposé nous supposons dans la suite que la seule source de leptons provenant des désintégrations des hadrons beaux se résume aux désintégrations directes $b \rightarrow \ell$ et, est contrôlée par le rapport d'embranchement semi-

leptonique $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$. Les désintégrations secondaires $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ sont donc négligées, et nous nous concentrerons uniquement sur l'extraction de R_b à l'aide des leptons. L'étude complète du spectre de leptons est reportée au chapitre suivant (chapitre 6), même si toutes ces mesures sont bien évidemment effectuées simultanément.

La sélection d'un autre lot d'événements peut permettre d'écrire une nouvelle équation et de séparer R_b de $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$. Ceci peut être simplement réalisé en sélectionnant les événements possédant deux leptons. Chaque lepton proviendra d'un des deux quarks b initiaux produits dans la désintégration $Z \rightarrow b\bar{b}$. De manière préférentielle les quarks b initiaux vont se retrouver dans les deux hémisphères opposés de l'événement et il en sera de même des leptons issus de leur désintégration respective. La sélection d'événements dits "simples leptons" ou de manière plus générale "simple étiquetage" et possédant donc au moins un lepton identifié, et celle d'événements dileptons (on parlera alors ici de double étiquetage) possédant deux leptons identifiés dans les hémisphères opposés de l'événement permettent de résoudre le problème.

On peut ainsi écrire de manière idéale et donc naïve, le système d'équations qui se résumerait alors à :

$$\begin{aligned} N_{simple\ lepton} &= 2\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)(1 - \mathcal{B}(b \rightarrow \ell))\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) \\ N_{dileptons} &= \mathcal{B}(b \rightarrow \ell)^2\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) \end{aligned}$$

Ces deux équations permettraient alors de mesurer R_b et $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$. Mais avant il faut prendre en compte un certain nombre d'effets que nous venons de négliger.

D'abord toutes les efficacités de sélectionner les événements b à l'aide des leptons que nous avons décrites dans la section précédente et notées e_b , qui outre l'identification des leptons par le détecteur font intervenir la modélisation de la désintégration semileptonique des hadrons beaux et de la fragmentation. Il est plaisant de noter qu'en prenant en compte ce terme e_b les équations s'écrivent :

$$\begin{aligned} N_{simple\ lepton} &= 2e_b\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)(1 - e_b\mathcal{B}(b \rightarrow \ell))\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) \\ N_{dileptons} &= (e_b\mathcal{B}(b \rightarrow \ell))^2\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) \end{aligned}$$

Les quantités que nous mesurons alors facilement sont R_b et $e_b \times \mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$. La connaissance de R_b n'est absolument pas affectée par e_b et toutes les inconnues qu'elle recouvre. Ceci est une caractéristique des méthodes de double étiquetage et lui confère son principal avantage. Seule l'extraction de $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ est affectée et nous verrons au chapitre suivant (chapitre 6) comment mesurer cette quantité.

Bien sûr tous les leptons identifiés ne proviennent pas de la désintégration d'un quark b et un terme *fond* doit être inclus dans nos équations. Nous le noterons N_{se}^{fond} pour le cas des simples leptons et N_{de}^{fond} pour celui des dileptons.

Ces méthodes de double étiquetage font néanmoins intervenir un paramètre supplémentaire; il s'agit d'un facteur de corrélation, noté C . Ce facteur prend en compte de possibles corrélations entre les efficacités de sélectionner les deux hémisphères d'un même événement. Il peut être exprimé par : $C = P_{b\bar{b}}/P_b^2$ où

$P_{b\bar{b}}$ est la probabilité de sélectionner les deux hémisphères d'un événement $b\bar{b}$ et P_b la probabilité de sélectionner un hémisphère de l'événement $b\bar{b}$; dans notre cas $P_b \equiv e_b \mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$. Cette quantité contient toutes les incertitudes reliées aux rapports d'embranchement semileptonique, aux modèles de désintégration des hadrons et à la fragmentation dans le secteur des b . C , à des considérations géométriques près, est généralement voisin de l'unité et il est estimé par simulation. C'est dans la connaissance de ce facteur, inhérent aux méthodes de double étiquetage, que résident désormais les principales limitations. Environ un ordre de grandeur a pu être gagné. Le système d'équation s'écrit alors de manière complète :

$$\begin{aligned} N_{simple\ lepton} &= 2P_b(1 - CP_b)N_{Z \rightarrow q\bar{q}} \times R_b & + N_{se}^{fond} \\ N_{dileptons} &= CP_b^2 N_{Z \rightarrow q\bar{q}} \times R_b & + N_{de}^{fond} \end{aligned}$$

Il reste à déterminer N_{se}^{fond} et N_{de}^{fond} . Là encore, deux approches peuvent être suivies, et ont été appliquées sur les données collectées en 1990 et 1991 correspondant à environ 430 000 désintégrations du boson Z^0 en hadrons. Electrons et muons ont été utilisés au dessus d'un seuil en impulsion de 3 GeV/c.

La méthode la plus simple consiste à enrichir le lot sélectionné en événements b en effectuant une coupure supplémentaire en impulsion transverse $p_\perp$. La valeur optimale était de $p_\perp > 1,25$ GeV/c. Une pureté supérieure à 80 % en leptons provenant de b était obtenue dans l'échantillon de simples leptons et proche de 100% dans celui de dileptons. Le résidu d'événements N_{se}^{fond} et N_{de}^{fond} est simplement évalué à l'aide de la simulation, après l'avoir toutefois corrigée pour prendre en compte l'efficacité d'identification des leptons et la contribution de hadrons identifiés à tort comme leptons et directement mesurées sur les données comme décrit au chapitre 4 et dans la référence [54]. Une mesure de $R_b = 0,222 \pm 0,008 \pm 0,007$ a été obtenue [57, 58]. La première erreur est d'origine statistique et la seconde systématique ; l'erreur systématique dominante provenant de la présence de leptons issus des désintégrations semileptoniques des hadrons charmés.

L'autre méthode consiste à utiliser l'ensemble du spectre de leptons et à en séparer et mesurer les différentes sources. Les spectres de simples leptons et dileptons sont simultanément lissés et une analyse globale permet la mesure des principales grandeurs physiques intervenant dans le problème. Ainsi, les largeurs de désintégration du Z^0 (R_b et R_c), les rapports d'embranchement semileptonique ($\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ et $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$), les paramètres de la fonction de fragmentation (ϵ_b et ϵ_c) dans le schéma de Peterson, ou ($\langle X_b \rangle$ et $\langle X_c \rangle$), le paramètre de mélange des mésons $B^0 - \bar{B}^0$ (χ), et les asymétries avant-arrière des b et c (A_{FB}^b et A_{FB}^c) sont mesurés simultanément. Ceci est réalisé en utilisant un minimum d'informations extérieures à notre expérience pour réduire le plus possible les erreurs systématiques, tout en conservant la plus grande statistique possible. La fonction de vraisemblance utilisée est donnée en annexe B.

Les mesures des largeurs partielles que nous avons obtenues étaient [57] :

$$\begin{aligned} R_b &= 0,219 \pm 0,006 \pm 0,005, \\ R_c &= 0,165 \pm 0,005 \pm 0,020. \end{aligned}$$

La première erreur est d'origine statistique et la seconde systématique. Méconnaissance de la modélisation des désintégrations semileptoniques des hadrons beaux et charmés et du bruit de fond restant provenant de la contamination du lot de leptons en hadrons mal-identifiés sont les sources d'erreurs principales. Le spectre d'impulsion et d'impulsion transverse des leptons, après ajustement, est donné figure 5.1.

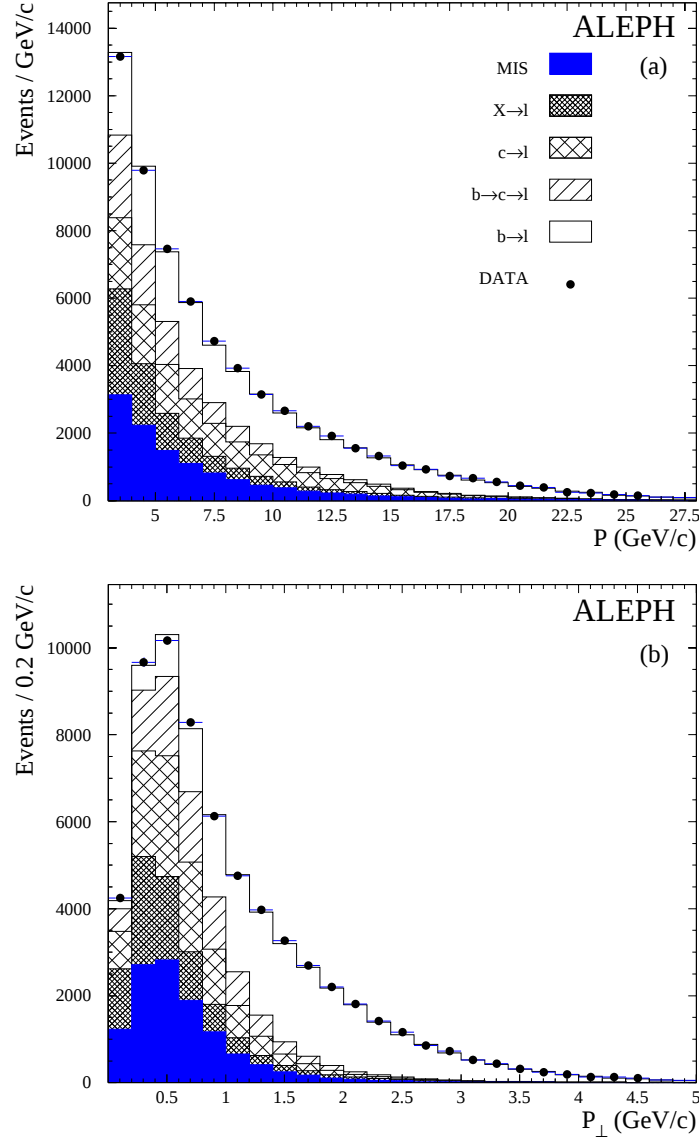


FIG. 5.1: Spectres d'impulsion (a) et d'impulsion transverse (b) des candidats leptons. Les données (1990 et 1991) sont représentées par les ronds noirs, et les différentes composantes issues de la simulation par des histogrammes, selon la légende en (a).

Les mesures des autres grandeurs obtenues simultanément avec R_b et R_c par cette analyse seront décrites au chapitre suivant (chapitre 6).

Au prix d'une complexification bien plus grande, la mesure de R_b a ainsi pu être améliorée. Cette méthode a été présentée pour la première fois à l'extérieur de la collaboration en 1991 [63] et constitue vraisemblablement une des premières réalisations des méthodes dites "double étiquetage" souvent utilisées par la suite au vue de ses avantages.

Il faut noter que les qualités du détecteur ALEPH permirent que cette technique puisse être envisagée dès les 150 000 Z collectés en 1990. En effet, sa grande couverture angulaire en ce qui concerne l'identification des leptons, et plus particulièrement des électrons qui peuvent être identifiés dans toute la couverture angulaire du détecteur (i.e. $|\cos \theta| < 0,95$) et pas uniquement dans la partie centrale est primordiale quand on s'intéresse aux dileptons, et que l'efficacité intervient alors au carré!

5.3.2 Les autres mesures de R_b

Dans ALEPH, cette méthode de double étiquetage fut également appliquée aux méthodes utilisant des variables globales, où elle montra tout son intérêt. L'étiqueteur lepton est ici remplacé par un étiqueteur constitué d'une variable représentant une combinaison d'un ensemble de variables globales. Cette combinaison peut par exemple être réalisée à l'aide d'un réseau de neurones [58].

De manière générale, l'utilisation d'une analyse de double étiquetage consiste à diviser l'événement en hémisphères qui portent chacun les informations d'un quark (voir annexe A). On réalise ensuite l'étiquetage sur chaque hémisphère et on constitue ainsi deux échantillons. Le premier dans lequel au moins un hémisphère est étiqueté b dans l'événement et le second où les deux hémisphères sont étiquetés b . On peut ainsi écrire le système suivant :

$$\begin{aligned} F_{se} &= R_b e_b + R_c e_c + (1 - R_b - R_c) e_{uds} \\ F_{de} &= C_b R_b e_b^2 + C_c R_c e_c^2 + C_{uds} (1 - R_b - R_c) e_{uds}^2 \end{aligned}$$

où :

- F_{se} est la fraction d'événements simplement étiquetés,
- F_{de} est la fraction d'événements doublement étiquetés,
- R_q est la largeur partielle de désintégration du boson Z^0 en paire de quark $q\bar{q}$ rapportée sur sa largeur hadronique totale, pour le quark $q = b, c$ (rappelons que $R_{uds} + R_b + R_c = 1$),
- e_i est l'efficacité d'étiquetage de la saveur $i = b, c, uds$,
- C_i est le facteur de corrélation qui mesure le biais que l'étiquetage d'un hémisphère de saveur $i = b, c, uds$ induit sur l'autre.

On dispose donc de deux équations, malheureusement les inconnues sont encore nombreuses, huit : les deux largeurs R_b et R_c , les trois efficacités e_b , e_c et e_{uds} , et les trois facteurs de corrélation C_b , C_c et C_{uds} . Si les contributions des quarks légers et charmés sont connues par ailleurs, la mesure simultanée de R_b et e_b est alors possible. Celles ci peuvent bien sûr être estimées à l'aide de la simulation, néanmoins afin de

ne pas introduire d'erreurs supplémentaires importantes ces contributions doivent être le plus faible possible. L'étiqueteur de b utilisé doit donc pouvoir être capable de sélectionner un lot d'événements très pur en b . Typiquement la pureté doit être supérieure à 95% pour ne pas entâcher d'erreur systématique importante une mesure souhaitée aux alentours de 2%. A défaut, il faut être capable de mesurer par une autre méthode la contribution d'événements non b . Reste ensuite à déterminer les facteurs de corrélation, ce qui ne peut être fait qu'à l'aide de la simulation. Le biais introduit est cependant attendu faible. Si la mesure directe de l'efficacité permet en principe de s'affranchir de la simulation, une dépendance résiduelle de ces méthodes vis à vis de la simulation est restaurée cependant via ce facteur de corrélation. Elle est toute fois bien moindre.

Cependant, les analyses de forme ne permettent pas d'obtenir des puretés suffisamment élevées pour extraire directement R_b avec une bonne précision. Pour ne pas reposer entièrement sur la simulation, il est alors nécessaire de trouver une troisième équation. Les leptons sont alors l'outil idéal. L'analyse exposée précédemment permet d'effectuer une mesure de la pureté en leptons directement sur les données et de résoudre l'équation supplémentaire suivante :

$$F_{se}^\ell = f_b^\ell e_b C_b^\ell + (1 - f_b^\ell) e_{udsc} C_{udsc}^\ell$$

où F_{se}^ℓ est la fraction d'événements dont un hémisphère est étiqueté par une analyse de forme et l'autre par un lepton de grande impulsion transverse. f_b^ℓ est la fraction d'événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ dans un échantillon d'événements hadroniques contenant au moins un lepton de haute impulsion transverse mesurée par notre analyse. Les notations sont identiques, e_b est l'efficacité d'étiqueter les b avec l'analyse de forme et C_b^ℓ , C_{udsc}^ℓ sont les facteurs de corrélation entre les hémisphères d'un même événement b ou u, d, s, c , étiquetés l'un par l'analyse de forme et l'autre par un lepton, estimés à l'aide de la simulation. Il est ainsi possible de mesurer e_b . Les deux autres équations permettent alors de déterminer R_b et e_{udsc} .

Ceci a conduit à la mesure suivante de R_b [58, 64] :

$$R_b = 0,228 \pm 0,005 \pm 0,005$$

avec les données collectées en 1990 et 1991, (et toujours en l'absence de détecteur de vertex). L'utilisation du temps de vie aurait bien sûr pu également permettre de fournir la troisième équation. Cette mesure sera cependant rapidement dominée par l'erreur systématique et en particulier celle provenant des facteurs de corrélations entre hémisphères. Seule l'utilisation du temps de vie permettra d'aller au delà.

C'est d'ailleurs avec les données prises à partir de 1992 et pour lesquelles le détecteur de vertex était pleinement opérationnel que ces mesures sont entrées en scène [65]. Dès lors, l'étiquetage par temps de vie, qui est le plus puissant discriminateur de beauté par rapport aux autres saveurs, a pu être considéré. L'utilisation du temps de vie, en ce qui concernent les études de R_b dans ALEPH, a été faite à l'aide des paramètres d'impact signés des traces [66].

Le paramètre d'impact d'une trace est la distance d'approche de la trace par rapport au point de production du quark b (donc le vertex du Z) mesuré événement par événement. La sensibilité au temps de vie peut être améliorée en signant le paramètre d'impact suivant l'angle que forme la direction du jet dont elle est issue.

L'utilisation des paramètres d'impact signés des traces comme discriminateur de temps de vie a les avantages suivants :

- Dans la plupart des cas, les hadrons beaux se désintègrent en hadrons charmés qui ont aussi un grand temps de vie. Ces traces vont contribuer à la détection du temps de vie du point de vue des paramètres d'impact.
- Le paramètre d'impact est peu sensible à l'énergie de la particule. Il est par conséquent indépendant, en première approximation, du mécanisme de fragmentation du quark b .
- L'information du temps de vie est, par définition, portée par les paramètres d'impact positifs. Les paramètres d'impact négatifs forment un échantillon de contrôle représentant la résolution expérimentale seule.

Chaque quark de l'événement est ainsi étiqueté avec l'algorithme suivant [66, 59] :

L'événement est séparé en deux hémisphères par rapport à l'axe du thrust, pour lesquels est associée une variable d'étiquetage propre, indépendante, ou au moins très peu dépendante, de l'information de l'autre hémisphère. Les informations de temps de vie de chaque trace appartenant à un même hémisphère sont alors combinées. On définit une variable $\frac{D}{\sigma_D}$ (figure 5.2) qui représente le paramètre d'impact signé normalisé, D étant le paramètre d'impact signé et σ_D la résolution sur ce paramètre d'impact. Elle permet de prendre en compte les fluctuations de résolution du paramètre d'impact qui dépend fortement de l'impulsion de la trace, de sa situation dans le détecteur et du nombre d'impacts dans le VDET qui lui sont associés. Très schématiquement, à partir de la fonction de résolution déduite de la partie négative de la distribution de $\frac{D}{\sigma_D}$, une probabilité par trace est construite. Physiquement, elle représente la probabilité qu'un $\frac{D}{\sigma_D}$ positif ne porte pas de temps de vie. Les faibles probabilités correspondent aux traces portant une information de temps de vie.

Toutes les probabilités des traces appartenant à un même hémisphère sont combinées pour former la variable finale d'étiquetage. Mathématiquement, la combinaison est définie par la formule suivante :

$$P_H = \Pi \times \sum_{i=0}^{N-1} \frac{(-\text{Log}\Pi)^i}{i!}$$

$$\Pi = \prod_{i=1}^N P_{T_i}$$

où :

- N désigne le nombre de traces appartenant à un même hémisphère,
- P_{T_i} est la probabilité associée à la trace T_i .

Les grandes probabilités P_H correspondent aux hémisphères sans temps de vie, et signifient par conséquent un état final uds ; tandis qu'une très faible probabilité par hémisphère désigne un b .

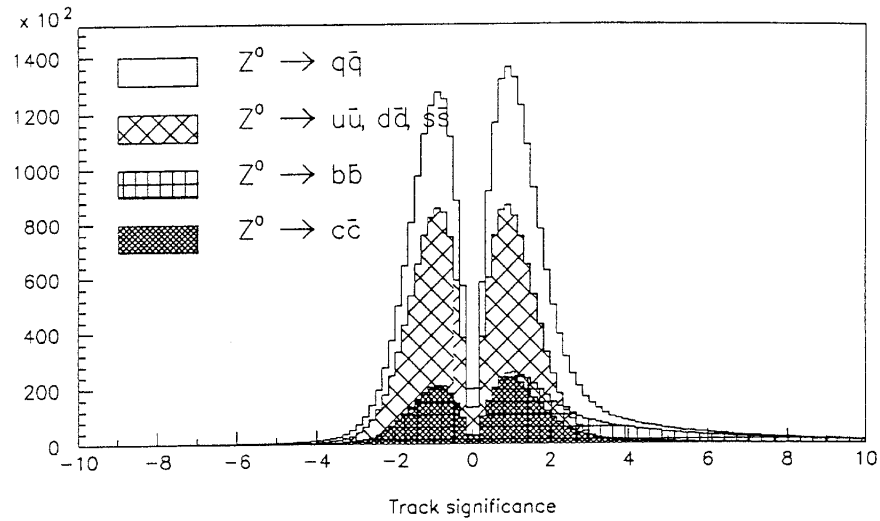


FIG. 5.2: Distribution de la signficance $\frac{D}{\sigma_D}$ pour des traces des événements $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$.

Une pureté en b de 95% peut être obtenue avec une efficacité au b de 20%.

La mesure :

$$R_b = 0,2192 \pm 0,0022 \pm 0,0026$$

a ainsi été obtenue [66], atteignant une précision relative de 1,5 %. La première erreur est d'origine statistique et la seconde systématique.

Les principales sources d'erreurs systématiques proviennent :

- de la contribution résiduelle de charme et de la fraction de hadrons D^* , D^+ , D_s , Λ_c , ... dans les événements $c\bar{c}$,
- du temps de vie des hadrons beaux et charmés,
- des modes de désintégration du charme,
- de la multiplicité en traces chargées,
- de la fragmentation
- de la fraction d'événements $g \rightarrow c\bar{c}$, $b\bar{b}$ (gluons splitting) dans les événements Z hadroniques,
- des corrélations entre hémisphères.

5.4 La crise (1995)

Aux conférences d'été de 1995 [67], les valeurs moyennes mondiales préliminaires des rapports des désintégrations partielles à la largeur hadronique du Z pour les quarks b et c , R_b et R_c , obtenues par un groupe de travail commun du LEP pour les saveurs lourdes [68], auquel nous participions, étaient :

$$R_b = 0,2205 \pm 0,0016 \text{ et } R_c = 0,1543 \pm 0,0074.$$

Alors que les valeurs attendues dans le cadre du Modèle Standard sont :

$$R_b = 0,2155 \text{ et } R_c = 0,172.$$

Cela correspondait à un écart respectif d'environ 3,7 et 2,5 déviations standard du Modèle Standard lissé sur l'ensemble des données électrofaibles (voir figure 5.3) et en constituait la seule anomalie notable. Si cela se confirmait la première crise sérieuse du Modèle Standard apparaissait. Une place à une physique nouvelle s'ouvrait. Ainsi un grand nombre d'articles théoriques ne manqua pas de fleurir pour expliquer les limites du Modèle Standard, et proposer des extensions possibles ou de nouveaux mécanismes avec de nouvelles particules associées pour rendre compte de ces valeurs exposées. Néanmoins et au préalable, un regard critique du côté expérimental s'imposait avant de tirer des conclusions hâtives et définitives sur la validité du Modèle Standard.

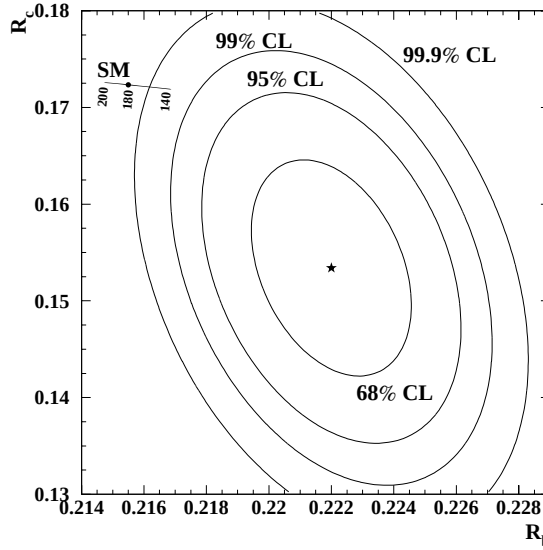


FIG. 5.3: Mesures de R_b et R_c obtenues en 1995 avec les valeurs attendues dans le cadre du Modèle standard et les contours en niveau de confiance dans le plan R_b, R_c .

Ces résultats étaient les moyennes constituées de nombreuses mesures réalisées par les différentes expériences et pas toujours aisées à combiner. Certaines mesures étaient dominées par les incertitudes d'ordre systématique. Ceci était aussi le cas des mesures de R_c . Mais ici, la précision relative n'était que de 4,8 %, la déviation par rapport au Modèle Standard de 2,5 σ . On peut estimer qu'environ 60% du poids de l'erreur est d'origine statistique ou purement interne. Par conséquent il y avait encore largement de la place pour améliorer expérimentalement ces mesures.

En ce qui concerne R_b la situation était plus complexe. L'écart par rapport au Modèle Standard est plus important ($3,7 \sigma$) ainsi que la précision relative qui est de 0,7 %. Les mesures les plus précises utilisent des méthodes de double étiquetage et les mesures se servant du temps de vie représentent un poids d'environ 80% du total. Si la plupart des informations sont prises des données, dans la pratique certaines complications importantes demeurent ; elles proviennent :

- des bruits de fond. Le bruit de fond principal provient des événements $Z \rightarrow c\bar{c}$, ce qui signifie que R_b est corrélée à R_c .
- des corrélations entre hémisphères. Elles proviennent d'effets QCD (les quarks b et $\bar{b}$ pouvant se retrouver dans le même hémisphère), du vertex primaire commun et d'erreurs mal estimées, de “trous” dos à dos dans l'acceptance du détecteur, ...

Au total, plus de 20 sources d'erreurs systématiques ont été considérées. Il faut également noter que plus de 80% du poids de l'erreur est d'origine systématique commune. Les sources communes de systématique les plus importantes proviennent de méconnaissances de la fraction de hadrons D^+ , D^0 et D_s , de la multiplicité en traces venant de la désintégration des hadrons charmés, du temps de vie des hadrons D , de la fragmentation des quarks légers, ... Cependant, l'exigence du contrôle de l'erreur systématique n'est pas la même en fonction de l'objectif de précision de mesure recherchée, et certaines sources d'erreurs systématiques deviennent capitales dans la perspective d'une mesure à 1%, alors qu'elles sont diluées pour des précisions de l'ordre de 2%. Ainsi, plusieurs questions furent soulevées concernant notamment les analyses utilisant la forme des événements qui donnaient des résultats de R_b élevés. Par exemple la pureté du lot de leptons, quantité intervenant dans la troisième équation des analyses de forme, comme exposé dans la section précédente, fut incriminée, ce fut aussi le tour des analyses leptoniques même si celles d'ALEPH étaient en parfait accord avec le Modèle Standard. Des questions concernant le contrôle de l'efficacité des événements $c\bar{c}$ lors de l'étiquetage par temps de vie furent aussi posées.

Ainsi R_b est limité par les systématiques. Chaque expérience a bien sûr choisi ses coupures afin d'optimiser son erreur totale et si un effort a été fait pour définir les sources d'incertitudes à considérer et dans quelle plage [68], il faut remarquer que les erreurs systématiques n'ont pas, en général, une signification aussi précise que les erreurs statistiques en terme de niveau de confiance. Néanmoins, les sources d'incertitudes systématiques sont nombreuses et il est peu probable qu'elles entraînent toutes un décalage de R_b dans la même direction et faussent totalement la mesure.

Toutes les données n'avaient pas encore été analysées et loin s'en faut. Par exemple ALEPH n'avait pas encore présenté d'analyses avec des données prises après 1992, et seule OPAL avait présenté une analyse incluant ses données prises en 1994 et qui représentent environ la moitié du total. Avec les méthodes actuelles, il sera donc difficile d'aller au-delà des précisions déjà obtenues. Il est possible de diminuer le bruit de fond provenant du charme dans les échantillons de b en utilisant des coupures plus “dures”, cependant de telles coupures peuvent augmenter l'erreur provenant des corrélations entre hémisphères.

Deux questions de fond sont donc adressées aux mesures de R_b :

- comprend-on les corrélations entre hémisphères au niveau de précision requis pour une mesure de R_b de l'ordre du pourcent ou mieux ?
- peut-on réduire les incertitudes liées à la contamination du lot simplement étiqueté b par les saveurs plus légères.

Un groupe de travail, sous la responsabilité de Jack Steinberger, fut d'ailleurs formé dans ALEPH pour tenter de répondre à ces questions et d'améliorer la précision pouvant être obtenue sur R_b . Nous avons alors regardé ces questions dans le cadre des leptons, et proposé une nouvelle méthode d'analyse.

5.5 Les temps modernes (1996 - 1998)

L'utilisation de l'information de temps de vie des particules et la statistique importante d'événements ont permis d'envisager de nouvelles méthodes d'analyse. En particulier, plusieurs sélectionneurs de b ont pu être utilisés dans une même analyse et incorporés dans des méthodes de double étiquetage dont nous avons vu l'intérêt précédemment.

Ainsi, en séparant l'événement en hémisphères, on peut très bien appliquer un étiqueteur sur un hémisphère et un second sur l'autre. Dans cet esprit, l'information de temps de vie peut être exploitée sur un hémisphère afin de sélectionner un lot très pur en b , et l'hémisphère opposé peut par exemple servir à étudier les désintégrations semileptoniques des hadrons beaux, comme nous le verrons au chapitre suivant (chapitre 6). Cela permet de s'affranchir de toutes les incertitudes liées aux saveurs plus légères. Le lepton sert donc ici de second étiqueteur. Une idée originale est alors d'utiliser ce spectre de leptons pour réaliser une mesure de R_b . Nous allons en exposer le principe.

Le spectre inclusif de leptons est la somme du spectre de leptons produits dans des désintégrations des quarks b , des quarks c et des quarks u , d et s . Les leptons issus des désintégrations des quarks u , d et s peuvent être regroupés, car les sources de leptons identifiées dans ces événements sont pratiquement indistinguables et donc leurs spectres en impulsion ou impulsion transverse. Ils seront regroupés sous le terme générique uds . Electrons sont identifiés à partir d'une impulsion $p > 2$ GeV/c et muons à partir de 3 GeV/c. La densité de candidats leptons sélectionnés pour chaque désintégration hadronique de Z , $\mathcal{P}(p, p_\perp)$ peut donc être écrite sous la forme :

$$\mathcal{P}(p, p_\perp) = R_b \mathcal{P}^{b \rightarrow \ell}(p, p_\perp) + R_c \mathcal{P}^{c \rightarrow \ell}(p, p_\perp) + (1 - R_b - R_c) \mathcal{P}^{uds \rightarrow \ell}(p, p_\perp)$$

où $\mathcal{P}^{q \rightarrow \ell}(p, p_\perp)$ est la densité de candidats leptons provenant de toutes les sources pour chaque événement $Z \rightarrow q\bar{q}$, avec $q = b, c, uds$. Elle peut être réécrite sous la forme :

$$\mathcal{P}(p, p_\perp) = R_b \mathcal{P}^{b \rightarrow \ell}(p, p_\perp) + R_c \mathcal{P}^{c \rightarrow \ell}(p, p_\perp) + (1 - R_b) \mathcal{P}_{uds}^{fond}(p, p_\perp)$$

où

- $\mathcal{P}^{c \rightarrow \ell}(p, p_\perp)$ est la densité de candidats leptons provenant de la désintégration directe de hadrons charmés produits dans chaque événement $Z \rightarrow c\bar{c}$;

- $\mathcal{P}_{udsc}^{fond}(p, p_{\perp})$ est la densité de bruit de fond aux leptons pour chaque événement $Z \rightarrow q\bar{q}$, avec $q = u, d, s$ ou c , soient tous les candidats leptons qui ne proviennent pas de la désintégration directe de hadrons charmés et produits dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$, avec $q = u, d, s$ ou c . Il est en effet très difficile de distinguer ces différentes sources de leptons en fonction de l'impulsion ou impulsion transverse et il est donc préférable de les regrouper sous une seule contribution.

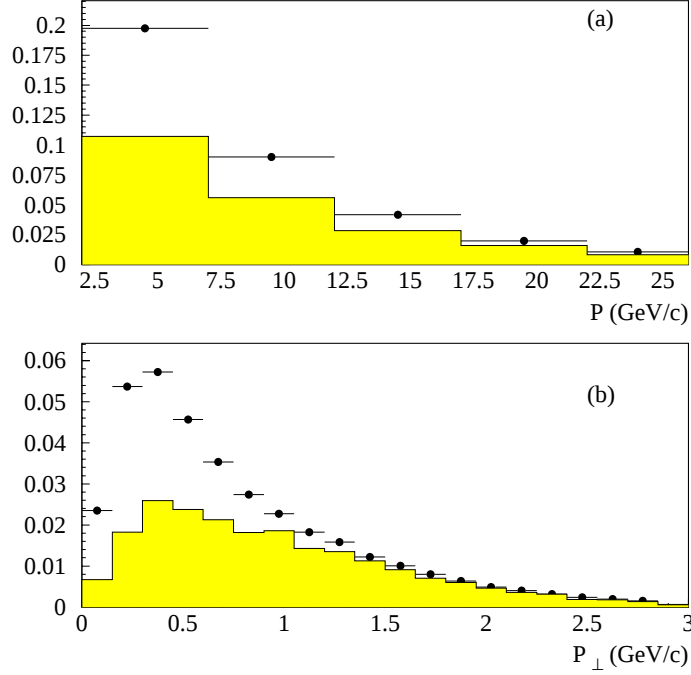


FIG. 5.4: Distribution pour les données de 1992 de la probabilité $\mathcal{P}^{q \rightarrow \ell}$ (représentée par des points) et de $\mathcal{P}^{b \rightarrow \ell}$ (en grisée) en fonction de p en (a) et de $p_{\perp}$ en (b).

En suivant l'idée exposée en tête de section, $\mathcal{P}^{b \rightarrow \ell}(p, p_{\perp})$ peut très facilement être mesurée sur les données.

Les événements sont divisés en hémisphères, définis par le plan orthogonal à l'axe du thrust. L'information du temps de vie des particules, construite dans ALEPH via les paramètres d'impact signés et combinée à l'aide de la variable P_H comme exposé section 5.3.2 est utilisée. Une coupure sur la probabilité d'étiquetage par temps de vie, P_H , est appliquée pour obtenir un lot d'hémisphères enrichi en événements b , en nombre N_{hemi} . Pour profiter de cette information de temps de vie, il faut limiter l'acceptance du détecteur à celle définie par le VDET, soit $|\cos \theta_{thrust}| \leq 0,7$. Une pureté en hémisphères d'événements b , P_{hemi}^b , supérieure à 96 % est atteinte avec une efficacité de 25% mesurée sur les données [66]. Les candidats leptons sont cherchés dans l'hémisphère opposé à celui qui a été étiqueté. Après cette requête la pureté en candidats leptons provenant de b , $P_{\ell}^b(p, p_{\perp})$ est supérieure à 98%. Le spectre de $(p, p_{\perp})$ est mesuré pour donner $N_{\ell}(p, p_{\perp})$. La densité de leptons de b , $\mathcal{P}^{b \rightarrow \ell}(p, p_{\perp})$ est alors donnée par la formule :

$$\mathcal{P}^{b \rightarrow \ell}(p, p_{\perp}) = (1 + C(p, p_{\perp})) \times \frac{N_{\ell}(p, p_{\perp}) P_{\ell}^b(p, p_{\perp})}{N_{hemi} P_{hemi}^b}$$

Le paramètre $C(p, p_{\perp})$ représente le facteur de corrélation et corrige des biais qui auraient pu être introduits par l'application de l'utilisation de l'information de temps de vie sur l'hémisphère opposé. Il est déterminé à l'aide de la simulation.

Il est donc nécessaire de déterminer les deux puretés $P_{\ell}^b(p, p_{\perp})$ et P_{hemi}^b en événements b des lots respectifs $N_{\ell}(p, p_{\perp})$ et N_{hemi} . La contamination de ces échantillons par les saveurs légères de quarks dépend essentiellement des efficacités d'étiquetage par temps de vie des quarks légers et bien sûr charmés qui, comme ils possèdent également un temps de vie, constituent la principale source de contamination. Ces puretés sont définies par les deux expressions :

$$P_{\ell}^b = 1 - \frac{e^{udsc} \times (1 - f_b^{\ell})}{F_{se}^{\ell}}$$

$$P_{hemi}^b = 1 - \frac{e^{udsc} \times (1 - R_b)}{F_{se}}$$

où :

- e^{udsc} est l'efficacité globale d'étiquetage par temps de vie des événements $udsc$,
- f_b^{ℓ} est la pureté en b de l'échantillon original de leptons inclusifs,
- F_{se}^{ℓ} est la fraction d'hémisphères étiquetés parmi l'ensemble des hémisphères opposés à un lepton,
- F_{se} est la fraction d'hémisphères étiquetés par rapport au nombre total d'événements hadroniques $Z \rightarrow q\bar{q}$.

Les efficacités d'étiquetage par temps de vie des quarks légers (u , d , s et c) sont estimées à l'aide de la simulation avec une précision relative de l'ordre de 20% (voir référence [59]). Cette incertitude sera prédominante dans la mesure des puretés. Les puretés initiales R_b et f_b^{ℓ} quant à elles sont bien connues, avec une précision meilleure que 3% et interviennent au second ordre.

La densité $\mathcal{P}^{c \rightarrow \ell}(p, p_{\perp})$ n'est pas mesurée directement sur les données d'ALEPH, car nous ne disposons malheureusement pas d'un étiqueteur de charme permettant d'obtenir une pureté en c importante avec une efficacité raisonnable afin de pouvoir appliquer la même méthode. Elle peut cependant être réécrite sous la forme :

$$\mathcal{P}^{c \rightarrow \ell}(p, p_{\perp}) = \mathcal{B}(c \rightarrow \ell) \mathcal{F}^{c \rightarrow \ell}(p, p_{\perp}) e(p, p_{\perp}),$$

où :

- $\mathcal{B}(c \rightarrow \ell)$ est le rapport d'embranchement semileptonique des hadrons charmés. La moyenne de mesures d'expériences de basse énergie est utilisée : $\mathcal{B}(c \rightarrow \ell) = 0,098 \pm 0,005$ [69].
- $\mathcal{F}^{c \rightarrow \ell}(p, p_{\perp})$ est le spectre normalisé des leptons provenant de la désintégration semileptonique directe d'un hadron charmé primaire. Il est déterminé par deux processus : la fragmentation du quark c et la désintégration semileptonique du hadron charmé.

La fonction de fragmentation de Peterson *et al.* [25] est utilisée pour décrire la fragmentation du quark c en hadrons charmés, et la fraction d'énergie moyenne du hadron charmé $\langle X_c \rangle \equiv E_{had}/E_{faisceau}$ est laissée comme paramètre libre ajusté sur nos données. Le modèle ACCMM [40] (voir chapitre 1.7) est utilisé pour décrire les désintégrations semileptoniques du charme dans le centre de masse du hadron charmé. Il est ajusté aux données prises par des expériences de plus basse énergie, DELCO [70] et MARKIII [71], travaillant au seuil de production du charme dans le continuum qui ont mesuré ces distributions.

- $e(p, p_\perp)$ est l'efficacité de détecter et d'identifier un lepton. Elle est directement mesurée sur les données (voir chapitre 4).

La dernière quantité dont nous avons besoin est $\mathcal{P}_{udsc}^{fond}(p, p_\perp)$. Les processus principaux qui contribuent à cette composante sont : les électrons provenant de la conversion de photons ou de désintégrations Dalitz de π^0 pour lesquelles un seul électron de la paire a été identifié (puisque lorsque les deux sont identifiés la paire est rejetée), les muons provenant de désintégration faible de pions ou kaons ou des pions et kaons simulant le comportement de muons dans le HCAL, et les hadrons identifiés à tort comme des leptons. Le bruit de fond aux leptons prompts peut être complètement mesuré comme nous l'avons vu au chapitre 4, au moins dans le cas des électrons. En effet, les formes d'impulsion et d'impulsion transverse des électrons de conversion sont déterminées à partir des matérialisations dont les deux électrons sont identifiés. C'est également le cas des hadrons identifiés à tort comme électrons. Pour les muons, la situation expérimentale est plus délicate, un contrôle précis de ces formes est difficile à obtenir, et les incertitudes associées à leur bruit de fond deviennent non négligeables.

$\mathcal{P}^{b \rightarrow \ell}(p, p_\perp)$, $\mathcal{P}^{c \rightarrow \ell}(p, p_\perp)$ ou plus précisément $\mathcal{B}(c \rightarrow \ell) \mathcal{F}^{c \rightarrow \ell}(p, p_\perp) e(p, p_\perp)$, et $\mathcal{P}_{udsc}^{fond}(p, p_\perp)$ peuvent être mesurées ou raisonnablement estimées. Ainsi, une mesure de R_b et R_c (en fait $R_c \times \mathcal{B}(c \rightarrow \ell)$) peut être effectuée par un ajustement aux données des trois distributions de $(p, p_\perp)$ considérées. Simultanément le paramètre libre de la fonction de fragmentation, ϵ_c , lié à $\langle X_c \rangle \equiv E_{had}/E_{faisceau}$, est ajusté. De plus amples détails concernant cette méthode peuvent être trouvés dans la référence [59] ou la mesure obtenue de R_b était alors :

$$R_b = 0,2181 \pm 0,0025 \pm 0,0024.$$

En utilisant uniquement les données collectées en 1992 et 1993 (soit environ 1,4 M de Z), une mesure de R_b avec une précision relative de 1,6 % pouvait être obtenue, précision équitablement répartie entre l'erreur statistique et systématique. Pour les électrons l'erreur systématique dominante provenait de la fragmentation du charme qui alors n'était pas ajustée simultanément, tandis que pour les muons elle provenait de la connaissance de la forme du bruit de fond en $(p, p_\perp)$. Il est notable de constater qu'en prenant toute la statistique cette méthode conduit à une mesure de R_b avec une précision statistique relative de 0,7 % et totale relative voisine de 1,2 % en utilisant les leptons, et principalement les électrons. Les erreurs systématiques dominantes proviennent alors des corrélations et de l'étiqueteur de b par temps de vie. Cette précision, bien qu'insuffisante pour éclairer à elle seule la question R_b , in-

dique que l'analyse leptonique présente un potentiel intéressant dans la perspective d'une mesure de R_b inférieure au pourcent.

Cependant dans le même temps ALEPH a développé une mesure de R_b permettant d'obtenir une meilleure précision et la mesure de R_b obtenue par cette méthode ne fut pas publiée. Néanmoins, la mesure de R_c qui était obtenue simultanément fut publiée [72] :

$$R_c \mathcal{B}(c \rightarrow \ell) = 0,01645 \pm 0,00061(stat) \pm 0,00059(syst),$$

conduisant à :

$$R_c = 0,1675 \pm 0,0062(stat) \pm 0,0060(syst) \pm 0,0084(BR).$$

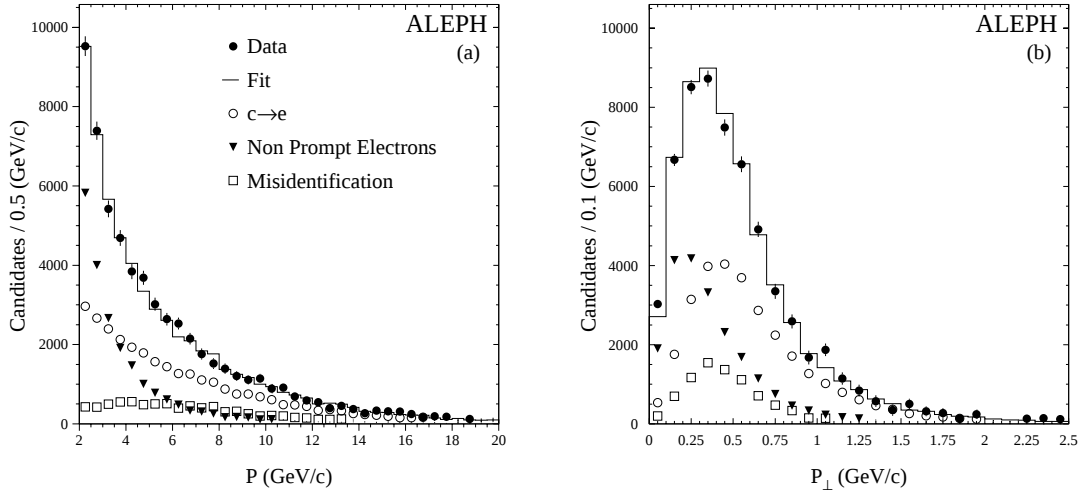


FIG. 5.5: Résultat du lissage de l'échantillon de simples leptons, après soustraction de la composante de b (prise des données), en fonction de p (a) et $p_{\perp}$ (b) pour les données de 1992 à 1995.

Dans l'ordre d'écriture, la première erreur est d'origine statistique, la deuxième systématique et la troisième provient de $\mathcal{B}(c \rightarrow \ell)$. La valeur moyenne de la fraction d'énergie emportée par le hadron charmé après fragmentation $\langle X_c \rangle = 0,504 \pm 0,010$ est mesurée, en bon accord avec les mesures précédentes d'ALEPH [57, 73] et la valeur moyenne mondiale actuelle [74]. La corrélation entre ces deux quantités est -0,33. Seuls les électrons ont été utilisés dans cette mesure, le contrôle de la forme en $(p, p_{\perp})$ du bruit de fond des muons n'étant pas suffisant pour que leur utilisation permette une amélioration de la mesure. En dehors du rapport d'embranchement semileptonique $\mathcal{B}(c \rightarrow \ell)$, les erreurs systématiques dominantes sont dues à la modélisation des désintégrations semileptoniques des hadrons charmés et aux hadrons identifiés à tort comme des électrons et au contrôle de leur forme en

($p, p_\perp$). Bien que systématiquement limitée, cette nouvelle analyse de R_c a notablement diminuée les incertitudes d'ordre systématique par rapport aux analyses précédemment existantes et utilisant des leptons. Elle constitue une des mesures individuelles les plus précises de R_c . La figure 5.5 montre le résultat de l'ajustement projeté sur les axes p et $p_\perp$, après soustraction de la composante de b , avec un $\chi^2/\text{ndf} = 1,1$.

La mesure la plus précise de R_b d'ALEPH utilise 5 étiquetages : 3 pour signer le quark b , 1 pour le quark c et 1 pour les quarks légers. 20 fractions d'événements étiquetés, dont 5 avec un seul étiqueteur et les 15 autres avec les différentes combinaisons de double étiquetage, sont mesurées, ainsi que 13 efficacités de sélection qui sont ajustées sur les données, pour un total de 62 paramètres (R_b , R_c , 15 efficacités et 45 corrélations). R_c est pris du Modèle Standard, et le reste de la simulation. L'étiquetage utilisant le temps de vie a été amélioré d'une part en prenant en compte l'information de masse qui caractérise également le b et ceci afin d'améliorer les performances, et d'autre part en reconstruisant un vertex indépendant dans chaque hémisphère afin de diminuer le biais pouvant provenir des corrélations hémisphériques. Ceci a conduit à la mesure [75] de R_b à 0,7 % :

$$R_b = 0,2161 \pm 0,0009 \pm 0,0011 .$$

La première erreur est d'origine statistique et la seconde systématique. Les erreurs systématiques dominantes proviennent de la simulation de la fragmentation des quarks lourds b et principalement c , des corrélations d'efficacité et du "splitting" des gluons $g \rightarrow b\bar{b}$.

5.6 Conclusion

De par leur importance dans les tests du Modèle Standard les mesures de R_b ont été l'objet d'une intense activité. Au début utilisées pour cerner de manière indépendante la masse du quark top, après la découverte de celui-ci elles permettent de vérifier la prédiction du Modèle Standard. Toute déviation pourrait alors être interprétée comme un signe avant coureur de nouvelle physique. Bien sûr, les tests sont d'autant plus profonds que la précision obtenue sur R_b est grande. Si la statistique de bosons Z collectés a été importante, de l'ordre de quatre millions par expérience, ce qui représente donc environ un million de désintégrations $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$, un contrôle sévère des sources d'incertitudes systématiques est alors indispensable. Ce n'est qu'à ce prix qu'une mesure de grande précision peut être obtenue. Au fur et à mesure que la statistique augmentait de nouvelles méthodes d'analyses ont été développées. Les premières analyses de R_b effectuées avec les leptons avaient une précision relative de l'ordre de 10 % et étaient déjà limitées par les systématiques. Nous avons cependant montré que les leptons pouvaient permettre d'atteindre de bien meilleures précisions que celles-ci. Dans un premier temps, et après une longue étude, l'ajout des dileptons nous permit de mesurer R_b à 3,5 %. L'installation des détecteurs de vertex qui permirent d'utiliser l'information de temps de vie des parti-

cules belles joua un rôle déterminant. Pourtant, à lui seul il ne permet pas d'obtenir les mesures les plus précises, il faut alors combiner plusieurs moyens d'étiquetage.

Nous avons montré que l'information des leptons et du temps de vie des particules pouvait être combinée d'une manière originale et permettre une mesure de R_b avec une précision relative de l'ordre de un pourcent, très satisfaisante pour une mesure à base de leptons et certainement difficilement pensable avant le démarrage de LEP. Il en est certainement de même de la précision obtenue aujourd'hui sur la moyenne mondiale [2] :

$$R_b^0 = 0,21653 \pm 0,00044_{\text{stat}} \pm 0,00053_{\text{syst}} .$$

Soit une précision relative inférieure à 0,3 % !

La moyenne mondiale de R_c , quant à elle, est :

$$R_c^0 = 0,1709 \pm 0,0022_{\text{stat}} \pm 0,0022_{\text{syst}} .$$

Ces mesures sont en accord avec le Modèle Standard (figure 5.6). Rappelons toutefois que ces mesures sont compliquées et délicates, le contrôle des erreurs systématiques au niveau annoncé difficile. L'histoire récente a montré que des désaccords importants avec la théorie pouvaient survenir et qu'avant de tirer toute conclusion hâtive une ré-analyse critique des données était souhaitable. Si des données en parfait accord avec les prédictions du Modèle Standard se prêtent moins à la critique, il n'en est pas moins important de la garder à l'esprit, des surprises peuvent toujours survenir.

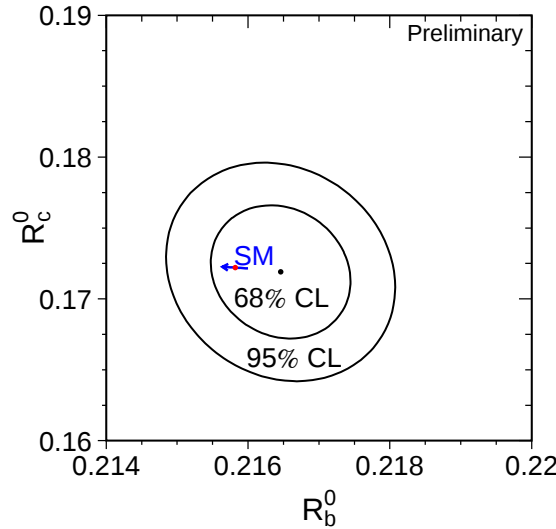


FIG. 5.6: Mesures de R_b et R_c obtenues en 2001 avec les valeurs attendues dans le cadre du Modèle standard et les contours en niveau de confiance dans le plan R_b , R_c .

Chapitre 6

Analyse du spectre de leptons

De nombreux paramètres physiques gouvernent la production de leptons majoritairement produits dans les désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$ à LEP. Les mesures des largeurs partielles R_b et R_c que nous avons réalisées, et présentées dans le chapitre précédent, sont parmi eux. Une analyse globale du spectre de leptons permet également de mesurer les rapports d'embranchement semileptonique $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$, $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$, le paramètre χ de mélange intégral des mésons beaux $B^0\text{-}\bar{B}^0$, les asymétries de production des quarks beaux et charmés, A_{FB}^b , A_{FB}^c , et donc d'extraire $\sin^2 \theta_W^{eff}$, ainsi que la fragmentation des hadrons lourds via la fraction d'énergie moyenne emportée par le hadron $\langle X_q \rangle \equiv E_{had}/E_{faisceau}$ avec $q = b$ ou c .

Après un rappel de la composition du spectre de leptons à LEP, issus des désintégrations hadroniques du boson Z , nous montrerons qu'une analyse globale du spectre inclusif de leptons et de dileptons permet de mesurer l'ensemble de ces quantités. Une meilleure connaissance de ces quantités a été obtenue avec l'apport d'un étiqueteur supplémentaire de b basé sur le temps de vie des particules. La mesure de $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ sera ensuite confrontée aux prédictions théoriques qui seront discutées. Ces mesures ont également permis la détermination des éléments de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) $|V_{cb}|$ et $|V_{ub}|$.

Le terme de lepton désignera électron et muon (ainsi que leurs antiparticules) dans toute la suite.

6.1 Composition du spectre de leptons

6.1.1 L'échantillon de leptons

La production inclusive de candidats leptons identifiés dans le détecteur est due aux sources principales suivantes :

- les leptons provenant de la désintégration semileptonique primaire des hadrons beaux, notés $b \rightarrow \ell^-$;
- les désintégrations d'un τ provenant de la désintégration d'un hadron beau, notées $b \rightarrow \tau \rightarrow \ell^-$;

- les désintégrations secondaires provenant de la désintégration en cascade d’un hadron charmé issu de la désintégration d’un hadron beau, notées $b \rightarrow c \rightarrow \ell^+$;
- les désintégrations secondaires provenant de la désintégration en cascade d’un hadron charmé issu de la désintégration d’un W^- accompagnant la désintégration d’un hadron beau, notées $b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell^-$;
- les leptons provenant de la désintégration semileptonique primaire des hadrons charmés, notés $c \rightarrow \ell^+$;
- les électrons produits par la matérialisation de photons au sein de la matière du détecteur ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) ;
- les leptons issus des désintégrations des hadrons légers, comme par exemple les électrons produits par la désintégration de Dalitz des π^0 ($\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$) ou bien des désintégrations faibles de hadrons légers telles $\pi \rightarrow \mu\nu$ et $K \rightarrow \mu\nu$;
- les hadrons identifiés par erreur comme leptons.

Les contributions respectives de ces diverses composantes dépendent fortement de la valeur de l’impulsion totale du lepton (p) et de sa composante transversale à la direction du jet le plus proche ($p_\perp$). Ceci résulte directement de la cinématique des désintégrations $b, c \rightarrow lepton$. Les leptons issus des désintégrations primaires des hadrons beaux auront simultanément des valeurs relativement grandes de p et $p_\perp$ résultant respectivement d’une fragmentation des quarks lourds “dure” et d’une masse des hadrons beaux élevée. Ils peupleront donc majoritairement la région des grands $(p, p_\perp)$. Les désintégrations $b \rightarrow c \rightarrow \ell^+$ peupleront davantage les régions intermédiaires tandis que les transitions $c \rightarrow \ell^+$ se trouveront plutôt dans les régions de p moyen et plus faible $p_\perp$. Les régions de faibles $(p, p_\perp)$ quant à elles regrouperont les leptons issus des désintégrations des hadrons légers et les différentes sources de bruit de fond. Ainsi, l’espace $(p, p_\perp)$ sera rempli diversement suivant le processus considéré, et une séparation des différentes sources peut être obtenue, sur une base statistique, en utilisant le spectre $(p, p_\perp)$ (voir figure 5.1).

En dessous de 3 GeV/c certains muons n’ont pas une impulsion suffisante pour atteindre les chambres à muons, entraînant une chute de l’efficacité d’identification des muons, raison pour laquelle une coupure minimale de 3 GeV/c a été appliquée à tous les candidats leptons. L’identification des électrons est excellente jusqu’à des impulsions bien inférieures à ce seuil, mais alors un bruit de fond important d’électrons provenant de conversion est présent. Cette coupure minimale a d’ailleurs été abaissée à 2 GeV/c lors de l’analyse décrite dans la section 6.3 où il était important de travailler avec une acceptance la plus importante possible afin de diminuer les incertitudes dues aux modélisations et à leurs effets sur une coupure en impulsion. Cela a été rendu possible à l’aide d’un meilleur contrôle du bruit de fond qui a pu être obtenu grâce à une statistique d’événements plus élevée.

Le choix de l’axe pour la détermination de l’impulsion transverse est important. Nous avons montré dans les références [41, 54], qu’avec les données disponibles du détecteur ALEPH, la meilleure discrimination était obtenue avec l’utilisation conjointe des particules chargées et neutres pour reconstruire les jets, et en redéfinissant l’axe du jet après avoir exclu le lepton du jet.

6.1.2 L'échantillon de dileptons

La production de plusieurs leptons dans un même événement peut nous apporter quantités d'informations supplémentaires. Nous avons vu dans le chapitre précédent (chapitre 5) tout l'intérêt des méthodes de double étiquetage et comment une mesure de R_b pouvait être obtenue avec une bonne précision à l'aide des leptons. Ce lot est aussi naturellement beaucoup plus enrichi en événements $Z \rightarrow b\bar{b}$, par exemple la pureté en b est supérieure à 86% pour les dileptons appartenant à des hémisphères opposés, et permet d'accroître la sensibilité aux rapports d'embranchement semileptonique. La charge du lepton issu de la désintégration primaire d'un hadron lourd permet de connaître la charge du quark initial ; ainsi les corrélations de charges entre leptons seront sensibles au paramètre χ de mélange des mésons beaux neutres. L'échantillon de dileptons sera donc séparé et étudié suivant le couple de charges des dileptons et leur appartenance à un même hémisphère de l'événement ou à ses deux hémisphères opposés.

L'appartenance de dileptons à un même hémisphère sera évaluée en fonction de leur angle. S'ils sont séparés d'un angle inférieur à $\frac{\pi}{2}$ ils seront dits appartenir au même hémisphère, et à des hémisphères opposés dans le cas contraire.

Un lepton est caractérisé par ses grandeurs cinématiques fondamentales qui sont son impulsion p et son impulsion transverse $p_{\perp}$. Ainsi en présence de dileptons, chaque élément de la paire de leptons pourra être caractérisé par son couple $(p, p_{\perp})$. Ceci nous amènerait donc à travailler dans un espace de dimension quatre pour analyser les dileptons. En raison d'une statistique insuffisante en début d'étude de ces analyses, il était préférable d'utiliser une combinaison de ces variables pour caractériser les différentes sources de production des dileptons étudiés. Une étude du pouvoir discriminant de nombreuses variables cinématiques, nous a conduit, par test de Fischer [76], à choisir les deux variables dédiées suivantes :

- $P_{\otimes} = p_{\perp}^1 \times p_{\parallel}^2 + p_{\perp}^2 \times p_{\parallel}^1$
- $P_{\perp m} = \text{Min}(p_{\perp}^1, p_{\perp}^2)$

$p_{\parallel}^i$ et $p_{\perp}^i$ étant les composantes respectivement longitudinale et transverse de l'impulsion du lepton i ($i = 1, 2$) par rapport à l'axe du jet qui le contient ; afin de maximiser la discrimination de la composante $(b \rightarrow \ell^-)(\bar{b} \rightarrow \ell^+)$ vis à vis des autres sources.

$P_{\otimes}$ représente un produit vectoriel des impulsions des deux leptons. Plus cette quantité est grande, plus les dileptons produits sont énergétiques et à grand angle par rapport à l'axe de leur jet. Les dileptons issus des désintégrations semileptoniques primaires des deux hadrons beaux se trouveront à grand $P_{\otimes}$. $P_{\perp m}$ est choisie pour son bon pouvoir discriminant et sa corrélation faible avec $P_{\otimes}$.

Dans la suite les dileptons seront donc étudiés dans l'espace cinématique $(P_{\otimes}, P_{\perp m})$. Différents ensembles de dileptons peuvent être formés.

Les dileptons détectés dans un même hémisphère

a) Les dileptons de charges opposées

Cet échantillon, noté $\mathcal{D}_{c.o.}^{\Rightarrow}$, est dominé par des hadrons beaux qui se désintègrent semileptoniquement et qui produisent un hadron charmé qui se désintègre à son tour semileptoniquement ; ils représentent plus de 50% des cas. Les leptons sont bien sûr issus des mêmes processus physiques que ceux des simples leptons décrits au paragraphe précédent. Cependant les combinaisons suivantes (ainsi que les combinaisons conjuguées de charge) sont privilégiées :

- $(b \rightarrow \ell^-) \times (b \rightarrow c \rightarrow \ell^+)$
- $(b \rightarrow \ell^-) \times (fond^+)$
- $(fond^-) \times (b \rightarrow c \rightarrow \ell^+)$
- $(b \rightarrow \tau \rightarrow \ell^-) \times (b \rightarrow c \rightarrow \ell^+)$
- $(b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell^-) \times (b \rightarrow c \rightarrow \ell^+)$
- $(fond^-) \times (fond^+)$

Les différentes sources de leptons non prompts, issus des désintégrations de hadrons légers ou de la matérialisation de photons, ainsi que les hadrons identifiés par erreur comme leptons, sont regroupées sous l'appellation commune notée *fond*.

Ces contributions sont classées par ordre décroissant de peuplement de l'échantillon $\mathcal{D}_{c.o.}^{\Rightarrow}$.

b) Les dileptons de même charge

Ce lot est constitué essentiellement de bruits de fond aux processus physiques que nous sommes intéressés à mesurer, et apporte peu d'information sur le bruit de fond lui-même qui pourrait peupler les autres lots. Il n'a donc pas été considéré dans la suite.

Les dileptons détectés dans des hémisphères opposés

Cet échantillon, noté $\mathcal{D}^{\leftrightarrow}$, est également naturellement enrichi en leptons provenant des désintégrations semileptoniques de hadrons beaux. Notons que dans ces échantillons les combinaisons possibles des différents processus sont perturbées par le mélange des mésons neutres $B^0\text{-}\bar{B}^0$. Le nombre de dileptons de chaque processus en fonction du mélange χ et des rapports d'embranchement semileptonique $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ et $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ est exprimé dans la table 6.1.

Processus	$\mathcal{D}^{\leftrightarrow}$ de même charge	$\mathcal{D}^{\leftrightarrow}$ de charges opposées
$N_{b \rightarrow \ell, b \rightarrow \ell}$	$2\chi(1-\chi) B^2$	$((1-\chi)^2 + \chi^2)B^2$
$N_{b \rightarrow \ell, b \rightarrow c \rightarrow \ell}$	$((1-\chi)^2 + \chi^2)BC$	$2\chi(1-\chi) BC$
$N_{b \rightarrow c \rightarrow \ell, b \rightarrow c \rightarrow \ell}$	$2\chi(1-\chi) C^2$	$((1-\chi)^2 + \chi^2)C^2$

TAB. 6.1: Equations régissant la production de dileptons pour les sources majoritaires, en fonction du paramètre de mélange χ , $B \equiv \mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ et $C \equiv \mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$.

Nous allons donner dans la suite les principales combinaisons ; ceci par ordre décroissant de peuplement. Les combinaisons conjuguées de charge seront implicites.

a) Les dileptons de charges opposées

Ce lot, noté $\mathcal{D}_{c.o.}^{\leftrightarrow}$, en l'absence d'oscillation des mésons beaux en leurs anti-mésons, est principalement composé des combinaisons suivantes :

- $(b \rightarrow \ell^-) \times (\bar{b} \rightarrow \ell^+)$
- $(\bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow \ell^-) \times (b \rightarrow c \rightarrow \ell^+)$
- $(\bar{c} \rightarrow \ell^-) \times (c \rightarrow \ell^+)$

A l'aide du mélange des mésons beaux B^0 - $\bar{B}^0$ les combinaisons suivantes pourront également existées :

- $(b \rightarrow \ell^-) \times (\bar{b} \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow \ell^+)$
- $(b \rightarrow \bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow \ell^-) \times (b \rightarrow c \rightarrow \ell^+)$
- $(b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell^-) \times (\bar{b} \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow \ell^+)$

b) Les dileptons de même charge

Notés $\mathcal{D}_{m.c.}^{\leftrightarrow}$, ils sont principalement formés des combinaisons suivantes, en l'absence de mélange :

- $(b \rightarrow \ell^-) \times (\bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow \ell^-)$
- $(b \rightarrow c \rightarrow \ell^+) \times (\bar{b} \rightarrow \ell^+)$

et en présence de mélange :

- $(b \rightarrow \ell^-) \times (\bar{b} \rightarrow b \rightarrow \ell^-)$
- $(b \rightarrow c \rightarrow \ell^+) \times (\bar{b} \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow \ell^+)$
- $(b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell^-) \times (\bar{b} \rightarrow b \rightarrow \ell^-)$

6.2 Analyse globale

Cette analyse fut réalisée à l'aide des données collectées en 1990 et 1991, ce qui représente environ 431 000 désintégrations hadroniques du boson Z . Les leptons sont analysés dans l'espace $(p, p_{\perp}, -Q \cos \theta)$ tandis que le plan $(P_{\otimes}, P_{\perp m})$ est utilisé pour les dileptons. La dimension $-Q \cos \theta$ permet de mesurer les asymétries des quarks lourds. Le signe du lepton reflète la charge du quark lourd se désintégrant et par conséquent les désintégrations semileptoniques primaires des hadrons lourds peuvent être utilisées pour mesurer l'asymétrie avant-arrière des quarks lourds produits dans les désintégrations du boson Z . Cette mesure est beaucoup plus sensible à l'angle de mélange faible $\sin^2 \theta_W^{eff}$ que l'asymétrie correspondante des paires de leptons.

Des études faites à l'aide de la simulation ont montré que l'axe du thrust de l'événement, obtenu en utilisant les particules neutres et chargées, fournissait la meilleure estimation de l'axe $b\bar{b}$ provenant des désintégrations du Z . Il est donc utilisé pour définir l'angle polaire de désintégration. La direction du quark est approximée par l'axe du jet contenant le lepton et l'angle le plus petit formé entre l'axe du jet

et du thrust, noté θ_{thrust} , est considéré. L'angle polaire du quark est associé avec l'angle du thrust si le lepton est de charge négative, ou avec la direction opposée si elle est positive :

$$\cos \theta_b = -Q \cos \theta_{thrust}$$

où Q est la charge du lepton.

Les différents processus qui contribuent aux échantillons de leptons et de dileptons ont des spectres différents en p et $p_\perp$ ce qui permet de les séparer.

- Les désintégrations semileptoniques primaires des hadrons beaux dominent la région de grand $(p, p_\perp)$ aussi bien pour le lot de simples leptons (noté $\mathcal{S}$), que pour le lot $\mathcal{D}^{\leftrightarrow}$. Ces événements autorisent la détermination de R_b , $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$, $\langle X_b \rangle$ et A_{FB}^b , tandis que $\mathcal{D}_{m.c.}^{\leftrightarrow}$ détermine χ .
- Les désintégrations semileptoniques secondaires des hadrons beaux ont un spectre plus “doux”, aussi bien en p qu'en $p_\perp$. Les événements avec un des leptons provenant d'une désintégration en cascade dominent le lot $\mathcal{D}_{c.o.}^{\rightarrow}$ et conduisent à une mesure de $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$.
- Les leptons issus de la désintégration semileptonique des hadrons charmés peuplent la région de bas $p_\perp$ du spectre de $\mathcal{S}$ et de $\mathcal{D}_{c.o.}^{\leftrightarrow}$ et permettent les mesures de R_c , A_{FB}^c et $\langle X_c \rangle$. En principe, on pourrait également déterminer $\mathcal{B}(c \rightarrow \ell)$ à l'aide de l'échantillon de dileptons de bas $p_\perp$ cependant la superposition avec les leptons de cascades rend cette séparation difficile avec la statistique utilisée lors de cette analyse.
- Les taux d'embranchement $\mathcal{B}(b \rightarrow \tau \rightarrow \ell)$, $\mathcal{B}(b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell)$ et $\mathcal{B}(c \rightarrow \ell)$ sont pris des meilleures mesures disponibles [69].
- Les distributions de $(p, p_\perp)$ du *fond* sont prises de la simulation, après corrections de l'efficacité d'identification des leptons et des contaminations de hadrons identifiés à tort comme des leptons comme décrit dans le chapitre 4. Les mesures des efficacités d'identification des leptons et de la contamination en hadrons sur les données ont d'ailleurs constitué une part importante de notre travail [53, 54] et furent utilisées dans de nombreuses publications d'ALEPH.

Cette analyse globale fut un travail de longue haleine. Entre sa première présentation à l'extérieur de la collaboration ALEPH dans une conférence [63] et sa publication finale [54, 57] plusieurs années s'écoulèrent. L'originalité de la méthode n'avait pourtant pas échappé à d'autres collaborations de LEP qui publièrent des analyses globales mesurant simultanément plusieurs grandeurs ; voir par exemple les références [74, 77] pour une revue.

Simple leptons et dileptons ont permis de mesurer simultanément R_b , R_c , $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$, $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$, χ , A_{FB}^b , A_{FB}^c ainsi que la fragmentation des quarks lourds dans le cadre d'un modèle particulier, celui de Peterson *et al.* [25]. Un avantage important de cette approche est qu'elle donne également les corrélations statistiques entre les quantités mesurées.

Les résultats sont obtenus à l'aide d'un ajustement biné des spectres de données par un Monte Carlo pondéré et avec une méthode de maximisation de la vraisemblance. Des fluctuations poissoniennes sont supposées. La vraisemblance est la

somme de trois composantes à partir des lots $\mathcal{S}$, $\mathcal{D}^{\leftrightarrow}$ et $\mathcal{D}_{c.o.}^{\rightarrow}$; elle est donnée en annexe B. Au cours de l'ajustement seuls les paramètres de la fragmentation $\langle X_b \rangle$ et $\langle X_c \rangle$ distordent les spectres ; tous les autres paramètres sont des facteurs de normalisation des différentes composantes. Tous les candidats leptons ayant une impulsion supérieure à 3 GeV/c sont utilisés, excepté pour la mesure du paramètre de mélange χ pour laquelle l'information de charge des dileptons est considérée uniquement si les deux leptons ont une impulsion transverse $p_{\perp} > 1$ GeV/c. En effet, l'erreur due à la modélisation des désintégrations semileptoniques des hadrons beaux, obtenue en passant du modèle ACCMM [40] au modèle ISGW** [44], commence à devenir importante pour ce paramètre lors de l'extension du spectre aux faibles valeurs de $p_{\perp}$. La coupure $p_{\perp} > 1$ GeV/c permet de minimiser l'erreur totale lorsque les erreurs statistique et systématiques sont considérées. Les distributions des dileptons sont montrées figure 6.1.

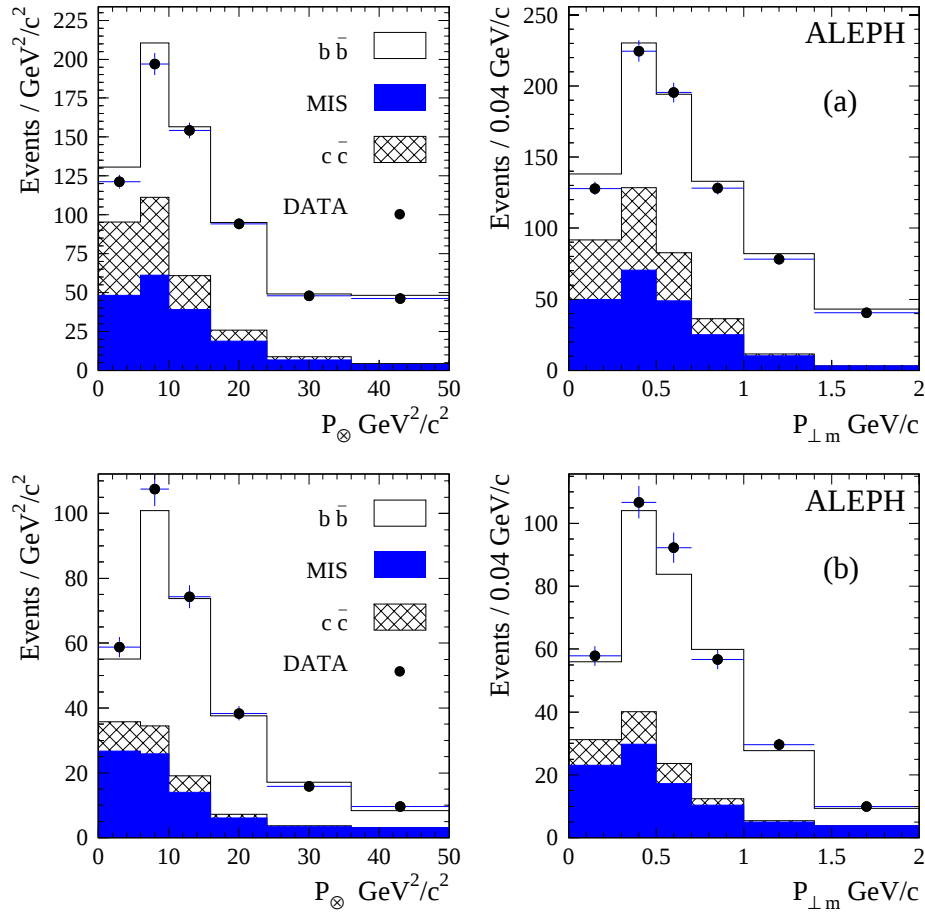


FIG. 6.1: Spectres de $P_{\otimes}$ et $P_{\perp m}$ pour les candidats dileptons des données 1990 et 1991 (a) détectés dans des hémisphères opposés et (b) dans le même hémisphère et de charges opposées.

Cette analyse globale permet d'obtenir les mesures suivantes [57] données dans le tableau 6.2 :

Paramètre	Valeur	Erreur statistique	Erreur systématique	Erreur de modélisation	Erreur totale
R_b	0,2188	0,0062	0,0041	0,0028	0,0079
R_c	0,1646	0,0054	0,0182	0,0072	0,0203
$\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$	0,1139	0,0033	0,0033	0,0026	0,0053
$\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$	0,0819	0,0025	0,0061	0,0100	0,0120
$\langle X_b \rangle$	0,714	0,004	0,005	0,010	0,012
$\langle X_c \rangle$	0,487	0,008	0,006	0,006	0,012
χ	0,114	0,014	0,004	0,007	0,016
A_{FB}^b	0,087	0,014	0,002	0,001	0,014
A_{FB}^c	0,099	0,020	0,016	0,007	0,027

TAB. 6.2: Résultats de l'analyse globale [57]

De nombreuses sources de systématiques éventuelles ont été examinées dont les modélisations du spectre d'impulsion, dans le centre de masse du hadron lourd, du lepton issu de sa désintégration semileptonique. Le détail du partage des erreurs peut être trouvé dans la référence [57].

Le modèle de ISGW**, qui prévoit un spectre plus doux, conduit à une augmentation de 2 % de la valeur de R_b et à une fragmentation plus dure. Les autres sources de systématiques considérées proviennent d'incertitudes expérimentales liées à l'identification des leptons et aux rapports d'embranchement utilisés et qui ne sont pas mesurés ici. Les incertitudes systématiques provenant de l'identification des leptons affectent significativement uniquement les mesures des rapports d'embranchement semileptonique. Les erreurs de modélisation des désintégrations semileptoniques dominent les erreurs des mesures de la fragmentation du b et de $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$.

L'ensemble de ces mesures sont en bon accord avec les autres mesures de ces quantités réalisées par ALEPH, et en particulier celles utilisant les leptons dans une région cinématique plus restreinte [57].

Les asymétries avant-arrière des quarks b et c , à l'arbre, sont reliées aux rapports des constantes de couplage vectorielle et axiale comme nous l'avons présenté au chapitre 1.2.2, et dans le cadre du Modèle Standard à l'angle de mélange électrofaible. En appliquant des corrections dues aux radiations QED dans l'état initial et final, à l'effet d'échange de photons et d'interférence $\gamma - Z$, aux interactions QCD de l'état final; ceci conduit à :

$$A_{FB}^0(b) = 0,090 \pm 0,013 \pm 0,003$$

$$A_{FB}^0(c) = 0,111 \pm 0,021 \pm 0,018$$

où la première erreur est statistique et la seconde rend compte des effets systématiques.

A partir de ces asymétrie à l'arbre, nous obtenons à partir de l'asymétrie des b :

$$\sin^2 \theta_W^{eff} = 0,2340 \pm 0,0023$$

où toutes les erreurs ont été ajoutées en quadrature. De même, à partir de l'asymétrie des c nous obtenons :

$$\sin^2 \theta_W^{eff} = 0,2232 \pm 0,0062.$$

Et en combinant ces deux résultats, tout en prenant en compte la corrélation entre les deux mesures de l'asymétrie qui était de 20 %, cela conduit à la mesure suivante :

$$\sin^2 \theta_W^{eff} = 0,2333 \pm 0,0022.$$

L'asymétrie des quarks b est un moyen puissant pour mesurer $\sin^2 \theta_W^{eff}$.

Avec l'ensemble de la statistique disponible à LEP la valeur moyenne mondiale obtenue est [3] :

$$A_{FB}^0(b) = 0,0990 \pm 0,0017 \text{ soit } \sin^2 \theta_W^{eff} = 0,23226 \pm 0,00031.$$

Bien que de nouvelles analyses aient été développées, notamment utilisant la technique des réseaux de neurones, une déviation de $2,9 \sigma$ à la valeur attendue dans le cadre du Modèle Standard perdure. Les mesures faites à LEP sont pourtant compatibles entre elles et l'erreur est dominée par sa contribution statistique à 92% tandis que l'erreur systématique corrélée entre les expériences est faible, voisine de 50% de l'erreur systématique totale. D'autre part le résultat de LEP qui peut être déduit sur $\mathcal{A}_b = \frac{4}{3} \frac{A_{FB}^{0,b}}{\mathcal{A}_e}$ ($\mathcal{A}_b(\text{LEP}) = 0,891 \pm 0,022$) est compatible avec les mesures directes de l'asymétrie avant-arrière polarisée des quarks b obtenues à SLD ($\mathcal{A}_b(\text{SLD}) = 0,921 \pm 0,020$) à l'intérieur de 1,1 déviation standard.

On note ainsi une déviation de $3,3 \sigma$ par rapport à la mesure de $\sin^2 \theta_W^{eff}$ déterminée à partir de l'asymétrie des leptons et complètement dominée par l'asymétrie de polarisation gauche-droite de SLD. Cette déviation est aujourd'hui inexpliquée. Elle pourrait être due soit à une fluctuation statistique (l'erreur d'origine statistique étant complètement dominante), soit à une source d'incertitude systématique inconnue (ce qui est improbable car la part d'erreur systématique corrélée entre les différentes mesures est faible), soit à une source inattendue de nouvelle physique. Ceci pourrait suggérer que le couplage du quark b au boson Z diffère de la prévision du Modèle Standard. Cependant une telle interprétation n'est pas actuellement confirmée, les mesures de $\mathcal{A}_b$ directes à SLD ne sont pas assez précises. Il est donc encore bien trop tôt pour clamer une première mise en évidence expérimentale d'une faille du Modèle Standard !

6.3 Analyse globale et information de temps de vie

Nous avons vu au chapitre 5.5 que le grand temps de vie des hadrons beaux pouvait être mis à profit pour sélectionner un lot de leptons produits essentiellement

lors des désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$. Il suffit d'appliquer un étiquetage de temps de vie sur un hémisphère de l'événement, l'autre hémisphère peut alors être utilisé pour étudier les leptons. Nous noterons cet échantillon de leptons $\mathcal{S}_b$. Les leptons le constituant sont issus de l'ensemble des processus produisant des leptons dans les désintégrations $Z \rightarrow b\bar{b}$ et ceci dans leur proportion naturelle. La densité $\mathcal{P}^{b \rightsquigarrow \ell}(p, p_\perp)$, qui nous a permis de mesurer les largeurs partielles R_b et R_c , peut être analysée afin d'étudier les désintégrations semileptoniques des hadrons beaux. Nous rappelons que la pureté en leptons issus de b composant cet échantillon est voisine de 98%. Les processus produisant des leptons dans les saveurs légères (u , d et s) ont ainsi été éliminés, seule une très faible contribution résiduelle de $c \rightarrow \ell$ est encore présente. L'efficacité de sélection est de 25 % des événements dans l'acceptance du VDET (i.e. $|\cos \theta_{thrust}| \leq 0,7$) soit 17 % dans l'acceptance totale. Par construction, cette quantité $\mathcal{P}^{b \rightsquigarrow \ell}$ ne dépend ni de R_b , ni de l'efficacité de sélection des événements b . Nous avons vu au chapitre 5.5 que nous pouvions déterminer les puretés des lots d'hémisphères et de leptons. Les échantillons sont extrêmement purs et l'incertitude sur la valeur des puretés est, contrairement à la mesure de R_b , ici marginale devant celle des efficacités spécifiques.

La densité $\mathcal{P}^{b \rightsquigarrow \ell}(p, p_\perp)$ peut être réécrite sous la forme :

$$\mathcal{P}^{b \rightsquigarrow \ell}(p, p_\perp) = \mathcal{B}(b \rightarrow \ell) \mathcal{P}^{b \rightarrow \ell}(p, p_\perp) + \mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell) \mathcal{P}^{b \rightarrow c \rightarrow \ell}(p, p_\perp) + \\ \mathcal{B}(b \rightarrow X \rightarrow \ell) \mathcal{P}^{b \rightarrow X \rightarrow \ell}(p, p_\perp) + \mathcal{B}(b \rightarrow fond) \mathcal{P}^{b \rightarrow fond}(p, p_\perp) + \dots$$

où $\mathcal{P}^{process}(p, p_\perp)$ est la densité spécifique de détection d'un candidat lepton, d'impulsion p et d'impulsion transverse $p_\perp$, issu du processus "*process*". X peut représenter un état ($\bar{c}s$), τ ou J/Ψ ; *fond* regroupe toujours les différentes sources de leptons non prompts, issus des désintégrations de hadrons légers ou de la matérialisation de photons, ainsi que les hadrons identifiés par erreur comme leptons.

De manière similaire à ce que nous avons écrit au chapitre 5.5 la mesure de $\mathcal{P}^{process}$ nécessite la connaissance de deux efficacités :

$$\mathcal{P}^{process}(p, p_\perp) \propto e_c^b(E_\ell^*, \theta_\ell^*, \langle X_b \rangle) \times e_i^\ell(p, p_\perp)$$

- $e_c^b(E_\ell^*, \theta_\ell^*, \langle X_b \rangle)$ est l'efficacité que le lepton passe certaines coupures cinématiques en p et $p_\perp$ afin d'être sélectionné. C'est ici que se trouvent les principales incertitudes. Elle va dépendre de deux processus physiques :
 - d'une part du spectre d'énergie initiale du lepton E_ℓ^* , et de son angle polaire θ_ℓ^* dans le centre de masse du hadron beau,
 - d'autre part de la fragmentation des quarks lourds décrite au chapitre 1.5 et de la fraction moyenne d'énergie emportée par le hadron beau $\langle X_b \rangle$.
- $e_i^\ell(p, p_\perp)$ est l'efficacité de détection du lepton dans le détecteur.

La connaissance de ces efficacités est très différente. Alors que $e_i^\ell(p, p_\perp)$ peut être mesurée directement sur les données (voir chapitre 4), le recours à des modèles théoriques est nécessaire pour déterminer $e_c^b(E_\ell^*, \theta_\ell^*, \langle X_b \rangle)$. Le modèle de référence, utilisé pour décrire les désintégrations semileptoniques des hadrons beaux, est le modèle ACCMM (voir chapitre 1.7), tandis que la fonction de Peterson rend compte

de la fragmentation des quarks lourds (voir chapitre 1.5). Cette dernière possède un paramètre libre, ϵ_b , qui peut être ajusté à nos données.

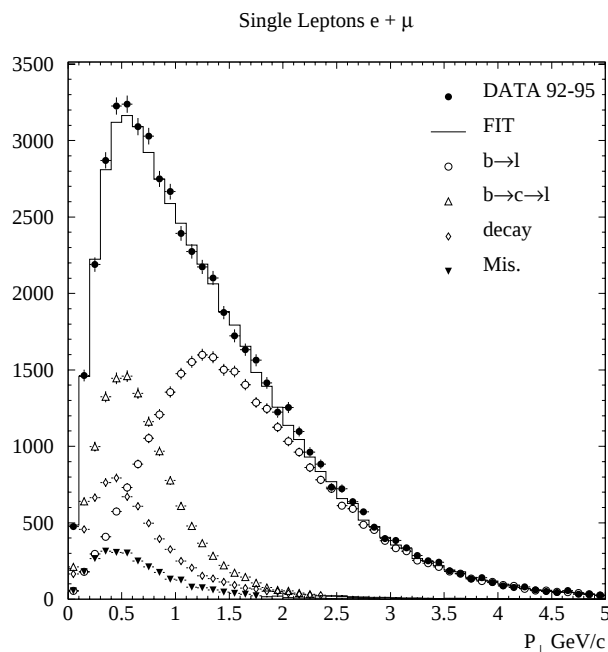


FIG. 6.2: Spectre d'impulsion transverse des leptons (électrons et muons) pour l'ensemble des données prises de 1992 à 1995. Le résultat de l'ajustement et les différents processus sont superposés.

Nous sommes donc capables de déterminer l'efficacité spécifique de détection de chaque processus. Seuls les rapports d'embranchement semileptonique des hadrons beaux demeurent inconnus et les principaux ($\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ et $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$) peuvent être mesurés en effectuant un lissage des spectres d'impulsion et d'impulsion transverse (voir figure 6.2). Ces analyses sont décrites avec davantage de détails dans la thèse de Stéphane Monteil [59].

Le processus $b \rightarrow \ell$ peuple la région de grand $(p, p_\perp)$ et celui $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ l'espace des plus faibles $(p, p_\perp)$. L'élimination du processus $c \rightarrow \ell$ simplifie grandement le problème. Si cet échantillon $\mathcal{S}_b$ est suffisant pour mesurer $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ et $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$, on peut lui adjointre l'échantillon $\mathcal{D}^{\leftrightarrow}$ de dileptons se trouvant dans des hémisphères opposés, qui présente également une grande pureté en b , et qui permet d'améliorer la mesure des rapports d'embranchement semileptonique des hadrons beaux sans dégrader l'erreur systématique.

Cette analyse a été présentée pour la première fois à l'extérieur de la collaboration à la conférence "International Europhysics Conference on High Energy Physics" à Bruxelles en 1995 [74]. Environ 1,3 million de désintégrations hadroniques du Z , collectées en 1992 et 1993, avaient été analysées [78].

Les muons sont identifiés à partir d'une impulsion minimale de 3 GeV/c, et cette impulsion minimale peut être descendue à 2 GeV/c pour les électrons sans dégradation des performances d'identification. Ceci permet de réduire la dépendance

aux modèles théoriques. Simples leptons sont analysés dans le plan $(p, p_\perp)$ et dileptons dans l'espace $(P_\otimes, P_{\perp m}, Q)$. $P_\otimes$ et $P_{\perp m}$ ont été définis dans la section précédente 6.1.2 ; Q représente la charge du lepton. Les corrélations de charges sont utilisées et permettent de mesurer simultanément le paramètre de mélange χ des mésons beaux neutres, avec $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$, $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ et $\langle X_b \rangle$ (le paramètre de la fragmentation) ; la méthode de la maximisation de la vraisemblance, calculée avec des fluctuations statistiques poissonniennes est adoptée pour réaliser l'ajustement.

Les mesures suivantes ont été obtenues :

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(b \rightarrow \ell) &= (11,01 \pm 0,10 \pm 0,21 \begin{smallmatrix} +0,24 \\ -0,17 \end{smallmatrix}) \% \\ \mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell) &= (7,68 \pm 0,18 \pm 0,30 \begin{smallmatrix} +0,34 \\ -0,43 \end{smallmatrix}) \% \\ \chi &= (12,61 \pm 0,79 \pm 0,24 \begin{smallmatrix} +0,42 \\ -0,41 \end{smallmatrix}) \% \\ \langle X_b \rangle &= 0,707 \pm 0,004 \pm 0,001 \begin{smallmatrix} +0,008 \\ -0,012 \end{smallmatrix}\end{aligned}$$

Dans l'ordre d'écriture la première erreur est statistique, la deuxième est d'origine systématique à l'exclusion des incertitudes liées à la modélisation des désintégrations semileptoniques qui sont reportées dans la troisième, et elle est dominée par la connaissance de l'efficacité des leptons.

Cette analyse apporte une amélioration significative à la connaissance de ces quantités par rapport aux analyses précédentes et notamment en ce qui concerne les incertitudes systématiques. Certes, l'incertitude est toujours dominée par la systématique due aux modèles mais elle est significativement réduite, environ par un facteur deux par rapport aux analyses existantes précédemment. Ceci est dû pour partie au fait que nous travaillons sur un lot quasiment pur de b et que l'ajustement simultané du paramètre de fragmentation permet de diminuer la dépendance aux modèles.

Avec l'ajout des données collectées durant l'année 1994, soit un total de 2,9 million de désintégrations hadroniques du Z , cette analyse fut partiellement publiée dans la référence [79] avec les mesures suivantes :

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(b \rightarrow \ell) &= (11,03 \pm 0,07 \pm 0,30) \% \\ \mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell) &= (7,83 \pm 0,12 \pm 0,49) \% \\ \langle X_b \rangle &= 0,708 \pm 0,003 \pm 0,010\end{aligned}$$

La première erreur est d'origine statistique. Toutes les erreurs d'origine systématique ont été regroupées dans la seconde et symétrisées. Après l'ajustement, le spectre des simples leptons est montré figure 6.2 et celui des dileptons côtés opposés figure 6.3.

Dans ces analyses, seuls les échantillons $\mathcal{S}_b$ et $\mathcal{D}^{\leftrightarrow}$ ont été utilisés. Les lots de simples leptons $\mathcal{S}$ et $\mathcal{D}_{c.o.}^{\Rightarrow}$ peuvent néanmoins leur être adjoints pour apporter des informations supplémentaires. Notons d'abord, que dans l'analyse globale présentée section 6.2, l'information principale utilisée pour mesurer $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ provenait du lot $\mathcal{D}_{c.o.}^{\Rightarrow}$. Si cet échantillon n'a pas encore été utilisé, ceci est dû au fait que si nous voulons effectuer une mesure précise de $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ certaines précautions doivent être prises. En effet, dans l'échantillon $\mathcal{D}_{c.o.}^{\Rightarrow}$ la transition $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ est d'un

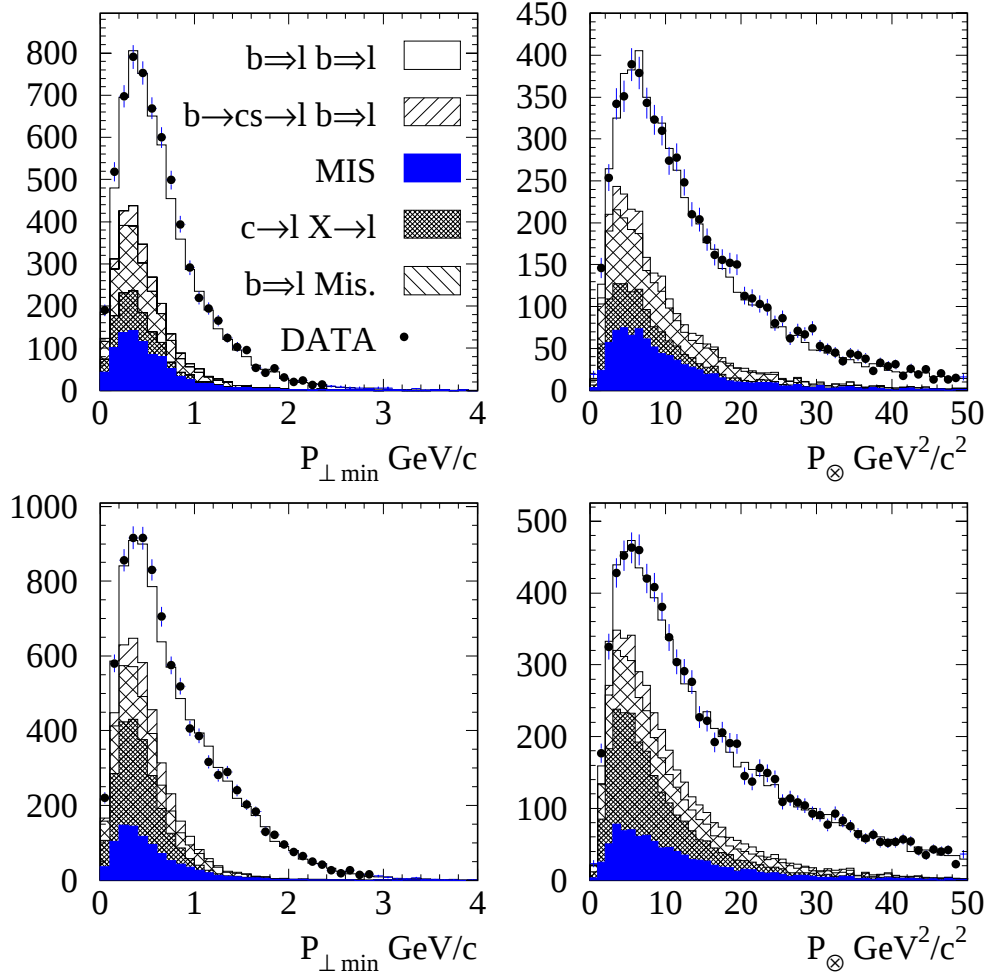


FIG. 6.3: Spectre de $P_{\perp m}$ et $P_{\perp x}$ pour les dileptons (ee , $e\mu$ et $\mu\mu$) de même charge (haut) et de charges opposées (bas) pour les données prises en 1992 et 1993. Le résultat de l'ajustement et les différents processus sont superposés.

type particulier puisqu'elle est toujours accompagnée de la désintégration semileptonique du hadron beau (voir figure 6.4). Ceci interdit donc au W accompagnant

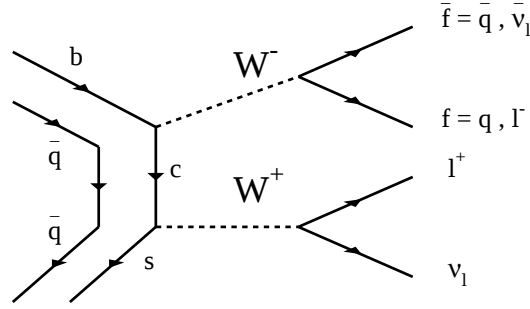


FIG. 6.4: Diagramme correspondant à une transition $b \rightarrow c \rightarrow \ell^+$ dans l'échantillon $\mathcal{D}_{c.o.}^{\Rightarrow}$.

la désintégration faible du hadron beau de se désintégrer en une paire de quarks ($q, \bar{q}'$). La généralité du processus est ainsi perdue. Sous l'hypothèse de factorisation, le rapport d'embranchement semileptonique $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ est bien sûr indépendant de la désintégration du boson W , hadronique ou leptonique. Néanmoins, cette hypothèse a bien évidemment ses limites. Des arguments de recombinaison de couleur [80] impliquent que le rapport d'embranchement semileptonique $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ est a priori différent selon que le hadron beau primaire se désintègre semileptoniquement ou non. Les quarks produits par la désintégration du W peuvent être impliqués dans l'hadronisation du quark c provenant de la désintégration du b , ce qui bien évidemment est interdit aux objets non colorés que sont les leptons. Par conséquent, les proportions des différents hadrons charmés susceptibles d'être produits ne sont pas les mêmes et leur différence de temps de vie impose des rapports d'embranchement semileptonique différents. Dans le cadre d'une mesure de précision nous sommes donc amenés à définir deux rapports d'embranchement semileptonique pour les transitions $b \rightarrow c \rightarrow \ell$. Celui mesuré dans toute sa généralité, quelque soit la désintégration du W , est noté $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$, et celui intervenant uniquement lorsque le W se désintègre leptoniquement, et noté $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)_D$, mesuré dans le lot $\mathcal{D}_{c.o.}^{\Rightarrow}$. Un certain nombre d'arguments exposés dans la référence [59] montre qu'en principe le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)_D$ devrait être supérieur à $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$, mais l'amplitude de cet effet est difficilement prédictible. Suivant que le W se désintègre leptoniquement ou hadroniquement, une variation jusqu'à 30% n'est pas exclue. Ceci interdit donc de vouloir faire une mesure de précision de $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ en utilisant le lot $\mathcal{D}_{c.o.}^{\Rightarrow}$.

L'analyse précédente nous a bien permis de mesurer $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ qui de plus est vraiment la quantité importante et qui intervient dans la mesure du paramètre de mélange χ . L'échantillon $\mathcal{D}_{c.o.}^{\Rightarrow}$ peut lui servir à déterminer $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)_D$. L'intérêt physique de cette observable n'est pas capital car il est difficile d'en extraire une information pertinente mais sa mesure constitue une vérification de l'expertise que nous avons dans l'analyse des spectres de leptons.

Une mesure de cette quantité a été réalisée, simultanément avec les autres grandeurs, avec les données collectées de 1992 à 1994, conduisant à [59] :

$$\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)_D = (8,52 \pm 0,20 \pm 0,51 \begin{smallmatrix} +0,33 \\ -0,38 \end{smallmatrix}) \% .$$

La valeur la plus intéressante est bien sûr la différence entre ces deux quantités, qui peut être exprimée par leur rapport :

$$\frac{\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)}{\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)_D} = 0,899 \pm 0,030 \pm 0,027 \begin{smallmatrix} +0,011 \\ -0,017 \end{smallmatrix} .$$

La première erreur est statistique. Les deux suivantes sont systématiques, La deuxième regroupe l'ensemble des systématiques, exceptée la modélisation qui est exprimée par la dernière ; les causes principales sont la connaissance du fond et l'incertitude due à l'identification des leptons. Les corrélations entre les deux mesures sont bien évidemment prises en compte pour l'évaluation des erreurs.

La précision obtenue sur ce rapport ne permet pas de conclure à une différence significative entre les deux rapports d'embranchement semileptonique. Ils diffèrent seulement de 2,3 déviations standard, même si l'écart est dans le sens attendu. Ce résultat est malheureusement dominé par les erreurs systématiques et principalement limité par la connaissance du bruit de fond. Il sera donc difficile à améliorer.

L'échantillon $\mathcal{S}$ peut nous permettre de réaliser de nouvelles mesures. Les échantillons $\mathcal{S}_b$ et $\mathcal{D}^{\leftrightarrow}$ nous ont permis de mesurer précisément $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$, $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ et χ et l'analyse présentée au chapitre 5.5 précédent R_b et R_c à l'aide du lot $\mathcal{S}_b$. La connaissance de toutes ces quantités peut être réinjectée dans $\mathcal{S}$ qui peut encore nous servir à mesurer les asymétries avant-arrière des quarks lourds, A_{FB}^b et A_{FB}^c , comme cela avait été réalisé dans la précédente analyse globale 6.2, et ainsi une mesure de $\sin^2 \theta_W^{eff}$. Avec les lots $\mathcal{S}$ et $\mathcal{D}^{\leftrightarrow}$ une mesure du rapport d'embranchement semileptonique des hadrons charmés, $\mathcal{B}(c \rightarrow \ell)$ peut également être obtenue puisque $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ est contraint par le lot $\mathcal{S}_b$. De telles analyses ont été effectuées et présentées en collaboration.

La richesse de ces lots, $\mathcal{S}_b$, $\mathcal{D}_{c.o.}^{\leftrightarrow}$, $\mathcal{D}_{m.c.}^{\leftrightarrow}$, $\mathcal{D}_{c.o.}^{\rightarrow}$ et $\mathcal{S}$, est importante et permet de mesurer un grand nombre de grandeurs physiques importantes pour la physique du b et du c .

6.4 Interprétation de $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$

6.4.1 Les différentes mesures de $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$

De nombreuses mesures de $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ ont été effectuées aussi bien à l'énergie du Z par l'ensemble des collaborations du LEP, qu'à l'énergie du $\Upsilon(4s)$ par les collaborations ARGUS et CLEO ; pourtant certaines questions demeurent en suspend.

Les mesures effectuées à l'énergie du $\Upsilon(4s)$ ont toujours été inférieures à celles réalisées à LEP ; alors que la situation inverse est plutôt attendue car les baryons, produits à LEP mais pas au $\Upsilon(4s)$, ont un rapport d'embranchement semileptonique plus faible que celui des mésons, le rapport $\mathcal{B}(b\text{-baryon} \rightarrow \ell)/\mathcal{B}(b \rightarrow \ell) = 0,67 \pm 0,10$

en accord avec le rapport des temps de vie $\tau_{b\text{-}baryon}/\tau_{B_d^0} = 0,77 \pm 0,04$ et compatible avec l'hypothèse d'une largeur de désintégration semileptonique constante pour tous les hadrons beaux. Certes l'écart n'est pas très significatif, voisin de 2,1 déviations standard entre les moyennes mondiales obtenues à ces deux énergies, et il se réduit à 1,5 déviations standard si nous ne considérons que les nouvelles analyses qui sont moins modèles dépendantes [77].

Une comparaison entre les désintégrations semileptoniques exclusives des hadrons beaux et $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ laisse également apparaître un déficit (voir tableau 6.3). La somme des désintégrations semileptoniques exclusives des hadrons beaux totalise $(9,44 \pm 0,58)\%$ [81], ouvrant la question de quoi sont composés les 30% de $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ qui ne sont pas des $B \rightarrow D/D^* \ell \nu$? Les premières mesures de $\mathcal{B}(B \rightarrow D_1 \ell \nu)$ et $\mathcal{B}(B \rightarrow D_2^* \ell \nu)$ n'arrivent pas à combler ce déficit.

Mode	$\mathcal{B} (\%)$
$B \rightarrow D \ell \nu$	$1,94 \pm 0,26$
$B \rightarrow D^* \ell \nu$	$5,05 \pm 0,25$
$B \rightarrow D \pi \ell \nu +$ $B \rightarrow D^* \pi \ell \nu$	$2,30 \pm 0,44$
$B \rightarrow X_u \ell \nu$	$0,15 \pm 0,10$
$\sum B_i$	$9,44 \pm 0,58$
$\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)^{\Upsilon(4s)}$	$10,45 \pm 0,21$
$\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)^Z$	$11,04 \pm 0,19$
$B \rightarrow D_1 \ell \nu$	$0,64 \pm 0,11$
$B \rightarrow D_2^* \ell \nu$	$< 0,8 \text{ @ } 90\% \text{ c.l.}$

TAB. 6.3: Rapports d'embranchement semileptonique des hadrons beaux suivant différents modes.

6.4.2 $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ et théorie

Historiquement, les prédictions théoriques du rapport d'embranchement semileptonique des hadrons beaux ont toujours été significativement plus grandes que les valeurs mesurées. Traditionnellement $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)^{TH} > 12,5\%$ [82], ce qui est en désaccord avec les valeurs expérimentales. Différents aspects de ce problème ont été examinés. Le rapport d'embranchement semileptonique inclusif des b est défini comme :

$$\mathcal{B}(b \rightarrow \ell) = \frac{\Gamma_{\text{semileptonique}}}{\Gamma_{\text{semileptonique}} + \Gamma_{\text{hadronique}} + \Gamma_{\text{leptonique}}}$$

avec $\Gamma_{\text{hadronique}} = \Gamma(b \rightarrow c\bar{u}d) + \Gamma(b \rightarrow c\bar{c}s) + \Gamma(b \rightarrow \text{pas de charme})$, et $\Gamma(b \rightarrow \text{pas de charme}) = \Gamma(b \rightarrow s(d)\gamma) + \Gamma(b \rightarrow s(d)g) + \Gamma(b \rightarrow u\bar{u}d)$.

Des solutions à ce problème consistent à trouver une façon d'augmenter la largeur hadronique théorique. Des solutions théoriques possibles sont celles où il peut exister une augmentation de :

- $\Gamma(b \rightarrow c\bar{u}d)$ par des effets non perturbatifs. Cependant dans le même temps ces modèles prédisent un rapport des temps de vie des mésons beaux $\tau_{B^+}/\tau_{B^0} \simeq 0,8$ [83] qui est en désaccord avec le rapport expérimental $\tau_{B^+}/\tau_{B^0} = 1,07 \pm 0,04$.
- $\Gamma(b \rightarrow c\bar{c}s)$ par des effets de corrections QCD d'ordre supérieur importants [84]. Dans le même temps ces modèles affectent le nombre moyen de quarks charmés, n_c , produits par désintégration de quark b . Conséquemment ce nombre doit être mesuré expérimentalement.
- $b \rightarrow$ *pas de charme ouvert*, qui pourrait constituer une fraction importante des transitions $b \rightarrow c\bar{c}s$ [85]. L'hypothèse est ici qu'une composante importante des paires $c\bar{c}$ de faible masse sont vues comme des hadrons légers et non comme du charme ouvert. Par ce mécanisme une augmentation de n_c n'est pas prévue.
- $b \rightarrow$ *pas de charme* c'est à dire des rapports d'embranchement $\mathcal{B}(b \rightarrow s\gamma)$ ou $\mathcal{B}(b \rightarrow sg)$ importants dus à des sources de nouvelles physiques.

Pour répondre à ces hypothèses théoriques une activité expérimentale importante se porta sur les mesures de n_c . De nombreuses méthodes furent proposées. Si des mesures antérieures pouvaient montrer quelques écarts entre les résultats obtenus à LEP et ceux de plus basse énergie, l'accord est désormais meilleur. Une combinaison de tous ces résultats conduit à la moyenne mondiale $n_c = 1,178 \pm 0,021$ (voir référence [77] et les références internes).

La désintégration de changement de saveur par courant neutre $b \rightarrow s\gamma$ a été cherchée et vue dans des canaux exclusifs ou de manière inclusive par CLEO et ALEPH. Ces mesures sont compatibles avec les valeurs attendues dans le cadre du Modèle Standard par des processus du type "pingouin". Des désintégrations $b \rightarrow sg$ ont été cherchées par DELPHI et CLEO conduisant à une limite : $\mathcal{B}(b \rightarrow sg) < 0,05$ @ 95%.

Ces deux dernières hypothèses sont donc défavorisées expérimentalement.

Pour résumer la situation, les prédictions théoriques de $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ peuvent s'accommoder de valeurs plus faibles comme prédit dans le cadre de la théorie HQE en développement de puissance de $1/m_Q$ en calculant des corrections QCD d'ordre supérieur. Dans ces modèles le taux de la transition $b \rightarrow c\bar{c}s$ augmente tandis que $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ diminue. Ceci est en accord avec la situation expérimentale. Les autres modèles, qui prédisent par exemple des sources de nouvelles physiques pour expliquer un rapport d'embranchement semileptonique plus faible, sont défavorisés. La comparaison théories/expériences des valeurs de $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ désormais ne doit donc plus simplement être faite au vue de la valeur de $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$, mais dans le plan $(\mathcal{B}(b \rightarrow \ell), n_c)$ comme sur la figure 6.5, qui montre un bon accord.

6.4.3 Mesure de $|V_{cb}|$

Deux approches principales permettent de déterminer l'élément de la matrice CKM $|V_{cb}|$, soit en utilisant les désintégrations semileptoniques inclusives des hadrons beaux, soit à l'aide de désintégrations exclusives comme $B \rightarrow D^{(*)}\ell\nu$.

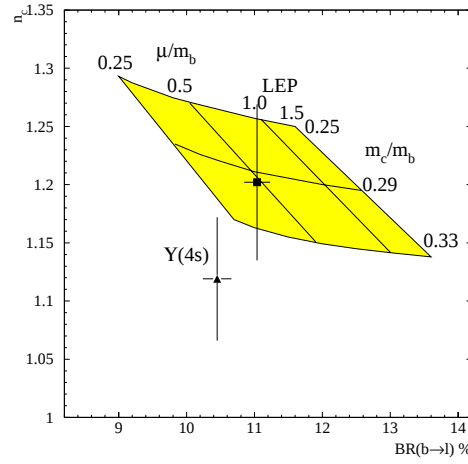


FIG. 6.5: Comparaison entre le nombre mesuré n_c de quarks c et $\bar{c}$ dans les désintégrations des hadrons beaux et de leur rapport d'embranchement semileptonique $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$, avec les prédictions théoriques, pour les données de CLEO et au pic du Z de LEP et SLD, voir référence [77].

La première utilise la mesure du rapport d'embranchement semileptonique inclusif $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ des b qui est déterminée précisément à l'aide d'une grande statistique disponible. En traitant le quark b comme une particule libre, sa largeur partielle de désintégration semileptonique peut être exprimée par :

$$\Gamma(b \rightarrow c\ell\nu) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} \Phi |V_{cb}|^2 \equiv \alpha |V_{cb}|^2 = \frac{\mathcal{B}(b \rightarrow c\ell\nu)}{\tau_b}$$

où Φ est un facteur d'espace de phase. Les incertitudes théoriques sont dominées par la connaissance de la correction à apporter provenant du fait que le quark b est lié en un hadron, et à la dépendance en la masse du quark b . Des calculs récents [86], utilisant HQET en conjonction avec la technique OPE, fournissent des prédictions avec des incertitudes assez petites, et montrent que désormais elles sont bien mieux contrôlées. $|V_{cb}|$ est donnée par [31] :

$$|V_{cb}| = 0,0411 \sqrt{\frac{\mathcal{B}(B \rightarrow X_c \ell \bar{\nu})}{0,105}} \sqrt{\frac{1,55}{\tau_B}} (1 \pm 0,030 \pm 0,020 \pm 0,024).$$

Par rapport à la formule initiale de [86], la valeur centrale a été baissée de 2% pour prendre en compte un choix différent de la masse du quark b et les incertitudes théoriques ont été doublées suivant [87].

Le rapport d'embranchement semileptonique doit être corrigé de la contribution $b \rightarrow u$: $\frac{\mathcal{B}(b \rightarrow u\ell\nu)}{\mathcal{B}(b \rightarrow c\ell\nu)} \simeq 2|V_{ub}|^2 = (1,5 \pm 1,0) \%$. Alternativement, on peut soustraire la mesure moyenne $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell X_u) = (1,74 \pm 0,57) 10^{-3}$ obtenue à LEP [31].

Notre mesure de $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell) = (11,03 \pm 0,07 \pm 0,30) \%$ peut ainsi être utilisée pour déterminer $|V_{cb}|$ et conduit à :

$$|V_{cb}| = (41,6 \pm 0,5_{\text{exp.}} \pm 2,4_{\text{théo.}}) \times 10^{-3}.$$

ALEPH a également publié la première mesure de $|V_{ub}|$ effectuée à LEP [48, 79], pour laquelle notre analyse exposée au paragraphe 6.3 a joué un rôle important.

Dans cette analyse, le système hadronique accompagnant le lepton dans les désintégrations semileptoniques des hadrons beaux est reconstruit de manière inclusive, et un ensemble de variables cinématiques est construit pour séparer les transitions $X_u \ell \nu$ et $X_c \ell \nu$ à l'aide des différences de forme des spectres représentant ces états finals. Un réseau de neurones est utilisé pour extraire le rapport d'embranchement semileptonique inclusif $\mathcal{B}(B \rightarrow X_u \ell \nu) = (1,73 \pm 0,55 \pm 0,55) 10^{-3}$. Ceci conduit à la mesure de : $|V_{ub}| = (4,16 \pm 1,02)10^{-3}$.

6.5 Conclusion

Nous avons vu que les leptons sont très riches en informations. Ils conservent l'emprunte de leur origine et la marque des différents processus auxquels ils ont été soumis et peuvent ainsi permettre de les étudier. Aisément détectables ils sont donc un outil de choix pour l'étude des saveurs lourdes. La décorrélation des différents effets étant la plupart du temps difficile, nous avons souvent préféré une approche globale du problème qui permet de mesurer simultanément les principales grandeurs intervenantes. L'alternative qui consiste à se restreindre à une certaine région de l'espace de phase, en appliquant par exemple une coupure supplémentaire en impulsion transverse, et à considérer uniquement le nombre d'événements sélectionnés sans utiliser les formes des distributions a également été menée dans ALEPH. Certaines grandeurs sont alors mesurées indépendamment. Ces analyses sont en principe plus simples et devraient avoir une sensibilité moindre aux différentes sources d'incertitudes systématiques. Malheureusement, ceci est parfois illusoire et des précautions doivent être prises. Les processus physiques intervenant sont bien sûr les mêmes et par conséquent les inconnues aussi. Reposer sur des valeurs moyennes de distributions plutôt que sur les distributions elles mêmes n'est pas un gage que ces valeurs soient plus exactes dans l'espace qui a été privilégié pour ces analyses. De même, prendre les valeurs moyennes mondiales pour certaines quantités qui ne sont pas mesurées dans une analyse et qui sont cependant corrélées avec les grandeurs mesurées peut s'avérer dangereux ou en tout cas une source de sous estimation des incertitudes systématiques. Ce jeu là revient en effet à négliger les corrélations entre ces variables et donc le fait que la valeur de l'une dépend de l'autre ... De la même façon des corrélations peuvent exister entre les différentes origines d'incertitudes systématiques et/ou les grandeurs physiques que l'on veut mesurer ou que l'on suppose. La prise en compte correcte de tous ces effets complique alors fortement ces analyses supposées plus simples au départ. Une analyse globale a, en principe, le mérite de traiter au mieux toutes ces corrélations.

Ainsi, nous avons été amenés à privilégier, la plupart du temps, des analyses globales. Au prix d'une complexification plus grande, ou du moins apparente, ces analyses ont permis d'obtenir les meilleurs mesures.

Une grande statistique disponible et la prise en compte de l'information du temps de vie ont permis de développer de nouvelles méthodes. Le multi-étiquetage a permis de sélectionner des échantillons quasiment purs en b , éliminant ainsi la contribution de charme, et d'effectuer des mesures bien plus précises dans le secteur des b . Des

progrès significatifs ont ainsi été obtenus.

Les différentes mesures de $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ et $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ d'ALEPH (nos mesures) et de LEP sont regroupées dans le tableau 6.5 [77] de 1998.

	$\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$	$\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$
ALEPH[57]	$11,2 \pm 0,3 \pm 0,4$	$8,8 \pm 0,3 \pm 0,8$
ALEPH[78]	$11,0 \pm 0,1 \pm 0,3$	$7,7 \pm 0,2 \pm 0,5$
DELPHI[88]	$11,3 \pm 0,5 \pm 0,7$	$7,9 \pm 0,5 \pm 1,2$
DELPHI[89]	$10,6 \pm 0,1 \pm 0,4$	$8,3 \pm 0,3 \pm 0,8$
L3[90]	$11,4 \pm 0,5 \pm 0,4$	-
L3[91]	$10,7 \pm 0,1 \pm 0,4$	-
OPAL[92]	$10,6 \pm 0,6 \pm 0,7$	$8,4 \pm 0,4 \pm 0,7$
OPAL(n)[93]	$10,9 \pm 0,1 \pm 0,5$	$9,9 \pm 0,3 \pm 1,3$
Moyenne LEP	$11,04 \pm 0,19$	$8,07 \pm 0,34$

TAB. 6.4: Mesures de $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ et $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ (en %) à LEP ; situation en 1998 [77]. La valeur moyenne actuelle de $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ est $0,1056 \pm 0,0019$, et celle de $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ de $0,0801 \pm 0,0026$ [2].

La physique du charme n'a pas eu à sa disposition un tel outil et n'a pas profité du même gain. De nombreuses études ont cependant pu être faites. Avec le grand nombre de désintégrations du Z enregistrées, la reconstruction d'états exclusifs D^* par exemple, couplée éventuellement à l'information de temps de vie pour éliminer ceux issus des désintégrations des hadrons beaux, a permis de sélectionner des lots d'événements $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ et de les étudier. Des progrès peuvent encore être réalisés et la construction d'un étiqueteur de charme aux performances raisonnables, en particulier pour obtenir une mesure $\mathcal{B}(c \rightarrow \ell)$, est tout à fait envisageable.

Indépendamment des leptons, la connaissance de la fragmentation des leptons a également été améliorée. La reconstruction d'états semi-exclusifs $B \rightarrow D^*\ell\nu$ a permis de réaliser une première étude en s'affranchissant des modèles [94]. Plus récemment une analyse similaire a été faite en utilisant l'ensemble de la statistique permettant d'avoir un résultat plus précis [95].

La technique des réseaux de neurones, après des débuts difficiles, est aujourd'hui couramment utilisée à LEP. Elle a montré ses atouts en permettant de combiner aisément et au mieux l'information de plusieurs variables. Les analyses de leptons ne se font plus uniquement dans le plan $(p, p_\perp)$. Une discrimination plus importante entre les processus $b \rightarrow \ell$ et $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ ou encore $c \rightarrow \ell$ peut ainsi être obtenue et donc des mesures plus précises.

Il n'y a guère que sur la connaissance de la modélisation des désintégrations semileptoniques des hadrons beaux que LEP n'a pas permis d'avancer. Ce n'est pourtant pas complètement sans espoir. La mesure de $|V_{ub}|$ d'ALEPH a montré, qu'à l'aide d'analyses multivariées, on était capable de reconstruire raisonnablement l'ensemble des produits de désintégrations du hadron beau et sa poussée ce qui permet de reconstruire l'énergie du lepton dans le centre de masse du B . Sans nul doute, la reconstruction de cette grandeur doit permettre d'accéder à de nouvelles

informations. Des analyses originales peuvent encore être réalisées...

Les analyses du spectre de leptons furent le résultat d'une intense activité dans ALEPH, et parfois de longues discussions. Il est souvent difficile de vouloir mesurer simultanément plusieurs grandeurs dans un environnement hautement compétitif comme était celui du groupe des saveurs lourdes d'ALEPH pendant LEPI. Les études des différentes contributions aux incertitudes systématiques ont souvent été longues et difficiles, garantie sans doute de la bonne qualité des résultats. Il est souhaitable que les mesures prenant en compte l'ensemble de la statistique accumulée pendant LEPI et bénéficiant des dernières améliorations sur les reconstructions des traces chargées et de l'information dE/dx en provenance des damiers soient traitées avec la même rigueur, même si aujourd'hui l'activité a décru dans ce groupe, et peut-être aussi l'intérêt pour ces mesures ; moins de personnes sont présentes et l'activité LEP II est privilégiée. Néanmoins, ce sont elles qui donneront les mesures définitives d'ALEPH et de LEP.

Enfin, si le détecteur de vertex, installé pour la seconde phase (LEP II), à l'acceptance plus grande que le précédent, avait été présent dès le début de LEP I, les analyses de physique du b y auraient certainement gagné un peu ...

Quatrième partie

Du côté de LEP II et des Bosons
 W

Introduction

A partir de 1996, le LEP, dans sa seconde phase dite LEP II, franchi le seuil de production d'une paire de W^+, W^- et put ainsi aborder l'étude de la physique du W par production directe, jusque là exclusivité des collisionneurs hadroniques. L'environnement propre des collisions e^+e^- permet une reconstruction complète des événements et ceci quelque soit le mode de désintégration du boson W . Ceci doit favoriser une étude approfondie de ses principales propriétés. Ainsi, la masse, M_W , du boson W , sa largeur Γ_W , ses rapports d'embranchement, sa section efficace de production en fonction de l'énergie, ses couplages aux autres bosons et en particulier les couplages trlinéaires non abéliens, vont pouvoir être mesurés précisément.

Cependant, si à LEP I la production de bosons Z dominait celle des autres processus physiques et des critères élémentaires suffisaient à sélectionner sans ambiguïté l'ensemble des désintégrations du Z visibles dans le détecteur, il n'en est pas de même pour les bosons W , même à LEP II. La section efficace de production est faible et en dépit d'une luminosité importante le nombre de paires de W collectées sera restreint. De plus, d'autres processus physiques dominant et une sélection fine, basée sur une analyse complète, est nécessaire pour les sélectionner. Là encore les leptons vont être un instrument privilégié pour sélectionner les bosons W . Le rapport d'embranchement leptonique des W est important, plus de 30% dont les deux tiers vont présenter uniquement un électron ou un muon comme produit de désintégration, les neutrinos échappant toujours à la détection. La masse du W étant grande ses leptons auront une grande énergie et seront isolés dans le détecteur et par conséquent plus simple à identifier.

Cette partie est consacrée aux études relatives au boson W que nous avons effectuées pendant LEP II. Dans un premier temps nous rappellerons quelques éléments liés à la physique des W puis nous décrirons brièvement notre participation.

Durant cette phase nous nous sommes plus particulièrement attachés à proposer une sélection des paires de bosons W produits se désintégrant semileptoniquement ($W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'\ell\bar{\nu}_\ell$). L'énergie disponible augmentant sans cesse, il a été nécessaire d'adapter cette sélection. En effet, les caractéristiques des produits de désintégrations des W ont changé puisqu'au départ, à 161 GeV, seuil de production d'une paire (W^+, W^-), les W étaient produits quasiment au repos cela n'est plus le cas à plus haute énergie, ainsi à 189 GeV par exemple leur vélocité est déjà proche de 50 GeV/c. Les propriétés cinématiques des produits de désintégrations des W observables dans le détecteur sont donc différentes. D'autre part les autres processus physiques bruits de fond sont également modifiés. En particulier le passage du seuil des 183 GeV

autorise la production de paires de bosons Z, heureusement inférieure d'un ordre de grandeur à celle des paires de W, nouveau bruit de fond qu'il faut éliminer.

Tout naturellement ces sélections nous ont permis de mesurer la section efficace de production des paires de W se désintégrant semileptoniquement à diverses énergies et de mesurer les rapports d'embranchement des W. Nous avons également participer à la mesure d'un autre élément de la matrice CKM, $|V_{cs}|$, à l'aide des désintégrations $W \rightarrow c\bar{s}$, ainsi qu'aux mesures des couplages trilinéaires.

Chapitre 7

La Physique du W à LEP II

7.1 Quelques rappels théoriques

Le lagrangien du Modèle Standard, à l'aide de la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ rend compte des interactions électromagnétiques et faibles dans un même formalisme. Il décrit la cinétique ainsi que l'interaction des fermions avec les champs de jauge, mais aussi la dynamique de ces champs de jauge d'où sont issus les auto-couplages à trois et à quatre bosons, caractéristiques de la nature non-abélienne de $SU(2)_L$.

Les bosons de jauge doivent ensuite acquérir une masse. Ceci peut l'être par l'introduction du mécanisme de Higgs, qui consiste à introduire un champ scalaire supplémentaire, et qui brise spontanément la symétrie de jauge dans le secteur faible sans briser le sous-groupe associé à l'interaction électromagnétique afin que le photon conserve une masse nulle. Il en résulte un nouveau boson, le boson de Higgs. Par la même occasion, il permet également de générer les masses des fermions. Ceci est encore un des secteurs les moins bien connus du Modèle Standard. L'étude précise des propriétés des bosons de jauge peut peut-être fournir des renseignements essentiels quant à la structure du secteur scalaire qui est à leur origine.

Après avoir étudié précisément le boson Z , avec sa montée en énergie LEP peut s'attaquer aux bosons W .

7.1.1 Production de W à LEP

Comme LEP est un collisionneur e^+e^- , un boson W réel ne peut être produit que par paire : $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Il a donc fallu attendre le franchissement du seuil cinématique $\sqrt{s} \simeq 2M_W \simeq 161$ GeV pour que son étude puisse commencer.

La production de paires de W est décrite, à l'ordre le plus bas, par trois processus représentés par les diagrammes de Feynman de la figure 7.1. Ils sont souvent appelés diagrammes CC03. Ce sont deux diagrammes d'échange d'un photon γ ou d'un boson Z dans la voie s et un diagramme d'échange d'un neutrino ν dans la voie t . Par la suite les W peuvent se désintégrer hadroniquement, en une paire de quarks $q\bar{q}'$ dans 67,5 % des cas, ou leptoniquement, en une paire de leptons $\ell\bar{\nu}_\ell$ dans les 32,5 % des cas restants. Ceci donne donc lieu à LEP à un état final constitué de quatre fermions

(à l'ordre le plus bas) : $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$.

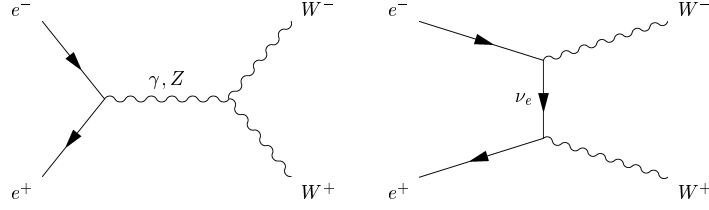


FIG. 7.1: Diagramme de Feynman décrivant la production de paires de W à LEP II.

Suivant le type de famille de fermions mis en jeu, on peut ainsi classer ces désintégrations en trois catégories, ou canaux, et il leur correspond trois topologies distinctes dans le détecteur :

- **Le canal hadronique** : dans ces événements chacun des W se désintègre en une paire de quarks : $W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$. Son rapport d'embranchement est voisin de 45,5 %. Ces événements vont apparaître dans le détecteur en une configuration à quatre jets de particules.
- **Le canal semileptonique** : où un des deux W se désintègre de manière hadronique et l'autre leptoniquement, conduisant à l'état final $W^+W^- \rightarrow q\bar{q}'\ell\bar{\nu}_\ell$. Le rapport d'embranchement est ici voisin de 43,9 %. Dans le détecteur, deux jets de particules et un lepton très énergétique seront observés, le neutrino traversant le détecteur sans interagir. Lorsqu'un lepton τ est produit, celui-ci peut être signé par un lepton énergétique issu de sa désintégration ou par un système hadronique de faible multiplicité.
- **Le canal leptonique** : ici, chacun des W se désintègre en une paire de leptons : $W^+W^- \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell\ell'\bar{\nu}_{\ell'}$. Le rapport d'embranchement est voisin de 10,6 %. Seuls deux leptons chargés énergétiques sont observés dans le détecteur.

Un état final à quatre fermions, semblable à celui produit par la désintégration d'une paire W^+W^- , peut provenir de nombreux autres processus, même à l'ordre le plus bas. Parmi ces processus, qui ne présentent pas une double résonance W , on en distingue trois types :

- les processus qui produisent deux paires de fermions de familles différentes, ne contenant pas d'électrons (ou positrons). Un exemple est représenté par le diagramme 7.2. Ce sont des processus à courant chargé ;
- ceux donnant des états finals comprenant une paire $e^-\bar{\nu}_e$ ou $e^+\nu_e$;
- les processus qui génèrent deux paires conjuguées de charge. Ce sont des états qui peuvent être produits avec certains diagrammes à courant neutre, comme par la double résonance ZZ .

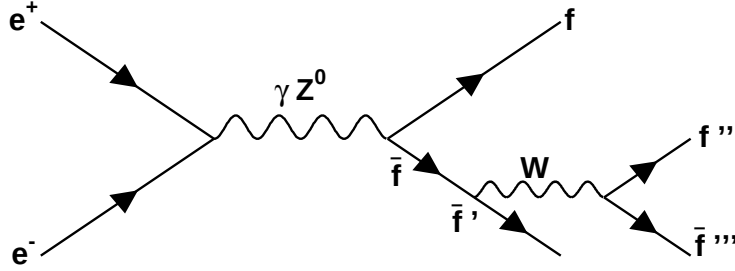


FIG. 7.2: Exemple de diagramme avec une simple résonance W .

Il faut aussi tenir compte, dans le cas d'un état final hadronique, avec une paire quark-antiquark, des diagrammes QCD à un gluon intermédiaire.

De nombreux processus additionnels peuvent conduire à un état final à quatre fermions, on peut dénombrer dans les 300 diagrammes de Feynman correspondants. Ces diagrammes peuvent interférer avec les trois diagrammes de base (figure 7.1) de la production d'une paire de W et ils peuvent constituer un bruit de fond important. Cependant la plupart de ces processus sont effectivement distincts dans la région d'espace de phase intéressante, i.e. là où les masses fermion-fermion sont de plusieurs dizaines de GeV/c^2 .

Le calcul complet de la section efficace de production d'une paire de W à LEP est donc complexe. Encore faut-il prendre en compte les corrections radiatives : corrections virtuelles aux vertex W^+W^-V ($V = \gamma, Z$), rayonnements dans l'état final, correction coulombienne ; ou encore l'effet de la largeur non nulle du boson W . Son expression peut être trouvée référence [96].

La distribution angulaire la plus générale peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{d^5\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4)}{d\cos\theta d\cos\theta_1 d\cos\theta_2 d\phi_2},$$

où les variables angulaires (θ_1, ϕ_1) et (θ_2, ϕ_2) sont définies respectivement par rapport au fermion issu du W^- et à l'antifermion issu du W^+ dans le centre de masse des W correspondants. θ est l'angle de production, défini comme l'angle entre le e^- entrant et le W^- produit.

L'étude de cette section efficace différentielle constitue une très bonne méthode d'analyse des polarisations des $W^\pm$. Elle est particulièrement importante pour l'analyse des ACT (Auto Couplage Trilinéaire) et peut permettre de séparer leurs différentes contributions.

La production des W^- sur l'avant est principalement due à la contribution du ν dans la voie t , qui ne fait pas intervenir de couplage à trois bosons. Lorsque l'énergie de collisions $\sqrt{s}$ augmente, les interférences dues à l'échange du neutrino deviennent négatives alors que la contribution des bosons de jauge γ et Z augmente, comme ceci peut être vu dans le tableau 7.1 qui résume l'évolution des différentes contributions à la section efficace totale. La sensibilité aux couplages trilineaires sera donc d'autant plus grande que l'on s'éloigne du seuil de production des paires de W .

A l'énergie de LEP II plusieurs processus sont en compétition avec le signal

$\sqrt{s}$ (GeV)	σ_{tot} (pb)	$\sigma_{\nu+int.}$ (pb)	$\sigma_{\gamma+Z}$ (pb)
172,0	16,09	11,97 (74,4%)	4,12 (25,6%)
183,0	18,66	9,18 (49,2%)	9,48 (50,8%)
189,0	19,102	6,73 (35,2%)	12,38 (64,8%)
195,0	19,216	4,03 (21%)	15,19 (79%)
200,0	19,152	1,71 (8,9%)	17,45 (91,1%)

TAB. 7.1: Evolution de la section efficace totale (à l'arbre) ainsi que des différentes contributions des amplitudes d'hélicité ($|\mathcal{M}_\nu^2| + Interf.$ et $|\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|^2$) en fonction de l'énergie dans le centre de masse e^+e^- .

$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$; parmi eux un grand nombre ont des sections efficaces assez importantes et peuvent gêner la sélection et l'étude des W . Les principaux "bruits de fond" standards sont représentés figure 7.3 et les valeurs de leur section efficace sont représentées figure 7.4 et données tableau 7.2 à quelques énergies [96].

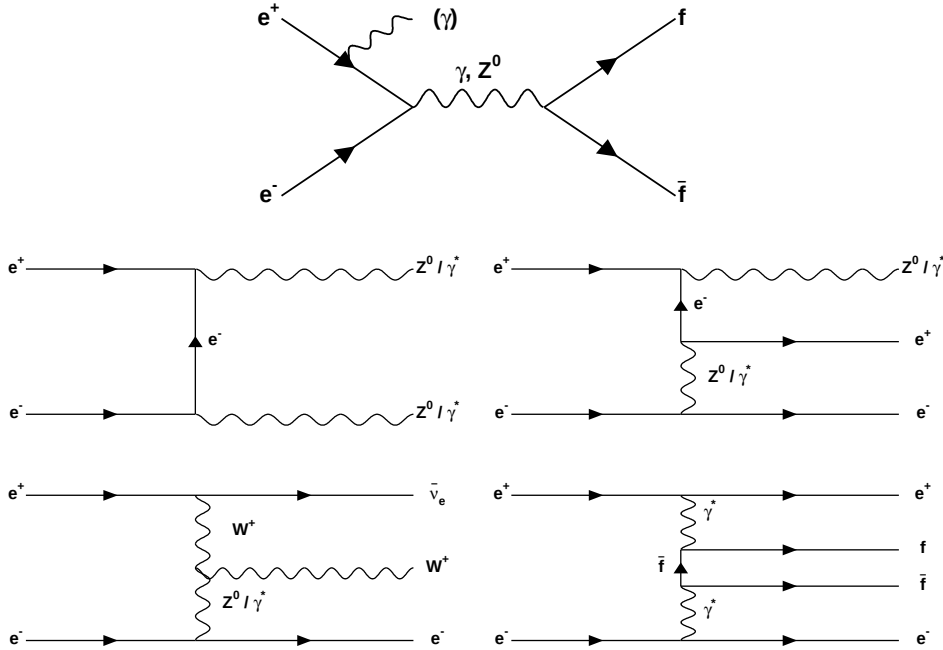


FIG. 7.3: Diagrammes de Feynman des principaux bruits de fond standards

7.1.2 Largeur du boson W

La largeur partielle de désintégration du boson W en une paire fermion-antifermion ($q, \bar{q}'$) peut s'écrire dans l'approximation de Born, et en négligeant la masse des fermions :

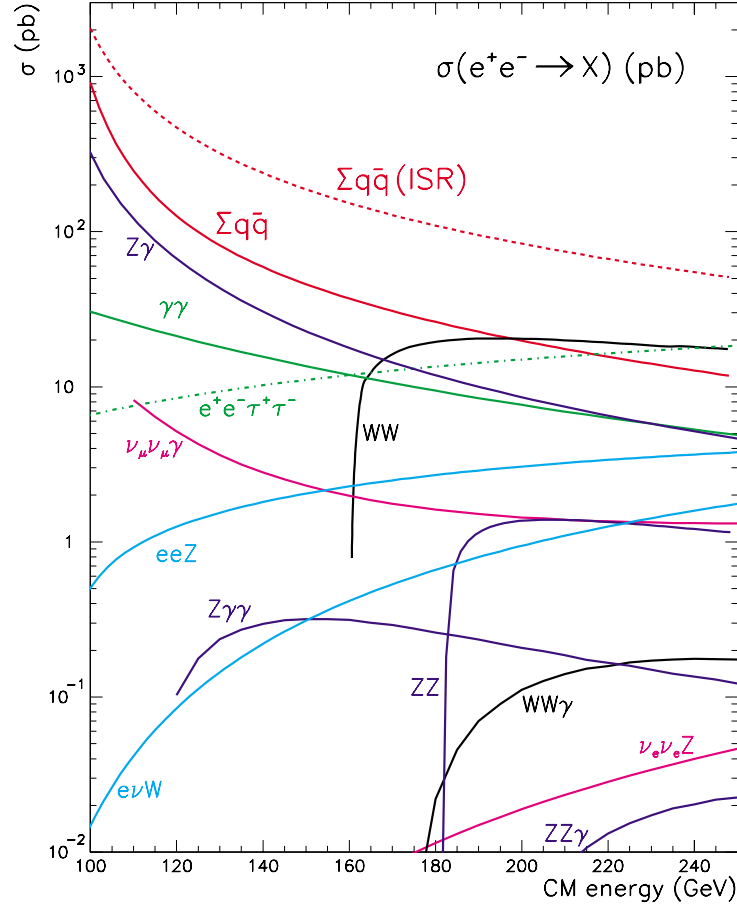


FIG. 7.4: Section efficace des principaux processus en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction.

Processus	161 GeV	175 GeV	192 GeV
$e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^*$	221	172	135
$e^+e^- \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$	151	116	91
$e^+e^- \rightarrow (Z/\gamma^*)(Z/\gamma^*)$	0,46	0,44	1,12
$e^+e^- \rightarrow Ze^+e^-$	2,53	2,70	2,85
$e^+e^- \rightarrow We\bar{\nu}$	0,37	0,51	0,72
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mid \cos \theta < 0,95$	351	297	247

TAB. 7.2: Section efficace totale des principaux bruits de fond standards, en pb , à quelques énergies de collisions dans le centre de masse e^+e^- [96] .

$$\Gamma_{Wf\bar{f}'} = N_c^f \frac{\alpha}{6} \times \frac{M_W}{2 \sin^2 \theta_W} \times |V_{ff'}|^2$$

où N_c^f est le nombre de couleur (3 pour les quarks et 1 pour les leptons) et $|V_{ff'}|$ est l'élément de la matrice CKM pour la paire de quark considérée ; et 1 pour les leptons. La largeur totale est obtenue en sommant sur tous les doublets de fermions. Ils doivent bien sûr vérifier la condition $m_q + m_{q'} \leq M_W$ ce qui interdit les paires de quarks comportant le quark *top*, comme $(t, \bar{b})$, d'être produites.

En prenant en compte les corrections électrofaibles et QCD à l'ordre d'une boucle, les largeurs partielles et totales peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} \Gamma_{W_{qq'}} &\approx \frac{G_F M_W^3}{2\sqrt{2}\pi} |V_{qq'}|^2 \left(1 + \frac{\alpha_s(M_W^2)}{\pi} \right), \\ \Gamma_{W_{\ell\nu}} &\approx \frac{G_F M_W^3}{6\sqrt{2}\pi}, \\ \Gamma_W &\approx \frac{3G_F M_W^3}{2\sqrt{2}\pi} \left(1 + \frac{2\alpha_s(M_W^2)}{3\pi} \right). \end{aligned}$$

où G_F est la constante de Fermi, à l'ordre le plus bas elle peut s'écrire $G_F = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2} M_W^2 \sin^2 \theta_W}$. Les corrections hadroniques (QCD) qui proviennent de l'émission de gluons dans les états finals contenant des quarks sont voisines de $\frac{2\alpha_s(M_W^2)}{3\pi} \approx 2,6\%$ tandis que les corrections électrofaibles qui proviennent de la polarisation du vide, des corrections de vertex et des diagrammes en boîte dans lesquels des bosons W et Z virtuels interviennent sont faibles ($\leq 0,5\%$). Les largeurs partielles ainsi que le rapport d'embranchement des différents modes de désintégration du boson W sont résumés dans le tableau 7.3.

7.1.3 Les couplages trilinéaires

Une conséquence de l'invariance du groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est en particulier l'existence des Auto-Couplages Trilinéaires (ACT) $Z^0 W^+ W^-$ et $\gamma W^+ W^-$ et des quatre couplages quadri-linéaires, $\gamma\gamma W^+ W^-$, $\gamma Z^0 W^+ W^-$, $Z^0 Z^0 W^+ W^-$ et $W^+ W^- W^+ W^-$. Ils proviennent uniquement du caractère non-abélien $SU(2)_L$. L'intensité des couplages aux vertex à trois bosons est du même ordre de grandeur que celle avec les fermions, tandis que l'intensité aux vertex à quatre bosons, est du second ordre et donc difficilement accessible à LEP II.

La mesure des couplages trilinéaires ($Z^0 W^+ W^-$ et $\gamma W^+ W^-$) permet donc de tester les prédictions du Modèle Standard dans le secteur bosonique et de confirmer que la théorie électrofaible est bien non-abélienne, renormalisable et de dimension 4. Elle peut également s'inscrire dans le cadre de la recherche d'effets hors Modèle Standard.

Les Auto-Couplages Trilinéaires (ACT) peuvent être étudiés dans le cadre du Modèle Standard, ou d'une théorie effective plus générale. On peut alors construire un lagrangien effectif le plus général possible à partir des champs standards, de

Mode	$m_f = 0$ (GeV)	Rapport d'embranchement
$\Gamma(W \rightarrow e\nu_e)$	0,2255	0,1083
$\Gamma(W \rightarrow \mu\nu_\mu)$	0,2255	0,1083
$\Gamma(W \rightarrow \tau\nu_\tau)$	0,2255	0,1082
$\Gamma(W \rightarrow \text{leptons})$	0,6765	0,3249
$\Gamma(W \rightarrow ud)$	0,6684	0,3211
$\Gamma(W \rightarrow us) \times 10$	0,3432	0,165
$\Gamma(W \rightarrow ub) \times 10^4$	0,1124	0,05
$\Gamma(W \rightarrow cd) \times 10$	0,3432	0,165
$\Gamma(W \rightarrow cs)$	0,6673	0,3205
$\Gamma(W \rightarrow cb) \times 10^2$	0,1124	0,05
$\Gamma(W \rightarrow \text{hadrons})$	1,4055	0,6751
Γ_W	2,0820	-

TAB. 7.3: Largeurs partielles et totales du boson W en tenant compte des corrections radiatives. La dernière colonne résume les rapports d'embranchement leptoniques et hadroniques théoriques du boson W.

dimension 6, redonnant le Modèle Standard, et respectant un certain nombre de symétries : invariance de Lorentz ainsi que l'invariance de jauge du groupe $U(1)_{EM}$. En raison de la statistique disponible à LEP II, et afin de restreindre les paramètres, il est bon de demander également que les symétries C et P soient conservées, ainsi que l'invariance sous la symétrie de la théorie électrofaible $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, et de négliger les opérateurs qui contribuent fortement aux observables de LEP I (masses des bosons W et Z , corrections radiatives, etc...). Une fois ces contraintes imposées, le lagrangien se limite à trois opérateurs de dimension 6 associés respectivement aux couplages $\alpha_{W\phi}$, $\alpha_{B\phi}$ et α_W [96]. La paramétrisation la plus utilisée est :

$$\begin{aligned}\Delta g_1^Z &= \frac{\alpha_{W\phi}}{\cos^2 \theta_W}, \\ \Delta \kappa_\gamma &= \alpha_{W\phi} + \alpha_{B\phi}, \\ \lambda_\gamma &= \alpha_W.\end{aligned}$$

Comme décrit au paragraphe 7.1.1, l'étude de la section efficace différentielle :

$$\frac{d^5\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4)}{d\cos\theta d\cos\theta_1 d\phi_1 d\cos\theta_2 d\phi_2},$$

permet d'analyser les ACT . Expérimentalement cependant toutes ces variables angulaires ne peuvent pas forcément être reconstruites. Suivant le canal considéré certaines ambiguïtés sont présentes :

- en l'absence de leptons qui marquent aisément la charge du W dont ils sont issus, celle-ci est difficile à obtenir. Il s'en suit que, dans le cas des désintégrations

hadroniques des W , l'angle de production du W^- , θ ne peut pas être reconstruit univoquement, mais simplement à :

$$\cos \theta \leftrightarrow -\cos \theta$$

- la saveur des quarks n'est pas accessible non plus, et on ne peut pas distinguer les quarks des antiquarks, conduisant aux ambiguïtés angulaires suivantes :

$$\begin{aligned}\cos \theta_j &\leftrightarrow -\cos \theta_j \\ \phi_j &\leftrightarrow \phi_j + \pi\end{aligned}$$

où l'indice j s'applique aux jets de l'événement ; ceci aussi bien pour le canal hadronique que pour le canal semileptonique.

- lorsque deux neutrinos sont présents, cas du canal purement leptonique, la reconstruction cinématique des neutrinos fait apparaître un terme quadratique qui conduit à une solution double pour leur impulsion, ce qui correspond à échanger neutrino et antineutrino par rapport au plan lepton-antilepton.

Ces ambiguïtés sont résumées dans le tableau 7.4 et ont pour effet de “diluer” les informations nécessaires à la mesure des ACT. La sensibilité de certains canaux est ainsi réduite, c'est en particulier le cas du canal hadronique qui statistiquement était le plus favorable. Le canal semileptonique et à moindre échelle le canal purement leptonique, ont un rôle important car ils souffrent de moins d'ambiguïtés et bénéficient de la bonne reconstruction des leptons. En revanche, la présence d'un neutrino supplémentaire lors de la désintégration du lepton τ issu d'une désintégration leptonique d'un W défavorise ce canal spécifique. Des algorithmes d'appariement de jets, de “jet-charge” et d'étiquetage de la saveur des jets permettent également de pondérer ces ambiguïtés angulaires et de recouvrer une sensibilité additionnelle aux désintégrations hadroniques.

Etat Final	Rapport d'embranchement	Informations disponibles
$e\nu_e jj$ $\mu\nu_\mu jj$ $\tau\nu_\tau jj$	14,6% 14,6% 14,6%	$\cos \theta$, $(\cos \theta_l, \phi_l)$ et $(\cos \theta_j, \phi_j)_{\text{sym}}$
$jjjj$	45,6%	$ \cos \theta $, $(\cos \theta_{j1}, \phi_{j1})_{\text{sym}}$ et $(\cos \theta_{j2}, \phi_{j2})_{\text{sym}}$
$e\nu_e e\nu_e$ $e\nu_e \mu\nu_\mu$ $\mu\nu_\mu \mu\nu_\mu$ $e\nu_e \tau\nu_\tau$ $\mu\nu_\mu \tau\nu_\tau$ $\tau\nu_\tau \tau\nu_\tau$	1,1% 2,3% 1,1% 2,3% 2,3% 1,1%	$\cos \theta$, $(\cos \theta_1, \phi_1)$ et $(\cos \theta_2, \phi_2)$ 2 solutions

TAB. 7.4: Informations disponibles pour les différents états finals à 4 fermions. L'indice “sym” implique l'ambiguïté $\cos \theta_j \leftrightarrow -\cos \theta_j$, $\phi_j \leftrightarrow \phi_j + \pi$.

7.2 Mesure de la section efficace semileptonique :

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell q\bar{q}'$$

7.2.1 Sélection des événements $W^+W^- \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell q\bar{q}'$

Nous nous sommes attachés à sélectionner les désintégrations semileptoniques des bosons W en considérant comme leptons uniquement les électrons et les muons (et leurs antiparticules). Dans notre sélection, le lepton τ apparaît donc comme un bruit de fond. En effet, le τ n'est pas une particule stable : dans 35 % des cas il se désintègre en électron ou muon accompagné d'un neutrino supplémentaire, et dans les autres cas en pions. Si cela n'est pas une difficulté pour une mesure de section efficace, en revanche pour une analyse des couplages, il est nécessaire de pouvoir reconstruire la direction du lepton issu de la désintégration du W , or ceci s'avère pour le moins très difficile si un neutrino est présent dans la chaîne de désintégration du lepton comme c'est le cas avec le lepton τ . Nous préférons donc considérer cette réaction comme un bruit de fond qu'il faudra éliminer.

Ces événements sont principalement caractérisés par la présence d'un lepton chargé énergétique isolé, une grande impulsion manquante dans la direction opposée au lepton, due au neutrino non détecté, et deux jets hadroniques de grande énergie. L'objectif de notre sélection sera donc double. Il s'agira de reconnaître parmi tous les événements créés ceux qui correspondent à des désintégrations semileptoniques de W , ainsi que d'identifier le lepton provenant de la désintégration leptonique du W parmi toutes les particules présentes.

Nous avons vu que de nombreux processus physiques étaient en compétition avec la création de paires de W^+W^- à ces énergies. Parmi ces bruits de fond prépondérants nous allons retrouver :

- les désintégrations semileptoniques en $W \rightarrow \tau\nu_\tau$, comme expliqué ci-dessus ;
- les événements $e^+e^- \rightarrow Z^0(\gamma) \rightarrow q\bar{q}$; ils sont dus à l'émission d'un photon par un des électrons initiaux. L'énergie de la collision est ainsi diminuée et permet la création d'un Z par retour radiatif. Ce photon produit ne rentre pas forcément dans le détecteur et simule ainsi une énergie manquante. Cette réaction très facile à éliminer, présente cependant une section efficace très élevée.
- les processus $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0$, dans lequel un des Z^0 va se désintégrer en une paire quark-antiquark et l'autre en une paire lepton-antilepton. Ces événements peuvent être accompagnés par l'émission d'un photon, ou un des deux leptons peut être produit à petit angle et ne pas interagir dans le détecteur, simulant ainsi une énergie manquante importante.
- Les événements $e^+e^- \rightarrow Z^0e^+e^-$ dans lesquels le boson Z^0 se désintègre en deux fermions. Dans ce bruit de fond, deux électrons sont systématiquement produits, ce qui en fait un bruit de fond spécifique et important aux désintégrations $W^+W^- \rightarrow e\bar{\nu}_e q\bar{q}'$.

- Les désintégrations $e^+e^- \rightarrow W e \nu_e$ qui donne un état final identique à celui du signal dans le cas où le W donne un électron. Il constitue lui aussi un bruit de fond spécifique à la sélection du canal électron. Cependant sa section efficace est relativement faible.

Les tableaux 7.1 et 7.2 regroupent respectivement les sections efficaces du signal et des bruits de fond principaux.

La sélection peut se décomposer en trois étapes principales :

- une présélection pour éliminer de manière simple et efficace une proportion importante de bruits de fond tout en gardant une grande efficacité au signal,
- une identification des candidats leptons,
- une sélection finale des événements à l’aide de variables discriminantes combinées dans une analyse multivariable.

La présélection :

Cette première étape de présélection a pour but de réduire rapidement le bruit de fond principal $e^+e^- \rightarrow \gamma Z \rightarrow q\bar{q}$, tout en ne perdant que très peu d’événements correspondant au signal. Ce bruit de fond est présent sous deux formes : les événements d’énergie visible proche de l’énergie du centre du masse et les événements radiatifs avec retour sur le pic de la résonance du Z . Cette présélection est basée sur des quantités physiques très générales, telles que l’énergie totale chargée de l’événement, la multiplicité en particules chargées et l’impulsion manquante. La quadri-impulsion manquante des événements est utilisée afin de réduire le bruit de fond QCD non-radiatif, alors que les événements $q\bar{q}(\gamma)$ ayant rayonné un photon énergétique à bas angle sont éliminés par une coupure sur l’impulsion transverse manquante $\cancel{P}_T$. En effet, le retour radiatif sur le Z se fait préférentiellement par émission d’au moins un photon le long de l’axe z , alors que cette direction n’est pas privilégiée par l’impulsion manquante provenant de l’émission d’un neutrino issu du signal. Les différentes coupures de présélection sont résumées dans le tableau 7.5.

Coupures de présélection
Nombre de “bonnes” traces chargées > 4 Energie totale chargée $> 0,10\sqrt{s}$ $\cancel{E} > 0$ GeV $\cancel{P} > \text{Max}(0; 35 - \cancel{E})$ GeV si $\cancel{E} \geq 0$ GeV $\cancel{P} > 35$ GeV si $\cancel{E} \leq 0$ GeV $\cancel{P}_L < \text{Max}(34; 118 - \sqrt{\cancel{E}^2 - \cancel{P}_T^2})$ GeV

TAB. 7.5: Coupures de présélection requises pour les événements semileptoniques $W^+W^- \rightarrow \ell \nu q \bar{q}$ (Une “bonne” trace chargée est définie par la présence d’au moins 4 points d’impact dans la TPC, $|\cos \theta| < 0,95$ où θ est l’angle entre la direction de la particule et l’axe du faisceau, et doit provenir d’un cylindre centré sur le point d’interaction de rayon 2 cm et de longueur 20 cm).

L'identification du lepton :

La deuxième étape consiste à identifier un candidat lepton parmi les traces chargées ayant une impulsion de plus de 15 GeV/c. Cette valeur de 15 GeV/c représente une borne cinématique à l'impulsion d'un lepton issu de la désintégration leptonique d'un W. L'impulsion de la trace chargée est calculée après avoir recherché l'émission éventuelle d'un photon de bremsstrahlung provenant d'un électron. La trajectoire de la particule est suivie et un dépôt d'énergie électromagnétique neutre dans une direction tangente à celle de la trace est cherché [97]. Ce dépôt d'énergie neutre est alors additionné à la quadri-impulsion de la trace.

Cette identification est bien sûre grandement facilitée par le fait que nous cherchons à identifier un lepton énergétique et isolé. L'environnement est beaucoup moins "hostile" que pour l'identification d'un lepton au cœur d'un jet comme à LEP I pour étudier la physique du b . Des critères plus lâches et spécifiques peuvent ainsi être définis. Par exemple en ce qui concernent les électrons, l'information en provenance de la TPC (dE/dx) sera bien moins utilisée comme il s'agit de traces très énergétiques alors que celle du ECAL est plus performante. D'autre part, le nombre de traces qui ont plus de 15 GeV/c est peu élevé, la contamination en hadron est donc faible, et il s'agit davantage de faire une séparation électron/muon.

Nous avons donc proposé les critères d'identification suivants (voir chapitre 4 pour la définition des variables et plus de détails sur l'identification des leptons) :

– Pour les électrons :

Des critères relativement lâches vont donc suffire pour identifier les électrons. Quand les informations du ECAL sont entièrement présentes et bien calculées, ce qui est le cas dans la plus grande partie du détecteur, elles permettent à elles seules de bien identifier les électrons. De plus, l'information provenant du développement longitudinal de la gerbe électromagnétique, apportée par la convergence de l'algorithme de calcul de l'estimateur R_L , est suffisante au regard des performances souhaitées. Ceci est simplement traduit par une valeur de $R_L < 1000$.

Afin d'optimiser l'identification des électrons dans l'ensemble du détecteur nous avons défini trois zones fiducielles du ECAL, pour lesquelles nous avons défini des critères spécifiques que les candidats électrons doivent satisfaire :

- Une zone, dite parfaite, qui correspond aux parties complètement instrumentées du ECAL, très importante proportion du détecteur bien sûr, dans laquelle nous demandons :

$$\begin{cases} -3 < R_T < 1000 \\ R_L < 1000 \end{cases}$$

La borne supérieure sur les deux estimateurs s'assure simplement de leur bonne convergence.

- La zone dite morte correspond aux zones partiellement instrumentées du

ECAL :

$$\left\{ \begin{array}{l} -7 < R_T < 1000 \\ R_L < 1000 \end{array} \right\} \quad \text{ou} \quad \left\{ \begin{array}{l} N_{\text{fils}} > 50 \\ -0.5 < R_I < 1000 \end{array} \right\}$$

– La zone dite de recouvrement entre le tonneau et les bouchons du ECAL :

$$\left\{ \begin{array}{l} -5 < R_T < 1000 \\ R_L < 1000 \end{array} \right\} \quad \text{ou} \quad \left\{ \begin{array}{l} N_{\text{fils}} > 50 \\ -0.5 < R_I < 1000 \end{array} \right\}$$

On peut noter que l'estimateur R_I est généralement utilisé lorsque les informations des deux autres estimateurs sont absentes, incomplètes ou biaisées. L'efficacité d'identification ϵ des électrons et la pureté ρ , estimées sur les produits de désintégration de paires de W simulées à 183 GeV, sont résumées dans le tableau 7.6.

Zones	Parfaite	Morte	Recouvrement	Total
ϵ (%)	98,9	95,5	99,4	98,8
ρ (%)	99,2	84,8	85,1	96,5

TAB. 7.6: Performances d'identification des électrons issus de la désintégration de paires de W simulées en fonction des zones du ECAL.

– **Pour les muons :**

Là encore les critères sont très lâches, on demande simplement qu'un candidat passe les critères d'identification de muons du HCAL ou des chambres à muons. Lorsque ces conditions sont associées à celles de la reconstruction d'une trace avec les détecteurs internes, l'efficacité globale d'identification des muons sur les produits de désintégration des paires de W est de 98% pour une pureté de 98,4%.

La sélection :

La troisième étape va consister en la sélection proprement dite des événements $W^+W^- \rightarrow e\bar{\nu}_e q\bar{q}'$ et $W^+W^- \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu q\bar{q}'$. Cette sélection va s'effectuer à l'aide de variables discriminantes, qui peuvent être combinées par l'intermédiaire d'un réseau de neurones.

L'état final typique des événements que nous recherchons est constitué d'un lepton énergétique, d'une grande impulsion manquante et de deux jets hadroniques énergétiques. Cette topologie particulière et l'étude de la cinématique des événements sont des guides pour la discrimination des désintégrations recherchées vis à vis des différents bruits de fond. Nous allons présenter les principales variables discriminantes que nous avons retenues et nous montrerons leur pouvoir à rejeter les événements $W^+W^- \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau q\bar{q}'$ et $e^+e^- \rightarrow Z^0(\gamma) \rightarrow q\bar{q}$, qui sont les bruits de fond les plus contraignants [98].

Ainsi nous avons défini des variables reliées à l'énergie du lepton, du neutrino ou des jets hadroniques :

1. L'impulsion du lepton : la cinématique de la réaction impose que le lepton issu d'une désintégration leptonique du W ait généralement une impulsion comprise entre 15 et 70 GeV. La principale particularité de la désintégration leptonique du W en τ est la présence de trois neutrinos : le neutrino de première génération ν_τ , issu du W , qui a le même spectre d'énergie que celui de notre signal, et deux neutrinos de deuxième génération un ν_τ issu de la désintégration du τ et un ν_e ou ν_μ accompagnant le lepton produit qui aura donc une énergie plus faible que celle d'un lepton primaire.
2. L'impulsion du photon. C'est l'impulsion du photon de bremsstrahlung que peut émettre un électron.
3. L'impulsion manquante.
4. L'énergie manquante.
5. L'impulsion transverse manquante.
6. La projection de l'impulsion manquante sur l'axe de l'impulsion de la trace la plus antiparallèle, celle-ci est définie comme la trace de l'événement telle que le scalaire de son impulsion avec la direction de l'impulsion manquante soit maximum.
7. L'énergie de toutes les particules de l'événement excepté celle du lepton. Dans le cas du signal, ceci est donc équivalent à l'énergie du W qui se désintègre hadroniquement.

L'isolation du lepton peut être caractérisée à l'aide des variables suivantes :

8. L'angle d'isolation : c'est l'angle entre le lepton et la trace chargée la plus proche de celui-ci. Alors qu'en ce qui concerne le signal, les leptons sont isolés, donc cet angle est grand, ce n'est pas le cas dans les événements $e^+e^- \rightarrow Z^0(\gamma) \rightarrow q\bar{q}$, où le lepton se trouve au cœur d'un jet de particules.
9. L'énergie d'isolation : c'est l'énergie de la trace chargée la plus proche du lepton.
10. L'énergie de toutes les traces chargées comprises dans un angle de 10° autour du lepton. Lorsque le lepton est isolé, cas du signal, cette énergie sera très faible contrairement au cas des événements $e^+e^- \rightarrow Z^0(\gamma) \rightarrow q\bar{q}$, où la multiplicité en traces chargées est élevée.
11. L'angle entre le lepton et le jet le plus proche de celui-ci.

La cinématique amène à considérer les variables suivantes :

12. L'angle entre le lepton et l'impulsion manquante. Dans le centre de masse de la réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ - confondu avec le système du laboratoire - les deux W sont émis dos à dos, chacun emportant la moitié de l'énergie totale du LEP. Leur masse étant de 80,25 GeV, la poussée de Lorentz qu'ils subissent n'est pas très importante. L'angle entre les deux leptons, c'est à dire entre le lepton et l'impulsion manquante est donc très élevé, et on observe une distribution comprise entre 100° et 180° . En revanche, pour les événements dans lesquels

le W se désintègre en $\tau\nu_\tau$, la présence de trois neutrinos diluera cet effet et la distribution angulaire sera plus étalée. Cet effet est important aux énergies voisines de 161 GeV où les deux W sont pratiquement produits au repos, mais est moins marqué quand l'énergie augmente et que la poussée de Lorentz devient importante.

13. L'angle entre le lepton et la trace la plus antiparallèle.
14. L'angle entre le lepton et le plan de production défini par l'axe du faisceau et la somme des impulsions des deux jets. Un lepton issu d'une désintégration $e^+e^- \rightarrow Z^0(\gamma) \rightarrow q\bar{q}$ est situé dans le plan de production des jets, cet angle sera donc piqué à 0° ou 180° , alors que cette distribution angulaire est isotrope pour le signal, le lepton n'étant pas corrélé au plan de production des hadrons.
15. L'angle entre le plan formé par le lepton et l'impulsion manquante avec le plan formé par les deux jets. Cette variable nécessite une clusterisation, c'est à dire une reconstruction des quadrivecteurs des deux jets.

Enfin, la multiplicité particulière des événements recherchés peut être prise en compte à l'aide des variables :

16. Le nombre de "bonnes" traces chargées définies comme dans le tableau 7.5.
17. Le nombre de leptons (corrigés d'un éventuel effet de bremsstrahlung) dont l'impulsion est supérieure à 15 GeV/c.

A partir de ces variables, les plus discriminantes et moins corrélées ont été combinées à l'aide de réseaux de neurones. Différentes sélections ont été proposées. La plus performante repose sur une sélection différente pour les événements $W^+W^- \rightarrow e\bar{\nu}_e q\bar{q}'$ et $W^+W^- \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu q\bar{q}'$. Ceci s'avère nécessaire pour combattre leurs bruits de fond spécifiques, beaucoup plus importants dans le cas de la désintégration du W en leptons de type électron. Dans chaque cas nous avons sélectionné un ensemble de dix variables. A ce stade l'ajout d'une variable supplémentaire ne modifie que très légèrement les performances de la sélection alors que le travail de contrôle des variables croît avec leur nombre.

Sélection muons

Nous donnons ci-dessous les dix variables du réseau muon, avec, entre parenthèses pour chacune d'elles, leur part d'inertie dans le réseau. La part d'inertie de chaque variable est calculée à la fin de l'apprentissage, et correspond au pouvoir discriminant de la variable considérée. Pour une variable V_i , correspondant au neurone i de la couche d'entrée, elle est donnée par le rapport de la somme de tous les poids reliant cette variable V_i considérée à chacun des neurones de la première couche cachée, par la somme des poids de l'ensemble des connexions entre tous les neurones d'entrée et les neurones de la première couche cachée. Les connexions qui relient la couche d'entrée à la première couche cachée sont une caractérisation de l'importance des variables d'entrées.

1. Impulsion du lepton (sans reconstruction du photon) (15,2%)

2. Angle entre le lepton et l'impulsion manquante (13%)
3. Energie dans le cône d'angle au sommet de dix degrés autour du lepton (12,2%)
4. Impulsion transverse (11,9%)
5. Energie d'isolation (11,3%)
6. Impulsion manquante selon l'axe Oz (10,1%)
7. Angle entre les deux plans de production des W (8%)
8. Nombre de leptons dont l'impulsion est supérieure à 15 GeV/c (7,1%)
9. Energie manquante (6,9%)
10. Angle entre le lepton avec le plan défini par l'axe du faisceau et l'impulsion des jets (4,1%)

Sélection électrons

Les bruits de fond du canal semi-électronique sont plus importants que ceux du canal semi-muonique, en particulier une forte contamination par les événements Zee est présente. De plus l'électron est souvent accompagné d'un photon émis par rayonnement de bremsstrahlung qu'il est important de prendre en compte. Une nouvelle sélection de variables permet d'accroître les performances, les dix suivantes ont ainsi été retenues :

1. Energie dans le cône de dix degrés autour du lepton (25,1%)
2. Impulsion transverse (13,8%)
3. Angle entre le lepton+photon et l'impulsion manquante (11,2%)
4. Impulsion du lepton + photon (10,3%)
5. Projection de l'impulsion du lepton sur l'axe de la trace la plus antiparallèle (9,5%)
6. Angle entre le lepton avec le plan défini par l'axe du faisceau et la somme des impulsions des jets (7,7%)
7. Energie manquante (7,4%)
8. Nombre de bonnes traces (6,1%)
9. Impulsion manquante selon l'axe Oz (4,5%)
10. Angle entre les deux plans de production des W (4,4%)

7.2.2 Performances et résultats

Les performances de ces sélections sont illustrées, pour une énergie de 183 GeV, sur la figure 7.5 dans le plan efficacité-pureté pour sélectionner des désintégrations $WW \rightarrow e\nu_e q\bar{q}'$ et $WW \rightarrow \mu\nu_\mu q\bar{q}'$.

La comparaison de notre sélection avec la sélection standard est donnée tableau 7.7 [99]. Elle permet d'accéder à une efficacité légèrement supérieure avec une pollution moindre en événements du type $W^+W^- \rightarrow \tau\bar{\nu}_\tau q\bar{q}'$, ce qui était un des

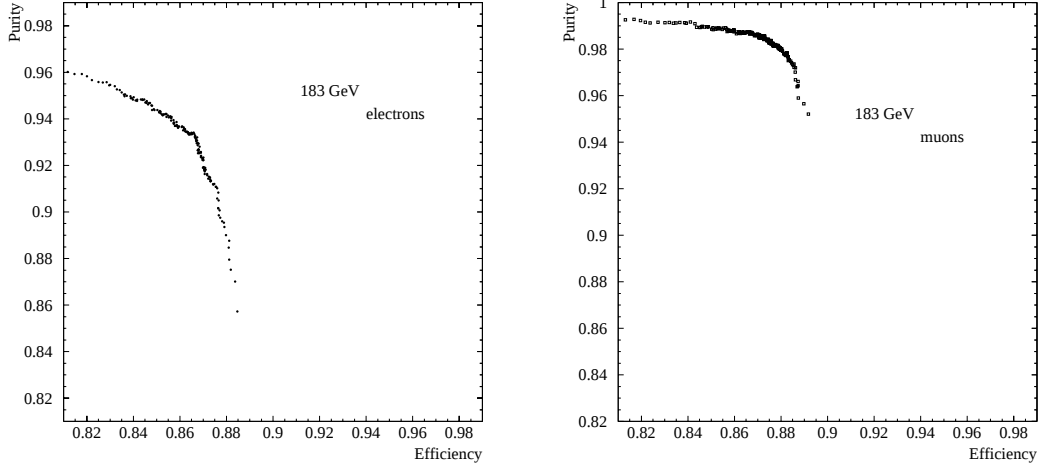


FIG. 7.5: Performances des réseaux de sélection à 183 GeV des désintégrations $WW \rightarrow e\nu_e q\bar{q}'$ et $WW \rightarrow \mu\nu_\mu q\bar{q}'$ d'après des événements simulés avec le générateur CC03 pour le signal.

buts recherchés. Cette analyse a permis de contrôler l'analyse standard et certains de ses développements ont été repris par la suite. A titre d'exemple les résultats présentés aux conférences d'été de 1998 sont les suivants [100] :

$$\begin{aligned}\sigma_{CC03}(WW \rightarrow e\nu_e q\bar{q}') &= 2,51 \pm 0,24 \pm 0,06 \text{ pb} \\ \sigma_{CC03}(WW \rightarrow \mu\nu_\mu q\bar{q}') &= 2,10 \pm 0,21 \pm 0,06 \text{ pb} \\ \sigma_{CC03}(WW \rightarrow \ell\nu_\ell q\bar{q}') &= 6,79 \pm 0,40 \pm 0,14 \text{ pb}\end{aligned}$$

La valeur attendue par le Modèle Standard est $\sigma_{CC03}(WW \rightarrow \ell\nu_\ell q\bar{q}') = 6,68$ pb. Les sources d'incertitudes dominantes sont reliées à la normalisation du bruit de fond et au nombre limité d'événements simulés utilisés.

Mode	Electrons		Muons	
	standard	N. N.	standard	N. N.
$\epsilon_{CC03}(q\bar{q}'e\nu_e)$	81,2	86,9	0,3	<0,1
$\epsilon_{CC03}(q\bar{q}'\mu\nu_\mu)$	0,2	0,1	88,3	88,8
$\epsilon_{CC03}(q\bar{q}'e\nu_e)$	6,2	1,9	3,5	2,2
fonds (fb)	100	93	50	36
MC (attendu)	117	123	123	123
Données	127	142	113	113

TAB. 7.7: Comparaison des sélections $W^+W^- \rightarrow \ell\nu_\ell q\bar{q}'$ à 183 GeV [99], N.N. représente notre sélection. $56,812 \text{ pb}^{-1}$ avaient été enregistrés pour ces données. Les efficacités sont données en pourcentage. Les nombres d'événements attendus d'après la simulation et sélectionnés dans les données sont également présentés.

Energie (GeV)	161,314 $\pm$ 0,054 [101]	172,09 $\pm$ 0,06 [102]	182,66 $\pm$ 0,05 [103]
Luminosité (pb^{-1})	11,08 $\pm$ 0,08	10,65 $\pm$ 0,05 $\pm$ 0,06	56,81 $\pm$ 0,11 $\pm$ 0,29
$\sigma(WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu)$ (pb)	0,68 $^{+0,34}_{-0,26}$ $\pm$ 0,03	1,22 $^{+0,46}_{-0,37}$ $\pm$ 0,07	1,38 $\pm$ 0,20 $\pm$ 0,04
$\sigma(WW \rightarrow \ell\nu q\bar{q})$ (pb)	1,85 $^{+0,51}_{-0,43}$ $\pm$ 0,06	4,73 $\pm$ 0,76 $\pm$ 0,16	6,81 $\pm$ 0,40 $\pm$ 0,14
$\sigma(WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$ (pb)	1,80 $\pm$ 0,50 $\pm$ 0,19	5,76 $\pm$ 0,88 $\pm$ 0,21	7,35 $\pm$ 0,42 $\pm$ 0,25
σ_{CC03}^{WW} (pb)	4,23 $\pm$ 0,73 $\pm$ 0,19	11,71 $\pm$ 1,23 $\pm$ 0,028	15,57 $\pm$ 0,62 $\pm$ 0,29

E (GeV)	188,63 $\pm$ 0,04 [104]	197,57 $\pm$ 0,10 [105]	204,9 [106]
$\mathcal{L}$ (pb^{-1})	174,20 $\pm$ 0,20 $\pm$ 0,73	236,96 $\pm$ 0,25 $\pm$ 0,97	81,64 $\pm$ 0,15 $\pm$ 0,35
$\sigma(WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu)$ (pb)	1,78 $\pm$ 0,13 $\pm$ 0,02	1,72 $\pm$ 0,12 $\pm$ 0,02	1,47 $\pm$ 0,18 $\pm$ 0,02
$\sigma(WW \rightarrow \ell\nu q\bar{q})$ (pb)	7,07 $\pm$ 0,23 $\pm$ 0,12	7,55 $\pm$ 0,21 $\pm$ 0,12	7,36 $\pm$ 0,34 $\pm$ 0,12
$\sigma(WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$ (pb)	6,89 $\pm$ 0,23 $\pm$ 0,13	7,56 $\pm$ 0,20 $\pm$ 0,13	7,68 $\pm$ 0,35 $\pm$ 0,13
σ_{CC03}^{WW} (pb)	15,71 $\pm$ 0,34 $\pm$ 0,18	16,87 $\pm$ 0,32 $\pm$ 0,18	16,57 $\pm$ 0,52 $\pm$ 0,18

E (GeV)	206,5 [106]
$\mathcal{L}$ (pb^{-1})	133,65 $\pm$ 0,19 $\pm$ 0,56
$\sigma(WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu)$ (pb)	1,67 $\pm$ 0,15 $\pm$ 0,02
$\sigma(WW \rightarrow \ell\nu q\bar{q})$ (pb)	7,85 $\pm$ 0,27 $\pm$ 0,12
$\sigma(WW \rightarrow q\bar{q}q\bar{q})$ (pb)	7,74 $\pm$ 0,27 $\pm$ 0,13
σ_{CC03}^{WW} (pb)	17,32 $\pm$ 0,41 $\pm$ 0,18

TAB. 7.8: Mesures des sections efficaces de production des W obtenues par ALEPH aux différentes énergies enregistrées pendant la phase LEP II, de 1996 à 2000. La première source d'erreur est d'origine statistique tandis que la seconde est d'ordre systématique. Les trois dernières colonnes représentent les résultats obtenus avec les données collectées en 1999 et 2000 entre 192 et 209 GeV et sont encore préliminaires.

L'ensemble des sections efficaces de production des W mesurées par ALEPH pour une énergie variant de 161 GeV en 1996 à 208 GeV en 2000 sont données dans le tableau 7.8 et résumées sur la figure 7.6.

L'ensemble des données peut être analysé conjointement, sans supposer l'universalité de couplage aux leptons. Nous avons alors comme inconnues les sections efficaces aux différentes énergies et les trois rapports d'embranchement leptonique et le rapport d'embranchement hadronique est pris comme valant 1 - $\mathcal{B}(W \rightarrow e\nu_e)$ - $\mathcal{B}(W \rightarrow \mu\nu_\mu)$ - $\mathcal{B}(W \rightarrow \tau\nu_\tau)$. D'autre part on peut aussi supposer l'universalité des couplages aux leptons, dans ce cas on suppose que $\mathcal{B}(W \rightarrow e\nu_e) = \mathcal{B}(W \rightarrow \mu\nu_\mu) = \mathcal{B}(W \rightarrow \tau\nu_\tau) = (1 - \mathcal{B}(W \rightarrow q\bar{q}))/3$ et on peut en déduire $\mathcal{B}(W \rightarrow q\bar{q})$. Les différentes valeurs des rapports d'embranchement du W en fermions pouvant être obtenues sont [106] :

$$\begin{aligned}
\mathcal{B}(W \rightarrow e\nu_e) &= (10,95 \pm 0,27 \pm 0,16) \% \\
\mathcal{B}(W \rightarrow \mu\nu_\mu) &= (11,11 \pm 0,25 \pm 0,15) \% \\
\mathcal{B}(W \rightarrow \tau\nu_\tau) &= (10,57 \pm 0,32 \pm 0,20) \% \\
\mathcal{B}(W \rightarrow q\bar{q}) &= (67,33 \pm 0,38 \pm 0,28) \%
\end{aligned}$$

La largeur de désintégration hadronique du W, $\mathcal{B}(W \rightarrow q\bar{q})$, peut être exprimée

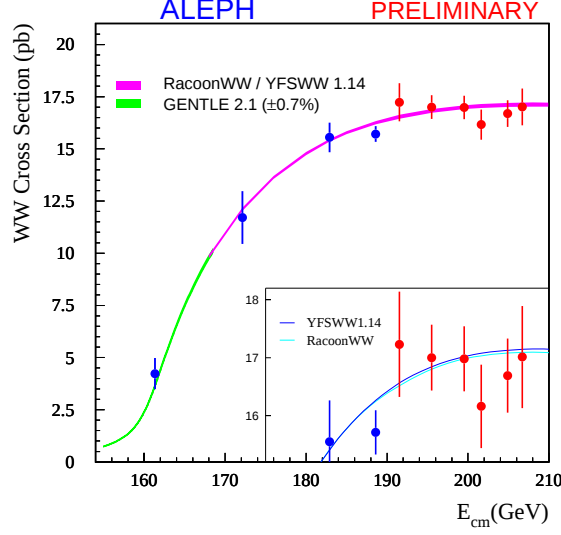


FIG. 7.6: Mesures de la section efficace de production de paires de W à 10 énergies dans le centre de masse, comparées aux prédictions du Modèle Standard à l'aide des générateurs GENTLE, YFSWW3 et RacoonWW [106].

en termes de couplages individuels du boson W aux paires quark-antiquark :

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

L'élément de la matrice CKM le moins bien connu parmi ceux-ci est $|V_{cs}|$. En utilisant la valeur moyenne LEP/SLD de $\alpha_s(m_Z^2)$ [107] propagée à l'énergie du W, $\alpha_s(m_W^2) = 0,121 \pm 0,002$, et la somme quadratique des autres éléments mesurés de la matrice CKM [6] qui vaut $1,049 \pm 0,008$, le rapport d'embranchement hadronique mesuré du W conduit à [106] :

$$|V_{cs}| = 0,967 \pm 0,018 \pm 0,014.$$

Une mesure directe de $|V_{cs}|$ peut également être obtenue à l'aide des désintégrations des W. La section suivante lui est consacrée.

7.3 Détermination de $|V_{cs}|$

Une des désintégrations possibles du boson W^- est en une paire de quarks $c\bar{s}$ (les états conjugués de charge sont implicites). Cela permet naturellement une détermination de l'élément de la matrice CKM $|V_{cs}|$ qui est mal connu. Avant LEP II, les meilleurs mesures de $|V_{cs}|$ étaient obtenues en comparant la valeur expérimentale de la largeur de désintégration $\Gamma(D \rightarrow K^- e^+ \nu_e)$ avec sa valeur théorique. Il en résultait une grande incertitude ($|V_{cs}| = 1,01 \pm 0,18$) provenant essentiellement de l'utilisation de facteurs de forme assez mal connus. A LEP II, une détermination indirecte de cet élément peut être obtenue à l'aide de la mesure de la section efficace totale WW et des largeurs partielles de désintégration du boson W. Une

détermination directe est également possible par une mesure du taux de production inclusif de charme. On peut définir une largeur partielle de désintégration du boson W en charme : $\Gamma(W \rightarrow c\bar{q})$ et le rapport de cette largeur partielle par rapport à la largeur totale : $R_c^W = \frac{\Gamma(W \rightarrow c\bar{q})}{\Gamma(W \rightarrow \text{hadrons})}$ où q peut être un quark d , s et b . La largeur de désintégration du W dépendant des éléments de la matrice CKM, R_c^W peut s'écrire :

$$R_c^W = \frac{|V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2}{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 + |V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2}.$$

Mesurant R_c^W , une détermination de $|V_{cs}|$ est alors possible, les autres éléments de la matrice CKM intervenant dans cette relation étant bien connus par ailleurs [6] :

- $|V_{ud}| = 0,9735 \pm 0,0008$,
- $|V_{us}| = 0,2196 \pm 0,0023$,
- $|V_{ub}| = 0,0033 \pm 0,0008$,
- $|V_{cd}| = 0,224 \pm 0,016$,
- $|V_{cb}| = 0,0402 \pm 0,0019$.

De plus, la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa est unitaire dans le cadre du Modèle Standard, par conséquent on s'attend à $R_c^W=0,5$. La mesure de R_c^W représente donc également un test direct de l'unitarité de la matrice CKM.

S'il est relativement aisé de sélectionner des paires de W produits à LEP II, dans les modes hadroniques ou semileptoniques pour ce qui nous intéressent ici, encore faut-il être capable de sélectionner les désintégrations contenant un quark charmé. Ceci peut être rendu possible grâce à l'utilisation d'un étiqueteur de charme, qu'il est beaucoup plus facile de construire à LEP II, parmi les événements issus des désintégrations des W , qu'à LEP I où une proportion importante de hadrons beaux est présente. En l'absence de production de quarks b , il s'agit essentiellement de séparer des jets issus du quark c de ceux issus des saveurs légères u , d et s . Le quark c est donc ici le seul quark lourd, et ses propriétés, similaires à celles du quark b (bien que moins marquées), vont permettre de le différencier des quarks légers. Ainsi, peut on utiliser son temps de vie important, son rapport d'embranchement semileptonique ($\mathcal{B}(c \rightarrow \ell) \simeq 10\%$) qui implique la présence de leptons de grande énergie dans le jet de charme, sa masse importante qui entraîne une fragmentation plus dure et également des différences de forme des jets issus du quark c (multiplicité en traces plus élevée, impulsions transverses des particules par rapport à l'axe du jet plus importantes), ou encore la présence de mésons charmés D ou D^* qui peuvent être reconstruits à partir de leurs produits de désintégration. 12 variables discriminantes ont été sélectionnées et combinées à l'aide d'un réseau de neurones [108]. Après avoir sélectionné un lot de WW semileptoniques et hadroniques, la distribution de sortie de ce réseau de neurones peut être lissée afin de mesurer R_c^W (voir figure 7.7). Cette analyse est détaillée dans la thèse de Guy Chazelle [108].

La distribution $NN_c^{\max}$ de la sortie du réseau de neurones peut être représentée par la forme :

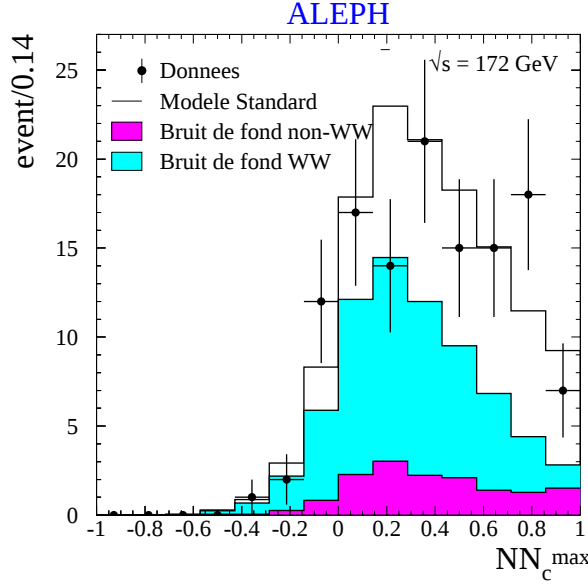


FIG. 7.7: Distribution de la sortie du réseau de neurones $NN_c^{\max}$. Les événements $\ell\nu q\bar{q}'$ contribuant pour une entrée par événement alors que les événements $4q$ contribuent pour deux entrées. Les différentes contributions dues aux simulations Monte Carlo sont explicitées en légende alors que les données expérimentales sont représentées par les points.

$$\mathcal{F}(R_c^W, X_i) = R_c^W \cdot N_W \cdot \text{Prob}_{W \rightarrow cX}(X_i) + (1 - R_c^W) \cdot N_W \cdot \text{Prob}_{W \not\rightarrow cX}(X_i) + N_{\text{bdf}} \cdot \text{Prob}_{\text{bdf}}(X_i).$$

où X_i est la valeur de $NN_c^{\max}$ pour le jet i considéré et les $\text{Prob}_{\text{process}}(X_i)$ sont les différentes fonctions de probabilité, déterminées à l'aide de la simulation. N_W , le nombre de désintégrations hadroniques du boson W , est défini comme étant égal à $(N_{\text{jets}} - N_{\text{bdf}})$ où N_{jets} et N_{bdf} sont respectivement le nombre de jets sélectionnés dans les données et le nombre de jets attendus par la simulation du bruit de fond non-WW. Il permet ainsi de se normaliser à la section efficace WW.

L'étude des données enregistrées à 172 GeV et à 183 GeV par le détecteur ALEPH en 1996 et 1997 a conduit au résultat combiné ci-dessous [109] :

$$R_c^W = \frac{\Gamma(W \rightarrow cX)}{\Gamma(W \rightarrow \text{hadrons})} = 0,51 \pm 0,05_{\text{stat}} \pm 0,03_{\text{syst}}$$

à partir duquel on calcule l'élément de matrice $|V_{cs}|$:

$$|V_{cs}| = 1,00 \pm 0,11_{\text{stat}} \pm 0,07_{\text{syst}}.$$

De nombreuses sources d'incertitudes systématiques ont été étudiées [108, 109] : la normalisation du bruit de fond, le choix du générateur Monte Carlo, les effets de la recombinaison de couleur, la calibration des calorimètres, la masse du boson W , l'effet de l'algorithme de reconstruction des jets, et celles liées à la connaissance de la physique du charme comme sa production, la fragmentation du charme ou encore la

désintégration des hadrons charmés. Les sources les plus importantes proviennent de l'algorithme de jet utilisé, de la physique du charme et du générateur QCD employé.

7.4 Mesures des Auto-Couplages Trilinéaires

7.4.1 La méthode des Observables Optimales

Cette méthode est la plus utilisée pour la mesure des ACT à LEP II où une statistique, relativement faible, est présente. Elle est basée sur la définition de quantités à une dimension qui ont une sensibilité maximale aux paramètres que l'on veut mesurer [110]. La section efficace différentielle peut s'écrire sous la forme d'un développement limité de Taylor autour des paramètres g_i que nous voulons mesurer :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = S_0(\Omega) + \sum_i S_{1,i}(\Omega) \cdot g_i + \sum_{ij} S_{2,ij}(\Omega) \cdot g_i g_j,$$

les paramètres g_i sont définis comme la déviation des couplages α_i par rapport à leurs valeurs prédites par le Modèle Standard. Les couplages α_i ne contribuent que de façon linéaire à l'amplitude du processus à 4 fermions. De même la section efficace totale peut s'écrire :

$$\sigma = \sigma_o(1 + \sum_i \sigma_{1,i} \cdot g_i + \sum_{ij} \sigma_{2,ij} \cdot g_i g_j).$$

avec

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= \int S_0(\Omega) d\Omega, \\ \sigma_{1,i} &= \frac{1}{\sigma_0} \int S_{1,i}(\Omega) d\Omega, \\ \sigma_{2,ij} &= \frac{1}{\sigma_0} \int S_{2,ij}(\Omega) d\Omega. \end{aligned}$$

Les Observables Optimales ($\mathcal{OO}$) sont alors définies comme le rapport du terme du premier ordre $S_{1,i}(\Omega)$ au terme du Modèle Standard $S_0(\Omega)$ [111, 112] :

$$\mathcal{O}_i = \frac{S_{1,i}(\Omega)}{S_0(\Omega)}.$$

Toutes les informations contenues dans la section efficace différentielle sont ainsi projetées sur des distributions à une dimension ayant une sensibilité maximale aux paramètres que l'on veut mesurer et permettant ainsi l'extraction des paramètres g_i via la mesure de leur valeur moyenne.

Pour une valeur g_i^0 donnée, les observables optimales sont alors définies par :

$$\mathcal{O}_i(\Omega, g_i^0) = \frac{1}{d\tilde{\sigma}(\Omega, g_i^0)} \frac{\partial}{\partial g_i} (d\tilde{\sigma}(\Omega, g_i^0))$$

où $d\tilde{\sigma}(\Omega, g)$ représente la section efficace différentielle complète dans laquelle les différentes ambiguïtés relatives aux différents canaux ont été prises en compte. L'ensemble des ACT peut alors être mesuré par la minimisation de :

$$\chi^2 = \sum_{ij} (< \mathcal{O}_i > - E[\mathcal{O}_i]) V(\mathcal{O}_i)_{ij}^{-1} (< \mathcal{O}_j > - E[\mathcal{O}_j])$$

où

- $< \mathcal{O}_i >$ est la valeur moyenne de l'observable $\mathcal{O}_i$ mesurée sur les données,
- $V(\mathcal{O}_i)$ est la matrice d'erreur calculée à partir des valeurs mesurées,
- $E[\mathcal{O}_i]$ est la valeur moyenne attendue de $\mathcal{O}_i$, estimée à l'aide de la simulation.

7.4.2 Mesures des ACT

La sélection que nous avons développée pour sélectionner les événements $W^+W^- \rightarrow e\bar{\nu}_e q\bar{q}'$ et $W^+W^- \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu q\bar{q}'$ a été utilisée pour mesurer les ACT [113]. La déformation des distributions angulaires introduites par la sélection a été étudiée [98]. Nous avons également participé à l'étude du canal leptonique $W^+W^- \rightarrow \ell^+\bar{\nu}_\ell \ell^-\nu_\ell$ [108]. Afin de réduire significativement les bruits de fond di-leptons, $\gamma\gamma$ et $W^+W^- \rightarrow \tau\nu_\tau \ell\nu_\ell$, une sélection basée sur 13 variables discriminantes combinées à l'aide d'un réseau de neurones a été développée. La reconstruction cinématique des événements $W^+W^- \rightarrow \ell^+\bar{\nu}_\ell \ell^-\nu_\ell$ a ensuite été entreprise. Bien que les deux neutrinos de ce processus échappent à la détection et empêchent ainsi d'avoir accès à la cinématique complète de ces événements, leur impulsion peut néanmoins être reconstruite, dans un collisionneur e^+e^- comme LEP II, sous les deux approximations que l'émission de photons dans l'état initial est négligeable et que la largeur du boson W est nulle. Ceci conduit cependant à une ambiguïté discrète sur la direction des neutrinos. En effet le coefficient représentant la composante transverse de la direction de l'antineutrino par rapport au plan contenant les deux leptons est donné par une expression quadratique. Deux solutions symétriques et équivalentes sont alors possibles. Ceci a pour effet d'échanger le neutrino et l'antineutrino par rapport au plan défini par les deux leptons. Les effets radiatifs et de largeur de la masse du W sont ensuite pris en compte, par un processus itératif, entraînant une dégradation de la résolution sur les impulsions. Ainsi, la cinématique de plus de 98% des événements sélectionnés peut être reconstruite. Ce canal reste donc privilégié quant à la mesure des ACT à LEP II, son handicap résidant dans son faible rapport d'embranchement. Cette analyse a été développée dans la thèse de Guy Chazelle [108] et a permis une mesure des couplages trilineaires dans ce mode.

La combinaison des canaux leptoniques, semileptoniques et hadroniques conduit aux résultats ci-dessous [114] :

$$\begin{aligned}
\Delta g_1^Z &= -0,001^{+0,057+0,037}_{-0,056-0,036} \\
\Delta \kappa_\gamma &= 0,113^{+0,253+0,260}_{-0,181-0,044} \\
\lambda_\gamma &= -0,053^{+0,062+0,047}_{-0,058-0,030}
\end{aligned}$$

où chaque couplage est obtenu en fixant les deux autres à leur valeur prédite par le Modèle Standard. Ces mesures ont été également combinées à celles obtenues par l'étude des états finals $\nu\bar{\nu}\gamma$ et la production unique d'un boson W dans l'état final et permet de mettre les limites, à 95% de niveau de confiance, suivantes :

$$-0,113 < \Delta g_1^Z < 0,126$$

$$-0,176 < \Delta \kappa_\gamma < 0,467$$

$$-0,163 < \lambda_\gamma < 0,094$$

Ces résultats sont compatibles avec les prédictions du Modèle Standard, aucun décalage n'est encore observé.

Les principales sources d'incertitudes proviennent de l'effet Bose-Einstein (effet de cohérence entre particules de spin entier et de faible impulsion lors du processus de fragmentation des W) qui affecte uniquement le canal hadronique, des paramètres de fragmentation et de la connaissance du détecteur (calibration des calorimètres, trajectographie, reconstruction des jets, ...).

En combinant l'ensemble des mesures obtenues à partir de la production de paires de W^+W^- , de W seuls et de photons seuls effectuées sur les données jusqu'aux énergies de 208 GeV ALEPH obtient les résultats préliminaires suivant [115] :

$$\begin{aligned}
\Delta g_1^Z &= 0,015^{+0,035}_{-0,032} \\
\Delta \kappa_\gamma &= -0,020^{+0,078}_{-0,072} \\
\lambda_\gamma &= -0,001^{+0,034}_{-0,031}
\end{aligned}$$

Soit en terme de limite à 95 % de confiance :

$$-0,048 < \Delta g_1^Z < 0,080$$

$$-0,164 < \Delta \kappa_\gamma < 0,132$$

$$-0,059 < \lambda_\gamma < 0,065$$

7.5 Conclusion

Cette seconde phase LEP II a également été très riche. L'incessante montée en énergie a été l'occasion de chercher sans cesse des indications de nouvelles particules et l'importante luminosité collectée a permis de nombreuses études du boson W. L'essentiel de notre travail a porté sur les mesures de sections efficaces de production des bosons W et la mesure de leurs couplages trilinéaires. La masse du boson $M_W = 80,471 \pm 0,038 \pm 0,023 \pm 0,015 \pm 0,017 \text{ GeV}/c^2$ a également été très bien mesurée [116] par ALEPH, la première source d'erreur étant statistique, la deuxième systématique, la troisième provenant d'effets possibles d'interaction dans l'état final et la dernière de la connaissance de l'énergie du LEP. Il en est de même de la largeur du W : $\Gamma_W = 2,13 \pm 0,11(\text{stat.}) \pm 0,09(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$. Les valeurs moyennes obtenues à LEP sont [3] :

$$M_W = 80,450 \pm 0,026(\text{stat.}) \pm 0,030(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2,$$

$$\Gamma_W = 2,150 \pm 0,091 \text{ GeV}/c^2.$$

Les valeurs moyennes mondiales sont :

$$M_W = 80,451 \pm 0,033 \text{ GeV}/c^2,$$

$$\Gamma_W = 2,134 \pm 0,069 \text{ GeV}/c^2.$$

Toutes les mesures sont en plein accord avec le Modèle Standard montrant une fois de plus sa solidité. Un lissage de l'ensemble des données permet, dans le cadre du Modèle Standard, de déterminer la masse du boson W : $M_W = 80,373 \pm 0,023 \text{ GeV}/c^2$. La valeur prédite de sa largeur est $\Gamma_W \simeq 2,095 \text{ GeV}/c^2$.

Notre contribution à LEP II et à la physique du W fut plus modeste car elle se situa à une période charnière. Au démarrage de cette phase, les analyses de précision entreprises sur l'étude des saveurs lourdes n'étaient bien sûr pas terminées et ce travail de longue haleine a dû être mené à bout. Plus tard, la fin approchant, il fut alors important de consacrer une part de plus en plus importante à la préparation de l'après LEP et de l'avenir, la gestation d'une nouvelle expérience étant très longue. Notre choix se porta sur l'étude de la violation de **CP** et le détecteur LHCb qui seront exposés dans la partie suivante.

Cinquième partie

Violation de CP et LHCb

Introduction

Les symétries ont toujours joué un rôle central en physique et sont un des fondements de la physique moderne. Les théories de jauge locales et les symétries discrètes sont essentielles dans la compréhension actuelle que nous avons du comportement de la nature. Ces symétries sont parfois brisées et la compréhension du mécanisme de brisure est également fondamentale.

Parmi elles, certaines symétries discrètes sont particulièrement importantes en physique des particules. Il s'agit de la parité **P** reliée aux coordonnées d'espace, la conjugaison de charge **C** transformant une particule en son anti-particule, la combinaison des deux symétries précédentes **CP**, le renversement du temps **T** et la combinaison de ces trois symétries **CPT**. L'invariance **CPT** est un des principes forts des théories quantiques de champs et doit être respectée, en revanche la nature est largement, mais pas complètement, invariante sous les autres transformations. Ces symétries forment un élément essentiel du Modèle Standard. Le renversement du temps **T** et la transformation **CP** occupent d'ailleurs une place particulière parmi celles-ci. Longtemps on a crû ces dernières symétries exactes, bien que **C** et **P** étaient individuellement violées, fortement de plus, et le fait que leur violation ait été également observée a des conséquences importantes. La violation de **CP** ne peut pas se produire sans violation de **T**. Une violation de **T** implique que la nature fait une différence entre le passé et le futur et la violation de **CP** implique que la matière et l'anti-matière peuvent être distinguées de manière absolue et indépendamment de toute convention.

La découverte de la violation de **CP** fut réalisée en 1964 dans la désintégration $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ [117] et conduisit en 1972 à la prédiction qu'une troisième famille de quarks et de leptons devait exister alors même que le quark charme membre de la deuxième famille n'avait pas encore été découvert. En effet, le Modèle Standard avec trois familles de fermions peut rendre compte de tous les phénomènes observés de violation de **CP** à l'aide d'une matrice de mélange complexe, la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), qui relie les états propres électrofaibles des quarks d , s et b avec leurs états propres de masse. En plus des trois angles de mélange, une phase complexe, qui ne peut apparaître qu'avec au moins trois familles, est nécessaire pour paramétriser la matrice CKM et rendre compte de la violation de **CP**. Cette phase complexe est ainsi à l'origine de la violation de **CP** dans le Modèle Standard.

L'intérêt de la violation de **CP** dépasse le cadre de la physique des particules élémentaires. Elle est également requise pour la baryogénèse. C'est un des trois ingrédients nécessaires, avec le fait que des réactions ne conservant pas le nombre de baryons et se produisant en dehors de l'équilibre thermique ont dû avoir lieu,

pour qu'un excès de matière sur l'anti-matière, comme observé quotidiennement, puisse se produire. Cependant la violation de **CP** présente dans le Modèle Standard semble bien trop faible pour expliquer l'asymétrie matière anti-matière observée dans l'univers. Des extensions du Modèle Standard qui introduisent des sources additionnelles de violation de **CP** seraient nécessaires : ce qui constitue une motivation supplémentaire pour chercher des effets de nouvelle physique dans la violation de **CP**.

Ainsi, la violation de **CP** est l'un des phénomènes centraux et fondamentaux en physique des particules, et fournit un ensemble de tests fertiles et profonds du Modèle Standard. Jusqu'à présent, et pour encore très peu de temps, le système des kaons neutres est le seul endroit où la violation de **CP** ait été observée. Cependant aucun véritable test de précision n'a pu être effectué en raison des grandes incertitudes apparaissant dans le calcul des effets des interactions hadroniques. Le système des mésons beaux est plus favorable pour son étude. Le Modèle Standard permet des prédictions précises d'effets de violation de **CP** dans certains canaux de désintégration des mésons beaux avec très peu d'inconnues en provenance des interactions fortes. Ces canaux pourront être utilisés pour tester précisément les prédictions du Modèle Standard et mettre en évidence d'éventuelles indications de nouvelle physique. La violation de **CP** devrait être présente dans de nombreux canaux de désintégration des mésons beaux ainsi la cohérence de ses effets dans le cadre du Modèle Standard pourra être sondée.

Dans ce contexte le système des mésons beaux va donc jouer un rôle important et de nombreux efforts expérimentaux sont mis en œuvre. Les détecteurs BaBar à SLAC et Belle à KEK ont déjà vu leurs premiers événements, suivis de CLEO III à Cornell, HERA-B à DESY et encore CDF-II à Fermilab. Ce champ d'expériences qui commencent est donc très intense. Bien que le potentiel physique de ces expériences soit très prometteur une réponse plus complète dans la recherche de nouvelle physique ne pourra être obtenue qu'à l'aide d'expériences dites de seconde génération qui auront lieu auprès des collisionneurs hadroniques comme BTeV à Fermilab et bien sûr LHCb au CERN, qui permettront de plus d'étudier également les désintégrations des mésons B_s^0 et désintégrations rares.

Cette dernière partie est consacrée à la violation de la symétrie **CP** dans le système des hadrons beaux et à la préparation du détecteur LHCb qui devra en permettre son étude approfondie lors des collisions proton-proton qui auront lieu dans l'accélérateur LHC du CERN à partir de 2006. Elle est divisée en deux chapitres. Un premier chapitre, plus théorique, servira à présenter la violation de **CP**, ses différentes manifestations et son interprétation dans le cadre du Modèle Standard. Quelques exemples de canaux permettant d'étudier la manifestation de la violation de **CP** seront également donnés. Le second chapitre sera consacré à une présentation du détecteur LHCb et à notre implication dans sa conception puis sa construction, ainsi le calorimètre et son détecteur de "pied de gerbe" et le système de déclenchement de premier niveau seront plus particulièrement décrits. La capacité de LHCb à mesurer la violation de **CP** sera également montrée.

Chapitre 8

La violation de CP

8.1 Quelques éléments de violation de CP

8.1.1 Les transformations C, P et T

Trois transformations discrètes sont potentiellement des symétries dans une théorie des champs lagrangienne. Deux d'entre elles, la parité **P** et le renversement du temps **T**, sont des symétries de l'espace-temps. La transformation de parité change dans l'espace-temps les coordonnées d'espace : $(t, \vec{x}) \rightarrow (t, -\vec{x})$. Elle change le signe de l'impulsion, $\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$, laissant les spins inchangés. Le renversement du temps transforme $(t, \vec{x}) \rightarrow (-t, \vec{x})$, interchangeant les cônes de lumière avant et arrière, impulsion et spin sont changés. La troisième opération est la transformation par conjugaison de charge **C**, qui transforme une particule en son anti-particule de masse, impulsion et spin égaux mais aux nombres quantiques opposés.

Ainsi, pour un méson pseudo-scalaire P , et son anti-particule $\bar{P}$, la transformation de parité implique, avec un certain choix de convention de phase :

$$\mathbf{P}|P(\vec{p})\rangle = -|P(-\vec{p})\rangle, \quad \mathbf{P}|\bar{P}(\vec{p})\rangle = -|\bar{P}(-\vec{p})\rangle;$$

et la conjugaison de charge (toutes les coordonnées d'espace-temps sont inchangées) :

$$\mathbf{C}|P(\vec{p})\rangle = |\bar{P}(\vec{p})\rangle, \quad \mathbf{C}|\bar{P}(\vec{p})\rangle = |P(\vec{p})\rangle;$$

la transformation combinée **CP** remplace une particule par son anti-particule et inverse la direction de l'impulsion :

$$\mathbf{CP}|P(\vec{p})\rangle = -|\bar{P}(-\vec{p})\rangle, \quad \mathbf{CP}|\bar{P}(\vec{p})\rangle = -|P(-\vec{p})\rangle;$$

tandis que l'interaction reste invariante sous la transformation combinée **CPT** qui est une symétrie exacte dans toutes théories lagrangiennes locales de champs.

Par parité, un scalaire et un vecteur axial sont invariants, tandis qu'un vecteur change de signe.

8.1.2 La violation de CP

On distingue trois manifestations possibles de la violation de **CP** dans le système des mésons beaux :

- La violation de **CP** dans les désintégrations faibles, qui se produit, aussi bien pour des mésons chargés que neutres, quand les amplitudes d'une désintégration et son processus **CP** conjugué ont des magnitudes différentes.
- La violation de **CP** dans le mélange, qui a lieu quand les deux états propres de masse des mésons neutres ne sont pas états propres de **CP**.
- La violation de **CP** dans les interférences entre les désintégrations avec et sans oscillation, qui se produit dans des désintégrations de mésons neutres B^0 - $\bar{B}^0$ qui ont un état final commun.

Violation de CP dans les désintégrations

Considérons les deux processus de désintégration : $P \rightarrow f$ et $\bar{P} \rightarrow \bar{f}$, P et $\bar{P}$ étant deux mésons pseudo-scalaires **CP** conjugués, et f et $\bar{f}$ des états finals **CP** conjugués :

$$\mathbf{CP}|P\rangle = e^{i\varphi_P}|\bar{P}\rangle, \quad \mathbf{CP}|f\rangle = e^{i\varphi_f}|\bar{f}\rangle.$$

Les phases φ_P et φ_f sont arbitraires. Les amplitudes de désintégration **CP**-conjuguées, A et $\bar{A}$, peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} A &= \langle f|\mathcal{H}|P\rangle = \sum_i A_i e^{i\delta_i} e^{i\phi_i}, \\ \bar{A} &= \langle \bar{f}|\mathcal{H}|\bar{P}\rangle = e^{i(\varphi_P - \varphi_f)} \sum_i A_i e^{i\delta_i} e^{-i\phi_i}, \end{aligned}$$

où $\mathcal{H}$ est l'hamiltonien effectif pour les désintégrations faibles, et A_i sont les amplitudes partielles réelles. Deux types de phases peuvent apparaître dans les amplitudes de désintégration. Les phases faibles ϕ_i sont les paramètres du lagrangien qui violent **CP**. Habituellement, elles apparaissent dans le secteur électrofaible de la théorie et interviennent dans A et $\bar{A}$ avec des signes opposés. Les phases fortes δ_i apparaissent dans les amplitudes de diffusion même si le lagrangien est invariant sous **CP**. Elles proviennent habituellement d'effets de rediffusion provenant de l'interaction forte et interviennent dans A et $\bar{A}$ avec le même signe.

Le rapport :

$$\left| \frac{\bar{A}}{A} \right| = \left| \frac{\sum_i A_i e^{i\delta_i} e^{-i\phi_i}}{\sum_i A_i e^{i\delta_i} e^{i\phi_i}} \right|$$

est indépendant des conventions de phase et donc d'un grand intérêt. La condition

$$\left| \frac{\bar{A}}{A} \right| \neq 1$$

implique une violation de **CP** directe, qui résulte de l'interférence des amplitudes de désintégration conduisant au même état final. Cette violation de **CP** ne peut intervenir que si au moins deux amplitudes partielles qui ont des phases faibles différentes peuvent également acquérir des phases fortes différentes.

Ce type de violation de **CP** est appelé *violation de CP dans les désintégrations*, elle est également souvent appelée “violation de **CP** directe”.

Les asymétries de **CP** dans les désintégrations des B chargés,

$$a_f = \frac{\Gamma(B^+ \rightarrow f) - \Gamma(B^- \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B^+ \rightarrow f) + \Gamma(B^- \rightarrow \bar{f})},$$

proviennent de violation de **CP** dans les désintégrations. En termes d'amplitudes de désintégration, elles s'écrivent :

$$a_f = \frac{1 - |\bar{A}/A|^2}{1 + |\bar{A}/A|^2}.$$

La nécessité d'avoir au moins deux amplitudes partielles avec des phases différentes conduit à ne considérer que des désintégrations non leptoniques, car les désintégrations leptoniques et semileptoniques sont habituellement dominées par un seul diagramme. En revanche, les désintégrations non leptoniques peuvent recevoir des contributions des diagrammes à l'“arbre” et des diagrammes dénommés “pingouins” qui contiennent une boucle boson W - quark et font intervenir d'autres phases faibles que les diagrammes à l'arbre. Afin d'avoir de grands effets d'interférence, il faut des amplitudes partielles avec des magnitudes similaires. Ceci peut être obtenu en considérant par exemple des désintégrations dans lesquelles la contribution à l'arbre est supprimée, par rapport aux contributions pingouins, par de faibles valeurs des paramètres de la matrice CKM, comme $B^\pm \rightarrow K^\pm \rho^0$. Une autre possibilité est de considérer des désintégrations interdites à l'arbre et uniquement possibles via des pingouins, comme $B^\pm \rightarrow K^\pm K$, $B^\pm \rightarrow K^\pm \phi$, $B^\pm \rightarrow K^{*\pm} \gamma$, $B^\pm \rightarrow \rho^\pm \gamma$, ...

Malheureusement les calculs d'asymétries de violation par désintégration souffrent d'importantes incertitudes théoriques d'ordre hadronique comme celles liées au calcul des éléments de matrice hadronique des opérateurs de quarks qui ne peut être obtenu avec une grande précision.

La violation de **CP** dans les désintégrations peut également se produire lors des désintégrations des mésons neutres où elle est alors en compétition avec les deux autres types de violation de **CP**.

Violation de CP dans le mélange

Le principe des oscillations dans le système B^0 - $\bar{B}^0$ a été exposé au chapitre 1.6.1. Nous avons vu qu'il était possible de définir le rapport :

$$\left| \frac{q}{p} \right|^2 = \left| \frac{M_{12}^* - \frac{i\Gamma_{12}^*}{2}}{M_{12} - \frac{i\Gamma_{12}}{2}} \right|;$$

il est indépendant des conventions de phase.

Quand **CP** est conservée, les états propres de masse sont états propres de **CP**. Dans ce cas, la phase relative entre M_{12} et Γ_{12} s'annule. Par conséquent, la condition

$$\left| \frac{q}{p} \right| \neq 1$$

implique violation de **CP**. Ce type de violation de **CP** est appelé *violation de CP dans le mélange*, ou encore “violation de **CP** indirecte”.

Si on définit $\Delta M = M_2 - M_1$ et $\Delta\Gamma = \Gamma_2 - \Gamma_1$, on a alors les relations :

$$\frac{q}{p} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta M - \frac{i}{2}\Delta\Gamma}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} = -2 \frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{\Delta M - \frac{i}{2}\Delta\Gamma}.$$

Dans le système des mésons B , $|\Delta\Gamma|/\Gamma < 10^{-2}$ et $|\Delta\Gamma| \ll \Delta M$. Ainsi, la différence de temps de vie entre les états propres de **CP** est négligeable ; pour les différencier on les désigne alors comme un état léger, $B_L = B_1$, et lourd, $B_H = B_2$. Il s'en suit que $|\Gamma_{12}| \ll |M_{12}|$, et au premier ordre en Γ_{12}/M_{12} on obtient :

$$\left(\frac{q}{p} \right)_B \simeq -\frac{M_{12}^*}{|M_{12}|} \left(1 - \frac{1}{2} \mathcal{Im} \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right)$$

et donc

$$1 - \left| \frac{q}{p} \right| \simeq \frac{1}{2} \mathcal{Im} \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \simeq \mathcal{O}(10^{-2}).$$

Dans le système des kaons, la violation de **CP** dans le mélange a été observée. Dans le système des mésons neutres beaux, elle pourrait l'être à l'aide des asymétries dans les désintégrations semileptoniques :

$$a_{sl} = \frac{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow \ell^+ \bar{\nu}_\ell X) - \Gamma(B^0(t) \rightarrow \ell^- \nu_\ell X)}{\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow \ell^+ \bar{\nu}_\ell X) + \Gamma(B^0(t) \rightarrow \ell^- \nu_\ell X)}.$$

En terme de $|q/p|$,

$$a_{sl} = \frac{1 - |q/p|^4}{1 + |q/p|^4},$$

qui provient de

$$\langle \ell^+ \bar{\nu}_\ell X | \mathcal{H} | \bar{B}^0 \rangle \propto (p/q) A, \quad \langle \ell^- \nu_\ell X | \mathcal{H} | B^0 \rangle \propto (q/p) A^*.$$

Ces effets sont attendus être petits, $\mathcal{O}(10^{-2})$. De plus, le calcul de $|q/p|$ fait intervenir des éléments de matrice hadronique qui impliquent des incertitudes importantes, dues en particulier aux modèles d'hadronisation pour Γ_{12} . Ainsi, même si de telles asymétries sont observées, il est difficile de relier leur taux aux paramètres fondamentaux de la matrice CKM.

La violation de **CP** dans les interférences entre les désintégrations avec et sans mélange

Pour des désintégrations de mésons beaux neutres, B^0 , en des états finals, états propres de **CP**, f_{CP} ,

$$A = \langle f_{CP} | \mathcal{H} | B^0 \rangle, \quad A^* = \langle f_{CP} | \mathcal{H} | \bar{B}^0 \rangle.$$

De tels états sont aussi bien accessibles par des désintégrations de B^0 que de $\bar{B}^0$. La quantité λ :

$$\lambda = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}}{A}$$

est indépendante des conventions de phase (la dépendance du choix de phase de q/p s'annule avec celui de $\bar{A}/A$).

$\lambda \neq 1$ implique violation de **CP**. La violation de **CP** directe ($\bar{A}/A \neq 1$ et indirecte ($q/p \neq 1$) impliquent $|\lambda| \neq 1$, mais ne sont pas nécessaires, il est possible que $|\bar{A}/A| = 1$ et $|q/p| = 1$, et qu'il y ait encore violation de **CP** ($\lambda \neq 1$) :

$$|\lambda| = 1, \quad \text{Im} \lambda \neq 0.$$

En fait, c'est le cas théorique préféré; λ est alors une phase pure, qui peut être calculée sans incertitude hadronique.

Ce type de violation de **CP** est appelé *violation de **CP** dans les interférences entre les désintégrations avec et sans mélange* ou encore “violation de **CP** dans les interférences entre désintégrations et mélange”. Elle a été observée dans le système des kaons neutres.

Dans le système des mésons beaux neutres, cette violation de **CP** peut être observée à l'aide d'asymétries de désintégrations en un état final, état propre de **CP**, en fonction de son évolution temporelle entre un état qui à $t = 0$ est un B^0 et un état qui est un $\bar{B}^0$:

$$a_{f_{CP}} = \frac{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP})}{\Gamma(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP})}.$$

Il peut être montré, en prenant en compte $|q/p| \simeq 1$ que :

$$a_{f_{CP}} \simeq \frac{(1 - |\lambda|^2) \cos(\Delta Mt) - 2 \text{Im} \lambda \sin(\Delta Mt)}{1 + |\lambda|^2}.$$

Souvent, on décompose cette asymétrie en une contribution exprimant la violation directe de **CP**, notée $\mathcal{A}_{CP}^{\text{dir}}$, et une autre exprimant la violation de **CP** provenant de l'interférence entre le mélange et la désintégration et notée $\mathcal{A}_{CP}^{\text{mix}}$. Ainsi :

$$a_{f_{CP}} \simeq \mathcal{A}_{CP}^{\text{dir}} \cos(\Delta Mt) + \mathcal{A}_{CP}^{\text{mix}} \sin(\Delta Mt).$$

Cette asymétrie est non nulle si un des trois types de violation de **CP** est présent. Cependant, pour les désintégrations telles que $|\lambda| = 1$, elle se simplifie considérablement :

$$a_{f_{CP}} \simeq -\mathcal{I}m\lambda \sin(\Delta Mt).$$

Les “modes propres” avec $|\lambda| \simeq 1$ sont ceux dominés par une seule phase faible ϕ , de sorte que $\frac{\bar{A}}{A} \simeq e^{-2i\phi}$ est proche d’une phase pure. On peut alors écrire :

$$a_{f_{CP}} \propto \sin(\phi_q - \phi_D)$$

où pour les transitions $b \rightarrow d$ et $b \rightarrow s$:

$$\phi_q = \begin{cases} +2\beta & (q = d) \\ -2\delta\gamma & (q = s) \end{cases}$$

est la phase faible du mélange $B_q^0 - \overline{B}_q^0$; tandis que ϕ_D est une phase de désintégration faible donnée par :

$$\phi_D = \begin{cases} -2\gamma & \text{pour les amplitudes CKM dominantes } b \rightarrow u\bar{u}q, \\ 0 & \text{pour les amplitudes CKM dominantes } b \rightarrow c\bar{c}q. \end{cases}$$

Des exemples de telles désintégrations sont $\overline{B} \rightarrow \pi\pi$, $\overline{B} \rightarrow \phi K_S$, $B_s \rightarrow \psi\phi$, ... et seront discutés ultérieurement. La définition des angles est renvoyée au paragraphe suivant.

8.2 La violation de CP dans le Modèle Standard

Nous avons vu au chapitre 1.3 que le Modèle Standard rendait compte de la violation de **CP** à l’aide de la matrice CKM. Cette matrice est complexe, et peut être paramétrisée à l’aide de quatre quantités. La partie imaginaire de cette matrice de mélange est nécessaire pour décrire la violation de **CP** dans le Modèle Standard. **CP** n’est pas nécessairement violée dans le Modèle Standard à trois familles de quarks. Si deux quarks de même charge ont des masses égales, un angle de mélange et la phase peuvent être éliminés de la matrice CKM. Ceci peut être écrit comme une condition sur les différences de masses des quarks : la violation de **CP** nécessite que :

$$(m_t^2 - m_c^2)(m_t^2 - m_u^2)(m_c^2 - m_u^2)(m_b^2 - m_s^2)(m_b^2 - m_d^2)(m_s^2 - m_d^2) \neq 0.$$

De plus **CP** ne sera pas violée si la valeur d’une phase vaut 0 ou π . Ces 8 dernières conditions peuvent être résumées par la relation $J_{CP} \neq 0$, où :

$$J_{CP} = |\mathcal{I}m(V_{\alpha i} V_{\beta j} V_{\alpha j}^* V_{\beta i}^*)|; \quad \alpha \neq \beta, i \neq j,$$

pour n’importe quel choix de $\alpha, \beta = u, c, t \equiv 1, 2, 3$ et $i, j = d, s, b \equiv 1, 2, 3$.

Toutes les amplitudes violant **CP** dans le Modèle Standard sont proportionnelles à J_{CP} .

La phase complexe de la matrice CKM est le seul paramètre dans le Modèle Standard qui viole la symétrie **CP**. Par conséquent, le Modèle Standard est très

prédictif dans sa description des effets violant **CP** : toutes les observables violant CP peuvent en principe être calculées en fonction d'un seul paramètre. En pratique, cependant, les effets de l'interaction forte doivent être contrôlés avant que ces calculs ne puissent être effectués.

Il y a plusieurs façons de paramétrer la matrice de CKM. On peut utiliser [6] :

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

où $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$. Dans cette paramétrisation :

$$J_{CP} = |c_{12}c_{23}c_{13}^2 s_{12}s_{23}s_{13} \sin \delta|.$$

Ceci montre explicitement la nécessité que tous les angles de mélanges doivent être différent de 0 et de $\pi/2$, et que $\delta \neq 0, \pi$. Ceci montre aussi que la violation de **CP** est un effet faible dans le Modèle Standard, proportionnel à $s_{13} = |V_{ub}|$.

Dans les chapitres précédents, nous avons montré que l'étude de la physique du b pouvait permettre de mesurer directement les éléments $|V_{cb}|$ et $|V_{ub}|$, et indirectement $|V_{td}|$ et $|V_{ts}|$, tandis que l'étude des W pouvait conduire à une mesure de $|V_{cs}|$. $|V_{ud}|$ peut être mesuré à l'aide des désintégrations nucléaires β , $|V_{us}|$ par les désintégrations semileptoniques des kaons et des hypérons et $|V_{cd}|$ est donné par la diffusion de neutrinos ($\nu_\mu d \rightarrow \mu c$).

Les valeurs numériques des éléments de la matrice sont [6] :

$$\begin{pmatrix} 0,9742 \text{ à } 0,9757 & 0,219 \text{ à } 0,225 & 0,004 \text{ à } 0,014 \\ 0,219 \text{ à } 0,226 & 0,9734 \text{ à } 0,9749 & 0,035 \text{ à } 0,043 \\ 0,002 \text{ à } 0,005 & 0,037 \text{ à } 0,043 & 0,9990 \text{ à } 0,9993 \end{pmatrix}$$

Une autre paramétrisation pratique est celle proposée par L. Wolfenstein [17] qui a choisi comme paramètres λ , ρ et A ainsi que la phase η et qui a été donnée à l'ordre $\mathcal{O}(\lambda^4)$ au chapitre 1.3. On a les relations :

$$s_{12} \equiv \lambda, \quad s_{23} \equiv A\lambda^2, \quad s_{13}e^{-i\delta} \equiv A\lambda^3(\rho - i\eta).$$

Inversement, les paramètres de Wolfenstein peuvent s'exprimer :

$$\lambda \equiv s_{12}, \quad A \equiv \frac{s_{23}}{s_{12}^2}, \quad \rho \equiv \frac{s_{13} \cos \delta}{s_{12}s_{23}}, \quad \eta \equiv \frac{s_{13} \sin \delta}{s_{12}s_{23}}, \quad \text{ou encore } e^{-i\delta} \equiv \frac{\rho - i\eta}{\sqrt{\rho^2 + \eta^2}}.$$

Un développement jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(\lambda^6)$ peut néanmoins être nécessaire pour certaines études de la violation de **CP** : $V_{\text{CKM}} =$

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda - iA^2\lambda^5\eta & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) + A(\rho + i\eta)\frac{\lambda^5}{2} & -A\lambda^2 + (\frac{1}{2} - \rho)A\lambda^4 - iA\lambda^4\eta & 1 \end{pmatrix}$$

Dans cette paramétrisation $J_{CP} \equiv A^2\eta\lambda^6 \equiv 10^{-4}$.

L'unitarité de la matrice CKM impose plusieurs relations entre ses éléments : $V_{ij}V_{ik}^* = 0$ ($j \neq k$). Elles peuvent être représentées comme l'équation d'un triangle dans le plan complexe, tous ces triangles ayant la même aire $\mathcal{A} = \frac{1}{2}|J_{CP}|$, le signe de J_{CP} donne la direction des vecteurs complexes. On peut ainsi définir six triangles :

$$\begin{aligned}
\Delta_{bd} : & \begin{array}{ccc} V_{ud}V_{ub}^* & + & V_{cd}V_{cb}^* \\ \mathcal{O}(\lambda^3) & & \mathcal{O}(\lambda^3) \end{array} + \begin{array}{ccc} V_{td}V_{tb}^* & + & V_{cd}V_{cb}^* \\ \mathcal{O}(\lambda^3) & & \mathcal{O}(\lambda^3) \end{array} = 0 \\
\Delta_{tu} : & \begin{array}{ccc} V_{td}V_{ud}^* & + & V_{ts}V_{us}^* \\ \mathcal{O}(\lambda^3) & & \mathcal{O}(\lambda^3) \end{array} + \begin{array}{ccc} V_{ts}V_{us}^* & + & V_{tb}V_{ub}^* \\ \mathcal{O}(\lambda^3) & & \mathcal{O}(\lambda^3) \end{array} = 0 \\
\Delta_{bs} : & \begin{array}{ccc} V_{ub}V_{us}^* & + & V_{cb}V_{cs}^* \\ \mathcal{O}(\lambda^4) & & \mathcal{O}(\lambda^2) \end{array} + \begin{array}{ccc} V_{cb}V_{cs}^* & + & V_{tb}V_{ts}^* \\ \mathcal{O}(\lambda^2) & & \mathcal{O}(\lambda^2) \end{array} = 0 \\
\Delta_{tc} : & \begin{array}{ccc} V_{cd}V_{td}^* & + & V_{cs}V_{ts}^* \\ \mathcal{O}(\lambda^4) & & \mathcal{O}(\lambda^2) \end{array} + \begin{array}{ccc} V_{cs}V_{ts}^* & + & V_{cb}V_{tb}^* \\ \mathcal{O}(\lambda^2) & & \mathcal{O}(\lambda^2) \end{array} = 0 \\
\Delta_{sd} : & \begin{array}{ccc} V_{us}V_{ud}^* & + & V_{cs}V_{cd}^* \\ \mathcal{O}(\lambda) & & \mathcal{O}(\lambda) \end{array} + \begin{array}{ccc} V_{cs}V_{cd}^* & + & V_{ts}V_{td}^* \\ \mathcal{O}(\lambda) & & \mathcal{O}(\lambda^5) \end{array} = 0 \\
\Delta_{cu} : & \begin{array}{ccc} V_{cd}V_{ud}^* & + & V_{cs}V_{us}^* \\ \mathcal{O}(\lambda) & & \mathcal{O}(\lambda) \end{array} + \begin{array}{ccc} V_{cs}V_{us}^* & + & V_{cb}V_{ub}^* \\ \mathcal{O}(\lambda) & & \mathcal{O}(\lambda^5) \end{array} = 0
\end{aligned}$$

Le nom de chaque triangle est donné par la paire de colonnes ou de lignes associée dont la relation d'orthogonalité est exprimée. Sous chaque terme nous avons noté une estimation de la longueur du côté du triangle exprimée en puissance de l'angle de Cabibbo $\lambda \simeq 0,22$. Ils peuvent être classés en trois groupes de deux éléments chacun. Dans deux de ces triangles (Δ_{bd} et Δ_{tu}), les trois côtés ont des longueurs comparables, de sorte que leurs angles intérieurs pourront tous être grands. Ils forment ainsi un premier groupe. En revanche, dans chacun des autres triangles un des côtés est beaucoup plus court que les deux autres, et par conséquent l'angle opposé à ce côté court sera petit. Suivant la taille de ce côté on peut définir les deux autres groupes ; un est constitué des triangles Δ_{bs} et Δ_{tc} où le côté le plus court est déprécié d'un facteur $\mathcal{O}(\lambda^2)$ par rapport aux deux autres, tandis que le dernier groupe comprend les triangles Δ_{sd} et Δ_{cu} où cette fois le côté le plus court est déprécié d'un facteur $\mathcal{O}(\lambda^4)$. Ces triangles peuvent être complètement décrits en terme de quatre angles indépendants. Deux peuvent être extraits dans le premier groupe, un dans le deuxième et le dernier dans le troisième groupe. Au premier ordre en λ , les deux triangles du premier groupe ont les angles ϕ_1, ϕ_2 ($\equiv \pi - \phi_1 - \phi_3$) et ϕ_3 ; les triangles du deuxième groupe (Δ_{bs} et Δ_{tc}) ont les angles $\chi, \phi_1, \pi - \phi_1$ et $\chi, \phi_3, \pi - \phi_3$ respectivement ; et dans le troisième groupe (Δ_{sd} et Δ_{cu}) $\chi', \phi_1, \pi - \phi_1$ et $\chi', \phi_3, \pi - \phi_3$ respectivement. Au delà du premier ordre tous ces triangles présentent une forme différente. L'information contenue dans la matrice CKM est incluse dans ces six triangles d'une manière hautement redondante.

On peut ainsi prendre comme quatre angles de base (voir référence [118]) ϕ_1, ϕ_3, χ et χ' comme définis précédemment ; χ et χ' étant respectivement petit et très petit. Ainsi n'importe quelle phase CKM φ intervenant dans un processus $\mathbf{CP}$ est une simple combinaison linéaire de ces quatres angles :

$$\varphi = n_{\phi_1}\phi_1 + n_{\phi_3}\phi_3 + n_{\chi}\chi + n_{\chi'}\chi',$$

n_{ϕ_1} , n_{ϕ_3} , n_{χ} et $n_{\chi'}$ étant des nombres entiers. La connaissance de ces quatres angles permet de déterminer complètement la matrice CKM [119].

Parmi ces relations, une est très importante pour l'étude de la matrice CKM :

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

Les trois côtés du triangle Δ_{db} obtenu sont du même ordre de grandeur en $\mathcal{O}(\lambda^3)$ et forment des angles naturellement grands. De plus ce triangle joue un rôle central dans les désintégrations des B en contrôlant les transitions $b \rightarrow u$, $b \rightarrow c$ et les oscillations $B_d^0 - \bar{B}_d^0$.

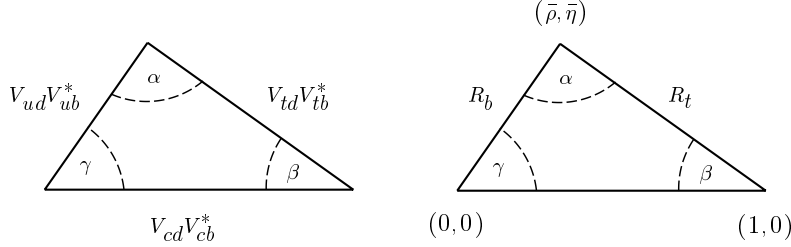


FIG. 8.1: Triangle d'unitarité (à gauche) et sa forme renormalisée dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ (à droite). L'angle γ correspond à la phase δ de la paramétrisation de la matrice CKM.

De cette relation, on peut déduire le triangle d'unitarité et le triangle d'unitarité renormalisé (voir figure 8.1) qui en est dérivé en :

- choisissant une convention de phase telle que $V_{cd}V_{cb}^*$ soit réel, ce qui aligne un côté du triangle avec l'axe réel ;
- divisant les longueurs de tous les cotés du triangle par $|V_{cd}V_{cb}^*|$, ce qui fait que la longueur du côté précédent (aligné avec l'axe réel) vaut 1.

La forme du triangle est inchangée. Deux sommets de ce triangle sont ainsi fixés en $(0,0)$ et $(1,0)$; le troisième se trouve aux coordonnées $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ avec $\bar{\rho} = (1 - \frac{\lambda^2}{2})\rho$ et $\bar{\eta} = (1 - \frac{\lambda^2}{2})\eta$ ($\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ ne diffèrent de ρ et η que de 3% environ) . Les longueurs des deux côtés dans le plan complexe sont :

$$R_b = \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{1 - \frac{\lambda^2}{2}}{\lambda} \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right|, \quad R_t = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} = \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{td}}{V_{cb}} \right|.$$

Les trois angles du triangle d'unitarité, notés α , β et γ sont ($\equiv \phi_2$, ϕ_1 et ϕ_3 respectivement) :

$$\alpha \equiv \arg \left[-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right] \equiv \pi - \beta - \gamma, \quad \beta \equiv \arg \left[-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right], \quad \text{et} \quad \gamma \equiv \arg \left[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right].$$

L'angle γ coïncide avec l'angle δ de la paramétrisation standard. L'angle β donne, à une bonne approximation, la phase du Modèle Standard entre l'amplitude de

mélange des mésons B et ses amplitudes de désintégrations dominantes. On peut définir la phase analogue pour les mésons B_s qui apparaît dans leurs asymétries **CP**

$$\delta\gamma \equiv \arg \left[-\frac{V_{ts}V_{tb}^*}{V_{cs}V_{cb}^*} \right]$$

du triangle unitaire Δ_{sb} . Cet angle correspond à l'angle χ précédemment introduit. Il est encore parfois noté β_s , ou ϵ ou ϕ_1^{bs} .

L'unitarité conduit à ce que les triangles soient fermés et la violation de **CP** à ce que l'aire du triangle ne soit pas nulle, c'est à dire que tous les angles soient différents de zéro. Si cela n'était pas le cas, ce serait une indication de la présence d'autres canaux, de particules non incluses dans la théorie du Modèle Standard... une indication de nouvelle physique.

Ces angles sont des observables physiques qui peuvent être mesurées par des asymétries **CP** pour diverses désintégrations de mésons beaux.

Comme au premier ordre en λ nous avons :

$$V_{ud} \simeq V_{tb}, \quad V_{cd} \simeq -V_{us}, \quad V_{ts} \simeq -V_{cb},$$

les deux triangles du premier groupe (Δ_{bd} et Δ_{tu}) coïncident à cet ordre. Les côtés de ce triangle sont donnés par λV_{cb} , V_{ub} et V_{td}^* , qui sont toutes des quantités qui contrôlent des aspects importants de la désintégration de B et des oscillations B_d^0 - $\bar{B}_d^0$. A l'ordre $\mathcal{O}(\lambda^5)$ ces triangles ne sont plus dégénérés (voir figure 8.2).

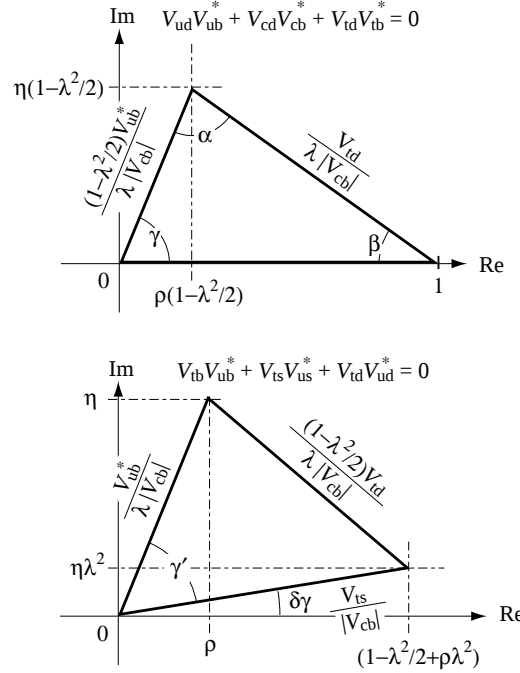


FIG. 8.2: Triangles d'unitarité et définition des angles accessibles dans les mesures de violation de **CP** à LHCb. La paramétrisation de Wolfenstein est utilisée pour les relations entre longueurs.

8.3 Quelques exemples de mesure de la violation de CP dans le système des B

8.3.1 Les différentes classes de désintégrations des B

La violation de **CP** peut se manifester de plusieurs façons. Cependant, son interprétation dans les modes directs (i.e. dans les désintégrations) ou indirects (i.e. dans le mélange) souffre d'incertitudes de sources hadroniques. L'étude de la violation de **CP** dans les interférences entre les désintégrations avec et sans mélange est donc la plus à même d'apporter les informations les plus utiles pour la compréhension de la violation de **CP**. Les désintégrations de B peuvent se regrouper en cinq classes :

1. Les désintégrations dominées par un seul terme : $b \rightarrow c\bar{c}s$ et $b \rightarrow s\bar{s}s$. Le Modèle Standard ne prédit pas de violation de **CP** directe (ou très faible) car le second terme est "Cabibbo supprimé" ($\propto \sin^2 \theta_c$). Une observation d'effets importants de violation de **CP** directe dans ces canaux serait une indication de physique au delà du Modèle Standard. Les modes $B^+ \rightarrow J/\Psi K^+$ et $B^+ \rightarrow \phi K^+$ sont des exemples de cette classe. Les modes neutres correspondants ont des relations bien prédites entre les paramètres CKM et l'asymétrie mesurée à partir des interférences entre les désintégrations avec et sans mélange.
2. Les désintégrations avec un second terme petit : $b \rightarrow c\bar{c}d$ et $b \rightarrow u\bar{u}d$. La prévision que seules les contributions pingouins sont supprimées par rapport aux contributions à l'arbre suggère que ces modes ont une faible contribution de violation de **CP** directe, et une prédiction approchée de la relation entre les asymétries mesurées dans les désintégrations neutres et les phases de CKM peut être faite.
3. Les désintégrations avec une contribution à l'arbre supprimée : $b \rightarrow u\bar{u}s$. L'amplitude à l'arbre est supprimée par les faibles valeurs des angles de mélange, $V_{ub}V_{us}^*$. Le terme au delà de l'arbre peut être comparable ou même dominant et donner de grands effets d'interférence. Un exemple est $B \rightarrow \rho K$.
4. Les désintégrations sans contribution à l'arbre : $b \rightarrow s\bar{s}d$. Ici, l'interférence provient des contributions pingouins avec des quarks de charge différente dans la boucle. Un exemple est $B \rightarrow KK$.
5. Les désintégrations radiatives : $b \rightarrow s\gamma$. Le mécanisme ici est le même que dans le cas précédent, excepté que la contribution dominante provient de diagrammes pingouins électromagnétiques. Un exemple est $B \rightarrow K^*\gamma$.

Les classes 1 et 2 sont attendues avoir une contribution relativement faible de violation de **CP** directe et sont donc particulièrement intéressantes pour extraire les paramètres CKM à partir des interférences entre les désintégrations avec et sans mélange. Dans les trois autres classes, les effets de violation de **CP** directe pourraient être importants et les asymétries de désintégration des mésons neutres pourraient ne pas pouvoir être clairement interprétées en termes de phases de CKM.

Des résultats récents de CLEO [120] de $\mathcal{B}(B \rightarrow K\pi)$ et $\mathcal{B}(B \rightarrow \pi\pi)$ suggèrent que la contribution de diagrammes pingouins pourrait être renforcée dans ces canaux. Si cette augmentation était importante, des canaux cités dans la classe 2

appartiendraient davantage à la classe 3 ; où il est plus difficile de relier la mesure de l'asymétrie à une phase de CKM.

8.3.2 Détermination des angles

Les désintégrations de mésons beaux neutres en états propres de **CP** permettent des déterminations des angles du triangle unitaire indépendamment de modèles. De manière plus quantitative, dans le système des mésons B , jusqu'à des corrections de l'ordre $\mathcal{O}(10^{-2})$, nous avons :

$$\left(\frac{q}{p}\right)_B \simeq -\frac{M_{12}^*}{|M_{12}|} = \frac{(V_{tb}^* V_{td})^2}{|V_{tb}^* V_{td}|^2} = \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} = e^{-2i\beta}.$$

Pour éliminer les incertitudes hadroniques, il faut choisir des modes de désintégration dominés par un seul diagramme. Cependant la plupart des canaux reçoivent des contributions des diagrammes à l'arbre et pingouins, qui pour une désintégration du type $b \rightarrow q\bar{q}'q'$ contribue dans le rapport [121] :

$$\frac{|\text{pingouin}|}{|\text{arbre}|} \sim \frac{\alpha_s}{12\pi} \text{Log} \frac{m_t^2}{m_b^2} \times r \times \frac{V_{tb} V_{tq}^*}{V_{q'b} V_{q'q}^*}.$$

Le premier facteur provient de la suppression de la boucle du diagramme pingouin et est de l'ordre de 2%, le deuxième facteur prend en compte le fait que les éléments de matrice hadronique des opérateurs pingouins sont habituellement augmentés par rapport à ceux des opérateurs apparaissant dans les diagrammes à l'arbre par un facteur $r \sim 2 - 5$, et le dernier facteur est le rapport des éléments de la matrice CKM.

Il y a donc trois possibilités d'obtenir la domination d'un seul diagramme si :

- les paramètres CKM du diagramme pingouin ne sont pas renforcés par rapport au diagramme à l'arbre, donc si :

$$\left| \frac{V_{tb} V_{tq}^*}{V_{q'b} V_{q'q}^*} \right| \leq 1,$$

le diagramme à l'arbre domine sur le diagramme pingouin. Des exemples de ces désintégrations sont : $B \rightarrow \pi\pi$, $B \rightarrow D\bar{D}$, $B_s \rightarrow \rho K_S$ et $B_s \rightarrow J/\Psi K_S$.

- les diagrammes à l'arbre sont interdits, le diagramme pingouin domine. Des exemples de ces désintégrations sont : $B \rightarrow \phi K_S$, $B \rightarrow K_S K_S$, $B_s \rightarrow \eta'\eta'$ et $B_s \rightarrow \phi K_S$.

–

$$\text{arg} \left[\frac{V_{tb} V_{tq}^*}{V_{q'b} V_{q'q}^*} \right] = 0 \text{ ou } \pi,$$

les diagrammes à l'arbre et pingouin ont tous les deux la même phase faible. Dans ce cas on a encore $|\bar{A}/A| = 1$, et donc pas d'incertitude hadronique. Des exemples de ces désintégrations sont : $B \rightarrow J/\Psi K_S$ et $B_s \rightarrow J/\Psi \phi$.

Nous pouvons développer un peu plus quelques exemples :

$\overline{B} \rightarrow \pi\pi$

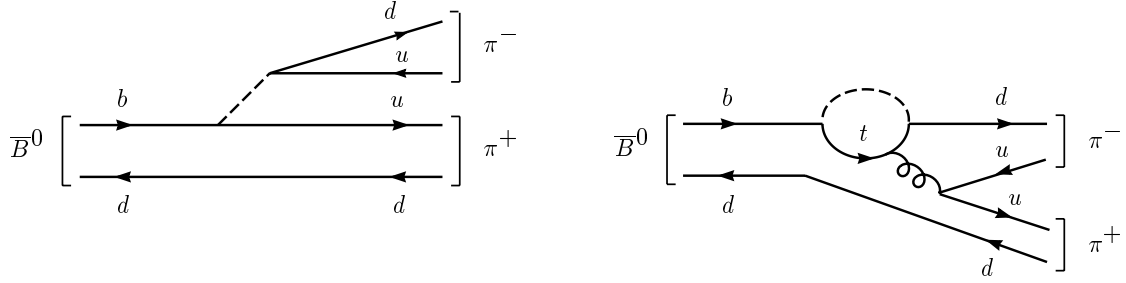


FIG. 8.3: Diagramme à l'arbre et pingouin pour la désintégration $\overline{B} \rightarrow \pi\pi$.

La désintégration $\overline{B} \rightarrow \pi\pi$ procède par la désintégration du quark $b \rightarrow u\bar{u}d$, pour laquelle les diagrammes à l'arbre et pingouin font tous deux intervenir des paramètres CKM à l'ordre λ^3 (voir figure 8.3). On s'attend donc en principe à ce que le diagramme à l'arbre soit dominant, et donc dans une bonne approximation :

$$\lambda_{\pi\pi} = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}}{A} \simeq \frac{V_{tb}^* V_{td} V_{ub} V_{ud}^*}{V_{tb} V_{td}^* V_{ub}^* V_{ud}} = e^{-2i\beta} e^{-2i\gamma} = e^{-2i\alpha},$$

et donc

$$\mathcal{I}m\lambda_{\pi\pi} \simeq \sin 2\alpha.$$

Les incertitudes hadroniques proviennent de la contribution des diagrammes pingouins, qui conduisent à $|\lambda| \neq 1$. Un moyen de les combattre est d'utiliser une analyse en isospin.

$\overline{B} \rightarrow \phi K_S$

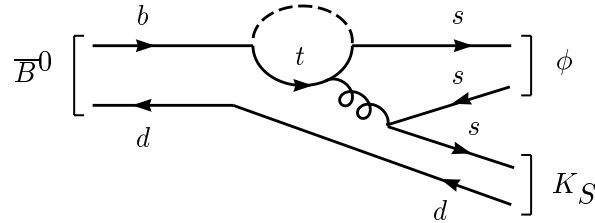


FIG. 8.4: Diagramme pingouin pour la désintégration $\overline{B} \rightarrow \phi K_S$.

La désintégration $\overline{B} \rightarrow \phi K_S$ procède par la désintégration du quark $b \rightarrow s\bar{s}s$, et fait donc intervenir un changement de saveur par courant neutre, qui est interdit au premier ordre dans le Modèle Standard. Le diagramme correspondant est donc une transition pingouin (figure 8.4). Un nouvel élément ici est la présence du mélange $K - \bar{K}$, qui ajoute un facteur

$$\left(\frac{q}{p}\right)_K \simeq \frac{V_{cs} V_{cd}^*}{V_{cs}^* V_{cd}}$$

dans la définition de λ . Ceci est essentiel pour les désintégrations faisant intervenir un seul K_S , car seules les transitions $B^0 \rightarrow K^0$ et $\overline{B}^0 \rightarrow \overline{K}^0$ sont permises, et l'interférence entre elles n'est rendue possible que grâce au mélange $K - \overline{K}$. Il s'en suit que :

$$\lambda_{\phi K_S} = \left(\frac{q}{p}\right)_B \left(\frac{q}{p}\right)_K \frac{\bar{A}}{A} \simeq \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} \frac{V_{cs} V_{cd}^*}{V_{cs}^* V_{cd}} \frac{V_{tb} V_{ts}^*}{V_{tb}^* V_{ts}} = e^{-2i\beta}$$

et donc

$$\mathcal{I}m \lambda_{\phi K_S} \simeq -\sin 2\beta.$$

En prenant en compte les termes d'ordre supérieur β doit être remplacé par $\beta - \delta\gamma$.

$\overline{B}_s \rightarrow \rho K_S$

La désintégration $\overline{B}_s \rightarrow \rho K_S$ procède par la désintégration du quark $b \rightarrow u\bar{u}s$. Comme précédemment il faut prendre en compte le mélange $K - \overline{K}$. De la même façon, on a ainsi

$$\lambda_{\rho K_S} \simeq \frac{V_{tb}^* V_{ts}}{V_{tb} V_{ts}^*} \frac{V_{ub} V_{ud}^*}{V_{ub}^* V_{ud}} \frac{V_{cd} V_{cs}^*}{V_{cd}^* V_{cs}} \simeq \frac{V_{ub} V_{ud}^*}{V_{ub}^* V_{ud}} \frac{V_{cb} V_{cd}}{V_{cb}^* V_{cd}^*} = e^{-2i\gamma}$$

et donc

$$\mathcal{I}m \lambda_{\rho K_S} \simeq \sin 2\gamma.$$

$\overline{B} \rightarrow J/\Psi K_S$

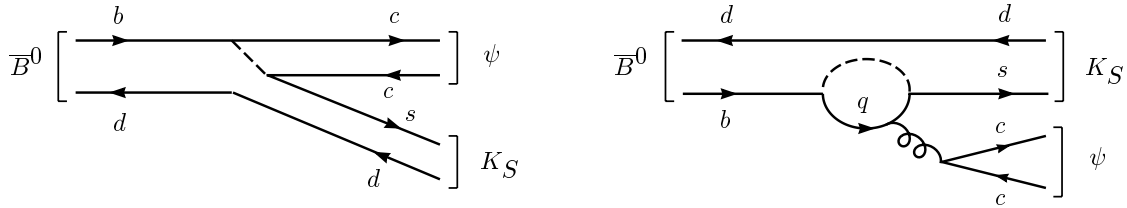


FIG. 8.5: Diagramme pingouin pour la désintégration $\overline{B} \rightarrow J/\Psi K_S$.

La désintégration $\overline{B} \rightarrow J/\Psi K_S$ est basée sur la transition de quarks $b \rightarrow c\bar{c}s$ (figure 8.5), pour laquelle la contribution à l'arbre est dominante. Son amplitude est proportionnelle à $V_{cb} V_{cs}^* \sim \lambda^2$. On a :

$$\lambda_{J/\Psi K_S} = - \left(\frac{q}{p}\right)_B \left(\frac{q}{p}\right)_K \frac{\bar{A}}{A} \simeq \frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{tb} V_{td}^*} \frac{V_{cs} V_{cd}^*}{V_{cs}^* V_{cd}} \frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{cb}^* V_{cs}} = e^{-2i\beta}$$

et par conséquent

$$\mathcal{I}m \lambda_{J/\Psi K_S} \simeq \sin 2\beta.$$

Dans ce cas la contribution des diagrammes pingouins est très petite. Suivant la saveur du quark q intervenant dans la boucle, la contribution pingouin est proportionnelle à $V_{tb}V_{ts}^* \simeq \lambda^2$ (pour $q = t$), $V_{cb}V_{cs}^* \simeq \lambda^2$ (pour $q = c$), et $V_{ub}V_{us}^* \simeq \lambda^4$ (pour $q = u$). Grâce à la relation $V_{tb}V_{ts}^* = -V_{cb}V_{cs}^* + \mathcal{O}(\lambda^4)$, il s'en suit que jusqu'à de très petites corrections les contributions des pingouins ont les mêmes phases faibles que le diagramme à l'arbre. Par conséquent, leur présence n'affecte ni $|\lambda|$, ni $\mathcal{Im}\lambda$. Ceci rend la mesure de $\sin 2\beta$ dans le canal $B \rightarrow J/\Psi K_S$ théoriquement très propre pour déterminer les paramètres CKM.

$\overline{B}_s^0 \rightarrow J/\Psi\eta$

Une autre désintégration intéressante est celle du $\overline{B}_s^0 \rightarrow J/\Psi\eta$ ou $\overline{B}_s^0 \rightarrow J/\Psi\phi$ qui procèdent par une transition $b \rightarrow c\bar{c}s$. Comme intervient cette fois un méson B_s^0 le mélange $B_s^0\text{-}\overline{B}_s^0$ est à prendre en compte. On a donc :

$$\lambda_{J/\Psi\eta} = - \left(\frac{q}{p} \right)_B \frac{\bar{A}}{A} \simeq \frac{V_{tb}^*V_{ts}}{V_{tb}V_{ts}^*} \frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cb}^*V_{cs}} = -e^{-2i\delta\gamma}$$

et par conséquent

$$\mathcal{Im}\lambda_{J/\Psi\eta} \simeq -\sin 2\delta\gamma.$$

Notons que $\delta\gamma = \lambda^2\eta$. Cet angle est donc petit. La faiblesse de cet effet est spécifique de la matrice CKM dans le cadre du Modèle Standard, la contribution principale faisant seulement intervenir des quarks de la deuxième et troisième famille. Une explication de la violation de **CP** qui ne serait pas reliée à la structure des familles ne donnerait pas a priori un effet faible dans ce cas. Une valeur importante de cette mesure serait donc un signe de nouvelle physique tandis qu'une mesure précise permettra de sonder profondément la réponse du Modèle Standard.

$\overline{B}_s^0 \rightarrow J/\Psi\phi$ peut également être utilisé ; notons cependant qu'alors que l'état final $J/\Psi\eta$ est un état pur de **CP**, ce n'est plus le cas de $J/\Psi\phi$. Pour une configuration d'onde S (ou D) qui est attendue être dominante il s'agit d'un état **CP** pair, tandis que pour une onde P c'est un état **CP** impair.

8.4 Conclusion

La description de la violation de **CP** par le Modèle Standard est à la fois très prédictive (puisque tous les effets de violation de **CP** sont décrits par un seul paramètre) et probablement fausse (en raison des problèmes de description de la violation de **CP** dans la baryogénèse, et de la violation de **CP** forte). Nous avons montré quelques exemples de désintégrations qui sont sensibles à la violation de **CP**. De nombreuses autres mesures sont possibles. Un résumé et quelques exemples supplémentaires sont donnés dans le tableau 8.1. Les références [122, 123, 124] peuvent également être consultées.

Ainsi, quand les différentes asymétries **CP** dans les désintégrations des mésons beaux auront été déterminées expérimentalement avec une grande statistique, comme

	désintégrations des B_d		désintégrations des B_s	
transitions des quarks	état final	prédiction MS	état final	prédiction MS
$b \rightarrow c\bar{c}s$	$J/\Psi K_S$	$-\sin 2\beta$	$D_s^+ D_s^-$	$-\sin 2\delta\gamma$
$b \rightarrow c\bar{c}d$	$D^+ D^-$	$-\sin 2\beta$	$J/\Psi K_S$	$-\sin 2\delta\gamma$
$b \rightarrow u\bar{u}d$	$\pi^+ \pi^-$	$-\sin 2\alpha$	ρK_S	$-\sin 2(\gamma + \delta\gamma)$
$b \rightarrow s\bar{s}s$	ϕK_S	$-\sin 2(\beta - \delta\gamma)$	$\eta' \eta'$	0
$b \rightarrow s\bar{s}d$	$K_S K_S$	0	ϕK_S	$\sin 2(\beta - \delta\gamma)$

TAB. 8.1: Exemples d'asymétries **CP** pour des désintégrations de B_d et B_s en des états finals états propres de **CP**.

à LHCb, il est probable que des écarts par rapport aux prédictions du Modèle Standard seront mis en évidence. Ces déviations pourraient être le signe d'une nouvelle physique, au-delà du Modèle Standard.

Chapitre 9

LHCb

La collaboration LHCb se propose de construire un détecteur [125], auprès du collisionneur proton-proton LHC au CERN qui doit entrer en fonctionnement en 2006, afin d'étudier la violation de **CP** dans le système des b et ses désintégrations rares. Elle regroupe 49 instituts issus de 15 pays différents, représentant environ 500 participants (ingénieurs et physiciens).

C'est en septembre 1997 que nous avons rejoint cette collaboration. Un premier groupe de trois physiciens s'était rapidement formé ; la question d'un support technique pour notre contribution était cependant ouverte. La possibilité concomitante de la venue et création d'un groupe de micro-électronique au sein de notre laboratoire a créé une forte synergie et a permis d'envisager une contribution technique significative. Ainsi, en mai 1998 notre laboratoire donna son accord à la constitution d'un groupe LHCb en son sein et à notre participation.

Après un rappel de l'intérêt d'étudier la violation de **CP** dans une expérience, dite de deuxième génération, comme LHCb, nous décrirons brièvement le détecteur LHCb. Tous les choix technologiques n'ayant pas encore étaient pris, certains changements pourraient intervenir avant sa construction. Notre participation s'articule autour du détecteur de pied de gerbe ("preshower") du calorimètre électromagnétique, dont le TDR ("Technical Design Report") [126] vient d'être achevé, et du système de déclenchement de premier niveau. Nous les détaillerons donc un peu plus.

9.1 Pourquoi LHCb ?

Jusqu'à présent le Modèle Standard, pourtant sondé profondément, a passé avec grand succès tous les tests de précisions auxquels il a été soumis ; repoussant ainsi sans cesse l'observation, ou les prémisses, d'une éventuelle nouvelle physique, et ceci au grand désespoir de la plupart. Pourtant le Modèle Standard contient de nombreux paramètres qui ne peuvent résulter que d'une théorie plus complète. Un des secteurs les moins bien compris, et les moins bien testés, est celui des masses. Dans le cadre du Modèle Standard une explication est introduite "à la main", que ce soit le mécanisme de Higgs de brisure de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ou l'introduction du mélange et de la violation de **CP** à l'aide de la matrice CKM. Nous avons vu dans le chapitre précédent (chapitre 8) que le Modèle Standard rendait compte de

la violation de **CP** à l'aide d'un seul paramètre, la phase de la matrice CKM. Ceci le rend donc très prédictif et de nombreux calculs peuvent être effectués. Cependant les effets attendus sont faibles ou apparaissent dans des systèmes ayant des taux de production très faibles. Néanmoins aujourd'hui de nombreux progrès expérimentaux ont été faits, aussi bien au niveau des accélérateurs capables de produire des faisceaux de grande intensité fournissant une source importante de particules et permettant ainsi d'accéder aux phénomènes rares, que du côté des détecteurs capables de traiter ce flux intense de données produites.

Durant ces prochaines années, la plupart des physiciens de notre discipline n'auront qu'un seul but : étudier la violation de **CP** dans le système des b . De nouveaux collisionneurs e^+e^- , et détecteurs, ont été construits dans ce seul objectif. Il s'agit de BaBar qui fonctionne à SLAC (Etats-Unis) et Belle à KeK (Japon). Il faut aussi citer CLEO III à Cornell (Etats-Unis) et HERA-B à DESY (Allemagne) dédiés à cette étude ainsi que CDF et D0, tous deux à Fermilab (Etats-Unis) dont ce sera une des activités importantes. Il faudra attendre quelques années, jusqu'en 2006 en principe, pour que le LHC délivre ses faisceaux au CERN et que ATLAS, CMS et LHCb entrent en action. A la même période Fermilab prévoit d'exploiter un nouveau détecteur, BTeV, dédié également à cette physique. Tout ceci ne peut que convaincre de l'importance du sujet.

Ces expériences auront deux buts principaux :

- D'abord observer pour la première fois la manifestation de la violation de **CP** dans le système des b . Les mieux armés pour y parvenir sont certainement BaBar et Belle.
- Puis tester si la violation de **CP** peut être décrite dans le cadre du Modèle Standard.

Mesurer précisément les effets de la violation de **CP** et leur interprétation dans le Modèle Standard sera un travail long et difficile. Très rapidement les premiers effets seront visibles. Les mesures réalisées dans le système des mésons B permettront de connaître mieux la matrice CKM et plus précisément les angles et les côtés du triangle d'unitarité. D'ici 2006, on espère que $\sin 2\beta$ aura pu être mesuré avec une précision de l'ordre de 0,04 à l'aide de l'asymétrie **CP** des désintégrations $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$. La longueur du côté opposé à l'angle β , proportionnelle à $|V_{ub}|$, sera mesurée à l'aide des transitions $b \rightarrow u + W$, ainsi que celle opposée à l'angle γ , proportionnelle à $|V_{td}|$, par les mesures du mélange. La connaissance de ces deux côtés, le troisième valant une unité, détermine en principe le triangle et permet une mesure indirecte des angles. Notons cependant que les incertitudes théoriques, d'ordre hadronique principalement, ne seront pas négligeables sur ces deux longueurs. La statistique sera vraisemblablement trop faible, combinée avec l'incertitude théorique associée, pour que l'angle α puissent être déterminé précisément à l'aide des canaux $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ou $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Une mesure directe de γ ne devrait pas être effectuée. En 2006, on devrait donc avoir une des situations suivantes :

- soit toutes les mesures effectuées sont en accord avec le Modèle Standard ;
- soit une incompatibilité forte est apparue avec les prédictions du Modèle Standard en comparant les mesures précises de γ , directes obtenues par $\sin 2\beta$ et

indirectes fournies par le triangle construit à l'aide de la mesure des oscillations des B^0 ;

- ou une incompatibilité apparaît avec les mesures moins précises de α .

Quelque soit le cas de figure, et bien que des tests intéressants du Modèle Standard aient certainement pu être réalisés avant 2006, des expériences de deuxième génération comme LHCb sont nécessaires pour une compréhension complète du mécanisme de violation de **CP** et révéler peut être une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. Il faudra alors mesurer plus précisément les mêmes paramètres dans les mêmes canaux, les mêmes paramètres dans des canaux différents, les autres paramètres qui n'auront pu être déterminés comme γ et $\delta\gamma$. Ce n'est qu'en sur-contrainquant ces paramètres, en accédant à ces angles à l'aide de canaux différents qui pourraient cachés ou renforcés de nouveaux effets, qu'un panorama complet du mécanisme de violation de **CP** dans le cadre du Modèle Standard pourra être obtenu. L'étude plus précise de la violation de **CP** dans le système des mésons B_s^0 , non produits dans les usines à B fonctionnant au seuil du $\Upsilon(4s)$ pourra également être effectuée.

9.2 LHC et LHCb

Le LHC ("Large Hadron Collider") est, ou plutôt sera, un collisionneur proton-proton fonctionnant avec des faisceaux de 7 TeV, énergie encore jamais atteinte (figure 2.1). Il sera installé à la place du LEP, dans son tunnel de 27 km de circonférence. Des aimants supraconducteurs super-puissants auront remplacé ceux en béton ... Sa luminosité nominale devrait être $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ à la fréquence de collisions de 40 MHz. Il devrait entrer en fonctionnement en 2006 et ainsi permettre d'explorer des domaines peu connus du Modèle Standard, comme la recherche du boson de Higgs et la violation de **CP** dans le système des b , ou de découvrir de nouvelles particules, supersymétriques ou plus inattendues ... Deux expériences généralistes, ATLAS et CMS, une expérience dédiée à l'étude de la violation de **CP** dans le système des b , LHCb, et une à l'étude des ions lourds relativistes et à la quête du plasma quark-gluon, ALICE, seront installées sur son parcours.

A cette énergie la section efficace inélastique devrait être de 80 mb, et la section efficace de production $b\bar{b}$ de 500 μb , bien plus grande que sur les machines déjà existantes. Afin d'éviter un empilement d'événements par collision LHCb opérera à la luminosité réduite voisine de $2 \cdot 10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pendant tout son fonctionnement. Les faisceaux de LHC seront ainsi défocalisés au point d'interaction de LHCb quand la machine atteindra graduellement sa luminosité nominale délivrée à ATLAS et CMS. Ceci permet en effet de limiter le taux d'occupation du détecteur, les dommages des radiations, et de faciliter la reconstruction des événements, l'étiquetage des saveurs et le déclenchement du détecteur et se révèle très utile si on veut faire des mesures de précision, but de LHCb. Notons que la densité de particules attendue est voisine de $2,5/r^2$ particules/cm² par interaction, (r étant la distance radiale à partir du faisceau), très similaire à celle de l'expérience HERA-B qui vient de démarrer et qui collectera des données à une fréquence de 5Hz alors que LHCb fonctionnera à

200 Hz. De l'ordre de 10^{12} paires de $b\bar{b}$ par an (une année représentant typiquement 10^7 s) devraient donc être produites dans la zone de collisions de LHCb. Dans les machines e^+e^- nouvellement construites et fonctionnant au seuil du $\Upsilon(4s)$ à la luminosité prévue de $3 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ce n'est que $6 \cdot 10^7$ mésons B par an qui sont attendus et de plus les mésons B_s^0 , B_c et les baryons beaux ne pourront être produits en raison d'une énergie insuffisante. On voit déjà qu'avec un tel taux d'événements produits LHCb doit se doter d'un système de déclenchement performant.

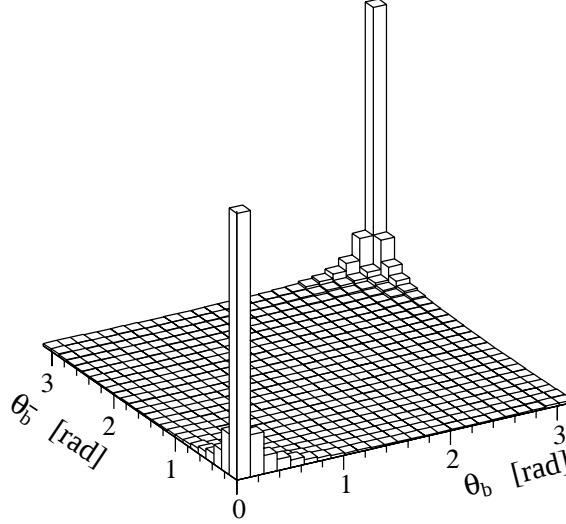


FIG. 9.1: Angles polaires des hadrons b et $\bar{b}$ calculés par le générateur PYTHIA.

Les caractéristiques de production des b , principalement par fusion de gluons, lors d'interactions proton-proton de haute énergie sont assez particulières. Souvent il est habituel de caractériser la production de quarks lourds dans des collisions hadroniques par l'impulsion transverse p_t du B qui a une valeur moyenne proche de la masse du B et la pseudo-rapacité η , définie par $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ où θ est l'angle de la particule par rapport à la direction du faisceau. Suivant des calculs basés sur QCD, les b sont produits uniformément en η . Cette distribution uniforme cache cependant une importante corrélation dans la production de paires $b\bar{b}$ aux collisionneurs hadroniques. Il y a une très forte corrélation dans la direction avant (et arrière) : quand un b est produit vers l'avant, le $\bar{b}$ l'est aussi, qui disparaît dans la région centrale (figure 9.1). Or de nombreuses mesures importantes nécessitent d'observer les deux b dans le détecteur ; l'un permet de reconstruire la désintégration et l'autre de déterminer la saveur du quark (b ou $\bar{b}$). De ces considérations vient l'idée d'instrumenter une région relativement petite de l'espace de phases qui permet néanmoins de détecter un grand nombre de paires $b\bar{b}$. De plus, à grande valeur de $|\eta|$, la poussée du B , $\beta\gamma$, augmente rapidement. Par conséquent, les hadrons beaux peuplant les régions avant ou arrière auront de grandes valeurs de $\beta\gamma$ et donc des impulsions plus grandes. LHCb présentera donc une géométrie particulière, ouverte et entièrement dirigée vers l'avant, du type spectromètre comme une expérience travaillant sur cible fixe ; avec toutefois une zone non instrumentée en son centre pour

laisser le passage au tube à vide et aux faisceaux de particules. Les avantages d'une telle géométrie sont appréciables : moindre coût bien sûr, mais également tous les éléments sont aisément accessibles, d'où une facilité d'installation, de maintenance et une possibilité d'optimisations ultérieures sans gros travaux. De plus, comme les hadrons beaux ont dans cette région des impulsions plus élevées, la recherche du vertex des B sera plus facile, et la résolution sur le temps de vie sera améliorée ; typiquement pour une impulsion de 80 GeV/c leur parcours moyen est de l'ordre de 7 mm. Ces avantages compensent largement le bruit de fond et les doses de radiation plus importantes qui surviennent à petit angle.

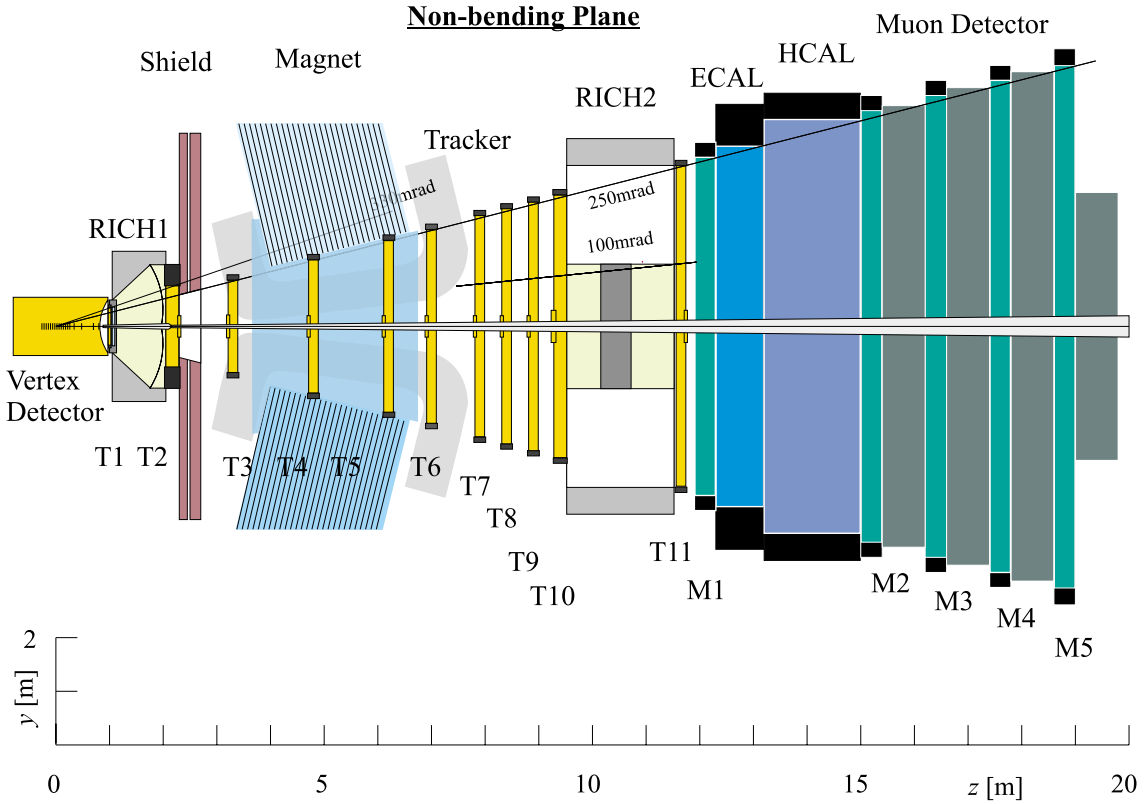


FIG. 9.2: Schéma du détecteur LHCb

L'acceptance de LHCb s'étend en pseudo-rapacité de 1,9 à 4,9 ce qui correspond à une couverture en angles polaires de 300 mrad à 15 mrad et représente une acceptance en $b\bar{b}$ du même ordre que celle d'un grand détecteur central comme ATLAS ou CMS. LHCb sera installé au point d'interaction IP8 (voir figure 2.1) précédemment occupé par DELPHI, ce qui fixe ses dimensions. Au lieu de se trouver au centre, le point d'interaction sera déplacé d'environ 11 m pour se trouver en bordure et permettra à LHCb de se déployer sur environ 20 m de longueur. Un schéma du détecteur est donné figure 9.2. Il est constitué d'une succession de détecteurs comprenant, en partant du point d'interaction : un détecteur de vertex, un trajectographe avec un aimant dipolaire, des détecteurs RICH, des calorimètres et des chambres à muons. Une description succincte des principaux éléments est donnée dans la suite. Comme

le détecteur n'est pas encore construit, et la plupart des "Technical Design Report" non publiés, des modifications technologiques pourraient encore intervenir.

9.2.1 Le détecteur de vertex

Il est constitué d'une succession de 17 couches de détecteurs à micropistes (microstrips) de silicium placées perpendiculairement à l'axe du faisceau, réparties sur une longueur d'un mètre [127]. Le nombre et la position sont choisis de sorte que la majorité des particules traversent au moins trois plans de détecteur. Chaque couche est constituée de deux plans de détecteurs séparés, de $150\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, équipés de bandes de silicium orientées pour l'un en r et pour l'autre en ϕ afin de permettre une lecture azimuthale et radiale des coordonnées très rapide. Deux couches supplémentaires, formées uniquement de plans de bandes en ϕ forment un compteur d'empilement du nombre d'événements par interaction, utilisé dans le premier niveau de déclenchement.

Chaque couche apparaît comme un disque, le rayon interne de la surface active est $0,8\ \text{cm}$, pour un rayon externe de $6\ \text{cm}$, constituée en deux parties mobiles. Si le détecteur peut être placé aussi près du faisceau pendant les collisions, ce n'est pas possible pendant les périodes d'injection où il doit être reculé d'environ $3\ \text{cm}$. Le détecteur de vertex et son support mécanique sont logés à l'intérieur du tube à vide au profil particulier. Une section de $1,8\ \text{m}$ de long du tube à vide a un diamètre d'environ $1,2\ \text{m}$ autour du point d'interaction pour pouvoir l'abriter. Le tube continue ensuite par deux sections coniques ; la première de $1,5\ \text{m}$ de long et de $25\ \text{mrad}$ d'ouverture angulaire et la seconde de $16\ \text{m}$ de long et de $10\ \text{mrad}$ d'ouverture angulaire. Les détecteurs au silicium sont placés dans un système dit de "pots romains" où règne un vide secondaire, séparé du vide primaire de la machine par une paroi de $100\ \mu\text{m}$ d'aluminium, qui sert de protection contre les faisceaux. Durant les périodes d'injection et d'accélération, le système de pots romains sera éloigné du faisceau pour éviter les interférences avec le fonctionnement de la machine et les irradiations accidentelles du détecteur. Le mouvement des détecteurs devrait être contrôlable et reproductible à une précision de $10\ \mu\text{m}$.

Ce détecteur permettra une mesure précise de la position des vertex primaires et secondaires. Une résolution de $40\ \mu\text{m}$ sur le point d'interaction, le long de l'axe des faisceaux, devrait être atteinte. Élément important de LHCb, il devrait par exemple permettre d'obtenir une résolution sur le temps propre des mésons B_s^0 reconstruits dans le canal $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ de l'ordre de $43\ \text{fs}$, suffisant pour mesurer les oscillations des B_s^0 jusqu'à des valeurs de $x_s = 75$, soit bien au delà de ce qui est attendu dans le Modèle Standard avec des valeurs dans la gamme de 20 à 30.

Le système de déclenchement de deuxième niveau repose également sur lui, des vertex secondaires permettant de signer avec une grande efficacité la présence des hadrons beaux produits.

9.2.2 Le système de trajectographie

Il est constitué de onze chambres réparties le long de la trajectoire des particules sur une dizaine de mètres. En raison d'une densité importante de particules dans la région proche du faisceau chaque chambre est partagée en deux sous systèmes, un interne et un externe, ayant des technologies différentes. Les chambres internes qui nécessitent une granularité plus importante ont des dimensions de l'ordre de 60×40 cm². A un système de chambres MSGC (Micro Cathode Strip Chambers) + GEM (Gaseous Electron Multipliers) précédemment considéré comme solution de base pour cette partie, il est désormais préféré une solution reposant sur des détecteurs au silicium. La partie externe pourrait être constituée de chambres à dérive utilisant la technologie du type détecteur à pailles.

Les neuf dernières chambres sont situées dans un champ magnétique fourni par un aimant dipolaire. Il doit permettre d'obtenir un champ magnétique vertical maximal de 1,1 T en son centre et un champ intégré de 4 Tm. La polarité du champ pourra être changée pour réduire les erreurs systématiques qui pourraient intervenir dans les mesures de violation de **CP** en raison d'une asymétrie gauche droite du détecteur. Un bouclier en fer placé devant l'aimant permet de réduire l'intensité du champ dans la région du détecteur de vertex et du RICH-1.

Une résolution de 0,3 % sur l'impulsion des traces est attendue entre 5 et 200 GeV/c. Il permet également une excellente résolution sur la masse invariante des particules, ainsi par exemple une résolution de 11 MeV/c² doit pouvoir être atteinte dans le canal $B_s \rightarrow D_s K$.

9.2.3 Les détecteurs RICH

Deux détecteurs RICH (Ring Imaging CHerenkov) sont utilisés dans LHCb [128] afin de pouvoir couvrir le large spectre d'impulsion des particules produites (figure 9.3) ; un seul ne suffisant pas. Ils utilisent la lumière produite par effet Čerenkov lorsqu'une particule chargée traverse certains gaz afin de l'identifier.

Un premier détecteur RICH (RICH-1) est situé avant l'aimant. Il couvre la région de 25 à 300 mrad d'angle polaire ; son rôle est d'identifier les hadrons de faible impulsion. Il est constitué de deux radiateurs : 5 cm d'aérogel, puis 95 cm de gaz C_4F_{10} . Les anneaux cherenkov produits sont focalisés à l'aide de miroirs sphériques, de 1,9 m de rayon de courbure et inclinés de 250 mrad, sur deux plans de photodétecteurs (60×100 cm²), en principe de type HPD (Hybrid Photon Detectors), situés en dehors de l'acceptance du spectromètre.

Un second détecteur RICH (RICH-2) est situé après l'aimant et devant les calorimètres afin d'identifier les particules de grande impulsion et celles produites à petit angle. Celles ci traverseront ainsi une épaisseur de 1,8 m de gaz CF_4 servant de radiateur. Il couvre la région angulaire de 10 à 120 mrad dans le plan de courbure de l'aimant et de 10 à 100 mrad dans l'autre plan. Des miroirs sphériques, de 8,2 m de rayon de courbure et inclinés de 370 mrad, focalisent la lumière, réfléchi par un miroir intermédiaire plan, sur deux plans de photodétecteurs (72×120 cm²) également en dehors de l'acceptance du spectromètre.

LHC-B

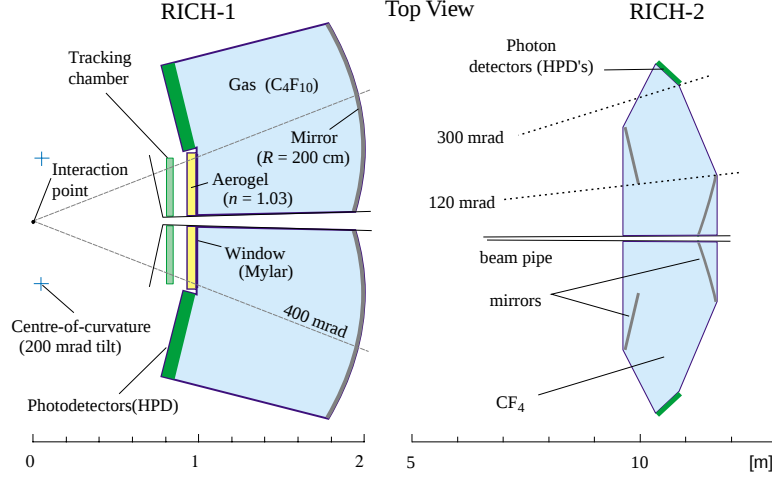


FIG. 9.3: Schéma des détecteurs RICH

Ces détecteurs permettent d'assurer une bonne identification des particules et en particulier une bonne séparation kaon-pion de 1 à 150 GeV/c. Particularité de LHCb, puisqu'il est le seul détecteur auprès de LHC à être équipé de RICHs, ils lui confèrent un avantage majeur pour l'étude de certains modes comme par exemple l'étude du canal $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ en permettant de le séparer aisément des autres canaux topologiquement similaires et aux taux plus importants ($B_s^0 \rightarrow K^+K^-$, $B_s^0, B_d^0 \rightarrow K^\pm\pi^\mp$) ; voir figure 9.4.

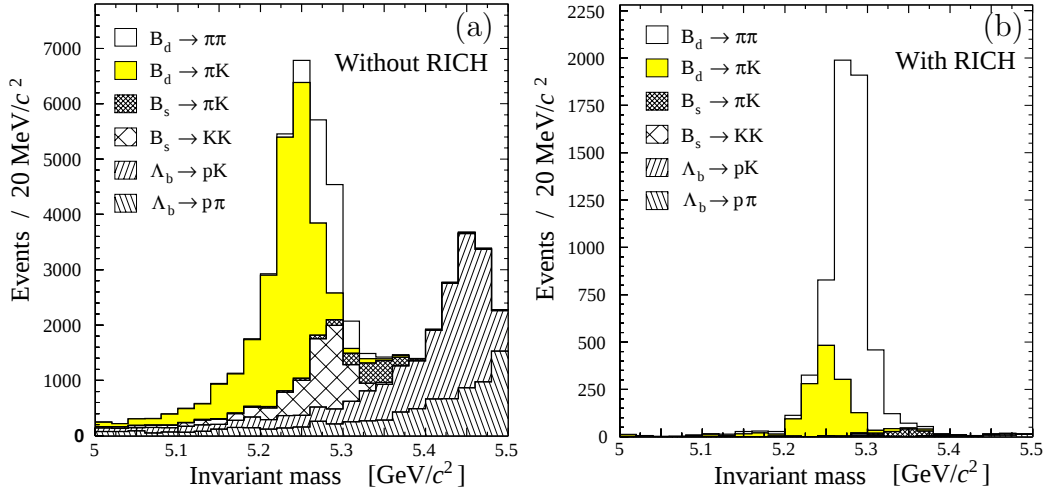


FIG. 9.4: Masse invariante du système $\pi\pi$, (a) avant toute coupure à base du RICH, et (b) après son utilisation. Environ 89 % de pureté en $B \rightarrow \pi\pi$ est obtenue pour une efficacité de 82 %.

9.2.4 Les calorimètres

Base du premier niveau de déclenchement du détecteur, le système calorimétrique a pour fonction principale de permettre une identification des hadrons, électrons et photons, ainsi qu'une mesure de leur énergie et de leur position. Rapidité et qualité dans cette tâche sont nécessaires ; toutes les 25 ns ces informations doivent être disponibles. Ceci définit la structure générale et les principales caractéristiques du système ainsi que celles de son électronique. Une autre fonction importante est la détection de photons, avec une précision suffisante, pour permettre la reconstruction de photons énergétiques ou de π^0 issus de la désintégration de hadrons beaux.

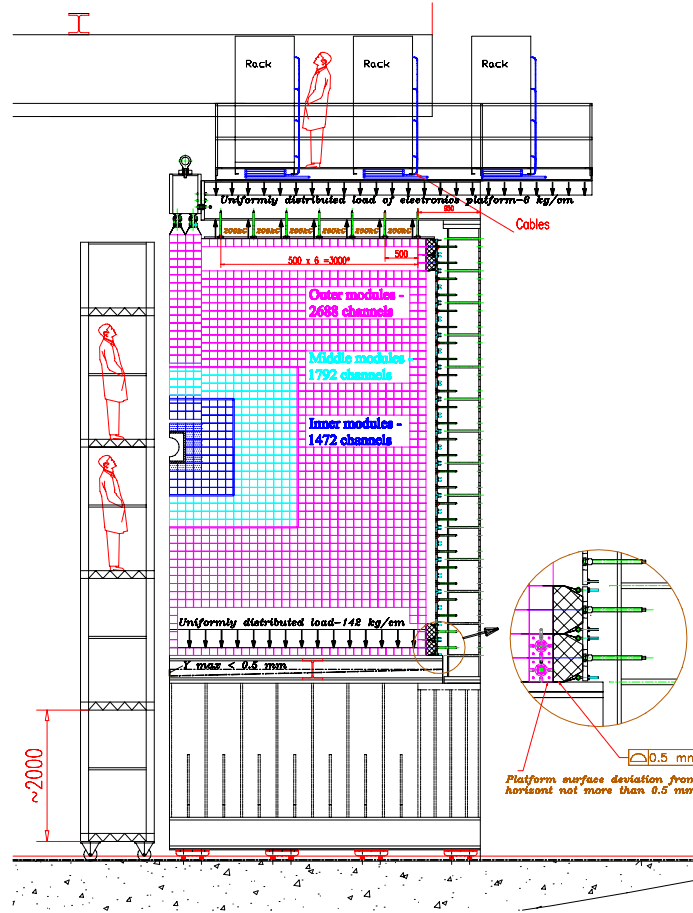


FIG. 9.5: Schéma du calorimètre électromagnétique

Le système de calorimètres peut se décomposer en quatre parties principales : un plan de détection de traces chargées (SPD, Scintillator Pad Detector) placé juste devant un détecteur de pied de gerbe ou “preshower” (PS), un calorimètre électromagnétique (ECAL) et un calorimètre hadronique (HCAL). Une description détaillée peut-être trouvée dans la référence [126]. Tous ces détecteurs utilisent une technologie similaire à base de cellules scintillantes comme matériau actif, entrelacées de feuilles de plomb ou de fer servant d'absorbeur. La lumière des cellules est extraite à l'aide de fibres fluorescentes à décalage de longueur d'onde (WLS).

Ces signaux rapides peuvent être lus à chaque croisement de faisceaux i.e. toutes les 25 ns. Ils occupent un espace de 2,69 m le long du tube à vide, commençant à 12,3 m du point d'interaction. La couverture angulaire est de 300 mrad horizontalement et 250 mrad verticalement. A petit angle, le bruit de fond augmente rapidement et un trou central de 30 mrad dans les deux directions est laissé non instrumenté afin d'éviter les problèmes de forte occupation et de radiations. En raison de la variation importante de la densité de particules, voisine de deux ordres de grandeur, une segmentation latérale en trois régions a été retenue pour le PS et ECAL (voir figure 9.5). La taille d'une cellule du ECAL est choisie de sorte que dans la zone interne celle-ci soit proche du rayon de Molière afin que la plupart de l'énergie d'une gerbe isolée soit contenue dans quatre cellules adjacentes. Ceci doit permettre de séparer les deux gerbes électromagnétiques issues de la désintégration d'un π^0 énergétique. Ceci conduit à des cellules de l'ordre de $4 \times 4 \text{ cm}^2$. La région intermédiaire est constituée de cellules de l'ordre de $6 \times 6 \text{ cm}^2$, tandis que la taille est portée à $12 \times 12 \text{ cm}^2$ pour la région externe. La répartition des cellules entre les trois zones a été optimisée en conservant comme contrainte un nombre total de cellules voisin de 6000. En raison de la taille plus importante des gerbes hadroniques et des performances plutôt modestes demandées au HCAL, des cellules plus grandes et disposées simplement en deux zones ont été choisies, $13 \times 13 \text{ cm}^2$ pour la région interne et $26 \times 26 \text{ cm}^2$ pour la région externe.

L'acceptance du détecteur et la segmentation latérale des trois sous détecteurs correspondent géométriquement de façon pseudo-projective afin de permettre une combinaison aisée de l'information provenant de la lecture des cellules dans le système de déclenchement. Cette projectivité est déterminée en utilisant la position typique du maximum du développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique dans le ECAL et hadronique dans le HCAL.

Le SPD et le PS

Seule une tranche de 12 mm d'épaisseur de plomb, correspondant à environ $2 X_0$, compromis entre de bonnes performances du système de déclenchement et une faible dégradation de la résolution en énergie du ECAL, différencie leur fonctionnalité. Le SPD, détecteur de traces chargées, permet de différencier les électrons des photons provenant massivement d'un bruit de fond important de π^0 . Le PS, quant à lui sert de détecteur de pied de gerbe et à l'aide de cette segmentation longitudinale supplémentaire du ECAL permet une meilleure séparation électron-pion. Ses principales caractéristiques géométriques sont données tableau 9.1. La distance selon l'axe du faisceau entre le centre des plans de scintillateurs du SPD et du PS est de 5,6 cm et de 18 cm entre la première chambre à muons et le début du ECAL.

Ils utilisent le même type de matériau actif, un plan de cellules de scintillateur de 15 mm d'épaisseur. Les cellules sont assemblées en boîtes de $\sim 48 \times 48 \text{ cm}^2$, liées dans un supermodule. Chaque supermodule a une largeur de $\sim 0,96 \text{ m}$ pour une hauteur de $\sim 6,5 \text{ m}$. Chaque cellule possède une rainure circulaire en son centre permettant d'abriter une fibre WLS disposée hélicoïdalement pour collecter la lumière de scintillation produite par le passage d'une particule (figure 9.6). La lumière en

Région	Dimensions (cm)	Taille cellules (mm)	Nombre de cellules
Interne	$191,4 \times 143,5$	39,84	1472
Centrale	$382,7 \times 239$	59,76	1792
Externe	$765,5 \times 622$	119,5	2688

TAB. 9.1: Paramètres géométriques de base du PS

provenance des deux bouts de la fibre est ensuite envoyée, via de longues fibres claires (de 0,7 à 3,5 m), vers des photomultiplicateurs multianodes situés en périphérie du détecteur, au dessus et au dessous. Des fibres de même longueur aboutissent à un photomultiplicateur multianode. En moyenne, de l'ordre de 25 photoélectrons, sont récoltés après le passage d'une particule au minimum d'ionisation (MIP) dans une cellule. Les photomultiplicateurs à 64 anodes de HAMAMATSU sont de bons candidats. Chaque pixel a une dimension de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ et permet de recueillir la lumière issue des deux extrémités d'une fibre récoltant la lumière d'une cellule.

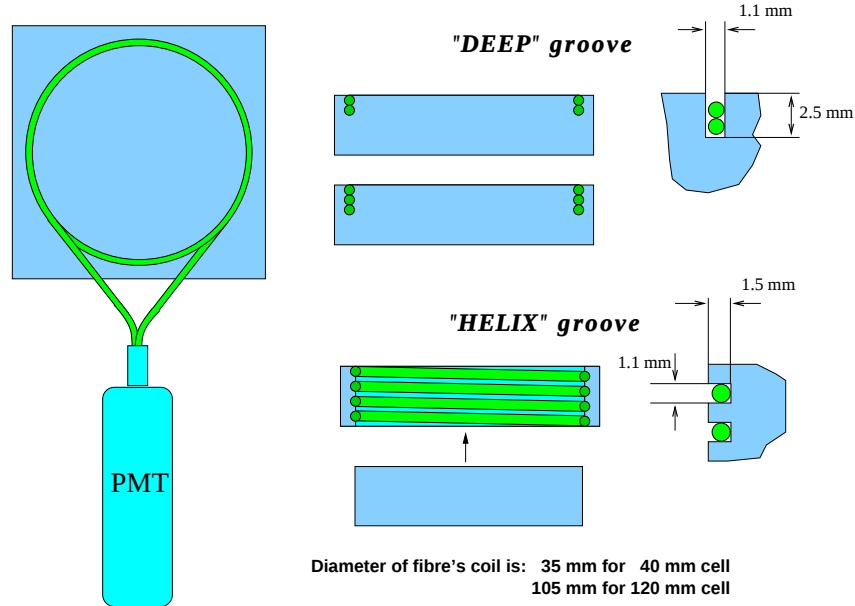


FIG. 9.6: Schéma d'une cellule avec sa fibre à l'intérieur d'un prototype de cellule du PS.

Le ECAL

Il est construit selon le principe des "shashlik" ; un échantillonnage de couches de plomb, de 2 mm d'épaisseur espacées de plaques de scintillateurs de 4 mm. Un total de 66 couches plomb/scintillateur est utilisé, correspondant à 25 longueurs de radiation. La lumière est collectée par des fibres WLS disposées orthogonalement à ces plans, soit parallèlement au faisceau, 64 pour les cellules constituant la région

externe et 144 pour les deux autres régions. Elle est ensuite lue par des photomultiplicateurs placés juste derrière. Environ 1000 photoélectrons sont attendus par GeV.

Une résolution en énergie de $\sigma(E)/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 1,5\%$ (E en GeV) devrait être obtenue.

Le HCAL

La structure choisie est celle d'un calorimètre à tuiles fer/scintillateur lues par des fibres WLS, du même type que celui d'ATLAS (TILECAL). 26 alternances de plaques de fer de 16 mm d'épaisseur moyenne et de scintillateurs de 4 mm d'épaisseur moyenne, placées parallèlement au faisceau, le constituent. Ceci correspond à une longueur de 1,2 m et à environ 5,6 longueurs d'interaction. Comme pour le ECAL, la lumière en provenance des fibres est ensuite lue par des photomultiplicateurs, environ 50 photoélectrons par GeV sont délivrés.

Une résolution en énergie de $\sigma(E)/E = 80\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$ (E en GeV) est attendue.

Les caractéristiques principales des calorimètres sont résumées dans le tableau 9.2.

Sous-détecteur	SPD/PS	ECAL	HCAL
Nombre de canaux	2×5952	5952	1468
Dimensions latérales globales en x,y	6,2 m $\times$ 7,6 m	6,3 m $\times$ 7,8 m	6,8 m $\times$ 8,4 m
Profondeur en z	180 mm, 2 X_0 , 0,1 λ_I	835 mm, 25 X_0 , 1,1 λ_I	1655 mm, 5,6 λ_I
Demandes de base	20-30 photoélectrons par MIP	$\sigma(E)/E =$ $10\%/\sqrt{E} \oplus 1,5\%$	$\sigma(E)/E =$ $80\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$
Gamme dynamique	0-100 MIP	0-10 GeV E_T	0-10 GeV E_T

TAB. 9.2: Principales caractéristiques de l'ensemble des calorimètres

A ces calorimètres est associée une électronique rapide afin de pouvoir suivre la fréquence de collisions de 40 MHz. La précision nécessaire varie suivant le détecteur. Des ADC 12 bits sont utilisés pour digitiser l'information provenant des ECAL et HCAL, 10 bits pour le PS, et un seul bit suffit pour le SPD, un simple discriminateur permet d'indiquer si une cellule a été touchée ou pas.

L'électronique du PS dont nous avons la responsabilité est décrite dans la section 9.3.

9.2.5 Le détecteur de muons

Il est constitué de cinq chambres instrumentées en alternance avec des boucliers de fer servant de filtres à muons [129]. Le premier est constitué par le système de

calorimètres et les trois autres par de simples blocs de métaux lourds dont le seul but est d'arrêter les hadrons qui pourraient les traverser. Les muons de plus de 5 GeV d'énergie pourront atteindre la dernière chambre. Deux technologies différentes devraient être utilisées pour ces chambres, l'une spécialement conçue pour les régions à petit angle fortement irradiées, où le taux attendu devrait dépasser 5 kHz/cm², à base de CPC (Cathode Pad Chambers) et l'autre qui couvrira la plupart de l'espace à l'aide de MRPC (Multigap Resistive Plate Chambers).

Il permet l'identification des muons et il est utilisé dès le premier niveau de déclenchement.

9.2.6 Le système de déclenchement

A LHC, la fréquence de collision sera de 40 MHz. Toutefois, certains croisements de faisceaux impliqueront des paquets de particules vides, réduisant la fréquence moyenne de collisions réelles à 30 MHz. Comme déjà mentionné, LHCb fait le choix de fonctionner à une luminosité réduite afin d'avoir un seul événement produit par interaction. Même à la luminosité choisie, de $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, la probabilité d'avoir des interactions multiples n'est pas négligeable ; seuls 30 % des croisements de faisceaux ne produisent qu'une seule interaction proton-proton. A ce taux là, on attend tout de même environ 10^{14} événements produits dont 0,5 % paires de $b\bar{b}$ par an. Bien plus que ce qu'on peut imaginer pouvoir traiter. Parmi ces événements, il est donc indispensable de pouvoir sélectionner non seulement les événements $b\bar{b}$ produits, mais également uniquement les plus intéressants pour les études envisagées. LHCb doit donc disposer d'un système de déclenchement performant, qui soit à la fois rapide, efficace et sélectif.

Les principales caractéristiques du système de déclenchement sont données dans le tableau 9.3. Il est robuste, flexible et bien équilibré entre les différents niveaux. Le point d'opération précis peut être ajusté suivant les conditions d'expérience sans perte significative en physique. Particularité de LHCb, il dispose d'un système de déclenchement sur les hadrons. L'efficacité globale de ce déclenchement dans ces modes est comparable à celle obtenue dans les autres chaînes de désintégration des hadrons beaux comprenant des leptons, voisine de 30%. Une pureté moyenne en b de l'ordre de 30% est attendue.

Pour réaliser cette tâche, quatre niveaux successifs de déclenchement ont été définis. Dans la collaboration, le premier niveau est appelé niveau 0.

Niveau	latence	facteur de réduction	taux de sortie
0	4 μs	10	1 MHz
1	1024 μs	25	40 kHz
2	10 ms	8	5 kHz
3	200 ms	25	200 Hz

TAB. 9.3: Principales caractéristiques du système de déclenchement

Le système de déclenchement de premier niveau : Il doit être très rapide et ne pas entraîner de temps mort. Toutes les 25 ns, il doit donc décider de l’opportunité d’analyser plus avant l’événement issu de la collision. Il a deux fonctions principales :

- Rejeter les événements multiples lors d’une collision. Ceci est réalisé à l’aide d’une partie du système du détecteur de vertex. Comme décrit précédemment, le détecteur de vertex comporte deux disques de silicium, placés en amont du détecteur de vertex proprement dit, dédiés à reconstruire la position longitudinale des vertex d’interactions. Ce système sera nommé détecteur d’empilement. Les événements ayant plus d’un vertex reconstruit pourront être rejetés.
- Rejeter les événements qui ne contiennent pas de hadrons beaux. Les caractéristiques principales des hadrons beaux, déjà décrites au chapitre 5, vont permettre de les différencier. En raison de la masse élevée des hadrons beaux, les particules issues de leurs désintégrations auront en moyenne une impulsion transverse plus grande que celle des particules produites lors des interactions proton-proton inélastiques (souvent appelés “événements minimum bias”). Le rapport d’embranchement semileptonique des hadrons beaux est important, $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell) \simeq 10\%$, de nombreux électrons et muons de grand p_T seront donc présents. Les détecteurs les plus rapides, calorimètres et chambres à muons, vont permettre d’exploiter ces propriétés. Electrons, hadrons et muons de grande impulsion transverse p_T ou de grande énergie transverse E_T vont être cherchés.

Les informations en provenance de ces quatre sous détecteurs sont transmises à une unité de décision qui a pour charge de les combiner et de donner la décision de rejeter l’événement ou de continuer son analyse. Typiquement, ceci peut être effectué en appliquant certains seuils sur les énergies transverses.

Ce premier niveau dispose de 4 μ s pendant lesquelles les détecteurs sont lus, les E_T calculées et transmises et la décision prise. Pour des questions de rapidité et d’économie, une partie de l’électronique de ce premier niveau est directement implémentée sur les cartes d’électronique de lecture des canaux des calorimètres. Pendant ces 4 μ s les données sont conservées dans les pipelines de l’électronique de lecture des canaux du détecteur. L’ensemble complet des données est digitisé après l’acceptation par ce niveau.

Ce niveau fournit une réduction relativement modeste, d’un facteur voisin de 10, des événements minimum bias.

En charge d’une part importante de ce système notre contribution sera détaillée au paragraphe 9.4.

Le système de déclenchement de deuxième niveau : Après cette première décision rapide, l’autre propriété importante des hadrons beaux, leur temps de vie relativement grand qui entraîne que leurs produits de désintégration proviennent de vertex déplacés de plusieurs millimètres du point d’interaction, va pouvoir être utilisée. Les données en provenance du détecteur de vertex sont disponibles à ce niveau là. A partir des impacts produits dans les détecteurs de vertex, des traces sont reconstruites et le vertex primaire est localisé. Des vertex secondaires sont ensuite

cherchés avec des traces ayant un grand paramètre d'impact. Les événements avec plusieurs vertex sont sélectionnés. Une réduction du nombre d'événements minimum bias d'un facteur 25 supplémentaire est obtenue.

Le temps alloué à ce niveau est de $1024\ \mu\text{s}$. Les données se trouvant encore sur les cartes d'électronique des détecteurs, la latence maximale de ce niveau est déterminée par la profondeur du buffer utilisé.

Après une décision positive de ce niveau, les données, après suppression de zéro, sont transmises au système d'acquisition (DAQ) et à la mémoire tampon de l'événement. Ensuite, l'information de tous les détecteurs est en principe disponible.

Le système de déclenchement de troisième et quatrième niveau : Ces niveaux supérieurs de déclenchement utilisent des algorithmes programmables tournant sur des fermes de calculateurs commerciaux et rejettent les événements, y compris ceux contenant des hadrons beaux, qui ne nous intéressent pas.

Au niveau 2, les informations de différentes parties du détecteur sont mises à profit pour raffiner la sélection d'événements $b\bar{b}$. Par exemple, la reconstruction des vertex secondaires de désintégration des hadrons beaux est améliorée en reconstruisant les traces à grand paramètre d'impact à l'aide du détecteur de vertex et des premières chambres du système de trajectographie et en utilisant leur impulsion reconstruite dans ces chambres.

Au niveau 3, la décision de déclenchement est prise après reconstruction complète de l'événement. Des modes de désintégrations spécifiques des hadrons beaux sont reconstruits et sélectionnés à l'aide de coupures laches et en utilisant l'ensemble des informations disponibles.

Environ 200 événements par seconde seront écrits sur supports magnétiques à un taux de 20 à 30 Mbytes/s.

9.3 L'électronique de lecture du détecteur de pied de gerbe

9.3.1 Rôle du détecteur de pied de gerbe et de son électronique

Fonction du détecteur de pied de gerbe

Le détecteur de pied de gerbe (PS), à la conception duquel le groupe clermontois participe, a deux fonctions :

- Principalement, il doit fournir pour chacune de ses cellules et à une fréquence de 40 MHz, un signal de déclenchement contribuant au système de déclenchement de premier niveau des calorimètres. Il permet d'améliorer la différentiation entre la nature électromagnétique ou hadronique d'une gerbe.
- Corriger l'énergie électromagnétique mesurée dans le ECAL de la fraction déposée en son sein.

Le développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique est caractéristique ; une fraction importante de l'énergie est déposée dès les premières longueurs de radiation. Au contraire, un hadron traverse cette faible quantité de matière au minimum d'ionisation et dépose très peu d'énergie. Une information importante sur la nature électromagnétique ou hadronique d'une gerbe peut donc être obtenue en mesurant l'énergie déposée dans les toutes premières longueurs d'interaction, deux dans notre cas. C'est le rôle d'un détecteur de pied de gerbes. Un simple seuil en énergie, appliqué au niveau de 5 MIPs permet d'effectuer cette discrimination (figure 9.7). Le MIP est utilisé comme unité d'énergie et représente l'énergie déposée par une particule traversant au minimum d'ionisation une cellule du PS, cas le plus probable pour un muon ou un hadron. Ces signaux de basse énergie, voisins d'un MIP, peuvent également être utilisés pour calibrer le PS. La fraction d'énergie déposée par une particule électromagnétique est d'autant plus importante que l'énergie de cette particule est faible. Il est alors important de la mesurer et de la prendre en compte dans le calcul de l'énergie électromagnétique en l'ajoutant à celle déposée dans le ECAL.

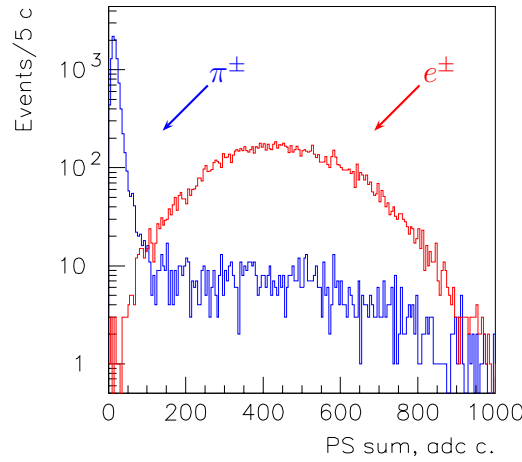


FIG. 9.7: Dépôt d'énergie laissé dans le PS par des hadrons et des électrons de 50 GeV.

Ainsi, les performances sur la mesure de l'énergie du PS doivent être étudiées en détails aux deux extrémités de la gamme d'énergie.

De plus, chaque cellule de détection est constituée de scintillateurs de 4×4 , 6×6 ou $12 \times 12 \text{ cm}^2$ dont la lumière est recueillie au moyen d'une fibre optique fluorescente, décalant la longueur d'onde de la lumière dans le vert, bobinée en spirale au cœur de la cellule puis couplée à une fibre claire. La lecture de ces fibres sera faite, dans le schéma actuel, par des photomultiplicateurs multianodes (MAPMT) comportant 64 voies. La caractérisation de ces signaux a donc du être réalisée.

Les spécificités de l'électronique peuvent alors être définies en prenant en compte toutes ces conditions.

Caractéristiques des signaux

Notre premier travail a donc été de caractériser les signaux issus de la chaîne de détection comprenant une cellule de scintillateur, une fibre et un photomultiplicateur. Ainsi, nous avons développé une chaîne d'acquisition simple, constituée d'un oscilloscope numérique performant (TDS 3034 de Tektronix) afin de digitiser le signal et d'un PC utilisant le logiciel Labview pour l'acquisition proprement dite. Dans un premier temps nous avons utilisé un photomultiplicateur monoanode R5900 de Hamamatsu.

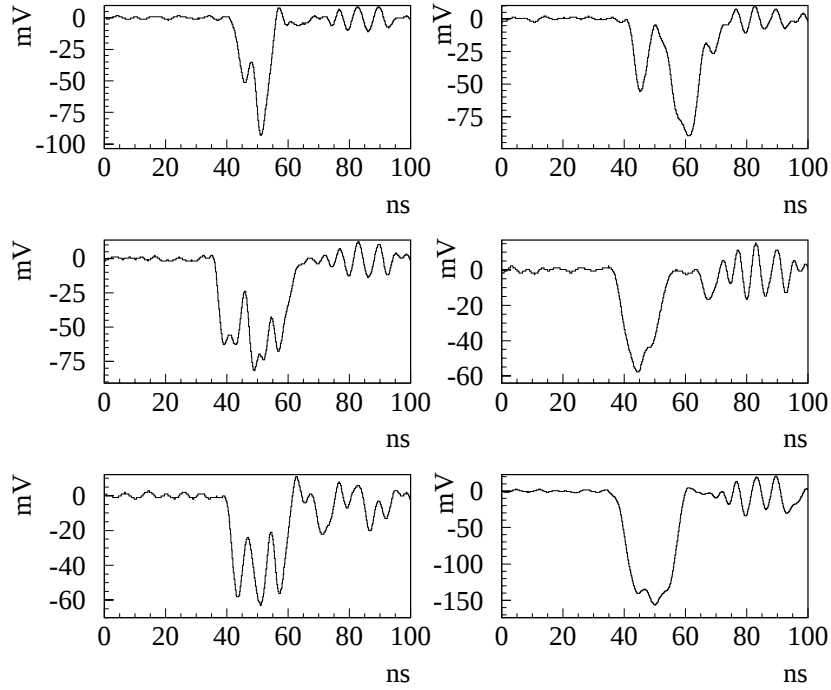


FIG. 9.8: Quelques signaux typiques déposés dans une cellule du PS et collectés par un PM pour 1 MIP.

Les premiers tests effectués rapidement en faisceaux ont montré qu'une faible quantité de lumière était disponible en fin de chaîne de détection pour des particules traversant la cellule au minimum d'ionisation et qu'elle s'étalait sur une durée correspondant à plus de 2 cycles de 25 ns séparant 2 interactions à LHC. Cette étude importante n'avait encore jamais été réalisée auparavant. Ceci allait donc constituer une contrainte très forte pour l'électronique. Afin d'étudier de manière plus approfondie la structure temporelle de ces signaux, nous avons mis au point au laboratoire un dispositif utilisant le rayonnement cosmique [130]. Quelques signaux typiques, produits par des particules au minimum d'ionisation (1 MIP), sont montrés figure 9.8. 1 MIP produit un faible nombre de photoélectrons, environ 25, les fluctuations statistiques peuvent donc être importantes. Ce comportement a été confirmé à l'aide d'un programme de simulation qui inclut la production de photons de fluorescence, leur propagation dans la fibre ainsi que leur atténuation, puis la génération de photoélectrons dans le PM ; voir figure 9.9. Après intégration sur

25 ns, environ 85 % de la charge totale du pulse peut être collectée. Dans le cas de signaux de 5 MIP, produits par des électrons, et qui correspondent au seuil de discrimination qui pourrait être utilisé, la fluctuation statistique sur ce nombre est réduite, elle est voisine de 4%.

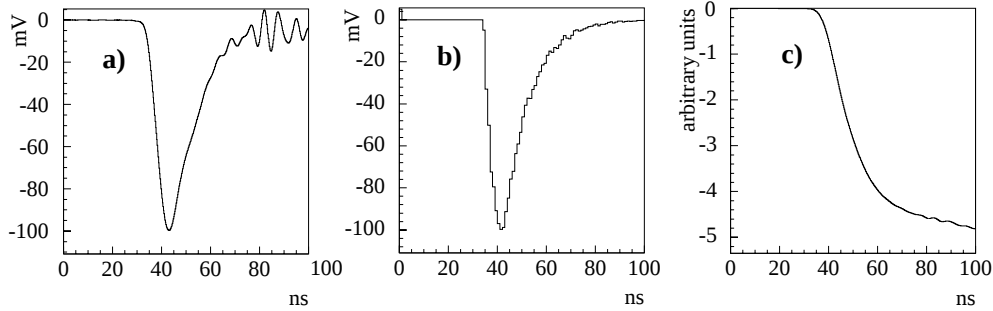


FIG. 9.9: En fonction du temps : (a) signal moyen déposé par 1 MIP dans une cellule du PS, (b) pour la simulation et (c) intégral du signal.

Les principales caractéristiques de l'électronique vont en découler. La forme temporelle des signaux est très aléatoire et afin de minimiser ces fluctuations statistiques, il convient d'intégrer le signal le plus longtemps possible, soit pendant 25 ns. La solution adoptée consiste à utiliser un système possédant deux voies identiques [131]. Dans chaque voie sera réalisée l'intégration pendant 25 ns, puis la remise à zéro pendant les 25 ns suivantes. Une des deux voies de ce système sera connectée alternativement, toutes les 25 ns, la remise à zéro d'une voie est faite quand l'intégrateur de l'autre est actif (voir schéma 9.10). Comme le signal est étalé sur plus de 25 ns, une correction pondérée en ligne sera appliquée.

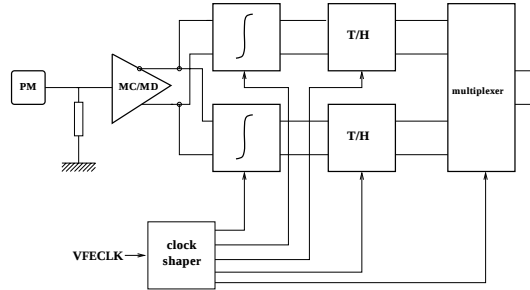


FIG. 9.10: Schéma de principe du système d'intégrateurs réalisé dans un ASIC pour traiter les signaux issus du PS.

Ces études à l'aide d'une cellule prototype du PS ont continué à l'aide de faisceaux tests ou du rayonnement cosmique [132]. Un photomultiplicateur multianode (MAPMT), Hamamatsu R5900-M64, aux caractéristiques proches de celui précédemment utilisé et candidat sérieux au choix final, a été également testé. Ce photomultiplicateur comporte 64 canaux de lecture et 12 étages d'amplification ; sa photocathode est segmentée en 64 pixels de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ chacun. Son gain est typiquement de $3 \cdot 10^5$ pour une tension d'alimentation de 800 V. En soumettant cette chaîne de

détection à des électrons de 20 GeV et 50 GeV en faisceaux tests, nous avons remarqué que des signes de saturation du MAPMT étaient visibles. Ceci implique qu'il sera nécessaire de faire fonctionner le MAPMT avec un gain le plus faible possible et donc à faible valeur de haute tension (500 à 600 V) et d'envisager un système supplémentaire d'amplification du signal en sortie du MAPMT. Ceci pourrait être réalisé par une simple résistance de charge directement à la sortie du MAPMT. Ceci a été étudié plus en détail au laboratoire en excitant le MAPMT par une diode électroluminescente. Les autres problèmes liés au MAPMT sont l'uniformité disparate de ses différents canaux – d'une voie à l'autre une variation de gain d'un facteur supérieur à 2 peut être observée –, et la diaphonie entre voies. Une fraction du signal, voisine de 5 à 10 %, peut être collectée par les voies environnantes.

Dynamique souhaitée

L'autre point important était de déterminer la gamme de la dynamique nécessaire pour l'utilisation des signaux du PS. Une extrémité est déjà connue puisqu'il faut être capable de travailler avec des faibles signaux de l'ordre de 1 MIP pour calibrer notre détecteur. Ce qui implique à l'électronique de pouvoir fonctionner avec un LSB (Least Significant Bit) de l'ordre de $\frac{1}{5}$ de MIP ou de manière un peu plus confortable de $\frac{1}{10}$ de MIP ; ceci correspond à un canal d'ADC (Analog Digital Converter). Le haut de la dynamique est un compromis entre le coût de l'électronique et le gain physique obtenu. Les données issues du calorimètre électromagnétique d'ALEPH ont pu être utilisées pour étudier l'apport de la mesure de l'énergie collectée dans le PS sur la résolution globale de la mesure de l'énergie électromagnétique principalement mesurée dans le ECAL [133]. La bonne segmentation longitudinale du ECAL d'ALEPH a permis de simuler un détecteur de pied de gerbe en utilisant ses premières couches de façon à former un sous détecteur à l'aide de ses deux premières longueurs de radiation ; le reste simulant un ECAL. Des électrons isolés dans le ECAL d'ALEPH ont été sélectionnés ainsi que des muons représentant des particules au minimum d'ionisation et permettant une calibration en terme de MIP. La valeur la plus probable du dépôt d'énergie dans un tel PS est de 30 à 40 MIP pour des électrons de 100 GeV. En fixant le LSB à $\frac{1}{10}$ de MIP, une dynamique de 10 bits est suffisante pour collecter l'énergie déposée dans le PS par des électrons jusqu'à une énergie de 50 GeV sans effets importants de saturation. De plus, avec ces mêmes données, nous avons montré que la correction d'énergie en provenance du PS n'améliorait pas significativement la résolution en énergie provenant du ECAL seul pour des électrons de haute énergie. Pour des électrons de 100 GeV la résolution est essentiellement la même avec ou sans la mesure du PS. Une dynamique de 10 bits avec le LSB à $\frac{1}{10}$ de MIP est suffisante pour nos besoins.

Les impacts de tous ces effets sur l'utilisation souhaitée du PS ont été évalués, aussi bien en regard du système de déclenchement de premier niveau que de la mesure de l'énergie [134]. Ils ont été montrés faibles en raison des performances relativement modestes nécessaires. En particulier, l'impact de l'empilement de signaux a été regardé. Comme la durée du signal issu d'une cellule du PS est supérieure à 25 ns, seule une fraction de ce signal est collectée et les fluctuations événement par

événement peuvent être importantes sur ce nombre. De plus, un signal important peut saturer la dynamique de notre électronique. Il s'en suit que si une même cellule est touchée lors de deux croisements de faisceaux successifs, la mesure de son énergie peut être erronée. Cette probabilité est cependant faible et n'entraîne pas de dégradations importantes des qualités du PS.

9.3.2 Caractéristiques de l'électronique

L'électronique de lecture des canaux du détecteur pied de gerbe, conçue par l'équipe de microélectronique de notre laboratoire, sera composée de deux parties. Un schéma est donné figure 9.11. Une première partie, dite *very front-end*, sera placée

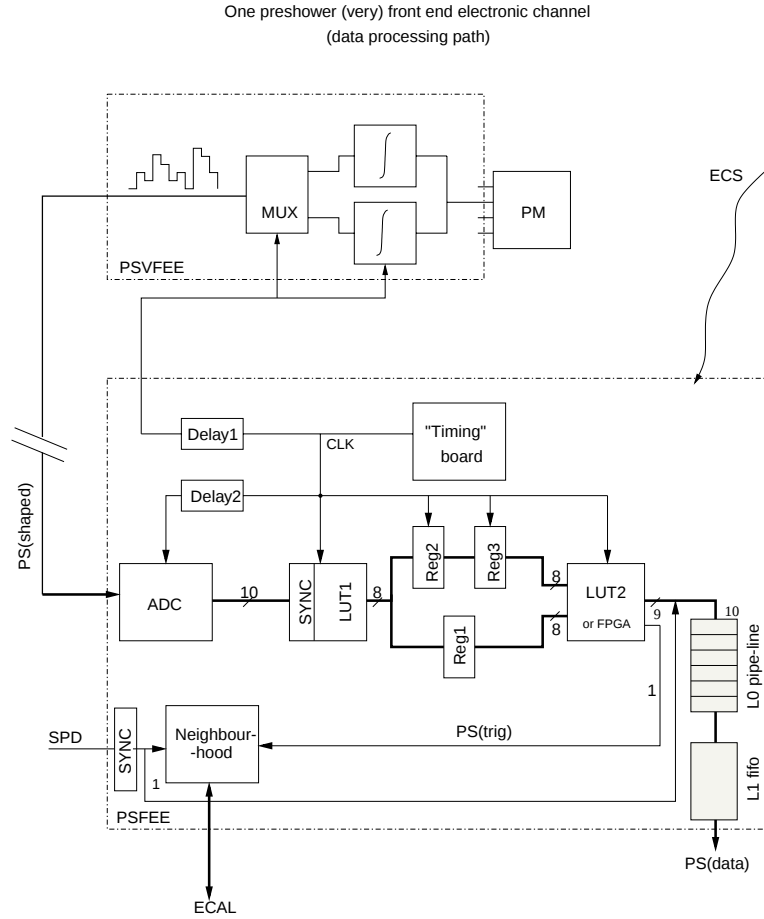


FIG. 9.11: Schéma de principe du système de l'électronique de lecture du PS.

sur une carte située au plus près du photomultiplicateur – sur son culot – afin de pouvoir traiter directement les signaux avant toute déformation [135]. Une résistance d'entrée pour chaque canal permettra d'uniformiser les gains des différentes voies. Ensuite, ils attaqueront un circuit intégré dédié (ASIC), comprenant le système d'intégrateurs et de remise à zéro. Un tel chip devrait pouvoir traiter huit voies. Avec les MAPMT, ces cartes seront installées dans un emplacement spécifique, en haut et

en bas du PS. Le signal sera ensuite envoyé par l'intermédiaire de câbles, long de 10 à 20 m suivant l'emplacement des cartes, à la seconde partie, dite *front-end*, logée dans des baies situées sur une plateforme au dessus du ECAL [136]. Chaque carte devrait recevoir les 64 voies d'un même MAPMT. La digitisation du signal par un ADC 10 bits sera effectuée. Tous les éléments du circuit fonctionnent en mode différentiel afin d'améliorer la stabilité du signal et le rejet de bruits parasites. Puis, corrections de pedestal et calibrations de gains seront appliquées. La durée d'un signal dépassant 25 ns, une fraction de l'événement précédent ($\simeq 20\%$) sera soustraite. Ceci sera réalisé en ligne pour permettre d'appliquer un seuil de déclenchement sur les données. L'information sera ensuite préparée pour le système de déclenchement. Les données seront réduites à 8 bits, le stockage des données et leur sélection pour leur envoi vers le système d'acquisition de données après réception des signaux de déclenchement seront également effectués. Cette carte traite aussi le signal en provenance du SPD (1 bit/voie), une correspondance cellule à cellule entre le PS et SPD existant. Une centaine de carte est nécessaire pour traiter l'ensemble des 6000 voies du détecteur.

Un premier prototype fonctionnant du chip, regroupant la partie analogique de l'électronique, disponible au printemps 2000 a été testé avec succès en faisceaux tests en mai 2000. Un faisceau avec une structure en temps similaire à celle utilisée dans le futur par LHC était disponible. La mesure de l'ensemble de ces caractéristiques est en accord avec les spécificités souhaitées. Le niveau de bruit de sortie est de l'ordre de 1 mV, ce qui correspond à un canal d'ADC, la valeur des pedestaux est de l'ordre de 15 mV, la déviation par rapport à la linéarité est inférieure à 1% sur toute la gamme dynamique souhaitée (1 V).

9.4 Système de déclenchement calorimétrique de premier niveau et unité de décision

Le système de déclenchement est un élément crucial pour la physique accessible par LHCb et revêt donc une importance toute particulière. Comme décrit précédemment, il comporte 4 niveaux dans notre expérience et nous contribuons directement au premier niveau, dit niveau 0, de celui-ci d'une part par l'intermédiaire du détecteur de pied de gerbes et d'autre part par la réalisation de l'unité de décision de ce premier niveau.

9.4.1 Déclenchement de premier niveau et détecteur de pied de gerbe

Nous ne nous intéresserons dans cette partie qu'aux informations calorimétriques utilisées dans le système de déclenchement de premier niveau. A ce niveau, les calorimètres sont utilisés pour sélectionner des événements comportant au moins une particule de grande énergie transverse E_T , soit un électron ou un photon vu dans le calorimètre électromagnétique (ECAL), soit un hadron dans le calorimètre hadronique (HCAL). Un schéma de principe du système de déclenchement de premier

niveau à l'aide des calorimètres est donné figure 9.12. Cette sélection se fait en plusieurs étapes :

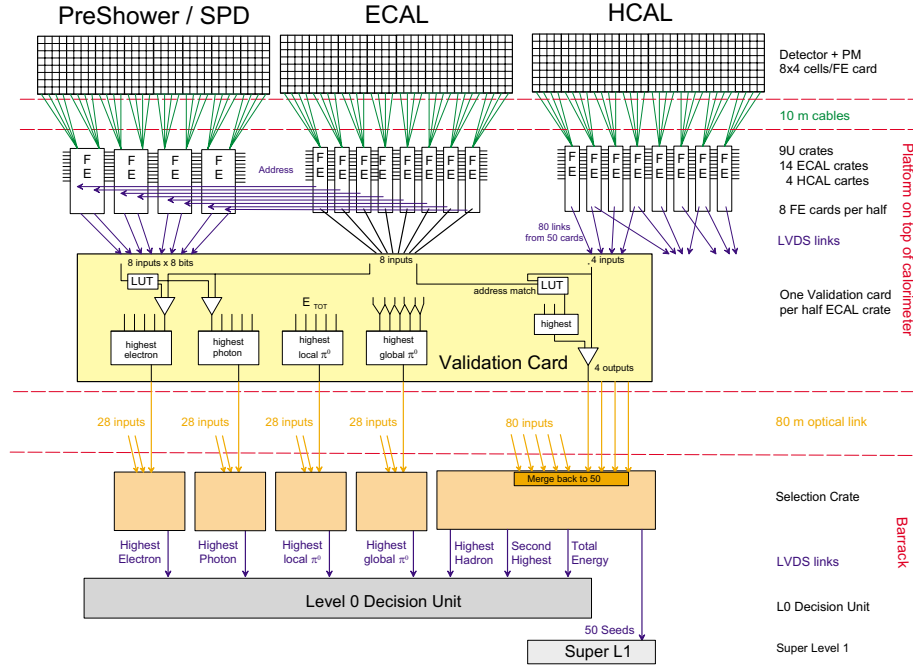


FIG. 9.12: Schéma de principe du système de déclenchement de premier niveau de l'ensemble calorimètre.

- L'énergie déposée dans chaque cellule du ECAL et du HCAL est d'abord convertie en énergie transverse à l'aide de "look-up table".
- Dans chaque carte d'électronique du ECAL et HCAL, qui couvre chacune 32 cellules, la somme de chaque groupement 2×2 de cellules est calculée. Les informations des cellules présentes sur une carte et adjacentes aux cellules traitées sur une carte voisine sont communiquées à cette carte sauf en bordures de régions où la taille des cellules est différente.
- La plus grande somme calculée sur chaque carte est sélectionnée, puis traitée afin d'être validée. Le traitement est alors différent pour ECAL et HCAL. Ces informations sont envoyées à des cartes de validation.

L'information provenant du calorimètre électromagnétique n'est pas suffisante pour sélectionner des électrons et des photons. Elle doit s'adjoindre celles du détecteur de pied de gerbe (PS) qui permet de signer une particule électromagnétique en regardant le début du développement d'une gerbe, et du détecteur de traces chargées à damiers de scintillateur (SPD), qui permet d'identifier si la particule pénétrante est chargée ou neutre. Une particule sera dite électromagnétique par le PS si son énergie déposée est supérieure à un seuil (voisin de 5 MIP), de la même façon une trace sera dite chargée si son énergie déposée dans le SPD est supérieure à un seuil (voisin de 1 MIP).

Dans le cas du ECAL, à chaque croisement de faisceaux, l'adresse du candidat électromagnétique est communiquée à la carte d'électronique (*front-end*) du

PS. Les seuils pour chaque cellule ont déjà été appliqués, il est alors nécessaire de reconstruire le groupement 2×2 de cellules candidates à l'aide de l'information géométrique de position fournie par le ECAL et ceci aussi bien pour le PS que pour le SPD. Ces informations, 1 bit par cellules, donc 8 bits, sont ensuite fournies directement à la carte de validation qui dispose alors de toutes les informations nécessaires à une prise de décision. Actuellement, un électron est alors défini comme devant avoir au moins une des quatre cellules du SPD et la cellule correspondante du PS déclenchées et un photon, quant à lui, comme devant avoir au moins une des quatre cellules du PS déclenchée, et ne pas être identifié comme un électron.

Dans le cas du HCAL, à l'énergie transverse du candidat sélectionné est ajoutée l'énergie électromagnétique déposée dans les cellules sélectionnées associées du ECAL.

- Les candidats sont ensuite transmis à des cartes de sélection qui déterminent pour chaque type de particules le candidat ayant la plus grande énergie transverse. Le deuxième plus grand candidat hadron peut également être sélectionné et la somme des énergies transverses des candidats calculée, ce qui donne une bonne approximation de l'énergie transverse totale du calorimètre.
- Enfin, ces informations sont envoyées à l'unité de décision du système de déclenchement de premier niveau.

Nous nous intéressons aussi à l'étude plus particulière de canaux de physique comportant des hadrons neutres π^0 issus des désintégrations primaires du méson B. Ces événements représentent une fraction importante des événements produits et peuvent contribuer de manière significative aux mesures de la violation de CP. Ainsi, après avoir étudié son intérêt et sa faisabilité [137], nous avons proposé de compléter ce système de déclenchement par l'utilisation des hadrons neutres π^0 de grande impulsion transverse. Ces derniers constituent également un bon étiquetage de réactions intéressantes : $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, $B_u \rightarrow K^+ \pi^0$, $B_d \rightarrow J/\psi K_s(\pi^0 \pi^0)$, $B_d \rightarrow \pi^0 \pi^0 \dots$ L'algorithme proposé est basé sur des critères simples et peut s'intégrer facilement dans l'architecture prédéfinie du système de déclenchement calorimétrique [138]. Ceci est décrit succinctement dans le paragraphe suivant. Ce travail a été principalement réalisé avec Olivier Deschamps.

9.4.2 Déclenchement sur les π^0 au niveau 0

De nombreux canaux intéressants pour l'étude d'une possible violation de **CP** font intervenir des π^0 . Il est donc nécessaire d'avoir un bon détecteur permettant de les reconstruire. Ceci est le cas de LHCb. La figure 9.13 montre la résolution qu'il devrait être possible d'obtenir dans le canal $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ lorsque les photons issus de la désintégration du π^0 sont séparés. La reconstruction des π^0 dans le cas où les deux photons sont mélangés est en cours d'étude.

Avec ces bonnes performances, la possibilité de déclencher sur des π^0 au niveau 0 et à faible coût se pose naturellement. A partir d'une constatation simple, les π^0 énergétiques impliquent en majorité une seule ou bien deux cartes d'électronique

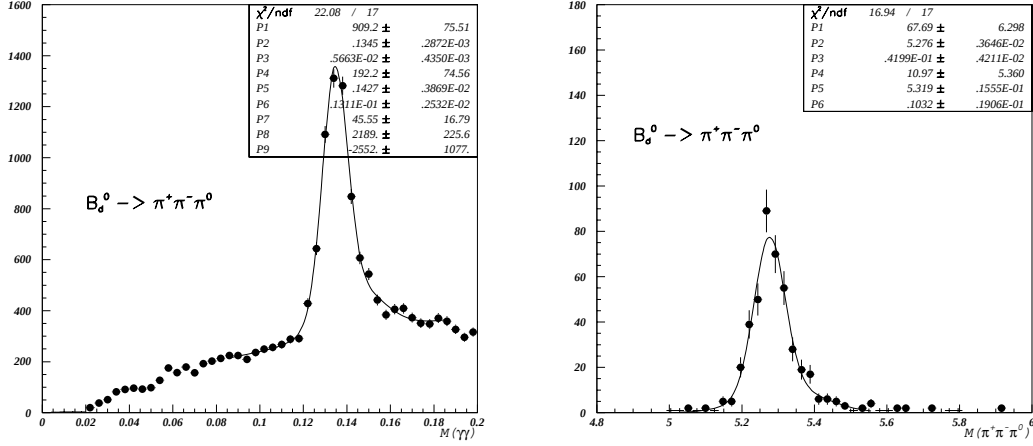


FIG. 9.13: Masse invariante du π^0 (à droite) et du B_d^0 (à gauche) dans le canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. La résolution en masse du π^0 est $\sim 5,7$ MeV, celle du $B_d^0 \sim 42$ MeV et ~ 35 MeV avec contrainte sur m_{π^0} .

de lecture du ECAL voisines comme ceci est montré dans le tableau 9.4 et la figure 9.14, des critères simples de déclenchement peuvent être construits pour ces deux configurations.

Les deux solutions retenues sont complémentaires et simples. Elles consistent à reconstruire les deux photons :

- dans une même carte de manière pseudo inclusive ;
- dans deux cartes voisines, le voisinage s’entend ici dans un chassis contenant les cartes d’électronique, à partir de deux photons.

	Carte(s) d’électronique		
	distantes	voisines	unique
$B_d \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	57%	15%	28%
$B_d \rightarrow \rho^0 \pi^0$	29%	19%	52%
$B_u \rightarrow K^+ \pi^0$	28%	20%	52%

TAB. 9.4: Répartition des impacts de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ dans les différentes configurations géographiques possibles des cartes d’électronique de lecture du ECAL pour quelques canaux typiques.

De plus, elles ont de faibles conséquences sur les cartes d’électronique déjà prévues. La première nécessite d’accéder à l’activité totale de la carte et donc une augmentation des fonctionnalités des cartes de lectures du ECAL. Ceci est obtenu en calculant l’énergie totale déposée dans une carte d’électronique du ECAL (4×8 voies) soit la somme des 8 E_T de blocs 2×2 et donc 8 bits supplémentaires sortiront

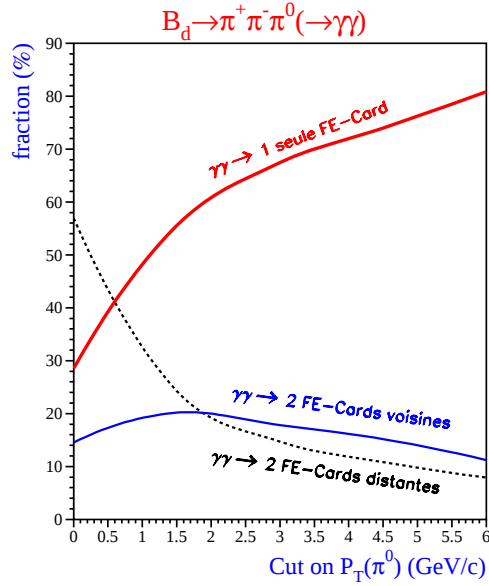


FIG. 9.14: Evolution de la répartition des impacts de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ dans les différentes configurations géographiques possibles des cartes d'électronique de lecture du ECAL, pour le canal $B_d \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, en fonction de la coupure appliquée en impulsion transverse du π^0 .

de ces cartes. Ceci est implémenté dès maintenant sur les cartes d'électronique du ECAL. Par la suite le traitement d'un candidat π^0 , dit π^0 local, est identique à celui d'un candidat électron ou photon. La seconde demande davantage de traitement local dans les cartes de validation, l'énergie transverse d'un π^0 , $E_T(\pi^0)$, étant obtenue par la somme des énergies transverses maximales de blocs 2×2 reconstruites dans deux cartes voisines. Un candidat π^0 , dit π^0 global, est ainsi reconstruit. Ces améliorations permettent une augmentation des performances aussi bien au niveau 0 (tableau 9.5) qu'au niveau 1 (tableau 9.6), en particulier pour les désintégrations du B à faible multiplicité chargée.

	$\rho^0\pi^0$	$K^+\pi^0$	$\pi^0\pi^0$	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$\psi K_s(\pi^0\pi^0)$
L0(e,h, γ)	75%	78%	92%	66%	76%
L0(e,h, γ,π^0)	81%	84%	97%	69%	80%
Gain	8%	7%	6%	4%	4%

TAB. 9.5: Performances de déclenchement au niveau 0, avec et sans information π^0 , pour certains canaux typiques.

Le déclenchement possible au niveau 0 sur deux candidats π^0 (local et global) et l'apport d'informations supplémentaires au niveau 1 permettent ainsi une flexibilité accrue du système de déclenchement. Une plus grande efficacité du système de déclenchement sur des événements pouvant être intéressants pour l'étude de la

	$\rho^0\pi^0$	$K^+\pi^0$	$\pi^0\pi^0$	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$\psi K_s(\pi^0\pi^0)$
$L0(e,h,\gamma).ET.L1(\mathcal{P})$	36 %	27%	23%	25%	33%
$L0(e,h,\gamma,\pi^0).ET.L1(\mathcal{P},\pi^0)$	43%	36%	41%	29%	37%
Gain	20 %	34 %	77 %	16 %	13 %

TAB. 9.6: Performances de déclenchement au niveau 1, avec et sans information π^0 , pour certains canaux typiques.

violation de **CP** est obtenue en particulier en favorisant une sélection de candidats π^0 plus faciles à reconstruire dans les analyses actuelles.

9.4.3 L'unité de décision de premier niveau

A la fréquence de 40 MHz, l'unité de décision du système de déclenchement de premier niveau va recevoir en parallèle les signaux de déclenchement des calorimètres (électrons, photons, hadrons, π^0 local et π^0 global), des chambres à muons (muons) et d'un détecteur de vertex pour contrôler l'empilement de plusieurs interactions lors d'un croisement de faisceaux [139]. Elle les remet en temps puis applique les seuils et les logiques combinatoires avant d'envoyer la décision au superviseur de déclenchement (read-out supervisor). Elle doit aussi bien sûr communiquer avec le niveau de déclenchement supérieur. Un schéma de cette unité est donné figure 9.15.

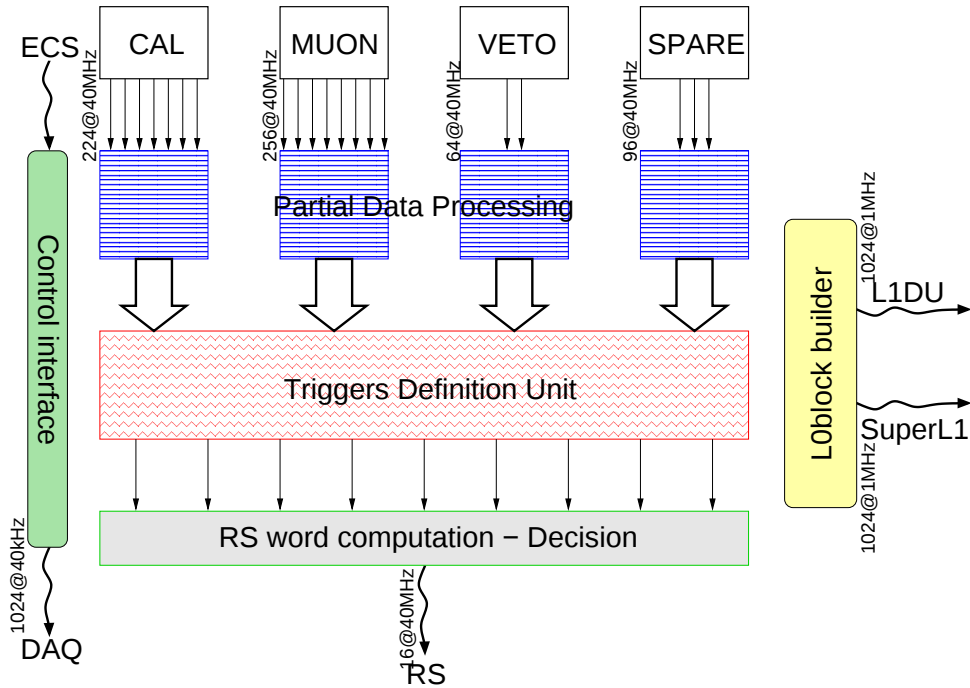


FIG. 9.15: Schéma de principe de l'unité de décision de premier niveau.

Le flux doit être réduit à 1 MHz et le temps total alloué à partir de la collision est de 4 microsecondes dont environ 0,6 microseconde pour l'unité de décision elle-même.

A partir de toutes les informations qui lui sont envoyées, cette unité doit fournir une première décision de l'intérêt de conserver l'événement toutes les 25 nanosecondes. De nombreux cas de figures peuvent se présenter qu'il va falloir traiter différemment.

Par exemple le détecteur d'empilement va donner une réponse qu'éventuellement il ne faudra pas prendre en compte si on recherche des canaux de désintégrations rares et particulièrement aisés à signer, comme $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. De simples seuils peuvent être appliqués sur les énergies transverses des candidats transmis à l'unité, afin de prendre une décision, mais un algorithme de physique plus sophistiqué peut être utilisé lorsque de multiples candidats sont présents.

La fraction de largeur de bande attribuée aux déclenchements par les électrons, hadrons et muons sera voisine de 10%, 60% et 20% respectivement. Le reste se partage entre les différents autres déclenchements possibles : photons de grand E_t , dimuons, ... Ceci est choisi afin de maximiser la sensibilité globale qui peut être obtenue sur la violation de **CP**.

Ces conditions doivent pouvoir être changées suivant les conditions de fonctionnement, comme la luminosité par exemple ou l'état de certains sous-détecteurs, ou au gré des physiciens. Les algorithmes utilisés doivent aussi pouvoir être remplacés.

La flexibilité de cette unité doit être aussi grande que possible.

Un premier prototype de ce détecteur est en cours de réalisation, ainsi que son banc de test associé qui est au moins aussi compliqué que l'unité elle-même. De plus amples détails pourront être trouvés dans le "Technical Design Report" du système de déclenchement de niveau 0 et 1 de LHCb qui est en cours d'élaboration. Il sera soumis au comité LHCC en janvier 2003.

9.5 Potentiel Physique de LHCb

LHCb dispose de systèmes d'identification des particules, de reconstruction des masses et des temps de vie de grande qualité qui doivent lui permettre d'étudier au mieux la violation de **CP** et ceci dans de nombreux canaux. Un programme de physique vaste et varié l'attend. Des études préliminaires d'analyses de plusieurs canaux ont été menées. Elles ont été reprises dans un atelier de travail dédié à l'étude des désintégrations des B au LHC tenu au CERN [140]. Nous en donnerons un résumé non exhaustif, plus de détails pouvant être trouvés dans les références [125, 140].

9.5.1 Mesure des angles

Bien entendu, LHCb comme toutes les expériences voulant étudier la violation de **CP** dans les mésons beaux, mesurera l'angle β à l'aide du "canal d'or" correspondant au mode $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Comme vu au chapitre 8.3 cette désintégration est dominée par le diagramme à l'arbre et la contribution pingouin dominante a la même phase faible. Une prédiction théorique précise du taux d'asymétrie de désintégration en fonction du temps de l'état B^0 et $\overline{B}^0$ en cet état final, pur état propre impair de **CP**, est alors possible. Une extraction de $\sin 2\beta$ pourra ainsi être aisément effectuée.

Ce canal sera reconstruit à l'aide des états finals $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ et $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Il aura déjà été étudié par les expériences de première génération, cependant en un an de prises de données une précision statistique sur $\sin 2\beta$ meilleure que 0,017 devrait pouvoir être obtenue par LHCb, soit un facteur 5 de précision meilleur que ce qui est attendu en un an par une expérience de première génération.

Un autre canal classique, bien que plus difficile à étudier, est $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ qui devrait permettre de mesurer ou d'obtenir des informations sur l'angle α . Expérimentalement ce canal se trouve mélangé à un bruit de fond important provenant des états : $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $B_s^0 \rightarrow K^+\pi^-$ et $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ qui ont un rapport d'embranchement variant entre $0,5 \cdot 10^{-5}$ pour $B_s^0 \rightarrow K^+\pi^-$ et $1,9 \cdot 10^{-5}$ pour les deux autres, alors que celui de $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ n'est que de $0,5 \cdot 10^{-5}$. De plus ces états peuvent présenter des effets de violation de **CP** différents. Notons que LHCb est particulièrement bien équipé pour étudier ce canal puisqu'il dispose d'une excellente identification des pions et des kaons et d'une bonne résolution en masse invariante (voir figure 9.4). A l'aide d'un lissage en fonction du temps de l'asymétrie qui peut être exprimée comme habituellement par :

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}(B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)(t) = \mathcal{A}_{\pi^+\pi^-}^{\text{dir}} \cos \Delta m t + \mathcal{A}_{\pi^+\pi^-}^{\text{mix}} \sin \Delta m t,$$

les deux paramètres $\mathcal{A}_{\pi^+\pi^-}^{\text{dir}}$ et $\mathcal{A}_{\pi^+\pi^-}^{\text{mix}}$ pourront être mesurés avec une précision respective de 0,09 et 0,07 et un facteur de corrélation de -0,49 entre eux. Si les contributions des diagrammes pingouins pouvaient être ignorées, une précision sur $\sin 2\alpha$ de 0,05 pourrait ainsi être obtenue. Malheureusement en raison des premières mesures des rapports d'embranchement de ces canaux effectuées par CLEO [120] on s'attend à des contributions pingouins importantes. Des hypothèses supplémentaires sont alors nécessaires pour extraire α . Si le rapport des diagrammes pingouins sur arbre est connu à 10 % une précision de 2° devrait pouvoir être obtenue.

L'étude du canal $B_d^0 \rightarrow \rho^\pm \pi^\mp$ est plus prometteuse pour extraire α . Une analyse à trois corps complète de la désintégration $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ dans la région de la résonance du ρ et en prenant en compte les effets d'interférence entre les mésons vecteurs de différentes charges permet d'extraire tous les paramètres qui décrivent les contributions à l'arbre et pingouins de $B_d^0 \rightarrow \rho\pi$, incluant α , à l'aide d'un lissage multidimensionnel. Une précision sur α de 2° à 5° devrait ainsi pouvoir être obtenue en un an.

Un canal très intéressant à étudier sera le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ qui est l'équivalent du "canal d'or" $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, le quark spectateur d est remplacé par le quark s . Cependant, l'état final est ici un mélange de différents états propres de **CP**. Afin de les séparer, une analyse angulaire des produits de désintégration de $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow \ell^+\ell^-)\phi(\rightarrow K^+K^-)$ ($\ell \equiv e$ ou μ) doit être réalisée. Ce canal permet de mesurer les paramètres du mélange des mésons B_s^0 - $\bar{B}_s^0$ $\Delta\Gamma_s$ et ΔM_s , ainsi que l'angle $\delta\gamma$. De faibles effets de violation de **CP** sont prévus par le Modèle Standard dans ce canal, il permettra donc aussi de tester plus aisément d'éventuelles manifestations de nouvelle physique. Une précision de 0,01 doit pouvoir être obtenue sur $\delta\gamma$. Théoriquement, un canal plus propre permet d'extraire $\delta\gamma$ [118]. Il s'agit de $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta$. Cet état

final est un pur état propre de **CP**.

De nombreux canaux et méthodes permettent d'extraire l'angle γ . Par exemple les canaux $B_d^0 \rightarrow D^{(*)\pm}\pi^\mp$ sont particulièrement intéressants, bien que l'état final ne soit pas état propre de **CP**, car ils reçoivent des contributions uniquement de diagrammes à l'arbre. La mesure des asymétries des désintégrations $B_d^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ et de $B_d^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$ permet d'accéder à $\sin(2\beta + \gamma)$. Comme 2β peut être bien mesuré par les analyses présentées précédemment γ peut ainsi être obtenu. Une précision de l'ordre de 12° peut ainsi être espérée sur la mesure de $2\beta + \gamma$. Une méthode comparable consiste à utiliser le canal $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^\mp$ homologue au canal précédent. Il s'agit ici de $\sin(\gamma - 2\delta\gamma)$ qui est directement observé. La connaissance de $\delta\gamma$ permettra donc une mesure de γ avec une précision de 8° à 12° . Les modes $B^\pm \rightarrow D^0 K^\pm$, voir même $B_d^0 \rightarrow DK^{*0}$, peuvent permettre d'accéder directement à γ mais les rapports d'embranchement prévus sont faibles. Une précision sur γ de 6° à 12° peut être néanmoins espérée.

Des études de détermination de γ à l'aide des désintégrations $B \rightarrow \pi K$ ont également été effectuées. Ces modes ne sont pas simplement des bruits de fond à l'étude du canal $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ mais contiennent aussi un potentiel physique intéressant. Les états finals $K^+\pi^-$, $K^0\pi^+$, $K^+\pi^0$ et $K^0\pi^0$ pourraient être considérés même si expérimentalement les états constitués uniquement de chargés sont plus faciles à reconstruire. Les désintégrations $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, qui ont un rapport d'embranchement d'un ordre de grandeur inférieur aux désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, pourraient également servir à mesurer γ ou encore avec certaines hypothèses les modes $B_{d(s)}^0 \rightarrow D_{d(s)}^+ D_{d(s)}^-$. Une détermination simultanée de β et γ à l'aide des canaux $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ est aussi possible.

Un ensemble de mesures des angles par des voies très différentes pourra donc être obtenu. Ces résultats pourront soit montrer des incompatibilités, signe de nouvelle physique affectant certains canaux plus sensibles, ou au contraire être moyennés et contraindre ainsi sévèrement le Modèle Standard ou ses extensions.

9.5.2 Mesure du mélange

La physique du mélange $B^0-\bar{B}^0$ est également très importante et pourra être étudiée par LHCb. Les différences de masse $\Delta m_d (=0,487 \pm 0,014 \text{ ps}^{-1})$ et $\Delta m_s (> 15,0 \text{ ps}^{-1} @ 95\% \text{ CL.})$ imposent déjà des contraintes significatives au triangle d'unitarité. Alors qu'il n'existe aujourd'hui qu'une limite inférieure sur Δm_s , une mesure précise apportera des informations importantes sur le Modèle Standard ou ses possibles extensions. Même si Δm_s est mesurée auparavant, les expériences LHC, et LHCb en particulier, apporteront la précision nécessaire à cette mesure pour sa pleine exploitation. Outre Δm_s , la mesure de la différence des largeurs $\Delta\Gamma_s$ est importante même si difficile à réaliser. $(\Delta\Gamma/\Gamma)_{B_s}$ est prévu être grand, typiquement de l'ordre de 10-20 %.

Expérimentalement Δm_s peut être déterminée en mesurant une asymétrie dépendante du temps :

$$A(t) = \frac{P_{B_s^0 \rightarrow B_s^0}(t) - P_{B_s^0 \rightarrow \overline{B_s^0}}(t)}{P_{B_s^0 \rightarrow B_s^0}(t) + P_{B_s^0 \rightarrow \overline{B_s^0}}(t)} = \frac{\cos(\Delta m_s t)}{\cosh \frac{\Delta \Gamma_s t}{2}}.$$

Une valeur non nulle de $\Delta \Gamma_s$ a pour effet d'amortir les oscillations du B_s^0 en fonction du temps. Le canal $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ est privilégié pour effectuer ces mesures. La connaissance de la saveur du méson B_s^0 à sa production et au moment de sa désintégration, ainsi qu'une bonne résolution en temps propre sont nécessaires pour effectuer une mesure de Δm_s . La saveur initiale du méson B_s^0 peut être déterminée à l'aide des produits de désintégration de l'autre b produit dans l'événement tandis que la charge de ses propres produits de désintégration donne accès à sa saveur au moment de sa désintégration. Une mesure de Δm_s jusqu'à des valeurs de 48 ps^{-1} pourra être effectuée la première année de LHCb avec une précision de l'ordre de 0,011 pour une valeur de Δm_s à 20 ps^{-1} .

A ce canal peut être ajouté le canal $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ pour mesurer $(\Delta \Gamma/\Gamma)_{B_s}$, la connaissance de la saveur n'étant pas nécessaire. Un lissage de la distribution du temps propre de ces événements permet d'accéder simultanément à $\tau_{B_s} = 1/\Gamma_s$ et $\Delta \Gamma_s/\Gamma_s$. Une précision de 20 % sur $\Delta \Gamma_s/\Gamma_s$ est attendue au bout d'un an de prise de données. Le Modèle Standard permet de prédire le rapport $\Delta \Gamma_s/\Delta m_s$; la mesure de ces deux quantités apportera donc une contrainte intéressante.

9.5.3 Les désintégrations rares

L'étude des désintégrations rares est également un sujet que pourra aborder LHCb. Les désintégrations à courant neutre par changement de saveur faisant intervenir les transitions $b \rightarrow s$ ou $b \rightarrow d$ ont lieu uniquement par l'intermédiaire de diagrammes à une boucle dans le cadre du Modèle Standard. Ils ont donc des rapports d'embranchement faibles $\sim \mathcal{O}(10^{-5})$ ou encore inférieurs et fournissent ainsi une excellente sonde d'effets indirects de nouvelle physique ainsi que des informations sur les masses et les couplages des particules virtuelles intervenantes, constituantes ou non du Modèle Standard. Dans le cadre du Modèle Standard ces désintégrations sont sensibles aux éléments $|V_{ts}|$ et $|V_{td}|$ de la matrice CKM. Une mesure de ces paramètres ou de leur rapport sera complémentaire des mesures effectuées à l'aide du mélange des mésons B^0 .

Les principaux canaux pouvant être étudiés sont $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($\text{BR} \simeq 3,5 \cdot 10^{-9}$), $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($\text{BR} \simeq 1,5 \cdot 10^{-10}$), $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$ ($\text{BR} \simeq 4,9 \cdot 10^{-5}$), $B_d^0 \rightarrow \rho^0 \mu^+ \mu^-$ ($\text{BR} \simeq 10^{-7}$), $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$ ($\text{BR} \simeq 1,5 \cdot 10^{-6}$) ou encore $B_s^0 \rightarrow \phi^0 \mu^+ \mu^-$ ($\text{BR} \simeq 10^{-6}$). Leur rapport d'embranchement peut être mesuré et la dynamique de leur désintégration étudiée pour la plupart. Avec un rapport d'embranchement très faible, de l'ordre de 10^{-9} , une dizaine d'événements $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ sont attendus dans LHCb, alors qu'avec $\mathcal{B}(B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) \simeq 10^{-10}$ ce canal semble hors de portée. Cependant une présence de nouvelle physique pourrait augmenter significativement ces rapports d'embranchement.

Le canal $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$ est plus riche, il devrait permettre une mesure de $|V_{ts}|$ ainsi qu'une mesure d'asymétrie **CP**. Le mode $B_d^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$ est également très

intéressant. Il peut permettre une autre mesure de $|V_{ts}|$ ainsi qu'une recherche de nouvelle physique. La mesure de son asymétrie avant-arrière, qui est indépendante des éléments de la matrice CKM, pourrait la révéler. Des modèles de super symétrie prédisent des valeurs différentes de celle attendue dans le cadre du Modèle Standard [141, 142]. LHCb prévoit une erreur sur cette mesure de 2,4 % en un an qui devrait permettre de les différencier.

9.6 Conclusion

La richesse de la physique du b , qui sera accessible à LHC, est grande. Le détecteur LHCb a été spécialement conçu pour en faire la meilleure étude possible au moindre coût et devrait parfaitement remplir son rôle. Les premières études de la physique du b ont commencé il y a une vingtaine d'années et les premières étapes vers une compréhension de la matrice CKM dans ce secteur ont été réalisées. Des mesures de $|V_{cb}|$ et $|V_{ub}|$ ont été effectuées par des collisionneurs à électrons que ce soient ARGUS et CLEO au seuil du $\Upsilon(4s)$ que les quatres expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL au LEP et SLD à SLC au pic du Z , ainsi que des mesures de Δm_d auxquelles les collisionneurs à protons, UA1 au SpS comme pionnier puis CDF à Fermilab, ont également contribué. Des contraintes importantes sur Δm_s ont aussi été obtenues. Dans les prochaines années qui viennent un pas important va être franchi avec les premières mesures de violation de **CP** dans le système des b grâce à CDF et D0 avec la prochaine prise de données à Fermilab, HERA-B à Desy, CLEO à Cornell dans sa nouvelle phase, et principalement BaBar à SLAC et Belle à KEK nouvelles machines asymétriques fonctionnant au seuil du $\Upsilon(4s)$ et dédiées à ces études. Les premières données sont déjà là (voir tableau 9.7), et les mesures de $\sin 2\beta$ aux précisions accrues se succèdent. Une valeur moyenne significativement différente de zéro est déjà obtenue montrant clairement le phénomène de violation de **CP** dans le système des mésons beaux.

Expérience	$\sin 2\beta$
OPAL [143]	$3,2^{+1,8}_{-2,0} \pm 0,5$
ALEPH [144]	$0,84^{+0,82}_{-1,04} \pm 0,16$
CDF [145]	$0,79^{+0,41}_{-0,44}$
BaBar [146]	$0,12 \pm 0,37 \pm 0,09$
BELLE [147]	$0,45^{+0,43}_{-0,44} {}^{+0,07}_{-0,09}$
BaBar [148] (23 M $B\bar{B}$)	$0,34 \pm 0,20 \pm 0,05$
BELLE [149] (11,2 M $B\bar{B}$)	$0,58^{+0,32}_{-0,34} {}^{+0,09}_{-0,10}$
BaBar [150] (32 M $B\bar{B}$)	$0,59 \pm 0,14 \pm 0,05$
BELLE [151] (31,3 M $B\bar{B}$)	$0,99 \pm 0,14 \pm 0,06$
Moyenne	$0,79 \pm 0,10$

TAB. 9.7: Mesures actuelles de $\sin 2\beta$.

Toutefois, un panorama complet ne pourra être obtenu que quelques années plus

tard à l'aide de LHCb et BTeV. Les performances attendues de LHCb, dans quelques canaux typiques, après un an de prise de données sont présentées tableau 9.8. On saura alors si le Modèle Standard est capable de rendre compte parfaitement de la violation de **CP** ou si une présence de nouvelle physique a été mise en évidence. D'ici là, il faut construire LHCb. La construction de LHCb a été approuvée en 1998 après la soumission du "Technical Proposal" [125]. Le TDR calorimètre [126] auquel nous avons participé, un des premiers TDR réalisé, a été soumis en septembre 2000 et accepté en février 2001. Le TDR sur les premiers niveaux du système de déclenchement est prévu pour début 2003. Les quelques années nous séparant du démarrage de LHC, prévu en 2006, seront bien remplies pour avoir un détecteur en bon état de fonctionnement à cette date.

Paramètre	Mode	Erreur Statistique
$\sin 2\alpha$	$B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	0,05
$\sin 2\beta$	$B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$	0,02
γ	$B^0 \rightarrow D^0 K^{*0}, D^0 \bar{K}^{*0}, D_1^0 K^{*0}$	10°
$\delta\gamma$	$B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$	0,01
$\gamma + 2\beta$	$B^0 \rightarrow D^{*\mp} \pi^\pm, D^{*\mp} a_1^\pm$	9°
$\gamma - 2\delta\gamma$	$B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$	6° à 13°
x_s	$B_s^0 \rightarrow D_s^\mp \pi^\pm$	$x_s \leq 55$

TAB. 9.8: Performances attendues dans LHCb après un an de prise de données.

Conclusion

Le Modèle Standard apparaît comme un édifice solide. Sa nature quantique a été bien établie. Il a passé avec succès tous les tests, pourtant sévères, réalisés à LEP de 1989 à 2000 sur une gamme d'énergie allant de quelques 90 GeV à 209 GeV. Ceci n'a été rendu possible que grâce à la mobilisation et à la collaboration d'une vaste communauté comprenant des expérimentateurs bien sûr, mais également les personnes en charge de la machine. Ils ont permis d'atteindre les performances exceptionnelles de LEP et une mesure remarquable de son énergie en sachant prendre en compte des phénomènes insoupçonnés au début. Il ne faut pas oublier non plus les théoriciens qui ont su affiner leurs calculs au niveau de précision requis afin que les mesures ne soient pas limitées par des incertitudes d'ordre théorique. Les détecteurs de LEP furent performants et particulièrement bien adaptés aux mesures que l'on voulait faire et avec la précision nécessaire. Les incertitudes dominantes qui affectent la plupart des mesures effectuées ne sont pas d'ordre systématique.

Un panorama de notre activité principale de recherche a été présenté ; nos principales contributions écrites publiées sont rappelées annexe C. Elle a consisté pour une grande part à effectuer des mesures de précision de paramètres physiques dans le secteur des quarks lourds et des tests du Modèle Standard électrofaible. Les leptons, et en particulier les électrons, furent souvent un outil privilégié. La première phase de LEP fut consacrée à l'étude des saveurs lourdes (b et c) et de leur couplage au boson Z . Les largeurs de désintégrations partielles (R_b et R_c), les asymétries avant-arrière des b et c (A_{FB}^b et A_{FB}^c), le paramètre de mélange des mésons B^0 , les rapports d'embranchement semileptonique ($\mathcal{B}(b \rightarrow l)$, $\mathcal{B}(b \rightarrow c \rightarrow l)$ et $\mathcal{B}(c \rightarrow l)$) et la fragmentation des quarks lourds b et c ont ainsi été mesurés. Ceci a conduit à déterminer les éléments de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa $|V_{cb}|$ et $|V_{ub}|$. En particulier une précision relative de 1,2 % a pu être obtenue sur R_b et inférieure à 1 % sur $\sin^2\theta_W^{eff}$.

Dans la seconde phase de LEP une sélection d'événements $W^+W^- \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell q\bar{q}'$ a été développée, ce qui nous a amené à mesurer leur section efficace, à déterminer $|V_{cs}|$ et à étudier les auto-couplages trilinéaires ($Z^0W^+W^-$ et γW^+W^-).

Aucune particule "exotique" n'a encore été découverte. Un élément nouveau et important est cependant apparu ces dernières années, hors LEP et même hors accélérateurs ; il s'agirait de la mise en évidence du phénomène d'oscillations des neutrinos aux implications grandes et ouvrant tout un nouveau champ d'étude. Une brèche dans l'édifice ?

Au collisionneur e^+e^- va être substitué un collisionneur hadronique, dans une alternance bien connue. Une énergie bien plus importante pourra être obtenue. Ainsi LHC va remplacer LEP, avec l'espérance de mettre en évidence de nouvelles particules et une "nouvelle physique". Par la suite, un nouveau collisionneur e^+e^- (ou un linéaire) entrera en scène pour étudier de manière plus approfondie cette nouvelle physique ... Nouveauté quand même, un programme de mesures de précision est prévu à LHC. Il s'agira de tester le secteur des quarks et le phénomène de la violation de CP. LHCb y aura une place de choix puisque ce détecteur est spécialement conçu pour ces études. Naturellement cela constituera notre activité principale des années futures. L'équipe clermontoise, grâce à l'arrivée concomitante d'une équipe de micro-électronique au laboratoire et aux synergies développées, a pu s'impliquer dans deux contributions techniques importantes et complémentaires touchant au déclenchement de premier niveau de l'expérience. Il s'agit d'une part de l'électronique de lecture des canaux du détecteur de pied de gerbe placé devant le calorimètre électromagnétique avec son système de déclenchement associé et d'autre part de l'unité de décision de l'ensemble du système de déclenchement de premier niveau de l'expérience. Les premiers prototypes ont été réalisés ou sont en cours de réalisation et les premiers tests sont concluants. La responsabilité de la construction de ces éléments devrait nous être confiée. Ces implications notables et ciblées dans LHCb devraient nous permettre d'avoir un bon impact dans la collaboration et d'appréhender au mieux les analyses de physique que nous développerons pour tenter d'améliorer notre connaissance des phénomènes régissant la violation de la symétrie CP.

Sixième partie

Annexes

Annexe A

Définition de quelques observables

Nous allons rappeler succinctement la définition de quelques observables fréquemment utilisées :

- le thrust à partir duquel sont souvent définis les hémisphères d'un événement,
- le jet de particule par rapport auquel on calcule l'impulsion transverse $p_{\perp}$ des particules.

A.1 Le thrust

La structure de l'événement est parfois mesurée à l'aide du thrust T . Il permet de définir l'axe privilégié suivant lequel les particules s'alignent. Il est défini par la relation :

$$T = \frac{M_{ax} \sum_{i=1}^N |\vec{P}_{i\parallel}|}{\sum_{i=1}^N |\vec{P}_i|} \quad \frac{1}{2} \leq T \leq 1$$

où $P_{i\parallel}$ est l'impulsion longitudinale de la particule i , par rapport à l'axe du thrust, qui est choisi de façon à maximiser $\sum |\vec{P}_{i\parallel}|$.

- $T = \frac{1}{2}$ correspond à une distribution isotrope.
- $T = 1$ correspond à un événement à 2 jets.

En l'absence de rayonnement de gluons durs, l'axe du thrust représente la direction des deux quarks.

Les hémisphères sont définis par rapport au plan perpendiculaire à la direction du thrust et passant par le point d'interaction (figure A.1).

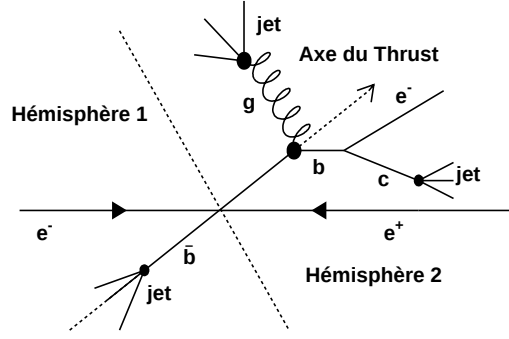


FIG. A.1: Schéma du thrust, des hémisphères et des jets d'un événement.

A.2 Reconstruction des jets

Un jet de particules est sensé être constitué de l'ensemble des particules issues de la désintégration d'un même parton. Son axe représente alors la direction initiale du parton. De nombreux algorithmes de reconstruction de jets sont utilisés à LEP. Le plus fréquemment utilisé dans les analyses de leptons pour les études des saveurs lourdes est celui dit de masse minimale (ou algorithme de JADE) [152].

L'ensemble des traces (chargées et objets neutres) vérifiant certains critères élémentaires de qualité sont utilisées. La masse invariante M_{ij} de toutes les combinaisons des n traces prises deux à deux est calculée, puis on remplace la combinaison de plus petite masse invariante par une "pseudo-trace" si celle-ci est inférieure à une valeur M_{min} . Le processus est réitéré avec les $n-1$ traces restantes jusqu'à ce que toutes les combinaisons aient une masse invariante supérieure à M_{min} . Les "pseudo-traces" restantes forment alors les jets de l'événement.

Ainsi l'algorithme de masse minimale apparie deux traces i et j en un jet si $y_{ij} \leq y_{cut}$, avec :

$$y_{ij} = \frac{M_{ij}^2}{E_{vis}^2} = \frac{2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{vis}^2}$$

où :

- E_i, E_j sont les énergies des traces i et j ,
- θ_{ij} est l'angle entre les traces i et j ,
- E_{vis} est l'énergie totale de l'événement.

Le paramètre y_{cut} contrôlant la reconstruction des jets est défini par $y_{cut} = \frac{M_{min}^2}{E_{vis}^2}$. Il est choisi de sorte que le jet contienne uniquement les produits stables issus de la désintégration d'un hadron beau. Par conséquent, la masse invariante de ce jet doit être de l'ordre de celle d'un hadron B. La valeur $M_{min} = 6 \text{ GeV}/c^2$ donne les meilleurs résultats.

Pour définir l'axe du jet permettant de calculer l'impulsion transverse du lepton dans nos analyses, $p_{\perp}$, le lepton est exclu du jet et l'axe est calculé avec les particules restantes [54].

Annexe B

Fonction de vraisemblance de l'analyse globale

Le logarithme de la fonction de vraisemblance totale par intervalle de l'analyse globale est la somme des fonctions de vraisemblance des trois échantillons d'événements utilisés dans l'analyse en supposant des fluctuations statistiques poissoniennes dans chaque intervalle :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^S + \mathcal{L}^{OS} + \mathcal{L}^{SS}$$

où :

$$- \mathcal{L}^S = -\ln(\text{Vraisemblance pour l'échantillon de leptons})$$

$$\mathcal{L}^S = - \sum_i^{ee, \mu\mu, e\mu} \sum_{k=\cos\theta}^{\text{Avant, Arrière}} \sum_j \ln \left(\frac{x_{i,j,k}^S n_{i,j,k}^S e^{-x_{i,j,k}^S}}{n_{i,j,k}^S!} \right)$$

$x_j^S = NS(p, p_\perp, \theta_t)$: nombre prédit de leptons dans l'intervalle j ,
 n_j^S = nombre observé de leptons dans l'intervalle j .

$$- \mathcal{L}^{OS} = -\ln(\text{Vraisemblance pour l'échantillon de dileptons côtés opposés})$$

$$\mathcal{L}^{OS} = - \sum_i^{ee, \mu\mu, e\mu} \sum_k^{\text{même signe, signe opposé}} \sum_j \ln \left(\frac{x_{i,j,k}^{OS} n_{i,j,k}^{OS} e^{-x_{i,j,k}^{OS}}}{n_{i,j,k}^{OS}!} \right)$$

x_j^{OS} même signe = $NDMS(P_\otimes, P_{\perp m})$ Nombre prédit de :
dileptons côtés opposés,
de même signe dans chaque j

x_j^{OS} signe opposé = $NDOS(P_\otimes, P_{\perp m})$ Nombre prédit de :

dileptons côtés opposés,
de signe opposé dans le bin j
 n_j^{OS} même signe, signe opposé = les nombres observés

– $\mathcal{L}^{MS} = -\ln(\text{Vraisemblance pour l'échantillon dileptons de même côté})$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{MS} &= - \sum_i^{ee, \mu\mu, e\mu} \sum_j \ln \frac{x_{i,j}^{MS} x_{i,j}^{MS} e^{-x_{i,j}^{MS}}}{x_{i,j}^{MS}!} \\ x_j^{MS} &= NDSS(P_{\otimes}, P_{\perp m}) \text{ nombre prédit de dileptons de même côté} \\ n_j^{MS} &= \text{le nombre observé}\end{aligned}$$

Le nombre de leptons dans une boîte de $(p, p_{\perp}, \theta_t)$ est donné par :

$$\begin{aligned}NS(p, p_{\perp}, \theta_t) &= (2 R_b \left[(f_{b \rightarrow \ell}(p, p_{\perp}, \theta_t, \varepsilon_b) Br(b \rightarrow \ell) \right. \\ &\quad + f_{b \rightarrow \tau \rightarrow \ell}(p, p_{\perp}, \theta_t, \varepsilon_b) Br(b \rightarrow \tau \rightarrow \ell) \\ &\quad + f_{b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell}(p, p_{\perp}, \theta_t, \varepsilon_b) Br(b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell) A_b(\theta_t) \\ &\quad \left. + f_{b \rightarrow c \rightarrow \ell}(p, p_{\perp}, \theta_t, \varepsilon_b) Br(b \rightarrow c \rightarrow \ell) A_b(-\theta_t) \right] \\ &\quad + 2 R_c f_{c \rightarrow \ell}(p, p_{\perp}, \theta_t, \varepsilon_c) Br(c \rightarrow \ell) A_c(\theta_t)) \times N_Z \times \epsilon(p, p_{\perp}, \theta) \\ &\quad + N_{q\bar{q}}(p, p_{\perp}, \theta_t) f_{q\bar{q} \rightarrow \text{non prompt lepton}}(p, p_{\perp}, \theta_t)\end{aligned}$$

où N_Z est le nombre d'événements hadroniques Z utilisés dans l'analyse, θ_t est l'angle signé entre le lepton et l'axe du thrust de l'événement, $\epsilon(p, p_{\perp}, \theta)$ est l'efficacité de détection d'un lepton de $(p, p_{\perp}, \theta)$, θ étant l'angle polaire du lepton, $f_{process}(p, p_{\perp}, \theta_t, \varepsilon)$ est la probabilité qu'un lepton d'un processus donné avec le paramètre de fragmentation $\varepsilon_{b/c}$ remplit la boîte $(p, p_{\perp}, \theta_t)$, $N_{q\bar{q}}(p, p_{\perp}, \theta_t)$ étant le nombre d'événements de fond dans le bin, et R_q est le rapport $\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})/\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})$.

Le nombre de dileptons de même signe dans une boîte $(P_{\otimes}, P_{\perp m})$ est donné par :

$$\begin{aligned}NDMS(P_{\otimes}, P_{\perp m}) &= 2\chi(1-\chi)NBSO(P_{\otimes}, P_{\perp m}) \\ &\quad + (1-2\chi(1-\chi))NBMS(P_{\otimes}, P_{\perp m}) \\ &\quad + NFAKE_{\text{même signe}}(P_{\otimes}, P_{\perp m})\end{aligned}$$

où :

$$\begin{aligned}
\text{NBSO}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}) = & N_Z \times \epsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}_{\perp}, \theta) R_b \left[Br(b \rightarrow \ell)^2 f_{b \rightarrow \ell \ b \rightarrow \ell}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \right. \\
& + Br(b \rightarrow \ell) Br(b \rightarrow \tau \rightarrow \ell) f_{b \rightarrow \ell \ b \rightarrow \tau \rightarrow \ell}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \\
& + Br(b \rightarrow \ell) Br(b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell) \\
& \quad f_{b \rightarrow \ell \ b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \\
& + Br(b \rightarrow \tau \rightarrow \ell)^2 f_{b \rightarrow \tau \rightarrow \ell \ b \rightarrow \tau \rightarrow \ell}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \\
& + Br(b \rightarrow \tau \rightarrow \ell) Br(b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell) \\
& \quad f_{b \rightarrow \tau \rightarrow \ell \ b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \\
& + Br(b \rightarrow c \rightarrow \ell)^2 f_{b \rightarrow c \rightarrow \ell \ b \rightarrow c \rightarrow \ell}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \\
& + Br(b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell)^2 \\
& \quad \left. f_{b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell \ b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\text{NBMS}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}) = & N_Z \times \epsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}_{\perp}, \theta) R_b \\
& \left[Br(b \rightarrow \ell) Br(b \rightarrow c \rightarrow \ell) f_{b \rightarrow \ell \ b \rightarrow c \rightarrow \ell}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \right. \\
& + Br(b \rightarrow \tau \rightarrow \ell) Br(b \rightarrow c \rightarrow \ell) f_{b \rightarrow \tau \rightarrow \ell \ b \rightarrow c \rightarrow \ell}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \\
& + Br(b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell) Br(b \rightarrow c \rightarrow \ell) \\
& \quad \left. f_{b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell \ b \rightarrow c \rightarrow \ell}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\text{NFAKE}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}) = & N_Z \times \epsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}_{\perp}, \theta) R_b \left[Br(b \rightarrow \ell) f_{b \rightarrow \ell \text{ other}}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \right. \\
& + Br(b \rightarrow \tau \rightarrow \ell) f_{b \rightarrow \tau \rightarrow \ell \text{ other}}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \\
& + Br(b \rightarrow c \rightarrow \ell) f_{b \rightarrow c \rightarrow \ell \text{ other}}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \\
& + Br(b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell) f_{b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell \text{ other}}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \left. \right] \\
& + N_Z \times \epsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}_{\perp}, \theta) R_c \left[Br(c \rightarrow \ell) f_{c \rightarrow \ell \text{ other}}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_c) \right. \\
& + Br(c \rightarrow \ell)^2 f_{c \rightarrow \ell \ c \rightarrow \ell}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_c) \left. \right] \\
& + N_{q\bar{q}}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}) f_{q\bar{q} \rightarrow \text{non prompt lepton}}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m})
\end{aligned}$$

Le nombre de dileptons de signes opposés dans une boîte de $(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m})$ est donné par :

$$\begin{aligned}
\text{NDSO}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}) = & 2\chi(1-\chi) \text{NBMS}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}) \\
& + (1-2\chi(1-\chi)) \text{NBSO}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m}) \\
& + \text{NFAKE}_{\text{signe opposé}}(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m})
\end{aligned}$$

Le nombre de dileptons dans une boîte de $(\mathbf{P}_{\otimes}, \mathbf{P}_{\perp m})$ est donné par :

$$\begin{aligned}
\text{NDSS}(\mathbf{P}_\otimes, \mathbf{P}_{\perp m}) = & N_Z \times \epsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}_\perp, \theta) R_b \\
& \left[Br(b \rightarrow \ell) Br(b \rightarrow c \rightarrow \ell) f_{b \rightarrow \ell \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow \ell}(\mathbf{P}_\otimes, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \right. \\
& + Br(b \rightarrow \tau \rightarrow \ell) Br(b \rightarrow c \rightarrow \ell) f_{b \rightarrow \tau \rightarrow \ell \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow \ell}(\mathbf{P}_\otimes, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \\
& + Br(b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell) Br(b \rightarrow c \rightarrow \ell) \\
& \quad f_{b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow \ell}(\mathbf{P}_\otimes, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \\
& + Br(b \rightarrow \ell) f_{b \rightarrow \ell \text{ other}}(\mathbf{P}_\otimes, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \\
& + Br(b \rightarrow \tau \rightarrow \ell) f_{b \rightarrow \tau \rightarrow \ell \text{ other}}(\mathbf{P}_\otimes, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \\
& + Br(b \rightarrow c \rightarrow \ell) f_{b \rightarrow c \rightarrow \ell \text{ other}}(\mathbf{P}_\otimes, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \\
& \left. + Br(b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell) f_{b \rightarrow (\bar{c}s) \rightarrow \ell \text{ other}}(\mathbf{P}_\otimes, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_b) \right] \\
& + N_Z \times R_c \times \epsilon(\mathbf{p}, \mathbf{p}_\perp, \theta) Br(c \rightarrow \ell) f_{c \rightarrow \ell \text{ other}}(\mathbf{P}_\otimes, \mathbf{P}_{\perp m}, \varepsilon_c) \\
& + N_{q\bar{q}}(\mathbf{P}_\otimes, \mathbf{P}_{\perp m}) f_{q\bar{q} \rightarrow \text{non prompt lepton}}(\mathbf{P}_\otimes, \mathbf{P}_{\perp m})
\end{aligned}$$

Annexe C

Principales contributions

C.1 LEP I

- D. Decamp *et al.*, “Heavy flavour production in Z decays”, *Phys. Lett.* **B244** (1990) 551
- D. Decamp *et al.*, “Measurement of $B\bar{B}$ Mixing at the Z”, *Phys. Lett.* **B258** (1990) 237
- D. Buskulic *et al.*, “Measurement of the ratio $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{\text{had}}$ using event shape variables”, *Phys. Lett.* **B313** (1993) 549
- D. Buskulic *et al.*, “Heavy flavour production and decay with prompt leptons in the ALEPH detector”, *Zeit. Phys.* **C62** (1994) 179
- D. Buskulic *et al.*, “Heavy quark tagging with leptons in the ALEPH detector”, *Nucl. Inst. Meth.* **A346** (1994) 461
- D. Buskulic *et al.*, “Performance of the ALEPH detector at LEP”, *Nucl. Inst. Meth.* **A360** (1995) 481
- The **LEP** Collaborations **ALEPH**, **DELPHI**, **L3**, **OPAL** and The **LEP** Electroweak Working Group, “Combined Preliminary Data on Z Parameters from the LEP Experiments and Constraints on the Standard Model”, CERN/PPE/94-187
- The **LEP** Collaborations **ALEPH**, **DELPHI**, **L3**, **OPAL** and The **LEP** Electroweak Working Group, “A Combination of Preliminary LEP Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model”, CERN/PPE/95-172
- The ALEPH Collaboration, “The ALEPH Handbook 1995”, vol. 1, edited by Chris Bowdery, ISBN 92-9083-072-7, published by CERN 1995, pp 107-108
- The **LEP** experiments : **ALEPH**, **DELPHI**, **L3**, **OPAL**, “Combining Heavy Flavour Electroweak Measurements at LEP”, *Nucl. Inst. Meth.* **A378** (1996) 101
- The **LEP** Collaborations **ALEPH**, **DELPHI**, **L3**, **OPAL**, the **LEP** Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour Group, “A Combination

of *Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*”, CERN/PPE/96-183

- R. Barate *et al.*, “Measurement of the Fraction of Hadronic Z Decays into Charm Quark Pairs”, *Eur. Phys. J.* **C4** (1998) 557
- R. Barate *et al.*, “Determination of $|V_{ub}|$ from the Measurement of the Inclusive Charmless Semileptonic Branching Ratio of b hadrons”, *Eur. Phys. J.* **C6** (1999) 555
- P. Perret, “Precision measurements of $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ ”, Results and Perspectives in Particle Physics, Proceedings of the “7th Rencontres de Physique de la vallée d’Aoste”, La Thuile, Italy, March 1993, edited by M. Greco (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, France, 1993) pp. 239 - 258
- P. Perret, “Measurement of heavy quark electroweak properties in Z decays using inclusive leptons at LEP”, EPS-HEP Brussels 1995 Conference proceedings, edited by J. Lemonne *et al.*, NJ, World Scientific, 1996, 251
- P. Perret, “ b Physics”, Particle Physics and Cosmology : First Tropical Workshop/ High Energy Physics : Second Latin American Symposium (San Juan, Puerto Rico, April 1998) edited by J.F. Nieves, *AIP conference proceedings* 444, p. 395

C.2 LEP II

- R. Barate *et al.*, “Measurement of the W -pair cross section in e^+e^- collisions at 172 GeV”, *Phys. Lett.* **B415** (1997) 435
- R. Barate *et al.*, “Measurement of Triple Gauge-Boson Couplings at 172 GeV”, *Phys. Lett.* **B422** (1998) 369
- R. Barate *et al.*, “Measurement of W -pair production in e^+e^- collisions at 183 GeV”, *Phys. Lett.* **B453** (1999) 107
- R. Barate *et al.*, “A direct measurement of $|V_{cs}|$ in hadronic W decays using a charm tag”, *Phys. Lett.* **B465** (1999) 349
- A. Heister *et al.*, “Measurement of Triple Gauge-Boson Couplings at LEP energies up to 189 GeV”, *Eur. Phys. J.* **C21** vol. 3 (2001) 423

C.3 LHCb

- G. Bohner *et al.*, “A mixed analog/digital shaper for the LHCb preshower”, présentation à “Fifth workshop on electronics at the LHC (LEB’99)”, Snowmass, Aspen, USA, September 20-24, 1999; PCCF RI 9919
- Z. Ajaltouni *et al.*, “Towards a unified Monte-Carlo for B meson decay simulations”, LHCb-1999-051, PHYS, PUBLIC

- The LHCb Collaboration, *LHCb Calorimeters*, Technical Design Report, CERN /LHCC/2000-0036, LHCb TDR 2, 6 September 2000
- G. Bohner *et al.*, “*LHCb preshower signal characteristics*”, LHCb-2000-026, CALO, PUBLIC
- G. Bohner *et al.*, “*Very front-end electronics for the LHCb preshower*”, LHCb-2000-047, CALO, PUBLIC
- G. Bohner, R. Cornat, J. Lecoq et P. Perret, “*Front-end electronics for LHCb preshower*”, LHCb-2000-048, CALO, PUBLIC
- G. Bohner *et al.*, “*The mixed analog/digital shaper of the LHCb preshower*”, présentation à “*7th workshop on electronics for LHC experiments (LEB’2001)*”, Stockholm, Sweden, September 10-14, 2001 ; PCCF RI 0119

Bibliographie

- [1] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and SLD Collaborations, “*Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance*”, à paraître dans Physics Report. The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL and the Line Shape Sub-group of the LEP Electroweak Working Group, “*Combination procedure for the precise determination of Z boson parameters from results of the LEP experiments*”, CERN-EP/2000-153.
- [2] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups, “*A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*”, CERN-EP/2001-021.
- [3] J. Drees, “*Review of Final LEP Results or a Tribute to LEP*”, présenté à XX International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Rome, Italy, 23-28 July 2001.
D. Charlton, “*Experimental Tests of the Standard Model*”, présenté à EPS HEP 2001, Budapest, Hungary, July 12-18, 2001.
- [4] F. Abe *et al.*, CDF Collaboration, “*Evidence for Top Quark Production in $\bar{p}-p$ Collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV*”, *Phys. Rev.* **D50** (1994) 2966.
- [5] B. Pietrzyk for the LEP Collaborations and the LEP Electroweak Working Group, Laboratoire de Physique des Particules preprint LAPP-EXP-94-07 (Mai, 1994).
- [6] Particle Data Group : D.E. Groom *et al.*, “*Review of Particles Properties*”, *Eur. Phys. J.* **C15** (2000) 1.
- [7] The LEP working group for Higgs boson searches, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, “*Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*”, CERN-EP/2001-055.
- [8] R. Barate *et al.*, “*Observation of an Excess in the Search for the Standard Model Higgs Boson at ALEPH*”, *Phys. Lett.* **B495** (2000) 1.
- [9] B. Lunberg for the DONUT Collaboration, “*First Direct Evidence of ν_τ* ”, Fermilab Seminar, 21 juillet 2000.
- [10] H. Burkhardt and B. Pietrzyk, “*Update of the hadronic contribution to the QED vacuum polarisation*”, Preprint LAPP-EXP 2001-03, accepté par *Phys. Lett.* **B**.
- [11] J. Alitti *et al.*, UA2 Collaboration, “*An Improved determination of the ratio of W and Z masses at the CERN anti-p p collider*”, *Phys. Lett.* **B276** (1992) 354.

- T. Affolder *et al.*, CDF Collaboration, "*Measurement of the W boson mass with the Collider Detector at Fermilab*", hep-ex/0007044.
- B. Abbott *et al.*, D0 Collaboration, "*A measurement of the W boson mass*", *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 3008.
- B. Abbott *et al.*, D0 Collaboration, "*A measurement of the W boson mass using electrons at large rapidities*", *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 222.
- Ces résultats sont combinés en supposant une incertitude corrélée de 25 MeV, voir également :
- <http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/wmass-global.html>
- [12] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP W Working Group, "*Combined Preliminary Results on the Mass and Width of the W Boson Measured by the LEP Experiments*", LEPEWWG/MASS/2001-01, March 15th, 2001 ;
- voir également <http://www.cern.ch/LEPEWWG/lepww/mw/Winter01/>
- [13] NuTeV Collaboration, K. McFarland, présentation aux XXXIIIth Rencontres de Moriond, Les Arcs, France, 15-21 March, 1998, hep-ex/9806013. Le résultat porté est une combinaison de ceux de NuTeV et CCFR.
- [14] K.G. Chetyrkin, J.H. Kühn et A. Kwiatkowski, *Phys. Rep.* **277** (1996) 189.
- [15] A. Djouadi *et al.*, "*Special Features of $b\bar{b}$ production on the Z resonance*", Report of the Working Group on High Luminosities at LEP, CERN 91-02.
- [16] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531.
- M. Kobayashi et T. Maskawa, *Prog. Th. Phys.* **49** (1973) 652.
- [17] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 1945.
- [18] E. Eichten et B. Hill, *Phys. Lett.* **B234** (1990) 511.
- H. Georgi, *Phys. Lett.* **B240** (1990) 447.
- [19] K. Wilson, *Phys. Rev.* **179** (1969) 1499 ; *Phys. Rev.* **D3** (1971) 1818.
- W. Zimmermann, *Ann. Phys.* **77** (1973) 536 et 570.
- [20] "*Z Physics at LEP 1*", vol. 3 : "*Event generators and software*" co-ordinated and supervised by R. Kleiss, edited by G. Altarelli *et al.*, CERN 89-08.
- [21] T. Sjöstrand, *Int. J. Mod. Phys.* **A4** (1988) 751.
- [22] G. Altarelli et G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B126** (1997) 298.
- [23] T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* **82** (1994) 74.
- [24] T. Sjöstrand, CERN-TH 5902-90.
- [25] C. Peterson *et al.*, *Phys. Rev.* **D27** (1983) 105.
- [26] J. Brodsky *et al.*, *Phys. Rev.* **D23** (1981) 2745.
- [27] V.G. Kartvelishvili *et al.*, *Phys. Lett.* **B78** (1978) 615.
- [28] C. Albajar *et al.*, *Phys. Lett.* **B186** (1987) 247.
- [29] H. Albrecht *et al.*, *Phys. Lett.* **B192** (1987) 245.
- [30] J. Ellis, J. S. Hagelin, S. Rudaz, *Phys. Lett.* **B192** (1987) 201.

- [31] ALEPH, CDF, DELPH, L3, OPAL, SLD, “*Combined results on b-hadron production rates and decay properties*”, CERN-EP/2001-050.
LEP B oscillations working group, “*Combined results on B^0 oscillations : Results for the Summer 2000 Conferences*”, LEPBOSC 98/1,
voir aussi [http ://www.cern.ch/LEPBOSC/](http://www.cern.ch/LEPBOSC/)
- [32] T. Inami et C.S. Lim, *Prog. Th. Phys.* **65** (1981) 297 et 1772.
A.J. Buras, *Phys. Rev. Lett.* **46** (1981) 1354.
- [33] A.J. Buras, M. Jamin et P.H. Weisz, *Nucl. Phys.* **B347** (1990) 491.
- [34] J. Flynn, *Proc. of the XXVIII Int. Conf. On High Energy Physics, Warsaw, Poland (1996)*; S. Narison and A. Pivovarov, *Phys. Lett.* **B327** (1994) 341.
C. T. Sachradja, “*Lattice B-Physics*”, *Proc. of the 7th International Conference on B-Physics at Hadron Machines, Beauty 2000, Magaan, Sea of Galille, Israel, 13-18 Sept. 2000*, hep-lat/0101003.
- [35] A. J. Buras, “*CKM Matrix : Present and Future*”, Proceeding of the “*Symposium on Heavy Flavours*”, Santa Barbara, July 7 - July 11, 1997.
- [36] F. Abe *et al.*, CDF Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 432.
F. Abe *et al.*, CDF Collaboration, *Phys. Rev.* **D58** (1998) 112004.
- [37] M. Neubert, “*Theory of Beauty Lifetime*”, présentation à “*Second International Conference on B Physics and CP violation*”, Honolulu, Hawaii, 24-27 March 1997; CERN-TH/97-148.
- [38] ALEPH, CDF, DELPHI, L3, OPAL, SLD, “*Combined results on b-hadron production rates, lifetimes, oscillations and semileptonic decays*”, CERN-EP-2000-096.
- [39] J. Ellis *et al.*, *Nucl. Phys.* **B100** (1975) 313.
- [40] G. Altarelli *et al.*, *Nucl. Phys.* **B208** (1982) 365.
- [41] P. Perret, Thèse de l’Université Blaise Pascal, 1990, PCCF T 9001.
- [42] J.G Körner et G.A. Schuler, *Zeit. Phys.* **C38** (1988) 511.
- [43] W. Wirbel, B. Stech et M. Bauer, *Zeit. Phys.* **C29** (1985) 637.
W. Wirbel, B. Stech et M. Bauer, *Zeit. Phys.* **C42** (1989) 671.
- [44] N. Isgur *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 298.
N. Isgur *et al.*, *Phys. Rev.* **D39** (1989) 799.
N. Isgur et M. Wise, *Phys. Lett.* **B232** (1989) 113.
- [45] S. Henderson *et al.*, CLEO Collaboration, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 2212.
- [46] V. Morenas, Thèse de l’Université Blaise Pascal, 1997, PCCF T 9708.
- [47] C. Ramirez *et al.*, *Phys. Rev.* **D41** (1990) 1496.
- [48] Ph. Rosnet, Thèse de l’Université Blaise Pascal, 1997, PCCF T 9702.
- [49] A. V. Manohar et M. B. Wise, “*Heavy Quark Physics*”, Cambridge University Press, 2000, ISBN 0 521 64241 8.
- [50] R.D. Dickeman, M. Shifman et N.G. Uraltsev, *Int. J. Mod. Phys.* **A11** (1996) 571.

- [51] D. Buskulic *et al.*, “Four-jet final state production in e^+e^- collisions at centre-of-mass energies of 130 and 136 GeV”, *Zeit. Phys.* **C71** (1996) 179.
R. Barate *et al.*, “Four-jet final state production in e^+e^- collisions at centre-of-mass energies ranging from 130 to 134 GeV”, *Phys. Lett.* **B420** (1997) 196.
- [52] D. Decamp *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A294** (1990) 121.
ALEPH Colaboration, “*The ALEPH Handbook 1995*”, vol. 1 et 2, Chris Bowdery editor.
- [53] D. Buskulic *et al.*, “Performance of the ALEPH detector at LEP”, *Nucl. Instr. Meth.* **A360** (1995) 481.
- [54] D. Buskulic *et al.*, “Heavy quark tagging with leptons in the ALEPH detector”, *Nucl. Instr. Meth.* **A346** (1994) 461.
- [55] E. Longo and I. Sestili, *Nucl. Instr. Meth.* **A128** (1987) 283.
- [56] Y. Saadi, Thèse de l’Université de Clermont, 1989, PCCF T 89–06.
- [57] D. Buskulic *et al.*, “Heavy flavour production and decay with prompt leptons in the ALEPH detector”, *Zeit. Phys.* **C62** (1994) 179.
- [58] F. Saadi, Thèse de l’Université Blaise Pascal, 1994, PCCF T 9402.
- [59] S. Monteil, Thèse de l’Université Blaise Pascal, 1996, PCCF T 9602.
- [60] D. Decamp *et al.*, *Phys. Lett.* **B244** (1990) 551.
- [61] D. Decamp *et al.*, “Measurement of $B\bar{B}$ Mixing at the Z”, *Phys. Lett.* **B258** (1990) 237.
- [62] P. Henrard (ALEPH), Exposé donné au “4th International Symposium on Heavy Flavour Physics”, Orsay 1991.
- [63] G. Iaselli (ALEPH), Exposé donné au “4th International Symposium on Heavy Flavour Physics”, Orsay 1991.
- [64] D. Buskulic *et al.*, “Measurement of the ratio $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{\text{had}}$ using event shape variables”, *Phys. Lett.* **B313** (1993) 549.
- [65] P. Perret, “Precision measurements of $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ ”, Results and Perspectives in Particle Physics, Proceedings of the “7th Rencontres de Physique de la vallée d’Aoste”, La Thuile, Italy, March 1993, edited by M. Greco (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, France, 1993) pp. 239 - 258.
- [66] D. Buskulic *et al.*, *Phys. Lett.* **B313** (1993) 535.
- [67] International Europhysics Conference on High Energy Physics, Brussels (BE) July 27- August 2, 1995, voir par exemple la présentation de A. Olchevski.
International Symposium on Lepton Photon Interactions, Beijing (Chine), August 10-15, 1995, voir par exemple la présentation de P. Renton.
- [68] The LEP and SLD Heavy Flavour Working Groups, Internal note LEPHF/95-02 (1995).
- [69] The LEP Electroweak Working Group for the LEP Experiments, “Combining Heavy Flavour Electroweak Measurements at LEP”, *Nucl. Instr. Meth.* **A378** (1996) 101.

- [70] DELCO Collaboration, W. Bacino *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 1073.
- [71] MARK III Collaboration, R. Baltrusaitis *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 1976.
- [72] R. Barate *et al.*, "Measurement of the Fraction of Hadronic Z Decays into Charm Quark Pairs", *Eur. Phys. J.* **C4** (1998) 557.
- [73] D. Buskulic *et al.*, "Production of charmed mesons in Z decays", *Zeit. Phys.* **C62** (1994) 1.
- [74] P. Perret, "Measurement of heavy quark electroweak properties in Z decays using inclusive leptons at LEP", EPS-HEP Brussels 1995 Conference proceeding, edited by J. Lemonne *et al.*, NJ, World Scientific, 1996, 251.
- [75] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Collaboration, *Phys. Lett.* **B401** (1997) 163.
- [76] R.A. Fischer, *Annals of Engeniers* **7** (1936) 179.
- [77] P. Perret, "b Physics", Particle Physics and Cosmology : First Tropical Workshop/ High Energy Physics : Second Latin American Symposium (San Juan, Puerto Rico, April 1998) edited by J.F. Nieves, *AIP conference proceedings* 444, p. 395.
- [78] ALEPH Collaboration, "Measurement of the semileptonic b branching ratios from the inclusive leptons in Z decays", contributed paper to EPS-HEP-95 Brussels, **eps0404**.
- [79] R. Barate *et al.*, "Determination of $|V_{ub}|$ from the Measurement of the Inclusive Charmless Semileptonic Branching Ratio of b hadrons", *Eur. Phys. J.* **C6** (1999) 555.
- [80] O. Pene, communication privée.
- [81] P.S. Drell, Proceedings of the "XVIII International Symposium on Lepton Photon Interactions", Hambourg, Germany, July 1997.
- [82] I. I. Bigi *et al.*, *Phys. Lett.* **B323** (1994) 408.
- [83] K. Honscheid *et al.*, *Zeit. Phys.* **C63** (1994) 117.
- [84] E. Bagan *et al.*, *Phys. Lett.* **B351** (1995) 546.
E. Bagan *et al.*, *Phys. Lett.* **B342** (1995) 362 ; erratum-*ibid.* **B374** (1996) 363.
M. B. Voloshin, *Phys. Rev.* **D51** (1995) 3948.
- [85] I. Dunietz *et al.*, FERMILAB-PUB-96/421-T.
- [86] I. Bigi, M. Shifman et N. Uraltsev, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **47** (1997) 591.
- [87] I. Bigi, preprint UND-HEP-BIG-99-05.
- [88] DELPHI Collaboration, P.Abreu *et al.*, *Zeit. Phys.* **C66** (1995) 323.
- [89] DELPHI Collaboration, "Measurement of the semileptonic b branching ratios and $\bar{\chi}_b$ from inclusive leptons in Z decays", DELPHI 97-118 CONF 100, contributed paper to the EPS-HEP-97, Jerusalem, **EPS97-415**.
- [90] L3 Collaboration, "L3 Results on R_b and $BR(b \rightarrow \ell)$ for the Glasgow Conference", L3 Note 1625 and references therein.
- [91] L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*, *Zeit. Phys.* **C71** (1996) 379.

- [92] OPAL Collaboration, R. Akers *et al.*, *Zeit. Phys.* **C60** (1993) 199.
- [93] OPAL Collaboration, “*Measurement of the semileptonic branching fraction of inclusive b hadrons*”, OPAL Physics Note PN334 (10 March 1998).
- [94] D. Buskulic *et al.*, ALEPH Collaboration, “*Measurement of the effective b quark fragmentation function at the Z resonance*”, *Phys. Lett.* **B357** (1995) 699.
- [95] A. Heister *et al.*, ALEPH Collaboration, “*Study of the fragmentation of b quarks into B mesons at the Z peak*”, CERN-EP/2001-039 soumis à *Phys. Lett.* **B**.
- [96] “*Physics at LEP2*”, eds G. Altarelli *et al.*, CERN 96-01, vol. 1.
- [97] A. Bonissent *et al.*, “ *B lifetime and exclusive decay modes using the J/ψ tag*”, ALEPH note 92-29, Physic 92-26, March 3, 1992.
- [98] J.-M. Pascolo, “*Sélection des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ dans le canal semi-leptonique. Applications aux couplages à 3 bosons*”, Rapport de stage de DEA de Physique, Université Blaise Pascal, 1998.
- [99] P. Perez, “ *WW cross section at 183 GeV*”, présentation en réunion W le 8 juillet 1998.
- [100] The ALEPH Collaboration, “ *WW cross section and W branching ratios at $\sqrt{s} = 183$ GeV*”, ICHEP98, Vancouver, 23 - 29 July (abstract 915) ALEPH 98-019 CONF 98-009.
- [101] R. Barate *et al.*, “*Measurement of the W Mass in e^+e^- Collisions at Production Threshold*”, *Phys. Lett.* **B401** (1997) 347.
- [102] R. Barate *et al.*, “*Measurement of the W -pair cross section in e^+e^- collisions at 172 GeV*”, *Phys. Lett.* **B415** (1997) 435.
- [103] R. Barate *et al.*, “*Measurement of W -pair production in e^+e^- collisions at 183 GeV*”, *Phys. Lett.* **B453** (1999) 107.
- [104] R. Barate *et al.*, “*Measurement of W -pair production in e^+e^- collisions at 189 GeV*”, *Phys. Lett.* **B484** (2000) 205.
- [105] The ALEPH Collaboration, “*Measurement of W -pair production and W branching ratios in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 192$ to 202 GeV*”, ICHEP2000, Osaka, 27 July - 2 August (abstract 288) ALEPH 2000-005 CONF 2000-002.
- [106] The ALEPH Collaboration, “*Measurements of W -pair production and W branching ratios in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} > 202$ GeV*”, Contributed paper for LP01, EPS-HEP 2001, ALEPH 2001-020 CONF 2001-017.
- [107] The LEP and SLD Collaborations, “*A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*”, CERN-EP-2000-16, Jan. 2000.
- [108] G. Chazelle, Thèse de l’Université Blaise Pascal, 1999, PCCF T 9905.
- [109] R. Barate *et al.*, “*A direct measurement of $|V_{cs}|$ in hadronic W decays using a charm tag*”, *Phys. Lett.* **B465** (1999) 349.
- [110] M. Davier, L. Duflot, F. Le Diberder, A. Rougé, *Phys. Lett.* **B306** (1993) 411. ALEPH Collaboration, *Zeit. Phys.* **C59** (1993) 369.

- [111] M. Dhiel and O. Nachtmann, *Zeit. Phys.* **C62** (1994) 397.
- [112] M. Dhiel and O. Nachtmann, *Eur. Phys. J.* **C1** (1998) 177.
- [113] R. Barate *et al.*, "Measurement of Triple Gauge-Boson Couplings at 172 GeV", *Phys. Lett.* **B422** (1998) 369.
- [114] A. Heister *et al.*, "Measurement of Triple Gauge-Boson Couplings at LEP energies up to 189 GeV", *Eur. Phys. J.* **C21** vol. 3 (2001) 423.
- [115] The ALEPH Collaboration, "Measurement of Triple Gauge-boson Couplings up to 208 GeV", ALEPH 2001-060 CONF 2001-040.
- [116] The ALEPH Collaboration, "Measurement of the W Mass and Width in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s}$ between 192 and 208 GeV", ALEPH 2001-020 CONF 2001-017.
- [117] J.H. Christenson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 138.
- [118] I. Bigi et A. Sanda, "On the Other Five Unitarity Triangles", hep-ph/9909479.
- [119] R. Aleksan, B. Kayser et D. London, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 18.
- [120] D.E. Jaffe, CLEO Collaboration, hep-ex/9910055.
- [121] D. London et R.D. Peccei, *Phys. Lett.* **B223** (1989) 257.
M. Gronau, *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989) 1451.
B. Grinstein, *Phys. Lett.* **B229** (1989) 280.
- [122] I. Bigi et A. Sanda, "CP Violation", ed. Cambridge University Press, 2000, ISBN 0 521 44349 0.
- [123] M. Neubert, "B Physics and CP Violation", dans : "1995 European School of High Energy Physics", Dubna, Russia, CERN 96-04.
- [124] R. Fleischer, "Recent Theoretical Developments in CP violation in the B system", to appear in "Proceedings of the 6th International Conference on B-Physics at Hadron Machines", Bled, Slovenia, 21-25 Juin 1999.
- [125] LHCb Collaboration, "A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP Violation and Rare Decays", Technical Proposal, CERN/LHCC 98-4.
- [126] The LHCb Collaboration, "LHCb Calorimeters", Technical Design Report, CERN/LHCC/2000-0036, LHCb TDR 2, 6 September 2000.
- [127] The LHCb Collaboration, "LHCb VErteX LOcator", Technical Design Report, CERN/LHCC/2001-0011, LHCb TDR 5, 31 Mai 2001.
- [128] The LHCb Collaboration, "LHCb RICH", Technical Design Report, CERN/LHCC/2000-0037, LHCb TDR 3, 7 September 2000.
- [129] The LHCb Collaboration, "LHCb Muon System", Technical Design Report, CERN/LHCC/2001-0010, LHCb TDR 4, 28 Mai 2001.
- [130] G. Bohner *et al.*, "Structure of the signal and front-end electronics for the LHCb preshower", LHCb 99-018, Preshower, INTERNAL NOTE.
- [131] G. Bohner *et al.*, "A mixed analog/digital shaper for the LHCb preshower", présentation à "Fifth workshop on electronics at the LHC (LEB'99)", Snowmass, Aspen, USA, September 20-24, 1999; PCCF RI 9919.

- [132] O. Deschamps, A. Falvard et P. Perret, “*Pulse overlap and signal cross talk impact on the preshower precision and performances*”, LHCb-2000-023, CALO, INTERNAL NOTE.
- [133] Z. Ajaltouni *et al.*, “*Study of a preshower dynamics using high energy ALEPH ECAL data*”, LHCb 99-048, ECAL, INTERNAL NOTE.
- [134] G. Bohner *et al.*, “*LHCb preshower signal characteristics*”, LHCb-2000-026, CALO, PUBLIC.
- [135] G. Bohner *et al.*, “*Very front-end electronics for the LHCb preshower*”, LHCb-2000-047, CALO, PUBLIC.
- [136] G. Bohner, R. Cornat, J. Lecoq et P. Perret, “*Front-end electronics for LHCb preshower*”, LHCb-2000-048, CALO, PUBLIC.
- [137] Z. Ajaltouni *et al.*, “*Proposal for a π^0 trigger at level-0*”, LHCb-2000-024, TRIG, INTERNAL NOTE.
V. Breton, O. Deschamps, A. Falvard et P. Perret, “*Study of level-0 trigger for neutral pions*”, LHCb-2000-107, TRIG, INTERNAL NOTE.
- [138] O. Deschamps et P. Perret, “*Level-0 trigger for neutral pions - implementation and performances*”, LHCb-2001-022, TRIG, INTERNAL NOTE.
- [139] R. Cornat *et al.*, “*Status of the L0 trigger decision unit design*”, LHCb 99-019, TRIG, INTERNAL NOTE.
- [140] “*1999 CERN Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC*”, 25 - 26 May 1999, CERN, Geneva, Switzerland; Editeurs G. Altarelli et M L Mangano; CERN : CERN-2000-004, 305.
- [141] N. Nikitin, F. Rizatdinova and L. Smirnova, *Phys. Atom. Nucl.* **62** (1999) 1697 [*Yad. Fiz.* **62** (1999) 1823].
- [142] P. Cho, M. Misiak and D. Wyler, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 3329.
- [143] K. Ackerstaff *et al.*, OPAL Collaboration, *Eur. Phys. J.* **C5** (1998) 379.
- [144] R. Barate *et al.*, “*Study of the CP asymmetry of $B^0 \rightarrow J\psi K_s^0$ decays in ALEPH*”, *Phys. Lett.* **B492** (2000) 1.
- [145] T. Affolder *et al.*, CDF Collaboration, *Phys. Rev.* **D61** (2000) 072005.
- [146] D. Hitlin, BaBar Collaboration, Plenary talk at the “*XXX Conference on High Energy Physics*”, 27 July- 2 August 2000, Osaka, Japan, hep-ex/0011024; BABAR-TALK-00-14; SLAC-PUB-8698 - 7 Nov 2000.
- [147] H. Aihara, Belle Collaboration, Plenary talk at the “*XXX Conference on High Energy Physics*”, 27 July- 2 August 2000, Osaka, Japan, hep-ex/0010008; 4 Oct 2000.
- [148] B. Aubert *et al.*, BaBar Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 2515.
- [149] A. Abashian *et al.*, Belle Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 2509.
- [150] J. Dorfan, BaBar Collaboration, présentation à “*XX International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*”, Rome, Italy, 23-28 July 2001.

- [151] S. L. Olsen, Belle Collaboration, présentation à “*XX International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*”, Rome, Italy, 23-28 July 2001.
- [152] W. Bartel *et al.*, JADE Collaboration, *Zeit. Phys.* **C33** (1986) 23.
S. Bethke *et al.*, JADE Collaboration, *Phys. Lett.* **B213** (1988) 235.

Table des matières

I	Le Modèle Standard et la Physique du b	7
1	Cadre Théorique	11
1.1	Le Modèle Standard Electrofaible	11
1.2	Les couplages $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ et $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$	12
1.2.1	Les largeurs de désintégration $\Gamma(Z^0 \rightarrow f\bar{f})$	12
1.2.2	Les asymétries avant-arrière de production	16
1.3	La matrice de Cabibbo Kobayashi Maskawa (V_{CKM})	17
1.4	La théorie effective des quarks lourds (HQET)	17
1.5	Hadronisation de la paire $q\bar{q}$	19
1.5.1	Fragmentation transverse	21
1.5.2	Fragmentation longitudinale	21
1.6	Le Mélange B^0 - $\bar{B}^0$	23
1.6.1	Principe des oscillations dans le système B^0 - $\bar{B}^0$	23
1.6.2	Oscillations et Modèle Standard	25
1.7	Désintégrations des hadrons lourds	27
1.7.1	Les différents diagrammes de désintégration	27
1.7.2	Les désintégrations semileptoniques	29
II	Le LEP et ALEPH	33
2	Le LEP	37
2.1	L'accélérateur	37
2.2	Ses performances	40
3	ALEPH	45
3.1	Présentation du détecteur	45
3.2	Le détecteur de vertex	48
3.3	La chambre interne ITC	49
3.4	La chambre à projection temporelle TPC	50
3.5	Le calorimètre électromagnétique ECAL	52
3.6	Le calorimètre hadronique HCAL	54
3.7	Les chambres à muons	55
3.8	Les luminomètres	55
3.8.1	Le LCAL (Luminosity CALorimeter)	56

3.8.2	Le SICAL (Silicon luminosity CALorimeter)	56
3.8.3	Le BCAL (Bhabha CALorimeter)	56
3.9	Le système de déclenchement	57
4	Identification des leptons	59
4.1	Identification des électrons	59
4.1.1	Identification calorimétrique des électrons	60
4.1.2	Identification des électrons avec la TPC	64
4.1.3	Coupures sur R_T , R_L et R_I pour identifier les électrons	65
4.2	Identification des muons	67
4.3	Performance de l'identification des leptons	68
4.3.1	Performance de l'identification des électrons	69
4.3.2	Conclusion sur l'étude des électrons	75
4.3.3	Performance de l'identification des muons	79
III	Etude des Saveurs Lourdes	81
5	Mesures des largeurs R_b et R_c	85
5.1	Préambule	85
5.2	Le Moyen - Age (1989 - 1990)	87
5.3	La Renaissance (1991 - 1995)	90
5.3.1	Principe des méthodes de double étiquetage et application aux leptons	90
5.3.2	Les autres mesures de R_b	94
5.4	La crise (1995)	97
5.5	Les temps modernes (1996 - 1998)	100
5.6	Conclusion	105
6	Analyse du spectre de leptons	107
6.1	Composition du spectre de leptons	107
6.1.1	L'échantillon de leptons	107
6.1.2	L'échantillon de dileptons	109
6.2	Analyse globale	111
6.3	Analyse globale et information de temps de vie	115
6.4	Interprétation de $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$	121
6.4.1	Les différentes mesures de $\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$	121
6.4.2	$\mathcal{B}(b \rightarrow \ell)$ et théorie	122
6.4.3	Mesure de $ V_{cb} $	123
6.5	Conclusion	125
IV	Du côté de LEP II et des Bosons W	129
7	La Physique du W à LEP II	133
7.1	Quelques rappels théoriques	133

7.1.1	Production de W à LEP	133
7.1.2	Largeur du boson W	136
7.1.3	Les couplages trilineaires	138
7.2	Mesure de la section efficace semileptonique : $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell q\bar{q}'$	141
7.2.1	Sélection des événements $W^+W^- \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell q\bar{q}'$	141
7.2.2	Performances et résultats	147
7.3	Détermination de $ V_{cs} $	150
7.4	Mesures des Auto-Couplages Trilineaires	153
7.4.1	La méthode des Observables Optimales	153
7.4.2	Mesures des ACT	154
7.5	Conclusion	156

V Violation de CP et LHCb 157

8 La violation de CP 161

8.1	Quelques éléments de violation de CP	161
8.1.1	Les transformations C, P et T	161
8.1.2	La violation de CP	162
8.2	La violation de CP dans le Modèle Standard	166
8.3	Quelques exemples de mesure de la violation de CP dans le système des B	171
8.3.1	Les différentes classes de désintégrations des B	171
8.3.2	Détermination des angles	172
8.4	Conclusion	175

9 LHCb 177

9.1	Pourquoi LHCb ?	177
9.2	LHC et LHCb	179
9.2.1	Le détecteur de vertex	182
9.2.2	Le système de trajectographie	183
9.2.3	Les détecteurs RICH	183
9.2.4	Les calorimètres	185
9.2.5	Le détecteur de muons	188
9.2.6	Le système de déclenchement	189
9.3	L'électronique de lecture du détecteur de pied de gerbe	191
9.3.1	Rôle du détecteur de pied de gerbe et de son électronique	191
9.3.2	Caractéristiques de l'électronique	196
9.4	Système de déclenchement calorimétrique de premier niveau et unité de décision	197
9.4.1	Déclenchement de premier niveau et détecteur de pied de gerbe	197
9.4.2	Déclenchement sur les π^0 au niveau 0	199
9.4.3	L'unité de décision de premier niveau	202
9.5	Potentiel Physique de LHCb	203
9.5.1	Mesure des angles	203

9.5.2	Mesure du mélange	205
9.5.3	Les désintégrations rares	206
9.6	Conclusion	207
VI	Annexes	213
A	Définition de quelques observables	215
A.1	Le thrust	215
A.2	Reconstruction des jets	216
B	Fonction de vraisemblance de l'analyse globale	217
C	Principales contributions	221
C.1	LEP I	221
C.2	LEP II	222
C.3	LHCb	222
	Bibliographie	225