

UNIVERSITÉ GRENOBLE I - JOSEPH FOURIER

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ GRENOBLE I
Spécialité : Physique des particules

Préparée au Service de Physique des Particules du DAPNIA
(CE Saclay)

présentée et soutenue publiquement
par

A.-M. Garance FAÏF

le 8 Décembre 1998

Titre :

**Mesure de la section efficace totalement leptonique
et des rapports d'embranchement des bosons W^\pm
dans le cadre de l'expérience ALEPH à LEP2.**

Jury :

MM. Michel BAUBILLIER	Président du jury
Jacques JOUSSET	Rapporteur
Eric LANÇON	Directeur de thèse
Gérard SAJOT	
Robert ZITOUN	Rapporteur

Remerciements

Je remercie Joël Feltesse de m'avoir permis d'effectuer cette thèse au Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et d'Instrumentation Associée du CEA-Saclay, ainsi que Michel Spiro, de m'avoir accueillie dans le service de Physique des Particules.

Je tiens également à remercier Brigitte Bloch-Devaux, chef du groupe de Saclay lors de mon arrivée, qui m'a permis de faire cette thèse. Ma reconnaissance va à Eric Lançon pour avoir dirigé cette thèse en me laissant une grande liberté dans mon travail.

Plus généralement, je voudrais remercier chaleureusement pour leurs nombreuses lectures de ce manuscrit et leur soutien, les membres du groupe ALEPH-Saclay qui ont suivi avec attention mon travail.

Un merci particulier à Patrice Perez pour ses conseils et commentaires, pour ce qu'il m'a appris ; merci à lui et à Jérôme Schwindling de m'avoir accueillie dans leur bureau. Merci encore à Bertrand Vallage pour ses rires et sourires, pour avoir accepté le rôle délicat de Parrain ; j'espère qu'il ne le regrette pas ! Merci encore et toujours à André Rosowsky pour tout le temps qu'il a passé à lire et (re-)relire cette thèse lors des rendez-vous du vendredi 16h45.

J'exprime ma gratitude à l'ensemble du jury : Michel Baubillier qui a accepté de présider le jury de soutenance, Jacques Jousset et Robert Zitoun qui en tant que rapporteurs m'ont fait bénéficier de leurs commentaires et enfin Gérard Sajot pour l'enseignement dont il m'a fait profité en DEA et son aide lors des correspondances avec l'Université.

Une pensée pour Andrei Kataev qui a suivi mon travail tout au long de mon parcours universitaire et qui a bien voulu "lire" mon manuscrit malgré la barrière du langage, ainsi que pour les autres thésards que j'ai eu le plaisir de rencontrer dans ALEPH et ailleurs.

Enfin, merci à mes amis, à ma famille qui m'a toujours soutenue et surtout à mes parents, ma soeur Emilie et Nicolas qui m'ont supportée (dans les deux sens du terme) et encouragée lorsqu'il le fallait.

Merci à Jean, pour tout ça et pour tout le reste, pour tout ce qui a été dit et tout ce qui ne se dit pas.

Table des matières

Introduction	1
I Le W dans le Modèle Standard et ses caractéristiques expérimentales	3
I.1 Le Modèle Standard	3
I.1.1 Groupe de symétrie et composants du Modèle Standard . .	3
I.1.2 Le lagrangien Electro-Faible	5
I.1.3 La masse des bosons	6
I.1.4 La masse des fermions	7
I.1.5 Couplage des fermions aux bosons de jauge	7
I.1.6 Les paramètres du Modèle Standard	8
I.1.7 Renormalisabilité du Modèle	9
I.1.8 Propriétés du W	10
I.2 Mesures actuelles sur le W	11
I.2.1 Mesure de la masse du boson W	12
I.2.2 Mesure des rapports d'embranchement leptoniques dans les collisionneurs $p\bar{p}$	13
I.2.3 Mesure des rapports d'embranchement du W à LEP2 . . .	17
I.3 Conclusion	17
II Processus physiques à LEP2	19
II.1 Différents processus physiques	20
II.1.1 Production des paires de W	20
II.1.2 Etats finals quatre fermions ($4f$)	22
II.1.3 Bruits de fond aux états finals $l\bar{\nu}l\nu$	24
II.2 Section efficace de production des paires de W à LEP2	27
II.2.1 Approximation de Born pour deux W de largeur nulle . . .	28
II.2.2 Prise en compte de la largeur du W	34
II.2.3 Corrections radiatives	38
II.2.4 Mesure de la masse à partir de la section efficace de pro- duction des paires de W	40

II.3 Conclusion	42
III Contexte expérimental	45
III.1 Le LEP	45
III.1.1 Le Programme LEP	45
III.1.2 Dispositif d'injection des faisceaux	46
III.1.3 Conditionnement des faisceaux	48
III.1.4 La luminosité	48
III.1.5 Mesure de l'énergie des faisceaux	49
III.2 Le détecteur ALEPH	51
III.2.1 Les différents sous-détecteurs	53
III.2.2 Système de déclenchement	61
III.3 Reconstruction des événements	62
III.3.1 Critères de sélection des traces chargées	62
III.3.2 Algorithme Energy Flow (EFLW)	63
III.3.3 Algorithme de reconstruction des jets	64
III.4 Identification des leptons légers chargés	65
III.4.1 Identification des électrons	65
III.4.2 Identification des muons	69
III.4.3 Comparaison entre données réelles et simulées	71
III.5 Conclusion	73
IV Sélection des états finals $l\bar{\nu}l\nu$	75
IV.1 Maximisation du facteur de qualité	76
IV.2 Topologie recherchée	78
IV.2.1 Variables caractéristiques	78
IV.2.2 Différentes topologies des états finals du signal	80
IV.2.3 Caractéristiques des bruits de fond	82
IV.3 Sélection des événements	86
IV.3.1 Présélection	86
IV.3.2 Coupures topologiques	87
IV.3.3 Performances de la sélection	93
IV.3.4 Correction quatre fermions	97
IV.4 Mesure de la section efficace $l\bar{\nu}l\nu$	99
IV.5 Accord entre simulations et données réelles	99
IV.6 Sources d'erreurs systématiques	100
IV.6.1 Effets expérimentaux	100
IV.6.2 Erreurs provenant des simulations	105
IV.6.3 Identification des leptons	107

IV.6.4	Résumé des erreurs systématiques	107
IV.7	Conclusion	108
V	Sélection $l\bar{\nu}l\nu$ et mesure directe de $\sigma_{l\bar{\nu}l\nu}$ aux énergies de LEP2	109
V.1	Changements de topologie avec l'énergie de collision	110
V.2	Réajustement des sélections	110
V.2.1	Présélection	110
V.2.2	Réajustement des coupures	113
V.2.3	Performance de la sélection	114
V.3	Erreurs systématiques	115
V.4	Mesure de la section efficace $l\bar{\nu}l\nu$	119
V.5	Conclusion	120
VI	Sections efficaces et rapports d'embranchement du W	121
VI.1	Ajustement	121
VI.1.1	Méthode du maximum de vraisemblance	122
VI.1.2	Contraintes appliquées	123
VI.2	Canal totalement leptonique	124
VI.2.1	Mesure de la section efficace $l\bar{\nu}l\nu$	125
VI.2.2	Mesure des sections efficaces individuelles $\sigma_{l\bar{\nu}l\nu}$ à 183 et 189 GeV	126
VI.3	Mesure de la section efficace de production des paires de W . . .	128
VI.4	Mesure des rapports d'embranchement du W	131
VI.4.1	Mesure du rapport d'embranchement hadronique du W . .	131
VI.4.2	Mesure des rapports d'embranchement leptoniques du W .	132
VI.5	Comparaison avec les mesures actuelles	134
VI.6	Conclusion	135
	Conclusion	137
A	Générateurs	139
B	Sélection états finals $l\bar{\nu}q\bar{q}'$ et $q\bar{q}'q\bar{q}'$	143
B.1	Sélection des états finals $l\bar{\nu}q\bar{q}'$	143
B.2	Sélection des états finals $q\bar{q}'q\bar{q}'$	145
C	Erreurs systématiques sur les paramètres ajustés	149
	Liste des figures	153
	Liste des tableaux	157

Bibliographie

159

Introduction

Les particules élémentaires et leurs interactions sont décrites par une théorie appelée “Modèle Standard”. Il regroupe les trois forces présentes à l’échelle subatomique. Les médiateurs de ces interactions sont : les gluons pour l’interaction forte, le photon (γ) pour l’interaction électromagnétique et les bosons W^\pm et Z^0 pour l’interaction faible. Les fermions constituent la matière et sont regroupés par familles. Dans le Modèle Standard, les couplages des bosons aux différentes familles de fermions sont identiques. La mesure des rapports d’embranchement des bosons permet de vérifier cette hypothèse d’universalité.

Les bosons Z^0 et W^\pm sont produits lors des collisions $p\bar{p}$, pp ou e^+e^- . A partir de leurs désintégrations, les rapports d’embranchements peuvent être déterminés afin de tester l’universalité des couplages des bosons vecteurs aux trois familles de leptons. Dans les collisionneurs hadroniques, le rapport des sections efficaces de production de ces bosons est calculé en utilisant les couplages du Modèle Standard et les fonctions de distribution des partons dans les protons. De plus, la sensibilité aux canaux de désintégration hadronique est faible. Au LEP, les mesures peuvent être effectuées à partir de l’ensemble des canaux de désintégration des bosons Z^0 et W^\pm et sans l’utilisation d’hypothèse théorique. La précision relative atteinte lors des tests d’universalité du couplage électrofaible effectués sur les Z^0 produits au LEP, est de l’ordre de 0.2 %. Les valeurs actuelles sur les rapports d’embranchement du W mesurés dans les collisions hadroniques, atteignent une précision d’environ 3.5 %. Les données enregistrées à LEP2 permettront d’améliorer cette précision.

Le travail de thèse présenté ici porte sur la mesure de la section efficace de production des paires de W au LEP dans le canal totalement leptonique (les deux W se désintègrent en leptons). La section efficace totale de production des paires de W et les rapports d’embranchement du boson W sont déduits en tenant compte des mesures des sections efficaces dans les autres canaux.

Le premier chapitre donne un aperçu du Modèle Standard nécessaire à l’étude des couplages du bosons W et les mesures expérimentales actuelles caractérisant ce boson. L’ensemble des processus physiques à LEP2 intervenant dans cette étude sont détaillés dans le chapitre II. La variation de la section efficace de production de paires de W avec l’énergie de collision, et sa dépendance en fonction de la masse du W y sont aussi discutées.

Les données utilisées pour cette analyse ont été enregistrées de 1996 à 1998 par l'expérience ALEPH. Elles correspondent à une luminosité totale intégrée de 180 pb^{-1} répartie selon quatre énergies de collision dans le centre de masse, de 161 à 189 GeV . Le détecteur ALEPH, les outils utilisés pour la reconstruction et l'analyse des événements, sont décrits dans le chapitre III.

Pour séparer le signal $WW \rightarrow \ell\bar{\nu}\ell\nu$ des bruits de fond, environ 600 fois plus importants, une procédure de sélection basée sur des critères topologiques a été développée. Dans le chapitre IV, la sélection des états finals $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ est décrite pour une énergie de collision de 183 GeV . La section efficace totalement leptonique y est mesurée et les erreurs systématiques ont été étudiées. Le réajustement des coupures et la comparaison des performances de l'analyse aux différentes énergies étudiées sont décrits dans le chapitre V, ainsi que la mesure de la section efficace totalement leptonique et des erreurs systématiques correspondantes.

A partir de l'identification des événements sélectionnés, les sections efficaces totalement leptoniques, les sections efficaces de production des paires de W et les rapports d'embranchement sont déterminés par une méthode d'ajustement décrite dans le chapitre VI. Ces mesures sont indépendantes du modèle, contrairement à celles effectuées par les expériences UA1, UA2 et au TEVATRON (collisionneurs hadroniques). A la fin du programme LEP, la précision relative sur les rapports d'embranchement leptoniques individuels du W sera d'environ 2 %. Ce sera la meilleure précision atteinte sur les rapports d'embranchements des W avant la nouvelle période de prise de données au TEVATRON qui débutera en l'an 2000.

Chapitre I

Le W dans le Modèle Standard et ses caractéristiques expérimentales

I.1 Le Modèle Standard

La théorie d'unification des interactions électromagnétique et faible, a été élaborée dans les années 60 [1]. Elle n'a expérimentalement été vérifiée que dans les années 80, lors de la mise en évidence par les expériences UA1 et UA2 [2], des bosons W^\pm et Z^0 de l'interaction faible. L'interaction électrofaible et la Chromo-Dynamique Quantique (QCD) sont regroupées en une théorie globale de description des particules élémentaires et de leurs interactions fondamentales appelé "Modèle Standard" [1, 3]. La brisure spontanée de la symétrie de jauge électrofaible par le mécanisme de Higgs engendre les masses des bosons et des fermions.

I.1.1 Groupe de symétrie et composants du Modèle Standard

Les particules constituant le Modèle Standard se divisent selon deux catégories. Les bosons dont le nombre est fixé, véhiculent les interactions entre particules. Les fermions, séparés en quarks et leptons, sont les constituants élémentaires de la matière. Les leptons ne sont sensibles qu'à la force électrofaible, alors que les quarks subissent aussi l'interaction forte.

A chaque interaction est associée une symétrie de groupe, définie à partir des quantités conservées sous l'interaction forte. L'interaction forte est représentée par le groupe non abélien $SU(3)_C$ où C est la charge de couleur. Huit gluons de masse nulle transmettent l'interaction forte. Trois états de couleur sont possibles pour chaque quark. Les leptons sont des singulets de couleur.

L'interaction électromagnétique est invariante sous $U(1)_Y$. Le photon, sans masse, en est le médiateur. L'hypercharge Y , associée au groupe de symétrie, est liée à la troisième

composante de l'isospin I_3 par la formule de Gell-Mann Nishijima [4] :

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y \quad (\text{I.1})$$

L'interaction faible a pour groupe de symétrie $SU(2)_I$. Il existe trois bosons massifs, vecteurs de l'interaction faible : le Z^0 et les deux bosons chargés W^+ et W^- responsables de la désintégration β . L'action de l'interaction faible diffère suivant la chiralité gauche (notée L) ou droite (notée R) des fermions (f) :

$$f_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)f \quad (\text{I.2})$$

$$f_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)f \quad (\text{I.3})$$

où γ_5 est la matrice de Dirac. La troisième composante de l'isospin est égale à $\pm\frac{1}{2}$ pour les fermions gauches (doublets d'isospin) et nulle pour les fermions droits (singulet d'isospin). L'interaction faible n'agit que sur les fermions gauches. Les neutrinos droits ne se couplent pas aux autres particules.

Le Modèle Standard associe ces trois interactions en une théorie de jauge localement invariante sous $SU(3)_C \otimes SU(2)_I \otimes U(1)_Y$. Le mécanisme de Higgs introduit un boson supplémentaire qui brise spontanément la symétrie $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$ et qui est à l'origine des masses des particules.

Les fermions sont regroupés en familles composées de deux leptons et deux quarks. Le nombre de familles n'est pas fixé par le Modèle Standard mais la mesure de la largeur invisible du Z^0 effectuée au LEP, a montré qu'il n'en existait que trois dont la masse des neutrinos est inférieure à 45 GeV [5, 6] :

$$\begin{aligned} 1 : & \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad e_R \quad u_R \quad d_R \\ 2 : & \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \mu_R \quad c_R \quad s_R \\ 3 : & \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad \tau_R \quad t_R \quad b_R \end{aligned} \quad (\text{I.4})$$

La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [7] (CKM) donne les relations existant entre les états propres de masse des quarks et les états propres de l'interaction faible. Par convention, les quarks de charge $2/3$ ne subissent pas de mélange et la matrice n'agit que sur les quarks de charge $1/3$. Cette matrice 3×3 , complexe, est unitaire et caractérisée par trois angles. Les termes non diagonaux sont petits. La présence d'un terme de phase complexe induit des violations de CP. Pour les leptons, cette matrice se réduit à la matrice unité.

I.1.2 Le lagrangien Electro-Faible

L'étude du boson W permet de tester le secteur électrofaible du Modèle Standard. Le lagrangien électrofaible décrit les interactions des bosons W^\pm et Z^0 avec la matière. Les champs de jauge associés à $SU(2)_I$ forment le triplet \vec{W}_μ dont le couplage est g . Au groupe $U(1)_Y$ est associé le champ scalaire B_μ et la constante de couplage g' .

Le lagrangien électrofaible \mathcal{L}_{EW} , se décompose en une somme de plusieurs termes [8]. Le premier décrit les énergies cinétiques des bosons de jauge et leurs énergies propres (champs libres) :

$$\mathcal{L}_L = -\frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\cdot\vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}\cdot B^{\mu\nu} \quad (\text{I.5})$$

où

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu \vec{W}_\nu^i - \partial_\nu \vec{W}_\mu^i + g\epsilon_{ijk}\vec{W}_\mu^j\vec{W}_\nu^k \quad (\text{I.6})$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (\text{I.7})$$

Un second terme exprime l'énergie cinétique des fermions, quel qu'en soit le nombre, et leurs interactions avec les bosons de jauge électrofaibles. Lorsque les mélanges induits par la matrice CKM sont négligés, il s'écrit :

$$\mathcal{L}_F = \bar{f}_L\gamma^\mu(i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\vec{\sigma}\cdot\vec{W}_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)f_L + \bar{f}_R\gamma^\mu(i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)f_R \quad (\text{I.8})$$

où les composantes du vecteur $\vec{\sigma}$ représentent les trois matrices de Pauli.

L'introduction dans l'expression de \mathcal{L}_{EW} du terme de champ de Higgs, invariant sous $U(1)$, brise spontanément la symétrie. Le doublet de champs scalaires ($Y = 1$) complexes Φ , ou champs de Higgs [9], déplace le niveau d'énergie minimale du vide (μ^2 et λ positifs). La valeur ϕ_0 de Φ dans le vide est :

$$\phi_0 \equiv \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} \end{pmatrix} \equiv \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (\text{I.9})$$

La symétrie $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$ est brisé en $U(1)_{em}$ dont la constante de couplage est e . Le champ correspondant est de masse et une charge nulle : c'est le photon. Les trois autres bosons ne sont plus états propres du lagrangien et ils acquièrent une masse en se couplant au boson de Higgs.

I.1.3 La masse des bosons

Après la brisure spontanée de la symétrie, les vecteurs propres de masse ou champs physiques associés, sont définis comme une combinaison linéaire des champs de jauge :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (\text{I.10})$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (\text{I.11})$$

où A_μ représente le photon γ , Z_μ le Z^0 , W_μ^\pm les deux bosons W et θ_W est l'angle de mélange de Weinberg défini comme :

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g} \quad (\text{I.12})$$

Le lagrangien \mathcal{L}_H décrit les couplages des bosons électrofaibles au Higgs et les masses des bosons :

$$\mathcal{L}_H = \left| \left(i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\vec{\sigma}\cdot\vec{W} - \mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu \right) \Phi \right|^2 - V(\Phi) \quad (\text{I.13})$$

La masse du boson de Higgs apparaît à travers l'expression du potentiel qu'il engendre :

$$M_H = \sqrt{2}\mu \quad (\text{I.14})$$

Les masses des bosons sont contenues dans le terme cinétique de \mathcal{L}_H et s'expriment en fonction des couplages et de la valeur dans le vide du champ de Higgs :

$$\begin{aligned} M_W &= \frac{v}{2}g \\ M_Z &= \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} \\ M_\gamma &= 0 \end{aligned} \quad (\text{I.15})$$

L'inégalité entre les masses des bosons W^\pm et celle du boson Z^0 provient du mélange entre les champs W_μ^3 et B_μ . Le paramètre ρ caractérise le poids relatif des courants neutres (échanges de Z^0) et chargés (échanges de W^\pm) de l'interaction faible :

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} \quad (\text{I.16})$$

Dans le cas du Modèle Standard Minimal (un doublet de Higgs), $\rho = 1$ et l'angle θ_W permet de relier M_W à M_Z :

$$\cos \theta_W = \frac{M_W}{M_Z} \quad (\text{I.17})$$

La constante de couplage e du groupe $U(1)_{em}$ s'exprime aussi en fonction de l'angle de mélange :

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \quad (\text{I.18})$$

I.1.4 La masse des fermions

Le même doublet de Higgs qui donne une masse aux bosons engendre la masse des fermions à travers le terme \mathcal{L}_{mf} qui est invariant de jauge sous $SU(2)_I \otimes U(1)_Y$:

$$\mathcal{L}_{mf} = -y_f (\bar{f}_R \frac{v}{\sqrt{2}} f_L + \text{hermitique conjugué}) \quad (\text{I.19})$$

où y_f est la constante de Yukawa. Les mélanges induits par la matrice CKM pour les quarks sont négligés.

En remplaçant l'expression du champ de Higgs dans l'équation I.19, la masse des fermions apparaît comme une fonction de y_f :

$$m_f = \frac{y_f v}{\sqrt{2}} \quad (\text{I.20})$$

La constante de Yukawa étant une constante arbitraire, la valeur des masses des fermions n'est pas prédite par le Modèle Standard.

I.1.5 Couplage des fermions aux bosons de jauge

Le boson de Higgs ne peut être produit directement lors des collisions e^+e^- car son couplage aux fermions est proportionnel à m_f/v où $v = 247 \text{ GeV}$. Il ne peut éventuellement

contribuer à la production de W qu'au travers des diagrammes correctifs (boucles, ...).

Dans le Modèle Standard, les trois familles de leptons se couplent de la même façon aux bosons de jauge. Cette universalité a été vérifiée à LEP1 lors de la mesure des rapports d'embranchement au Z^0 avec une précision relative de l'ordre de 0.2 % [6]. La mesure des rapports d'embranchement du W permet de tester cette universalité pour les bosons W^\pm .

Le couplage des fermions au photon est de type vectoriel :

$$eQ\bar{f}_R\gamma^\mu f_L \times A^\mu \quad (\text{I.21})$$

Le couplage au Z^0 a par définition une composante vectorielle (g_V) et une composante axiale (g_A)

$$g_A = I_3 \quad (\text{I.22})$$

$$g_V = (I_3 - 2Q \sin^2 \theta_W) \quad (\text{I.23})$$

qui sont combinées dans le terme de couplage :

$$\frac{g}{2}\bar{f}_R(g_V - \gamma^5 g_A)f_L \times Z_\mu \quad (\text{I.24})$$

Enfin, les couplages des bosons de jauge W^\pm aux fermions sont de la forme ($V - A$) :

$$\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{f}_R\gamma^\mu(1 - \gamma^5)f'_L \times W_\mu^\pm \quad (\text{I.25})$$

Les W ne se couplent qu'aux fermions de chiralité gauche et aux anti-fermions de chiralité droite.

I.1.6 Les paramètres du Modèle Standard

Les observables physiques s'expriment en fonction des 19 paramètres libres du Modèle Standard : les masses des fermions, celles des bosons, les paramètres de la matrice CKM et les constantes de couplages. C'est à partir des mesures expérimentales d'une partie de ces paramètres que l'on peut évaluer la valeur attendue d'autres quantités. Plusieurs choix de variables sont possibles pour le lot minimal de paramètres.

A LEP2, en raison de la précision de $2.1 \text{ MeV}/c^2$ [10] atteinte sur la mesure de la masse du Z^0 et des contraintes que la mesure de la masse du W imposent, l'ensemble de paramètres suivant est utilisé :

$$\alpha, G_\mu, M_Z, M_H, m_f$$

α est la constante de structure fine pour $q^2 = 0$:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \quad (\text{I.26})$$

et G_μ est la constante de Fermi déterminée par le temps de vie du muon :

$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_\mu^2 m_\mu^5}{192\pi^3} \left(1 - 8 \frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right) \quad (\text{I.27})$$

$$\begin{aligned} G_\mu &= \frac{\sqrt{2}g^2}{8M_W^2} \quad (\text{I.28}) \\ &= \frac{1}{v^2\sqrt{2}} \end{aligned}$$

Les valeurs expérimentales des paramètres mesurés sont [11] :

$$\alpha = 1/137.0359895(61) \quad (\text{I.29})$$

$$G_\mu = 1.16639(2) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad (\text{I.30})$$

$$M_Z = 91.1863(20) \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{I.31})$$

L'utilisation de G_μ , α et M_Z permet de décrire toutes les observables à l'ordre le plus bas. Les autres paramètres interviennent lorsque les ordres supérieurs sont pris en compte dans les calculs (de M_W par exemple). La confrontation de ces résultats et des mesures expérimentales permet d'observer d'éventuelles incohérences. Les valeurs de paramètres non encore mesurés peuvent aussi être contraintes. La masse du Higgs est ainsi indirectement calculable en ajustant l'ensemble des observables connues qui y sont reliées.

I.1.7 Renormalisabilité du Modèle

En tant que théorie de jauge spontanément brisée, le Modèle Standard est renormalisable [14] : aucune divergence n'apparaît dans les calculs lorsque tous les ordres sont pris en compte. Les divergences qui peuvent apparaître dans les calculs aux ordres les plus bas sont réabsorbées par une renormalisation des paramètres.

Le calcul de la section efficace de production des paires de W au LEP se fait à partir des trois diagrammes de la figure I.1 et peut être décomposée en deux termes selon que les W sont polarisés longitudinalement ou transversalement. Lorsque la masse des fermions est prise en compte dans le calcul [8], la section efficace de production des W longitudinaux diverge à grand \sqrt{s} . Or, la présence du boson de Higgs à l'origine de la masse des

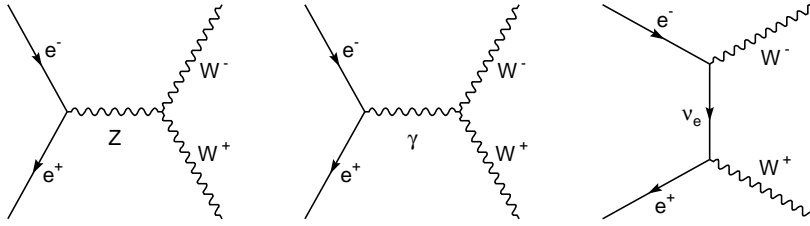


FIG. I.1: Diagrammes de Feynman représentant la production des paires de W à l'arbre dans les collisions e^+e^- .

fermions, introduit un diagramme supplémentaire présenté sur la figure I.2 qui réabsorbe les divergences.

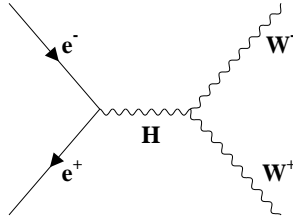


FIG. I.2: Diagramme de Feynman représentant la production des paires de W à travers la production d'un boson Higgs dans les collisions e^+e^- .

L'introduction d'un Higgs scalaire permet d'engendrer les masses des bosons de l'interaction faible et des fermions sans détruire la *renormalisabilité* du Modèle Standard.

I.1.8 Propriétés du W

A partir des paramètres du Modèle Standard, les propriétés du boson W peuvent être déduites.

La masse du W , M_W , peut être déterminée à partir des paramètres définis au paragraphe précédent : $M_W = 80.367 \pm 0.029 \text{ GeV}/c^2$ [6]. La largeur totale du W attendue est $\Gamma_W^{th} = 2.093 \pm 0.002 \text{ GeV}/c^2$. [12, 13].

Le boson W se désintègre en deux fermions, $q\bar{q}'$ ou $\ell\bar{\nu}_\ell$. La désintégration en paire $t\bar{b}$ est cinématiquement interdite, le quark top étant trop lourd [12] :

$$m_{top} = 173.8 \pm 5.2 \text{ GeV}/c^2$$

Lorsque les masses des fermions sont négligées, la valeur de la largeur partielle leptonique attendue est $\Gamma(W \rightarrow \ell\nu) = 226.5 \pm 0.3 \text{ MeV}/c^2$ [12], ce qui correspond à un rapport d'embranchement du W en lepton de 10.82 % [13]. De même, la largeur partielle hadronique attendue est $\Gamma(W \rightarrow u_i\bar{d}_j) = (707 \pm 1)|V_{ij}|^2 \text{ MeV}$ [12], ce qui correspond à un rapport d'embranchement du W en hadron de 67.56 %. La prise en compte des masses des fermions a un effet maximal de l'ordre de 7 pour dix-mille sur les largeurs partielles leptoniques (proportionnel à $-(3/2)(m_f/M_W)^2$), négligeable devant la résolution de 2 % attendue à la fin du programme LEP2.

La phénoménologie correspondant à la production de paires de W au LEP est décrite dans le paragraphe II.1.1.

I.2 Mesures actuelles sur le W

Actuellement, l'ensemble des mesures expérimentales effectuées sur les Z^0 et les W^\pm , sont en accord avec les prédictions du Modèle Standard.

La valeur combinée du LEP et du SLD (SLAC Large Detector) de l'angle de mélange faible $\sin^2 \theta_w^{eff}$ relié aux constantes de couplage est [10] :

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_w^{eff} &= \frac{1}{4}(1 + g_V^\ell/g_A^\ell) \\ &= 0.23157 \pm 0.00018 \end{aligned} \tag{I.32}$$

où ℓ représente les leptons et θ_w^{eff} leur angle de couplage effectif au Z^0 . La valeur théorique est 0.23146 ± 0.00022 [6].

La mesure précise de la masse du W permet de contraindre la masse du Higgs encore non observé, qui intervient dans le calcul de M_W à travers les corrections radiatives. La limite actuelle est $m_H < 260 \text{ GeV}$ à 95 % de niveau de confiance avec une valeur centrale de $76_{-47}^{+85} \pm 10 \text{ GeV}/c^2$ [10].

Les collisions e^+e^- permettent également de tester l'universalité du couplage des bosons W aux leptons. Après avoir rappelé les valeurs actuelles de la masse du W , les méthodes employées au TEVATRON et au LEP pour mesurer les rapports d'embranchement seront décrites.

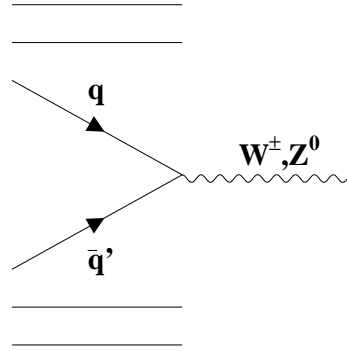


FIG. I.3: Diagramme de production des bosons électrofaibles dans les collisions hadroniques.

I.2.1 Mesure de la masse du boson W

La mesure précise de la masse du boson W est un test important du Modèle Standard. En effet, reliée à la constante de Fermi G_μ , mesurée avec précision, M_W apporte une contrainte essentielle sur la détermination des masses du Higgs et du quark top, qui interviennent dans les corrections d'ordre supérieur sur G_μ . La résolution attendue à la fin du programme LEP sur la masse du W , est de $30 \text{ MeV}/c^2$ et devrait ainsi égaler celle atteinte par les contraintes indirectes des autres paramètres mesurés ($M_W = 80.367 \pm 0.029 \text{ GeV}/c^2$ [6]). La compatibilité des deux valeurs présente un test de la cohérence du Modèle Standard.

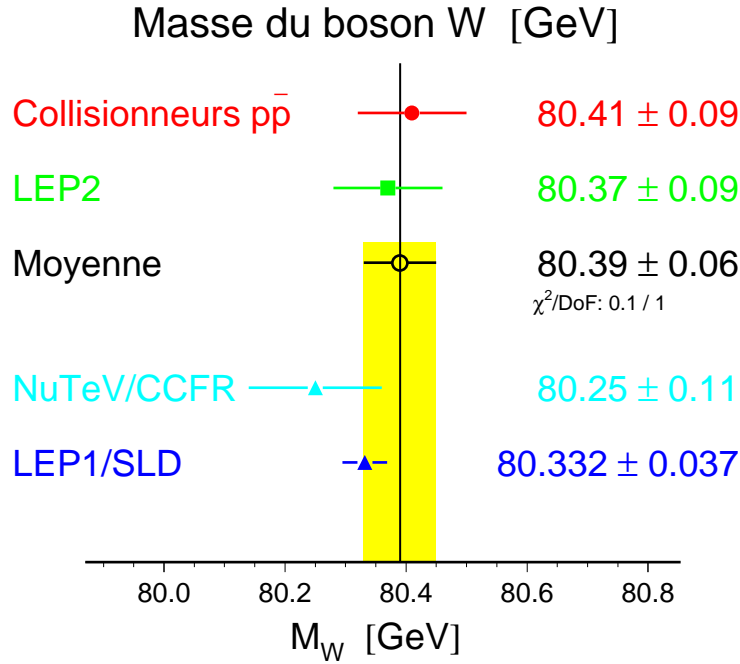
Les premières mesures sur les W ont été effectuées par les expériences UA1 et UA2 au CERN [2] (collisions $p\bar{p}$) et sont encore prises en compte. A l'heure actuelle, la masse du boson W est mesurée à la fois au TEVATRON (expériences CDF et D0, collisionneur $p\bar{p}$) et au LEP.

Au TEVATRON les bosons sont produits au travers des réactions $p\bar{p} \rightarrow WX$ (voir diagramme I.3). Pour isoler ces événements du bruit de fond, seules les désintégrations leptoniques des bosons sont utilisées. Compte tenu des bruits de fonds hadroniques, la masse est mesurée à partir des désintégrations leptoniques des W (les désintégrations en τ sont considérées comme un bruit de fond) en ajustant la masse transversale et l'impulsion transversale des leptons :

$$M_W = 80.41 \pm 0.09(\text{tot}) \text{ GeV}/c^2$$

dont $0.07 \text{ GeV}/c^2$ d'erreur systématique [15].

Au LEP, les W sont produits par paires lors des annihilations e^+e^- . Tous les canaux de désintégration des paires de W peuvent être étudiés. Deux méthodes différentes ont été employées pour mesurer M_W . Au seuil de production, la section efficace totale de production des paires de W dépend fortement de M_W . La masse du boson W est déterminée à

FIG. I.4: Différentes mesures de M_W .

partir de l’ajustement de la section efficace expérimentale et de la section efficace calculée par le programme GENTLE [16]. Aux énergies supérieures (172 et 183 GeV), la masse du W est reconstruite directement à partir des paires de W sélectionnées. La connaissance précise de l’énergie de collision permet d’utiliser les modes de désintégration totalement hadronique et semi-leptoniques (un W en lepton, l’autre en hadron) des paires de W pour cette méthode. En combinant l’ensemble des résultats obtenus pour chacune des quatre expériences du LEP, la masse du boson W a pour valeur :

$$M_W = 80.37 \pm 0.09 \text{ (tot) } GeV/c^2$$

dont $0.05 GeV/c^2$ d’erreur systématique [6].

La valeur moyenne mondiale obtenue en combinant les résultats du TEVATRON, du LEP et des expériences UA1 et UA2 est [10] :

$$M_W = 80.39 \pm 0.06 GeV/c^2$$

I.2.2 Mesure des rapports d’embranchement leptoniques dans les collisionneurs $p\bar{p}$

Avant la phase “haute énergie” du LEP, seuls les collisionneurs hadroniques $p\bar{p}$ permettaient de produire le boson W et d’en étudier les propriétés.

Les méthodes utilisées

Dans les collisions $p\bar{p}$, la production des bosons Z^0 et W^\pm a lieu lors de l'annihilation de deux quarks. Les canaux de désintégration hadronique des bosons faibles ne peuvent être séparés du bruit de fond du collisionneur. Les désintégrations leptoniques de W sont caractérisées par un lepton chargé isolé (e^\pm, μ^\pm) de grande impulsion transversale (P_T) et de grande impulsion transversale manquante (\cancel{P}_T) provenant du neutrino. La désintégration hadronique du lepton τ ne permet pas l'utilisation des événements $W \rightarrow \tau\nu$. Les désintégrations en τ sont considérées comme du bruit de fond.

Expérimentalement ce sont les produits $\sigma(WX) \times Br(W \rightarrow \ell\nu)$ et $\sigma(ZX) \times Br(Z \rightarrow \ell^+\ell^-)$ qui sont mesurés. Les sections efficaces de production des Z^0 notée $\sigma(ZX)$, et des W^\pm notée $\sigma(WX)$, ne peuvent être déterminés qu'en modélisant les interactions entre les protons [17]. Faire le rapport $\frac{\sigma(WX)}{\sigma(ZX)}$, affranchit les calculs de l'effet de structure qui décrit les distributions en impulsion des quarks et gluons dans les protons et supprime des sources d'erreurs systématiques. Mais la mesure des rapports d'embranchement dépend du Modèle Théorique.

Dans les expériences UA1 et UA2, les rapports d'embranchement leptoniques ont été calculés en faisant le rapport de la section efficace expérimentale $\sigma(WX) \times Br(W \rightarrow \ell\nu)$ et de $\sigma(WX)$ théorique [18, 19].

Les expériences du TEVATRON utilisent une méthode qui tient compte des mesures effectuées à LEP1. Le LEP dans sa phase d'étude du boson Z^0 entre 1989 et 1995, a permis un test systématique du Modèle Standard et des mesures précises des largeurs partielles de désintégration du Z^0 ($\Gamma_{\ell\ell}(Z^0) = 83.90 \pm 0.10 \text{ MeV}$ [6]). Pour calculer les rapports d'embranchement leptoniques, la relation suivante est utilisée :

$$R = \frac{\sigma(W \rightarrow \ell\nu)}{\sigma(Z \rightarrow \ell^+\ell^-)} = \frac{\sigma(WX) \times Br(W \rightarrow \ell\nu)}{\sigma(ZX) \times Br(Z \rightarrow \ell^+\ell^-)} \quad (I.33)$$

Les rapports d'embranchement du W sont déterminés à partir de la mesure de R , de la valeur théorique du rapport des sections efficaces $\sigma(WX)/\sigma(ZX) = 3.33 \pm 0.03$ [17, 20] et de la valeur moyenne mondiale $Br(Z \rightarrow ll) = 3.367 \pm 0.006 \%$ [12].

$$Br(W \rightarrow \ell\nu) = \frac{1}{R} \frac{\sigma(ZX)}{\sigma(WX)} \times Br(Z \rightarrow \ell^+\ell^-) \quad (I.34)$$

En combinant la mesure des rapports d'embranchement avec la valeur théorique de la largeur partielle $\Gamma(W \rightarrow \ell\nu) = 226.5 \pm 0.3 \text{ MeV}$ [12], la largeur totale du W est mesurée :

$$\Gamma_W = \frac{\Gamma(W \rightarrow \ell\nu)}{Br(W \rightarrow \ell\nu)} \quad (I.35)$$

Aucune des méthodes exposées précédemment n'est indépendante des hypothèses et prédictions du Modèle Standard.

La seule mesure directe liée aux rapports d'embranchement du boson W , est celle de la largeur Γ_W , effectuée par CDF [21] à partir de la distribution de la masse transversale des événements sélectionnés comme des W , figure I.5. La distribution de Breit-Wigner de production des W dans laquelle intervient Γ_W , décroît plus lentement que la composante gaussienne de la résolution sur la masse transversale (voir figure I.6).

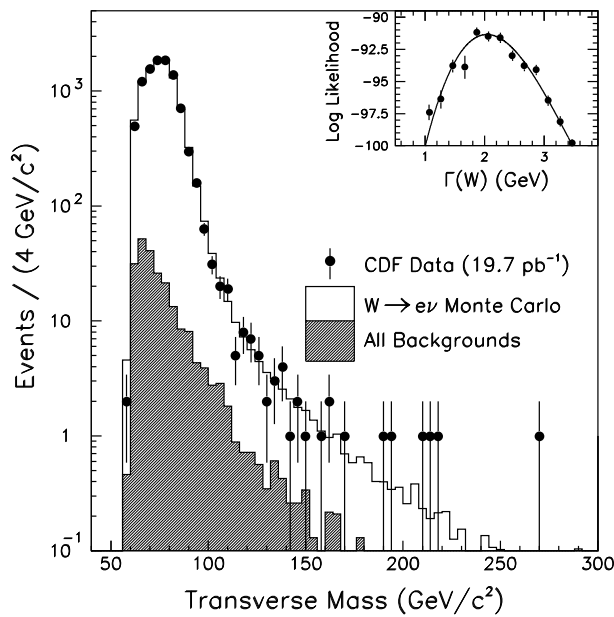


FIG. I.5: Spectre de la masse transversale des les événements $W \rightarrow e\nu$ sélectionnés par l'expérience CDF.

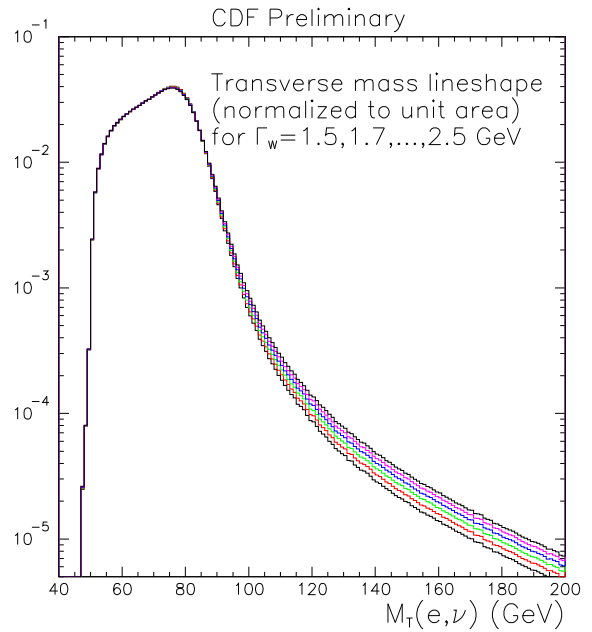


FIG. I.6: Dépendance en Γ_W du spectre de masse transversale des événements $W \rightarrow e\nu$ simulés dans CDF.

Valeurs des rapports d'embranchement du W

L'expérience UA1 donne le rapport R combiné pour les canaux e et μ [22] et non les rapports d'embranchement :

$$R_{e,\mu} = 9.5_{-1.0}^{+1.1} (stat. \oplus syst.)$$

L'expérience UA2 ne possédant pas de détecteur de muons n'a mesuré que le rapport R_e [23] :

$$R_e = 9.38_{-0.72}^{+0.82} (stat.) \pm 0.25 (syst.)$$

dont le rapport d'embranchement leptonique est déduit [24] :

$$Br(W \rightarrow e\nu) = 10.0 \pm 1.4 \text{ (exp.)}_{-3}^{+2} \text{ (théo.)}\%$$

La première erreur contient à la fois l'erreur statistique et l'erreur systématique, alors que la seconde provient de l'incertitude sur la valeur théorique de la section efficace totale.

A FermiLab, les expériences D0 [18] et CDF [19] obtiennent des résultats plus précis. Seuls les résultats des *RUN 0* et *RUN 1A* ont été publiés. CDF obtient [25, 26] :

$$\begin{aligned} Br(W \rightarrow e\nu) &= 10.90 \pm 0.43 \text{ (stat.} \oplus \text{ syst.)}\% \\ Br(W \rightarrow \mu\nu) &= 10.1 \pm 1.0 \text{ (stat.} \oplus \text{ syst.)}\% \end{aligned}$$

Ce qui donne [27] :

$$Br(W \rightarrow \ell\nu) = 10.66 \pm 0.37 \text{ (stat.} \oplus \text{ syst.)}\% \quad (\text{I.36})$$

L'expérience D0 mesure le rapport d'embranchement leptonique [15] en combinant les canaux e et μ :

$$Br(W \rightarrow \ell\nu) = 10.59 \pm 0.44 \text{ (stat.} \oplus \text{ syst.)}\%$$

Au TEVATRON, l'erreur systématique dominante provient de la mesure de la luminosité.

Dans ces trois expériences, le rapport d'embranchement $W \rightarrow \tau\nu$ n'est pas mesuré. L'universalité des couplages des W aux trois familles de leptons est supposée et le rapport d'embranchement leptonique moyen est déduit.

Toutes ces mesures sont compatibles avec les prédictions du Modèle Standard : couplage identique au W pour les trois familles de leptons et rapport d'embranchement leptonique du W égal à 10.82 % [13].

Comme il l'a déjà été précisé, la mesure de Γ_W est aussi un important test des couplages du W aux particules visibles. Les deux méthodes utilisées au TEVATRON donnent des valeurs compatibles avec la valeur attendue pour dans Modèle Standard $\Gamma_W^{th} = 2.093 \pm 0.002 \text{ GeV}/c^2$. [12, 13] :

$$\Gamma_{indirect}^{CDF}(W) = 2.064 \pm 0.061 \pm 0.059 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{I.37})$$

$$\Gamma_{direct}^{CDF}(W) = 2.19_{-0.16}^{+0.17} \pm 0.09 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{I.38})$$

La mesure indirecte de Γ_W est plus précise que la mesure directe mais elle s'appuie sur des hypothèses théoriques [15].

I.2.3 Mesure des rapports d'embranchement du W à LEP2

Jusqu'à présent, les mesures effectuées sur les collisionneurs $p\bar{p}$ donnaient la meilleure précision expérimentale sur les rapports d'embranchement. Les résultats récents et futurs du LEP, où les W sont produits en paires, devraient permettre de diminuer sensiblement l'erreur sur ces mesures. La détermination des paramètres de désintégration des W y est une mesure indépendante des hypothèses et prédictions théoriques. En l'absence d'hypothèse d'universalité, les différences dans le couplage du W aux différents leptons, si elles existent, devraient être observées.

Au LEP, les rapports d'embranchement sont obtenus à partir des sections efficaces partielles. Au premier ordre, la mesure des $Br(W \rightarrow \ell\nu)$ est indépendante de la luminosité. L'unique hypothèse utilisée pour cette mesure est celle d'une désintégration en modes visible du W ($\sum Br = 1$). Les trois rapports d'embranchement leptoniques, et pour la première fois $Br(W \rightarrow q\bar{q}')$ sont déterminés.

I.3 Conclusion

Le succès du Modèle Standard repose sur l'accord entre les mesures expérimentales et les prédictions théoriques.

Les tests du Modèle Standard se poursuivent dans le secteur électrofaible : le boson de Higgs n'a toujours pas été observé et la précision sur la mesure directe de la masse du W est encore inférieure à la résolution sur la détermination indirecte. La mesure précise des rapports d'embranchement du W permettra de tester l'universalité imposée par la symétrie $SU(2)_I$ du secteur faible du Modèle Standard, et d'améliorer les connaissances des couplages de ce boson. C'est le but de ce travail à travers la mesure de la section efficace de production totalement leptonique des paires de W .

En effet, la mesure de valeurs différentes de celles attendues pour les rapports d'embranchement du W pourrait être en particulier le signe de particules lourdes nouvelles intervenant dans les corrections radiatives sur la largeur du boson. Cependant, la sensibilité espérée dans ce domaine à la fin de LEP est inférieure à celle attendue pour la recherche directe. La limite sur la largeur invisible du W d'ores et déjà mesurée au LEP, est de $27 \text{ MeV}/c^2$ à 95 % de niveau de confiance [28], et le rapport d'embranchement du W en particules supersymétriques est inférieur à environ 1.5 % [28].

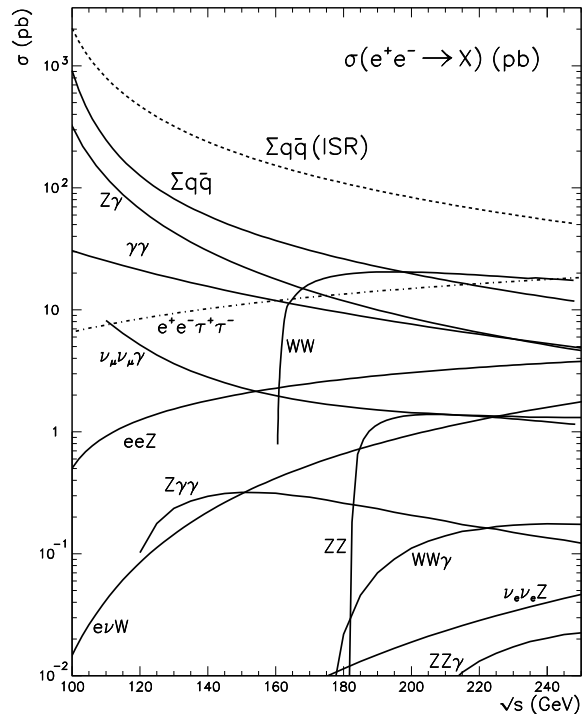
Dans le chapitre suivant, l'ensemble des processus physiques à LEP2 ainsi que le calcul théorique de la section efficace de production des paires de W dans le cadre du Modèle Standard sont décrits.

Chapitre II

Processus physiques à LEP2

La figure II.1 [29] montre les contributions relatives attendues des différents états finals à la section efficace d'annihilation e^+e^- . Sur toute la gamme d'énergie accessible au LEP, la production de paire de W est dominée par d'autres processus physiques. Elle augmente rapidement au dessus du seuil, puis croît lentement après $\sqrt{s} = 170 \text{ GeV}$, pour diminuer au dessus de 210 GeV .

FIG. II.1: Sections efficaces $e^+e^- \rightarrow X$ en fonction de l'énergie du centre de masse. L'énergie maximale prévue à LEP2 est $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$. Les interactions $\gamma\gamma \rightarrow ee$, $\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$ et $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ ont des sections efficaces supérieures aux limites de la figure.



Les bruits de fond sont différents suivant les modes de désintégration des paires de W considérés. Dans une première partie, les processus susceptibles de contaminer la sélection des états finals $l\bar{\nu}l\nu$ sont décrits. Dans une deuxième partie, le calcul de la section efficace de production des paires de W est détaillé et sa variation avec \sqrt{s} discutée.

II.1 Différents processus physiques

II.1.1 Production des paires de W

Les trois diagrammes décrivant la production de paires de W à LEP2 à l'ordre le plus bas sont représentés sur la figure II.2. Ces diagrammes sont appelés *CC03* (Courants Chargés 3 diagrammes). Deux diagrammes sont dans la voie s , échange d'un photon ou d'un Z^0 , et un dans la voie t , échange de neutrino. La possibilité de production des paires de W par l'intermédiaire d'un boson de Higgs dans la voie s est négligée (voir paragraphe I.1.5).

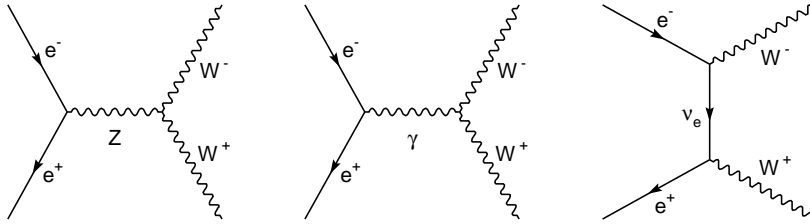


FIG. II.2: Diagrammes de Feynman représentant la production des paires de W dans les collisions e^+e^- (*diagrammes CC03*).

Les bosons W sont caractérisés par leur mode de désintégration : en deux quarks de masse inférieure à $M_W/2$ ou en lepton-neutrino, avec des rapports d'embranchement respectifs de 67.6 % et 32.4 %. La désintégration en quarks $b\bar{t}$ est cinématiquement interdite car le quark t a une masse de $173.8 \pm 5.2 \text{ GeV}/c^2$ [12]. Les désintégrations individuelles des W induisent un classement des désintégrations des paires de W suivant la nature des fermions de l'état final. Le canal *totalelement leptonique* que l'on cherche à sélectionner (état final $\ell\bar{\nu}\ell\nu$) représente 10.5 % des désintégrations des paires de W . Le canal *semi-leptonique* (état final $\ell\bar{\nu}q\bar{q}'$) représente 43.8 % des événements et enfin le canal *totalelement hadronique* (état final $q\bar{q}'q\bar{q}'$) contribue pour 45.7 % aux états finals issus des désintégrations des paires de W . Ces trois canaux ont des topologies différentes qui permettent de les séparer.

Les deux W sont supposés être produits avec la même masse et une largeur nulle. Dans le repère de la collision e^+e^- ($\sqrt{s}, 0, 0, 0$), qui au LEP coïncide avec le repère de laboratoire, lorsqu'il n'y a pas d'émission d'ISR, l'impulsion emportée par les bosons, la vitesse, est :

$$P = \sqrt{(\sqrt{s}/2)^2 - M_W^2} \quad (\text{II.1})$$

La section efficace différentielle de production des paires de W à $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$, est représentée sur la figure II.3 en fonction de l'angle polaire du W^+ par rapport au positon incident [30] et pour différents ordres de calcul. La section efficace de production des W^+ à $\theta = 180^\circ$ est environ 13 fois plus faible qu'à $\theta = 0^\circ$. Les $W^{+(-)}$ sont majoritairement produits dans la direction que l'électron (positon). On reviendra dans le paragraphe II.2 sur l'importance des corrections radiatives lors du calcul de la section efficace $CC03$.

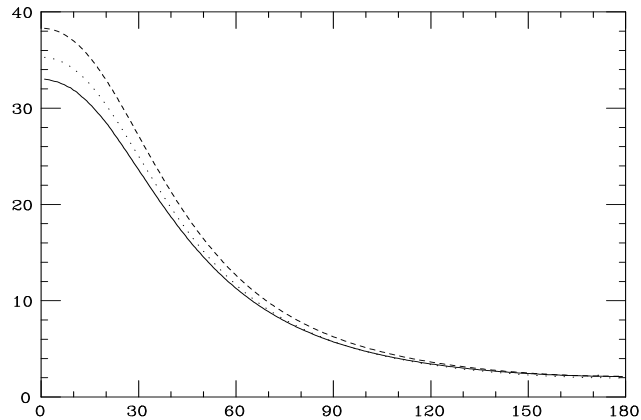


FIG. II.3: Section efficace différentielle de production des paires de W en fonction de l'angle polaire du W^+ par rapport au e^+ incident ; $\sqrt{s} = 190 \text{ GeV}$. La courbe en pointillés correspond à l'approximation de Born, celle hachurée à l'approximation de Born dans la représentation G_μ et la ligne pleine au calcul complet des corrections électromagnétiques.

Lorsqu'un W sur sa couche de masse se désintègre, la formule suivante donne l'énergie maximale et minimale des fermions produits :

$$E_{\pm} = \frac{\sqrt{s}}{4} (1 \pm \sqrt{1 - 4M_W^2/s}) \quad (\text{II.2})$$

Dans la table II.1 sont reportés les vitesses et les énergies extrêmes des fermions pour les quatre énergies étudiées et les masses utilisées pour les simulations.

Lors de la désintégration des bosons, la particule la plus légère emporte le plus d'impulsion. L'autre particule suit la direction d'entraînement du référentiel : plus le W a une grande vitesse, plus le lepton chargé est émis dans une direction proche de celle du boson.

Le canal $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ est caractérisé par une faible multiplicité : typiquement entre 2 et 6 traces chargées. Les impulsions des leptons chargés sont comprises entre E_+ et E_- donnés dans

M_W (GeV/c^2)	80.39			
\sqrt{s} (GeV)	161	172	183	189
Vélocité (GeV/c)	4.2	30.6	43.7	49.7
E_+ (GeV)	42.4	57.9	67.6	72.1
E_- (GeV)	38.1	27.6	23.9	22.4

TAB. II.1: Vélocités des W et énergies maximales et minimales du spectre des leptons à différentes énergies de collisions et pour $M_W = 80.39 GeV/c^2$.

la table II.1. Lorsque le lepton chargé est un tau, son impulsion reconstruite est dégradée par la présence d'un ou deux neutrinos dans ses produits de désintégration. Les deux leptons issus du W ont des trajectoires non colinéaires à basse énergie. Lorsque la vélocité du W augmente, les leptons ont tendance à s'aligner. Les deux neutrinos non détectés sont à l'origine de la plus grande partie de l'impulsion manquante. Le rayonnement de photon(s) dans l'état initial (ISR), principalement émis dans le tube à vide, est une source supplémentaire d'énergie manquante. Lorsqu'un des deux leptons chargés n'est pas détecté, la trop faible multiplicité apparente conduit à rejeter l'événement.

Les bruits de fond caractéristiques pour ces états finals sont décrits dans le paragraphe II.1.3.

Expérimentalement, les W sont caractérisés par les quatre fermions de leur états finals.

II.1.2 Etats finals quatre fermions ($4f$)

Pour un état final donné, il existe plusieurs diagrammes compatibles avec la désintégration des paires de W . Ce sont les diagrammes dits quatre fermions ou $4f$. Parmi eux, seuls les diagrammes $CC03$ correspondent à la production des paires de W .

Le nombre de diagrammes qui contribuent à un état final dépend de la nature des fermions produits. Il est donné dans la table II.2 pour chaque combinaison possible de fermions.

- Il y a 9, 10 ou 11 diagrammes lorsque les deux paires de fermions de l'état final sont différentes et ne contiennent pas de paire $e\bar{\nu}_e$. Il y a un diagramme en moins par paire de leptons dans l'état final en comparaison des 11 existant pour deux paires hadroniques. Les diagrammes correspondant à l'état final $\mu\nu\tau\nu$ sont représentés sur la figure II.4.
- Il existe 18 et 20 diagrammes lorsque les deux paires de fermions sont différentes mais contiennent une paire $e\bar{\nu}_e$. Ces diagrammes supplémentaires par rapport au cas précédant proviennent des échanges dans la voie t . Lorsque les deux paires de fermions sont des leptons, il y a 18 diagrammes.

- Lorsque les deux paires de fermions de l'état final sont identiques, les diagrammes peuvent contenir des échanges de bosons neutres. Le nombre de diagrammes est de 43 lorsque les fermions sont des quarks, de 19 lorsque ce sont des leptons, mais de 56 lorsque ces deux leptons sont des paires $e\bar{\nu}_e$ (présence d'échanges dans la voie t).

C'est dans la désintégration totalement leptonique des paires de W que le plus grand nombre de diagrammes interviennent.

	$\bar{d}u$	$s\bar{c}$	$e\bar{\nu}_e$	$\bar{\mu}\bar{\nu}_\mu$	$\bar{\tau}\bar{\nu}_\tau$
$\bar{d}u$	43	11	20	10	10
$s\bar{c}$	11	43	20	10	10
$e\bar{\nu}_e$	20	20	56	18	18
$\mu\bar{\nu}_\mu$	10	10	18	19	9
$\tau\bar{\nu}_\tau$	10	10	18	9	19

TAB. II.2: Nombre de diagrammes de Feynman en fonction des états finals compatibles avec la désintégration de paires de W .

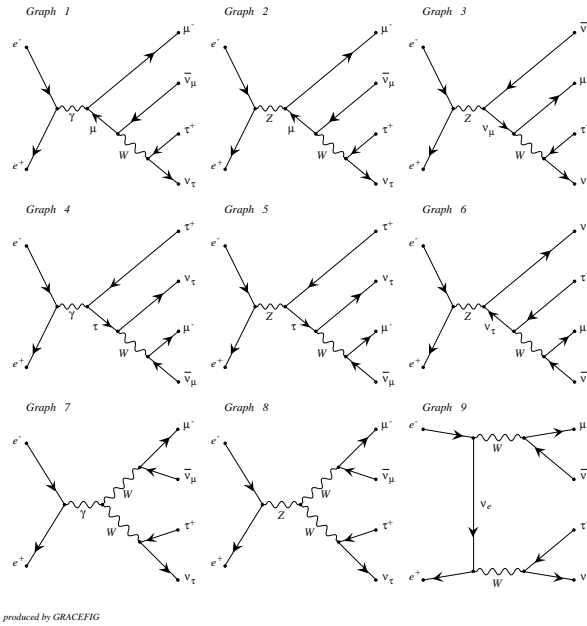


FIG. II.4: Ensemble des diagrammes correspondant à un état final $\mu\bar{\nu}_\mu\bar{\tau}\bar{\nu}_\tau$. Les diagrammes 7, 8 et 9 correspondent aux diagrammes $CC03$.

Le calcul théorique de la section efficace $4f$ est mal contrôlé. La prise en compte de certains diagrammes (diffusion d'électrons) entraîne des divergences de la section efficace pour de petits θ . Dans le programme GRC4f [31], la prise en compte des masses des fermions et l'approximation aux ordres supérieurs permet de régulariser cette divergence. De

plus, le nombre de diagrammes pris en compte dépend du programme utilisé. En particulier, les états finals avec un électron, un ν_e ou deux paires de fermions identiques ne sont pas traités par GENTLE [16]. L'échange éventuel de bosons de Higgs n'est pris en compte que dans le générateur GRC4f, où la masse des fermions n'est pas nulle. Dans le programme EXCALIBUR [34], la masse des fermions est strictement nulle, ce qui ne permet pas par exemple, de tenir compte des diagramme d'échange de boson de Higgs. Des programmes Monte-Carlo comme KORALW [32, 33] ne permettent pas de calculer l'ensemble des états finals $4f$ mais simplement les états finals compatibles avec une désintégration de paires de W , sans tenir compte des interactions $\gamma\gamma$. Pour compléter la simulation des processus physiques, il faut utiliser d'autres simulations, telles que la production de paires de Z ou les interactions $\gamma\gamma$. Le mélange "états finals/processus physique" dans les simulations, peut amener à un double comptage des événements. Quelque soit la méthode de calcul utilisée, toutes les interférences entre les différents diagrammes ne sont pas prises en compte et les corrections électrofaibles ou hadroniques ne sont pas encore complètes. L'accord entre les différentes méthodes de calcul varie de 1 à 2 % [32].

Expérimentalement, c'est la section efficace $4f$ qui est mesurée. Cependant c'est à la section efficace $CC03$, théoriquement mieux connue, que les mesures sont comparées. Pour cela, lors de la mesure de la section efficace, il faut tenir compte des événements provenant des diagrammes $4f$ non doublement résonnants qui peuvent satisfaire aux critères de sélection. La différence entre les sections efficace $4f$ et $CC03$ est de l'ordre de 4 % au seuil puis de 2 % (voir annexe A et [32]). Elle est plus ou moins importante selon les canaux, en fonction du nombre de diagrammes possibles et de leurs amplitudes.

Cependant, les coupures de sélection rejettent une grande partie des événements provenant des diagrammes $4f$ et ceux restant ont de faibles amplitudes. La correction à appliquer est petite (de l'ordre de 20 fb) mais nécessaire étant donné la précision que l'on désire atteindre.

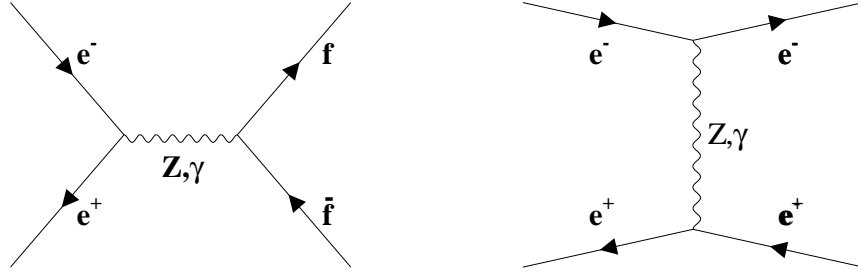
II.1.3 Bruits de fond aux états finals $l\bar{\nu}l\nu$

Dans ce paragraphe, seuls les bruits de fond susceptibles de contaminer la sélection des états finals $l\bar{\nu}l\nu$ sont décrits. Plus de détails seront donnés dans le chapitre IV.

Etats finals $f\bar{f}$

La production des états finals $f\bar{f}$ (ou di-fermions) se fait par l'intermédiaire des diagrammes représentés sur la figure II.5. Le diagramme de la voie t n'intervient que pour la production des paires e^+e^- (diffusion Bhabha).

Les topologies de ces états finals changent suivant qu'il y ait eu émission d'un photon ISR ou non. Lorsqu'il n'y a pas d'émission ISR, les deux fermions de l'état final sont


 FIG. II.5: Diagrammes de production des états finals $f\bar{f}$.

colinéaires de directions opposées (dits *dos à dos*); l'énergie visible est très proche de l'énergie de collision.

L'émission d'un photon ISR déplace l'énergie de collision. Lorsque l'énergie effective dans le centre de masse est celle de la résonance du Z^0 , ce processus est appelé *retour radiatif au Z*. Les photons ISR ont une énergie piquée à :

$$E_{\gamma}^{pic} = \frac{\sqrt{s}}{2} - \frac{M_Z^2}{2\sqrt{s}} \quad (\text{II.3})$$

Ils sont émis la plupart du temps à très petit angle. Invisibles dans le détecteur, ils sont une source d'énergie manquante suivant l'axe \vec{z} . Dans ce cas, la masse visible est proche de celle du boson Z et les deux leptons ne sont plus *dos à dos*. Si ces photons sont détectés, seuls les états finals $\tau^+\tau^-$ présentent de l'énergie manquante. Elle provient de la désintégration des taus, $\tau \rightarrow X\nu_{\tau}$, et peut avoir une composante transversale.

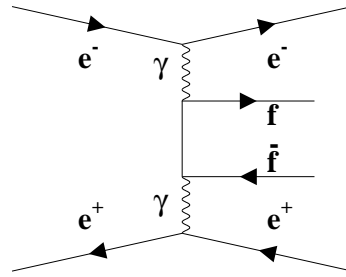
La diffusion Bhabha a une topologie légèrement différente. Le diagramme de la voie t est dominant et le pic de retour au Z est masqué par le spectre continue d'émission ISR de la diffusion dans la voie t . La section efficace e^+e^- varie en $1/\sqrt{s}$.

L'état final $\nu\bar{\nu}$ ne constitue un bruit de fond potentiel que s'il y a eu émission d'un photon ISR qui s'est converti en paires e^+e^- au contact des tout premiers détecteurs. Ces événements sont caractérisés par une grande énergie manquante dans le détecteur et deux leptons non colinéaires. Dans ce cas, la masse visible est proche de zéro.

Contrairement à la production des di-leptons, l'état final $q\bar{q}$ présente une grande multiplicité et de ce fait n'est pas une source de contamination pour la sélection $\ell\bar{\nu}\ell\nu$.

Interactions $\gamma\gamma$

Ces interactions sont représentées par des diagrammes du type de celui de la figure II.6. La masse invariante du système $f\bar{f}$ est petite : la section efficace $\gamma\gamma$ diverge lorsque la

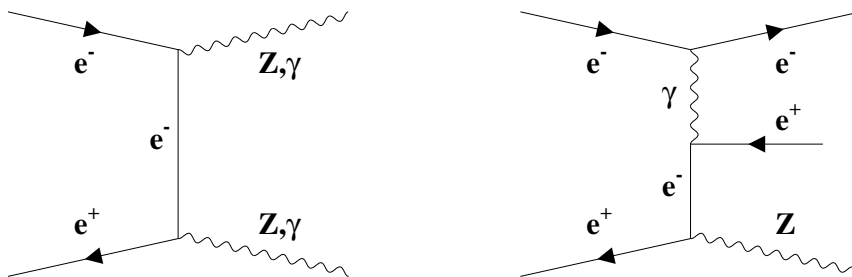
FIG. II.6: Diagramme d'interaction $\gamma\gamma$.

masse du système de fermions tend vers zéro. Cependant, seuls les événements de masse visible importante sont susceptibles d'être sélectionnés comme événements $l\bar{\nu}l\nu$.

Dans la majorité des cas, l'électron et le positron sont diffusés dans le tube à vide et seul le système $f\bar{f}$ peut être détecté. L'impulsion manquante provient de l'électron et du positron et elle est alignée avec l'axe des faisceaux. Si la paire de fermions est constituée de leptons τ , l'énergie manquante peut avoir une composante transversale non nulle provenant des neutrinos de désintégration des τ . Les interactions dont la paire de fermions est constituée de quarks présentent une trop grande multiplicité pour satisfaire aux critères de sélection $l\bar{\nu}l\nu$.

Ces interactions ont des sections efficaces qui dominent largement les sections efficaces des autres processus accessibles à LEP2.

Processus $ZZ^{(*)}$ et Zee

FIG. II.7: Diagrammes pour les processus $ZZ^{(*)}$ et Zee .

Les états finals provenant des processus $ZZ^{(*)}$ et Zee compatibles avec une désintégration de paire de W sont classés comme états finals $4f$.

– $ZZ^{(*)}$:

La topologie des $ZZ^{(*)}$ dépend de l'énergie dans le centre de masse. Lorsque le seuil de production est atteint ($\sim 182 \text{ GeV}$), les deux Z peuvent être réels. Dans ce cas, chacun des Z peut se désintégrer en deux leptons ou deux quarks. Seul le cas où l'un des deux Z se désintègre en leptons chargés et l'autre en neutrinos est potentiellement contaminant pour la sélection $\ell\bar{\nu}\ell\nu$. Les neutrinos sont alors source d'énergie manquante dont la composante transversale est non nulle. Autour du seuil de production, l'impulsion des deux leptons chargés est de l'ordre de $45 \text{ GeV}/c$ et ils sont dos à dos.

Lorsque l'énergie de collision est inférieure au seuil de production, un des deux bosons est hors de sa couche de masse (Z^*) et il se désintègre en deux leptons non colinéaires. Lorsque le Z réel se désintègre en neutrinos, ces événements représentent un bruit de fond pour la sélection des états finals $\ell\bar{\nu}\ell\nu$. Cependant, la masse visible associée au système est faible et la masse manquante importante.

– Zee :

Plusieurs cas de figure se présentent suivant que l'électron diffusé est visible ou non dans le détecteur. Le second électron est toujours reconstruit. Lorsque l'électron spectateur est diffusé à petit angle (cas le plus fréquent), ce processus ne constitue pas un bruit de fond à la sélection des événements $\ell\bar{\nu}\ell\nu$. Parmi ces événements, les bruits de fond potentiels pour la sélection $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ sont ceux dont les deux e sont reconstruits et dont le Z se désintègre en neutrinos ou encore ceux correspondant à un électron invisible et un Z se désintégrant en deux leptons dont un n'est pas détecté.

II.2 Section efficace de production des paires de W à LEP2

La section efficace de production WW est définie à partir des trois diagrammes représentés sur la figure II.2. La masse et la largeur du boson W sont notées M_W et Γ_W . La section efficace de production des paires de W s'exprime comme [35, 36] :

$$\sigma(s) = \int_0^s ds_1 \int_0^{(\sqrt{s}-\sqrt{s_1})^2} ds_2 \rho(s_1)\rho(s_2)\sigma_0(s, s_1, s_2) \quad (\text{II.4})$$

Les masses invariantes au carré des deux bosons W virtuels sont notées s_1, s_2 ; $\sigma_0(s, s_1, s_2)$ représente la section efficace des trois diagrammes $CC03$ dans l'approximation de Born avec $\Gamma_W = 0$. C'est à travers le terme ρ , la densité de probabilité de produire un W , qu'intervient Γ_W .

Dans ce paragraphe, les calculs de la section efficace σ_{WW} sont détaillés en partant des hypothèses les plus simples (deux W sur leur couche de masse et de largeur nulle) jusqu'à la prise en compte des corrections radiatives électromagnétiques.

II.2.1 Approximation de Born pour deux W de largeur nulle

L'approximation de Born ne prend en compte aucune correction radiative. La largeur des W est considérée comme nulle : les deux W ont une seule et même masse (W sur leur couche de masse ou *on-shell*) et leur désintégration est négligée.

L'approximation on-shell de l'expression II.4 est obtenue en prenant la limite :

$$\rho(s) \xrightarrow{\Gamma_W \rightarrow 0} \delta(s - M_W^2) \quad (\text{II.5})$$

soit :

$$\sigma^{on-shell}(s) = \sigma_0(s, s_1, s_2) \quad (\text{II.6})$$

En sommant sur les hélicités, la section efficace $\sigma_0(s, s_1, s_2)$ s'écrit en fonction des différents diagrammes d'échange ($\mathbb{M}_\gamma, \mathbb{M}_Z, \mathbb{M}_\nu$) et de leurs interférences ($\mathbb{M}_{\nu Z}, \mathbb{M}_{\nu\gamma}, \mathbb{M}_{\gamma Z}$) :

$$\sigma_0(s, s_1, s_2) = \mathbb{M}_\gamma + \mathbb{M}_Z + \mathbb{M}_\nu + \mathbb{M}_{\gamma Z} + \mathbb{M}_{\nu Z} + \mathbb{M}_{\nu\gamma} \quad (\text{II.7})$$

En négligeant les masses des électrons et positons, chacun des termes peut s'écrire de la façon suivante [35] :

$$\begin{aligned} \mathbb{M}_\gamma &= \left(\frac{g^4}{64\pi s^2} \right) \frac{2 \sin^4 \theta_W}{s^2} \left(-\frac{1}{s_1 s_2} \right) \mathcal{G}_1(s, s_1, s_2) \\ \mathbb{M}_Z &= \left(\frac{g^4}{64\pi s^2} \right) \frac{1}{8} \frac{(1 - 4 \sin^2 \theta_W)^2 + 1}{(s - M_Z^2)^2} \left(-\frac{1}{s_1 s_2} \right) \mathcal{G}_1(s, s_1, s_2) \\ \mathbb{M}_\nu &= \left(\frac{g^4}{64\pi s^2} \right) \frac{1}{4} \left(-\frac{1}{s_1 s_2} \right) \mathcal{G}_2(s, s_1, s_2) \\ \mathbb{M}_{\gamma Z} &= \left(\frac{g^4}{64\pi s^2} \right) \sin^2 \theta_W \frac{1 - 4 \sin^2 \theta_W}{s(s - M_Z^2)} \left(-\frac{1}{s_1 s_2} \right) \mathcal{G}_1(s, s_1, s_2) \\ \mathbb{M}_{\nu Z} &= \left(\frac{g^4}{64\pi s^2} \right) \frac{1}{4} \frac{2 - 4 \sin^2 \theta_W}{s - M_Z^2} \left(\frac{1}{s_1 s_2} \right) \mathcal{G}_3(s, s_1, s_2) \\ \mathbb{M}_{\nu\gamma} &= \left(\frac{g^4}{64\pi s^2} \right) \frac{\sin^2 \theta_W}{s} \left(\frac{1}{s_1 s_2} \right) \mathcal{G}_3(s, s_1, s_2) \end{aligned} \quad (\text{II.8})$$

Avec $g^2 = e^2/\sin^2 \theta_W$, $\sin^2 \theta_W = (M_Z^2 - M_W^2)/M_Z^2$ et \mathcal{G}_i les fonctions cinématiques :

$$\begin{aligned}\mathcal{G}_1(s, s_1, s_2) &= -\lambda^{3/2}(s, s_1, s_2)[\lambda(s, s_1, s_2)/6 + 2(s(s_1 + s_2) + s_1 s_2)] \\ \mathcal{G}_2(s, s_1, s_2) &= -\lambda^{1/2}(s, s_1, s_2)[\lambda(s, s_1, s_2)/6 + 2(s(s_1 + s_2) - 4s_1 s_2)] \\ &\quad + 4s_1 s_2 (s - s_1 - s_2) \ln f(s, s_1, s_2)\end{aligned}\tag{II.9}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{G}_3(s, s_1, s_2) &= -\lambda^{1/2}(s, s_1, s_2)[(s + 11s_1 + 11s_2)\lambda(s, s_1, s_2)/6 \\ &\quad + 2(s_1^2 + 3s_1 s_2 + s_2^2)s - 2(s_1^3 + s_2^3)] \\ &\quad - 4s_1 s_2 ((s_1 + s_2)s + s_1 s_2) \ln f(s, s_1, s_2)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\lambda(s, s_1, s_2) &= s^2 + s_1^2 + s_2^2 - 2(s_1 s + s_2 s + s_1 s_2) \\ &\propto \beta^2\end{aligned}\tag{II.10}$$

$$f(s, s_1, s_2) = \frac{s - s_1 - s_2 - \lambda^{1/2}(s, s_1, s_2)}{s - s_1 - s_2 + \lambda^{1/2}(s, s_1, s_2)}\tag{II.11}$$

Les fonctions cinématiques \mathcal{G}_i sont proportionnelles à des puissances de $\beta = \sqrt{1 - M_W^2/E^2}$. Le terme λ est proportionnel à l'énergie \sqrt{s} d'un corps qui se désintègre en deux objets de masses $\sqrt{s_1}$ et $\sqrt{s_2}$. Dans le cas spécifique de l'approximation d'un W de largeur nulle, $\sqrt{s_1} = \sqrt{s_2} = M_W$

La section efficace de production des paires de W a un comportement différent suivant l'énergie disponible dans le centre de masse. Trois régions peuvent être distinguées sur la figure II.8. Dans les paragraphes suivants, l'influence des différentes contributions de la section efficace sur la dépendance en énergie et en masse est discutée.

Influence relative des différents termes pour les trois régions d'énergie

Au seuil, seul le diagramme t participe à la production des paires de W (voir figure II.8). La montée de la section efficace résulte du terme \mathbb{M}_ν (diagramme dans la voie t) qui est proportionnel à β [30] par l'intermédiaire de la fonction cinématique \mathcal{G}_2 . En l'absence des diagrammes de la voie s (échange d'un photon ou d'un Z), la section efficace est indépendante des valeurs des couplages à trois bosons de jauge ou TGC (γWW et ZWW).

Le diagramme de la voie t domine les cinq autres termes quelle que soit l'énergie dans le centre de masse. Cependant, lorsque l'énergie augmente, les termes provenant des diagrammes s apparaissent et avec eux ceux des interférences entre les différentes

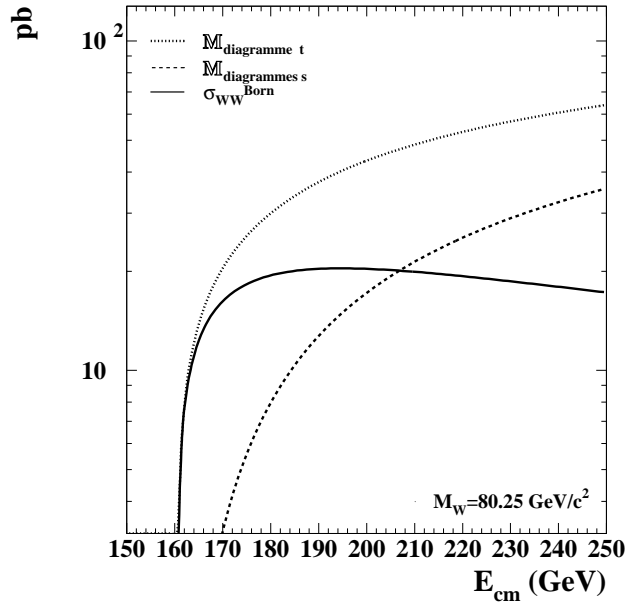


FIG. II.8: Variation des termes provenant des diagrammes s et t ainsi que de la section efficace de Born totale en fonction de \sqrt{s} .

contributions. La compétition entre les six termes amène à une compensation qui provoque la saturation de la section efficace puis sa décroissance.

Le comportement décroissant de la section efficace de Born à haute énergie dépend étroitement des termes d'interférence. En effet, la figure II.8 montre que les termes provenant des deux diagrammes s et du diagramme t ne peuvent expliquer à eux seuls la décroissance de σ_{WW}^{Born} pour les grands \sqrt{s} . Le rôle des interférences entre les trois diagrammes d'interaction est aussi visible sur la figure II.9 où les différentes contributions de la section efficace totale sont séparées. Chaque terme est successivement ajouté aux précédents.

Dans la table II.3 sont regroupées les différentes valeurs obtenues pour chaque terme ainsi que la section efficace totale dans l'approximation de Born pour différentes masses et \sqrt{s} . La contribution provenant de l'échange de photon n'est pas significative comparée aux autres termes. Au contraire, ce sont les interférences entre les voies s et t qui sont les termes les plus grands après la contribution de l'échange de neutrino. L'interférence entre les deux diagrammes de la voie s est négligeable.

Le diagramme d'échange de neutrino ne contribue que pour les électrons polarisés gauches alors que la voie s participe à tous les états de polarisation. Inversement, lorsque la section efficace totale est calculée séparément pour les deux états de polarisation, l'en-

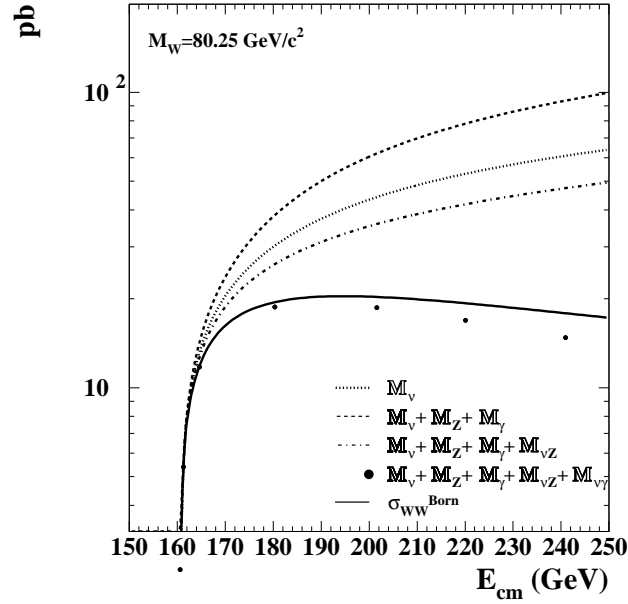


FIG. II.9: Influence des différentes contributions à la section efficace totale de production σ_{WW} dans l'approximation de Born, pour $M_{W1} = M_{W2} = 80.25 \text{ GeV}/c^2$.

M_W (GeV/c^2)	\sqrt{s} (GeV)	M_γ	M_Z (pb)	M_ν	$M_{\gamma Z}$	$M_{\nu\gamma}$ (pb)	$M_{\nu Z}$	$M_{\Sigma}^{\text{Born}} \text{interf}$ (pb)	$\sigma_{WW}^{\text{Born tot}}$ (pb)
79.25	161	0.145	0.328	8.927	0.009	-0.413	-0.635	-1.039	8.361
	172	1.580	3.193	21.58	0.096	-4.384	-6.364	-10.65	15.71
	183	3.409	6.300	29.63	0.197	-9.122	-12.80	-21.83	17.51
	200	6.342	10.56	38.87	0.349	-16.59	-21.85	-38.09	17.68
80.25	161	0.013	0.034	4.507	0.004	-0.040	-0.071	-0.107	4.447
	172	1.220	2.929	22.60	0.369	-3.693	-6.254	-9.578	17.17
	183	2.943	6.464	32.31	0.851	-8.683	-14.06	-21.90	19.82
	200	5.769	11.41	43.27	1.583	-16.45	-25.28	-40.14	20.31
81.25	161	—	—	—	—	—	—	—	—
	172	0.900	2.642	23.69	0.534	-2.998	-5.947	-8.411	18.83
	183	2.513	6.747	35.69	1.425	-8.152	-15.47	-22.20	22.75
	200	5.230	12.65	48.92	2.815	-16.39	-29.51	-43.09	23.71

TAB. II.3: Valeurs des différentes contributions pour différentes masses et \sqrt{s} .

semble des diagrammes contribuent à la section efficace *polarisée gauche* alors que seuls les diagrammes de la voie s sont à l'origine de la section efficace *polarisée droite*. Il s'en suit un important déséquilibre entre les deux termes au seuil où seul le diagramme t est impliqué : la contribution provenant des électrons polarisés droits est de l'ordre de 2 fb

alors qu'elle est de l'ordre de 7.6 pb pour les états polarisés gauches [36]. A plus haute énergie, la section efficace pour les électrons polarisés droits reste environ 100 fois plus faible que la section efficace pour les électrons polarisés gauches.

Dépendance en masse

La masse du boson W intervient directement dans la section efficace de Born aussi bien dans les termes cinématiques que dans le couplage électrofaible g . La figure II.10 montre que cette dépendance est plus ou moins importante suivant l'énergie disponible dans le centre de masse. Trois zones de sensibilité peuvent être distinguées ; elles coïncident avec les trois régimes précédemment décrits.

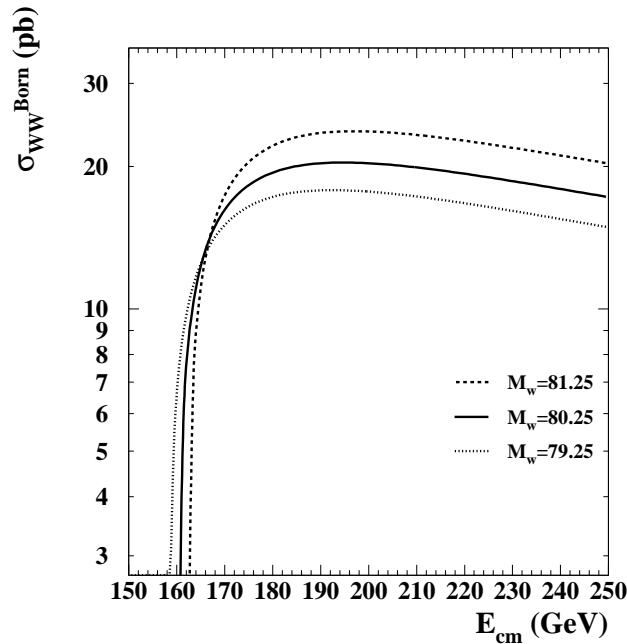


FIG. II.10: Variation de la section efficace dans l'approximation de Born pour trois masses de W en fonction de \sqrt{s} , avec $M_Z = 91.1867 \text{ GeV}/c^2$, $\sin^2 \theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$.

Dans l'approximation des W de largeur nulle, la masse des deux bosons produits influence directement la position du seuil : plus la masse est petite, plus le seuil de production est bas. Le diagramme t qui domine est proportionnel à β et de ce fait très sensible à M_W . Ce comportement a été utilisé pour mesurer M_W à 161 GeV .

Après une augmentation très rapide de la section efficace totale, les interférences destructives interviennent. Plus la masse est élevée, plus les interférences apparaissent à basse énergie. La section efficace augmente d'autant plus que M_W est grande. Cela explique le croisement observé sur la figure II.10 entre les sections efficaces calculées pour

différentes masses du W . Dans cette zone de compensation¹, située autour de 168 GeV pour l'approximation de Born et $\Gamma_W = 0$, la section efficace de production des paires de W est insensible à M_W .

Enfin, à haute énergie, la section efficace de Born redevient sensible à la masse des W .

Afin d'expliquer quelle est l'origine de cette dépendance en M_W de la section efficace, les valeurs des différentes contributions pour différentes masses et différentes énergies ont été regroupées dans la table II.3 et leur évolution avec \sqrt{s} représentée sur les figures II.11 et II.12.

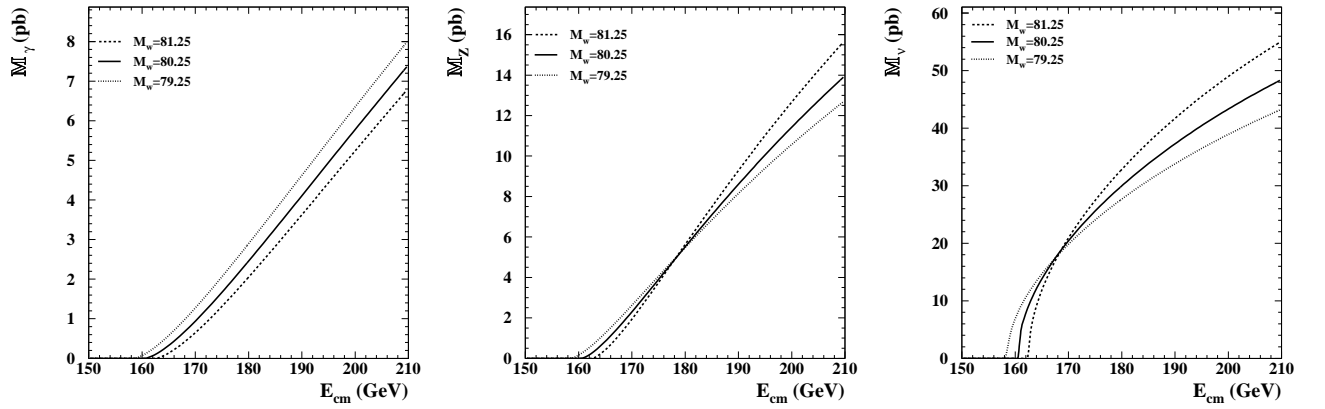


FIG. II.11: Contributions de chacun des trois diagrammes doublement résonnants pour trois masses différentes.

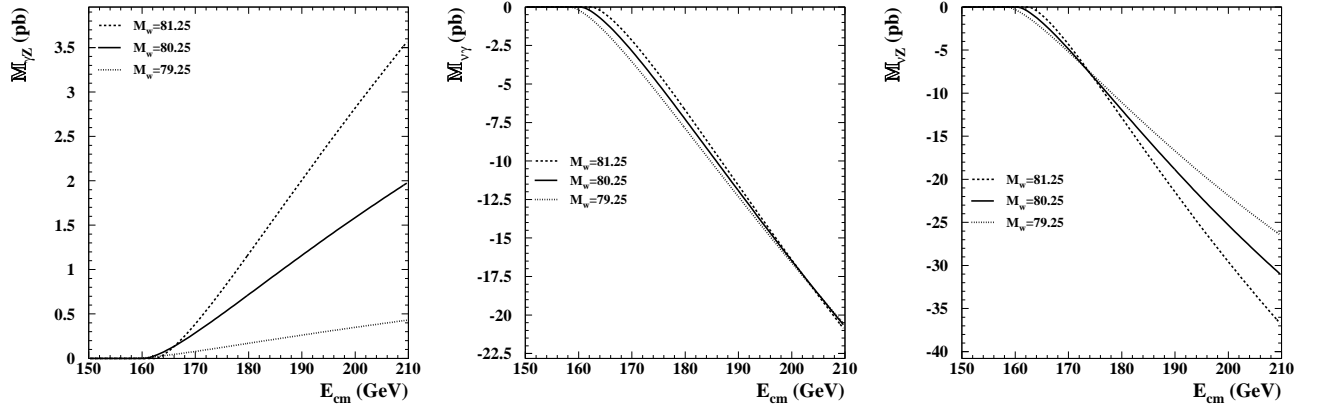


FIG. II.12: Contribution de chaque terme d'interférence entre les trois diagrammes $CC03$ pour trois masses différentes.

¹Les différentes courbes obtenues pour différentes masses se croisent en des points distincts mais sur un intervalle d'énergie très restreint.

Au dessus du seuil de production, la somme des contributions des interférences augmente d'autant plus rapidement que M_W est grande. Parmi tous les termes, seule la contribution \mathbb{M}_γ ne subit pas de changement de dépendance en masse : quelle que soit l'énergie, plus la masse est faible, plus \mathbb{M}_γ est grand. Les autres termes, après l'effet de seuil, présentent une inversion de leur dépendance en masse : plus la masse est petite, plus la valeur absolue de la contribution est faible. Ce phénomène est plus ou moins important et se produit à différentes énergie suivant les termes. La contribution $\mathbb{M}_{\gamma Z}$ étant négligeable, sa grande sensibilité à M_W n'influence pas la section efficace totale.

C'est la masse intervenant dans $\sin \theta_W$ qui est à l'origine de l'inversion de dépendance à grande énergie, lorsque les effets cinématiques s'estompent. Le couplage g commun à toutes les formules II.9 qui varie comme M_W impose la zone de croisement des courbes. La contribution du diagramme t domine l'ensemble du spectre de section efficace, c'est elle qui détermine le point de changement de dépendance en masse de la section efficace totale de production des paires de W .

II.2.2 Prise en compte de la largeur du W

L'approximation de Born avec un W de largeur nulle ne reflète pas la réalité physique. Pour pouvoir comparer les mesures expérimentales et les prédictions théoriques il faut tenir compte de ce paramètre de la désintégration des bosons. La largeur du W est déterminante dans le comportement de la section efficace au seuil [37].

Dans ce paragraphe, les fermions sont supposés avoir une masse nulle. Cette hypothèse est justifiée par l'énergie de collision très supérieure à la masse des leptons.

A l'ordre le plus bas, les largeurs partielles s'expriment comme :

$$\Gamma_{W \rightarrow f_i f'_j}^{Born} = N_C \frac{\alpha}{6} \frac{M_W}{2 \sin^2 \theta_W} |V_{ij}|^2 \quad (\text{II.12})$$

Le facteur de couleur N_C est égal à 1 ou 3 suivant que le W se désintègre en leptons ou en quarks ; V_{ij} représente les éléments de la matrice CKM. Dans le cas des leptons $|V_{ij}| = 1$.

Deux types de corrections [36] interviennent dans l'expression de la largeur :

- les corrections électrofaibles (EW) qui comprennent la polarisation du vide, les corrections de vertex et les diagrammes en boîte dans lesquels des W et Z virtuels interviennent ;
- les corrections hadroniques (QCD) qui contribuent par l'émission de gluons dans les états finals contenant des quarks.

La largeur totale du W s'exprime ainsi [37] :

$$\begin{aligned}\Gamma_W &= \Gamma^{Born}(1 + \delta_{EW} + \delta_{QCD}) \\ \Gamma_W &= \frac{3G_\mu M_W^3}{2\sqrt{2}\pi} \left(1 + \frac{2\alpha_s(M_W^2)}{3\pi}\right)\end{aligned}\quad (\text{II.13})$$

où

$$\delta_{QCD} \approx 2 \frac{\alpha_s(M_W^2)}{3\pi} \approx 2.6 \% \quad (\text{II.14})$$

et

$$\delta_{EW} \leq 0.5 \% \quad (\text{II.15})$$

La correction EW est négligée par rapport à celle provenant de QCD.

La largeur du boson W varie comme M_W^3 (voir figure II.13). La valeur mondiale combinée $\Gamma_W^{exp} = 2.06 \pm 0.06 \text{ GeV}/c^2$ [12] est en accord avec la prédiction du Modèle Standard : $\Gamma_W^{th} = 2.093 \pm 0.002 \text{ GeV}/c^2$ [12, 13].

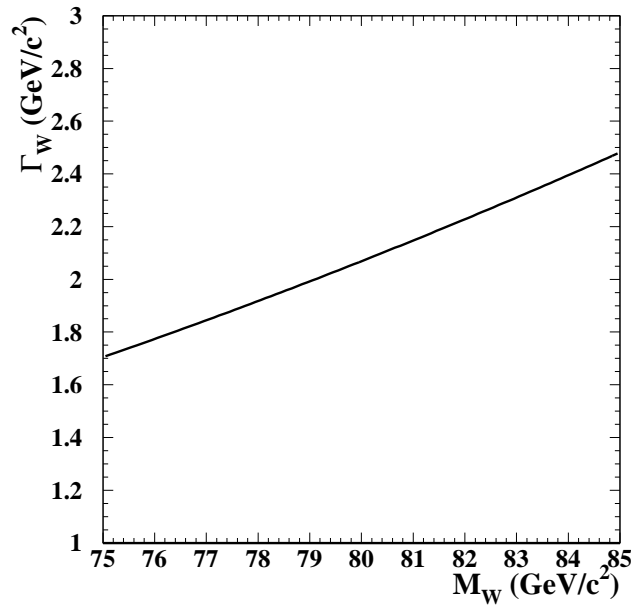


FIG. II.13: Variation en fonction de M_W de Γ_W corrigée de δ_{QCD} .

Les rapports d'embranchement sont définis comme le rapport des largeurs partielles et totale. A l'ordre de Born, ils ne dépendent que de la constante de couplage fort α_s et

des éléments $|V_{ij}|$ de la matrice CKM :

$$\begin{aligned}\Gamma_{W \rightarrow \ell_i \nu_i} &= \frac{G_\mu M_W^3}{6\sqrt{2}\pi} \\ \Gamma_{W \rightarrow q\bar{q}'} &= \frac{G_\mu M_W^3}{2\sqrt{2}\pi} |V_{ij}|^2 \left(1 + \frac{\alpha_s(M_W^2)}{\pi} \right)\end{aligned}\quad (\text{II.16})$$

Le calcul numérique à l'ordre de Born donne 10.8 % pour la désintégration en leptons et 67.6 % pour la désintégration en quarks. Lorsque le calcul complet est effectué à partir des éléments de matrice en tenant compte de la masse des fermions, les rapports d'embranchement leptoniques sont légèrement différents pour les trois familles de leptons [30]. En effet, il existe un facteur correctif de l'ordre de $-(3/2)(m_f/M_W)^2$, soit 7 pour 10000 pour le plus lourd des leptons. Cette différence est négligeable comparée à la résolution expérimentale qui peut être atteinte et l'approximation de Born est justifiée.

Par l'intermédiaire de la mesure des rapports d'embranchement du W , les éléments de la matrice CKM sur lesquels l'incertitude est la plus grande peuvent être déterminés. Cette mesure se fait en supposant l'universalité des couplages leptoniques (trois rapports d'embranchement égaux) et en utilisant les valeurs des éléments de matrice connus avec précision qui interviennent dans la désintégration du W et la valeur mondiale de $\alpha_s(M_W^2)$:

$$B(W \rightarrow \text{hadrons}) = \frac{(1 + \alpha_s(M_W^2)/\pi) \sum_{ij} |V_{ij}|^2}{1 + (1 + \alpha_s(M_W^2)/\pi) \sum_{ij} |V_{ij}|^2} \quad (\text{II.17})$$

Dans le calcul de la largeur, il faut tenir compte de l'évolution des constantes de couplages avec \sqrt{s} . Les formules obtenues dans l'approximation de Born restent vraies mais la variation des corrections électrofaibles en fonction de l'énergie rend Γ_W dépendante de \sqrt{s} et modifie le propagateur [38] :

$$\frac{1}{s - m^2 + im\Gamma} \rightarrow \frac{1}{s - m^2 + im s \frac{\Gamma}{m}} \quad (\text{II.18})$$

Comme pour le boson Z , le changement suivant est opéré [39] :

$$\Gamma_W(s_i) = f(M_W, s_i) = \frac{s_i}{M_W^2} \Gamma_W \quad (\text{II.19})$$

Dans ce cas, $\Gamma_W(s)$ est une fonction linéaire de s pour une masse M_W fixée. De même, M_W et G_μ sont transformés en conséquence et sont fixes dans le nouveau propagateur : c'est le référentiel *largeur fixe*. Ces paramètres n'ont pas d'interprétation physique et doivent être corrigés pour être en correspondance avec les valeurs mesurées dans le

référentiel de largeur variable. D'après [40, 41], la correction à apporter à Γ_W pour tenir compte de la variation avec \sqrt{s} est de -0.7 MeV .

Dans l'expression de la section efficace totale, le terme de largeur intervient dans l'intégration des densités $\rho(s_i)$ pour des énergies variant de 0 à l'énergie totale disponible dans le centre de masse. Le terme ρ est une Breit-Wigner centrée sur M_W et de largeur Γ_W qui tient compte de l'espace de phase :

$$\rho(s_i) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_W}{M_W} \frac{s_i}{(s_i - M_W^2)^2 + s_i^2 \Gamma_W^2 / M_W^2} \quad (\text{II.20})$$

La densité ρ est représentée sur la figure II.14. Toutes les masses $M_{W_i} = \sqrt{s_i}$ sont accessibles mais avec des probabilités différentes : maximales autour de la couche de masse et négligeables pour les extrémités du spectre. L'effet de seuil est moins prononcé lorsque Γ_W est prise en compte car les W peuvent être produits en dehors de leur couche de masse.

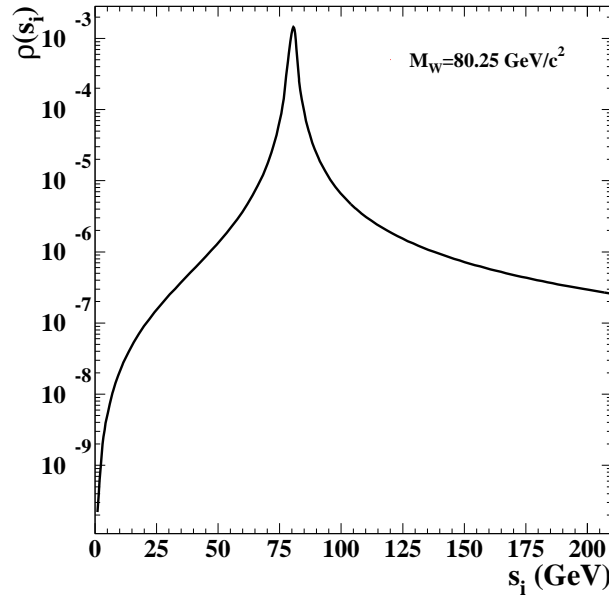


FIG. II.14: Variation de ρ en fonction de \sqrt{s} pour $M_W = 80.25 \text{ GeV}/c^2$ et Γ_W fixe en fonction de \sqrt{s} .

Pour procéder à l'intégration numérique nécessaire au calcul de la section efficace de production des W , le générateur semi-analytique GENTLE [16] est utilisé. Ce programme permet de calculer la section efficace $CC03$ (ou $4f$) dans le cadre du Modèle Standard en incluant l'effet de largeur finie du W ainsi que les corrections radiatives décrites dans le paragraphe suivant.

II.2.3 Corrections radiatives

Au LEP c'est la section efficace $e^+e^- \rightarrow WW \rightarrow 4f(n\gamma)$ qui est mesurée et il faut prendre en compte dans les calculs théoriques les corrections radiatives. Ces corrections sont considérées comme des termes perturbatifs à la section efficace totale :

$$\sigma_{WW}^{corr} = \sigma_{WW}(1 + \delta_{EW} + \delta_{QCD}) \quad (\text{II.21})$$

où σ^{WW} est la contribution des trois diagrammes $CC03$ calculée avec les propagateurs des W off-shell.

Les deux principales corrections sur σ_{WW} proviennent de l'électrodynamique quantique : le rayonnement de photon(s) dans l'état initial et final (ISR et FSR) et la correction coulombienne [42]. L'importance de ces corrections lors du calcul de la section efficace est observable sur la figure II.15. Elles sont décrites dans les paragraphes suivants.

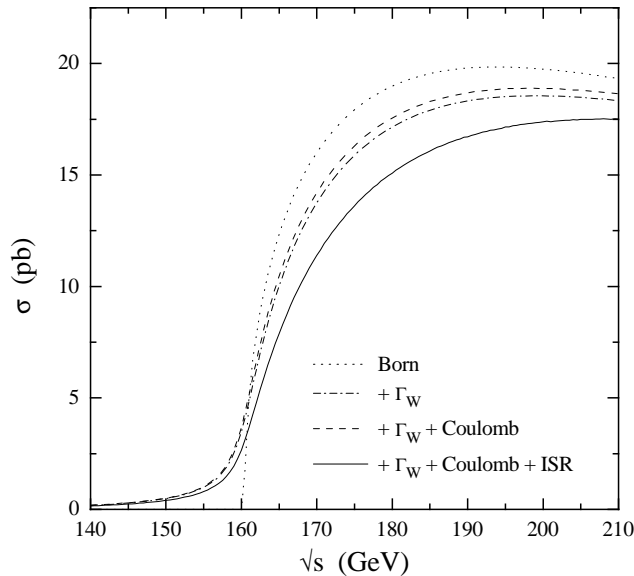


FIG. II.15: Section efficace $CC03$ de production des paires de W dans les collisions e^+e^- pour les différentes approximations mentionnées et $M_W = 80.23 \text{ GeV}/c^2$ [36].

Corrections ISR et FSR

Les ISR et FSR ne peuvent être séparés sans briser l'invariance de jauge $U(1)$ à cause de la présence des W chargés dans l'état final (diagramme t) : le photon émis par ISR ou FSR ne se couple plus à toutes les particules transportant de la charge. Les termes sont complexes et nécessitent l'utilisation d'expressions semi-analytiques [42].

L'émission d'un photon par un électron (positon) de l'état initial diminue l'énergie effective de la collision. Les conséquences sont doubles : la section efficace de production des paires de W est diminuée (voir figure II.15) et la cinématique de l'état final est différente. La plupart du temps, ces photons sont indétectables car de faible énergie et principalement émis parallèlement aux faisceaux.

La correction ISR est factorisable pour les diagrammes de la voie s . Cependant, dans le cas d'échange de neutrino dans la voie t , un traitement particulier doit être appliqué [42]. Une méthode pour contourner ce problème consiste à remplacer le ν_e par deux électrons de charge opposées. L'un est associé aux photons ISR et l'autre aux photons FSR. C'est la méthode de séparation du courant [43]. Les interférences entre ISR et FSR ne sont pas prises en compte. La correction totale à appliquer contient donc deux termes : l'un universel et l'autre non factorisable qui n'apparaît que dans le cas du diagramme t . L'expression de la section efficace différentielle corrigée des ISR est :

$$\frac{d\sigma_{ISR}^{CC03}(s)}{ds_1 ds_2} = \int \frac{ds'}{s} [G(s'/s)\sigma^{CC03}(s', s_1, s_2) + \sigma_{ISR,non-univ}^{CC03}(s, s', s_1, s_2)] \quad (\text{II.22})$$

Le facteur $G(s'/s)$ contient la correction ISR universelle ; $\sigma_{ISR,non-univ}^{CC03}$ est la contribution spécifique au diagramme t . L'émission de photons par les W de l'état intermédiaire n'est pas prise en compte dans ce calcul.

Les corrections FSR sont bien moins importantes que les corrections ISR. Elles représentent environ 0.2 % de la section efficace totale alors que les ISR ont un effet du même ordre que la prise en compte de la largeur du W [30, 42].

L'approximation des fonctions de structure est la méthode utilisée pour le calcul de la section efficace par GENTLE. Cette méthode consiste à déplacer l'énergie dans le centre de masse et à associer la perte d'énergie des e^\pm à l'émission d'un unique photon sans composante transversale de l'impulsion. Les rayonnements FSR ne sont pas pris en compte. Cette méthode ne permet pas de reconstruire les photons et par conséquent d'en étudier l'influence sur les analyses. D'autres méthodes sont employées pour simuler les différents processus et sont brièvement décrites dans l'annexe A.

Correction Coulombienne

La deuxième correction QED à appliquer prend en compte les échanges de photons entre les deux W de l'état final sous l'action de l'attraction coulombienne (Singularité Coulombienne). Ces échanges sont à l'origine d'un biais systématique. Les diagrammes correspondants sont représentés sur la figure II.16. C'est une interaction à longue portée dont l'effet est particulièrement important au seuil lorsque les deux W sont pratiquement

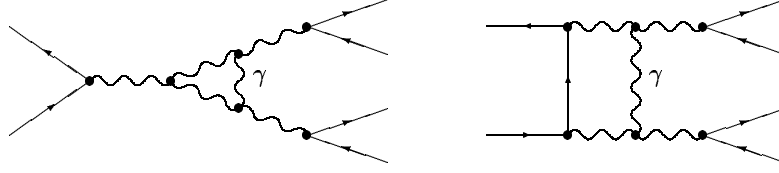


FIG. II.16: Diagrammes correspondant à la correction coulombienne.

au repos ($\beta \approx 0$). Elle peut être considérée comme une singularité infrarouge associée aux diagrammes II.16.

$$\Delta\sigma_{coul} \simeq \frac{\alpha_{em}\pi}{2\beta} \quad (\text{II.23})$$

Dans le cas du calcul de la section efficace $CC03$, la prise en compte de la correction coulombienne conduit à une augmentation de la section efficace allant jusqu'à $\sim 5.7\%$ au seuil [36]. Cet effet s'estompe avec l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse.

La prise en compte de la largeur des W diminue l'influence de cette correction et les ordres supérieurs peuvent être négligés.

II.2.4 Mesure de la masse à partir de la section efficace de production des paires de W

La section efficace dans l'approximation de Born dépend de M_W . La figure II.17 montre la variation σ_{WW}^{CC03} calculée avec le programme GENTLE, en tenant compte de la largeur du W et des corrections QED pour trois différentes masses du boson.

La prise en compte de ces effets ne change pas la dépendance en masse de la distribution de la section efficace. Le changement de dépendance en masse se produit autour de 185 GeV , énergie à laquelle la mesure de σ_{WW} est très peu dépendante de M_W . A haute énergie, la sensibilité à M_W est toujours observable mais atténué par rapport au calcul dans l'approximation de Born (voir figures II.10 et II.17).

Lorsque la section efficace dépend de M_W , la masse du W peut être mesurée en ajustant σ_{WW} . Dans cette méthode, tous les canaux, $\ell\bar{\nu}\ell\nu$ compris, sont utilisés : c'est une mesure globale de la masse et non une mesure événement par événement. L'erreur statistique sur la mesure de la section efficace totale dépend à la fois de l'efficacité de sélection du signal et de la luminosité utilisée pour la mesure :

$$\Delta\sigma_{WW} = \sqrt{\frac{\sigma_{WW}}{\varepsilon_{WW}\mathcal{L}}} \quad (\text{II.24})$$

où σ_{WW} est la section efficace mesurée, ε_{WW} l'efficacité de sélection du signal et \mathcal{L} la

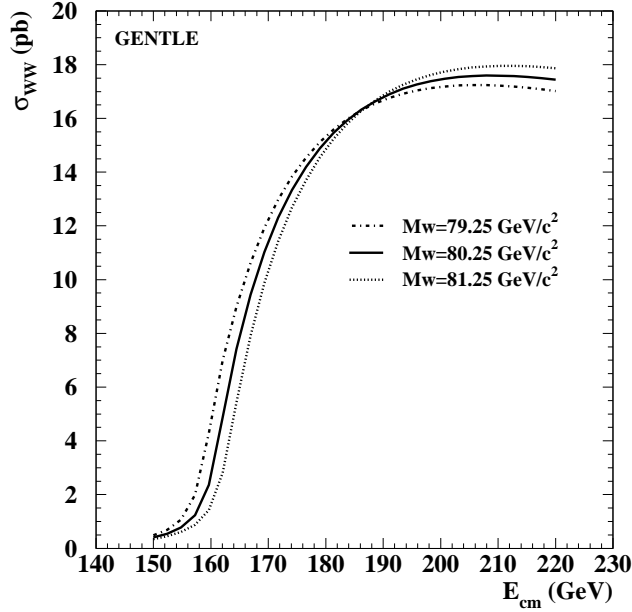


FIG. II.17: Section efficace CC03 de production des paires de W dans les collisions e^+e^- en fonction de \sqrt{s} , pour trois masses du W (programme GENTLE, Γ_W , émissions ISR et correction Coulombienne incluses).

luminosité intégrée correspondant aux données. Cette erreur entraîne une incertitude sur la mesure de la masse :

$$\Delta M_W = \sqrt{\sigma_{WW}} \left| \frac{dM_W}{d\sigma_{WW}} \right| \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{WW} \mathcal{L}}} \quad (\text{II.25})$$

La figure II.18 montre $\Delta M_W / (pb^{-1/2})$ en fonction de \sqrt{s} pour une efficacité de 100 % et un bruit de fond nul. La courbe présente un minimum autour de 161 GeV . A plus haute énergie, un minimum secondaire est visible autour de 215 GeV . La moindre sensibilité du minimum secondaire peut être compensée à haute énergie par une luminosité 100 fois plus grande.

Les erreurs sur la mesure de la masse obtenues par cette méthode sont reportées dans la table II.4. Elles ont été calculées avec les luminosités effectivement mesurées à 161 et 172 GeV , ou attendues pour les énergies les plus hautes. Sont aussi indiquées les erreurs statistiques expérimentales obtenues à 161 [44] et 172 GeV [45] par cette même méthode. Ces erreurs sont plus importantes que celles attendues car les efficacités réelles sont inférieures à 100 % et les bruits de fonds ont une contribution non négligeable.

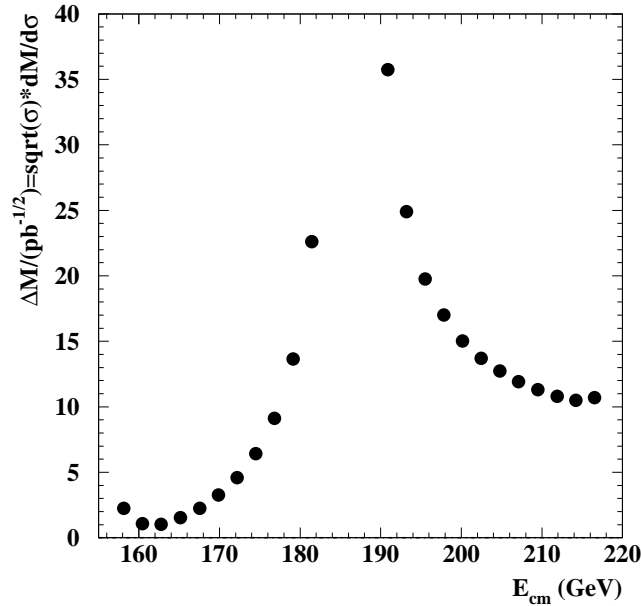


FIG. II.18: Erreur par $pb^{1/2}$ sur M_W mesurée à partir de la section efficace, pour une efficacité de 100 % et un bruit de fond nul.

\sqrt{s} (GeV)	\mathcal{L} (pb^{-1})	ΔM_W (GeV/c^2)	ΔM_W^{exp} (GeV/c^2)
161	11	0.32	0.34
172	10.7	0.67	+1.15 -1.62
189	150	2.92	—
201	150	1.23	—

TAB. II.4: Erreurs statistiques attendues ($\varepsilon = 100$ %) et expérimentales sur la mesure de M_W par l'ajustement de σ_{WW} à différents \sqrt{s} . A 161 et 172 GeV, la luminosité reportée est celle mesurée ; pour les autres énergies, la luminosité est celle attendue.

Au seuil, compte tenu de la statistique disponible, cette méthode est beaucoup plus précise que la mesure directe de la masse du W . Au dessus de 172 GeV, la mesure de M_W par l'ajustement de σ_{WW} nécessiterait des luminosités impensables pour obtenir une précision compétitive avec la mesure directe (plus de 22000 pb^{-1} pour $\Delta M_W = 100$ MeV à 200 GeV!).

II.3 Conclusion

Dans ce chapitre, les différents processus physiques présents à LEP2 ont été décrits en mettant l'accent sur le signal $l\bar{\nu}l\nu$ et les caractéristiques topologiques qui permettent de

le distinguer des différents bruits de fond.

La mesure de la section efficace de production des paires de W au LEP nécessite une bonne compréhension des calculs théoriques décrivant son comportement avec \sqrt{s} . Les différentes corrections ont été détaillées et prises en compte. La précision théorique atteinte sur la section efficace $CC03$ est de l'ordre de 0.5 % [30, 46] et les différentes méthodes de calcul sont en accord [30, 36]. Le maximum d'incertitude se situe au seuil où l'influence de Γ_W est la plus importante. La différence entre la section efficace dite $4f$ et la section efficace dite $CC03$ est de l'ordre de 2 % pour les grandes énergies. Beaucoup d'états finals provenant de diagrammes non doublement résonnants sont indétectables. La correction à appliquer pour en tenir compte est faible mais nécessaire pour une mesure précise de la section efficace $CC03$. Les différences entre les méthodes de calculs sont de 1 à 2 % [32].

Ces informations seront utilisées dans les chapitres suivants après la description du contexte expérimental de cette analyse.

Chapitre III

Contexte expérimental

La précision atteinte sur les mesures présentées dans cette thèse, est conditionnée par les performances du LEP et du détecteur. La mesure des sections efficaces et des rapports d'embranchement du W , nécessitent un comptage et une classification des états finals, dont les outils seront décrits dans ce chapitre.

L'analyse présentée dans cette thèse utilise les données enregistrées par le détecteur ALEPH entre 1996 et 1998, pendant la seconde phase de fonctionnement du LEP.

III.1 Le LEP

Avec ses 26.7 km de circonférence, le LEP [47], ou Large Electron-Positron Collider, est le plus grand collisionneur circulaire e^+e^- au monde. L'anneau est une alternance de huit segments droits et huit segments courbes. Situé près de Genève au CERN, il a été mis en service en 1989 afin de rechercher de nouvelles particules et de tester le secteur électrofaible du Modèle Standard en produisant les bosons Z^0 et W^\pm .

Quatre détecteurs sont placés autour de l'anneau de collision : ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL.

III.1.1 Le Programme LEP

De 1989 à 1995, pendant sa première phase de fonctionnement appelée LEP1, l'énergie de collision se situait autour de 91.2 GeV , la masse du boson Z^0 . L'importante quantité de données enregistrées, plus de 15 millions de Z^0 , a permis de mesurer avec précision les différents paramètres de la désintégration du Z^0 et en particulier sa masse et sa largeur.

Afin d'étendre ces tests au boson W et de rechercher de nouvelles particules, l'énergie dans le centre de masse est passée en 1996 à 161 GeV , le seuil de production des paires de W et a ensuite progressivement augmenté (172 GeV fin 1996, 183 GeV en 1997 et 189 GeV en 1998). En 1999, l'énergie de collision devrait être de l'ordre de 192 GeV pour atteindre les 200 GeV en l'an 2000. Cette phase est appelée LEP2. La luminosité intégrée

sur le temps de prise de données à la fin de LEP2 devrait être de 500 pb^{-1} par expérience ce qui correspond à une luminosité de l'ordre de $150 \text{ pb}^{-1}/\text{an}$ jusqu'en l'an 2000 pour ALEPH étant donné les 200 pb^{-1} enregistrés jusqu'à présent. Les changements d'énergie permettent notamment de déterminer la courbe de variation de la section efficace de production des paires de W .

L'énergie maximale de collision du LEP est limitée. Pour des particules de très petite masse telles que les électrons, la perte par rayonnement synchrotron est très importante : de l'ordre de $2 \text{ GeV}/\text{tour}$ pour une énergie de collision de 189 GeV (proportionnelle à $E_{\text{faisc.}}^4/R$, où R est le rayon de courbure du LEP). Les dipôles servant à courber les trajectoires des faisceaux reçoivent un flux continu de rayons X. La chaleur produite dans les aimants par ces rayons X est évacuée par un système de refroidissement. La capacité de refroidissement ne permet pas de fonctionner au delà de 210 GeV . Le rayon du LEP a été choisi comme compromis entre un grand rayon de courbure permettant de minimiser les rayonnements X, l'espace occupé et le coût de réalisation.

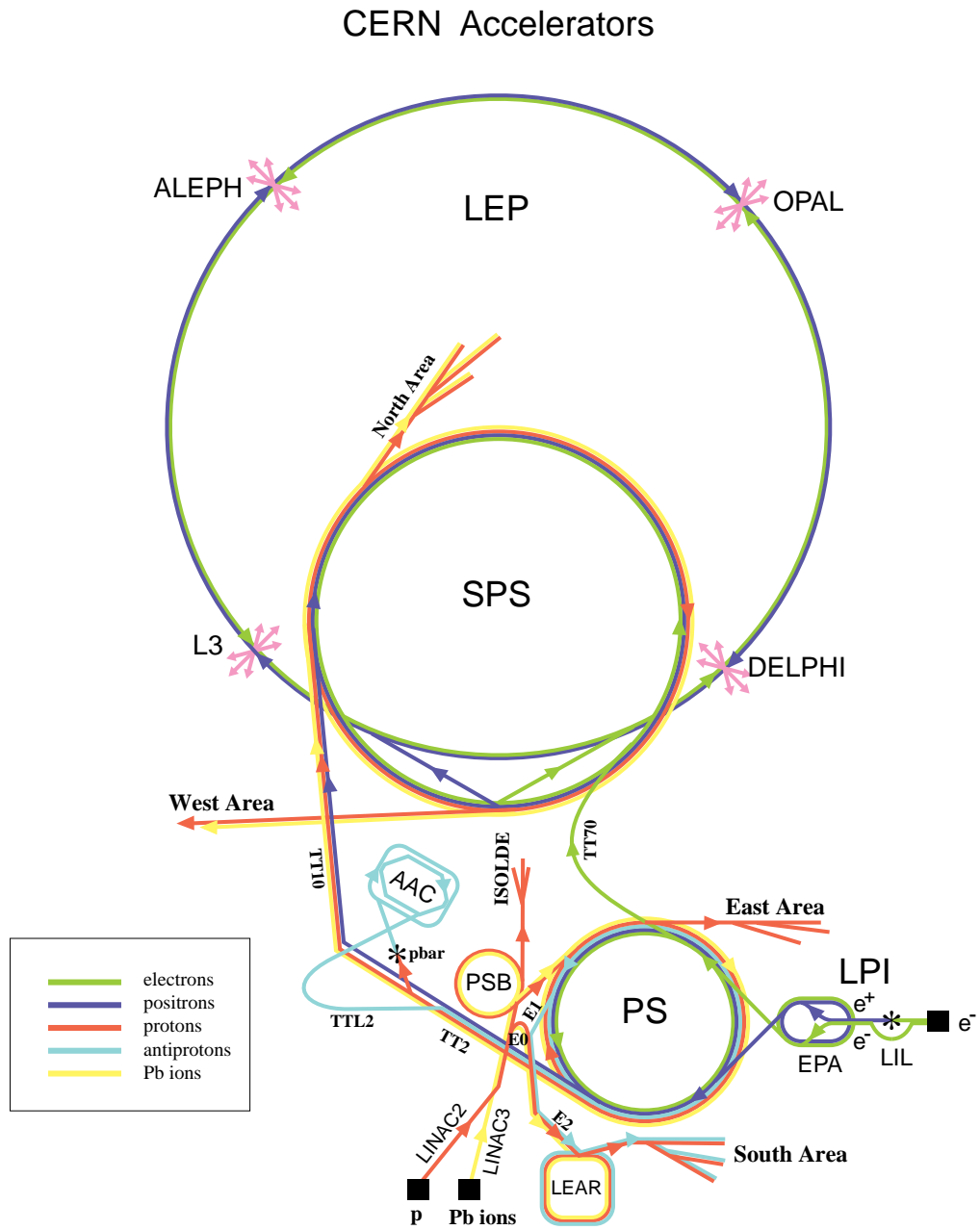
Des cavités radio-fréquences accélératrices sont placées sur les sections droites de l'anneau. Elles permettent d'une part d'accélérer les particules dans la phase d'injection, et d'autre part de maintenir l'énergie de collision constante en réaccélérant les faisceaux pour compenser les pertes.

III.1.2 Dispositif d'injection des faisceaux

L'injection des faisceaux dans le LEP se fait par l'intermédiaire des installations déjà existantes du CERN. Le système d'accélérateur utilisé est représenté sur la figure III.1.

Les positons sont produits dans le LIL (Linear Injector Linacs) par la collision de paquets d'électrons de 200 MeV de grande intensité (2.5 A) sur une cible de tungstène. Les positons et les électrons sont alors accélérés jusqu'à 600 MeV puis stockés dans l'EPA (Electron Positron Accumulation ring). Une fois les faisceaux constitués, ils sont transférés dans le PS (Positron Synchrotron) où ils atteignent une énergie de 3.5 GeV . Dernière étape avant le LEP, les deux faisceaux sont accélérés dans le SPS (Super Proton Synchrotron) jusqu'à 22 GeV . Enfin, ils sont injectés dans le LEP où l'accélération finale jusqu'aux énergies de collision est effectuée.

L'intensité accumulée lors d'un remplissage est au maximum de 4 mA . La configuration la plus classique pour les collisions à haute énergie consiste à faire coexister dans l'accélérateur quatre paquets de particules par faisceau. Chacun de ces paquets est constitué d'électrons. Les croisements ont lieu toutes les $22 \mu\text{s}$ aux quatre points d'interaction.



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

FIG. III.1: Dispositif d'injection du LEP et les quatre emplacements des détecteurs.

III.1.3 Conditionnement des faisceaux

Dans le tube à vide d'un diamètre d'environ 10 cm, les faisceaux de positons et d'électrons circulent sur deux orbites distinctes. Ce diamètre est réduit à 5.3 cm autour du point d'interaction théorique. Pour minimiser la conversion en paires e^+e^- des photons rayonnés et les diffusions multiples des traces chargées avant les premiers détecteurs, le matériau utilisé dans ces zones est du béryllium d'une épaisseur de 1.1 mm (0.00312 longueur de radiation à 90°). Aux points d'interaction, les deux faisceaux sont replacés sur la même orbite par les séparateurs situés de chaque côté des détecteurs.

Les trajectoires des faisceaux sont contrôlées par des électro-aimants de trois types :

- les dipôles qui courbent les trajectoires,
- les quadrupôles qui focalisent les faisceaux,
- les sextupôles qui permettent les corrections chromatiques.

Des collimateurs sont situés autour des points d'interaction. La focalisation se fait préférentiellement dans le plan vertical. Aux points de collision, les faisceaux ont pour dimension $\sigma_y \approx 5 \mu\text{m}$ dans le plan vertical et $\sigma_x \approx 250 \mu\text{m}$ dans le plan horizontal. Les paquets s'étendent sur 9 à 13 mm le long de l'axe du faisceau.

Pour minimiser les interactions du faisceau avec du gaz résiduel, le vide dans le tube où circulent les particules est très poussé et peut atteindre $2 \cdot 10^{-10}$ torr dans les zones expérimentales. Les interactions avec le gaz résiduel peuvent conduire à la diffusion des particules du faisceau par rapport à l'axe de collision initial. Près des zones de collision, les électrons décentrés peuvent être déviés dans l'appareillage par les quadrupôles. S'ils interagissent avec les calorimètres à bas angles, ils peuvent détériorer la mesure de la luminosité. Lorsqu'ils pénètrent avec un grand angle polaire dans le détecteur et qu'ils se superposent à l'enregistrement d'événements, ils peuvent contribuer à fausser les sélections qui s'appuient sur l'énergie déposée dans le détecteur. Ce phénomène, non simulé, fera l'objet d'une étude particulière dans l'estimation des erreurs systématiques au paragraphe IV.6.1 et dans le chapitre V.

III.1.4 La luminosité

La mesure de la luminosité est indispensable pour mesurer les sections efficaces. Elle caractérise le nombre d'interactions d'un processus donné en un point par unité de temps. Elle peut être définie à partir de différents processus de référence à partir de la relation :

$$\mathcal{L} \sigma = \frac{dN}{dt} \quad (\text{III.1})$$

où σ représente la section efficace des interactions considérées. Le taux d'interaction par

unité de temps dépend des dimensions du faisceau, du nombre de paquets, du nombre de particules par paquet, de la fréquence de croisement de ces paquets et du courant.

Au LEP, la luminosité est définie à partir des diffusions Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) dont la section efficace théorique est connue avec une précision de 0.1 % à la résonance du Z . Un événement de diffusion Bhabha est caractérisé par deux gerbes électromagnétiques de directions opposées et d'énergie proche de celle du faisceau. La luminosité est obtenue en faisant le rapport entre le nombre d'événements détectés et la section efficace théorique de diffusion Bhabha intégrée sur l'acceptance du détecteur.

A l'ordre le plus bas en α , la section efficace différentielle est inversement proportionnelle à θ^4 , où θ est l'angle polaire de l'électron diffusé :

$$\frac{d\sigma_{e^+e^-}}{d\Omega} = \frac{16\alpha^2 (\hbar c)^2}{s \theta^4} \quad (\text{III.2})$$

La section efficace théorique est calculée avec le générateur BHLUMI [48, 32] qui inclut les termes de deuxième ordre en α . Les interférences avec les diagrammes d'échange dans la voie s sont négligeables à petit θ . L'incertitude théorique sur la section efficace est de 0.11 %. Les sources d'erreur systématiques [49] principales sont :

- la connaissance de l'acceptance du détecteur de luminosité qui intervient dans le calcul théorique de la section efficace, qui varie rapidement avec θ .
- le bruit de fond principal qui provient de coïncidences fortuites avec des électrons de basse énergie accompagnant le faisceau.

Les détecteurs utilisés pour la mesure de la luminosité dans ALEPH seront décrits dans le paragraphe III.2.1.

III.1.5 Mesure de l'énergie des faisceaux

L'énergie de collision est utilisée comme facteur de réajustement de la masse du W mesurée à LEP2. La précision expérimentale sur la masse devrait être de l'ordre de 30 MeV à la fin de LEP2. La relation $\Delta M_W/M_W = \Delta E_{cm}/E_{cm}$ impose de mesurer l'énergie des faisceaux avec une précision de 10 à 15 MeV .

La mesure de l'énergie de collision à LEP2 est effectuée en quatre étapes [50, 51] :

- lorsque la polarisation transversale est suffisante ($> 5\%$), une mesure précise est effectuée par la méthode de dépolarisation résonnante entre 45 et 55 GeV ;
- l'extrapolation aux énergies supérieures est effectuée à partir des “boucles de flux” qui permettent de suivre l'évolution du champ magnétique dans l'anneau du LEP, et en utilisant les sondes à résonance magnétique nucléaires (NMR) qui donnent une valeur précise du champ magnétique d'un lot d'aimants.

A LEP1, la polarisation était suffisante pour que la méthode de dépolarisation résonnante permette d'atteindre une précision de 1 MeV sur l'énergie du faisceau. Pour cela, il a fallu tenir compte des variations des dimensions de l'anneau provoquées par le niveau des eaux du lac de Genève ou encore des courants de fuite lors des passages des Trains à Grande Vitesse. Ces paramètres [52], dont les effets sont proportionnels à l'énergie, ont été extrapolés pour LEP2. La méthode de dépolarisation résonnante consiste à mesurer la fréquence ν de précession du spin des électrons et positons polarisés. Elle est proportionnelle à l'énergie du faisceau E , au nombre de précessions par tour a , et au champ magnétique dans le plan vertical [53] :

$$\nu = \frac{aE}{mc^2} = \frac{E (MeV)}{440.6486(1) (MeV)} \quad (\text{III.3})$$

$$\nu \propto \oint B \cdot d\ell$$

A LEP2, la polarisation est insuffisante pour utiliser cette méthode. L'extrapolation est faite à partir des mesures effectuées en quatre points de plus basse énergie, environ 41, 45, 50 et 55 GeV , où une polarisation supérieure à 5 % a été observée. Pour cela, les sondes NMR installées sur certains dipôles afin de mesurer les changements locaux des champs magnétiques dans les aimants, sont utilisées. La précision sur la mesure du champ magnétique peut aller jusqu'à 10^{-6} . Mais le nombre de sondes est insuffisant (16 sondes) pour assurer l'homogénéité des mesures. Ces sondes fournissent une information continue. Une autre méthode indépendante consiste à mesurer le champ magnétique induit sur des boucles de courant entourant les aimants. C'est la méthode de boucle de flux qui mesure le champ magnétique total (environ 96.5 % du champ total) lorsqu'il n'y a pas de faisceau dans le LEP. La figure III.2 montre les deux systèmes de mesure du champ magnétique du LEP.

La calibration des sondes NMR a été effectuée à partir des quatre points de mesure par dépolarisation résonnante. Les mesures faites sur les boucles de flux ne sont pas calibrées en valeur absolue mais par rapport aux sondes NMR, en faisant l'hypothèse de variations linéaires avec l'énergie.

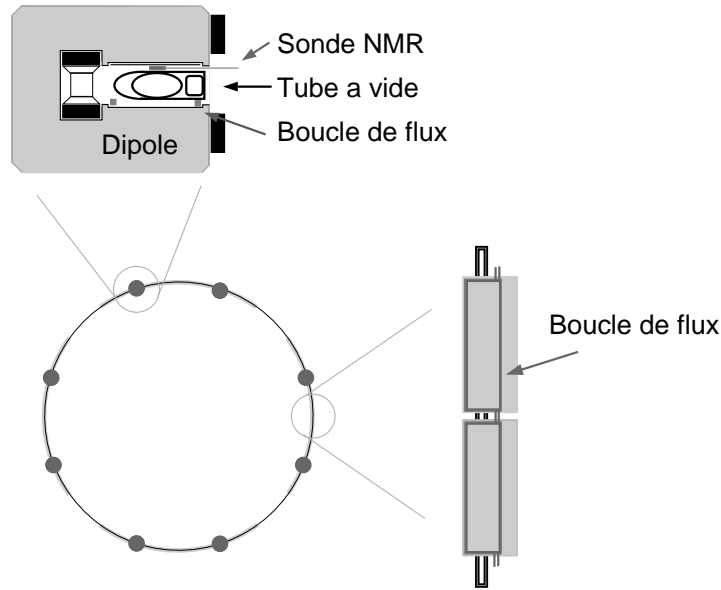


FIG. III.2: Les deux systèmes (NMR et boucle de flux) utilisés pour mesurer le champ magnétique du LEP.

D'autres méthodes permettant de tester le modèle d'extrapolation [54], ou l'utilisation des données enregistrées en condition de collision [55] sont actuellement à l'étude.

L'erreur sur la mesure de l'énergie de collision est dominée par l'extrapolation. Elle est de l'ordre de 50 MeV à 161 et 172 GeV et de 30 MeV à 183 GeV . La mesure précise de l'énergie à 189 GeV n'est pas encore terminée.

III.2 Le détecteur ALEPH

Le détecteur ALEPH (Apparatus for LEP PHysics) est l'un des quatre détecteurs situés autour du LEP. Une vue d'ensemble est présentée sur la figure III.3.

Construit pour mesurer avec précision les impulsions des traces chargées et séparer les particules électromagnétiques grâce à la grande granularité de ses calorimètres, ALEPH a une symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau. Le système de coordonnées associées au détecteur est représenté sur la figure III.4. L'origine se situe au point de croisement théorique des faisceaux. L'axe \vec{z} est orienté positivement dans le sens de circulation du faisceau d'électrons.

A LEP2, les photons de radiation synchrotron sont jusqu'à 100 fois plus nombreux qu'à LEP1. Afin de protéger les détecteurs, des masques en tungstène ont été installés autour du tube à vide au niveau des sous-détecteurs les plus proches du faisceau. D'une herméticité presque totale (seulement 6 % de zones non instrumentées), ALEPH est constitué de

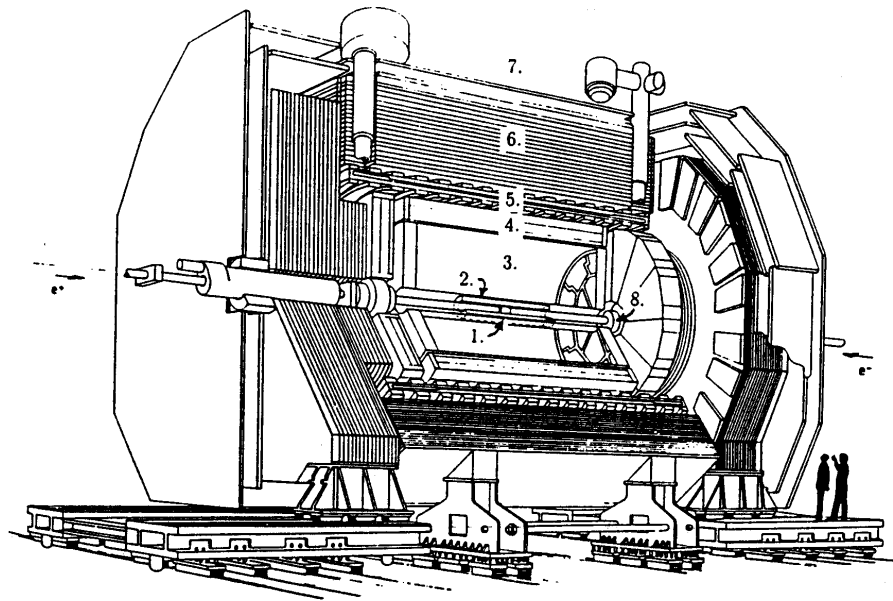


FIG. III.3: Vue d'ensemble du détecteur ALEPH : 1. Détecteur de Vertex, 2. Détecteur Interne de Traces, 3. Chambre à projection temporelle, 4. Calorimètre Electromagnétique, 5. Aimant Supraconducteur, 6. Calorimètre Hadronique, 7. Chambres à Muons, 8. Détecteurs de Luminosité.

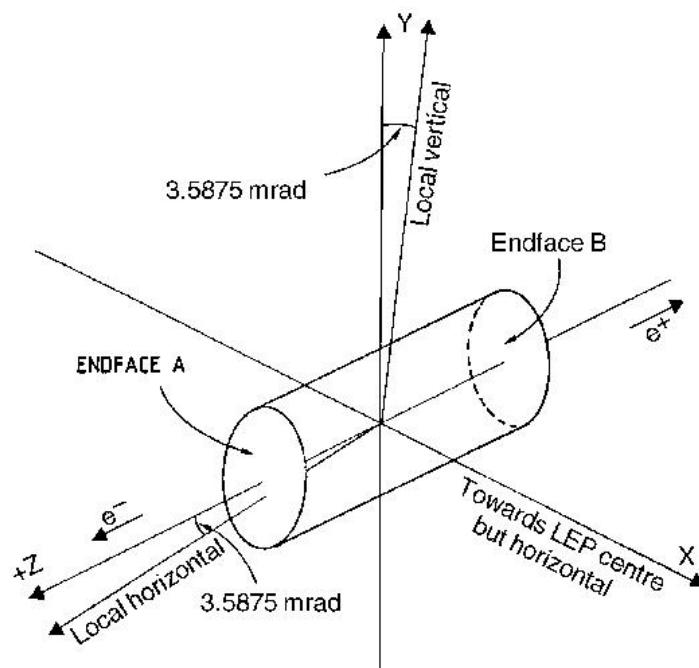


FIG. III.4: Système de coordonnées associées au détecteur.

plusieurs sous détecteurs concentriques autour du point d'interaction. Une description détaillée est donnée dans [56].

Constitué de deux bouchons et d'un cylindre central, les différents éléments du détecteur se succèdent de l'intérieur vers l'extérieur :

- les détecteurs de traces chargées qui permettent la mesure des trajectoires des traces chargées :
 - le détecteur de vertex (VDET),
 - la chambre à dérive (ITC),
 - la chambre à projection temporelle (TPC) ;
- les calorimètres qui permettent de mesurer l'énergie déposée par une particule :
 - le calorimètre électromagnétique (ECAL),
 - le calorimètre hadronique (HCAL) ;
- les chambres à muons,

Les détecteurs de luminosité sont situés dans les bouchons du détecteur autour du tube à vide afin de pouvoir compter les diffusions Bhabha.

Un aimant supraconducteur cylindrique, placé entre le ECAL et le HCAL, crée un champ uniforme solénoïdal de 1.5 T parallèle au faisceau. Il permet de courber les trajectoires des particules interagissant dans les détecteurs de traces et de mesurer leurs impulsions avec précision.

Une brève description des sous-détecteurs est donnée dans le paragraphe suivant. Les détecteurs dont les performances sont les plus susceptibles de contribuer à l'erreur sur les mesures présentées dans les chapitres IV, V et VI sont décrits avec plus de détails. L'ensemble des performances est donné dans [57, 58].

III.2.1 Les différents sous-détecteurs

Les différents sous-détecteurs sont décrits dans l'ordre croissant de leur distance au point d'interaction.

Le VDET :

Le détecteur de vertex, représenté sur la figure III.5, est le détecteur le plus proche du tube à vide. La version utilisée à LEP2 possède deux couches de détecteurs au silicium. Son rayon interne est de 6.3 cm et le rayon externe de 11 cm. La première couche comporte 9 bandes de détecteur, ou modules, et la seconde 15 ; une face est orientée selon $r\phi$ et l'autre selon z . Pour $\cos\theta < 0.4$, la résolution sur la position est d'environ 12 μm dans le plan $r\phi$ et 14 μm en z .

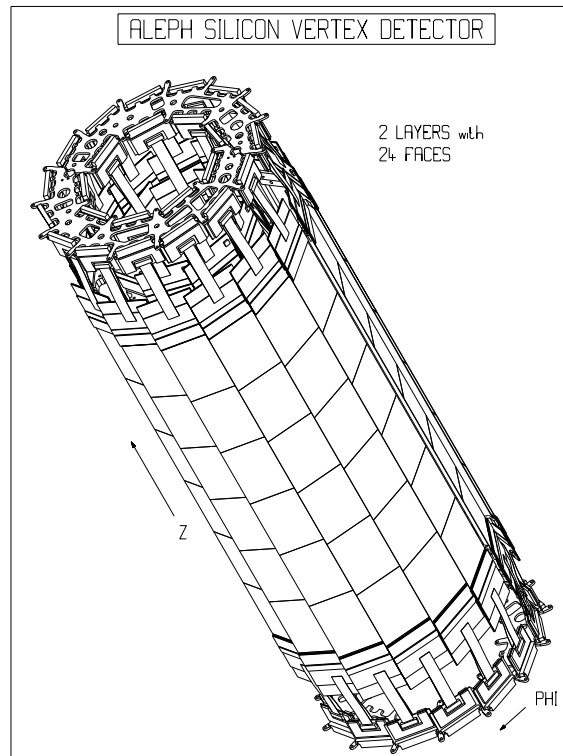


FIG. III.5: Détecteur de micro-Vertex.

La longueur a été doublée par rapport à la version du détecteur utilisé à LEP1. Elle est maintenant de 40 cm . La résolution spatiale a aussi été améliorée en diminuant la quantité de matériaux inerts. L'électronique a été adaptée au taux de radiation de LEP2.

L'ITC :

D'une longueur de 2 m, la chambre interne est une chambre à dérives composée de 8 couches cylindriques de fils parallèles au faisceau. Ces fils sont plongés dans un mélange $ArCO_2$ (80 % : 20 %). Ses rayons internes et externes mesurent respectivement 12.8 et 28.8 cm. Les informations sur la position sont corrélées en $r\phi z$: la mesure en $r\phi$ se fait par la mesure du temps de dérives et celle en z par la mesure de la différence de temps nécessaire au signal pour parvenir aux deux extrémités de la chambre. La résolution obtenue sur la position des traces est de $150 \mu m$ en $r\phi$ et de 7 cm en z .

Grâce au temps de réponse rapide obtenu, l'ITC sert également au déclenchement de niveau 1 décrit au paragraphe III.2.2. La décision en $r\phi$ est prise en $500 ns$ et en $r\phi z$ en $2 \mu s$.

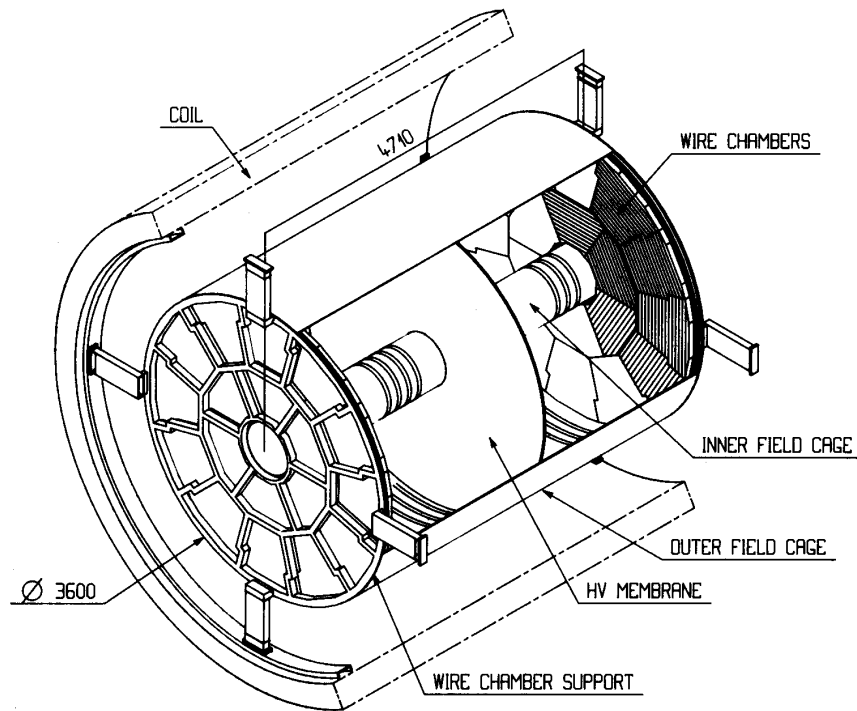


FIG. III.6: Vue d'ensemble de la TPC.

La TPC :

Dans ALEPH, la TPC, représentée sur la figure III.6, est l'instrument essentiel de mesure des impulsions des traces chargées. La courbure des trajectoires sous l'action du champ magnétique permet de mesurer avec une bonne résolution les impulsions. D'une longueur totale de 4.7 m et de rayons internes et externes de 0.31 et 1.8 m, c'est une grande chambre à dérive séparée en deux au centre par une membrane mise sous tension. Les particules chargées qui la traversent ionisent le gaz ($ArCH_4$, 91 % : 9 %). Les électrons d'ionisation dérivent parallèlement à l'axe z sous l'action du champ électrique de 115 V/cm. Des chambres à fils constituent les anodes ; elles sont situées aux extrémités de la TPC et réparties sur 6 secteurs internes et 12 secteurs externes. Il y a 6336 fils au total. Des rangées de cathodes appelées damiers, sont placées derrière les fils. Ce sont des rectangles de $6.2 \times 30 \text{ mm}^2$. Cette structure permet de reconstruire les trajectoires des traces d'origine à partir des coordonnées xy du signal induit par les électrons d'ionisation et de la coordonnée z mesurée à partir du temps de dérive. Les secteurs internes et externes sont alternés afin de minimiser les zones non instrumentées.

Les trajectoires des particules chargées sont courbées en hélices par l'aimant. La reconstruction des traces se fait en associant entre eux les signaux les plus proches reçus par les chambres à fils et les damiers et en testant leur compatibilité avec une hélice.

La trace ainsi reconstruite est extrapolée aux autres détecteurs. Le rayon de courbure de l'hélice donne une mesure de l'impulsion.

La résolution sur la mesure des positions est de $173 \mu m$ en $r\phi$ et de $740 \mu m$ en z . La TPC fournit surtout une mesure directe de l'impulsion des traces avec une résolution :

$$\frac{\sigma_P}{P} = 1.2 \times 10^{-3} \times P \quad (\text{III.4})$$

Si les informations de la TPC, de l'ITC et du VDET sont ajoutées, la précision atteint :

$$\frac{\sigma_P}{P} = 0.6 \times 10^{-3} \times P \quad (\text{III.5})$$

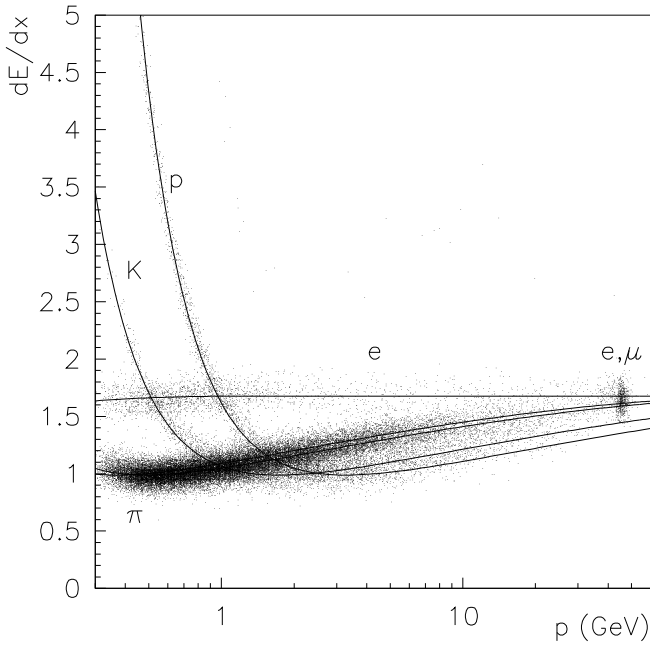


FIG. III.7: Perte linéique d'énergie dans la TPC pour des électrons, des pions, des kaons et des protons.

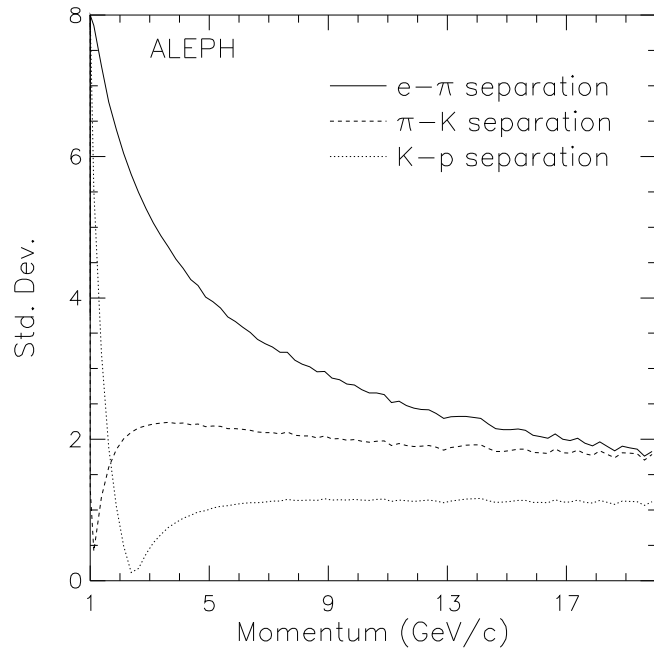


FIG. III.8: Pouvoir de séparation, en nombre de déviations standards, pour différentes particules.

La perte linéique d'énergie par ionisation mesurée dans la TPC, le dE/dx , est caractéristique du pouvoir d'ionisation des particules et peut permettre de différencier les pions, kaons et protons d'impulsions relativistes comme on peut l'observer sur les figure III.7 et III.8. Cette mesure nécessite au moins 50 fils touchés pour avoir suffisamment d'information. La séparation typique entre des électrons et des pions d'impulsion

inférieure à $8 \text{ GeV}/c$ est de 3 déviations standards σ ; elle est de 2σ pour les pions et kaons dans la région relativiste mais seulement de 1σ entre les kaons et les protons.

Le temps de dérive étant trop lent ($5.2 \text{ cm}/\mu\text{s}$), la TPC n'intervient qu'au niveau 2 du système de déclenchement.

Le ECAL :

