

Université de Montréal

Recherche de Leptons Lourds au LEP 2

par

Réda Tafirout

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en physique



Université de Montréal

Bibliothèque



Juin, 1998

© Réda Tafirout, 1998



QC
3
U54
1998
U. 016

Université de Montréal

Barthélemy G. Lapointe (auteur) en 1998

par
Hélène Vallières

Département de philosophie
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des arts et des sciences
en vue de l'obtention du grade de
Philosophie (M.A.)
en philosophie

juin 1998

121 1000 1000



Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

Recherche de Leptons Lourds au LEP 2

présentée par:

Réda Tafirout

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Viktor Zacek : président-rapporteur
Georges Azuelos : directeur de recherche
Pierre Depommier : membre du jury
Johann Collot : examinateur externe

Thèse acceptée le: 02.09.1998

Sommaire

En 1989, la mise en opération de la première phase du LEP (le LEP 1), au CERN, à une énergie correspondant à la résonance du boson Z^0 , a permis d'étudier et de confirmer avec une grande précision le Modèle Standard des interactions électrofaibles. Malgré le succès remarquable de ce modèle à décrire toutes les données expérimentales recueillies jusqu'à ce jour en physique des hautes énergies, ce dernier laisse plusieurs questions sans réponse. Il n'explique pas entre autres pourquoi il n'y a que trois familles de particules dont le neutrino associé est léger; et la hiérarchie des masses observées des fermions reste une énigme.

Ici, nous nous intéressons à l'existence éventuelle de nouveaux fermions, tels que prédits par des extensions du Modèle Standard. Ces nouveaux fermions ont été recherchés au LEP 1, mais en vain, et une limite inférieure sur leur masse d'environ $M_Z/2$ a pu être imposée. La deuxième phase du LEP (le LEP 2) qui a débuté dans l'automne 1995 avec une énergie disponible de $\sqrt{s} = 130$, et 136 GeV, puis dans l'été 1996 à $\sqrt{s} = 161$ GeV a permis d'améliorer ces limites.

Nous présentons ici la recherche de leptons lourds, neutres (N) et chargés (L^\pm), effectuée à partir des données recueillies dans l'automne 1996 avec le détecteur de la collaboration OPAL au LEP 2, à des énergies au centre de masse de $\sqrt{s} = 170$ et 172 GeV. La luminosité totale intégrée fut de 10.3 pb^{-1} . Un nouveau générateur, EXOTIC, conçu et développé à cette fin, a été utilisé pour la simulation des échantillons d'événements Monte Carlo qui ont servi à comparer les données obtenues avec les prédictions théoriques. Plus spécifiquement, nous avons recherché le processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$ où N, pouvant être de type Dirac ou Majorana, se désintègre en un lepton léger standard ($e, \mu, \text{ ou } \tau$) et un boson W^\pm virtuel ($W^{\pm*}$). Pour un N de type Dirac, une limite inférieure sur la masse à 95 % de niveau de confiance est obtenue: $m_N > 79.1 \text{ GeV}$ si $N \rightarrow eW$, $m_N >$

78.5 GeV si $N \rightarrow \mu W$, et $m_N > 69.0$ GeV si $N \rightarrow \tau W$; dans le cas où N est de type Majorana, les limites correspondantes sont: $m_N > 69.8$ GeV pour le cas où $N \rightarrow e W$, $m_N > 68.5$ GeV pour $N \rightarrow \mu W$, et $m_N > 54.4$ GeV pour $N \rightarrow \tau W$. Nous avons également recherché le processus $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$: dans le cas où L^\pm se désintègre en $L^\pm \rightarrow N W^\pm$ (où N est stable dans le volume du détecteur), on obtient une limite inférieure $m_L > 81.5$ GeV à 95 % de niveau de confiance (pour une différence de masse $m_L - m_N > 8.4$ GeV), et $m_L > 80.2$ GeV dans le cas où $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$, où ν_ℓ est un neutrino léger standard avec $\ell = e, \mu, \text{ ou } \tau$.

Mots-clefs: Physique Particules EXOTIC OPAL Leptons lourds

Table des matières

Sommaire	i
Table des matières	iii
Liste des tableaux	viii
Liste des figures	xi
Remerciements	xxiii
Introduction	1
1 Fondements théoriques	14
1.1 Principes de symétrie en physique des particules	15
1.2 Les théories de jauge	16
1.2.1 Groupes de symétrie	16

	iv
1.2.2	Invariance de jauge 18
1.3	Chiralité et hélicité des fermions 21
1.4	L'unification électrofaible 22
1.5	Au-delà du Modèle Standard Minimal 25
1.6	Les fermions lourds: formalisme général 32
1.6.1	Mécanismes de production des fermions lourds 34
1.6.2	Modes de désintégration des fermions lourds 37
1.6.3	Les corrélations en spin et polarisation 38
1.7	Les fermions excités: formalisme général 40
1.7.1	Mécanismes de production des fermions excités 42
1.7.2	Modes de désintégration des fermions excités 44
2	Le générateur Monte Carlo EXOTIC 48
2.1	Les méthodes Monte Carlo 49
2.1.1	Les nombres aléatoires 49
2.1.2	Échantillonnage selon une distribution 50

2.2	Limitations des générateurs déjà existants	54
2.2.1	Générateurs de fermions lourds	54
2.2.2	Générateurs de fermions excités	55
2.3	EXOTIC	55
2.3.1	Les éléments de matrice	56
2.3.2	Fermions lourds: production en paires	57
2.3.3	Fermions lourds: production au singulier	59
2.3.4	Fermions excités: production en paires	60
2.3.5	Fermions excités: production au singulier	61
2.4	Les composantes du programme EXOTIC	63
2.4.1	Les étapes de la génération	63
2.4.2	Les principales sous-routines	64
2.4.3	Les paramètres d'entrée	67
2.5	Comparaisons avec TIPTOP et PYTHIA	71
3	Le détecteur OPAL au LEP	95

3.1	Le LEP (Large Electron Positron collider)	96
3.2	Le détecteur OPAL	97
3.2.1	Le détecteur central	98
3.2.2	Le calorimètre électromagnétique	100
3.2.3	Le calorimètre hadronique	101
3.2.4	Les chambres à muons	102
3.2.5	Les détecteurs avant	103
3.2.6	Les programmes de reconstruction	105
3.2.7	La simulation du détecteur OPAL	105
4	Analyse des données et résultats obtenus avec le détecteur OPAL	115
4.1	Analyse à $\sqrt{s} = 170$ et 172 GeV	116
4.2	Les simulations Monte Carlo	122
4.2.1	Les signaux	122
4.2.2	Les bruits de fond	124
4.3	La sélection des candidats	125

4.3.1	Vérification du statut du détecteur OPAL	126
4.3.2	Sélection des trajectoires et des amas d'énergie	126
4.3.3	Identification des électrons, muons, et taus	128
4.3.4	Les observables utilisées	131
4.3.5	Cas A:sélection de candidats $N\bar{N}$	133
4.3.6	Cas B:sélection de candidats L^+L^- avec $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^{\pm(*)}$. .	135
4.3.7	Cas C:sélection de candidats L^+L^- avec $L^\pm \rightarrow N W^\pm$. . .	139
4.4	Résultats et limites obtenues sur les masses	141
4.5	Recherche de leptons excités	144
	Conclusion	164
	Bibliographie	xxv

Liste des tableaux

I	Particules fondamentales du Modèle Standard.	10
II	Les observables du Modèle Standard telles que mesurées au LEP et au SLC [22] (nous ne présentons ici à titre indicatif que quelques principales observables seulement). Les erreurs théoriques tiennent compte de l'incertitude sur la mesure de M_Z (première erreur) et les incertitudes sur les masses du quark top et du boson de Higgs (deuxième erreur). Des résultats plus récents, mais préliminaires, peuvent être trouvés dans la référence [24].	11
III	Classification des fermions dans le Modèle Standard. Les fermions sont classés en doublets de chiralité gauche et singulets de chiralité droite. Nous remarquons dans ce tableau que les doublets de quarks contiennent d' , s' , et b' au lieu de d , s , et b , dont la masse est définie; en fait, d' , s' , et b' sont les états propres qui participent aux interactions faibles et sont une combinaison linéaire des états propres de masse d , s , et b . Les coefficients de mélange de ces quarks sont les éléments de la matrice de Kobayashi et Maskawa, qui est en fait une généralisation de la théorie de Cabibbo à trois générations de quarks.	12

IV	Les limites actuelles sur l'angle de mélange (gauche et droit) entre des leptons lourds et des leptons légers (ces limites sont tirées de la référence[48]).	35
V	Nombre d'événements observés dans l'échantillon de données, celui attendu pour les différentes sources de bruit de fond, et celui attendu pour le signal $N\bar{N}$ (types Dirac et Majorana) pour le cas où $N \rightarrow eW$. Les nombres correspondent à une luminosité totale intégrée de 10.3 pb^{-1} . La colonne pour le processus à quatre fermions (4-f) inclut le bruit de fond provenant de la production de paires W^+W^-	135
VI	Nombre d'événements observés dans l'échantillon de données, celui attendu pour les différentes sources de bruit de fond, et celui attendu pour le signal $N\bar{N}$ (types Dirac et Majorana) pour le cas où $N \rightarrow \mu W$. Les nombres correspondent à une luminosité totale intégrée de 10.3 pb^{-1} . La colonne pour le processus à quatre fermions (4-f) inclut le bruit de fond provenant de la production de paires W^+W^-	136
VII	Nombre d'événements observés dans l'échantillon de données, celui attendu pour les différentes sources de bruit de fond, et celui attendu pour le signal $N\bar{N}$ (types Dirac et Majorana) pour le cas où $N \rightarrow \tau W$. Les nombres correspondent à une luminosité totale intégrée de 10.3 pb^{-1} . La colonne pour le processus à quatre fermions (4-f) inclut le bruit de fond provenant de la production de paires W^+W^-	137
VIII	Efficacités de sélection (en pourcent) des candidats $N\bar{N}$ (de type Dirac) pour différentes masses. Les erreurs sont statistiques. . . .	138

- IX Efficacités de sélection (en pourcent) des candidats $N\bar{N}$ (de type Majorana) pour différentes masses. Les erreurs sont statistiques. 138
- X Le nombre d'événements observés dans l'échantillon de données, celui attendu pour les différentes sources de bruit de fond, et celui attendu pour le signal L^+L^- dans le cas où $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$. Les nombres correspondent à une luminosité totale intégrée de 10.3 pb^{-1} . La colonne pour le processus à quatre fermions (4-f) inclut le bruit de fond provenant de la production de paires W^+W^- 139
- XI Efficacités de sélection (en pourcent) des candidats L^+L^- (pour le cas où $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$) pour différentes masses. Les erreurs sont statistiques. 139
- XII Le nombre d'événements observés dans l'échantillon de données, celui attendu pour les différentes sources de bruit de fond, et celui attendu pour le signal L^+L^- dans le cas où $L^\pm \rightarrow N W^\pm$. Les nombres correspondent à une luminosité totale intégrée de 10.3 pb^{-1} . La colonne pour le processus à quatre fermions (4-f) inclut le bruit de fond provenant de la production de paires W^+W^- . La colonne pour le processus à deux photons ($\gamma\gamma$) n'inclut pas la région $M_{\gamma\gamma} < 2 \text{ GeV}$ avec $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ 142
- XIII Efficacités de sélection (en pourcent) des candidats L^+L^- (pour le cas où $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$) pour différents points dans le plan (m_L, m_N) . Les erreurs sont statistiques. 143
- XIV Nouvelles limites sur les masses avec les données recueillies à une énergie du centre de masse de 170 et 172 GeV et combinées avec les résultats de l'analyse faite à 161 GeV. 145

Liste des figures

1	Hiérarchie des masses des trois générations de particules fondamentales. Pour les trois neutrinos, il n’y a que des limites supérieures qui sont de: $m_{\nu_e} < \sim 10 - 15$ eV, $m_{\nu_\mu} < 0.17$ MeV, et $m_{\nu_\tau} < 24$ MeV [25]. Les masses des quarks indiquées ici sont les masses “courantes”	13
1.1	Diagramme de Feynman pour la production en paires de fermions lourds (dans le canal s au premier ordre).	46
1.2	Diagramme de Feynman pour la production au singulier d’un lepton lourd avec son partenaire associé (dans le canal s au premier ordre). Le diagramme supplémentaire dans le canal t (à droite) existe seulement pour le cas de leptons lourds qui se couplent avec les leptons de la première famille.	46
1.3	Diagramme de Feynman pour la production en paires de fermions excités (dans le canal s au premier ordre).	47
1.4	Diagramme de Feynman pour la production au singulier d’un fermion excité avec son partenaire associé (dans le canal s au premier ordre). Un diagramme supplémentaire dans le canal t (à droite) existe seulement pour le cas où le fermion excité est un électron excité (e^{-*}) ou un neutrino électronique excité (ν_e^*).	47

2.1	Rapports d'embranchement dans la désintégration d'un fermion lourd dans le canal à courant chargé CC (en trait continu) et le canal à courant neutre CN (en trait discontinu).	73
2.2	Vue schématique de l'angle de diffusion θ	74
2.3	La dépendance en β de la distribution en $\cos\theta$ pour plusieurs valeurs de masse; θ étant l'angle de production du fermion lourd par rapport à la direction de l'électron initial.	74
2.4	Diagramme de Feynman à l'arbre (canal s) pour la production en paire de fermions lourds (F) ou de fermions excités (f^*).	75
2.5	Diagramme de Feynman à l'arbre (canal s) pour la production au singulier d'un fermion lourd (F) ou d'un fermion excité (f^*), associée à un partenaire léger standard (f).	75
2.6	Diagramme de Feynman en canal t supplémentaire dans le cas de la production au singulier de leptons lourds (s'il y a mélange avec un lepton léger standard de la première génération) ou de leptons excités de la première génération.	76
2.7	Schéma de désintégration d'un fermion lourd ou excité.	76
2.8	Les distributions en $\cos\theta$ pour la production en paires de leptons lourds chargés (L^\pm) de type séquentiel et miroir (trait continu), et vectoriel (trait pointillé). Les distributions correspondent à une énergie au centre de masse de 172 GeV et pour une masse $m_L = 75$ GeV.	77

- 2.9 Les distributions en $\cos \theta$ pour la production en paires de leptons lourds neutres (N) de type séquentiel (en trait continu), miroir (en trait discontinu), vectoriel (trait pointillé), et de type Majorana (trait discontinu-pointillé). Les distributions correspondent à une énergie au centre de masse de 172 GeV et pour une masse $m_N = 75$ GeV. 78
- 2.10 Les distributions des sections efficaces totales pour la production en paires de leptons lourds neutres (N) et chargés (L^\pm) en fonction de la masse. Les valeurs correspondent à une énergie au centre de masse de 172 GeV. 79
- 2.11 Les distributions en $\cos \theta$ pour la production au singulier avec un partenaire léger d'un lepton lourd neutre (N) ou chargé (L^\pm), et de chiralité droite ou gauche. Les distributions correspondent à une énergie au centre de masse de 184 GeV et une masse $m_{L,N} = 120$ GeV. 80
- 2.12 Les distributions des sections efficaces totales pour la production au singulier avec un partenaire léger de leptons lourds neutres (N) et chargés (L^\pm) de chiralité droite ou gauche en fonction de la masse. L'énergie au centre de masse est de 184 GeV. 81
- 2.13 Distributions en $\cos \theta$ pour chaque génération de leptons excités (neutres et chargés) pour une énergie au centre de masse de 184 GeV et une masse de 85 GeV. 82
- 2.14 Distributions des sections efficaces totales pour la production en paires de leptons excités neutres (ν_ℓ^*) et chargés ($\ell^{*\pm}$) en fonction de la masse. L'énergie au centre de masse est de 184 GeV. 83

2.15	Distributions en $\cos \theta$ pour chaque génération de leptons excités (neutres et chargés) pour la production au singulier avec un partenaire léger. L'énergie au centre de masse est de 184 GeV et la masse du lepton excité est de 130 GeV.	84
2.16	Distributions des sections efficaces totales pour la production au singulier en association avec partenaire léger d'un lepton excité ($\ell^{*\pm}$ ou ν_ℓ^*), en fonction de sa masse. L'énergie au centre de masse est de 184 GeV.	85
2.17	La structure du programme EXOTIC (ordinogramme).	86
2.18	Comparaisons entre EXOTIC (histogramme en trait continu), TIPTOP (histogramme en trait pointillé), et PYTHIA (histogramme en trait discontinu) des distributions en $\cos \theta$ de chaque fermion léger de l'état final du processus $e^+e^- \rightarrow L^-L^+ \rightarrow f_0f_1f_2\bar{f}_0\bar{f}_1\bar{f}_2$. L'énergie au centre de masse est de 172 GeV et le lepton lourd chargé a une masse $m_L = 75$ GeV. θ est l'angle entre la direction du fermion léger final et celle de l'électron initial. Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.	87

- 2.19 Comparaisons entre EXOTIC (histogramme en trait continu), TIPTOP (histogramme en trait pointillé), et PYTHIA (histogramme en trait discontinu) des distributions en $\cos \theta$ de chaque combinaison de paires de fermions légers dans l'état final provenant de la désintégration de L^- (ou L^+) uniquement, du processus $e^+e^- \rightarrow L^-L^+ \rightarrow f_0 f_1 f_2 \bar{f}_0 \bar{f}_1 \bar{f}_2$. L'énergie au centre est de masse de 172 GeV et le lepton lourd chargé a une masse $m_L = 75$ GeV. θ est l'angle entre la direction d'un fermion léger final provenant de la désintégration de L^- (ou L^+) et celle d'un second fermion léger provenant également du même L^- (ou L^+). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité. 88
- 2.20 Comparaisons entre EXOTIC (histogramme en trait continu), TIPTOP (histogramme en trait pointillé), et PYTHIA (histogramme en trait discontinu) des distributions en $\cos \theta$ de chaque combinaison de deux fermions légers dans l'état final du processus $e^+e^- \rightarrow L^-L^+ \rightarrow f_0 f_1 f_2 \bar{f}_0 \bar{f}_1 \bar{f}_2$. L'énergie au centre de masse est de 172 GeV et le lepton lourd chargé a une masse $m_L = 75$ GeV. θ est l'angle entre la direction d'un fermion léger final provenant de la désintégration de L^- et celle d'un second fermion léger provenant de la désintégration de L^+ . Toutes les distributions sont normalisées à l'unité. 89
- 2.21 Comparaisons entre EXOTIC (histogramme en trait continu), TIPTOP (histogramme en trait pointillé), et PYTHIA (histogramme en trait discontinu) des distributions en énergie de chaque fermion léger final, pour le processus $e^+e^- \rightarrow L^-L^+ \rightarrow f_0 f_1 f_2 \bar{f}_0 \bar{f}_1 \bar{f}_2$. L'énergie au centre de masse est de 172 GeV et le lepton lourd chargé a une masse $m_L = 75$ GeV. Toutes les distributions sont normalisées à l'unité. 90

- 2.22 Comparaisons entre EXOTIC (histogramme en trait continu), TIPTOP (histogramme en trait pointillé), et PYTHIA (histogramme en trait discontinu) des distributions en $\cos \theta$ de chaque fermion léger de l'état final du processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N} \rightarrow f_0f_1f_2\bar{f}_0\bar{f}_1\bar{f}_2$. L'énergie au centre de masse est de 172 GeV et le lepton lourd neutre a une masse $m_N = 75$ GeV. θ est l'angle entre la direction du fermion léger final et celle de l'électron initial. Toutes les distributions sont normalisées à l'unité. 91
- 2.23 Comparaisons entre EXOTIC (histogramme en trait continu), TIPTOP (histogramme en trait pointillé), et PYTHIA (histogramme en trait discontinu) des distributions en $\cos \theta$ de chaque combinaison de paire de fermions légers dans l'état final provenant de la désintégration de N (ou \bar{N}) uniquement, du processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N} \rightarrow f_0f_1f_2\bar{f}_0\bar{f}_1\bar{f}_2$. L'énergie au centre de masse est de 172 GeV et le lepton lourd neutre a une masse $m_N = 75$ GeV. θ est l'angle entre la direction d'un fermion léger final provenant de la désintégration de N (ou \bar{N}) et celle d'un second fermion léger provenant également du même N (ou \bar{N}). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité. 92
- 2.24 Comparaisons entre EXOTIC (histogramme en trait continu), TIPTOP (histogramme en trait pointillé), et PYTHIA (histogramme en trait discontinu) des distributions en $\cos \theta$ de chaque combinaison de deux fermions légers dans l'état final du processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N} \rightarrow f_0f_1f_2\bar{f}_0\bar{f}_1\bar{f}_2$. L'énergie au centre de masse est de 172 GeV et le lepton lourd neutre a une masse $m_N = 75$ GeV. θ est l'angle entre la direction d'un fermion léger final provenant de la désintégration de N et celle d'un second fermion léger provenant de la désintégration de \bar{N} . Toutes les distributions sont normalisées à l'unité. 93

2.25	Comparaisons entre EXOTIC (histogramme en trait continu), TIPTOP (histogramme en trait pointillé), et PYTHIA (histogramme en trait discontinu) des distributions en énergie de chaque fermion léger final, pour le processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N} \rightarrow f_0f_1f_2\bar{f}_0\bar{f}_1\bar{f}_2$. L'énergie au centre de masse est de 172 GeV et le lepton lourd neutre a une masse $m_N = 75$ GeV. Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.	94
3.1	Vue schématique du LEP.	107
3.2	Vue en perspective du détecteur OPAL au LEP. Les différentes parties sont indiquées par les flèches.	108
3.3	Vue en coupe (dans le plan $r - \phi$, le système de coordonnées est montré dans la figure 3.2) du détecteur OPAL au LEP. Les différentes parties sont indiquées par les flèches ainsi que leur distance par rapport au centre. Les parties centrales (baril) sont montrées en a), alors que les parties à l'avant et l'arrière (les bouchons) sont montrées en b).	109
3.4	Vue en coupe (plan $r - \phi$) de la chambre à vertex.	110
3.5	Vue en coupe longitudinale (plan $r-z$) d'une cellule des chambres-Z. Les différentes parties sont indiquées par des numéros.	111
3.6	Vues de face et de côté de l'arrangement des chambres à muons dans les régions avant et arrière.	112
3.7	Vue en coupe au travers du détecteur avant, montrant les différentes parties.	113

3.8	Vue du détecteur SiW, montrant les différentes couches.	114
4.1	Les distributions de l'énergie visible des événements recueillis aux différentes énergies du LEP 2. Cette figure est tirée de la référence [92].	146
4.2	Sections efficaces de production du processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$ en fonction de la masse m_N du lepton lourd neutre, à une énergie au centre de masse de 172 GeV.	147
4.3	Sections efficaces de production du processus $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$ en fonction de la masse m_L du lepton lourd chargé, à une énergie au centre de masse de 172 GeV.	148
4.4	Distributions du rapport E/p dans le cas des électrons comparativement aux autres particules chargées.	149
4.5	Distributions de la perte d'énergie spécifique (dE/dx) pour les électrons comparativement aux autres types de particules chargées dans le détecteur central.	150
4.6	La distribution de l'énergie contenue dans un cône ayant comme demi-angle d'ouverture 15° autour de la direction des candidats électrons comparativement aux autres particules chargées.	151

- 4.7 Les distributions de $\cos \theta_{\text{miss}}$ versus E_{miss} sont montrées en (a) pour le bruit de fond total (en rectangle), ainsi que pour l'événement sélectionné parmi les données (le cercle plein) après la coupure (A2); les distributions pour le signal $N\bar{N}$, dans le cas où $N \rightarrow eW$, sont montrées en (b) pour un N de type Dirac (avec $m_N = 75$ GeV), et en (c) pour un N de type Majorana (avec $m_N = 65$ GeV). Les flèches correspondent aux coupures. 152
- 4.8 Les distributions pour le nombre de jets reconstruits (N_{jets}) après la coupure (A2) sont montrées en (a) pour les données (cercle plein), les bruits de fond (histogramme en trait continu), et pour le signal $N\bar{N}$ (N de type Dirac, avec $N \rightarrow eW$) pour $m_N = 75$ GeV (histogramme en trait discontinu); (b) la distribution correspondant à un N de type Majorana (avec $m_N = 65$ GeV) (histogramme en trait pointillé); (c) les distributions pour l'énergie visible (E_{vis}) sont montrées pour un N de type Dirac; et (d) pour un N de type Majorana. Les flèches indiquent les régions acceptées par les coupures. 153
- 4.9 Les distributions de $\cos \theta_{\text{miss}}$ et de la valeur de la poussée sont montrées respectivement en (a) et en (b) après la coupure (B1) pour les données (cercle plein), les bruits de fond (histogramme en trait continu), et pour le signal L^+L^- avec $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$ dans le cas où $m_L = 75$ GeV (histogramme en trait discontinu). Les flèches indiquent les coupures. 154

- 4.10 Les distributions après la coupure (B4), dans le cas où aucun lepton isolé n'est trouvé, sont montrées en (a) pour l'énergie visible, en (b) pour l'impulsion transverse manquante, en (c) pour le nombre de jets reconstruits, et en (d) pour l'impulsion maximum d'une trace en (d), pour les données (cercle plein), les bruits de fond (histogramme en trait continu), et pour le signal L^+L^- avec $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$ dans le cas où $m_L = 75$ GeV (histogramme en trait discontinu). Les flèches indiquent les coupures. 155
- 4.11 Les distributions après la coupure (B4), dans le cas où au moins un lepton isolé est trouvé, sont montrées en (a) pour l'énergie visible, en (b) pour l'impulsion transverse manquante, et en (c) pour le nombre de jets reconstruits, pour les données (cercle plein), les bruits de fond (histogramme en trait continu), et pour le signal L^+L^- avec $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$ dans le cas où $m_L = 75$ GeV (histogramme en trait discontinu). Les flèches indiquent les coupures. 156
- 4.12 Les distributions en $\cos \theta_{\text{miss}}$ après la coupure (B2), et la valeur de la poussée après la coupure (B3) sont montrées respectivement en (a) et en (b). Dans le cas où aucun lepton isolé n'est trouvé, les distributions après la coupure (B4) pour l'énergie visible et l'impulsion transverse manquante sont montrées respectivement en (c) et en (d). Les distributions correspondantes, dans le cas où au moins un lepton isolé est trouvé, sont montrées respectivement en (e) et en (f). Les cercles pleins correspondent aux données, l'histogramme en trait continu aux bruits de fond, et l'histogramme en trait discontinu au signal L^+L^- avec $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$ dans le cas où $m_L = 75$ GeV, est en trait discontinu). Les flèches indiquent les coupures choisies. 157

- 4.13 Les distributions des différentes observables après la coupure (C1) lors de la sélection de candidats L^+L^- dans le cas où $L^\pm \rightarrow N W^\pm$: (a) $\cos \theta_{\text{thrust}}$, (b) p_{Tmiss} , (c) $\cos \theta_{\text{miss}}$, (d) E_{vis} , (e) p_{max} , et (f) valeur de la poussée. Les cercles pleins correspondent aux données, l'histogramme en trait continu aux bruits de fond, et l'histogramme en trait discontinu au signal L^+L^- avec $L^\pm \rightarrow N W^\pm$ pour le point $(m_L = 80, m_N = 50)$ GeV (multiplié par 5), alors que celui en trait pointillé correspond au point $(m_L = 75, m_N = 60)$ GeV. 158
- 4.14 Les distributions des différentes observables après l'application successive des coupures pour la la sélection de candidats L^+L^- dans le cas où $L^\pm \rightarrow N W^\pm$: (a) $\cos \theta_{\text{thrust}}$ après la coupure (C2), (b) p_{Tmiss} après la coupure (C3), (c) $\cos \theta_{\text{miss}}$ après la coupure (C4), (d) E_{vis} après la coupure (C5), (e) p_{max} après la coupure (C6), et (f) la valeur de la poussée après la coupure (C7). Les cercles pleins correspondent aux données, l'histogramme en trait continu aux bruits de fond, et l'histogramme en trait discontinu au signal L^+L^- avec $L^\pm \rightarrow N W^\pm$ pour le point $(m_L = 80, m_N = 50)$ GeV (multiplié par 5), alors que celui en trait pointillé correspond au point $(m_L = 75, m_N = 60)$ GeV. Les flèches correspondent aux coupures. 159
- 4.15 Nombre d'événements attendus pour le signal $N\bar{N}$ (N de type Dirac) pour les cas $N \rightarrow e W$, $N \rightarrow \mu W$, et $N \rightarrow \tau W$ après avoir appliqué toutes les coupures, et la limite à 95 % de niveau de confiance. La courbe supérieure représente le nombre d'événements attendus lorsque nous combinons les résultats avec ceux obtenus précédemment à 161 GeV, alors que la courbe inférieure représente uniquement les résultats obtenus à 170 et 172 GeV. 160

- 4.16 Nombre d'événements attendus pour le signal $N\bar{N}$ (N de type Majorana) pour les cas $N \rightarrow e W$, $N \rightarrow \mu W$, et $N \rightarrow \tau W$ après avoir appliqué toutes les coupures, et la limite à 95 % de niveau de confiance. La courbe supérieure représente le nombre d'événements attendus lorsque nous combinons les résultats avec ceux obtenus précédemment à 161 GeV, alors que la courbe inférieure représente uniquement les résultats obtenus à 170 et 172 GeV. 161
- 4.17 Nombre d'événements attendus après toutes les coupures, et la limite à 95 % de niveau de confiance pour le signal L^+L^- dans le cas où $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$. La droite supérieure représente le nombre d'événements attendus en combinant les résultats avec ceux obtenus précédemment à 161 GeV, alors que la droite inférieure représente uniquement les résultats obtenus à 170 et 172 GeV. . . 162
- 4.18 Région exclue à 95 % de niveau de confiance dans le plan (m_L, m_N) pour la production L^+L^- dans le cas où $L^\pm \rightarrow N W^\pm$. Les régions hachurées représentent la précédente analyse effectuées à $\sqrt{s} = 130$ et 136 GeV, et 161 GeV et la nouvelle analyse effectuée à 170 et 172 GeV. La ligne diagonale en trait discontinu représente la limite cinématique. 163

Remerciements

Dans un tout premier temps, je tiens à remercier mon directeur de recherche, le professeur Georges Azuelos, qui a accepté de me superviser et de diriger mes travaux de recherches; je crois sincèrement que ce dernier n'a en aucun temps failli à ses engagements envers moi et ce pendant toute la durée de mes études supérieures. Je le remercie profondément pour son étroite collaboration ainsi que pour les nombreux conseils qui m'ont été d'un grand intérêt; sa grande expérience dans le domaine de la physique des particules m'a été très profitable. En effet, je dirais de mon superviseur que son support, autant moral qu'académique, m'a permis d'acquérir une méthodologie adéquate, essentielle à la bonne marche de toute recherche. Son coté humain, et son approche face aux nombreux problèmes que nous avons rencontrés ensemble, m'impressionne toujours.

Ce travail aurait été également impossible sans les discussions interminables avec le Dr. Abdelhak Djouadi, de Montpellier, dont les réponses claires et concises à mes nombreuses questions, d'ordre phénoménologique et théorique, m'ont été d'une aide très précieuse.

Je remercie aussi l'Université de Montréal qui porte une attention particulière à ses étudiants des cycles supérieurs, en leur offrant de nombreux avantages; dont un accès privilégié à la documentation scientifique et surtout un système informatique très développé. Concernant ce dernier, je veux remercier les responsables du système informatique du laboratoire René-J.-A.-Lévesque, le Dr. Bernard Lorazo et M. Alain Lévesque, pour leur excellent travail concernant les ressources informatiques. Je veux également remercier Hélène Lamothe pour son excellent travail concernant les tâches administratives du laboratoire.

Je tiens également à souligner les nombreux échanges fructueux avec le personnel, les étudiants (M.Sc., Ph.D. et post Ph.D.), les professeurs titulaires,

les professeurs agrégés, les professeurs adjoints, les chercheurs adjoints, les professeurs associés, les attachés de recherche, et les chercheurs invités du laboratoire René-J.-A.-Lévesque de l'Université de Montréal. La diversité sociale du laboratoire fut une expérience très enrichissante. Pour ne pas introduire de biais dans mes remerciements, aucun nom ne sera cité!

Je veux également souligner les innombrables correspondances avec les membres de la Collaboration OPAL (au CERN plus particulièrement et à Montréal) avec lesquels j'ai échangé des idées, posé des questions, et dû répondre à de nombreuses questions (assez difficiles parfois). Le sérieux, le professionnalisme, la compétence, et la rigueur des membres de la Collaboration OPAL sont à souligner, et ont joué beaucoup dans les travaux que j'ai accomplis.

Je tiens également à remercier ma mère, qui m'a toujours encouragé à étudier et à persévérer. Elle a toujours su compter mes heures de sommeil qui furent très peu nombreuses!

Quand on fait une thèse de doctorat, il y a le côté social qu'on ne peut négliger. J'ai dû parfois faire des choix difficiles, et mes amours et mes amitiés en ont souffert beaucoup. Mon absence et mon devoir ont souvent été critiqués...si vous étiez auprès de moi aujourd'hui vous auriez eu mes remerciements les plus sincères.

Une thèse de doctorat nécessite un investissement considérable en temps, mais également en argent... je remercie donc le Conseil National de Recherche en Sciences Naturelles et en Génie du Canada ainsi que les Fonds Québécois pour la Formation des Chercheurs et l'Assistance à la Recherche.

Introduction

Pourquoi existe-t-il trois, et apparemment seulement trois générations de leptons et de quarks? Quelle est leur origine? Comment expliquer la hiérarchie des masses observées? Ce sont là des questions fondamentales pour la physique des particules qui cherche à décrire, dans une théorie unifiée, et avec un minimum de paramètres, les constituants fondamentaux de la matière, ainsi que les interactions qui agissent entre eux. Pour aider modestement à répondre à ces questions, le travail de cette thèse s'appliquera à rechercher l'existence d'autres particules fondamentales encore inconnues, ayant des masses moyennement élevées.

L'histoire bien connue de la physique des particules élémentaires est marquée d'étapes de découverte de nouvelles particules et interactions. Il suffira ici de rappeler qu'on a célébré en 1997 le centième anniversaire de la découverte de l'électron, par J.J. Thomson et le quarantième anniversaire de la découverte de la violation de la parité, par Mme Wu. Aujourd'hui, on reconnaît l'existence de quatre forces ou interactions fondamentales: i) la force électromagnétique, qui unifie les forces électrostatique et magnétique et dont dépendent, entre autres, toute la chimie et la physique atomique. ii) l'interaction nucléaire forte, qui assure l'existence du proton et du neutron, et par le fait même celle du noyau atomique; iii) l'interaction faible, responsable de la radioactivité comme la désintégration β du neutron; et enfin iv) la force gravitationnelle, très faible mais de longue portée, opérant à une très grande échelle, et responsable, entre autres, de la formation des étoiles par effondrement gravitationnel. Chacune de ces interactions est véhiculée par des particules bosoniques (dites bosons intermédiaires), qui servent d'agents de liaison entre les constituants élémentaires de la matière, les fermions.

Alors que les télescopes géants des astrophysiciens leur permettent d'observer de lointaines galaxies, les instruments d'observation des physiciens des particules

sont les accélérateurs de particules, qui produisent des collisions à de très hautes énergies, et des détecteurs sophistiqués pour observer le résultat de ces collisions.

L'unification des interactions fondamentales de la nature, au sens d'une description par une théorie unique, est bien commencée. En effet, la théorie électromagnétique de Maxwell est un remarquable succès d'unification des interactions de l'électricité statique et du magnétisme, qui jadis (au 19e siècle) étaient des disciplines parallèles. Les interactions faible et électromagnétique, sont aujourd'hui toutes deux réunies en une interaction dite électrofaible par une théorie développée par Glashow (1961), Weinberg (1967), et Salam (1968), et maintenant communément appelée "Modèle Standard" (MS) [1]. L'unification de l'interaction électrofaible avec les interactions forte et gravitationnelle reste à établir.

Le Modèle Standard, fondé sur une théorie de jauge [2] avec comme groupe de symétrie le produit $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, décrit les interactions fondamentales entre les particules élémentaires de la matière (trois générations de quarks et de leptons connues jusqu'à maintenant, voir tableau I), et les bosons intermédiaires de l'interaction électrofaible (W^\pm , Z^0 , et γ). Après brisure spontanée de la symétrie, appelé mécanisme de Higgs [3], l'interaction électrofaible se manifeste sous deux formes: (i) l'interaction électromagnétique à longue portée, véhiculée par un boson neutre et non massif, le photon (γ), et (ii) l'interaction faible à courte portée, véhiculée par des bosons intermédiaires qui acquièrent une masse (W^\pm et Z^0 pour tenir compte des processus faibles à courants chargé et neutre). Le Modèle Standard explique non seulement les phénomènes reliés au secteur électrofaible, mais il fournit également une explication possible quant à l'origine de la masse des particules. En effet, le boson de Higgs permet également de générer de la masse pour les fermions via le couplage de Yukawa dans la théorie.

Si l'on inclut l'interaction forte qui est décrite également par une théorie de

jauge basée sur le groupe de symétrie $SU(3)_c$ (la chromodynamique quantique ou CDQ), le Modèle Standard global est représenté par le produit $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Les interactions forte et électrofaible ne sont pas pour autant unifiées, puisque ce sont deux secteurs complètement séparés: il n'existe pas d'interaction entre les bosons médiateurs de l'interaction forte (les gluons) et ceux de l'interaction électrofaible (W^\pm, Z^0 , et γ).

Le premier grand succès du MS a été l'observation des bosons W^\pm et Z^0 en 1983 par les expériences UA1 [4] et UA2 [5], au SPS (Super Proton Synchrotron) [6] du CERN (laboratoire européen pour la physique des particules, situé à la frontière franco-suisse près de Genève). Les masses mesurées étaient en bon accord avec les prédictions du modèle. Ces découvertes ont motivé alors la construction et la mise en service de collisionneurs e^+e^- à très haute énergie afin d'étudier le Modèle Standard à la résonance du boson Z^0 : soit le LEP (Large Electron Positron collider) [7], au CERN, et le SLC (Stanford Linear Collider) [8] à SLAC (Stanford Linear Accelerator Center). Le but principal de ces accélérateurs est non seulement de vérifier avec précision les prédictions du Modèle Standard, mais aussi de rechercher des indices d'une éventuelle nouvelle physique qui se situerait au-delà de ce modèle, et donc non-prédite par celui-ci. Les deux accélérateurs ont commencé à fonctionner en 1989. Depuis lors, les mesures de haute précision de différentes observables des interactions électrofaibles, telles que la forme de la résonance du boson Z^0 (sa masse M_Z et sa largeur totale de désintégration Γ_Z), la section efficace σ_{had} pour la production d'événements $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ (hadrons), les asymétries avant-arrière (A_{FB}) et droite-gauche (A_{LR}), les largeurs partielles des différents canaux de désintégration du Z^0 (léptonique $\Gamma^{\ell\bar{\ell}}$, hadronique Γ^{had} , et invisible Γ^{inv}), et le rapport R_b (ou $\Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{had})$), ont démontré un excellent accord avec le Modèle Standard (voir tableau II) et ont même pu servir à prédire [9] la masse du quark top avant même sa découverte par la collaboration CDF au Fermilab, en 1995 [10]. L'un des premiers résultats importants du LEP, qui nous

intéresse ici particulièrement, a été notamment la confirmation qu'il n'existe que trois neutrinos légers: $N_\nu = 2.991 \pm 0.016$ [11].

Malgré le remarquable succès du Modèle Standard à décrire toutes les données expérimentales recueillies jusqu'à ce jour, ce dernier reste insatisfaisant. En effet, il est fondé sur plusieurs suppositions, laissant des questions fondamentales sans réponse. C'est pourquoi on ne peut pas croire qu'il soit "la" théorie ultime. Plusieurs paramètres ¹ sont arbitraires, et doivent donc être déterminés expérimentalement. Une théorie plus fondamentale devrait être capable de résoudre les problèmes associés au MS:

- Le modèle n'explique pas pourquoi il y a trois générations, et seulement trois avec un neutrino léger, ni la hiérarchie des masses observées des fermions (voir figure 1). Les leptons, aussi bien que les quarks sont, dans ce modèle, des particules ponctuelles, sans structure interne. Il existe autant de saveurs de quarks que de leptons avec strictement la même unité de charge électrique (les quarks ayant des charges fractionnaires) ². Il semble qu'il y ait conservation absolue du nombre et de la saveur leptoniques, et conservation du nombre hadronique (stabilité du proton). Ces lois de conservation ne dérivent d'aucun principe fondamental.
- Les masses des fermions sont arbitraires. Les trois neutrinos ont une masse nulle dans le modèle, même si en principe le modèle peut accommoder des neutrinos massifs. On comprend donc l'importance des expériences qui cherchent à mettre en évidence une masse, aussi faible soit-elle, des neutrinos, soit directement en étudiant, par exemple, la désintégration

¹3 masses leptoniques, 6 masses des quarks, 1 masse du boson de Higgs, 3 constantes de couplage, 1 couplage quartique, 3 angles de mélange des quarks, une phase complexe, et 1 angle du vide QCD.

²Théoriquement, l'annulation d'anomalies, c'est-à-dire la renormalisabilité de la théorie, requiert un même nombre de familles de quarks et de leptons, et des relations entre les nombres quantiques des deux types de fermions.

$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$, ou de manière indirecte en tentant d'observer les oscillations de neutrinos. Une très petite masse de $\mathcal{O}(eV)$ suffirait pour résoudre le problème de la matière sombre de l'univers, ou du moins l'expliquer en partie.

- les trois constantes de couplage sont différentes, et arbitraires, associées à chacun des groupes de jauge postulés à partir de considération phénoménologiques. C'est le problème d'unification discuté plus haut. La gravité est complètement ignorée principalement parce qu'elle ne peut être décrite par une théorie basée sur le principe d'invariance locale de jauge au même titre que les trois autres forces; cette unification donnerait une théorie non-renormalisable, en plus du problème de quantification pour la gravité.
- L'absence de symétrie chirale: Le fait de mettre les fermions dans des doublets de chiralité gauche et des singulets de chiralité droite (voir tableau III), sous prétexte d'accommoder les observations expérimentales, est aussi arbitraire.
- Le modèle n'explique pas l'origine de la violation CP observée dans les interactions faibles, et elle est par conséquent mise à la main dans le modèle (par une phase complexe dans la matrice CKM).
- Le boson scalaire de Higgs (H): c'est le seul ingrédient manquant, et essentiel à la survie du Modèle Standard. Ni la masse, ni le couplage aux fermions et aux bosons de jauge de l'interaction électrofaible n'est fixé. Les recherches expérimentales visant à détecter le boson de Higgs sont très difficiles car le régime énergétique auquel il faut opérer est inconnu. Dans le MS, les corrections radiatives à la masse du Higgs divergent, et il est donc difficile d'expliquer, sinon par des annulations fortuites (fine tuning), une échelle de masse de quelques centaines de GeV seulement pour l'unification électrofaible. Le boson de Higgs est au cœur du problème de l'origine même de la masse.

Étant donné ces lacunes du MS, il est naturel de proposer ce qu'on appelle des extensions, qui sont souvent des généralisations de ce modèle. Plusieurs extensions ont été proposées [12]: (i) Les théories de grande unification (GUT) unifient l'interaction forte avec l'interaction électrofaible. Elles sont basées sur des groupes de symétries plus grands, comme $SU(5)$, $SO(10)$, et E_6 . Le but principal de ces extensions est d'inclure dans un même groupe les différents types d'interactions, et ainsi d'unifier les constantes de couplage à une échelle dite de grande unification. Elles peuvent faire de nouvelles prédictions. La théorie basée sur $SU(5)$, par exemple, prédit entre autres la désintégration du proton; (ii) Les modèles de symétrie droite-gauche corrigent l'inéquité entre les chiralités droite et gauche, et tentent d'expliquer l'origine de la violation CP, le mélange des quarks, et la petite masse des neutrinos. Ces modèles prédisent de nouveaux bosons médiateurs; (iii) Les modèles de fermions composites répondent au problème posé par le nombre de générations, et prédisent un spectre de fermions excités dont les états fondamentaux seraient les fermions connus; (iv) la supersymétrie propose une symétrie entre les bosons et les fermions. Elle associe à chaque boson connu un fermion (-ino) et à chaque fermion connu un boson (s-boson). L'annulation de diagrammes de boucles dans le propagateur du Higgs règle ainsi le problème lié à l'échelle de masse du Higgs. Il y a aussi possibilité d'inclure la gravité; (v) La technicouleur tente de régler le problème lié à la dynamique de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible et à la génération de la masse, sans avoir recours au champ de Higgs.

Ces extensions ne sont encore que des théories puisqu'actuellement il n'y aucune confirmation de leurs prédictions. Cela explique les recherches intensives des expérimentateurs pour trouver de nouvelles particules prédites par ces nouvelles théories, et ainsi de confirmer ou d'exclure certains modèles.

En général, la plupart des extensions au Modèle Standard prédisent l'existence de nouveaux fermions, ces derniers pouvant être de plusieurs types [13]:

- séquentiels: c'est-à-dire une quatrième génération de fermions, semblable aux trois premières, mais ayant un neutrino associé de masse non nulle.
- miroirs: les doublets sont de chiralité droite et les singulets de chiralité gauche, soit l'opposé des fermions du Modèle Standard (voir tableau III).
- vectoriels: les fermions sont dans des doublets droits et des doublets gauches.
- singulets: les fermions ne sont pas dans des doublets de $SU(2)$, mais plutôt des singulets droits ou gauches, ou bien les deux.

La découverte de ces nouveaux fermions aux expériences des présents ou futurs collisionneurs serait donc l'un des premiers indices d'une nouvelle physique, se situant au-delà du Modèle Standard.

Ces nouveaux fermions pourraient éventuellement être produits dans les collisions e^+e^- à haute énergie, comme au LEP 2 (la deuxième phase du LEP) ou au futur collisionneur NLC (Next Linear Collider). Deux mécanismes de production sont alors possibles [14]: la production en paires ou la production au singulier, associée avec un partenaire léger appartenant à l'une des trois familles de fermions connues. Dans la première phase du LEP, la production en paires de leptons lourds a été recherchée, mais on n'a pu qu'établir une limite inférieure de ~ 46.5 GeV sur la masse de ces leptons [15]. Dans l'automne 1995, le LEP "1.5" opérait à une énergie totale au centre de masse des collisions e^+e^- de 130 GeV, puis de 136 GeV, ce qui a permis d'effectuer des recherches pour la première fois au-dessus de la resonance du Z^0 [16]. Cette énergie est passée dans l'été 1996 à 161 GeV, ce qui a permis d'améliorer les limites sur la masse des nouveaux leptons à environ ~ 70 GeV [17].

Afin de répondre aux questions posées ci-haut, nous nous proposons de rechercher des leptons lourds au LEP 2, dans les données recueillies dans l'automne 1996 à l'aide du détecteur OPAL (Omni Purpose Apparatus at LEP), à une énergie totale au centre de masse de la collision e^+e^- de 170 et 172 GeV [18, 19].

Il est à noter que les énergies actuellement disponibles ne permettent pas la recherche de quarks lourds, puisque le quark le plus lourd connu, le top, possède déjà une masse d'environ 175 GeV. Nous nous intéresserons plus précisément aux processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$ et $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$, soit la production en paires de leptons lourds neutres (N) et chargés (L^\pm).

On sait que si des leptons lourds existent, ils doivent être instables. En effet, les observations en astrophysique et en cosmologie sur le rayonnement primordial, ainsi que sur la matière sombre de l'univers imposent de sévères contraintes [20]. Nous nous intéresserons donc au cas où un lepton lourd neutre (de type Dirac ou Majorana), se désintégrerait par un mélange en un lepton léger standard et un boson W^\pm (virtuel ou réel): $N \rightarrow e W$, $N \rightarrow \mu W$, ou $N \rightarrow \tau W$. Dans le cas d'un lepton lourd chargé, nous nous intéresserons à deux scénarios possibles: 1) le cas où ce dernier se désintègre en un neutrino standard et un boson W , $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$, et 2) le cas où il y a désintégration en un lepton lourd neutre et un boson W , $L^\pm \rightarrow N W^\pm$. Toutefois, dans ce dernier cas, nous nous limiterons à supposer que N possède une durée de vie suffisamment longue pour rester stable à l'intérieur du domaine d'acceptance du détecteur OPAL. En ce qui concerne la production au singulier d'un lepton lourd associé à un partenaire léger, les énergies au centre de masse du LEP 2, et la luminosité intégrée atteinte jusqu'à présent ne justifient pas sa recherche puisque les sections efficaces de production sont trop petites. En effet, ces sections efficaces dépendent d'un angle de mélange entre le lepton lourd et le lepton léger, et il existe déjà une borne supérieure assez contraignante sur la valeur de cet angle [21].

Afin de pouvoir comparer les données expérimentales aux prédictions théoriques, il est essentiel d'avoir recours aux méthodes de simulation Monte Carlo. Cela nous permettra d'établir des critères de sélection (qu'on appellera des coupures) basées sur les distributions de diverses observables du signal et des bruits de fond, prédites par la théorie. Ainsi, en attendant l'acquisition des

données expérimentales, nous avons conçu et développé un nouveau générateur Monte Carlo (le programme EXOTIC) que nous allons décrire au chapitre 2.

Le contenu de cette thèse est organisé de la manière suivante: dans un premier chapitre nous passerons en revue les fondements théoriques qui sont à la base de cette recherche. Après une brève description du Modèle Standard, nous discuterons des extensions au modèle, et plus particulièrement des théories qui prédisent l'existence de fermions lourds et de fermions excités. Nous étudierons les aspects phénoménologiques de la production de ces fermions dans les interactions e^+e^- , ainsi que leurs différents modes de désintégration. Dans un second chapitre nous décrirons le nouveau générateur Monte Carlo EXOTIC basé sur les amplitudes tirées de la littérature, où nous verrons entre autres les techniques Monte Carlo utilisées, ainsi que les comparaisons qui ont été faites avec les générateurs déjà existants. Au troisième chapitre, nous allons décrire le détecteur OPAL au LEP, en attachant une attention particulière aux différentes composantes du détecteur, pertinentes à cette analyse, ainsi qu'à leurs fonctionnalités. Au chapitre 4, nous décrirons en détails les analyses effectuées pour rechercher des leptons lourds suivant les processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$ et $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$: nous tiendrons compte des bruits de fond aux signaux recherchés, et expliquerons les coupures appliquées sur les différentes observables afin de réduire les bruits de fond, et ainsi d'établir de nouvelles limites sur les masses des leptons lourds. Enfin, nous consacrerons le dernier chapitre à des commentaires et conclusions.

Tableau I: Particules fondamentales du Modèle Standard.

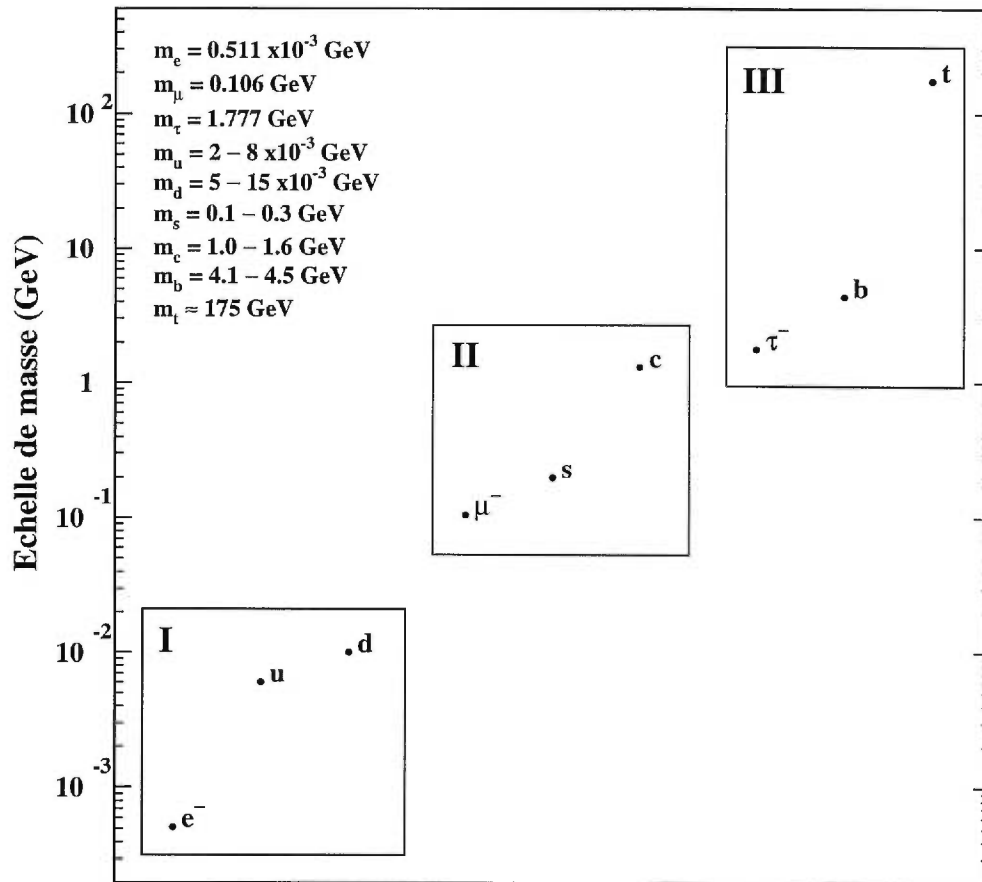
<u>Fermions</u>		
Génération	Quarks	Leptons
I	u , d	e , ν_e
II	c , s	μ , ν_μ
III	t , b	τ , ν_τ
<u>Bosons</u>		
Interaction	Messenger	
bosons vecteurs		
forte	8 gluons	
faible	W^\pm , Z^0	
électromagnétique	γ	
boson scalaire		
Brisure de symétrie	H	

Tableau II: Les observables du Modèle Standard telles que mesurées au LEP et au SLC [22] (nous ne présentons ici à titre indicatif que quelques principales observables seulement). Les erreurs théoriques tiennent compte de l'incertitude sur la mesure de M_Z (première erreur) et les incertitudes sur les masses du quark top et du boson de Higgs (deuxième erreur). Des résultats plus récents, mais préliminaires, peuvent être trouvés dans la référence [24].

Observable	valeur mesurée	valeur prédite
M_Z (GeV)	91.1884 ± 0.0022	paramètre d'entrée
Γ_Z (GeV)	2.4963 ± 0.0032	$2.497 \pm 0.001 \pm 0.002$
σ_{had} (nb)	41.488 ± 0.078	$41.45 \pm 0.002 \pm 0.004$
$A_{\text{FB}}^{(0,\ell)}$	0.0172 ± 0.0012	$0.0155 \pm 0.0004 \pm 0.0004$
A_{LR}^0	0.1551 ± 0.0040	$0.144 \pm 0.002 \pm 0.002$
$\Gamma^{\ell\bar{\ell}}$ (MeV)	83.93 ± 0.14	$83.97 \pm 0.01 \pm 0.06$
Γ^{had} (MeV)	1744.8 ± 3.0	$1743.8 \pm 0.2 \pm 1.2$
Γ^{inv} (MeV)	499.9 ± 2.5	$501.6 \pm 0 \pm 0.3$
R_b	0.2219 ± 0.0017	$0.2156 \pm 0 \pm 0.0003$

Tableau III: Classification des fermions dans le Modèle Standard. Les fermions sont classés en doublets de chiralité gauche et singulets de chiralité droite. Nous remarquons dans ce tableau que les doublets de quarks contiennent d' , s' , et b' au lieu de d , s , et b , dont la masse est définie; en fait, d' , s' , et b' sont les états propres qui participent aux interactions faibles et sont une combinaison linéaire des états propres de masse d , s , et b . Les coefficients de mélange de ces quarks sont les éléments de la matrice de Kobayashi et Maskawa, qui est en fait une généralisation de la théorie de Cabibbo à trois générations de quarks.

	G é n é r a t i o n		
	I	II	III
L e p t o n s	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$
	e^-_R	μ^-_R	τ^-_R
Q u a r k s	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$
	u_R, d_R	c_R, s_R	t_R, b_R



Génération de particules

Figure 1: Hiérarchie des masses des trois générations de particules fondamentales. Pour les trois neutrinos, il n'y a que des limites supérieures qui sont de: $m_{\nu_e} < \sim 10 - 15 \text{ eV}$, $m_{\nu_\mu} < 0.17 \text{ MeV}$, et $m_{\nu_\tau} < 24 \text{ MeV}$ [25]. Les masses des quarks indiquées ici sont les masses "courantes".

Chapitre 1

Fondements théoriques

Nous résumons dans ce chapitre les fondements et motivations théoriques des recherches que nous avons effectuées. Après avoir discuté de l'importance des principes de symétrie et de la notion d'invariance de jauge locale, nous ferons un bref résumé de l'unification électrofaible du Modèle Standard. Nous nous pencherons sur quelques extensions à ce modèle, en particulier celles qui prédisent une éventuelle existence de nouveaux fermions lourds fondamentaux, ainsi que sur les modèles de fermions composites. Nous étudierons alors la phénoménologie des interactions possibles entre ces nouveaux fermions, les bosons de jauge et les fermions connus, ce qui déterminera leur mode de production dans les interactions e^+e^- qui nous intéressent, ainsi que leurs différentes voies de désintégration possibles.

1.1 Principes de symétrie en physique des particules

Les principes de symétrie jouent un rôle très important en physique des particules. L'étude d'un système physique serait très compliquée sans la connaissance des symétries que le système possède: c'est-à-dire de la propriété à rester invariant sous l'application d'une transformation (comme une translation dans l'espace-temps, ou une rotation, etc.). En effet, un état physique respecte des lois de conservation à cause des symétries qui y sont présentes; ces symétries peuvent être apparentes ou cachées (c'est-à-dire internes). Un théorème très important, celui de Noether (1918), relie les symétries à des lois de conservation: à toute symétrie dans la nature est associée une loi de conservation, par exemple: les lois de la physique sont invariantes sous une translation dans le temps; le théorème de Noether relie cela à la conservation de l'énergie (l'Hamiltonien du système reste inchangé). Si un système est invariant sous une translation dans l'espace, la quantité de mouvement est conservée, et s'il est symétrique sous une rotation dans l'espace, le moment angulaire est conservé. Dans le même ordre d'idées la conservation de la charge électrique est liée à l'invariance de l'électrodynamique sous une transformation de jauge (nous verrons cela dans la prochaine section). Notons qu'il existe des symétries continues et des symétries discrètes. Nous retrouvons parmi ces dernières la parité (opérateur \mathbf{P}) qui consiste en un renversement des coordonnées spatiales ($x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$ et $z \rightarrow -z$), la conjugaison de charge (opérateur \mathbf{C}) qui transforme une particule en son antiparticule ($Q \rightarrow -Q$, $T_3 \rightarrow -T_3$ et $Y \rightarrow -Y$, où Q , T_3 et Y désignent respectivement la charge, la troisième composante d'isospin, et l'hypercharge reliées par la formule de Gell-Mann et Nishijima $Q = T_3 + Y/2$) et le renversement du temps (opérateur \mathbf{T}) comme son nom l'indique transforme $t \rightarrow -t$.

Le théorème **CPT** stipule que dans une théorie des champs relativistes, le produit **CPT** doit toujours être une transformation invariante même si chacune

des symétries **C**, **P**, et **T** peut être violée séparément. Ce théorème est dérivé d'axiomes généraux (Lüders 1954, 1957, Pauli 1955; et Streater 1964) et jusqu'à maintenant cela est confirmé par l'expérience. En effet **CPT** peut être testé par un cas simple, soit la mesure de la différence des temps de vie et des masses des particules et des antiparticules qui leurs sont associées. En 1957, une célèbre expérience, menée par Mme Wu, a prouvé que la parité n'est pas conservée dans les interactions faibles, où on avait étudié la désintégration β du cobalt 60 (^{60}Co) [26]. En 1958, une expérience élégante de Goldhaber *et al.* [27] a montré que tous les neutrinos du type électronique (ν_e) sont gauches (hélicité -1 , soit que la troisième composante du spin s_z est orientée dans le sens contraire à la direction du neutrino), alors que tous les antineutrinos ($\bar{\nu}_e$) sont droits. Peu de temps après, l'étude des processus $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, et $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ a montré que tous les ν_μ sont gauches, alors que tous les $\bar{\nu}_\mu$ sont droits. La conjugaison de charge (**C**) n'est pas conservée dans les processus impliquant des neutrinos, puisqu'il n'existe pas de neutrino droit, mais le produit **CP**, quant à lui, est conservé. Selon le théorème **CPT**, **T** doit l'être aussi. Cependant, une expérience effectuée en 1964 par Christensen, Cronin, Fitch et Turlay [28] a montré que le produit **CP** n'était pas conservé dans le système des mésons pseudoscalaires neutres (K^0 et \bar{K}^0) et par le fait même on a recherché la violation de **T** pour satisfaire à **CPT** qu'on affirme être une bonne symétrie.

1.2 Les théories de jauge

1.2.1 Groupes de symétrie

La théorie des groupes est la branche mathématique qui s'intéresse aux symétries. Un ensemble de transformations qui laissent invariantes les lois de la physique forme un groupe; cela a été introduit au siècle dernier par Évariste Galois (1811-1832). Un ensemble d'éléments forme un groupe, s'il satisfait aux axiomes suiv-

ants:

- la fermeture: le “produit” \mathbf{ab} de deux éléments \mathbf{a} et \mathbf{b} du groupe doit aussi être un élément du groupe.
- l’associativité: $(\mathbf{ab})\mathbf{c} = \mathbf{a}(\mathbf{bc})$.
- l’existence d’un élément neutre: un des éléments du groupe est l’élément identité \mathbf{I} , tel que $\mathbf{Ia} = \mathbf{aI} = \mathbf{a}$.
- l’existence d’un élément inverse: pour tout élément \mathbf{a} du groupe, il existe un élément inverse \mathbf{a}^{-1} tel que $\mathbf{aa}^{-1} = \mathbf{a}^{-1}\mathbf{a} = \mathbf{I}$.

Un groupe est dit commutatif ou abélien (Niels Henrik Abel 1802-1829) si le produit de deux éléments \mathbf{a} et \mathbf{b} commute ($[\mathbf{a}, \mathbf{b}] = 0$). Pour ce qui est du nombre d’éléments formant un groupe, il peut être fini (un groupe discret) ou infini (un groupe continu).

La définition énoncée ci-dessus est très générale, c’est-à-dire qu’il peut y avoir plusieurs *représentations*. Si les éléments du groupe agissent dans un espace vectoriel linéaire (EVL) ils peuvent être représentés par des matrices de dimension $n \times n$ qui agiront sur des vecteurs colonne $n \times 1$. Ces matrices obéissent également aux mêmes axiomes précédents et forment donc un groupe. On s’intéressera aux représentations dites *irréductibles*, c’est-à-dire qui ne peuvent être décomposées en matrices diagonales en blocs. En physique des particules, les groupes que l’on rencontre le plus couramment sont: $U(n)$, l’ensemble des matrices $n \times n$ unitaires ($U^\dagger U = 1$, † : transposée complexe conjuguée); le sous-groupe $SU(n)$ de $U(n)$ où “S” désigne “spéciale” i.e. les matrices dont le déterminant vaut 1; $O(n)$, l’ensemble des matrices orthogonales $n \times n$ ($O^T O = 1$, T : transposée) et le sous-groupe $SO(n)$ associé avec un déterminant égal à 1.

Les groupes $U(1)$, $SU(2)$, et $SU(3)$ sont à la base de la symétrie du Modèle Standard. Le groupe $SU(2)$, joue un rôle important, étant donné que les rotations dans l'espace ainsi que les symétries d'isospin fort et faible ont la structure mathématique de ce groupe. Les transformations infinitésimales

$$U = 1 + i\epsilon_\alpha L^\alpha \quad (1.1)$$

où les ϵ_α sont des paramètres infinitésimaux, conduit à l'opérateur de transformation

$$U = e^{i\epsilon_\alpha L^\alpha} \quad (1.2)$$

où les matrices L^α vérifiant la relation de commutation (une algèbre de Lie) $[L^\alpha, L^\beta] = i\epsilon_{\alpha\beta\gamma}L^\gamma$, sont appelés les *générateurs* du groupe. Pour le groupe $SU(2)$, ils sont représentés par les matrices de Pauli: $L^\alpha \rightarrow \frac{1}{2}\tau^\alpha$, avec

$$\tau^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \tau^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \tau^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.3)$$

ce qui donne la relation $[\tau^\alpha, \tau^\beta] = 2i\epsilon_{\alpha\beta\gamma}\tau^\gamma$, soit la relation de commutation habituelle des moments angulaires en mécanique quantique.

Concernant le groupe $U(1)$ il ne fait intervenir que le générateur unité: ses transformations sont du type $e^{i\theta}$. Notons que dans toutes les transformations, les paramètres peuvent être soit des constantes ou des fonctions d'une ou de plusieurs variables (comme par exemple des variables d'espace).

1.2.2 Invariance de jauge

Nous avons parlé plus haut des symétries globales, où le système de coordonnées est translaté ou mis en rotation par un certain vecteur ou un certain angle respectivement, mais où les équations de la physique dans le nouveau système de coordonnées sont identiques à celles du système original. Il y a également

des symétries dites *locales* où le système est invariant sous des transformations locales, qui dépendent d'un point particulier de l'espace-temps. Nous pouvons nous faire une image des principes d'invariance globale et locale en considérant une sphère, où les points sur sa surface sont repérés par un parallèle et un méridien. En prenant un point de référence, sous une transformation *globale* de la sphère (rotation), ce point changera de position de même que tous les autres points sur la surface par un mouvement relatif; donc son apparence reste inchangée dans son ensemble, la sphère est donc invariante sous une rotation globale. En faisant maintenant effectuer à notre point de référence un certain déplacement (sur la surface), cela consiste à appliquer une rotation dite *locale* à la sphère et par conséquent les autres points vont tourner différemment et la surface sera complètement déformée; donc la sphère n'est pas invariante sous une rotation locale. L'invariance locale nécessitera l'introduction d'un quantum d'interaction. Les théories de jauge sont basées sur ce genre de transformations. Par exemple, l'invariance sous une transformation locale de la couleur (au niveau des quarks) nous donne la chromodynamique quantique (QCD), où l'interaction forte (échange de couleurs entre les quarks) est transmise par des bosons dits *de jauge* colorés, soit les gluons. Les développements théoriques qui ont mené à l'unification électrofaible dans le Modèle Standard ont été "calqués" sur une théorie modèle: l'électrodynamique quantique (QED), une théorie de jauge basée sur le principe d'invariance de jauge locale. Il est largement accepté que toutes les interactions fondamentales peuvent être décrites par de telles théories: chaque interaction est véhiculée par un quantum d'interaction, exception faite pour ce qui est de la gravité dont le graviton n'a pas encore été mis en évidence.

En théorie des champs, une particule de masse m et de spin $1/2$ est décrite par un champ ψ (un spineur) de Dirac. Ce champ obéit à l'équation de mouvement

de Dirac ¹:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0 \quad (1.4)$$

qui est extraite du lagrangien libre (sans interaction avec un champ extérieur) pour la particule. Ce lagrangien est composé d'un terme cinétique et d'un terme de masse:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (1.5)$$

où $\bar{\psi}$ est le champ adjoint donné par $\psi^\dagger \gamma^0$ pour que la construction du scalaire $\bar{\psi}\psi$ soit invariant de Lorentz.

Une transformation de phase ou *de jauge* du groupe U(1) (abélien) du champ ψ et de son adjoint consiste en:

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{i\alpha}\psi \quad ; \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}' = \bar{\psi}e^{-i\alpha} \quad (1.6)$$

Le lagrangien libre précédent est dit *invariant de jauge globale* si le paramètre α est une constante: donc $\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}' = \mathcal{L}$, et le contenu physique n'est pas changé (les équations du mouvement sont les mêmes). Mais le lagrangien (1.5) n'est pas *invariant de jauge locale* sous des transformations où $\alpha \rightarrow \alpha(x)$ (fonction des variables d'espace). Si nous voulons que ce dernier soit invariant de jauge locale, il faudra introduire un champ vectoriel A_μ non massif (un *champ de jauge*) qui se couplera au champ ψ avec une constante de couplage q . Cela consiste à remplacer la dérivée ∂_μ par une autre dérivée, dite *covariante*, D_μ qui contient le terme d'interaction:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + i q A_\mu \quad (1.7)$$

Le lagrangien invariant de jauge local devient alors:

$$\mathcal{L} \rightarrow \mathcal{L}' = \mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi \quad (1.8)$$

¹L'équation de Dirac (1927), conçue au départ pour décrire un électron libre relativiste, admettait une solution avec une énergie négative, qui était troublante à l'époque. Pour pallier à cet impasse, l'énergie négative était associée à l'antiparticule de l'électron: le positron qui fut découvert par Anderson en 1932.

Ayant rajouté le terme cinétique pour le champ vectoriel A_μ , nous obtenons le lagrangien décrivant une particule chargée en interaction avec le champ électromagnétique (le photon); c'est le lagrangien de l'électrodynamique quantique:

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.9)$$

où $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, est le tenseur électromagnétique. Le champ de jauge doit être de masse nulle, car autrement un terme non-invariant $\frac{1}{2}m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$ apparaît dans le lagrangien.

Il est à noter que le changement $\partial_\mu \rightarrow D_\mu$ dépend du groupe de transformation agissant sur le champ ψ . Dans une théorie de Yang-Mills, où ψ est un doublet de deux champs de spin $\frac{1}{2}$ (ψ_1 et ψ_2):

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} , \quad (1.10)$$

le groupe SU(2) (non-Abélien) formera l'ensemble des transformations de jauge sur ψ , et les transformations sont du type $e^{\frac{i}{2}g_w\tau\cdot\alpha(\mathbf{x})}$, où $\tau = (\tau^1, \tau^2, \tau^3)$ et $\alpha(\mathbf{x}) = (\alpha_1(x), \alpha_2(x), \alpha_3(x))$. L'invariance de jauge locale est assurée par le changement:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + \frac{i}{2}g_w\tau \cdot \mathbf{W}_\mu \quad (1.11)$$

où $\mathbf{W}_\mu = (W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3)$ consiste en trois champs vectoriels indépendants introduits avec un couplage g_w .

1.3 Chiralité et hélicité des fermions

Un champ peut être séparé en deux composantes dites *chirales*:

$$\psi = \psi_L + \psi_R , \quad (1.12)$$

$$\psi_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi \quad ; \quad \psi_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi \quad (1.13)$$

ψ_R et ψ_L sont appelés les parties chirales *droite* et *gauche* du champ ψ . La composante chirale d'un champ est invariante de Lorentz; c'est-à-dire que si un champ est droit ou gauche dans un référentiel donné, il le restera dans un autre. Pour une particule de masse nulle les termes *droite* et *gauche* décrivent l'orientation du spin de la particule par rapport à son mouvement. En effet, pour une particule de spin $\frac{1}{2}$, si la quantification du spin est choisie selon l'axe z , il y a deux orientations possibles du spin S_z . Ces deux états sont appelés *hélicités*. Si la direction du mouvement de la particule est choisie selon l'axe z , la particule est dite d'hélicité droite (hélicité= $2*S_z = +1$) si son spin est parallèle au mouvement, et d'hélicité gauche (hélicité -1) si son spin est antiparallèle au mouvement. Contrairement à la composante chirale d'un champ (qui n'est pas une quantité physiquement mesurable, mais plutôt conceptuelle), l'hélicité n'est pas invariante de Lorentz pour une particule massive, puisqu'elle dépend du référentiel choisi. Une particule droite dans un référentiel donnée peut être gauche dans un autre référentiel. En général un champ chiral droit (ou gauche) est une superposition d'états d'hélicités droite et gauche. À haute énergie ($E \gg m$), un champ chiral droit (gauche) est essentiellement dans un état d'hélicité droite (gauche) avec un faible mélange de l'ordre de (m/E) d'hélicité gauche (droite).

1.4 L'unification électrofaible

La compréhension acquise des mécanismes d'interaction entre les particules dites élémentaires ² est le fruit de plusieurs années de recherche, tant du point de

²Les particules sont dites *élémentaires* parce qu'elles ne possèdent pas de structure interne, selon notre connaissance actuelle des choses. Ce sont donc les blocs de construction de la matière.

vue théorique que du point de vue expérimental. En physique des particules élémentaires, les deux approches sont étroitement liées, car très souvent l'une a dicté à l'autre la voie à suivre. D'une part, l'interaction électromagnétique décrite par l'électrodynamique quantique (QED) traite exclusivement de l'interaction du champ électromagnétique avec les particules chargées. Elle a été développée au départ par Dirac, puis raffinée par Feynman, qui a établi des règles qui facilitent grandement le calcul des amplitudes des processus électromagnétiques. D'autre part, pour l'interaction faible, la théorie de Fermi décrivait le processus de désintégration β , $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$, comme une interaction de contact n'impliquant pas l'échange d'un boson médiateur. Ceci reste une bonne approximation dans un régime de basse énergie, mais la théorie devient inexacte à haute énergie, où il faut introduire un boson médiateur massif (le W^\pm).

Le Modèle Standard Minimal (MSM) de l'interaction électrofaible, celui de Glashow (1961), Weinberg (1967) et Salam (1968) (théorie de GWS) [1] unifie les interactions faible et électromagnétique. Ce modèle est basé sur le groupe de symétrie de jauge locale, $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (L pour signifier que seulement les particules de chiralité gauche participent à l'interaction et Y est l'hypercharge). Étant donné que les interactions faibles sont du type $V - A$ (vecteur moins axial), seulement les champs chiraux gauches participent à ces interactions. On a donc classé dans des doublets d'isospin faible ³ de $SU(2)_L$ les leptons et les quarks de chiralité gauche 'L' alors que ceux de chiralité droite 'R' sont placés dans des singulets. Glashow a été le premier à proposer une théorie électrofaible, qui incluait des processus faibles à courant neutre. Par la suite Weinberg et Salam ont formulé la théorie de Glashow comme une théorie de jauge dont la symétrie est brisée spontanément, par le mécanisme de Higgs [3]. Ce mécanisme consiste à introduire un doublet de champs scalaires (spin 0) complexes, dans le lagrangien du modèle, qui brise spontanément la symétrie, pour un choix non-nul de la

³Il ne faut pas confondre la symétrie d'isospin faible avec celle de l'isospin fort où dans cette dernière le proton et le neutron sont placés dans un doublet d'isospin $\frac{1}{2}$ et sont traités comme deux états de charge d'une seule particule, dans les interactions fortes.

valeur du vide. Les bosons de Goldstone ainsi produits sont “mangés” par les bosons de jauge de la théorie: c’est-à-dire qu’ils deviennent leurs composantes longitudinales, ce qui produit des termes de masse. Les bosons vectoriels W^\pm et Z^0 sont donc massifs, mais le photon reste sans masse (ce qui est bien évidemment primordial). Une particule scalaire massive apparaît, c’est le boson de Higgs (H). C’est par la suite que ’t Hooft (1971) a démontré que la théorie de GWS est *renormalisable*⁴ [29].

Non seulement le Modèle Standard Minimal tente-t-il de décrire les phénomènes reliés au secteur électrofaible mais il donne aussi une explication de l’origine de la masse même des fermions, par un couplage de Yukawa au boson de Higgs. De part sa construction théorique, il fait donc trois prédictions importantes, soit:

1. L’existence de courants neutres: c’est-à-dire des interactions faibles qui ne changent pas la charge électrique. Comparativement aux interactions à courant chargé, les interactions à courant neutre peuvent avoir lieu entre deux leptons de différentes générations, comme par exemple la diffusion $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$ avec l’échange d’un Z^0 dans le canal t . Ce processus a été observé pour la première fois au CERN en 1973 [30].
2. L’existence des bosons de jauge W^\pm et Z^0 ayant respectivement comme masses 78 et 89 GeV [31]. Ces valeurs sont obtenues en utilisant la valeur expérimentale de l’époque pour $\sin^2 \theta_{W,\text{expt}} = 0.23$ par l’expérience CHARM [32], où θ_W est l’angle de Weinberg qui représente l’angle de mélange des deux bosons neutres W^0 et B lors de l’unification des groupes SU(2) et U(1). La découverte des bosons W^\pm et Z^0 , au SPS (Super Proton Synchrotron) du CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire) en 1983 [4, 5], aux masses prédites par la théorie, a été la consécration de la théorie de GWS. Rappelons que les masses actuelles sont $M_W = 80.26 \pm 0.16$ GeV

⁴Une théorie de jauge est dite *renormalisable* si les divergences obtenues lors de l’inclusion de diagrammes de Feynman d’ordres supérieurs (boucles) peuvent être éliminées.

et $M_Z = 91.1884 \pm 0.0022$ GeV [22]. La grande précision sur la mesure de M_Z vient de la très grande statistique obtenue au LEP.

3. L'existence d'une particule scalaire, le boson de Higgs, qui reste un ingrédient toujours manquant, et dont ni la masse, ni le couplage aux fermions ne sont spécifiés. De ce fait, il est très difficile de l'observer, puisque le régime énergétique auquel il faut opérer est inconnu. Par contre, il existe certaines contraintes: pour préserver l'unitarité dans la diffusion $W_L W_L \rightarrow W_L W_L$, on estime qu'une limite supérieure de ~ 1 TeV s'impose à la masse m_H [33]. Il y a aussi une limite inférieure provenant de la recherche du Higgs au LEP: $m_H > 89$ GeV [34]. Les limites indirectes, basées sur les mesures de précision des paramètres électrofaibles favorisent une masse pour le Higgs aux alentours de 100 GeV [35]. La mise en opération au siècle prochain du LHC (Large Hadron Collider, un collisionneur proton-proton à $\sqrt{s} = 14$ TeV) [36], réglera la question de l'existence de ce boson scalaire une fois pour toutes, si toutefois le boson de Higgs n'est pas déjà découvert ailleurs d'ici là.

1.5 Au-delà du Modèle Standard Minimal

Étant donné les lacunes du Modèle Standard Minimal que nous avons énumérées au chapitre introductif, il est généralement accepté que le Modèle Standard ne sera plus valide à une échelle d'énergie supérieure à l'échelle électrofaible (de l'ordre de quelques centaines de GeV). Le modèle Standard Minimal serait donc une théorie effective, valide à "basse" énergie seulement. Mais, il ne faut tout de même pas rejeter complètement le modèle, puisqu'il décrit avec un remarquable accord toutes les observations expérimentales cumulées jusqu'à aujourd'hui, même s'il explique beaucoup plus le "comment" que le "pourquoi". On parlera donc d'extension de ce modèle puisque tout nouveau modèle doit être une généralisation du Modèle Standard. Le lagrangien fondamental du Modèle Stan-

dard (en incluant l'interaction forte) est constitué du produit $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ("c" pour couleur). Il doit contenir les champs suivants: des *champs de jauge* qui sont les huit bosons (gluons) de l'interaction forte et les quatre bosons de l'interaction électrofaible ($W^{\pm,0}$, et B); des champs fermioniques correspondant aux trois familles de fermions (quarks et leptons), chacune contenant 15 membres, (par exemple pour la première famille: $\nu_{e_L}, e_L^-, u_L^i, d_L^i, e_R^-, u_R^i, d_R^i$, où $i=1,2,3$ représente la couleur, ceci néglige la possibilité d'avoir ν_{e_R}); et des champs de Higgs scalaires incluant au moins un doublet de Higgs (pour le Modèle Minimal). Pour l'instant il n'y a que trois familles de quarks et de leptons. Dans le Modèle Standard les seules symétries globales non brisées sont celles correspondant aux nombres baryonique (B) et leptonique (L). La non conservation de B ou de L (exception faite des oscillations de neutrinos) serait une évidence d'une nouvelle interaction se situant au-delà du Modèle Standard. Comme nous l'avons vu au chapitre introductif, plusieurs extensions ont été proposées ou suggérées. Chacune d'elles propose des solutions à un point particulier que le Modèle Standard n'éclaircit pas. Cependant, ces théories ne se prévalent pas du même succès que connaît la théorie de GWS, puisqu'actuellement il n'y a aucune confirmation de leurs prédictions:

La supersymétrie (SUSY) a été introduite par Volkov, Akulov, Wess et Zumino (1972-1974) [37, 38]. SUSY est une symétrie mettant en relation les bosons et les fermions, qui sont classés dans des supermultiplets. Les fermions peuvent se transformer en bosons et vice versa. Dans cette théorie le nombre de particules devrait doubler et on associe à toutes les particules des superpartenaires. Aux quarks et aux leptons on associe des superpartenaires de spin 0 (les squarks et les sleptons), tandis qu'aux bosons connus, on associe des superpartenaires de spin 1/2: les "bosinos" (photinos, gluinos, Winos, Zinos, higgsinos). Les corrections radiatives à la masse du Higgs, dues aux boucles de fermions et de bosons s'annulent, et stabilisent ainsi sa masse. Si SUSY était une symétrie exacte, les particules et leurs superpartenaires auraient la même masse. Dans la nature,

ceci n'est pas le cas. Il existe quelques modèles de brisure de la supersymétrie. Cinq particules de Higgs sont présentes dans le modèle minimal.

Les Théories de Grande Unification (ou GUT) (sans tenir compte, pour le moment, de l'interaction gravitationnelle) ont pour but de trouver un groupe d'unification G ayant une seule constante de couplage qui décrirait toutes les interactions. Étant donné que le Modèle Standard fonctionne très bien, on cherche à ce que le groupe de symétrie $F = SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ soit un sous-groupe du groupe unificateur G . Sachant que les différentes constantes de couplage du MS, $\alpha_3 \rightarrow SU(3)$ (forte), $\alpha_2 \rightarrow SU(2)$ (faible) et $\alpha_1 \rightarrow U(1)$ (électromagnétique) varient de façon logarithmique avec l'énergie, on pense qu'il existe une échelle d'énergie où ces dernières se rejoignent, même si elles ont des valeurs différentes à basse énergie, soit au-dessous de 10^2 GeV. L'énergie d'unification est estimée à $\simeq 10^{15}$ GeV et donc l'interaction sera véhiculée par des messagers très massifs ($M_{GUT} \simeq 10^{15}$ GeV). Même à cette échelle nous pouvons encore négliger la gravitation dont les effets n'apparaîtront qu'à la masse de Planck qui se situe à une échelle encore plus grande, soit $\simeq 10^{19}$ GeV. La masse de Planck est la masse que doivent avoir deux particules pour que leur interaction gravitationnelle soit égale à leur interaction électromagnétique. La supersymétrie pourrait être la source d'unification si elle se manifeste autour de ~ 1 TeV.

Le fait que G contienne l'interaction électromagnétique signifie que le photon doit être l'un des bosons de jauge et que l'opérateur de charge électrique Q_{ch} doit être l'un des générateurs. Sa trace doit être nulle: $Tr(Q_{ch}) = 0$ dans toutes les représentations du groupe unificateur G et la somme des charges électriques de toutes les particules dans une représentation donnée doit s'annuler. Nous savons que cela est satisfait par les membres de chaque famille et nous comprenons alors la relation entre la charge des quarks et des leptons. Ceci n'est pas le cas si on considère les leptons et les quarks séparément. De ce fait, G doit contenir des bosons appelés *leptoquarks* qui transforment les quarks en leptons et vice versa;

d'où la possibilité d'une violation de B et de L . Le groupe G doit aussi admettre des représentations complexes, étant donné que les particules gauche et droite ne se transforment pas de la même façon.

Le modèle le plus élégant, et *a priori* très prometteur est le groupe $SU(5)$ (pour *Special Unitary group* en 5 dimensions). Ce groupe, introduit par Georgi et Glashow (1974), peut être représenté [39] par des matrices complexes 5×5 unitaires ($UU^\dagger=1$), et unimodulaires ($\det U=1$), ce qui laisse 24 matrices indépendantes, soit 24 générateurs, et donc 24 bosons de jauge. Le groupe $SU(5)$ contient le produit des sous-groupes $SU(3) \times SU(2)$, et on peut donc choisir une représentation avec matrices diagonales en blocs où les huit premières matrices sont celles de $SU(3)$, dans les trois premières colonnes et rangées, et les matrices 9 et 10 sont faites des matrices de spin de Pauli dans les deux dernières colonnes et rangées. Ainsi, les huit gluons, et les deux bosons vectoriels W^\pm sont représentés. Deux autres matrices diagonales peuvent être choisies proportionnelles à la troisième composante de l'isospin faible: $(0,0,0,1,-1)$ qu'on identifie au champ W^3 , et de l'hypercharge: $1/\sqrt{15}(-2,-2,-2,3,3)$ qu'on identifie au champ B . Les 12 autres particules de jauge, appelées X et Y de charge $\frac{4}{3}$ et $\frac{1}{3}$ ainsi que leurs antiparticules \bar{X} et \bar{Y} , sont des leptoquarks.

Dans $SU(5)$, les fermions d'une génération sont divisés en deux représentations, de dimension 5 (trois couleurs d , e^+ , $\bar{\nu}_e$) $_R$ et 10 (3 couleurs d , 3 couleurs \bar{u} , 3 couleurs u , e^+) $_L$. Les 15 fermions de chaque génération du Modèle Standard entrent ainsi précisément dans les 15 états disponibles. Le modèle explique la quantification de la charge, et les valeurs fractionnaires des charges des quarks, et prédit une valeur raisonnable de $\sin^2 \theta_W$. L'existence de leptoquarks mène cependant à une désintégration du proton $p \rightarrow \pi^0 + e^+$ par les processus $u \rightarrow e^+ + \bar{Y}$ et $\bar{Y} + u \rightarrow \bar{d}$. Dans ce modèle on veut que la symétrie $B - L$ soit conservée, c'est à dire que la différence entre B et L soit inchangée. Le temps de vie du proton est estimé entre 1.6×10^{30} et 2.5×10^{28} ans, mais les expériences IMB [40],

Kamiokande [41] et Frejus [42] donnent une valeur beaucoup plus grande, soit une limite inférieure de 6.1×10^{32} ans. Par ces considérations, la plupart des physiciens doutent de la validité du modèle SU(5) minimal.

Pour tenter de résoudre ces problèmes, il est naturel de chercher à élargir le groupe de grande unification. Le groupe SO(10) [43] est le choix le plus simple après SU(5). Il est représenté par des matrices 10×10 , réelles, orthogonales (laissant invariant le produit scalaire de deux vecteurs de dimension 10), et unimodulaires. Ce groupe peut se décomposer en $SU(5) \otimes U(1) \rightarrow SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1) \otimes U(1)$, et il englobe donc le Modèle Standard. Il possède un boson vectoriel neutre supplémentaire (généralement appelé Z'). Il suffit d'une seule représentation, de dimension 16, pour loger tous les 15 fermions du Modèle Standard, auquel il faudra ajouter un fermion lourd neutre (neutrino de Majorana: voir plus loin). Étant donné que toutes les particules font partie de la même représentation, les propriétés des interactions entre particules sont plus naturellement décrites que dans le modèle SU(5). Le modèle SO(10) est intéressant car il peut aussi se décomposer en sous-groupes de telle sorte à préserver les symétries droite-gauche. D'un point de vue expérimental, il prédit un temps de vie pour le proton $\tau_p \simeq 2.8 \times 10^{34}$ ans pour $\sin^2 \theta_W \simeq 0.23$. Le modèle prédit également des oscillations neutron-antineutron, jamais encore observées.

Un autre groupe retient la faveur des théoriciens. Il s'agit du groupe E_6 (pour *Exceptional group*) [44], qui est le prochain choix après SO(10). C'est un groupe qui a SO(10) et SU(5) comme sous-groupes. Il est particulièrement attrayant dans les théories de *supercordes* qui incluent la gravitation dans le schéma de grande unification. Ce groupe introduit un autre boson de jauge neutre et sans couleur. Les fermions sont mis dans la plus petite représentation, de dimension 27, soit les 15 du Modèle Standard, plus 12 nouveaux fermions, dont deux isodoublets de leptons, deux neutrinos de type Dirac ou Majorana (voir plus loin), et un nouveau quark de charge 1/3.

Les fermions prédits par les extensions au Modèle Standard peuvent être de plusieurs types (classés selon leur type d'interaction) selon leur couplage aux bosons de jauge:

- séquentiels (ou *standards*): c'est l'extension la plus simple, soit une quatrième génération dans les familles de particules (c'est une ascension continue dans la hiérarchie). Ces fermions lourds se coupleraient de la même façon que ceux connus actuellement, soit des doublets gauches, et des singulets droits):

$$\begin{pmatrix} N \\ L^- \end{pmatrix}_L ; L_R^- ; \begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_L ; U_R ; D_R$$

où N et L^- représentent respectivement un lepton lourd neutre et chargé. Quant aux U et D, ils représentent respectivement un quark lourd de type "up" et "down".

- miroirs (classification chirale opposée à celle du Modèle Standard)

$$\begin{pmatrix} N \\ L^- \end{pmatrix}_R ; L_L^- ; \begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_R ; U_L ; D_L$$

- vectoriels (des doublets droit et gauche)

$$\begin{pmatrix} N \\ L^- \end{pmatrix}_L ; \begin{pmatrix} N \\ L^- \end{pmatrix}_R ; \begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_L ; \begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_R$$

- singulets: $L_L^- ; L_R^- ; N_L ; N_R ; U_L ; D_R ; U_R ; D_L$

Dans la littérature il est souvent dit que des fermions lourds de type séquentiels sont *standards* puisqu'ils se couplent de la même façon que ceux que nous connaissons déjà, alors que les autres sont dit *exotiques*.

Les leptons lourds neutres, au même titre que les neutrinos standards, présentent un cas particulier. Dans le Modèle Standard Minimal, les neutrinos sont

“bien” définis: ce sont des particules neutres de spin $1/2$, ne possédant pas de masse, ayant un nombre leptonique, et toujours d’hélicité gauche. Les antineutrinos, quant à eux, ont exactement les mêmes propriétés que les neutrinos, sauf qu’il sont droits. Le neutrino pourrait alors être son antiparticule. Ainsi, ν_L et $\bar{\nu}_R$ seraient deux états d’hélicité d’un même spineur. On dira alors que c’est un neutrino de Majorana par opposition au neutrino de Dirac. Pour connaître la véritable nature du neutrino, c’est-à-dire s’il est une particule de Dirac ou de Majorana, le test le plus prometteur est la recherche de la double désintégration bêta sans aucun neutrino dans l’état final.

Par analogie avec des neutrinos standards, les leptons lourds neutres peuvent également être soit de type Dirac (i.e. $N_L \neq \bar{N}_R$), ou de Majorana (i.e. $N = \bar{N}$). On peut distinguer les deux cas par les sections efficaces, la distribution angulaire de l’angle de diffusion du lepton lourd neutre par rapport à l’électron incident, ainsi que par les modes de désintégration, puisque l’existence d’une particule de Majorana implique comme conséquence importante la non-conservation du nombre leptonique.

Une autre approche à l’extension du Modèle Standard est basée sur les théories dites *composites*. On suppose que les quarks et les leptons ne sont pas des particules fondamentales, mais qu’elles seraient composées de particules encore plus primaires. Les modèles composites peuvent paraître une extension naturelle du MS. Ils se justifient par le besoin de réduire le nombre trop élevé de particules (et de familles de particules) du MS. Il existe deux principaux modèles: (i) le modèle de *rishons*, du mot hébreu signifiant “premier”, de Harari et Seiberg [45] qui est un modèle minimal avec deux types de particules et un boson médiateur, et (ii) le modèle de *haplons*, du mot grec qui signifie “simple”, de Fritzsch et Mandelbaum [46] et qui est basé sur l’existence de deux fermions et de deux bosons. Ces deux modèles n’expliquent l’existence que d’une seule famille de fermions, et expliquent difficilement la petite masse des neutrinos et les propriétés

des interactions entre fermions. Pour mettre en évidence l'existence de particules plus fondamentales que les fermions connus, il s'agira de rechercher des fermions dans un état excité, qui se désintégreront en fermions connus accompagnés de photons ou de gluons.

Dans les prochaines sections nous allons décrire les mécanismes de production et de désintégration de ces nouveaux fermions lourds dans les interactions (ou collisions) e^+e^- .

1.6 Les fermions lourds: formalisme général

Si des fermions lourds existent, et que leur masse n'est pas trop élevée par rapport aux énergies disponibles (c'est-à-dire si les contraintes cinématiques le permettent), ils pourront possiblement être produits dans les interactions e^+e^- . "Possiblement" car il y a également d'autres conditions, d'ordre phénoménologique, à satisfaire: on suppose que ces nouveaux fermions se couplent aux bosons médiateurs présents lors de l'annihilation de l'électron et du positron à l'état initial. Pour que ces fermions se couplent au photon, il est impératif qu'ils possèdent une charge électrique; pour qu'ils se couplent au Z^0 il faut qu'ils possèdent une charge faible. Ils pourront alors être produits en paires ($e^+e^- \rightarrow F\bar{F}$, où F représente un fermion lourd) si leur masse est inférieure à l'énergie du faisceau. Autrement, les fermions lourds seront produits au singulier en association avec un partenaire léger ($e^+e^- \rightarrow F\bar{f}$, où f représente un fermion léger), via un angle de mélange qui ne doit pas être trop petit. Il est à noter que ce nouveau mode de production est le seul possible dans le cas des leptons lourds neutres de type singulet (droit ou gauche): l'isospin faible étant zéro, ils ne possèdent donc pas de charge faible, et donc leur couplage direct aux bosons médiateurs est nul. La production au singulier permet de produire un fermion lourd dont la masse peut aller jusqu'à l'énergie totale disponible, contrairement à la production en paires,

qui est limitée par l'énergie du faisceau.

Le lagrangien effectif d'interaction le plus général possible entre ces fermions lourds et les bosons vectoriels connus de l'interaction électrofaible est le suivant [14]:

$$\mathcal{L} = \sum_{V=\gamma,Z^0,W^\pm} g_V J_V^\mu V_\mu \quad (1.14)$$

où les couplages g_V sont donnés par: $g_\gamma = e = \sqrt{4\pi\alpha}$, $g_Z = e/\sin\theta_W \cos\theta_W$, et $g_W = e\sqrt{2}/\sin\theta_W$. θ_W est l'angle de Weinberg, e est la charge du proton. Le courant d'interaction J_μ , encore une fois le plus général, est donné par:

$$J_\mu = \sum_f \bar{\psi}_f \gamma_\mu \left[Q_L^{\text{ff}'V} \frac{(1-\gamma_5)}{2} + Q_R^{\text{ff}'V} \frac{(1+\gamma_5)}{2} \right] \psi_{f'} \quad (1.15)$$

où $Q_L^{\text{ff}'V}$ et $Q_R^{\text{ff}'V}$ sont les couplages (ou charges) droits et gauches et sont donnés par:

$$Q_{L,R}^{\text{ff}'\gamma} = e^f, \quad Q_{L,R}^{\text{ff}'Z} = I_{3L,3R}^f - e^f \sin^2 \theta_W, \quad Q_{L,R}^{\text{ff}'W} = |I_{3L,3R}^f| \quad (1.16)$$

où e^f , I_{3L}^f , et I_{3R}^f sont respectivement la charge électrique (en unité de e) et la troisième composante droite et gauche de l'isospin faible du fermion lourd selon son type ou sa classification (séquentiel, miroir, vectoriel, ou singulet).

Les leptons lourds ne peuvent pas être stables. En effet, des arguments dérivant de l'astrophysique et de la cosmologie (comme par exemple le rayonnement primordial) ne peuvent admettre que de tels leptons remplissent l'espace de l'univers [20]. D'autre part nous pouvons envisager que ces leptons lourds seront instables, puisqu'il suffirait d'un petit angle de mélange ζ pour qu'ils se désintègrent en leptons de la première génération, qui sont les particules les plus légères que nous connaissons. Ceci déterminera non seulement les modes possibles pour leur désintégration, mais également de nouveaux modes de production comme nous l'avons déjà évoqué plus haut. À titre d'exemple, le lagrangien effectif d'interaction entre des leptons lourds qui se couplent via un mélange avec

les leptons légers standards (ici l'électron et son neutrino associé) et les bosons vectoriels de l'interaction électrofaible est le suivant:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = \frac{1}{2} \sum_{i=L,R} & \left[g_W \zeta_i^{\nu L W} \bar{\nu}_e \gamma_\mu L_i W^\mu + g_Z \zeta_i^{e L Z} \bar{e} \gamma_\mu L_i Z^\mu \right. \\ & \left. + g_W \zeta_i^{e N W} \bar{e} \gamma_\mu N_i W^\mu + g_Z \zeta_i^{\nu N Z} \bar{\nu}_e \gamma_\mu N_i Z^\mu \right] + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (1.17)$$

où L représente ici un lepton lourd chargé, et N un lepton lourd neutre. Étant donné que l'on considère de petits angles de mélange, l'approximation $\sin \zeta_{L,R} \simeq \zeta_{L,R}$ a été faite. Actuellement, il y a des limites indirectes contraignantes sur l'angle de mélange ζ . En effet, si les nouveaux fermions sont beaucoup trop lourds pour être produits directement dans les collisionneurs, à cause d'une énergie insuffisante, il est toujours possible de les rechercher indirectement via d'éventuels effets infimes en étudiant avec une grande précision les observables du Modèle Standard au LEP et au SLC [47]. Par exemple, si les fermions lourds ne sont pas "standards", c'est-à-dire s'ils sont des singulets gauches ou des doublets droits, ils vont modifier le couplage des bosons de jauge aux fermions légers standards. Dans le cas des leptons lourds, la limite supérieure actuelle sur ζ^2 est d'environ de 0.006. Elle dépend du type de lepton léger auquel le lepton lourd va se coupler. Le tableau IV suivant montre quelques limites sur ζ^2 [48].

1.6.1 Mécanismes de production des fermions lourds

Les lagrangiens d'interaction précédents impliquent donc que dans l'annihilation e^+e^- , les fermions lourds peuvent être produits de deux façons différentes:

la production en paires:

Les fermions lourds seront produits par paires via le canal s avec l'échange d'un Z^0/γ (voir diagramme de Feynman à la figure 1.1), si leur masse est inférieure à

Tableau IV: Les limites actuelles sur l'angle de mélange (gauche et droit) entre des leptons lourds et des leptons légers (ces limites sont tirées de la référence[48]).

couplage	limite supérieure
$(\zeta_L^e)^2$	0.0065
$(\zeta_R^e)^2$	0.0020
$(\zeta_L^\mu)^2$	0.0076
$(\zeta_R^\mu)^2$	0.0059
$(\zeta_L^\tau)^2$	0.0058
$(\zeta_R^\tau)^2$	0.0055
$(\zeta_L^{\nu_e})^2$	0.0066
$(\zeta_L^{\nu_\mu})^2$	0.0060
$(\zeta_L^{\nu_\tau})^2$	0.018

l'énergie du faisceau. Dans le cas des leptons lourds neutres, seul l'échange d'un boson Z^0 sera présent dans le diagramme de la figure 1.1.

La section efficace totale de production est donnée par:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow F\bar{F}) = \frac{3}{4}\sigma_0 N_c \beta \left[\left(1 + \frac{1}{3}\beta^2\right) Q_1 + (1 - \beta^2)Q_2 \right] \quad (1.18)$$

où $\sigma_0 = 4\pi\alpha^2/3s$, N_c est le facteur de couleur (=1 pour les leptons, et 3 pour les quarks); $\beta = (1 - 4m_*^2/s)^{1/2}$ est la vitesse du fermion lourd dans l'état final avec \sqrt{s} étant l'énergie totale disponible. Q_1 et Q_2 sont appelées *charges généralisées*. Elles contiennent en quelque sorte l'information sur le type de fermion lourd, et donc sur ses couplages aux bosons médiateurs. Ces charges sont construites à partir des amplitudes d'hélicité Q_{ij} (où $i, j = L, R$) suivantes (qui tiennent

compte des bosons médiateurs présents dans la production):

$$Q_{ij} = e_F e_e + \frac{Q_i^{\text{FFZ}} Q_j^{\text{eeZ}}}{\cos^2 \theta_W \sin^2 \theta_W} \frac{s}{(s - M_Z^2 + i\Gamma_Z M_Z)} \quad (1.19)$$

et les charges généralisées sont données par les expressions suivantes:

$$Q_1 = \frac{1}{4} [|Q_{LL}|^2 + |Q_{RR}|^2 + |Q_{RL}|^2 + |Q_{LR}|^2] \quad (1.20)$$

$$Q_2 = \frac{1}{2} \text{Re} [Q_{LL} Q_{RL}^* + Q_{RR} Q_{LR}^*] \quad (1.21)$$

Il est à noter que les fermions lourds de type vectoriel possèdent la plus grande section efficace de production (voir les distributions au chapitre 2 suivant), à cause de l'absence de couplage axial. Dans le cas de leptons lourds neutres de type Majorana, les amplitudes d'hélicité doivent être symétrisées, ce qui implique que $Q_1 = -Q_2$.

la production au singulier:

Comme nous l'avons déjà vu, si le paramètre de mélange ζ n'est pas trop petit, un fermion lourd pourra être produit en association avec un fermion standard (c'est-à-dire léger) appartenant à l'une des trois familles connues. Au premier ordre, un diagramme de Feynman dans le canal s (échange d'un Z^0/γ) contribuera à cette production pour les quarks lourds et les leptons lourds. Dans le cas de la production de leptons lourds, si ces derniers se couplent aux leptons légers de la première famille, un diagramme supplémentaire dans le canal t sera présent (échange d'un W^\pm pour la production d'un lepton lourd neutre, et l'échange d'un Z^0 pour la production d'un lepton lourd chargé) (voir diagrammes à la figure 1.2). La section efficace totale de production, pour les quarks lourds, ainsi que pour les leptons lourds se couplant aux leptons légers de la deuxième et la troisième génération, est donnée par:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow F\bar{F}) = \sigma_0 N_c (1 - \mu^2)^2 (1 + \frac{1}{2}\mu^2) Q_1 \quad (1.22)$$

où $\mu^2 = m_F^2/s$, et m_F est la masse du fermion lourd qui peut aller jusqu'à l'énergie totale disponible dans l'interaction e^+e^- initiale, contrairement à la production en paires. La charge généralisée Q_1 est obtenue à partir des amplitudes d'hélicité Q_{ij} (où $i, j = L, R$):

$$Q_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\zeta_i^{\text{ffZ}} \zeta_j^{\text{eeZ}}}{\sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \frac{1}{1-z} \quad (1.23)$$

où $z = M_Z/s$.

La forme analytique de la section efficace totale de production, ainsi que la forme des amplitudes d'hélicité, dans le cas des leptons lourds se couplant au fermions légers de la première génération, sont très complexes, étant donné la présence du diagramme supplémentaire dans le canal t . Elles peuvent être trouvées dans la référence [49]. Dans tous les cas, il y a une dépendance en ζ^2 pour la valeur de la section efficace totale de production. La production au singulier d'un lepton lourd neutre sera la plus importante grâce à la présence du W dans le canal t (voir distributions dans le chapitre 2 suivant).

1.6.2 Modes de désintégration des fermions lourds

Les couplages des fermions lourds aux bosons médiateurs, comme nous venons de le voir dans la section précédente, vont déterminer également leurs différents modes de désintégration. Un fermion lourd se désintégrera en un fermion léger qui lui est associé et un boson W^\pm (canal à courant chargé) ou Z^0 (canal à courant neutre), qui se désintégrera aussi:

$$F \rightarrow f_0 V \rightarrow f_0 f_1 \bar{f}_2$$

où $V=W^\pm, Z^0$. Suivant la masse du fermion lourd, les bosons médiateurs seront réels (désintégration en deux corps) ou virtuels (désintégration en trois corps). Ils sont dit *réels* (ou "on-shell") au sens qu'ils sont produits sur leur couche de

masse suivant une distribution d'une résonance de Breit-Wigner, si la masse du fermion lourd est supérieure à celle du W ou du Z; et virtuels (ou "off-shell") lorsque l'énergie est insuffisante pour les produire sur leur couche de masse. Les amplitudes d'hélicité suivantes contiennent l'information quant à la contribution réelle et virtuelle:

$$Q_{ij} = \frac{g_V^2}{e^2} Q_i^{Ff_0V} Q_j^{f_1f_2V} \frac{m_F^2}{(l_1 + l_2)^2 - M_V^2 + i\Gamma_V M_V} \quad (1.24)$$

où Γ_V et M_V sont respectivement la largeur et la masse du W ou du Z; l_1 et l_2 sont les quadri-impulsions des fermions légers f_1 et f_2 provenant de la désintégration du W ou du Z. Les amplitudes nous donneront une transition continue entre les désintégrations en deux et en trois corps. Dans le cas où les bosons sont réels, les largeurs partielles de désintégration sont les suivantes:

$$\Gamma(F_{L,R} \rightarrow Zf) = \frac{\alpha}{32 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} (\zeta_{L,R}^{fF})^2 m_F^3 (1 - v_z)^2 (1 + v_z) \quad (1.25)$$

$$\Gamma(F_{L,R} \rightarrow Wf') = \frac{\alpha}{16 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} (\zeta_{L,R}^{fF})^2 m_F^3 (1 - v_z)^2 (1 + v_z) \quad (1.26)$$

où $v_{W,Z} = M_{W,Z}^2/m_F^2$. Si m_F est beaucoup plus grande que M_W et M_Z , les rapports d'embranchement pour les deux canaux de désintégration tendront vers des valeurs asymptotiques d'environ 2/3 et 1/3 (voir chapitre 2 suivant). Il est à noter que si la masse m_F du fermion lourd est supérieure à M_W et inférieure à M_Z , la désintégration via l'émission d'un W^\pm sera dominante, car le W produit est réel, alors que le Z sera virtuel. En plus, le couplage des fermions au W est toujours plus grand que celui au Z. Les formules pour les largeurs de désintégration partielles dans le cas où les bosons médiateurs sont virtuels peuvent être trouvées dans la référence [50].

1.6.3 Les corrélations en spin et polarisation

Dans les processus $e^+e^- \rightarrow F\bar{F}$, et $e^+e^- \rightarrow F\bar{f}$, les fermions lourds produits suite à l'interaction e^+e^- initiale seront polarisés. La polarisation est définie comme

une préférence pour le spin à s'orienter dans une certaine direction privilégiée. Dans le référentiel du fermion lourd, les trois composantes de la polarisation sont définies comme:

$$w_x = \frac{N_{+x} - N_{-x}}{N_{+x} + N_{-x}} \quad (1.27)$$

où N_{+x} (N_{-x}) est le nombre de fermions lourds produits dont la composante x du spin est orienté dans la direction $+x$ ($-x$); et similairement pour w_y et w_z .

Afin d'inclure la polarisation des fermions lourds dans leurs produits de désintégration (suite aux processus $F \rightarrow f_1 f_2 f_3$ et $\bar{F} \rightarrow \bar{f}_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3$), et ainsi obtenir des corrélations en spin entre les fermions légers dans l'état final, la section efficace différentielle de production, ainsi que les taux de désintégration différentiels doivent être écrits sous les formes analytiques suivantes (formalisme introduit par Tsai [51, 52]):

$$d\sigma^{\text{pol}} = d\sigma^{\text{unpol}}(1 + n \cdot P + \bar{n} \cdot \bar{P} + C^{\mu\nu} n_\mu \bar{n}_\nu) \quad (1.28)$$

$$d\Gamma^{\text{pol}} = d\Gamma^{\text{unpol}}(1 + n \cdot P') \quad (1.29)$$

$$d\bar{\Gamma}^{\text{pol}} = d\bar{\Gamma}^{\text{unpol}}(1 - \bar{n} \cdot \bar{P}') \quad (1.30)$$

où n et \bar{n} sont les quadri-vecteurs de spin respectivement pour F et \bar{F} . Afin de satisfaire à l'invariance de Lorentz, le quadri-vecteur spin satisfait aux conditions $n \cdot n = -1$, et $n \cdot p = 0$, où p est le quadri-vecteur d'impulsion du fermion lourd. P , \bar{P} , P' , et \bar{P}' sont les vecteurs de polarisation dans les processus de production et de désintégration; ces quantités sont extraites à partir des amplitudes. Dans ces équations, $d\sigma^{\text{unpol}}$ et $d\Gamma^{\text{unpol}}$ sont respectivement la section efficace différentielle et le taux différentiel de désintégration non polarisés (c'est-à-dire qu'ils ne contiennent pas d'information sur le spin du fermion lourd). La matrice $C^{\mu\nu}$ contient les termes de corrélations en spin dans le processus de production. La section efficace différentielle totale, en incluant les taux de désintégration, contiendra toutes les corrélations en spin dans l'état final:

$$d\sigma_{\text{totale}}^{\text{pol}} = d\sigma^{\text{pol}} \times d\Gamma^{\text{pol}} \times d\bar{\Gamma}^{\text{pol}} \quad (1.31)$$

(des facteurs de normalisation ont été omis). Si le processus $e^+e^- \rightarrow F\bar{F}$ a lieu loin au-dessus du seuil de production, les hélicités du F et du \bar{F} tendent à être opposées l'une par rapport à l'autre. Lorsque le processus a lieu près du seuil de production les spins de F et de \bar{F} préfèrent être parallèles entre eux, et la somme vectorielle des deux spins préfèrent être parallèle ou anti-parallèle à la direction de l'électron incident. Puisque la parité est violée au maximum dans les désintégrations respectives du F et du \bar{F} , les distributions angulaires des produits de désintégration dépendent fortement de l'orientation des spins (c'est-à-dire des polarisations) des fermions lourds produits. Les spins sont très corrélés dans le processus de production, de ce fait il y a donc une forte corrélations entre les produits de désintégration de chaque F et \bar{F} (les distributions en énergie et angulaires).

Les formes analytiques des sections efficaces différentielles totales polarisées et non polarisées, ainsi que les vecteurs de polarisations dans les processus de production (en paires ou au singulier) et de désintégration sont données dans le chapitre 2 suivant, où des distributions angulaires sont également montrées.

1.7 Les fermions excités: formalisme général

La réplication des familles de particules est un argument sérieux pour les modèles composites. Ainsi, les fermions connus ne sont peut être pas des particules fondamentales (ou élémentaires), mais pourraient être des particules composites [53], c'est-à-dire composées de particules plus fondamentales. Il y aurait donc un riche spectre d'états excités dont les états fondamentaux seraient les fermions que nous connaissons. Nous pouvons évoquer, par exemple, l'époque où l'on croyait que le proton et le neutron étaient des particules élémentaires, mais les expériences de diffusion inélastique profonde e-p (électron-proton) au SLAC dans les années soixante [54], ont permis de sonder la structure du proton, et ainsi de révéler

que le proton est composé de particules encore plus fondamentales: les quarks (ayant une “saveur” et une charge électrique fractionnaire). Nous constatons que les particules de la deuxième et de la troisième génération ont exactement les mêmes propriétés que celles de la première génération, à l’exception d’une masse plus élevée, ce qui a pu mener à l’hypothèse que le muon, par exemple, est un état excité de l’électron. L’existence de fermions excités pourrait démontrer que les fermions actuels sont composites. Cela expliquerait alors la réplication du nombre de familles de particules fondamentales de la même façon que les quarks expliquent la prolifération des hadrons.

Il est généralement considéré que ces fermions excités possèdent un spin et un isospin de $1/2$ [55], mais des spins et des isospins plus grands ont été envisagés [56]. Étant donné que les fermions excités n’ont toujours pas été observés à des énergies disponibles actuellement dans les accélérateurs, leur masse serait beaucoup plus élevée que les fermions actuellement connus. D’un point de vue phénoménologique, il est supposé que cette masse est acquise ultérieurement à la brisure de la symétrie électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$, à une échelle d’énergie supérieure, Λ (appelée échelle de sous-structure ou de “compositeness”). Cela implique que les fermions excités sont classés dans des doublets de chiralité gauche et droite; ils sont donc du type vectoriel comme nous l’avons évoqué plus haut lorsque nous avons parlé des fermions lourds:

$$\begin{pmatrix} \nu_\ell^* \\ \ell^* \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\ell^* \\ \ell^* \end{pmatrix}_R, \quad \begin{pmatrix} u^* \\ d^* \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} u^* \\ d^* \end{pmatrix}_R$$

où $\ell = e, \mu, \tau$, $u = u, c, t$, et $d = d, s, b$. Les fermions excités peuvent être produits dans les collisions e^+e^- , e - p (électron-proton), pp (proton-proton), γ - γ (photon-photon), et e - γ (électron-photon).

Dans les sections suivantes nous allons parler uniquement de leur modes de production et de désintégration dans les processus d’annihilation e^+e^- .

1.7.1 Mécanismes de production des fermions excités

Le couplage des fermions excités aux bosons de jauge, ainsi qu'à leur partenaires associés, va caractériser leurs modes de production, et leurs différentes voies de désintégration. Le lagrangien d'interaction entre les fermions excités et les bosons médiateurs est le suivant:

$$\mathcal{L}_{f^*f^*} = \bar{F}^* \gamma^\mu \left[g \frac{\tau}{2} \mathbf{W}_\mu + g' \frac{Y}{2} B_\mu + g_s \frac{\lambda}{2} \mathbf{G}_\mu \right] F^* \quad (1.32)$$

où $F^* = F_L^* + F_R^*$ est le doublet de champs chiraux du fermion excité:

$$F_{L,R}^* = \begin{pmatrix} \nu_\ell^* \\ \ell^* \end{pmatrix}_{L,R} \quad , \quad \begin{pmatrix} u^* \\ d^* \end{pmatrix}_{L,R} \quad (1.33)$$

Y est l'hypercharge ($Y = -1$ et $1/3$ respectivement pour les leptons et les quarks), g , g' , et g_s sont les couplages des secteurs faible, électromagnétique et fort. τ et λ sont respectivement les matrices de Pauli et de Gell-Mann. \mathbf{W}_μ , B_μ , et \mathbf{G}_μ sont les champs de jauge pour chacun des secteurs. La masse élevée (dénotée par m_*) et la nature composite des fermions excités requièrent que l'on tienne compte des facteurs de forme, ainsi que d'une possibilité d'avoir des moments magnétiques anomaux.

Le lagrangien d'interaction décrivant la transition d'un fermion excité vers un fermion ordinaire (c'est-à-dire la désexcitation vers l'état fondamental), via un boson de jauge, doit respecter la symétrie chirale afin d'éviter que le fermion léger n'acquiert un large moment magnétique anomal lors des corrections radiatives. Seule la partie chirale droite du fermion excité participera dans la désexcitation magnétique:

$$\mathcal{L}_{f^*f} = \frac{1}{2\Lambda} \bar{F}^* \sigma^{\mu\nu} \left[g f \frac{\tau}{2} W_{\mu\nu} + g' f' \frac{Y}{2} B_{\mu\nu} + g_s f_s \frac{\lambda}{2} G_{\mu\nu} \right] f_L + \text{h.c.} \quad (1.34)$$

où Λ est l'échelle de sous-structure, f , f' , et f_s sont les paramètres associés aux trois groupes de jauges des interactions faible, électromagnétique, et forte. Ils peuvent être interprétés comme représentant les différentes échelles $\Lambda_i = \Lambda/f_i$ pour chaque groupe.

Dans les interactions e^+e^- , deux mécanismes de production sont possibles pour les fermions excités:

la production en paires:

Au premier ordre, les fermions excités seront produits en paires dans le canal s , via l'échange d'un boson Z^0/γ (voir diagramme de Feynman figure 1.3), si leur masse est inférieure à l'énergie du faisceau. La nature du couplage vectoriel fait en sorte que la distribution de l'angle de production des fermions excités est la même pour toutes les saveurs (voir distributions chapitre 2 suivant). En plus, en terme d'observable, il n'y aura pas d'asymétrie avant-arrière, car le fermion excité ne possède pas de couplage axial au boson Z^0 .

La section efficace totale de production d'une paire de fermions excités, en négligeant les facteurs de forme et les moments magnétiques anomaux, est donnée par:

$$\sigma = \sigma_0 N_c \frac{(3 - \beta^2)}{2} \beta \left[e_e^2 e_f^2 + \frac{2e_e v_e e_f v_f}{1 - M_Z^2/s} + \frac{(a_e^2 + v_e^2) v_f^2}{(1 - M_Z^2/s)^2} \right] \quad (1.35)$$

où $\sigma_0 = 4\pi\alpha^2/3s$, N_c est le facteur de couleur (=1 pour les leptons, et 3 pour les quarks); $\beta = (1 - 4m_*^2/s)^{1/2}$ est la vitesse du fermion excité, dans le référentiel e^+e^- ; a_e , v_e , et v_f , sont les couplages axial et vectoriel de l'électron (e) et du fermion excité (f) au boson Z^0 .

la production au singulier:

La forme du lagrangien d'interaction entre les fermions excités, les bosons vecteurs, et les fermions standards, permettra la production d'un fermion excité avec un partenaire léger qui lui est associé (voir diagrammes de Feynman à la figure 1.4).

Tous les types de fermions excités seront produits via le canal s , mais un diagramme supplémentaire, par le canal t sera présent dans la production de leptons excités de la première famille: soit l'électron excité (échange d'un γ/Z^0) et le neutrino électronique excité (échange d'un boson W^\pm). La contribution relative de chacun des diagrammes dépendra des différentes valeurs des paramètres f et f' . La production e^*e sera de loin la plus dominante, à condition toutefois que $f \neq -f'$, car dans ce cas-ci le couplage au photon sera nul.

Contrairement à la production en paires, la limite cinématique implique que m_* peut aller jusqu'à l'énergie totale disponible (\sqrt{s}) dans l'interaction e^+e^- initiale. Étant donné le diagramme dans le canal t supplémentaire, les sections efficaces totales de production ont des formes beaucoup plus complexes, et peuvent être trouvées dans la référence [57].

1.7.2 Modes de désintégration des fermions excités

Plusieurs voies de désintégrations sont possibles pour les fermions excités selon qu'ils sont des leptons ou des quarks, tel que posé dans le lagrangien de désexcitation. Ils vont pouvoir se désintégrer via l'émission d'un photon, ou d'un boson W^\pm ou Z^0 , qui peut être soit réel, si la cinématique le permet, ou virtuel si elle ne le permet pas. Dans le cas des quarks excités uniquement, la désexcitation via l'émission d'un gluon est dominante ($q^* \rightarrow qg$), étant donné que cela procède par une interaction forte.

Ici encore, les paramètres phénoménologiques f , f' , et f_s vont déterminer les couplages relatifs des fermions excités aux bosons de jauge, ainsi qu'à leurs partenaires légers associés. Les largeurs partielles de désintégration (et donc les rapports d'embranchement) pour les différentes voies possibles sont données par

la relation suivante:

$$\Gamma(f^* \rightarrow Vf) = \frac{\alpha m_*^3}{4\Lambda^2} f_V^2 \left(1 - \frac{M_V^2}{m_*^2}\right)^2 \left(1 + \frac{M_V^2}{2m_*^2}\right) \quad (1.36)$$

ici α est la constante de structure fine, $V = \gamma, Z^0, W^\pm$, M_V est la masse du boson médiateur, m_* est la masse du fermion excité (Λ étant l'échelle de sous-structure). Les couplages f_V , en fonction des paramètres, sont donnés par les relations suivantes:

$$f_\gamma = e_f + I_{3L}(f - f') \quad (1.37)$$

$$f_W = \frac{1}{\sqrt{2} \sin \theta_W} f \quad (1.38)$$

$$f_Z = \frac{4I_{3L}(\cos^2 \theta_W f - \sin^2 \theta_W f') - 4e_f \sin^2 \theta_W f'}{4 \sin \theta_W \cos \theta_W} \quad (1.39)$$

où e_f est la charge électrique (en unité de la charge du proton), et I_{3L} est la troisième composante d'isospin faible de la partie chirale gauche. Dans le cas de la désintégration via l'émission d'un gluon, pour les quarks excités, la largeur partielle correspondante est donnée par la relation précédente avec le changement $\alpha \rightarrow 4\alpha_s/3$ et $f_V \rightarrow f_s$.

Il est important de noter que ces couplages indiquent que le neutrino excité peut avoir un couplage électromagnétique non nul, à condition d'avoir $f \neq f'$. Pour des masses beaucoup plus grandes que les masses du W^\pm et du Z^0 , les rapports d'embranchement vont tendre vers des valeurs asymptotiques.

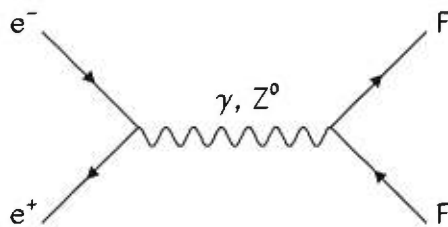


Figure 1.1: Diagramme de Feynman pour la production en paires de fermions lourds (dans le canal s au premier ordre).

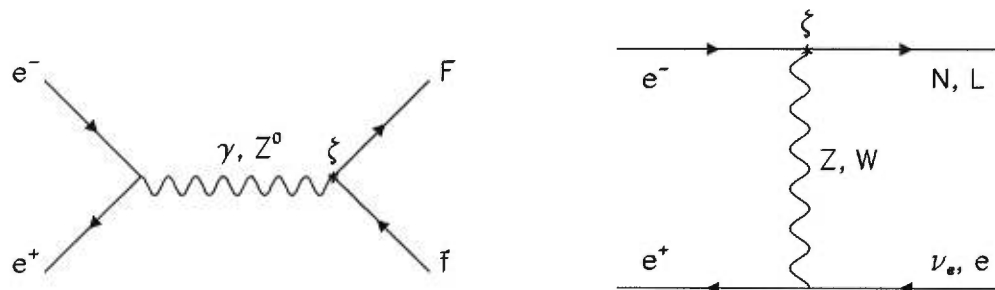


Figure 1.2: Diagramme de Feynman pour la production au singulier d'un lepton lourd avec son partenaire associé (dans le canal s au premier ordre). Le diagramme supplémentaire dans le canal t (à droite) existe seulement pour le cas de leptons lourds qui se couplent avec les leptons de la première famille.

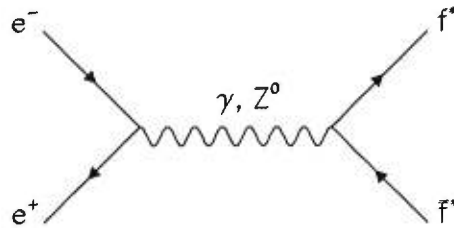


Figure 1.3: Diagramme de Feynman pour la production en paires de fermions excités (dans le canal s au premier ordre).

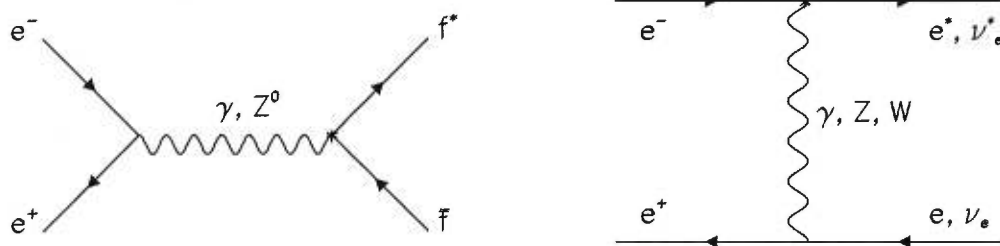


Figure 1.4: Diagramme de Feynman pour la production au singulier d'un fermion excité avec son partenaire associé (dans le canal s au premier ordre). Un diagramme supplémentaire dans le canal t (à droite) existe seulement pour le cas où le fermion excité est un électron excité (e^*) ou un neutrino électronique excité (ν_e^*).

Chapitre 2

Le générateur Monte Carlo EXOTIC

Ce chapitre décrit le générateur Monte Carlo EXOTIC, développé pour les fins de nos recherches. Après avoir brièvement exposé quelques méthodes utiles pour les simulations Monte Carlo, nous examinons les différents éléments du générateur EXOTIC, soit les formules analytiques dérivées de la littérature, et les différentes routines composant le programme proprement dit. Nous faisons ensuite une comparaison avec d'autres générateurs déjà existants: TIPTOP et PYTHIA, pour le cas de la production de paires de leptons lourds de type séquentiels. En particulier, nous comparons les distributions angulaires et les spectres d'énergie des fermions légers de l'état final. Enfin, nous présentons quelques distributions angulaires relatives à la production de fermions excités.

2.1 Les méthodes Monte Carlo

Les méthodes Monte Carlo ¹ sont des techniques de simulation utilisant des nombres aléatoires, servant à étudier un phénomène physique dont la solution analytique est extrêmement complexe, voire impossible à obtenir.

2.1.1 Les nombres aléatoires

Une *variable aléatoire* est une variable qui peut prendre un spectre de valeurs, mais dont la valeur particulière à un moment donné ne peut être prédite. Cependant, la *distribution* de la *variable aléatoire* peut-être parfaitement connue. Un *nombre aléatoire* est tout simplement un nombre dont on ne peut prédire la valeur. Tout processus ou mécanisme permettant d'obtenir une séquence de nombres aléatoires est appelé *générateur* de tels nombres. Un nombre aléatoire peut être obtenu de deux façons: 1) d'une séquence de *vrais* nombres aléatoires (c'est-à-dire non prévisibles et non reproductibles) obtenue à partir d'un processus physique aléatoire (comme la radioactivité); il existe d'ailleurs des bases de données contenant de vrais nombres aléatoires, dont une, qui a été produite en utilisant une source radioactive émettant des particules alpha [58]; ou 2) d'une séquence générée par une machine à calcul (ou ordinateur). Dans ce dernier cas, il serait plus juste de parler de nombres "pseudo-aléatoires", puisque ces derniers ne sont pas complètement générés au hasard, mais proviennent d'un algorithme bien déterminé. Ils sont donc prévisibles et reproductibles, mais sans connaître l'algorithme, on ne pourrait en principe distinguer leur séquence de celle de vrais nombres aléatoires (par la distribution de leurs moments par exemple). Cette deuxième méthode s'avère, bien sûr, beaucoup plus pratique et beaucoup plus économique en terme de temps.

Il existe plusieurs générateurs de nombres aléatoires. Ce qui caractérise

¹Le nom Monte Carlo vient du nom de la ville des casinos.

ou distingue spécifiquement un *bon* d'un *mauvais* générateur, c'est le critère d'uniformité (dans un intervalle compris entre zero et un) et de la périodicité des nombres générés. En effet, une séquence de nombres doit toujours être initialisée par un nombre de départ (le mot "seed" en terminologie anglaise), qui dans certains cas doit être choisi soigneusement afin d'obtenir une période relativement longue. La période d'une séquence de nombres pseudo-aléatoires, est le nombre de valeurs qu'on peut générer avant que ne recommence la même séquence. Il est généralement exigé que le générateur soit portable; ainsi une séquence identique sera obtenue sur des machines différentes, ce qui permettra la comparaison de résultats.

Ici nous utiliserons le générateur portable de nombres pseudo-aléatoires de G. Marsaglia et A. Zaman [59, 60]. L'algorithme donne une séquence identique (bit par bit) sur toutes les machines ayant une mantisse d'au moins 24 bits (dans la représentation décimale) et possède une période globale de 2^{144} (globale dans le sens que chaque choix d'un "seed" donne une séquence d'environ 10^{30} nombres, et qu'il y en a au total 900 millions de séquences différentes).

2.1.2 Échantillonnage selon une distribution

Si nous voulons simuler un processus physique dont les observables sont des variables aléatoires, qui suivent une distribution (ou fonction) de probabilité particulière, plusieurs méthodes Monte Carlo peuvent être utilisées. Le choix d'une méthode en particulier, plutôt qu'une autre, dépendra de la complexité de la fonction à générer (c'est-à-dire à échantillonner). Le souci principal est d'arriver à très bien reproduire, après qu'un nombre suffisant d'événements² aient été générés, la distribution désirée, et ainsi d'obtenir un échantillonnage représentatif.

Nous allons décrire ici les méthodes qui seront utilisées pour générer les

²L'occurrence d'un processus physique est appelée communément *événement*.

événements dans le programme EXOTIC:

La méthode du rejet (ou *brute*):

Si la fonction $f(x)$ à générer est bornée par le domaine $[a, b]$ en x , et que sa valeur maximum (f_{max}) dans ce domaine est connue, alors nous pouvons suivre les étapes suivantes pour échantillonner la fonction:

1. choisir un premier nombre aléatoire $r_i \in]0, 1[$.
2. évaluer la fonction $f(x_i)$, où $x_i = a + (b - a)r_i$.
3. choisir un second nombre aléatoire $r_j \in]0, 1[$.
4. si $f(x_i)/f_{max} > r_j$ l'événement est accepté, sinon il est rejeté (retour donc à l'étape 1).

La fonction doit être évaluée à chaque fois qu'on veut générer un événement. Il est important de noter que dans le cas où la fonction $f(x)$ est très piquée (forte structure) dans la région en x considérée, cette méthode devient inefficace. En effet, la grande majorité des événements générés sera rejetée, étant donné que $f(x_i)/f_{max}$ sera généralement très petit. Dans le programme EXOTIC, la méthode du rejet est utilisée dans le dernier stade de la génération des événements. Les événements sont acceptés ou rejetés selon le poids relatif qui leur est associé, et le poids maximum, évalué au début du programme.

La méthode inverse (ou continue)

Pour pallier l'inefficacité de la méthode de rejet, décrite plus haut, lorsque la fonction est piquée, la méthode inverse est parfois utilisée. Si la fonction $f(x)$ à échantillonner est une fonction de probabilité (c'est-à-dire normalisée à l'unité),

et qu'elle est intégrable analytiquement dans le domaine $[a, b]$, l'intégrale de la fonction $f(x)$ sur l'intervalle $[a, x]$ sera distribuée aléatoirement dans l'intervalle $[0, 1]$. En posant que:

$$F(x) = \int_a^x f(x)dx = r ,$$

la forme analytique $F(x)$, ainsi obtenue, sera utilisée pour trouver x à partir d'un nombre aléatoire r :

1. choisir un nombre aléatoire $r \in]0, 1[$.
2. évaluer l'inverse: $x = F^{-1}(r)$.

Cette méthode a l'avantage d'être simple et rapide, puisque tous les événements générés sont acceptés. Cependant, il faut que ce soit des fonctions assez simples dont les formes analytiques doivent être parfaitement connues.

La méthode des intervalles cumulés:

Si la fonction $f(x)$ n'est pas facilement intégrable analytiquement, on peut procéder par intervalles cumulés. Cette méthode consiste à créer un vecteur contenant les intégrales partielles de la fonction $f(x)$ qui est bornée dans un domaine $[a, b]$ subdivisé en N intervalles égaux x_i . La fonction est intégrée dans chacun de ces intervalles:

$$W(i) = \int_{i\Delta x}^{(i+1)\Delta x} f(x) dx ; \text{ où } i = 1 \dots N , \text{ et } \Delta x = (b - a)/N$$

il faut ensuite normaliser le vecteur $W(i)$, puis cumuler les valeurs pour obtenir l'échantillonnage en poids de la fonction $f(x)$:

$$\hat{W}(i) = \frac{W(i)}{\sum_{j=1}^N W(j)}$$

la normalisation est donc assurée par:

$$\sum_{i=1}^N \hat{W}(i) = 1.0 .$$

Pour cumuler les valeurs, il s'agit d'additionner toutes les valeurs $\hat{W}(i)$ de chacun des intervalles x_i précédant l'intervalle considéré:

$$W_+(i) = \sum_{j=1}^i \hat{W}(j)$$

Ceci nous donne que le poids cumulé du dernier intervalle est toujours égal à l'unité:

$$W_+(i = N) = 1.0 \quad .$$

La méthode proprement dite, comporte les étapes suivantes:

1. choisir un nombre aléatoire r_i uniforme dans l'intervalle $]0, 1[$.
2. chercher le premier intervalle i (à partir de $i = 1$) ayant un poids $\hat{W}_+(i)$ supérieur à r_i .
3. choisir x aléatoirement dans l'intervalle x_i choisi: $x = a + (i - 1)\Delta x + r_j\Delta x$.

Cette méthode (comme la méthode inverse) présente l'avantage de ne pas rejeter d'événements. Ainsi, chaque événement généré est accepté, puisqu'une valeur aléatoirement choisie pour x dans le domaine $[a, b]$, a été choisie en fonction de son poids, ou de sa fraction contribuant au poids total. En plus, nous obtenons numériquement l'intégrale de la fonction à générer tout en faisant son échantillonnage. Un autre avantage de cette méthode est que, au stade de la génération des événements, la fonction elle-même n'est plus calculée, mais seuls les poids cumulés $W_+(i)$ sont utilisés. Elle est plus difficile à mettre en application si la variable est fonction de plusieurs paramètres dans un espace aux limites compliquées. Dans le programme EXOTIC, cette méthode est utilisée pour échantillonner des distributions connues au départ, comme la distribution de l'angle de diffusion du fermion lourd dans le centre de masse de l'interaction e^+e^- , pour accélérer le processus de génération et le rendre ainsi plus efficace.

Une revue classique et complète des méthodes Monte Carlo, abordée aussi bien du point de vue théorique que pratique, est donnée dans la référence [61].

2.2 Limitations des générateurs déjà existants

2.2.1 Générateurs de fermions lourds

Les études faites antérieurement sur la recherche de leptons lourds ont pour la plupart utilisé le générateur Monte Carlo TIPTOP [62], basé sur le modèle théorique de la référence [63]. Le développement du programme TIPTOP, en 1986, a été motivé par le besoin de simuler l'existence d'une quatrième génération de leptons, ainsi que du quark top qui, à l'époque où le programme était écrit, n'était pas encore découvert, et restait donc un ingrédient manquant du Modèle Standard. Ces raisons font en sorte que TIPTOP souffre de certaines limitations pour les besoins actuels au LEP 2:

- seuls les doublets de chiralité gauche sont considérés. Cela signifie qu'un seul type de fermions lourds, ceux de type séquentiels, peuvent être générés, ce qui n'est souhaitable que pour des études effectuées dans le cadre du Modèle Standard.
- TIPTOP ne simule pas la production au singulier.
- seul le canal de désintégration à courant chargé (CC) est simulé, c'est-à-dire $F \rightarrow f W$. Pour certains modèles, les fermions lourds peuvent aussi se désintégrer par un canal à courant neutre (CN), soit $F \rightarrow f Z$, avec un rapport d'embranchement non-négligeable, particulièrement pour des masses beaucoup plus grandes que M_W . La figure 2.1 nous montre les rapports d'embranchement des canaux de désintégration CC et CN en fonction de la masse du fermion lourd. Nous pouvons y voir que les fractions sont respectivement d'environ $\sim \frac{2}{3}$ et $\sim \frac{1}{3}$ pour de grandes valeurs de masse. La fraction CC est la plus dominante au voisinage de m_W non seulement puisque le couplage au W est toujours plus grand que celui au Z, mais aussi parce que la désintégration est en deux corps dans cette région (le W est sur sa couche de masse, contrairement au Z).
- TIPTOP ne simule pas de leptons lourds neutres de type Majorana.

Le générateur PYTHIA [64] se limite à la simulation de la production de fermions lourds de type séquentiel uniquement (quatrième génération). Il ne tient pas compte, contrairement à TIPTOP, des corrélations en spin entre les fermions de l'état final, c'est-à-dire ceux provenant des désintégrations des fermions lourds produits initialement. Ce générateur a une autre lacune: la distribution en $\cos \theta$, (où θ est l'angle de production du fermion lourd par rapport à la direction de l'électron initial, voir schéma de la figure 2.2 pour la définition de cet angle). Les événements générés avec PYTHIA ne possèdent pas de dépendance en β (la vitesse du lepton lourd). En principe nous devons nous attendre à une distribution uniforme de l'angle de diffusion lorsque nous nous approchons de la limite cinématique, c'est-à-dire lorsque la paire de fermions lourds est produite au repos. Comme nous pouvons le voir à la figure 2.3, cette dépendance en β est particulièrement importante pour les fermions lourds chargés (asymétrie avant-arrière³). Cette dépendance en β sera incluse dans une future version de PYTHIA [65]. Enfin, PYTHIA ne simule pas les leptons lourds neutres de type Majorana.

2.2.2 Générateurs de fermions excités

À notre connaissance, il n'existe pas de générateur Monte Carlo qui reproduise les corrélations en spin des produits de désintégration des fermions excités tout en tenant compte de leur polarisation.

2.3 EXOTIC

Le générateur Monte Carlo EXOTIC, que nous décrivons ici, est basé principalement sur le développement théorique de Djouadi [66] pour la production de fermions lourds, et de Boudjema et al. [67] pour la production de fermions excités. Les deux publications suivent une même approche, et les formules sont

³L'asymétrie avant-arrière est définie comme la différence entre la proportion d'événements ayant $\cos \theta > 0$ (c'est-à-dire où F est produit vers l'avant) et la proportion de ceux ayant $\cos \theta < 0$.

bien adaptées pour être appliquées à un générateur Monte Carlo. Les principaux aspects d'EXOTIC sont les suivants:

- génération de tous les types de fermions lourds (séquentiels, miroirs, et vectoriels) en utilisant des charges généralisées. Dans le cas d'un lepton lourd neutre, ce dernier peut être soit de type Dirac, soit de type Majorana.
- génération de fermions excités (chargés et neutres associés aux trois générations de fermions connues du Modèle Standard).
- processus de production en paires (voir figure 2.4).
- processus de production au singulier, associée à un partenaire léger connu (voir figures 2.5 et 2.6).
- différents modes de désintégration possibles: W , Z , γ , et gluon (γ et gluon seulement pour les fermions excités) (voir figure 2.7).
- corrélations en spin dans les processus de production et de désintégration.
- inclusion du rayonnement dans l'état initial (provenant de la contribution de photon dur ou mou, émis par bremsstrahlung).
- interface avec JETSET [64] pour les cascades de partons, ainsi que de la fragmentation des quarks finals.

2.3.1 Les éléments de matrice

Nous étudions le processus général de diffusion suivant:

$$e^+(\bar{\ell}) e^-(\ell) \rightarrow F(n, p) \bar{F}(\bar{n}, \bar{p}) ,$$

où F peut représenter aussi bien un fermion lourd qu'un fermion excité; $\bar{\ell}(\ell)$ est le quadri-vecteur impulsion du e^+ (e^-); $n(\bar{n})$ et $p(\bar{p})$ sont respectivement les quadri-vecteurs de spin et d'impulsion du F (\bar{F}), ce dernier ayant une masse $m(\bar{m})$. Afin de tenir compte des polarisations dans les processus de production

et de désintégration, en suivant un formalisme introduit par Y. S. Tsai [51], la section efficace différentielle totale est écrite sous la forme de:

$$d\sigma = \frac{1}{4} d\sigma^{\text{unpol}} \frac{d\Gamma^{\text{unp}}}{\Gamma_{\text{tot}}} \frac{d\bar{\Gamma}^{\text{unp}}}{\bar{\Gamma}_{\text{tot}}} (1 + \eta_{\mu\nu} P^\mu P'^\nu + \bar{\eta}_{\mu\nu} \bar{P}^\mu \bar{P}'^\nu + \eta_{\mu\alpha} \bar{\eta}_{\nu\beta} C^{\mu\nu} P'^\alpha \bar{P}'^\beta) \quad (2.1)$$

où $d\sigma^{\text{unpol}}$ est la section efficace différentielle de production non-polarisée, $d\Gamma^{\text{unp}}$ ($d\bar{\Gamma}^{\text{unp}}$) est la largeur de désintégration partielle non-polarisée de F (\bar{F}); $C^{\mu\nu}$ sont les termes de corrélations en spin dans le processus de production; P^μ (\bar{P}^μ) est le quadri-vecteur de polarisation du F (\bar{F}) dans la production; P'^ν (\bar{P}'^ν) est le quadri-vecteur de polarisation dans la désintégration du F (\bar{F}) en fermions de l'état final; $\eta_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu} + p_\mu p_\nu / m^2$ et $\bar{\eta}_{\mu\nu} = -g_{\mu\nu} + \bar{p}_\mu \bar{p}_\nu / \bar{m}^2$.

Afin de conserver les corrélations entre tous les fermions de l'état final, tous les calculs des quantités précédentes doivent être effectués dans le référentiel du laboratoire. Dans les sections suivantes, nous allons donner les formules explicites pour les termes non-polarisés, les quadri-vecteurs des polarisations, ainsi que les termes de corrélations, obtenus à partir des amplitudes données dans les références [66, 67] après un peu d'algèbre.

2.3.2 Fermions lourds: production en paires

La section efficace différentielle non-polarisée, ainsi que les quadri-vecteurs de polarisation dans le processus de production sont donnés par:

$$\frac{d\sigma^{\text{unpol}}}{d\cos\theta} = \frac{3}{8} \sigma_0 N_c \beta [(1 + \beta^2 \cos^2 \theta) Q_1 + (1 - \beta^2) Q_2 + 2\beta \cos \theta Q_3] \quad (2.2)$$

où $\sigma_0 = 4\pi\alpha^2/3s$, $s = (\ell + \bar{\ell})^2$, et $\beta = (1 - 4m^2/s)^{1/2}$

N_c est le facteur de couleur = 1 pour les leptons,

= 3 pour les quarks.

$$P^\mu = \frac{1}{a} \left[-\ell^\mu [\bar{m}(p \cdot \bar{\ell})Q'_2 + m(\bar{p} \cdot \bar{\ell})(Q'_1 - Q'_3)] \right. \\ \left. + \bar{\ell}^\mu [\bar{m}(p \cdot \ell)Q'_2 + m(\bar{p} \cdot \ell)(Q'_1 + Q'_3)] \right] \quad (2.3)$$

où :

$$a = (p \cdot \bar{\ell})(\bar{p} \cdot \ell)(Q_1 + Q_3) + (p \cdot \ell)(\bar{p} \cdot \bar{\ell})(Q_1 - Q_3) + m\bar{m}(\ell \cdot \bar{\ell})Q_2$$

$$\bar{P}^\mu = \frac{1}{a} \left[-\ell^\mu [m(\bar{p} \cdot \bar{\ell})Q'_2 + \bar{m}(p \cdot \bar{\ell})(Q'_1 + Q'_3)] \right. \\ \left. + \bar{\ell}^\mu [m(\bar{p} \cdot \ell)Q'_2 + \bar{m}(p \cdot \ell)(Q'_1 - Q'_3)] \right] \quad (2.4)$$

$$C^{\mu\nu} = \frac{1}{a} \left[g^{\mu\nu} Q_2 [(\ell \cdot \bar{\ell})(p \cdot \bar{p}) - (p \cdot \ell)(\bar{p} \cdot \bar{\ell}) - (p \cdot \bar{\ell})(\bar{p} \cdot \ell)] \right. \\ \left. - \bar{\ell}^\mu \ell^\nu [Q_2((\ell \cdot \bar{\ell}) + (p \cdot \bar{p}) - (\bar{p} \cdot \ell) - (p \cdot \bar{\ell})) + m\bar{m}(Q_1 + Q_3)] \right. \\ \left. - \ell^\mu \bar{\ell}^\nu [Q_2((\ell \cdot \bar{\ell}) + (p \cdot \bar{p}) - (p \cdot \ell) - (\bar{p} \cdot \bar{\ell})) + m\bar{m}(Q_1 - Q_3)] \right] \quad (2.5)$$

$Q_{1,2,3}$ and $Q'_{1,2,3}$ sont les charges généralisées (voir chapitre 1) dans le processus de production; ces dernières sont spécifiques au type particulier de fermion lourd considéré, et elles sont calculées à partir des amplitudes d'hélicité Q_{ij} avec $i, j = L, R$ (L pour gauche, R pour droit) dont les formules complètes sont données dans la référence [66]. Après le stade d'initialisation, où les charges généralisées sont évaluées, ces dernières resteront constantes tout au long du processus de génération des événements si nous ne tenons pas compte du rayonnement d'un photon dans l'état initial; dans le cas contraire ces charges doivent être réévaluées pour chaque événement.

Les distributions en $\cos \theta$ pour la production en paires de divers types de leptons lourds sont présentées à la figure 2.8 pour des chargés (L^\pm), et à la figure 2.9 pour des neutres (N); les distributions correspondent à une énergie au centre de masse $\sqrt{s} = 172$ GeV et un lepton lourd d'une masse de 75 GeV. Les distributions des sections efficaces totales correspondantes, pour plusieurs valeurs de masse, apparaissent à la figure 2.10.

La largeur différentielle de désintégration, et le quadri-vecteur de polarisa-

tion dans le processus de désintégration $F(p) \rightarrow f_0(\ell_0)f_1(\ell_1)f_2(\ell_2)$, où f_1 et f_2 proviennent d'un W (ou Z) réel ou virtuel, sont donnés par :

$$d\Gamma^{\text{unpol}} = d\Phi_3 \frac{8N_c e^4}{m^5} b, \quad (2.6)$$

où $d\Phi_3$ est l'espace de phase différentiel à 3 corps :

$$d\Phi_3 = \delta^4(P - \sum_{i=1}^3 p_i) \prod_{i=1}^3 \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i}$$

$$b = (p \cdot \ell_2)(\ell_0 \cdot \ell_1)(Q_1^{\text{d}} + Q_3^{\text{d}}) + (p \cdot \ell_1)(\ell_0 \cdot \ell_2)(Q_1^{\text{d}} - Q_3^{\text{d}}) \quad (2.7)$$

$$P'^{\mu} = \frac{1}{b} \left[m[-\ell_1^{\mu}(\ell_0 \cdot \ell_2)(Q_1^{\text{d}} - Q_3^{\text{d}}) + \ell_2^{\mu}((\ell_0 \cdot \ell_1)(Q_1^{\text{d}} + Q_3^{\text{d}}))] \right] \quad (2.8)$$

les expressions correspondantes pour $\bar{F}(\bar{p}) \rightarrow \bar{f}_0(\bar{\ell}_0)\bar{f}_1(\bar{\ell}_1)\bar{f}_2(\bar{\ell}_2)$ sont :

$$d\bar{\Gamma}^{\text{unpol}} = d\bar{\Phi}_3 \frac{8N_c e^4}{\bar{m}^5} \bar{b} \quad (2.9)$$

$$\bar{b} = (\bar{p} \cdot \bar{\ell}_2)(\bar{\ell}_0 \cdot \bar{\ell}_1)(Q_1^{\bar{\text{d}}} + Q_3^{\bar{\text{d}}}) + (\bar{p} \cdot \bar{\ell}_1)(\bar{\ell}_0 \cdot \bar{\ell}_2)(Q_1^{\bar{\text{d}}} - Q_3^{\bar{\text{d}}}) \quad (2.10)$$

$$-\bar{P}'^{\mu} = \frac{1}{\bar{b}} \left[\bar{m}[-\bar{\ell}_1^{\mu}(\bar{\ell}_0 \cdot \bar{\ell}_2)(Q_1^{\bar{\text{d}}} - Q_3^{\bar{\text{d}}}) + \bar{\ell}_2^{\mu}((\bar{\ell}_0 \cdot \bar{\ell}_1)(Q_1^{\bar{\text{d}}} + Q_3^{\bar{\text{d}}})) \right] \quad (2.11)$$

$Q_{1,3}^{\text{d}}$ ($Q_{1,3}^{\bar{\text{d}}}$) et $Q_{1,3}'^{\text{d}}$ ($Q_{1,3}'^{\bar{\text{d}}}$) sont les charges généralisées dans le processus de désintégration de F (\bar{F}); ces dernières ne sont pas constantes et dépendent de la région générée dans l'espace de phase Φ_3 (ou $\bar{\Phi}_3$) de chaque événement. Leurs expressions complètes sont données dans la référence [66]. Ces charges généralisées tiennent compte de la forme Breit-Wigner pour les désintégrations via un W ou un Z , ce qui nous procure une transition uniforme de la désintégration en trois corps (W et Z virtuels) vers une transition en deux corps (W et Z réels).

2.3.3 Fermions lourds: production au singulier

Pour la production d'un fermion lourd en association avec un partenaire léger, la section efficace différentielle polarisée totale possède la forme suivante :

$$d\sigma = \frac{1}{2} d\sigma^{\text{unpol}} \frac{d\Gamma^{\text{unp}}}{\Gamma_{\text{tot}}} (1 + \eta_{\mu\nu} P^{\mu} P'^{\nu}) , \quad (2.12)$$

où les expressions de $d\sigma^{\text{unpol}}$, P^μ , (P'^ν est le même que dans la section précédente) sont données par :

$$\frac{d\sigma^{\text{unpol}}}{d\cos\theta} = \frac{3}{8}\sigma_0 N_c (1 - \mu^2)^2 [1 + \mu^2 + (1 - \mu^2)\cos^2\theta]Q_1 + 2\cos\theta Q_3 \quad (2.13)$$

$$\text{où } \mu^2 = m^2/s$$

$$P^\mu = \frac{1}{a} \left[-\ell^\mu [m(\bar{p} \cdot \bar{\ell})(Q'_1 - Q'_3)] + \bar{\ell}^\mu [m(\bar{p} \cdot \ell)(Q'_1 + Q'_3)] \right] \quad (2.14)$$

$$\text{où } a = (p \cdot \bar{\ell})(\bar{p} \cdot \ell)(Q_1 + Q_3) + (p \cdot \ell)(\bar{p} \cdot \bar{\ell})(Q_1 - Q_3) \quad (2.15)$$

et où les charges généralisées Q_i ne sont plus des constantes. Elles sont calculées à partir d'un autre ensemble d'amplitudes d'hélicité qui tiennent compte du canal t additionnel (lorsque le partenaire léger est de la première génération), qui a une forte dépendance en $\cos\theta$, ainsi que de l'angle de mélange [66]. Les distributions en $\cos\theta$ peuvent alors être calculées pour la production au singulier d'un lepton lourd neutre ou chargé et de chiralité gauche ou droite, en association avec un partenaire léger (figure 2.11). Ces distributions correspondent à une énergie au centre de masse $\sqrt{s} = 184$ GeV et un lepton lourd d'une masse de 120 GeV. Les sections efficaces correspondantes dépendent de la masse du fermion lourd, comme nous pouvons le voir à la figure 2.12.

2.3.4 Fermions excités: production en paires

Pour la production en paires de fermions excités, nous avons déduit les expressions suivantes de la référence [67] pour le terme de la section efficace différentielle non polarisée, ainsi que pour les quadri-vecteurs de polarisation dans le processus de production:

$$\frac{d\sigma^{\text{unpol}}}{d\cos\theta} = \frac{3}{8}\sigma_0 N_c \beta a, \quad (2.16)$$

$$a = (2 - \beta^2 \sin^2\theta)Q_1 \quad (2.17)$$

$$P^\mu = \frac{1}{a} \left[\frac{4m}{s} (\ell - \bar{\ell})^\mu Q_2 \right] \quad (2.18)$$

$$\bar{P}^\mu = \frac{1}{a} \left[\frac{4m}{s} (\ell - \bar{\ell})^\mu Q_2 \right] \quad (2.19)$$

$$C^{\mu\nu} = \frac{1}{a} \left[[\beta^2 \sin^2 \theta g^{\mu\nu} - \frac{4}{s} (L^{+\mu\nu} + \beta \cos \theta L^{-\mu\nu})] Q_1 \right] \quad (2.20)$$

$$\text{où } L^{-\mu\nu} = \ell^\mu \bar{\ell}^\nu - \bar{\ell}^\mu \ell^\nu$$

$$\text{et } L^{+\mu\nu} = \ell^\mu \bar{\ell}^\nu + \bar{\ell}^\mu \ell^\nu + 2(\ell + \bar{\ell})^\mu (\ell + \bar{\ell})^\nu$$

Comme pour le cas des fermions lourds, les charges généralisées, ici Q_1 et Q_2 , ne sont calculées qu'une seule fois (si le rayonnement dans l'état initial n'est pas pris en compte), et ne dépendent pas de la topologie de l'événement. Leurs expressions analytiques peuvent être trouvées dans [67]. La distribution en $\cos \theta$ pour chaque génération de lepton excité (neutre et chargé) apparaît à la figure 2.13; les distributions correspondent à une énergie au centre de masse $\sqrt{s} = 184$ GeV et un lepton excité d'une masse de 85 GeV. Les sections efficaces totales de production correspondantes sont alors fonction de la masse (figure 2.14).

Pour la désintégration d'un fermion excité, le terme non-polarisé du taux différentiel de désintégration, ainsi que le quadri-vecteur de polarisation dans le processus de désintégration sont donnés dans [67].

2.3.5 Fermions excités: production au singulier

Pour la production au singulier d'un fermion excité en association avec son partenaire léger, trois paramètres phénoménologiques f , f' , f_s vont déterminer le couplage relatif aux bosons de jauge, et un quatrième paramètre, Λ , représentera l'échelle de sous-structure (voir chapitre 1 pour plus de détails). Dans le cas de la production au singulier les formules sont beaucoup plus complexes, du fait de la présence du canal t contribuant à la production de la première génération de leptons excités uniquement (soit e^* et ν_c^*):

$$\frac{d\sigma^{\text{unpol}}}{d \cos \theta} = \frac{3}{16} \sigma_0 N_c \frac{s}{\Lambda^2} \beta a \quad (2.21)$$

où Λ est l'échelle de compositeness , et ici $\beta = 1 - m^2/s$

$$a = \sum_{i=1}^6 A_i^f R_i^{\text{unpol}} , \quad \text{où} \quad (2.22)$$

$$R_1^{\text{unpol}} = 2\beta(1 - \beta) + \beta^2(1 - \cos^2 \theta)$$

$$R_2^{\text{unpol}} = 2\beta(1 - \beta) \cos \theta$$

$$R_3^{\text{unpol}} = \frac{\beta^2}{2}(1 - \cos^2 \theta)$$

$$R_4^{\text{unpol}} = \frac{\beta}{2}(1 - \cos \theta)[\beta(1 + \beta) \cos \theta + \beta^2 - \beta + 2]$$

$$R_5^{\text{unpol}} = -\frac{\beta}{2}(1 - \cos \theta)(1 - \beta)(\beta \cos \theta + \beta + 2)$$

$$R_6^{\text{unpol}} = -\frac{4m_e^2}{s}(1 - \beta)^2 , \quad \text{où } m_e \text{ est la masse de l'électron}$$

$$P^\mu = \frac{1}{a} \left[\sum_{i=1}^6 A_i^f P_i^\mu \right] , \quad \text{où :} \quad (2.23)$$

$$P_1^\mu = \frac{2m\beta}{s} [\ell^\mu(1 + \cos \theta) + \bar{\ell}^\mu(1 - \cos \theta)]$$

$$P_2^\mu = \frac{2m\beta}{s} [\ell^\mu(1 + \cos \theta) - \bar{\ell}^\mu(1 - \cos \theta)]$$

$$P_3^\mu = \frac{m\beta}{2s} (1 + \cos \theta) [2\bar{p}^\mu + \ell^\mu \beta(1 - \cos \theta) - \bar{\ell}^\mu \beta(1 + \cos \theta)]$$

$$P_4^\mu = \frac{m\beta}{s} (1 - \cos \theta) [\bar{p}^\mu \beta(1 + \cos \theta) + 2\bar{\ell}^\mu]$$

$$P_5^\mu = \frac{m\beta}{s} (1 - \cos \theta) [\bar{p}^\mu \beta(1 + \cos \theta) - 2\bar{\ell}^\mu]$$

$$P_6^\mu = -8 \frac{mm_e^2}{s^2} [\bar{\ell}^\mu - \bar{p}^\mu]$$

les facteurs A_i^f dépendent des couplages f et f' , et leurs expressions complètes sont données dans [67]. Pour les quarks excités, ainsi que pour les leptons excités de la seconde et de la troisième génération, seuls les facteurs A_1^f et A_2^f ont une valeur non-nulle. Les distributions en $\cos \theta$ pour la production au singulier de leptons excités (chargés ou neutres) apparaissent à la figure 2.15. Elles sont obtenues pour une énergie au centre de masse $\sqrt{s} = 184$ GeV et un lepton excité d'une masse de 130 GeV. Les sections efficaces correspondantes sont montrées

dans la figure 2.16, en fonction de la masse du fermion excité.

2.4 Les composantes du programme EXOTIC

Nous décrivons dans cette section la structure du programme EXOTIC , ainsi que les principales portions de code. Le programme EXOTIC [68] est écrit en langage FORTRAN 77, et a été testé avec succès sur différentes plates-formes opérées par différents systèmes d'exploitation: soit les systèmes HP-UX 9000/700 et 715, SGI IRIX, VAX/VMS, et Linux (Pentium). Tous les calculs sont effectués en double précision.

2.4.1 Les étapes de la génération

Après avoir choisi les paramètres d'entrée (voir section 2.4.3), la génération des événements est faite selon les étapes suivantes, optimisées pour être rapides et efficaces:

- Le rayonnement à l'état initial est généré et l'énergie effective au centre de masse e^+e^- est recalculée.
- la distribution angulaire pour la production $e^+e^- \rightarrow F\bar{F}$ (en paires) ou $e^+e^- \rightarrow F\bar{f}$ (au singulier) est échantillonnée: puisque c'est un processus à deux corps, les deux fermions sont produits dos à dos. Il suffit donc de tirer au hasard, par la méthode des intervalles cumulés, décrite plus haut à la section 2.1.2, l'angle azimuthal θ à partir de la distribution théorique de la section efficace différentielle non polarisée. L'angle ϕ du plan de la diffusion est choisi à partir d'une distribution uniforme entre 0 et 2π .
- On permet ensuite à chaque fermion lourd ou excité de se désintégrer:

la désintégration en trois corps ($F \rightarrow f_0 f_1 f_2$) peut être très piquée, par exemple lorsque le boson de jauge est sur sa couche de masse. Pour accélérer

l'échantillonnage de l'événement, on procède en deux étapes: (i) on choisit une masse du boson W ou Z (qui pourrait être virtuel) à partir d'une distribution préalablement évaluée selon la distribution de Breit-Wigner (équation 1.24). On procède alors à une première désintégration en deux corps $F \rightarrow f_0 V^*$. (ii) Le boson de jauge se désintègre en deux corps selon ses rapports d'embranchement bien connus. Ainsi, on obtient les trois quadri-vecteurs des fermions f_0 , f_1 , et f_2 de la désintégration du fermion lourd. On calcule alors l'élément de matrice au carré (voir formule 2.6). Cet événement est accepté ou rejeté selon son poids théorique (méthode de rejet décrite plus haut).

Pour un fermion excité, la désintégration en deux corps est plus simple, dans le cas où ce dernier se désintègre via un photon ou un gluon.

- La cinématique ayant ainsi été obtenue, on calcule les quadri-vecteurs de polarisation nécessaires au calcul du poids total lorsqu'on tient compte des corrélations en spin.
- Enfin, les événements sont acceptés ou rejetés en fonction de leur poids attaché aux corrélations en spin (par la méthode de rejet).

2.4.2 Les principales sous-routines

Les principales sous-routines composant le programme EXOTIC sont les suivantes (voir ordinogramme à la figure 2.17):

subroutine HVFSET: initialisation globale des constantes. Diverses quantités sont calculées en rapport avec les paramètres actuels du Modèle Standard. Quelques facteurs en commun sont également calculés dans cette sous-routine. L'initialisation du générateur de nombres aléatoires est faite dans cette routine, en utilisant la routine RMARIN des bibliothèques du CERN [69].

subroutine PAIRES: initialisation du processus de production en paires: évaluation des charges généralisées. La distribution en $\cos \theta$ pour le processus

$e^+e^- \rightarrow F\bar{F}$ est échantillonnée en fonction de la section efficace différentielle non polarisée.

subroutine SINGLE: initialisation du processus de production au singulier. La distribution en $\cos \theta$ pour le processus $e^+e^- \rightarrow F\bar{f}$ est échantillonnée en fonction de la section efficace différentielle non polarisée.

subroutine MOMENT: cette sous-routine génère les quadri-vecteurs des fermions du processus de production $e^+e^- \rightarrow F\bar{F}$ (ou $e^+e^- \rightarrow F\bar{f}$) tenant compte de l'angle $\cos \theta$ obtenu plus tôt par la sous-routine PAIRES, puis utilise la routine ISRGEN pour la rayonnement de photon à l'état initial, puis FDECAY pour le processus de désintégration. Les nombres aléatoires sont générés avec la routine RANMAR des bibliothèques du CERN [69].

subroutine WIGNER: dans le processus de désintégration $F \rightarrow f_0 f_1 f_2$, où f_1 et f_2 proviennent d'un W ou Z (réel ou virtuel), la distribution en masse invariante du système $f_1 f_2$ est échantillonnée en rapport avec l'élément de matrice du taux différentiel de désintégration qui inclut la forme Breit-Wigner pour la résonance du W ou Z. Le poids maximum pour le processus $F \rightarrow f_0 f_1 f_2$ est également évalué. La génération d'un point dans l'espace de phase est faite par RAMBO (RANdom Momenta BOoster) [70]; ce dernier générant des points ayant un poids unitaire. Pour certains processus, la sous-routine GENBOD des bibliothèques du CERN [69] est utilisée, car RAMBO n'est pas efficace lorsque les particules de l'état final possèdent des masses plus grandes que la moitié de l'énergie disponible.

subroutine FDECAY: cette routine effectue la désintégration du fermion lourd en ses produits finals ($F(p) \rightarrow f_0(\ell_0) f_1(\ell_1) f_2(\ell_2)$); c'est-à-dire la génération de la cinématique dans le référentiel du fermion lourd, ainsi que le choix des saveurs des fermions finals dans le cas où le canal de désintégration s'effectue par un W ou un Z. Les charges généralisées dans le processus de désintégration sont également calculées, ainsi que les transformations de Lorentz nécessaires.

subroutine MATRIX: évaluation des éléments de matrice, et calcul de la section efficace différentielle totale. Cette sous-routine prépare tous les ingrédients

nécessaires pour calculer la section efficace différentielle totale polarisée, soit les quadri-vecteurs de polarisation dans les processus de production et de désintégration, ainsi que les termes de corrélation en spin. Le rejet des événements est effectué en fonction de la valeur maximum de la section efficace différentielle polarisée.

subroutine ISRGEN: cette routine est nécessaire, si nous voulons tenir compte du rayonnement dans l'état initial: au stade d'initialisation, les fractions relatives des contributions des photons durs et mous sont évaluées. Au stade de la génération des événements un photon du rayonnement dans l'état initial est généré dans la région des photons durs ou moux, selon la contribution relative de ces deux régions. L'inclusion du rayonnement dans l'état initial s'effectue selon les formulations analytiques qui apparaissent à la référence [71].

subroutine SIGTOT: cette routine calcule la section efficace totale pour le processus considéré pour une valeur spécifique de l'énergie au centre de masse (s'); cette routine est importante lorsque le rayonnement dans l'état initial est pris en compte (s' est l'énergie réduite du centre de masse suite à l'émission d'un photon par bremsstrahlung).

subroutine WIDTHS: calcul des largeurs de désintégration totale et partielles; ceci nous donnera les différents rapports d'embranchement des différents canaux de désintégration.

subroutine FTOHAD: cette routine agit comme une interface pour l'utilisation du programme JETSET [64] pour la fragmentation des quarks de l'état final. Le "common block" /LUJETS/ de JETSET est rempli avec l'histoire de l'événement. Les partons finals sont joints en une configuration de cordes afin d'effectuer les cascades de partons suivie de la fragmentation et de l'hadronisation. Dans JETSET, au plus, 3 partons peuvent être joints dans une configuration de corde; la reconnection des couleurs dans l'état final est donc négligée.

2.4.3 Les paramètres d'entrée

Nous allons décrire ici les paramètres qui seront donnés au programme en entrée, afin de générer les événements du processus physique désiré. Ces paramètres doivent être fournis soit dans un fichier d'entrée, soit interactivement. Ci-dessous nous faisons la liste de tous les paramètres d'entrée, en indiquant pour chacun son type de variable (réelle ou entière), les valeurs possibles, et la valeur de défaut (comme dans une “*namelist*”, si certains paramètres ne sont pas fournis au programme, les valeurs de défaut seront sous-entendues):

PROD	<i>integer</i>	type de production, 2 production en paires (par défaut) 1 production au singulier.
TYPE	<i>integer</i>	type de fermion, 1 fermion lourd de type séquentiel (par défaut) 2 fermion lourd de type miroir 3 fermion lourd de type vectoriel 4 lepton lourd neutre de type Majorana 5 fermion excité.
FLAVOUR	<i>integer</i>	choix entre un lepton lourd (ou excité) ou un quark lourd (ou excité), 1 lepton lourd ou excité (par défaut) 2 quark lourd ou excité (type up) 3 quark lourd ou excité (type down).
CHARGE	<i>integer</i>	charge du fermion lourd ou excité (si FLAVOUR = 1), 0 neutre (par défaut) 1 chargé.
MASS	<i>real</i>	masse (en GeV) du fermion lourd ou excité.
ECMS	<i>real</i>	énergie au centre de masse de la collision e^+e^- . (en GeV)

CHIRAL	<i>integer</i>	choix de la chiralité (production au singulier de fermions lourds uniquement),
	1	gauche (par défaut)
	2	droit.
CURRENT	<i>integer</i>	mode de désintégration du fermion lourd (ou excité),
	1	via l'échange d'un W (par défaut)
	2	via l'échange d'un Z
	3	via l'échange d'un γ (uniquement pour les fermions excités)
	4	via l'échange d'un gluon (uniquement pour les quarks excités).
VMODE	<i>integer</i>	mode de désintégration du W ou du Z,
	1	mode hadronique,
	2	mode leptonique,
	3	mode hadronique et leptonique (par défaut).
NEVENT	<i>integer</i>	nombre d'événements à générer pour l'échantillon Monte Carlo.
ISOPAR	<i>integer</i>	numéro de génération de l'isopartenaire dans la désintégration d'un fermion lourd,
		leptons lourds: quarks lourds:
	1	e^- or ν_e u or d (par défaut)
	2	μ^- or ν_μ c or s
	3	τ^- or ν_τ t or b
ISOMAS	<i>real</i>	masse du partenaire d'isospin, (nécessaire dans le cas où un lepton lourd chargé se désintègre en un lepton lourd neutre et stable)
MIXINGL	<i>real</i>	paramètre de mélange gauche au carré, (0.005 par défaut, soit la limite actuelle).
MIXINGR	<i>real</i>	paramètre de mélange droit au carré, (0.005 par défaut, soit la limite actuelle).

EXGEN	<i>integer</i>	numéro de génération (pour les fermions excités). leptons excités: quarks excités:
	1	e^{-*} or ν_e^* u^* or d^* (par défaut)
	2	μ^{-*} or ν_μ^* c^* or s^*
	3	τ^{-*} or ν_τ^* t^* or b^*
FPARA	<i>real</i>	paramètre de couplage f (pour les fermions excités).
FPPAR	<i>real</i>	paramètre de couplage f' (pour les fermions excités).
FSPAR	<i>real</i>	paramètre de couplage f_s (pour les fermions excités).
SCALE	<i>real</i>	échelle de sous-structure Λ (en GeV) (pour les fermions excités).
ISPIN	<i>integer</i>	inclusion des corrélations en spin,
	0	OFF (par défaut)
	1	ON.
ISRAD	<i>integer</i>	inclusion du rayonnement dans l'état initial,
	0	OFF (par défaut)
	1	ON.
STABLE	<i>integer</i>	désintégration du fermion lourd ou excité,
	0	instable (par défaut)
	1	stable (sans désintégration).
HADRON	<i>integer</i>	fragmentation et l'hadronisation des quarks finals,
	0	OFF
	1	ON (par défaut).

Voici quelques exemples de fichiers d'entrée pour quelques simulations:

Exemple 1: production en paires de leptons lourds neutres séquentiels ($e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$) à $\sqrt{s} = 184$ GeV et pour une masse de 85 GeV avec la désintégration via un W et un électron ($N \rightarrow eW$):

```
PROD    2
TYPE    1
```



```

FLAVOUR 1
CHARGE 0
MASS 75.0
CURRENT 1
ISOPAR 1
VMODE 3
ECMS 184.0
ISRAD 1
ISPIN 1
IHADRON 1
NEVENT 1000

```

Exemple 2: production au singulier d'un électron excité ($e^+e^- \rightarrow e^*e$) avec la désexcitation via un photon ($e^* \rightarrow e\gamma$) à $\sqrt{s} = 184$ GeV et pour une masse de 130 GeV:

```

PROD 1
TYPE 5
FLAVOUR 1
CHARGE 1
EXGEN 1
FPAR 1.0
FPPAR 1.0
SCALE 1000.0
MASS 130.0
CURRENT 3
ECMS 184.0
ISRAD 1
ISPIN 1
NEVENT 1000

```

Exemple 3: production en paires de la première génération de quarks excités ($e^+e^- \rightarrow u^*\bar{u}^*$) avec émission d'un gluon ($u^* \rightarrow ug$) à $\sqrt{s} = 500$ GeV et pour une masse de 230 GeV:

```

PROD      2
TYPE      5
FLAVOUR   2
EXGEN     1
FPAR      1.0
FPPAR     1.0
FSPAR     1.0
SCALE     1000.0
MASS      230.0
CURRENT   4
ECMS      500.0
ISRAD     1
ISPIN     1
IHADRON   1
NEVENT    1000

```

2.5 Comparaisons avec TIPTOP et PYTHIA

Nous avons vérifié qu'il y a un parfait accord avec TIPTOP (après avoir changé la valeur de la constante fine électromagnétique α_{em} , qui a une valeur fixe dans le programme, à une valeur qui dépend de l'énergie) et PYTHIA, en ce qui a trait à la section efficace totale de production de paires de leptons lourds neutres et chargés, avec ou sans inclusion du rayonnement dans l'état initial.

Nous avons fait également des comparaisons des distributions angulaires et des spectres d'énergie des fermions de l'état final pour le processus $e^+e^- \rightarrow F\bar{F} \rightarrow f_0f_1f_2\bar{f}_0\bar{f}_1\bar{f}_2$ avec TIPTOP (qui inclut les corrélations en spin) et PYTHIA

(où les corrélations en spin ne sont pas incluses). Les comparaisons ont été faites à une énergie au centre de masse de 172 GeV et pour un lepton lourd de type séquentiel ayant une masse de 75 GeV. Pour la production en paires de leptons lourds chargés (processus $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$), les distributions sont présentées aux figures 2.18 à 2.21. Dans le cas de la production en paires de leptons lourds neutres (processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$, où N est de type Dirac), les distributions apparaissent aux figures 2.22 à 2.25. Nous pouvons y voir que dans les deux cas étudiés, il y a un excellent accord entre EXOTIC et TIPTOP, mais que ces deux derniers sont en désaccord avec PYTHIA. Nous nous attendions à ce résultat puisque PYTHIA n'inclut pas les corrélations en spin. Ces comparaisons nous permettent de juger de l'importance de ces corrélations, qui ne sont donc pas négligeables.

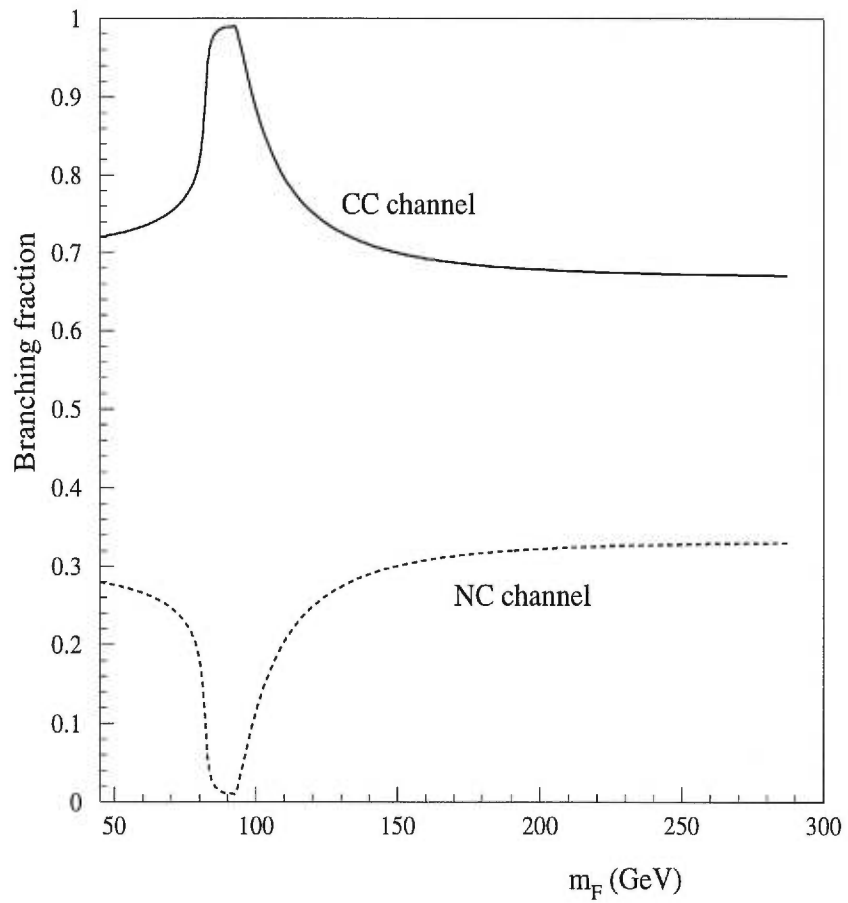


Figure 2.1: Rapports d'embranchement dans la désintégration d'un fermion lourd dans le canal à courant chargé CC (en trait continu) et le canal à courant neutre CN (en trait discontinu).

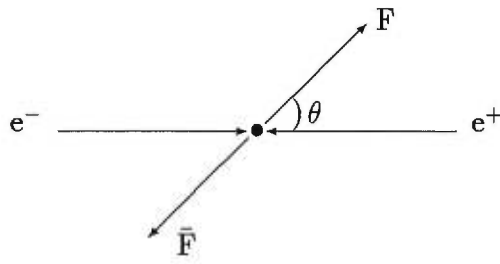


Figure 2.2: Vue schématique de l'angle de diffusion θ .

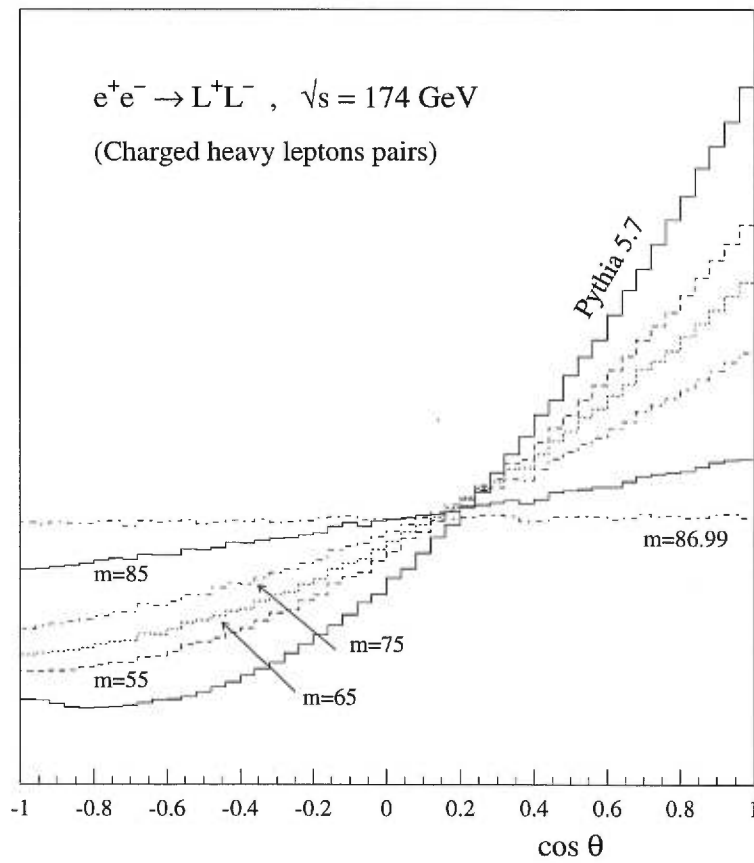


Figure 2.3: La dépendance en β de la distribution en $\cos \theta$ pour plusieurs valeurs de masse; θ étant l'angle de production du fermion lourd par rapport à la direction de l'électron initial.

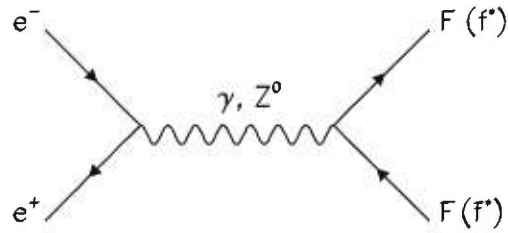


Figure 2.4: Diagramme de Feynman à l'arbre (canal s) pour la production en paire de fermions lourds (F) ou de fermions excités (f^*).

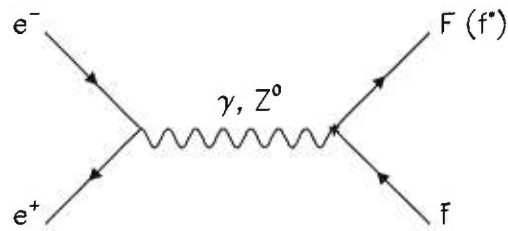


Figure 2.5: Diagramme de Feynman à l'arbre (canal s) pour la production au singulier d'un fermion lourd (F) ou d'un fermion excité (f^*), associée à un partenaire léger standard (f).

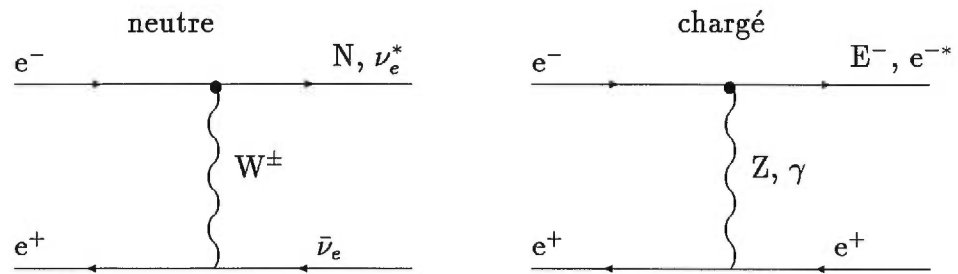


Figure 2.6: Diagramme de Feynman en canal t supplémentaire dans le cas de la production au singulier de leptons lourds (s'il y a mélange avec un lepton léger standard de la première génération) ou de leptons excités de la première génération.

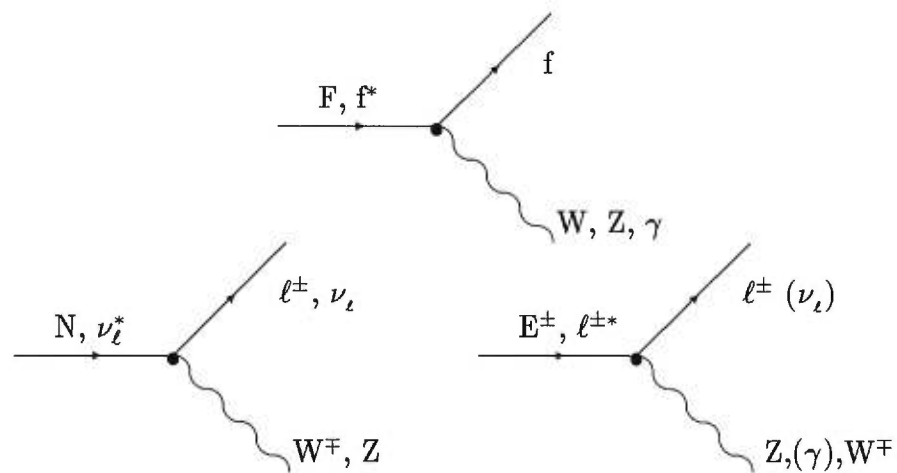


Figure 2.7: Schéma de désintégration d'un fermion lourd ou excité.

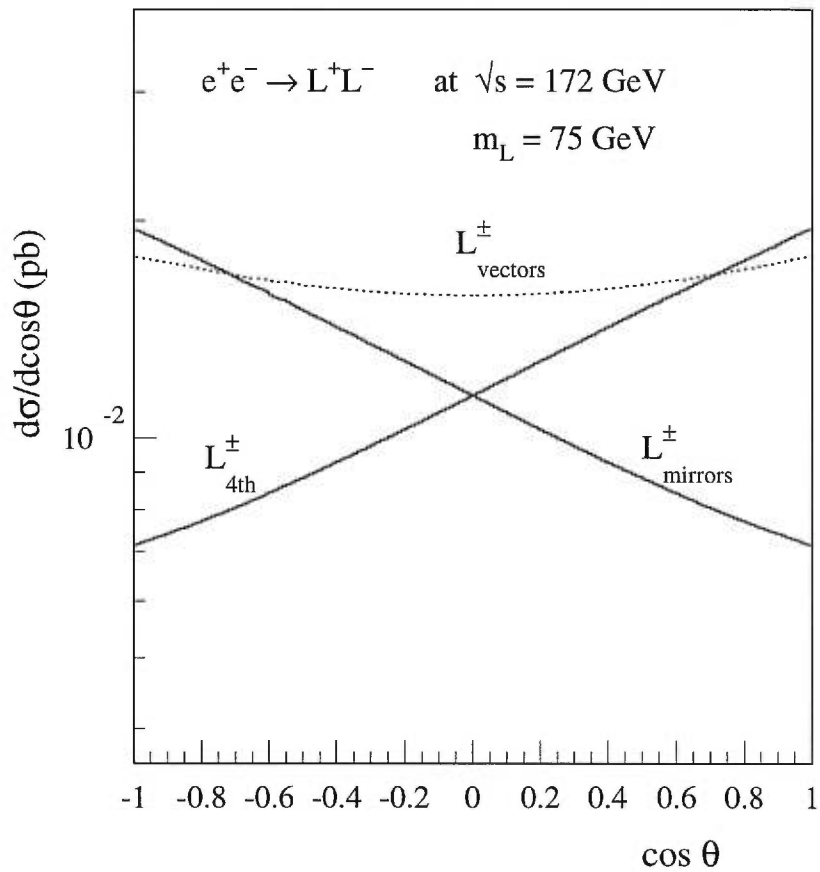


Figure 2.8: Les distributions en $\cos \theta$ pour la production en paires de leptons lourds chargés (L^\pm) de type séquentiel et miroir (trait continu), et vectoriel (trait pointillé). Les distributions correspondent à une énergie au centre de masse de 172 GeV et pour une masse $m_L = 75$ GeV.

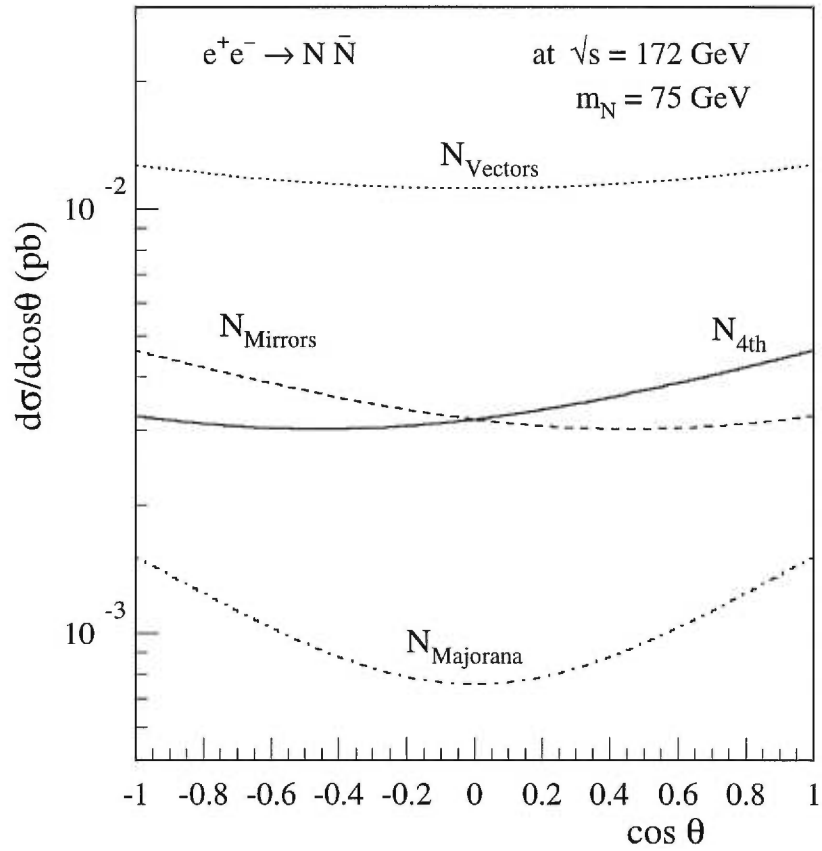


Figure 2.9: Les distributions en $\cos\theta$ pour la production en paires de leptons lourds neutres (N) de type séquentiel (en trait continu), miroir (en trait discontinu), vectoriel (trait pointillé), et de type Majorana (trait discontinu-pointillé). Les distributions correspondent à une énergie au centre de masse de 172 GeV et pour une masse $m_N = 75 \text{ GeV}$.

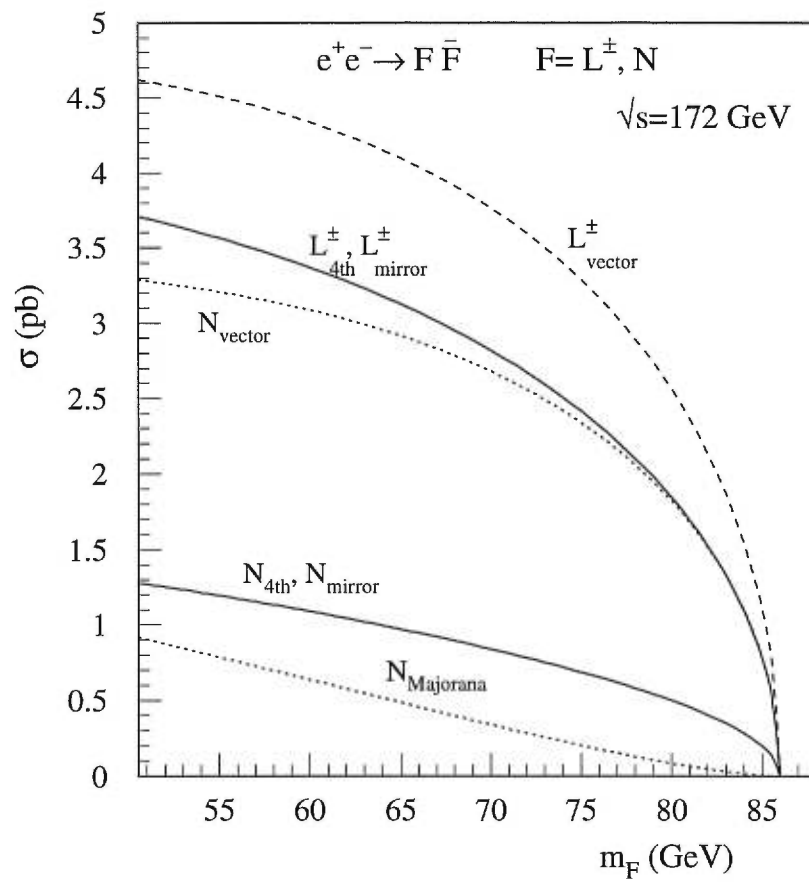


Figure 2.10: Les distributions des sections efficaces totales pour la production en paires de leptons lourds neutres (N) et chargés (L^\pm) en fonction de la masse. Les valeurs correspondent à une énergie au centre de masse de 172 GeV.

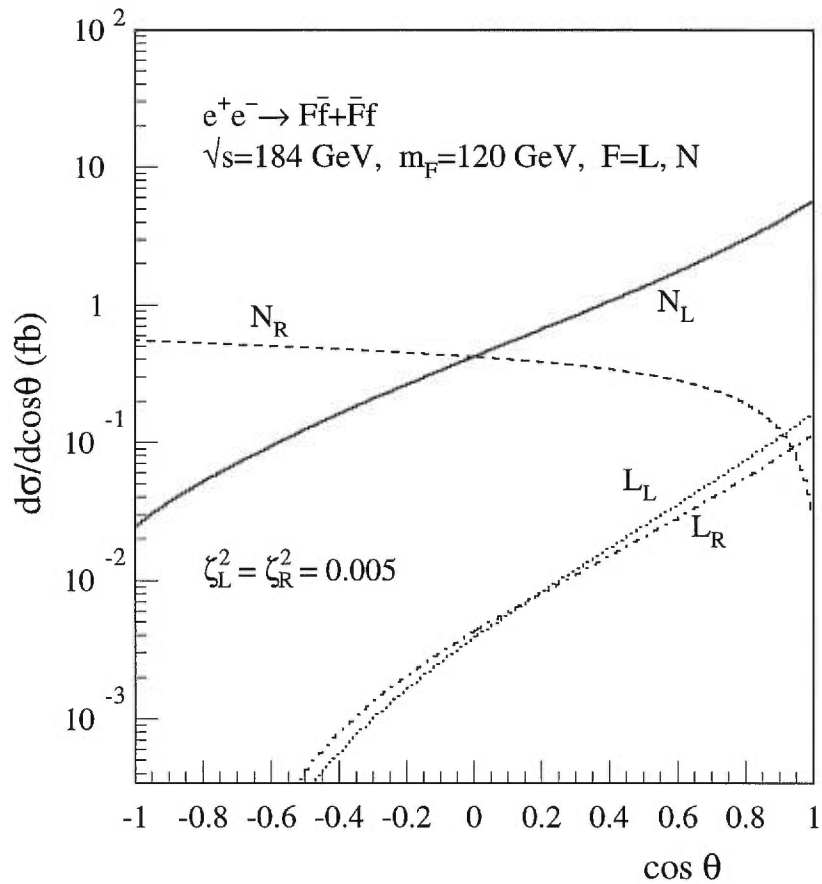


Figure 2.11: Les distributions en $\cos\theta$ pour la production au singulier avec un partenaire léger d'un lepton lourd neutre (N) ou chargé (L^\pm), et de chiralité droite ou gauche. Les distributions correspondent à une énergie au centre de masse de 184 GeV et une masse $m_{L,N} = 120$ GeV.

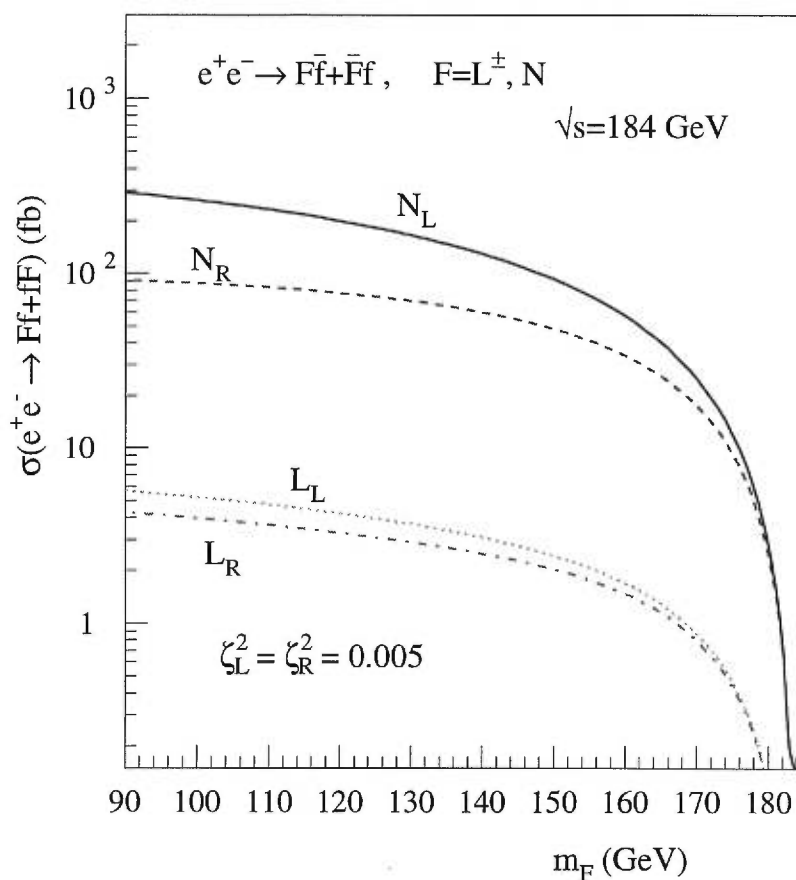


Figure 2.12: Les distributions des sections efficaces totales pour la production au singulier avec un partenaire léger de leptons lourds neutres (N) et chargés (L^\pm) de chiralité droite ou gauche en fonction de la masse. L'énergie au centre de masse est de 184 GeV.

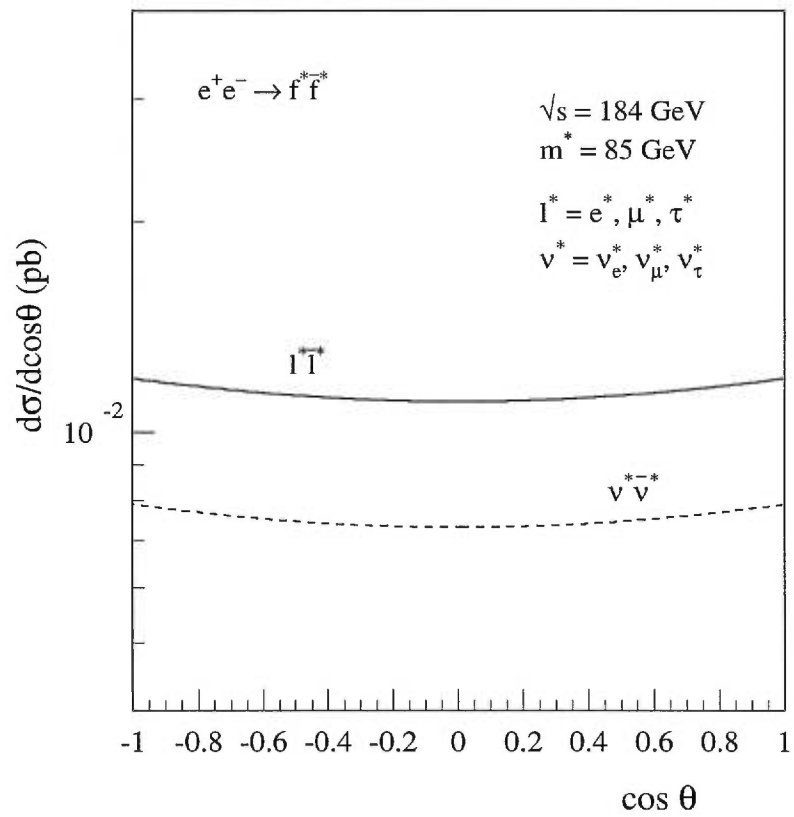


Figure 2.13: Distributions en $\cos \theta$ pour chaque génération de leptons excités (neutres et chargés) pour une énergie au centre de masse de 184 GeV et une masse de 85 GeV.

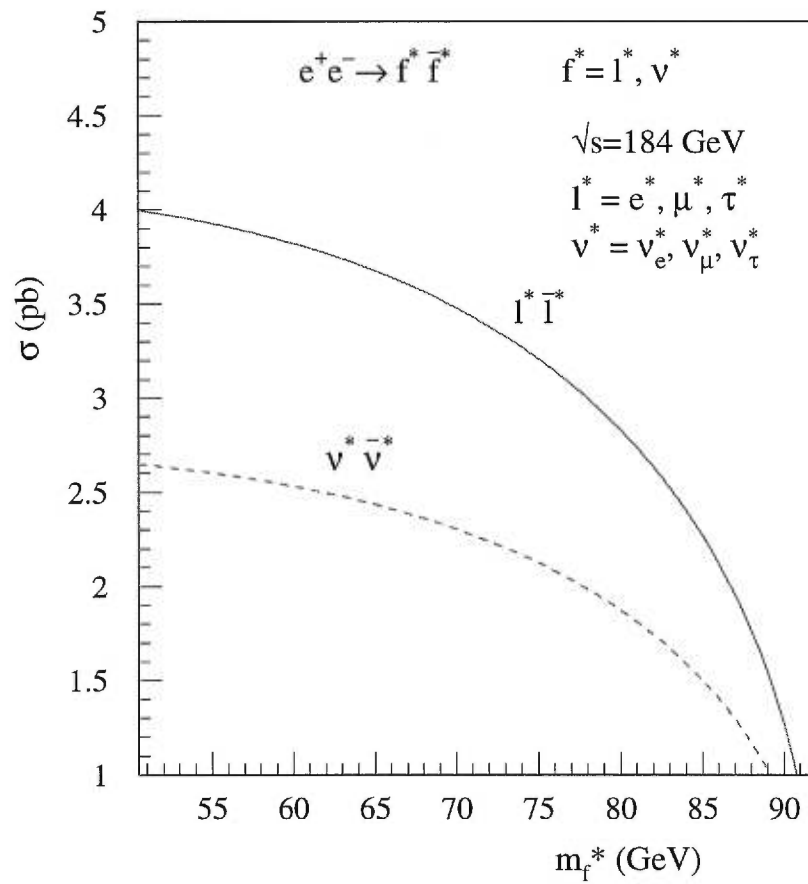


Figure 2.14: Distributions des sections efficaces totales pour la production en paires de leptons excités neutres (ν_ℓ^*) et chargés ($\ell^{*\pm}$) en fonction de la masse. L'énergie au centre de masse est de 184 GeV.

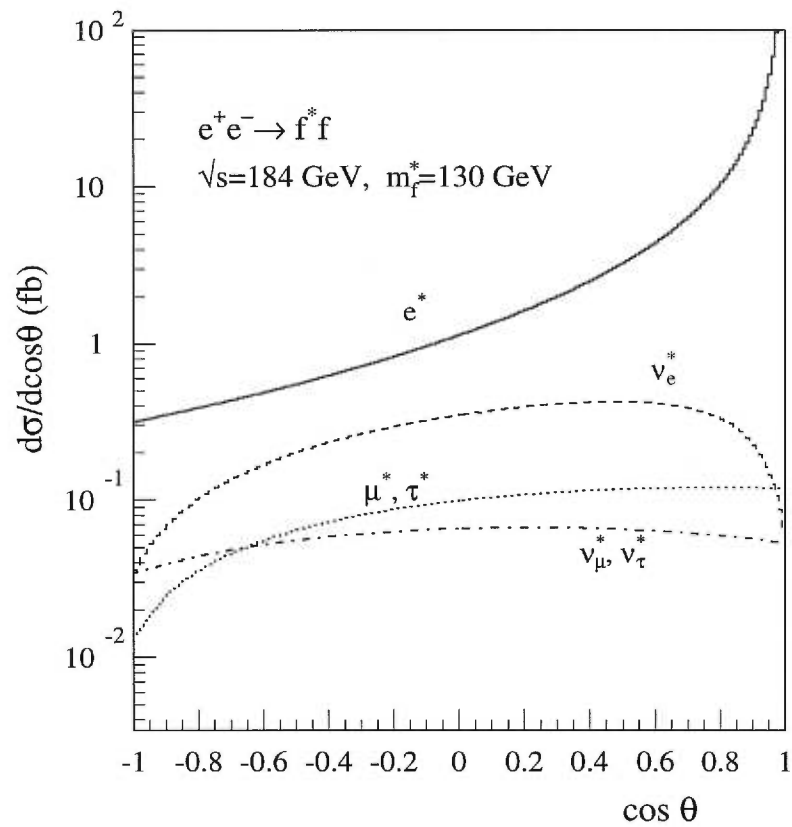


Figure 2.15: Distributions en $\cos\theta$ pour chaque génération de leptons excités (neutres et chargés) pour la production au singulier avec un partenaire léger. L'énergie au centre de masse est de 184 GeV et la masse du lepton excité est de 130 GeV.

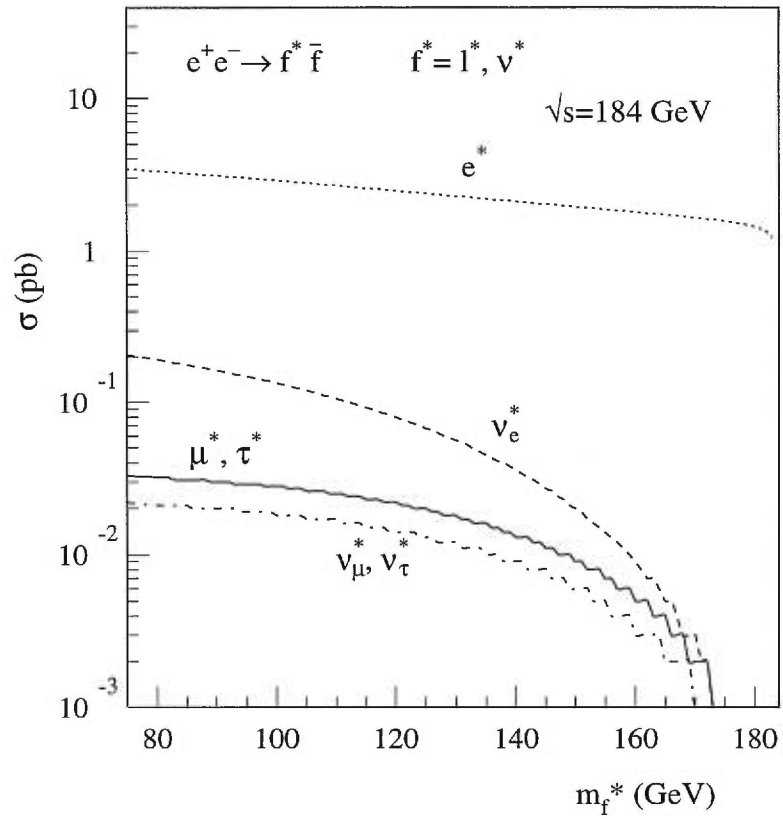


Figure 2.16: Distributions des sections efficaces totales pour la production au singulier en association avec partenaire léger d'un lepton excité ($\ell^{*\pm}$ ou ν_ℓ^*), en fonction de sa masse. L'énergie au centre de masse est de 184 GeV.

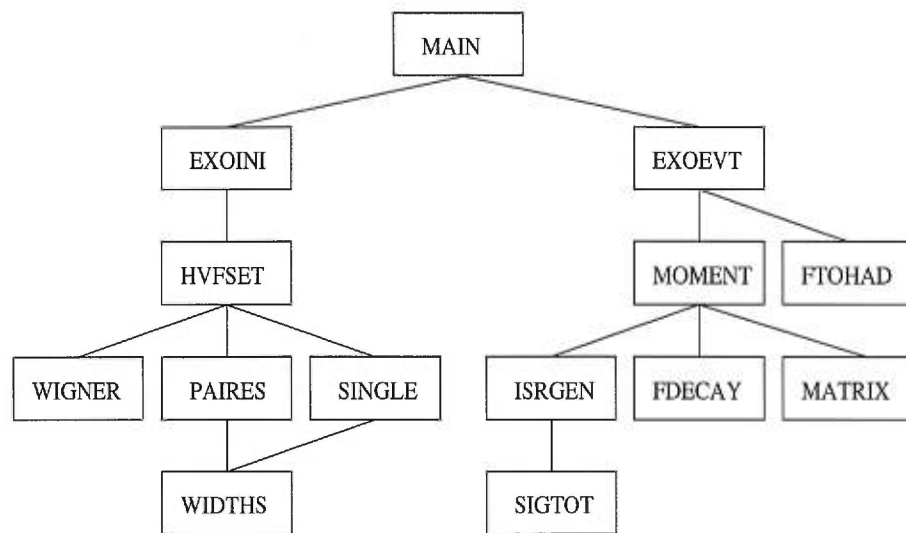


Figure 2.17: La structure du programme EXOTIC (ordinogramme).

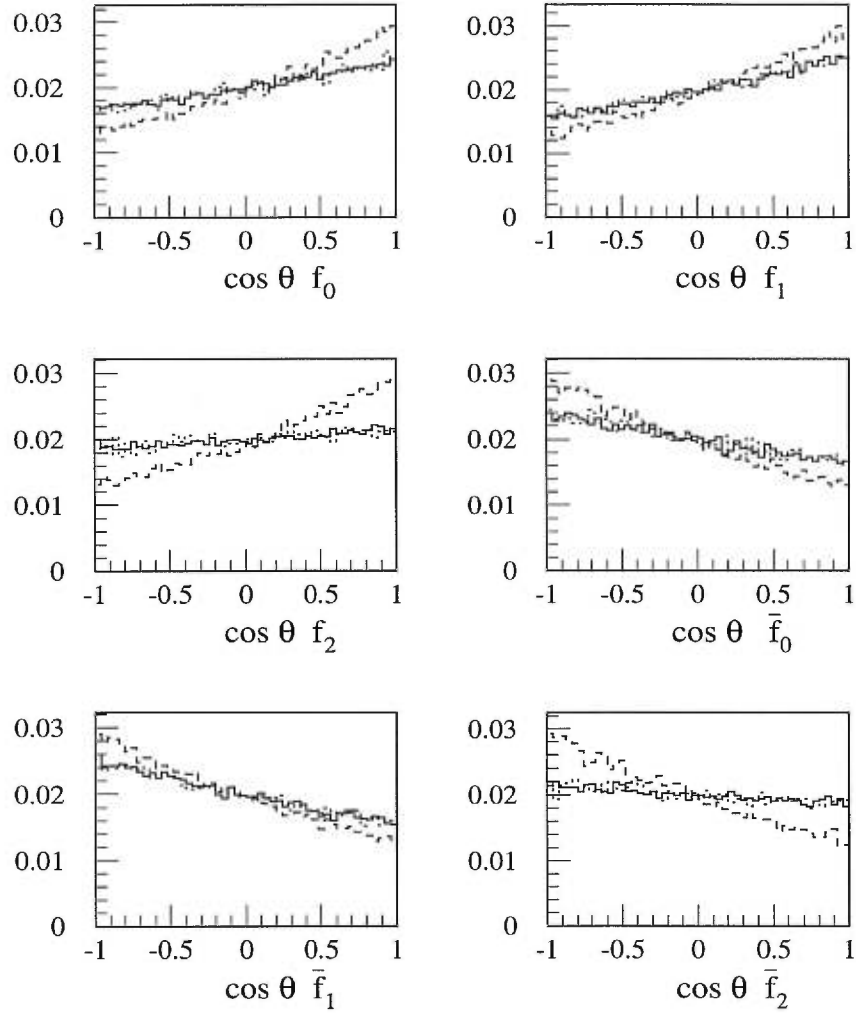


Figure 2.18: Comparaisons entre EXOTIC (histogramme en trait continu), TIPTOP (histogramme en trait pointillé), et PYTHIA (histogramme en trait discontinu) des distributions en $\cos \theta$ de chaque fermion léger de l'état final du processus $e^+e^- \rightarrow L^-L^+ \rightarrow f_0f_1f_2\bar{f}_0\bar{f}_1\bar{f}_2$. L'énergie au centre de masse est de 172 GeV et le lepton lourd chargé a une masse $m_L = 75$ GeV. θ est l'angle entre la direction du fermion léger final et celle de l'électron initial. Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

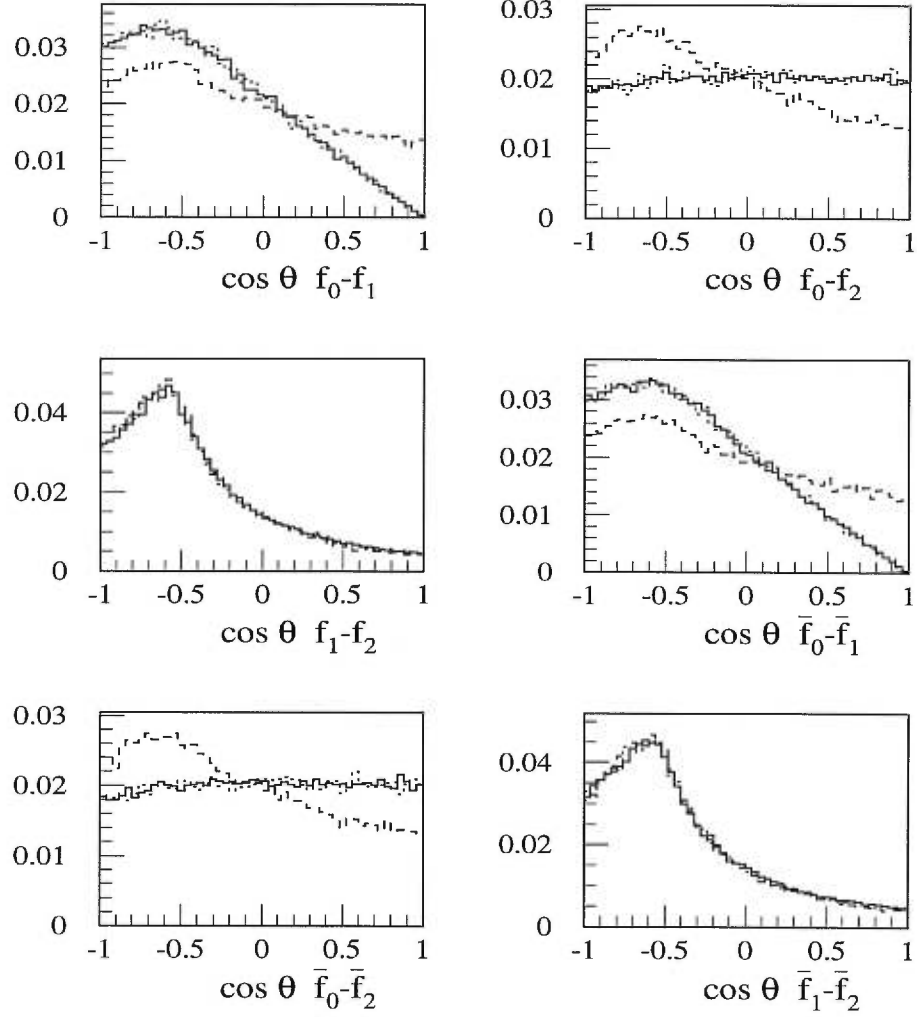


Figure 2.19: Comparaisons entre EXOTIC (histogramme en trait continu), TIPTOP (histogramme en trait pointillé), et PYTHIA (histogramme en trait discontinu) des distributions en $\cos \theta$ de chaque combinaison de paires de fermions légers dans l'état final provenant de la désintégration de L^- (ou L^+) uniquement, du processus $e^+e^- \rightarrow L^-L^+ \rightarrow f_0f_1f_2\bar{f}_0\bar{f}_1\bar{f}_2$. L'énergie au centre est de masse de 172 GeV et le lepton lourd chargé a une masse $m_L = 75$ GeV. θ est l'angle entre la direction d'un fermion léger final provenant de la désintégration de L^- (ou L^+) et celle d'un second fermion léger provenant également du même L^- (ou L^+). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

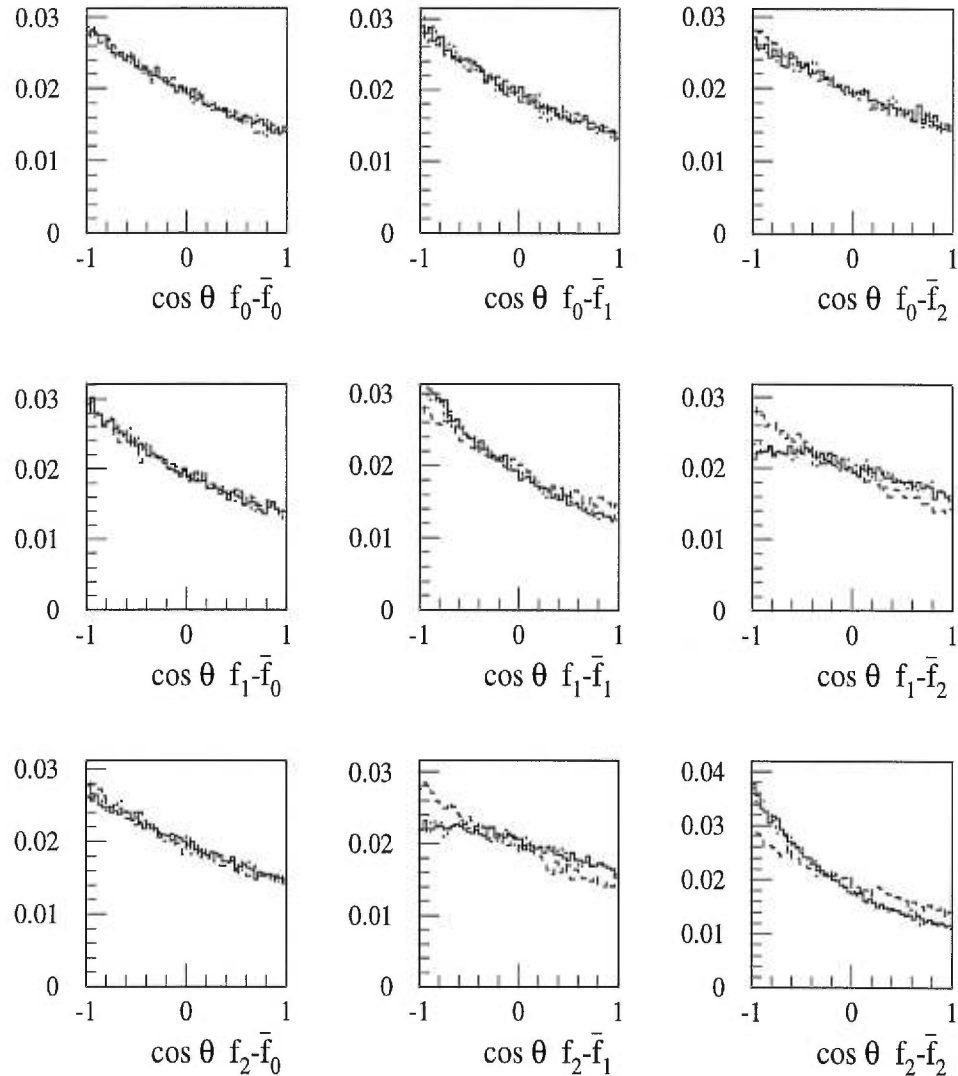


Figure 2.20: Comparaisons entre EXOTIC (histogramme en trait continu), TIPTOP (histogramme en trait pointillé), et PYTHIA (histogramme en trait discontinu) des distributions en $\cos \theta$ de chaque combinaison de deux fermions légers dans l'état final du processus $e^+e^- \rightarrow L^-L^+ \rightarrow f_0f_1f_2\bar{f}_0\bar{f}_1\bar{f}_2$. L'énergie au centre de masse est de 172 GeV et le lepton lourd chargé a une masse $m_L = 75$ GeV. θ est l'angle entre la direction d'un fermion léger final provenant de la désintégration de L^- et celle d'un second fermion léger provenant de la désintégration de L^+ . Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

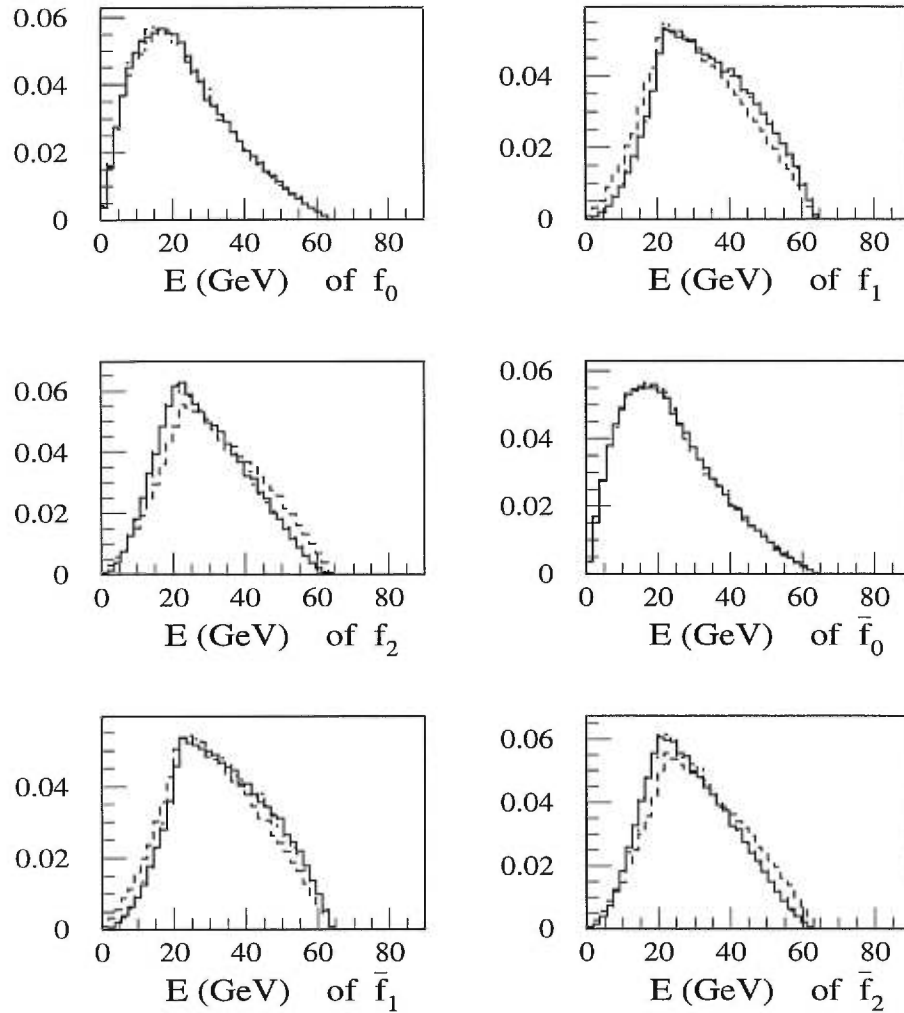


Figure 2.21: Comparaisons entre EXOTIC (histogramme en trait continu), TIPTOP (histogramme en trait pointillé), et PYTHIA (histogramme en trait discontinu) des distributions en énergie de chaque fermion léger final, pour le processus $e^+e^- \rightarrow L^-L^+ \rightarrow f_0f_1f_2\bar{f}_0\bar{f}_1\bar{f}_2$. L'énergie au centre de masse est de 172 GeV et le lepton lourd chargé a une masse $m_L = 75$ GeV. Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

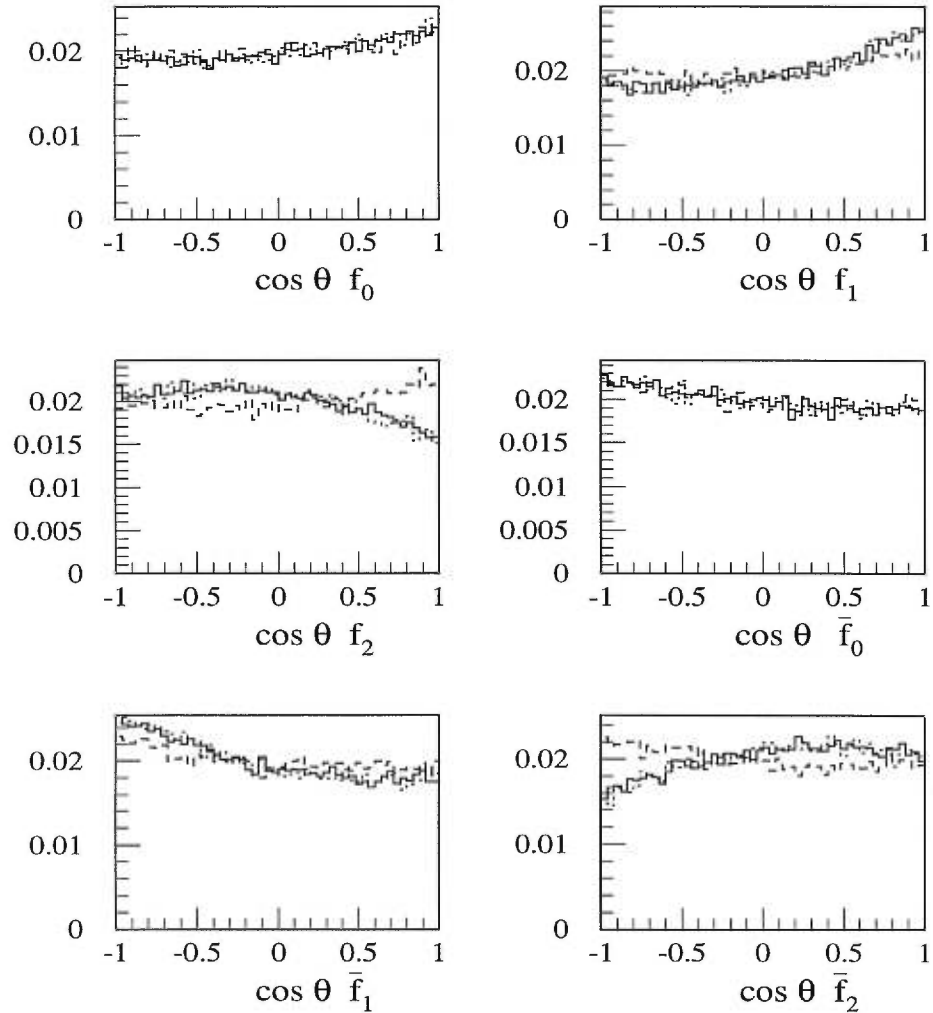


Figure 2.22: Comparaisons entre EXOTIC (histogramme en trait continu), TIPTOP (histogramme en trait pointillé), et PYTHIA (histogramme en trait discontinu) des distributions en $\cos \theta$ de chaque fermion léger de l'état final du processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N} \rightarrow f_0f_1f_2\bar{f}_0\bar{f}_1\bar{f}_2$. L'énergie au centre de masse est de 172 GeV et le lepton lourd neutre a une masse $m_N = 75$ GeV. θ est l'angle entre la direction du fermion léger final et celle de l'électron initial. Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

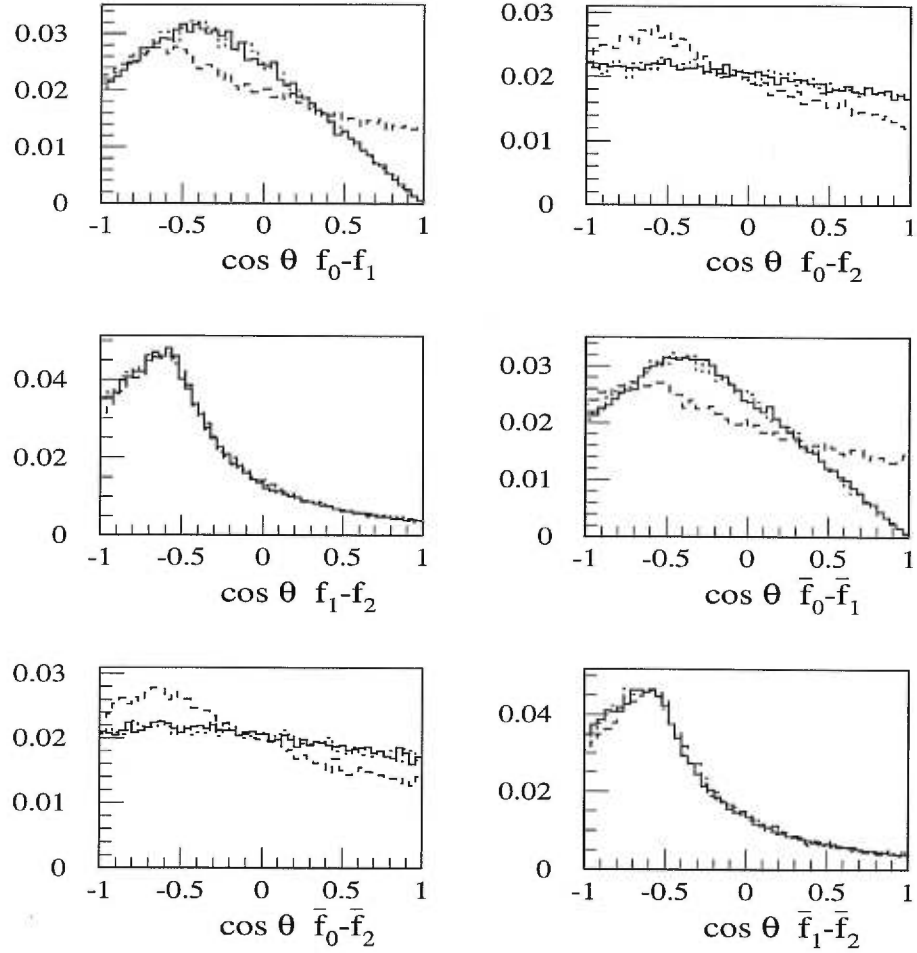


Figure 2.23: Comparaisons entre EXOTIC (histogramme en trait continu), TIPTOP (histogramme en trait pointillé), et PYTHIA (histogramme en trait discontinu) des distributions en $\cos \theta$ de chaque combinaison de paire de fermions légers dans l'état final provenant de la désintégration de N (ou \bar{N}) uniquement, du processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N} \rightarrow f_0f_1f_2\bar{f}_0\bar{f}_1\bar{f}_2$. L'énergie au centre de masse est de 172 GeV et le lepton lourd neutre a une masse $m_N = 75$ GeV. θ est l'angle entre la direction d'un fermion léger final provenant de la désintégration de N (ou \bar{N}) et celle d'un second fermion léger provenant également du même N (ou \bar{N}). Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

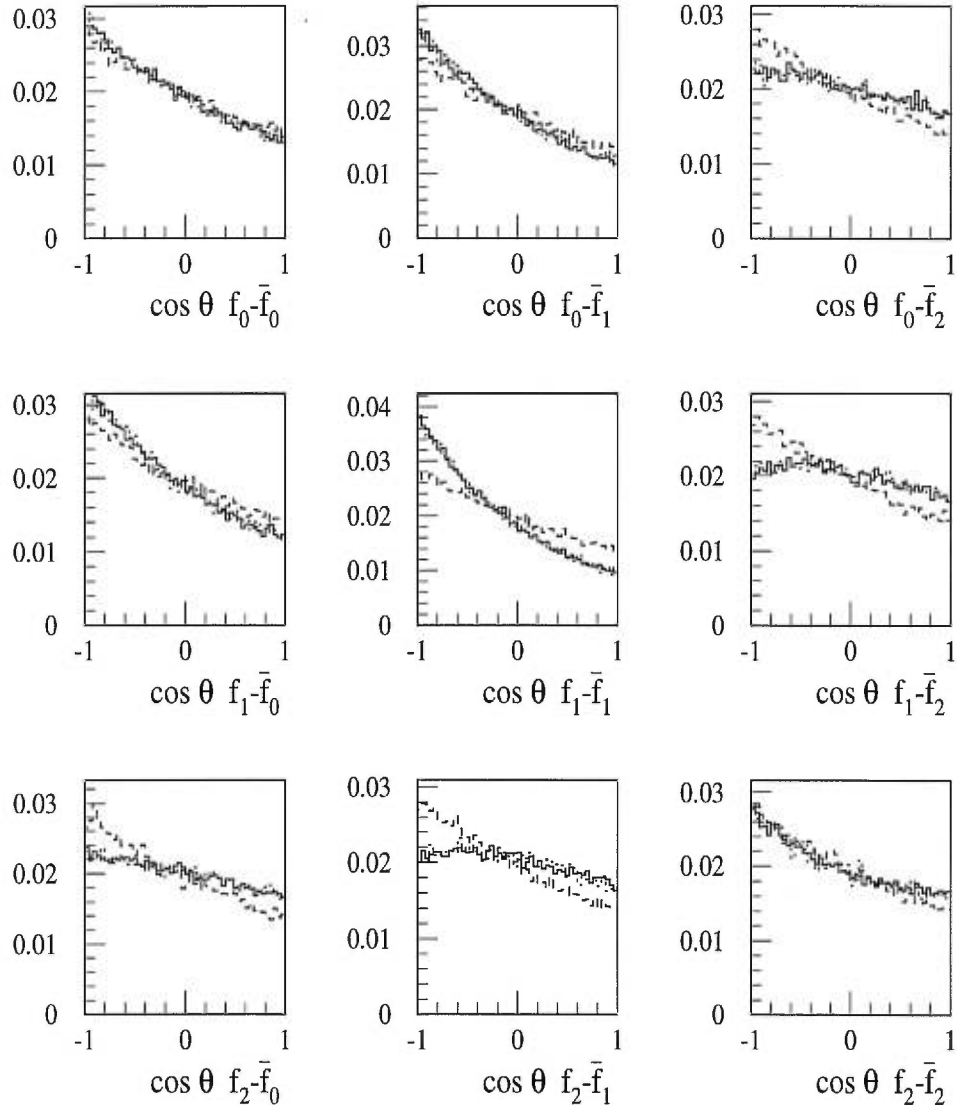


Figure 2.24: Comparaisons entre EXOTIC (histogramme en trait continu), TIPTOP (histogramme en trait pointillé), et PYTHIA (histogramme en trait discontinu) des distributions en $\cos \theta$ de chaque combinaison de deux fermions légers dans l'état final du processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N} \rightarrow f_0\bar{f}_1 f_2\bar{f}_0\bar{f}_1\bar{f}_2$. L'énergie au centre de masse est de 172 GeV et le lepton lourd neutre a une masse $m_N = 75$ GeV. θ est l'angle entre la direction d'un fermion léger final provenant de la désintégration de N et celle d'un second fermion léger provenant de la désintégration de \bar{N} . Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

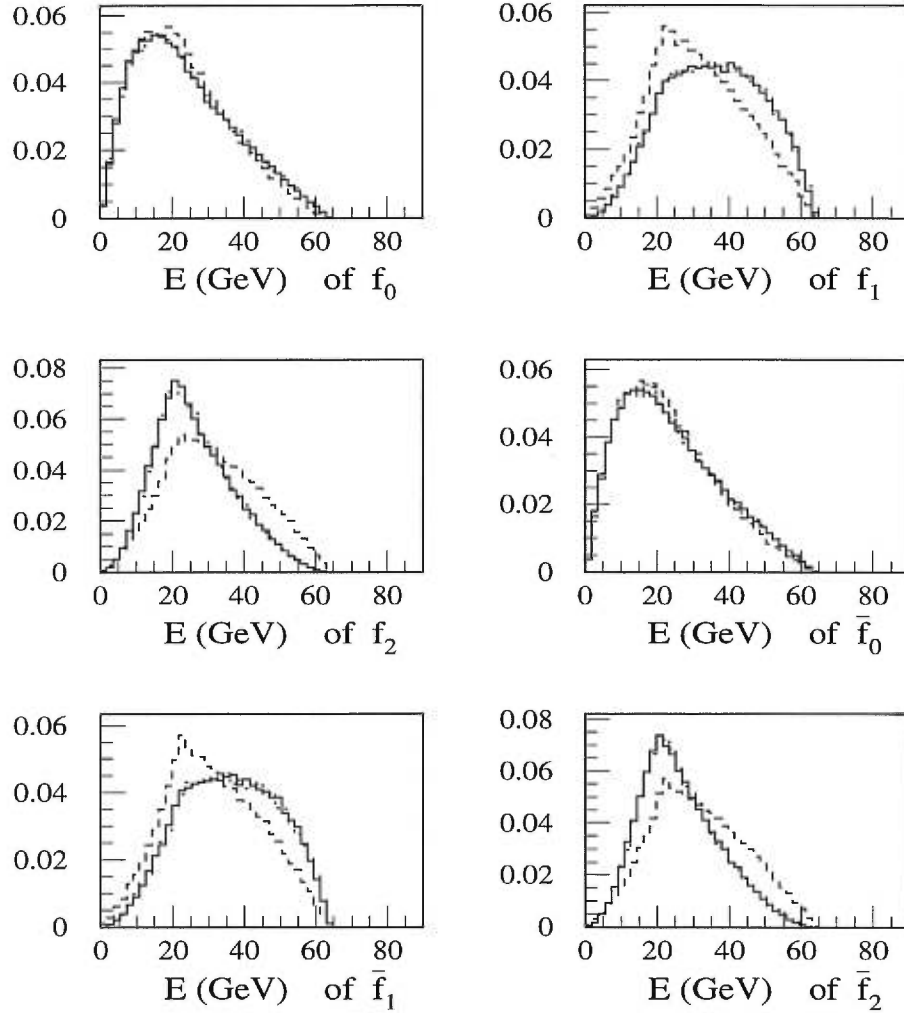


Figure 2.25: Comparaisons entre EXOTIC (histogramme en trait continu), TIPTOP (histogramme en trait pointillé), et PYTHIA (histogramme en trait discontinu) des distributions en énergie de chaque fermion léger final, pour le processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N} \rightarrow f_0\bar{f}_1 f_2\bar{f}_0\bar{f}_1\bar{f}_2$. L'énergie au centre de masse est de 172 GeV et le lepton lourd neutre a une masse $m_N = 75$ GeV. Toutes les distributions sont normalisées à l'unité.

Chapitre 3

Le détecteur OPAL au LEP

Après une brève description du LEP et de ses caractéristiques, nous passons en revue, dans ce chapitre, les différents sous-détecteurs composant le détecteur OPAL, et attachons une attention particulière à ceux qui s'avèrent importants pour les analyses que nous avons effectuées.

3.1 Le LEP (Large Electron Positron collider)

Le Large Electron Positron collider (LEP) [7], situé dans la région frontalière franco-suisse, près de Genève, est un collisionneur de paquets d'électrons et de positrons circulant en sens inverses dans un anneau de 27 km de circonférence, enfoui à environ 100 m sous terre. Un ensemble d'accélérateurs (voir schéma à la figure 3.1) alimente l'anneau de stockage, où les faisceaux d'électrons et de positrons sont maintenus en orbite grâce à des milliers d'électro-aimants. Des cavités radio-fréquences dans l'anneau servent à compenser l'énergie que perdent les faisceaux par rayonnement synchrotron. Les paquets d'électrons et de positrons sont amenés en collision en quatre points dits d'interaction. En chacun de ses points se trouve un des quatre détecteurs du LEP: ALEPH, DELPHI, L3, et OPAL.

Un paramètre très important caractérisant un accélérateur, comme le LEP, est la luminosité, qui est le taux de croisement des faisceaux e^+e^- par unité de temps et par unité de surface transverse des faisceaux. La luminosité se calcule par l'expression suivante:

$$\mathcal{L} = \frac{N_- N_+ k f}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (3.1)$$

où N_- et N_+ sont respectivement le nombre d'électrons et de positrons par paquet; k est le nombre de paquets composant le faisceau (le faisceau est constitué en fait d'un train de paquets), f est la fréquence de révolution des paquets, et σ_x et σ_y sont les largeurs horizontale et verticale du faisceau. La luminosité, le nombre d'événements observés d'un processus donné et la section efficace théorique σ de ce processus sont reliés par la relation:

$$N_{\text{observés}} = \sigma \int \mathcal{L} dt \quad (3.2)$$

Le principal défi technique est donc de réduire les dimensions latérales des faisceaux et les focaliser afin de maximiser la luminosité. La luminosité intégrée (en temps) absolue peut être mesurée par chacune des quatre expériences du LEP en comptant les événements de diffusion Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) à de très petits

angles (quelques milliradians), dont la section efficace est bien connue, puisqu'il s'agit d'un processus électromagnétique.

3.2 Le détecteur OPAL

Chaque collision e^+e^- , que nous appellerons ici, *événement*, produit, en général, un grand nombre de particules qu'il s'agira de détecter afin de déterminer la nature du processus qui les a générées. Le détecteur OPAL (Omni Purpose Apparatus at LEP) [72] a été conçu pour répondre à cet objectif. Il est donc constitué de divers éléments, ayant chacun une tâche spécifique, étant donné la diversité des particules produites dans l'état final. Deux vues en coupe du détecteur OPAL sont représentées dans les figures 3.2 et 3.3. Une description complète et détaillée de ce détecteur se trouve dans la référence [72]. Il suffira donc, ici, de donner un bref aperçu des différents sous-détecteurs, en insistant sur ceux qui seront plus utiles à notre analyse. Les principaux éléments du détecteur OPAL sont les suivants:

- Un détecteur central, plongé dans un champ magnétique, pour la mesure des impulsions des particules chargées.
- Un calorimètre électromagnétique pour l'identification des électrons (et positrons), et des photons; ces derniers y déposent la totalité de leur énergie.
- Un calorimètre hadronique pour la mesure des énergies déposées par les hadrons (pions chargés, kaons, protons, et neutrons).
- Un système de détection pour les muons, les seules particules à sortir du détecteur, puisqu'elles sont très pénétrantes.
- Un luminomètre pour la mesure précise de la luminosité intégrée, qui compte les diffusions Bhabha.

Les prochaines sections du chapitre décrivent ces principaux éléments du détecteur OPAL.

3.2.1 Le détecteur central

Le détecteur central consiste en un système de chambres à dérive, qui permettent la détection de traces d'ionisation laissées par le passage des particules chargées. Sous l'influence d'un champ magnétique uniforme de 0.435 Tesla, produit par une bobine solénoïdale non supra-conductrice (entourant le détecteur central), ces particules décrivent une trajectoire hélicoïdale. La reconstruction de ces trajectoires permet ainsi de mesurer leurs directions¹ et leurs impulsions. Le détecteur central couvre plus de 96% de l'angle solide total de 4π stéradians. Il est composé de quatre sous-détecteurs concentriques, situés à l'intérieur d'un réservoir approximativement cylindrique contenant un mélange gazeux composé de 88.2% d'argon, 9.8% de méthane, et 2.0% d'isobutane, sous une pression de 4 bars:

- un détecteur Microvertex au silicium [73], constitué de deux couches de silicium à microbandes métalliques, entoure le tube à vide dans lequel circulent les faisceaux d'électrons et de positrons. Ces couches sont placées à des rayons de 6 et de 7.5 cm. Le Microvertex répond au besoin de reconstruction de vertex secondaires, caractérisant par exemple la désintégration des mésons B, pour les étiqueter et pour mesurer leurs temps de vie, qui sont de l'ordre de quelques ps. Les données recueillies avec ce détecteur ne sont pas essentielles aux analyses que nous avons faites.
- une chambre à dérive cylindrique de haute précision (la chambre à vertex), de 100 cm de longueur, et de 8.8 (23.5) cm de rayon interne (externe), entoure le détecteur Microvertex. Elle est composée de deux couches de

¹Le système de coordonnées d'OPAL est défini de sorte que l'axe des z soit dans la direction du faisceau d'électrons (vus de la surface, les électrons circulent en sens anti-horaire), l'axe des x pointe vers le centre du LEP, alors que l'axe des y est vertical (voir figure 3.2).

36 secteurs de cellules. La première est coaxiale, et la seconde est stéréo (à 4° d'inclinaison). Cette chambre sert également à la reconstruction de vertex secondaires, mais aussi à améliorer la résolution de l'impulsion des particules chargées, et à extrapoler les traces de la chambre jets (voir ci-dessous) au centre du détecteur. Elle couvre la région polaire $|\cos \theta| \leq 0.92$. Les cellules axiales donnent une mesure précise de la position dans le plan $r - \phi$ avec une résolution σ de $50 \mu\text{m}$. La combinaison des informations données par les cellules axiales et stéréo procure une mesure précise ($\sigma \sim 700 \mu\text{m}$) de la coordonnée z pour les particules chargées qui sont proches de la région d'interaction. La disposition des fils dans le plan $r - \phi$ est montrée à la figure 3.4.

- Une chambre à dérive à grand volume (la chambre jets), de 400 cm de longueur, et d'un rayon interne (externe) de 25 (185) cm, entoure la chambre à vertex. La chambre est constituée de 24 secteurs identiques, comportant chacun un plan de 159 fils sensibles (anodiques) placés parallèlement à l'axe du faisceau. Dans le domaine $|\cos \theta| < 0.73$ chaque trace peut engendrer 159 mesures dans la chambre (c'est ce qui constitue la trajectoire); un minimum de huit mesures est assuré dans le domaine $|\cos \theta| < 0.98$, soit pour une couverture de 98% de l'angle solide total de 4π . Chaque fil "touché" permet de mesurer les trois coordonnées de la position (r, ϕ, z) : r et ϕ sont mesurés en utilisant la position du fil et le temps de dérive, avec une précision de $135 \mu\text{m}$. La coordonnée z est obtenue par une technique de division des charges collectées aux deux bouts du fil; la valeur de z est ainsi obtenue par le rapport entre la différence et la somme de ces charges, avec une précision de 4.5 cm. La somme des charges collectées est une mesure de la perte d'énergie spécifique dE/dx dans la chambre, qui permet l'identification des particules chargées. L'impulsion de ces particules se mesure par le rayon de courbure (dans le plan $r - \phi$) de leurs trajectoires, sous l'effet d'un champ magnétique longitudinal. Une résolution en impulsion σ_p/p^2 de $2.2 \times 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$ est obtenue pour les événements $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. La chambre possède également un bon pouvoir de séparation entre deux trajectoires qui sont très proches l'une de l'autre

(~ 2.5 mm).

- un ensemble de panneaux (les chambres-Z) entoure la chambre jets. Ce sont des chambres à dérive, qui, comme leur nom l'indique, permettent d'obtenir une mesure précise de la coordonnée z des particules chargées, à leur sortie de la chambre à jets. En combinant les données de la chambre jet à celles des chambres-Z, on améliore de façon significative la résolution sur la coordonnée z obtenue par division de charge dans la chambre à jets. Il y a au total 24 chambres identiques, chacune ayant 4 m de longueur, 50 cm de largeur, et 59 mm d'épaisseur. Elles sont placées dans le sens de leur longueur de manière à former un mince cylindre tout autour de la chambre jets. Chaque chambre est divisée, dans sa longueur, en 8 cellules bidirectionnelles de 50 cm² chacune, composée de 6 fils anodiques; la distance maximale de dérive est donc de 25 cm. On obtient une résolution de 300 μm pour la mesure en z , mais une moins bonne résolution dans le plan $r - \phi$ (~ 1.5 cm). La figure 3.5 montre une coupe longitudinale d'une cellule, montrant la disposition des fils dans le plan $r - z$.

3.2.2 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique entoure la bobine solénoïdale de l'aimant. Sa principale fonction est de mesurer les énergies déposées par les électrons, positrons, et les photons, ainsi que leurs positions. La région centrale (un baril de rayon interne de 2455 mm) couvre le domaine $|\cos \theta| < 0.82$. Elle est constituée de 9440 détecteurs de verre au plomb de 24.6 longueurs de radiation², ce qui est suffisant pour contenir complètement les gerbes électromagnétiques créées par les particules possédant une énergie entre 10 MeV et 100 GeV. Les blocs sont tous orientés de façon à pointer vers le centre géométrique du détecteur OPAL, là où l'interaction e^+e^- a lieu, favorisant ainsi une incidence perpendiculaire pour minimiser la probabilité qu'une particule traverse plus d'un bloc. En réalité les

²La longueur de radiation (X_0) d'un matériau donné, est définie comme l'épaisseur pour laquelle l'énergie d'un électron relativiste diminue d'un facteur $e = 2.7182\dots$.

orientations sont légèrement modifiées pour éviter que les photons ne passent incognito entre les blocs. Deux bouchons (pour les régions avant et arrière) couvrent la région polaire $0.81 < |\cos \theta| < 0.98$. Ils sont composés chacun de 1132 blocs offrant 22 longueurs de radiation, et sont tous orientés parallèlement à l'axe du faisceau. Le calorimètre électromagnétique couvre 98% de l'angle solide total, et sa fine segmentation procure un bon pouvoir de séparation entre les π^0 et les photons. Il permet aussi de séparer les hadrons des électrons (ou positrons) puisqu'il est possible de comparer l'impulsion mesurée dans la chambre jets et l'énergie déposée dans le bloc (ou amas) associé du calorimètre électromagnétique. Les résolutions intrinsèques en énergie σ_E/E (où E est en GeV) sont d'environ $0.2\% \oplus 6.3\%/\sqrt{E}$ pour la région du baril, et $5\%/\sqrt{E}$ pour les bouchons; une résolution spatiale d'environ 11 mm est obtenue pour les deux régions.

La présence de matériau (environ $2X_0$, principalement dû à la cuvette pressurisée du détecteur central et à la bobine de l'aimant) situé avant le calorimètre dégrade les résolutions intrinsèques. En effet, la plupart des gerbes électromagnétiques ont été initiées avant d'atteindre les blocs de verre au plomb. Un pré-échantillonneur, placé tout près des blocs du calorimètre, est alors utilisé pour échantillonner les gerbes et corriger ainsi les énergies.

3.2.3 Le calorimètre hadronique

La culasse de fer de l'aimant est instrumentée pour servir comme calorimètre hadronique, et pour aider à l'identification des muons. Combiné avec le calorimètre électromagnétique, il nous permet d'obtenir un meilleur bilan énergétique pour un événement donné, lorsqu'on calcule l'énergie visible. Il est placé tout autour du calorimètre électromagnétique. Son mode de fonctionnement est basé sur les techniques de la calorimétrie par échantillonnage, où les plaques de fer de l'aimant (constituant le matériau absorbant, équivalent à plus de quatre

longueurs d'interaction pour 97% de l'angle solide total)³ ont été intercalées avec des chambres à étincelles (qui constituent le matériaux sensible), formant ainsi une espèce de sandwich. Le calorimètre hadronique couvre le domaine $|\cos \theta| < 0.99$, et il est composé de trois régions: i) la région centrale (ou baril) couvrant le domaine $|\cos \theta| < 0.81$ forme un baril de rayon interne 3.39 m, et de rayon externe 4.39 m. Neuf chambres sont intercalées avec huit plaques de fer de 100 mm d'épaisseur, avec un espacement de 25 mm; ii) les bouchons qui couvrent la région $|\cos \theta|$ de 0.81 à 0.91, sont constitués, quant à eux, de huit chambres intercalées avec sept plaques de fer, avec un espacement de 35 mm; et enfin iii) les capsules, situées aux deux extrémités, étendent la région non couverte en $|\cos \theta|$ de 0.91 à 0.99, et ont un échantillonnage légèrement plus élevé: 10 chambres à fils intercalées avec 9 plaques de fer un peu plus minces. La disposition des chambres est cependant différente dans les trois régions: elles sont placées de façon axiale, horizontale, et radiale, respectivement dans le baril, les bouchons, et les capsules.

La résolution ($\sigma/E = 120\%/\sqrt{E}$, où E est exprimée en GeV) est la même pour les trois régions. Il est nécessaire de combiner l'information des deux calorimètres (électromagnétique/hadronique) car le premier (y compris tous les autres matériaux placés devant le calorimètre hadronique) offre déjà 2.2 longueurs d'interaction aux particules hadroniques, et donc la plupart des gerbes hadroniques sont initiées avant d'atteindre le second calorimètre.

3.2.4 Les chambres à muons

Un système de chambres à dérives, placées tout autour du calorimètre hadronique, sert à la détection des muons. Ce système de détection couvre 93% de l'angle solide total; les régions non-couvertes par les chambres sont inévitablement dues à la présence de la chambre à vide du faisceau ($2 \times 0.8\%$), des supports du détecteur ($2 \times 2.2\%$), et des câbles servant à l'acheminement de l'information pour

³La longueur d'interaction (λ_I) est définie comme le libre parcours moyen des particules hadroniques dans la matière sans interagir avec le milieu.

l'acquisition de données ($2 \times 0.6\%$). Pour atteindre les chambres à muons, une particule devra traverser l'équivalent de 1.3 m de fer, soit plus de sept longueurs d'interactions pour des pions; ce qui réduit la probabilité à une chance pour mille qu'un pion atteigne les chambres à muons ("punch through"). La très grande partie des particules émergeant du calorimètre hadronique sont donc des muons (mis à part, bien entendu, les neutrinos et autres particules exotiques qui interagiraient très faiblement avec la matière "conventionnelle"). La région centrale (le baril) couvre le domaine polaire $|\cos \theta| < 0.68$. Elle est composée de 110 chambres de grande surface ayant 1.2 m de largeur et 90 mm d'épaisseur (quant à leur longueurs, elles varient: soit 6.0 m, 8.4 m, ou 10.4 m). Les chambres des régions avant et arrière (les bouchons) couvrent le domaine $0.67 < |\cos \theta| < 0.985$. Elles sont composées chacune de deux grands panneaux, formés à leur tour de quatre chambres de 6 m² chacune (soit donc un quadrant d'une superficie totale d'environ 150 m²) (voir figure 3.6). Chaque bouchon contient, en plus, quatre chambres de 3 m \times 2.5 m, pour rapiécer les superficies non couvertes par les quadrants. Le système de détection de muons ne sert qu'à mesurer les positions lors du passage de ces derniers. L'identification des muons se fait en conjonction avec le détecteur central, où la trajectoire reconstruite du muon est extrapolée vers la position précise mesurée par les chambres à muons. Dans les régions non couvertes par les chambres à muons, les signaux enregistrés par les plaques sensibles du calorimètre hadronique sont alors utilisées.

3.2.5 Les détecteurs avant

Il y a plusieurs petits détecteurs, situés aux deux extrémités du détecteur OPAL, et à plus de 2 m de la région d'interaction. Le but principal de ces détecteurs est d'enregistrer le passage des particules produites à de très petits angles, et plus particulièrement les paires électron-positron provenant des diffusions Bhabha, pour la mesure de la luminosité. Ces détecteurs sont placés tout autour de la chambre à vide dans laquelle circulent les faisceaux. Ils ne couvrent qu'une petite partie du domaine polaire, qui est typiquement de l'ordre de quelques dizaines

de milliradians. Il y a différents détecteurs:

- Le détecteur avant (“Forward detector”): c’est une série de sous-détecteurs (voir figure 3.7). Il est composé principalement d’un calorimètre à échantillonnage composé de 35 plaques de plomb-scintillateur offrant 20 longueurs d’interaction, et d’un pré-échantillonneur de quatre longueurs d’interaction. Le détecteur avant a servi comme luminomètre au début de l’expérience OPAL en 1989, jusqu’en 1993, où un luminomètre supplémentaire a été installé.
- Le capteur de photons (“gamma catcher”): C’est un calorimètre de forme cylindrique à échantillonnage de plaques de plomb et de scintillateurs en plastique, offrant sept longueurs de radiation. Il possède un bruit pédestal de 1 GeV, et on demande qu’un électron ou un photon ait plus de 2 GeV (deux écarts type) pour déclencher un signal.
- Le moniteur avant (“forward monitor”): c’est un calorimètre à échantillonnage de plomb et de scintillateur (plaques de 50 mm × 150 mm), de 20 longueurs de radiation. Il est situé à 7.85 m de la région d’interaction. Il est utilisé comme compteur des électrons, et des positrons, produits entre 5 et 10 mrad, qui sont déviés par les quadrupoles du faisceau.
- Le détecteur au silicium-tungstène (SiW): installé en 1993 [74]. C’est également un calorimètre à échantillonnage: 19 couches de silicium sont intercalées avec 18 couches de tungstène (voir figure 3.8). Un pré-échantillonneur au silicium (de moindre segmentation) y est placé juste devant, pour détecter les gerbes qui ont pu être initiées avant de l’atteindre. Son domaine d’acceptance s’étend à la région $25 \leq \theta \leq 59$ mrad. Le SiW a été utilisé comme principal luminomètre pour les mesures faites aux différentes énergies au LEP 2. Sa précision est supérieure à 0.6%. Le SiW possède une segmentation plus fine que celle du détecteur avant.

3.2.6 Les programmes de reconstruction

Un programme de reconstruction, appelé ROPE (Reconstruction of OPAL Events) [75] reconstruit les trajectoires des particules chargées dans le détecteur central, en utilisant les informations combinées des sous-détecteurs. Ce programme utilise des algorithmes complexes et des lissages pour obtenir la représentation la plus exacte possible de la trajectoire des particules chargées. Le programme sert aussi, bien entendu, à la reconstruction des particules neutres (photons et neutrons). ROPE est en fait un amalgame de plusieurs sous-programmes, appelés *processeurs*, dédiés chacun à un sous-détecteur en particulier. Des corrections sont appliquées pour tenir compte des constantes de calibration, stockées dans des banques de données nécessaires à l'analyse. Les constantes de calibrations sont revues et corrigées au fur et à mesure que la configuration ou les propriétés physiques du détecteur OPAL changent. En effet, certaines parties du détecteur s'usent ou cessent de fonctionner avec le temps, et donc la réponse du détecteur n'est plus la même qu'au départ. Par exemple, l'alimentation en haute tension d'un secteur donné d'une chambre à fils (ou à dérive) peut être plus basse, à certains moments, que le niveau normal d'opération. Il est donc primordial, pour assurer la fiabilité des données recueillies ce jour là, de changer les constantes de calibrations en conséquence.

3.2.7 La simulation du détecteur OPAL

Les études Monte Carlo servent à bien comprendre les caractéristiques d'un signal recherché, et des bruits de fond. Elles exigent une modélisation aussi exacte que possible du détecteur OPAL. Les programmes GOPAL et ROPE (GOPAL+ROPE) sont utilisés à cet effet. GOPAL [76, 77] fait appel au programme GEANT [78], développé (et toujours en développement) au CERN, qui permet de simuler l'interaction des particules avec les différents matériaux d'un détecteur. La géométrie complète et détaillée lui est fournie. GOPAL interprète les dépôts d'énergie dans les différents matériaux sensibles pour produire une

banque de données fictives ayant exactement la même structure que les bandes de données réelles (en plus d'une banque d'information sur ce qui a réellement été généré). GROPE combine GOPAL et le programme de reconstruction ROPE décrit plus haut (bien évidemment il n'y a pas lieu d'inclure les constantes de calibrations dans ce cas-ci). La simulation d'un événement OPAL s'effectue donc en deux étapes bien distinctes: en premier lieu un générateur Monte Carlo, approprié pour le processus physique que l'on veut étudier, est utilisé pour produire des quadri-vecteurs, qui sont une liste des particules finales avec toutes les informations cinématiques nécessaires. La chronologie de l'événement est également conservée: c'est-à-dire que pour chaque particule de l'événement, on garde des pointeurs vers la particule (mère) dont elle est un produit de désintégration. Les particules stables à l'état final sont ensuite "passées" au détecteur, via GOPAL. La réponse du détecteur est alors obtenue par GEANT. Les études Monte Carlo sont essentielles pour l'évaluation des efficacités de détection d'un processus donné, étant donné que pour les événements Monte Carlo, tout est connu. Il est important de rappeler que le programme de reconstruction (ROPE) interprète la réponse simulée du détecteur sans savoir que l'événement est simulé. En effet, les banques de données simulées ont exactement le même format que les données réelles, mis à part quelques informations supplémentaires, autrement non accessible dans la réalité, qui permettent d'évaluer les efficacités et les résolutions.

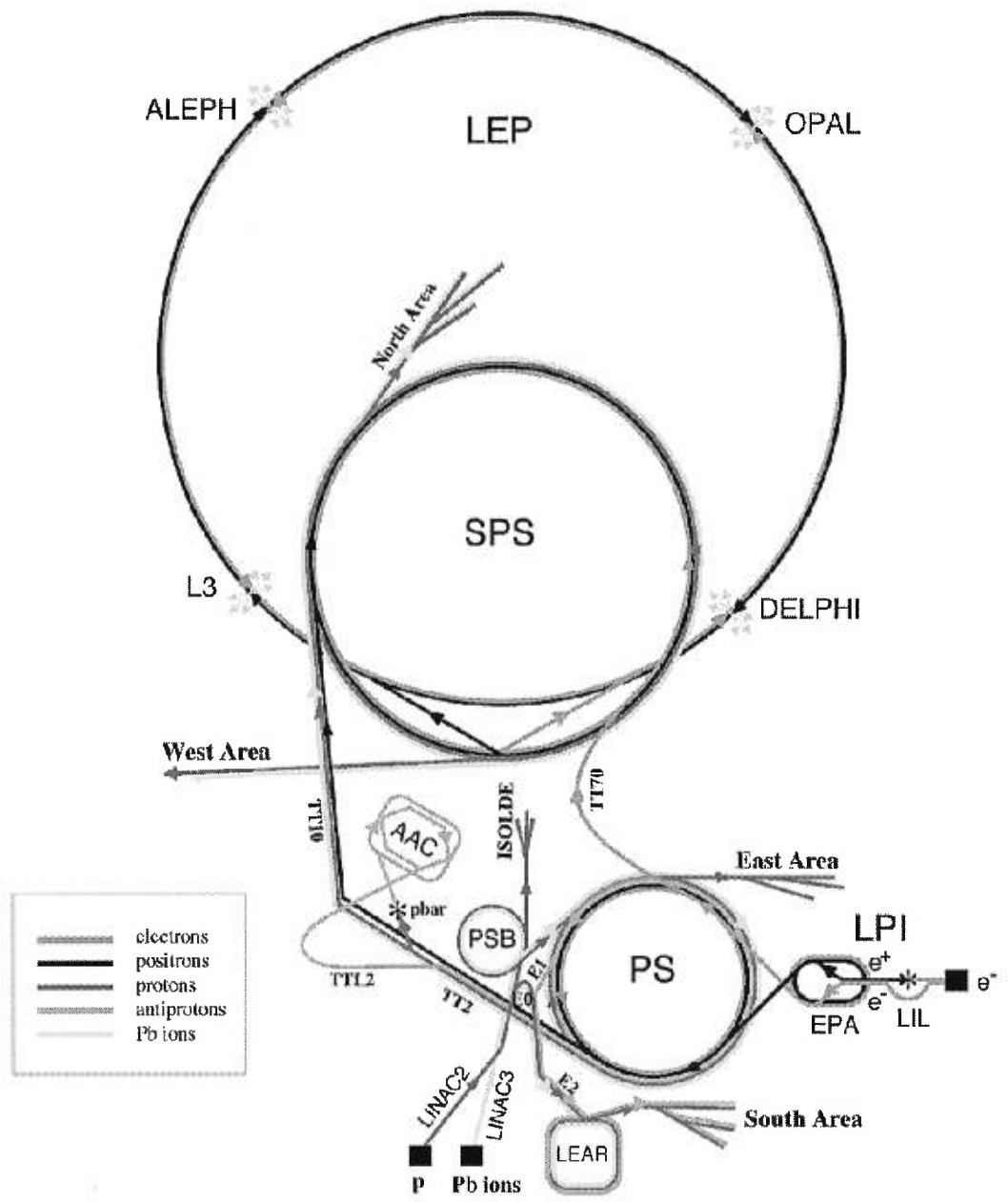


Figure 3.1: Vue schématique du LEP.

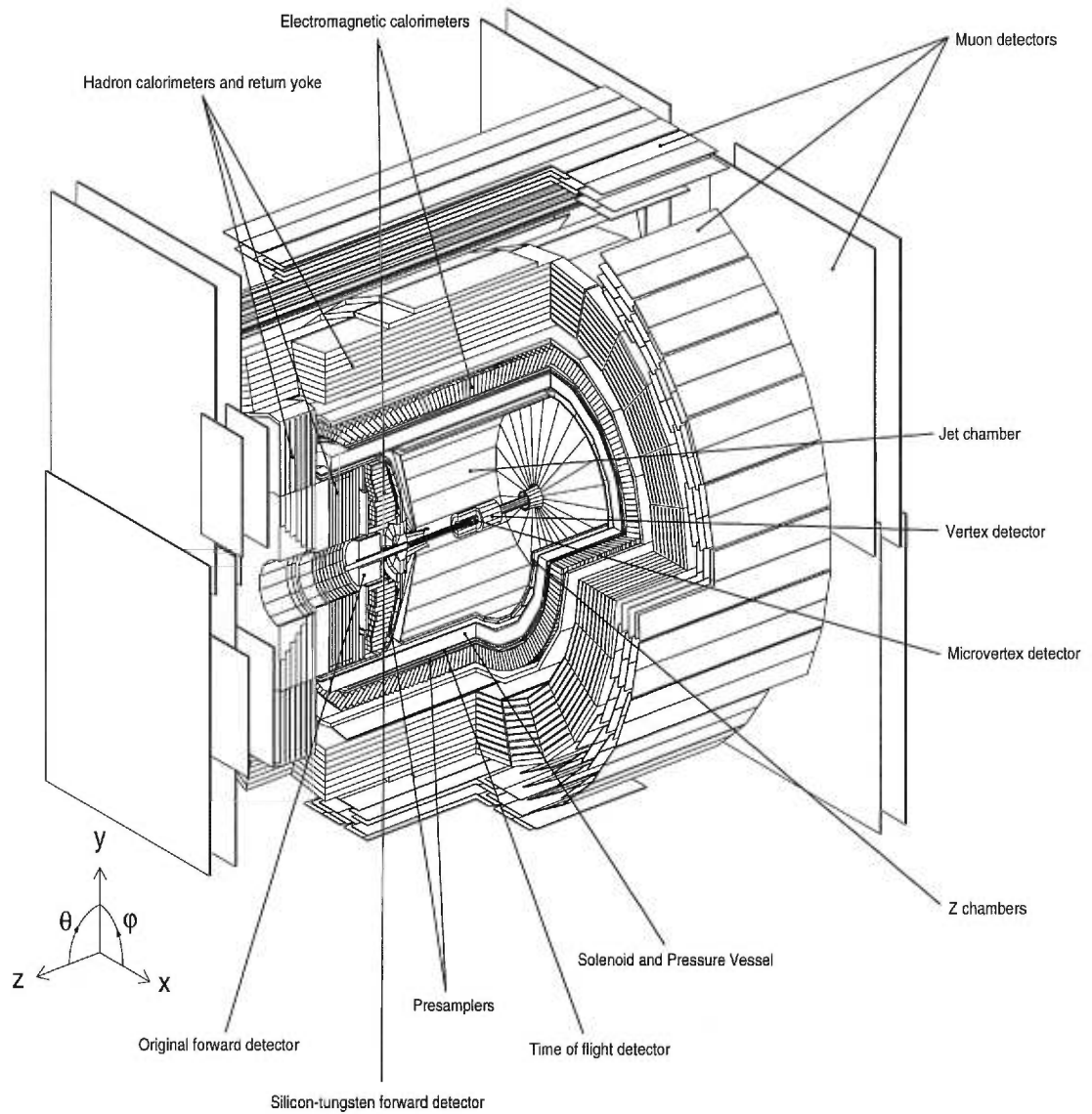


Figure 3.2: Vue en perspective du détecteur OPAL au LEP. Les différentes parties sont indiquées par les flèches.

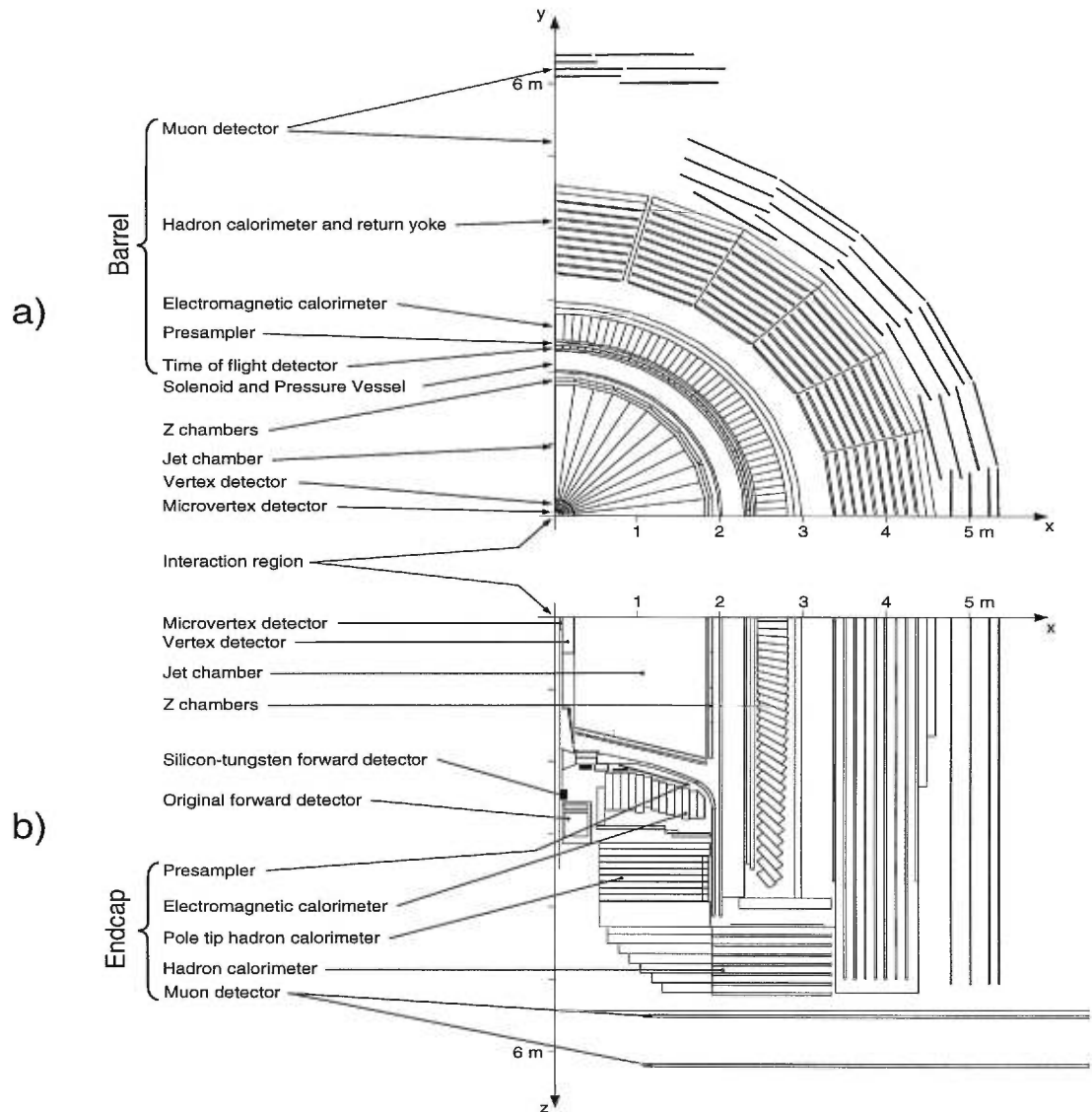


Figure 3.3: Vue en coupe (dans le plan $r - \phi$, le système de coordonnées est montré dans la figure 3.2) du détecteur OPAL au LEP. Les différentes parties sont indiquées par les flèches ainsi que leur distance par rapport au centre. Les parties centrales (baril) sont montrées en a), alors que les parties à l'avant et l'arrière (les bouchons) sont montrées en b).

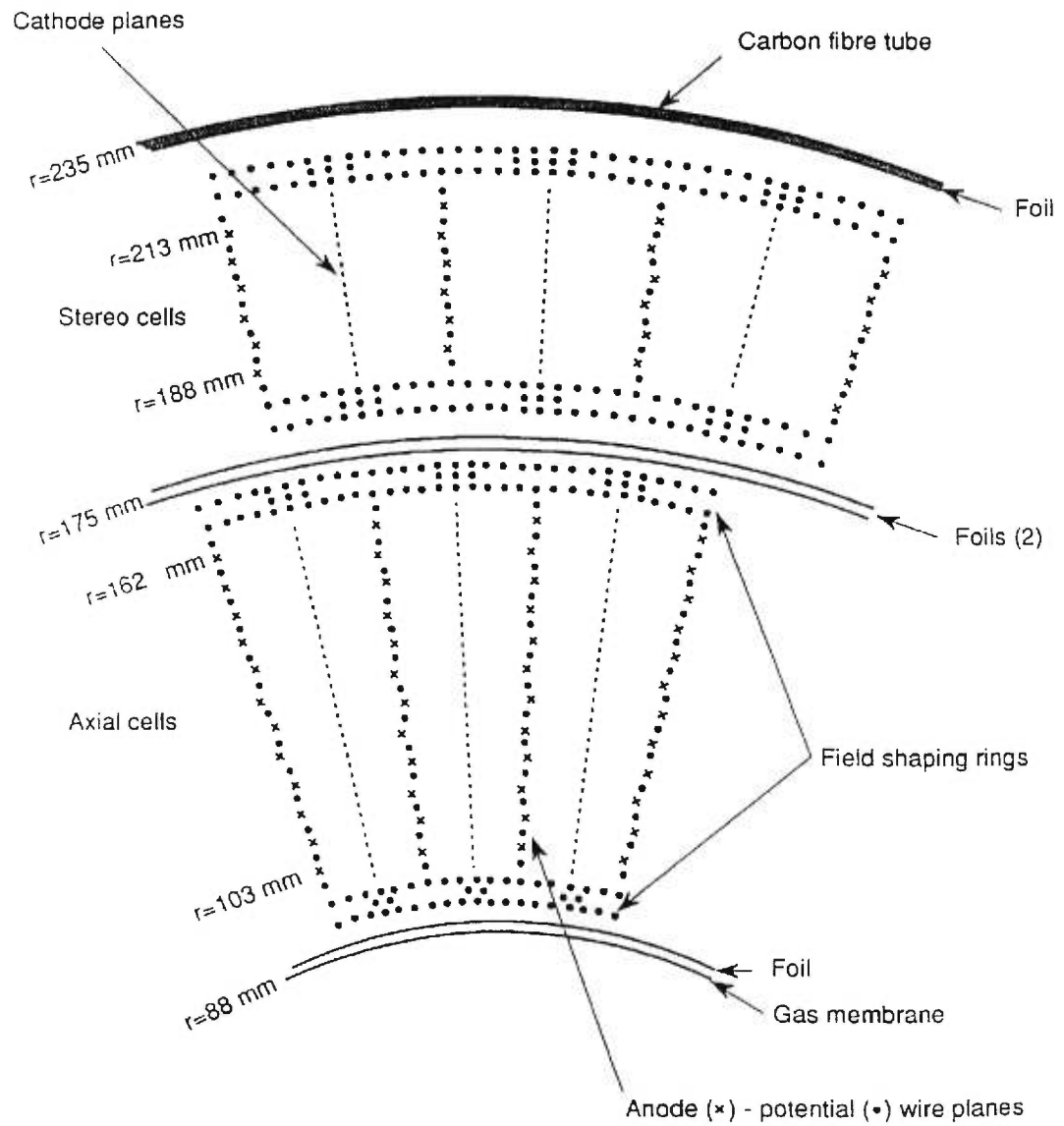


Figure 3.4: Vue en coupe (plan $r - \phi$) de la chambre à vertex.

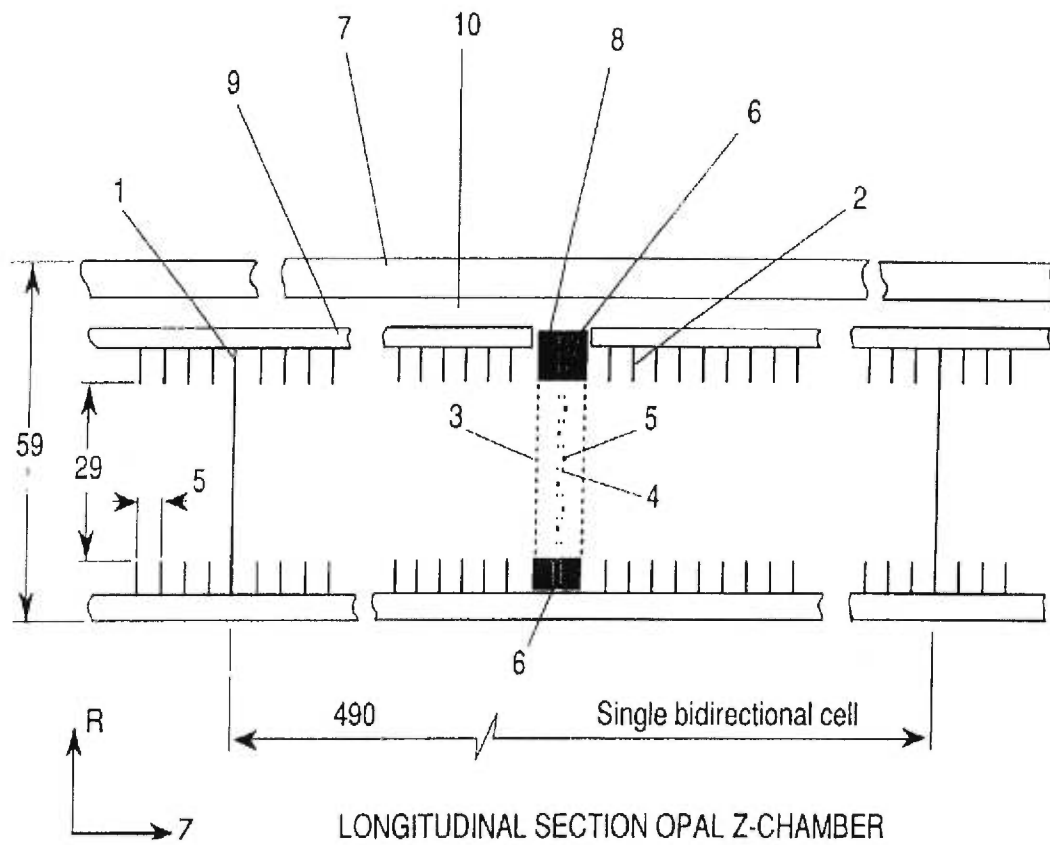


Figure 3.5: Vue en coupe longitudinale (plan $r - z$) d'une cellule des chambres-Z. Les différentes parties sont indiquées par des numéros.

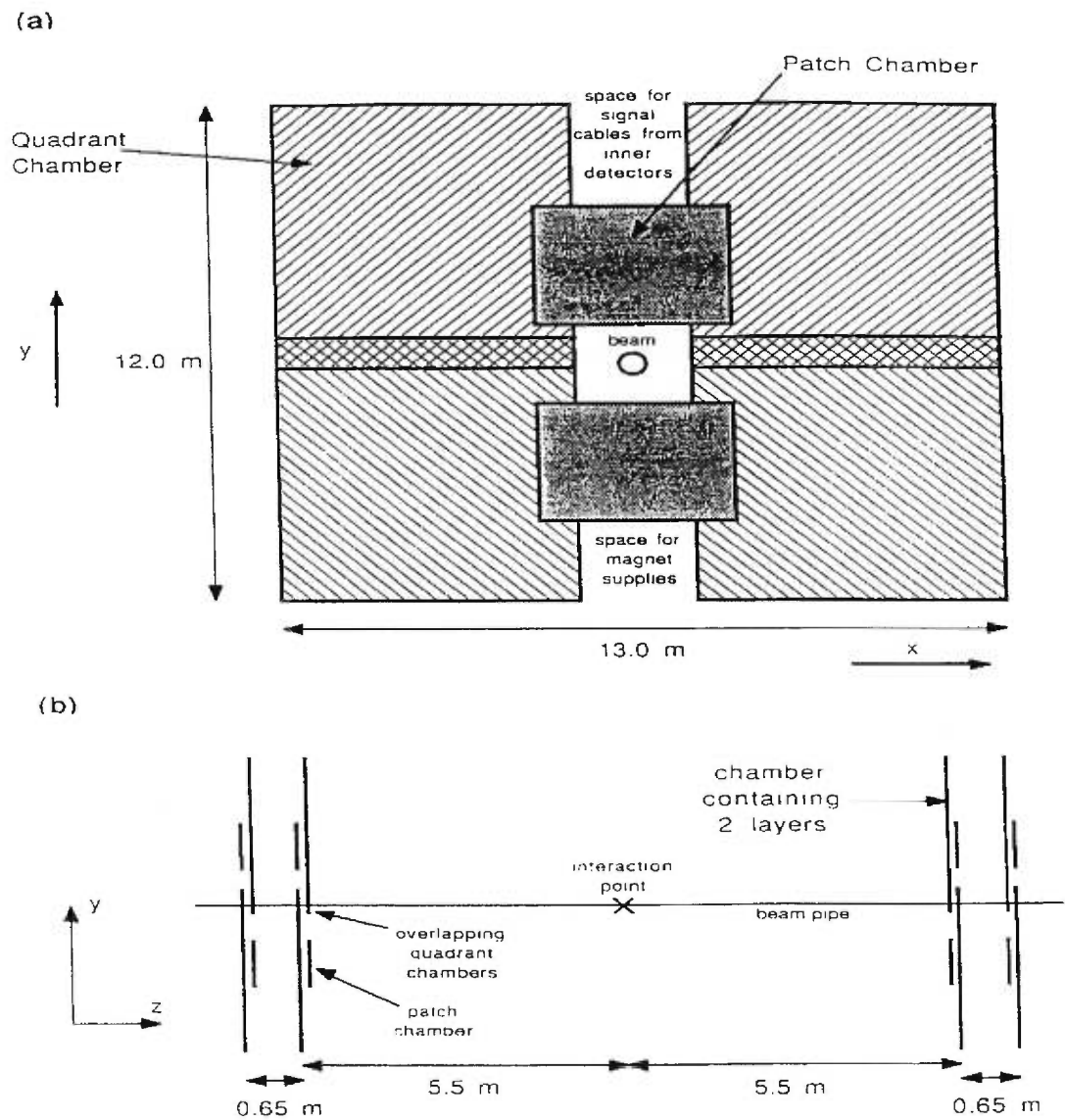


Figure 3.6: Vues de face et de côté de l'arrangement des chambres à muons dans les régions avant et arrière.

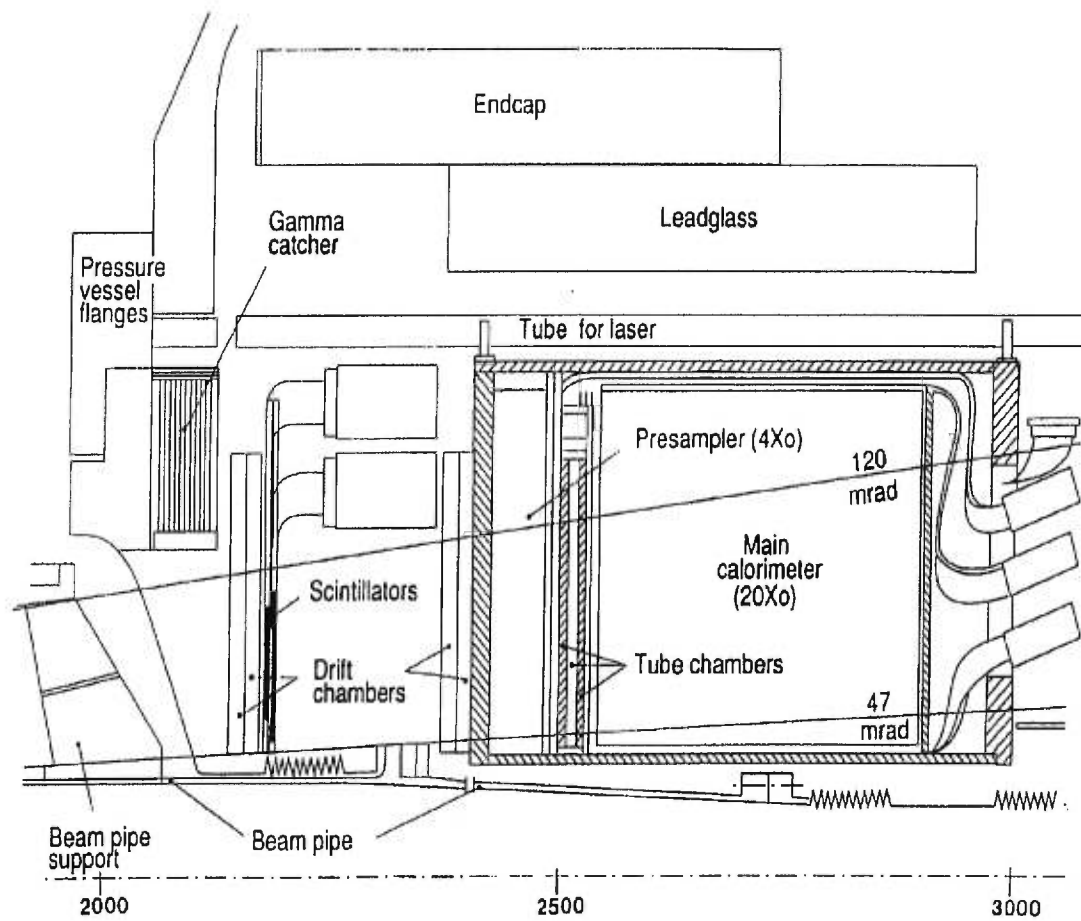


Figure 3.7: Vue en coupe au travers du détecteur avant, montrant les différentes parties.

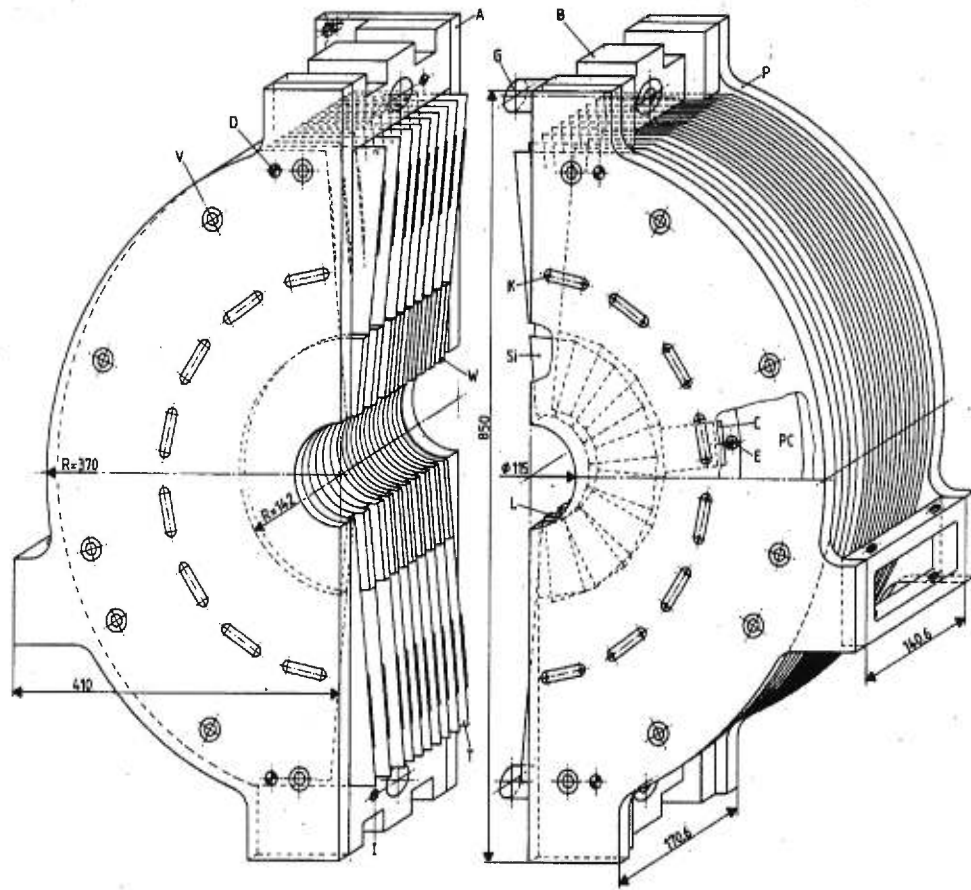


Figure 3.8: Vue du détecteur SiW, montrant les différentes couches.

Chapitre 4

Analyse des données et résultats obtenus avec le détecteur OPAL

Dans ce chapitre, nous décrivons en détail les différentes analyses effectuées sur les données recueillies avec le détecteur OPAL, à une énergie au centre de masse des collisions e^+e^- de 170 et 172 GeV. Nous expliquons le choix des signaux recherchés pour la production de leptons lourds neutres et chargés, et estimons les contributions provenant des divers bruits de fond. Nous évaluons les efficacités de détection obtenues après l'application de coupures spécifiques sur les différentes observables. Enfin, nous présentons les nouvelles limites inférieures obtenues sur les masses des leptons lourds, et les courbes d'exclusion des masses m_N et m_L pour le cas $e^+e^- \rightarrow L^+L^- \rightarrow NW^{-*}\bar{N}W^{+*}$. Nous évoquerons également comment cette analyse a été utilisée pour la recherche de leptons excités à ces mêmes énergies.

4.1 Analyse à $\sqrt{s} = 170$ et 172 GeV

La mise en opération du LEP en 1989, a été le début d'un long et riche programme de physique. La raison d'être principale du LEP était d'étudier, dans une première phase, le résultat des interactions e^+e^- produites à la résonance du boson Z^0 , et de mesurer avec une grande précision les observables du Modèle Standard accessibles à cette énergie. Les quatre collaborations du LEP (appelé parfois usine à Z^0) ont recueilli, au total, à la fin de l'été 1995, près de 16 millions d'événements. Plusieurs résultats importants sont issus de ce programme fructueux. L'un des premiers résultats, qui nous intéresse tout particulièrement, a été de montrer que le nombre de neutrinos légers, N_ν , est de 2.991 ± 0.016 [11], et qu'il n'y a donc que trois générations de particules dont le neutrino associé est léger. L'existence d'une éventuelle quatrième génération de leptons, avec un neutrino massif, a été recherchée au LEP, dans l'hypothèse de différents scénarios [15] puisque le "comptage" du nombre de neutrinos légers n'exclut pas une quatrième génération ayant un neutrino associé de masse supérieure à environ la moitié de la masse du boson Z^0 (une limite imposée par la contrainte cinématique)¹.

En automne 1995, le LEP opérait pour la première fois à une énergie supérieure à la résonance du Z^0 : soit à 130 et 136 GeV, la plus haute énergie jamais atteinte jusque là pour un collisionneur e^+e^- . Il devint ainsi le LEP "1.5". La période d'acquisition de données cette année-là fut courte (environ huit semaines), et les luminosités intégrées recueillies par chaque collaboration étaient d'environ 2.6 pb^{-1} pour chacune des deux énergies. La recherche de nouvelles particules, dont des leptons lourds neutres et chargés, à ces nouvelles énergies, menèrent à de nouvelles limites inférieures sur leur masse d'environ 60 GeV [16].

Le but véritable du LEP 1.5 était de bien comprendre le comportement de l'accélérateur (optique des faisceaux), avec les rajouts successifs de nouvelles

¹Il est important de noter que cette limite s'applique également à toute nouvelle particule hypothétique, produite en paires, qui se couplerait, via le canal s , au Z^0 ou au photon (γ).

cavités radio-fréquence, afin de préparer le LEP à une énergie supérieure au seuil de production de paires de bosons W^+W^- (soit $\sqrt{s} \sim 2M_W = 160$ GeV), devenant ainsi le LEP 2. La mesure de la production de paires de bosons W^+W^- constitue un test important du Modèle Standard des interactions électrofaibles; cette production est sensible à un couplage, dit trilineaire ², entre les bosons intermédiaires de la théorie unifiée: $Z^0W^+W^-$, et γW^+W^- . Cette prédiction est aujourd'hui confirmée par le taux de production de paires W^+W^- . La première paire a été observée en juillet 1996, quand le LEP 2 opérait à une énergie au centre de masse de 161.3 GeV. Le taux de production mesuré est en accord avec le Modèle Standard étant donné la précision actuelle de la mesure. La masse du boson W^\pm , qui n'était obtenue auparavant que dans les collisionneurs protons-antiprotons (avant au SPS et maintenant au Fermilab), a également été mesurée au LEP. La luminosité intégrée à cette énergie de 161.3 GeV était d'environ 10 pb^{-1} pour chacune des quatre collaborations du LEP. Encore une fois, des leptons lourds neutres et chargés ont été recherchés, et les limites inférieures obtenues sur leur masse étaient autour de 70 GeV, dépendant du type de particule envisagée [17].

En automne 1996, l'énergie au centre de masse du LEP 2 a de nouveau été augmentée, cette fois-ci à 170.3 et 172.3 GeV. Les luminosités intégrées, pour chacune des quatre collaborations du LEP, à ces énergies, étaient d'environ 1.0 et 9.3 pb^{-1} pour $\sqrt{s} = 170.3$ et 172.2 GeV respectivement. Les recherches qui font l'objet de cette thèse sont basées sur les données recueillies avec le détecteur OPAL.

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 1, les leptons lourds peuvent être de plusieurs types: (i) séquentiels, (ii) miroirs, (iii) vectoriels, et (iv) singulets. Dans les interactions e^+e^- , ils peuvent être produits de deux façons: (i) en paires, et (ii) au singulier en association avec un partenaire léger (avec lequel le lepton lourd se mélange ou se couple). La production en paires nous permet de rechercher des masses jusqu'à l'énergie du faisceau ($\sqrt{s}/2$), alors que la

²d'autres diagrammes, tel que l'échange d'un neutrino électronique dans le canal t , permettent la production de paires de W à cette énergie.

production au singulier nous permet de sonder des masses pouvant aller jusqu'à l'énergie totale disponible dans le système e^+e^- (\sqrt{s}); mais dans ce dernier cas la section efficace totale de production est proportionnelle au carré de l'angle de mélange (voir distributions au chapitre 2). Aux énergies que nous considérons, la luminosité intégrée recueillie ne nous permet pas d'étudier la production au singulier de leptons lourds en association avec un partenaire léger, car les sections efficaces sont très petites, étant donné les limites actuels sur le paramètre de mélange ζ , soit une limite supérieure d'environ 0.006 pour ζ^2 (voir chapitre 1). Donc, le nombre d'événements qui seront possiblement produits sera largement insuffisant pour effectuer une quelconque analyse, et de poser de nouvelles limites sur leurs masses.

En général les leptons lourds neutres et chargés peuvent se désintégrer, soit dans le mode à courant chargé (échange d'un W^\pm), ou dans le mode à courant neutre (échange d'un Z^0):

$$\begin{aligned} N &\rightarrow \ell^\pm W^\mp & , & & N &\rightarrow L^\pm W^\mp & , & & N &\rightarrow \nu_\ell Z, \\ L^\pm &\rightarrow \nu_\ell W^\pm & , & & L^\pm &\rightarrow N W^\pm & , & & L^\pm &\rightarrow \ell^\pm Z, \end{aligned}$$

où N est un lepton lourd neutre et L^\pm est un lepton lourd chargé; $\ell = e, \mu$ ou τ .

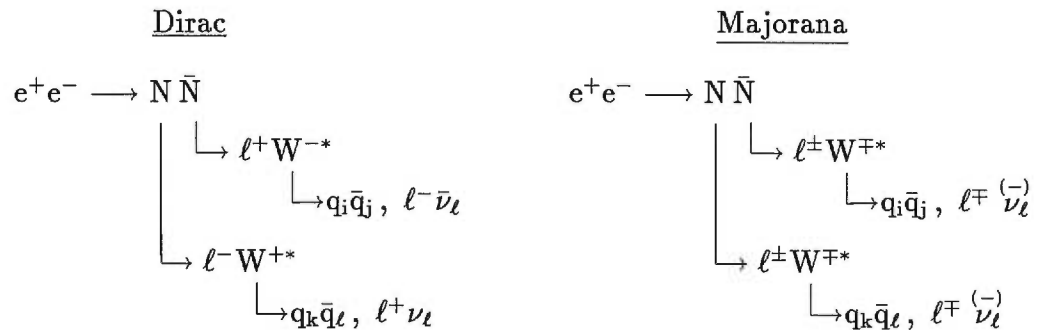
Étant donné les énergies considérées, les bosons médiateurs W^\pm et Z^0 seront virtuels (voir chapitre 2). Mais dans les faits, il y a toujours les composantes réelle et virtuelle qui sont présentes en même temps. La masse du lepton lourd déterminera la contribution relative de chacune, et il est important d'avoir une transition continue entre les deux.

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le canal à courant chargé (CC) sera dominant aux énergies et aux masses considérées. Nous nous limitons donc au cas où N et L^\pm se désintègrent dans le canal à courant chargé uniquement, ce qui revient à considérer une quatrième génération de leptons. Les échantillons Monte Carlo qui seront générés pour faire les comparaisons avec les données, seront donc du type séquentiel. Mais il est important de noter que le canal CC

sera également dominant pour tous les types de leptons lourds. Étant donné la symétrie du détecteur OPAL (voir chapitre 3), les résultats que nous allons obtenir s'appliquent également aux leptons lourds de type miroirs (puisque ces derniers possèdent une distribution inverse dans le domaine en $\cos \theta$ en comparaison avec le type séquentiel); et avec une très bonne approximation, les limites qui seront obtenues s'appliqueront également aux leptons lourds de type vectoriels, puisque leur section efficace totale de production est supérieure aux types séquentiels et miroirs (voir chapitre 2). En effet nous nous attendons à ce que les efficacités de détection soient comparables pour tous les types de leptons lourds.

Nous avons donc recherché des leptons lourds neutres en considérant les différents cas suivants:

(A) $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$ (production en paires de leptons lourds neutres), en considérant les différents cas où N se désintègre en un lepton standard et un boson W : soit $N \rightarrow eW$, $N \rightarrow \mu W$, et $N \rightarrow \tau W$. En effet, pour éviter un changement de saveur leptonique dans les diagrammes de Feynman à une boucle (par courant neutre ou FCNC), N ne peut avoir qu'une seule voie de désintégration possible, c'est-à-dire soit uniquement $N \rightarrow eW$, $N \rightarrow \mu W$, ou $N \rightarrow \tau W$. Étant donné que N peut être soit de type Dirac ou Majorana, nous avons schématiquement:



Étant donné que le rapport d'embranchement $BR(W \rightarrow \ell\nu)$ n'est que de 32 %, alors que $BR(W \rightarrow q\bar{q}')$ est de 68 %, ce processus ne donnera comme signature, dans environ la moitié des cas, que deux leptons chargés isolés (provenant de la

désintégration du N et \bar{N}) en présence de plusieurs jets de particules³ (suite à la fragmentation des quarks provenant de la désintégration du W^+ et du W^-); mais il est à noter que dans tous les cas, il y aura au moins deux leptons chargés isolés. Nous avons représenté à la figure 4.2, les sections efficaces de production du processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$, lorsque le lepton lourd neutre est de type Dirac, ou Majorana, tous deux de type séquentiel, en fonction de sa masse m_N ; les courbes correspondent à une énergie au centre de masse de 172 GeV.

(B) $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$ (production en paires de leptons lourds chargés), en considérant le cas où L^\pm se désintègre en un neutrino standard et un boson W : soit $L^\pm \rightarrow \bar{\nu}_\ell^{(\pm)} W^\pm$ (où $\nu_\ell = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$):

$$\begin{array}{l}
 e^+e^- \longrightarrow L^+L^- \\
 \begin{array}{l}
 \left. \begin{array}{l} \longrightarrow \nu_\ell W^{-*} \\ \longrightarrow \bar{\nu}_\ell W^{+*} \end{array} \right\} \\
 \begin{array}{l} \longrightarrow q_i \bar{q}_j, \ell^- \bar{\nu}_\ell \\ \longrightarrow q_k \bar{q}_\ell, \ell^+ \nu_\ell \end{array}
 \end{array}
 \end{array}$$

Ce processus a pour signature, dans la grande majorité des cas, des événements à plusieurs jets accompagnés d'une énergie transverse manquante importante, due à la présence des neutrinos légers, provenant de la désintégration du L^+ et du L^- . Les sections efficaces de production apparaissent à la figure 4.3 en fonction de la masse m_L du lepton lourd chargé, à une énergie au centre de masse de 172 GeV.

(C) $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$ (production en paires de leptons lourds chargés), où L^\pm , cette fois-ci, se désintègre en un lepton lourd neutre et un boson W : soit $L^\pm \rightarrow N W^\pm$ (où N est stable à l'intérieur du volume fiducial du détecteur OPAL). Ici, L^\pm et N doivent être membres d'un même doublet de $SU(2)$.

³Un *jet* est défini communément comme un regroupement de trajectoires et d'amas d'énergies, détectés dans une même région du détecteur.

$$\begin{array}{l}
 e^+e^- \longrightarrow L^+ L^- \\
 \left. \begin{array}{l} \longrightarrow \\ \longrightarrow \end{array} \right\} \begin{array}{l} N W^{-*} \\ \bar{N} W^{+*} \end{array} \\
 \left. \begin{array}{l} \longrightarrow \\ \longrightarrow \end{array} \right\} \begin{array}{l} q_i \bar{q}_j, \ell^- \bar{\nu}_\ell \\ q_k \bar{q}_\ell, \ell^+ \nu_\ell \end{array}
 \end{array}$$

Ce signal est caractérisé par une très faible énergie visible, si la différence de masse $m_L - m_N$ est petite, car la majeure partie de l'énergie disponible au départ sera emportée par les neutrinos lourds neutres (N et \bar{N}) sous forme de masse. Les sections efficaces de production sont évidemment les mêmes que dans le cas (B) précédent.

Notons que nous ne considérons pas le processus en cascade, c'est-à-dire où $L^\pm \rightarrow N W^\pm$, suivi de $N \rightarrow \ell W^*$, dans le détecteur:

$$\begin{array}{l}
 e^+e^- \longrightarrow L^+ L^- \\
 \left. \begin{array}{l} \longrightarrow \\ \longrightarrow \\ \longrightarrow \\ \longrightarrow \end{array} \right\} \begin{array}{l} N W^{-*} \\ \bar{N} W^{+*} \end{array} \\
 \left. \begin{array}{l} \longrightarrow \\ \longrightarrow \\ \longrightarrow \\ \longrightarrow \end{array} \right\} \begin{array}{l} q_i \bar{q}_j, \ell^- \bar{\nu}_\ell \\ \ell^- W^{+*} \\ q_k \bar{q}_\ell, \ell^+ \nu_\ell \\ \ell^+ W^{-*} \end{array} \\
 \left. \begin{array}{l} \longrightarrow \\ \longrightarrow \end{array} \right\} \begin{array}{l} q_k \bar{q}_\ell, \ell^+ \nu_\ell \\ q_i \bar{q}_j, \ell^- \bar{\nu}_\ell \end{array}
 \end{array}$$

La topologie de ce processus devenant compliquée, l'extraction du signal devient très difficile.

Nous ne considérons pas ici non plus le processus $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$, où les leptons lourds chargés sont stables à l'intérieur du volume du détecteur OPAL, et plus spécifiquement à l'intérieur de la chambre-jet (soit le détecteur central). À cause de leur masse élevée, les leptons lourds laisseront un dE/dx caractéristique comparativement aux particules chargées standards (e, μ , π , p, K). Cette analyse

a été couverte en détail dans la référence [79]. Le générateur EXOTIC a été utilisé dans cette dernière analyse. Par analogie avec le cas (C) décrit ci-haut, des leptons lourds chargés stables peuvent également être issus du processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$, où $N \rightarrow L^-W^+$, si le lepton lourd chargé (L^-) et le lepton lourd neutre (N) font partie d'un même doublet, et que la masse du L^- est inférieure à celle du N .

4.2 Les simulations Monte Carlo

4.2.1 Les signaux

Pour comprendre les caractéristiques des événements recherchés il faudra créer des échantillons de données simulées par Monte Carlo pour quelques valeurs de masse du lepton lourd, choisies dans le domaine accessible aux énergies de 170 et 172 GeV (voir figures 4.2 et 4.3). Le nouveau générateur Monte Carlo EXOTIC, décrit en détail au chapitre 2 précédent, a donc été utilisé pour la simulation des événements provenant des processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$ et $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$, avec les différents modes de désintégration décrits à la section précédente. Étant donné que la majorité des données a été recueillie à une énergie au centre de masse de 172.3 GeV (comme, soit-dit en passant, cela avait été prévu pour la mise en service du LEP 2 à cette énergie), tous les échantillons Monte Carlo ont été générés à une énergie de 172 GeV.

Il est important de noter que notre choix des masses, pour les échantillons Monte Carlo à simuler, n'est pas arbitraire, mais a été dicté par les limites déjà existantes sur les masses (c'est-à-dire celles obtenues par une analyse précédente faite à $\sqrt{s} = 161.3$ GeV), par la contrainte cinématique imposée aux énergies considérées, et par les sections efficaces de production.

La production $N\bar{N}$ (cas A):

Étant donnée que N peut être une particule de Dirac ou de Majorana, nous avons généré des échantillons Monte carlo pour les deux cas. La principale différence, mis à part la section efficace et les charges des leptons, se trouve dans la distribution en $\cos \theta$ (où θ est l'angle de diffusion de N par rapport à la direction de l'électron initial). Cette distribution est symétrique dans le cas où N est de type Majorana (voir la figure 2.9 au chapitre 2 précédent).

Les échantillons d'événements générés sont donc:

1. Pour le cas où N est de type Dirac, $m_N = 70, 75, \text{ et } 80$ GeV pour chacune des voies de désintégration $N \rightarrow e^- W^{+*}$ et $N \rightarrow \mu^- W^{+*}$; pour le cas $N \rightarrow \tau^- W^{+*}$ le domaine en masse varie de 65 à 80 GeV (voir le tableau VIII suivant).
2. Dans le cas où N est de type Majorana, $m_N = 60, 65, 70, \text{ et } 75$ GeV pour les cas $N \rightarrow e^\pm W^\mp$ et $N \rightarrow \mu^\pm W^\mp$; alors que pour le cas $N \rightarrow \tau^\pm W^\mp$, $m_N = 55, 60, 65, 70, \text{ et } 75$ GeV (voir le tableau IX suivant).

Dans les deux cas, chacun des échantillons consiste en 2000 événements.

La production L^+L^- , avec $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$ (cas B):

Deux échantillons seulement, de 2000 événements chacun, ont été simulés, pour des masses m_L de 75, et 80 GeV (voir le tableau XI suivant). Comme nous l'avons dit plus haut, étant donné les limites déjà existantes, ces échantillons sont suffisants pour le cas considéré ici.

La production L^+L^- , avec $L^\pm \rightarrow N W^\pm$ (cas C):

Puisque dans ce cas il y a deux masses inconnues, celle du L^\pm et celle du N , nous avons simulé plusieurs combinaisons de masses pour les deux leptons lourds: 30

échantillons, de 1000 événements chacun, ont été générés dans le plan (m_L, m_N) , m_L variant entre 70 et 85 GeV, et m_N entre 40 et 80 GeV, avec un pas de 5 GeV dans les deux cas (voir le tableau XIII suivant).

4.2.2 Les bruits de fond

Tout processus ayant des leptons et des jets, avec ou sans énergie transverse manquante, est susceptible d'être confondu avec les signaux recherchés. Pour bien comprendre les propriétés des événements du bruit de fond, il a fallu en générer quelques échantillons. Différents générateurs Monte Carlo, adaptés à chaque type de processus bien spécifique, ont servi à cette production de données simulées. Il est à noter que tous ces bruits de fond ne sont pas nécessairement importants pour tous les cas d'analyse considérés, mais peuvent être spécifiques à un cas particulier. En ordre d'importance (au regard de la section efficace), les bruits de fond les plus susceptibles de nuire aux signaux recherchés sont:

- le processus à deux photons: ce processus est un bruit de fond important pour le cas C, étant donné qu'il donnera lieu également à une très faible énergie visible. Pour de petites valeurs de Q^2 ($Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$) avec $M_{\gamma\gamma} > 2 \text{ GeV}$, le générateur PHOJET [80] a été utilisé ($\sigma = 19.88 \text{ nb}$). Pour les grandes valeurs de Q^2 ($Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$) avec $M_{\gamma\gamma}^2 > 3 \text{ GeV}^2$ nous avons utilisé le générateur PYTHIA [64]. La région où $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ avec $M_{\gamma\gamma} < 2 \text{ GeV}$ n'a pas été simulée, cette dernière ne représentant pas un sérieux bruit de fond pour cette analyse. Pour le mode leptonique ($e^+e^- \tau^+\tau^-$) le générateur Vermaseren [81] a été utilisé ($\sigma = 410 \text{ pb}$).
- les événements multihadroniques ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$) ont été simulés avec le générateur PYTHIA ($\sigma = 122.7 \text{ pb}$). Ils constituent un bruit de fond assez important pour tous les cas considérés, car ces événements donnent lieu à des jets et des leptons de basse énergie.

- la production de paires W^+W^- , a été simulée avec le générateur PYTHIA ($\sigma = 11.52$ pb). Ce processus est surtout important pour le cas B, dans le cas où l'énergie manquante due aux neutrinos, provenant de la désintégration de L^+ et de L^- , est faible.
- les paires $\tau^+\tau^-$ ($e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$), ont été simulées avec le générateur KORALZ [82] ($\sigma = 10.7$ pb). Les désintégrations des taus donnent lieu à plusieurs topologies. Ce processus constitue donc un bruit de fond pour tous les signaux, mais sa contribution est faible.
- les processus à quatre fermions (par courant neutre), ont été simulés avec le générateur FERMISV [83] ($\sigma = 9.44$ pb). Ces processus donnent lieu également à diverses topologies qui pourraient imiter certains cas étudiés.

Afin de représenter autant que possible la “réalité” des choses, tous les événements Monte Carlo générés, au niveau “particules”, ont été ensuite soumis à une simulation complète du détecteur OPAL. Ainsi, nous obtenons la meilleure correspondance possible entre les données dites réelles, et les données Monte Carlo. Comme nous l'avons déjà souligné au chapitre précédent, le même schéma d'analyse sera appliqué aux données réelles et aux échantillons Monte Carlo, pour faire les comparaisons.

4.3 La sélection des candidats

Nous expliquons dans cette section la méthode de sélection des événements candidats aux signaux recherchés. L'ordre dans lequel nous présentons le schéma ou les étapes de l'analyse suit exactement celui des différents programmes d'analyse utilisés.

4.3.1 Vérification du statut du détecteur OPAL

Tout d'abord, nous exigeons que le détecteur central, ainsi que le calorimètre électromagnétique, soient tous deux parfaitement opérationnels. Il peut arriver, en effet, que parfois un sous-détecteur d'OPAL ne soit pas tout à fait opérationnel (au sens qu'il ne participe pas à l'acquisition de données) pour une raison liée à un problème technique, en général pour une courte période de temps. Dans les banques de données associées à un événement dont l'acquisition a été ordonnée par le système de déclenchement central, on a réservé des bits qui indiquent le statut de chaque sous-détecteur. Ainsi, nous vérifions plus particulièrement, pour chaque événement analysé, le statut du détecteur central, et celui du calorimètre électromagnétique, qui sont des éléments importants pour notre analyse.

4.3.2 Sélection des trajectoires et des amas d'énergie

Au régime énergétique du LEP 2, la probabilité de rayonnement de photons(s) dans l'état initial est particulièrement élevée pour ceux ramenant l'énergie au centre de masse aux alentours de la masse du Z^0 , c'est-à-dire $\sqrt{s} \rightarrow \sqrt{s'}$. La figure 4.1 montre l'énergie visible des événements enregistrés aux différentes énergies du LEP 2. Nous pouvons y voir clairement que la plupart des événements sont issus des interactions e^+e^- qui ont lieu à une énergie au centre de masse réduite, suite au rayonnement de photon(s) dans l'état initial. Ces photons sont émis le plus souvent parallèlement à l'axe du faisceau, et ne sont donc pas détectés dans la majeure partie des cas. Nous devons donc, en premier lieu, sélectionner les événements dont l'interaction primaire a lieu à une énergie d'environ $2 \times E_{\text{beam}}$, où E_{beam} est l'énergie des faisceaux.

Toutes les trajectoires reconstruites dans le détecteur central représentant des traces chargées, ainsi que tous les amas d'énergies ("clusters") déposés dans les calorimètres électromagnétique et hadronique sont assujettis à certains critères

de qualité minimale (c'est-à-dire des coupures) pour être acceptés et considérés dans la suite de l'analyse:

pour les traces chargées:

- les trajectoires doivent être reconstruites avec un minimum de 20 fils touchés dans le détecteur central, pour assurer une bonne qualité de reconstruction.
- l'impulsion transverse (p_T , qui est égale à $\sqrt{p_x^2 + p_y^2}$), doit être supérieure à 0.15 GeV. Cela évite un biais dû aux interactions multiples, pour les très petites impulsions, lors du lissage effectué dans le plan transverse ($x - y$) pour la reconstruction de la trace.
- l'extrapolation de la trace doit s'approcher à moins de 2 cm de l'axe du faisceau, et doit passer à moins de 25 cm en z du centre, au point de plus courte approche dans le plan $r - \phi$. Ces critères définissent une acceptation géométrique qui assure que toutes les traces proviennent du point d'interaction qui a lieu au centre du détecteur.

pour les amas d'énergie:

- chaque amas d'énergie du calorimètre électromagnétique doit avoir une énergie brute (non corrigée) minimum de 0.1 GeV dans la région du baril, et de 0.25 GeV dans les bouchons. La coupure est plus contraignante dans la région des bouchons, à cause d'une résolution plus faible.
- chaque amas d'énergie du calorimètre hadronique doit avoir une énergie minimum de 0.25 GeV. La coupure n'est pas la même que celle appliquée au calorimètre électromagnétique, à cause d'une résolution plus faible.

4.3.3 Identification des électrons, muons, et taus

Comme nous venons de le voir, certains des signaux recherchés ont comme principale caractéristique des leptons isolés qui peuvent être soit des électrons, soit des muons ou encore des taus. Nous présentons ici les méthodes utilisées pour sélectionner ces leptons:

pour les candidats électrons:

une trace chargée sera considérée potentiellement celle d'un électron (nous dirons que c'est un candidat électron), si au moins l'une des deux méthodes suivantes est satisfaite:

- **méthode (1):** *sélection standard pour l'identification d'un électron:* une bonne trace chargée dans le détecteur central satisfaisant à toutes les conditions suivantes est considérée un candidat électron:
 - $p > 3.0$ GeV, où p est l'impulsion de la trace chargée.
 - $0.7 < E/p < 1.4$, où E est l'énergie de l'amas d'énergie du calorimètre électromagnétique associé à cette trace, c'est-à-dire vers lequel la trace pointe. La figure 4.4 compare la distribution du rapport E/p pour les électrons à celles des autres particules chargées.
 - $8 < dE/dx < 13$ (keV/cm), où dE/dx est la perte d'énergie par ionisation, mesurée dans le détecteur central. La figure 4.5 montre les distributions de la perte d'énergie spécifique des particules chargées en fonction de leur impulsion.
 - le nombre d'échantillonnage en dE/dx doit être d'au moins 20. Puisque la valeur de dE/dx utilisée est en fait une valeur moyenne d'un certain échantillonnage, il est nécessaire d'avoir un nombre suffisant d'échantillons pour éviter des fluctuations statistiques.

- **méthode (2)**: en utilisant la réponse d'un réseau de neurones artificiel, spécialement entraîné pour identifier des électrons [84]; cette réponse doit être plus grande que 0.90. Le réseau utilise comme entrées principalement les diverses informations provenant de: l'impulsion de la trace, la perte d'énergie spécifique due à l'ionisation, l'énergie de l'amas énergétique du calorimètre électromagnétique associé, le nombre de blocs de verre au plomb de cet amas, et le signal du pré-échantillonneur associé à cette trace.

Dans chaque cas un critère d'isolation est exigé du candidat électron sélectionné ci-haut. Nous mesurons l'énergie totale contenue dans un cône ayant un demi-angle d'ouverture de 15° autour de la direction de l'électron. L'électron est dit *isolé* si cette énergie n'excède pas 5 GeV. Il est à noter qu'en calculant cette énergie nous ne tenons pas compte de l'amas d'énergie du calorimètre électromagnétique associé à l'électron. Nous pouvons voir à la figure 4.6 la distribution de l'énergie contenue dans un cône ayant un demi-angle d'ouverture de 15° pour les électrons et les autres particules chargées dans le processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$ pour le cas où $N \rightarrow eW$.

pour les candidats muons:

Une trace ayant une impulsion $p > 3.0$ GeV est identifiée comme un candidat muon si lui sont associés des segments de traces dans les chambres à muons. La correspondance entre les segments de traces laissés dans les chambres à muons et la trajectoire reconstruite dans le détecteur central, est faite en extrapolant cette dernière vers les chambres à muons. Dans les régions non-couvertes par les chambres à muons, l'identification est faite en faisant la correspondance entre la trace et le signal laissé dans les plaques sensibles du calorimètre hadronique. Nous demandons aussi que les muons soient isolés de la même façon que pour les électrons. La distribution de l'énergie contenue dans un cône ayant un demi-angle d'ouverture de 15° pour les muons est très comparable à celle des candidats électrons.

pour les candidats taus:

Contrairement à l'électron, qui est stable, et au muon qui possède relativement une longue durée de vie, le lepton τ ne peut être identifié que par ses produits de désintégration, car son temps de vie est très court ($291.0 \pm 1.5 \times 10^{-15}$ s [85]). Il faut également tenir compte des différentes voies de désintégration du lepton τ , qui peut être identifié soit par la présence d'un électron ou d'un muon (comme ci-haut) dans le cas où le tau se désintègre dans son mode purement leptonique ($\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$ ou $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$, 35% des fois), ou encore par la reconstruction de jets, dans le cas où le tau se désintègre en hadrons (c'est-à-dire en mode semi-leptonique) dans des états finals contenant une ou trois particules chargées ($\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$, ou $\tau \rightarrow \pi\pi\pi\nu_\tau$). Dans ce dernier cas un jet (nous parlerons de la reconstruction des jets à la section suivante) est identifié comme un candidat τ si l'un des deux ensembles de critères suivants est satisfait:

• **pour $\tau \rightarrow 1$ particule chargée:**

- le jet contient au moins une trace chargée ayant $p > 3.0$ GeV.
- aucune trace chargée n'est trouvée dans un cône de demi-angle d'ouverture de 15° entourant la trace chargée la plus énergétique (c'est le critère d'isolation).
- la somme des impulsions des autres traces à l'intérieur du jet est inférieure à 1.0 GeV.
- la masse invariante de toutes les traces chargées ainsi que des amas d'énergie à l'intérieur du cône doit être inférieure à 3.0 GeV.

• **pour $\tau \rightarrow$ trois particules chargées:**

- le jet contient exactement trois traces chargées dans un cône de demi-angle d'ouverture de 15° .
- la somme des impulsions des trois traces chargées est supérieure à 3.0 GeV.

- la masse invariante de toutes les traces chargées ainsi que des amas d'énergie à l'intérieur du cône doit être inférieure à 3.0 GeV.

4.3.4 Les observables utilisées

Pour réduire les divers bruits de fond sans perdre les signaux recherchés, nous devons appliquer des coupures sur des observables spécifiques qu'il est important de choisir judicieusement. Nous allons décrire ici les différentes observables retenues pour l'analyse, leur importance, ainsi que la façon de les évaluer:

- L'énergie visible (E_{vis}): c'est une observable très importante plus particulièrement pour le cas C. Pour la calculer, nous utilisons toutes les traces chargées, ainsi que tous les amas d'énergie des calorimètres électromagnétique et hadronique sélectionnés. Plus spécifiquement, à partir de la base de données d'un événement OPAL, nous construisons un quadri-vecteur d'impulsion-énergie pour chaque trace chargée, à partir des trois coordonnées de l'impulsion (obtenues avec les paramètres de reconstruction de la trajectoire), et en prenant comme masse celle d'un pion. Ceci est une très bonne approximation, étant donné que la majorité des particules chargées sont des pions, mais aussi parce que nous sommes dans un régime de haute énergie, où l'impulsion d'une particule se confond avec son énergie. Pour ce qui est des amas d'énergie des calorimètres, le quadri-vecteur d'impulsion-énergie est construit à partir de l'énergie déposée et de la position polaire et azimutale de l'amas en question. Nous considérons donc chaque quadri-vecteur, ainsi construit, comme provenant d'une particule. Le quadri-vecteur d'impulsion-énergie *visible* de l'événement est calculé à partir de toutes les traces chargées et de tous les amas d'énergie:

$$P_{vis}^{\mu} = \sum_{i=1}^N (E_i, p_{x_i}, p_{y_i}, p_{z_i}) \quad \text{où } N = \text{nombre de particules.}$$

Cette dernière relation n'est pas tout à fait juste. En effet, nous devons appliquer des corrections afin de tenir compte d'une possible association

entre les traces chargées et les amas d'énergie, pour éviter le double comptage [86]. À titre d'exemple, un électron déposera toute son énergie dans un bloc (ou quelques blocs adjacents) du calorimètre électromagnétique. Nous devons donc soustraire cette énergie lors de la sommation, puisqu'avec une très bonne approximation, l'énergie de l'électron est déjà obtenue en mesurant l'impulsion de la trace chargée qui lui est associée.

L'énergie visible est donc donnée par la composante temporelle du quadri-vecteur P_{vis}^μ :

$$E_{\text{vis}} = P_{\text{vis}}^0$$

- La valeur de la poussée (ou "thrust"): cette valeur décrit la topologie de l'événement. Elle est utilisée pour exclure les événements formés de deux jets dos à dos, dont la source majeure provient du processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Son expression est donnée par:

$$T = \max \frac{\sum_i |\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}_i|}{\sum_i |\mathbf{p}_i|}$$

\mathbf{n} est un vecteur unitaire, et l'axe de poussée est donnée par le vecteur \mathbf{n} pour lequel T atteint sa valeur maximale. L'intervalle des valeurs possibles est $0.5 \leq T \leq 1.0$. Un événement à deux jets donnera une valeur $T \approx 1.0$, alors qu'un événement isotropique donnera $T \approx 0.5$.

- Le cosinus de l'angle polaire du vecteur d'impulsion manquante ($|\cos \theta_{\text{miss}}|$): il est utilisé pour rejeter les événements radiatifs, où le(s) photon(s) provenant(s) du rayonnement dans l'état initial est(sont) émis à de très petits angles, par conséquent $|\cos \theta_{\text{miss}}| \sim 1$. Sa valeur est donnée par le vecteur d'impulsion manquante (P_{miss}):

$$P_{\text{miss}}^i = -P_{\text{vis}}^i, \text{ où } i = x, y, z$$

$$\cos \theta_{\text{miss}} = \frac{P_{\text{miss}}^z}{|\mathbf{P}_{\text{miss}}|}$$

- L'impulsion transverse manquante ($p_{T\text{miss}}$): c'est une observable très importante surtout pour le cas C. Son expression est donnée par:

$$p_{T\text{miss}} = \sqrt{P_{x\text{miss}}^2 + P_{y\text{miss}}^2}$$

- L'énergie manquante (E_{miss}): elle est importante lors de la discrimination des événements radiatifs, ainsi que dans le cas où il y a des neutrinos dans l'état final. Elle est donnée par la grandeur du vecteur \mathbf{P}_{miss} .
- Le nombre de jets (N_{jets}): est important pour discriminer les événements à deux jets par rapport aux quatre jets produits dans la plupart des signaux recherchés. L'algorithme choisi pour la reconstruction des jets est le k_{\perp} ("Durham") [87] avec comme paramètre de résolution y_{cut} de 0.004.
- L'angle polaire de l'axe de poussée ($\cos \theta_{\text{thrust}}$): est utilisé pour distinguer les événements où il y a eu interaction entre les particules des faisceaux et le gaz résiduel dans le tube sous vide dans lequel ils circulent, ou encore avec les parois du tube à vide. Cette observable est également utilisée pour éliminer les événements où les jets sont dirigés près de l'axe du faisceau, et sont donc mal reconstruits.

4.3.5 Cas A: sélection de candidats $N\bar{N}$

Afin d'être considérés comme des candidats $N\bar{N}$ potentiels, les événements doivent satisfaire à l'ensemble des coupures suivantes (appliquées de manière successive):

(A1) Une sélection multihadronique *standard*, où les traces et les amas d'énergie doivent satisfaire aux critères suivants:

- $R_{\text{vis}} \geq 0.10$, où $R_{\text{vis}} = \frac{E_{\text{shw}}}{2 \times E_{\text{beam}}}$; $E_{\text{shw}} = \sum E_{\text{raw}}$ et E_{raw} est l'énergie brute (c'est-à-dire non corrigée) d'un amas d'énergie qui satisfait les contraintes de qualité.
- $R_{\text{bal}} \leq 0.65$, où $R_{\text{bal}} = \frac{E_{\text{bal}}}{E_{\text{shw}}}$; $E_{\text{bal}} = \sum E_{\text{raw}} \cos \theta$ (θ est l'angle polaire de l'amas).
- il y a au moins 7 bons amas d'énergie.

- il y a au moins 5 bonnes traces.

La sélection multihadronique nous permet de sélectionner des événements contenant des jets, et donc plusieurs particules dans l'état final, étant donné la caractéristique du signal recherché. Cette sélection agit comme filtre pour rejeter le plus possible les événements provenant des réactions $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, ainsi que des processus à deux photons et à quatre fermions (tous des leptons).

(A2) Il y a au moins 2 leptons isolés de même type (e^- , μ^- , ou τ^-). Nous n'appliquons aucune contrainte sur la combinaison des charges électriques des deux leptons afin d'être sensible aux deux types de leptons lourds neutres que nous recherchons, soit de type Dirac et de type Majorana.

(A3) Afin de rejeter les événements radiatifs, c'est-à-dire ceux pour lesquels l'énergie du centre de masse effective a été réduite typiquement à la masse du Z^0 par un rayonnement de photon(s) dans l'état initial, nous demandons que $|\cos \theta_{\text{miss}}| < 0.95$, si $E_{\text{miss}} > 35$ GeV. La figure 4.7 montre les distributions de E_{miss} après la coupure (A2).

(A4) Le nombre de jets reconstruits doit être au moins quatre. Les distributions du nombre de jets après la coupure (A2) sont montrées à la figure 4.8.

Les tableaux V et VI donnent le nombre d'événements $N \rightarrow eW$ et $N \rightarrow \mu W$ restants après chaque coupure (les nombres d'événements pour les cas où N est de type Dirac ou Majorana sont également indiqués dans ces tableaux). Aucun candidat n'est sélectionné parmi les données, ce qui est en accord avec celui attendu pour les bruits de fond.

Pour le cas où $N \rightarrow \tau W$ nous devons appliquer une coupure additionnelle étant donné que le bruit de fond est plus important.

(A5) Pour le cas $N \rightarrow \tau W$ nous demandons en plus que $65 < E_{\text{vis}} < 160$ GeV, où E_{vis} est l'énergie visible. Les distributions de la figure 4.8 justifient cette coupure.

Le nombre d'événements restants dans ce cas après chaque coupure est montré dans le tableau VII. La sélection finale nous laisse avec deux événements candidats, alors que nous nous attendons également à environ deux événements du bruit de fond; il n'y a donc pas d'excès d'événements.

Les efficacités de sélection obtenues pour la production $N\bar{N}$ après avoir appliqué l'ensemble des coupures données ci-haut, sont évaluées à partir des échantillons Monte Carlo et sont montrées dans le tableau VIII pour un lepton lourd neutre de type Dirac, et dans le tableau IX pour le type Majorana.

Tableau V: Nombre d'événements observés dans l'échantillon de données, celui attendu pour les différentes sources de bruit de fond, et celui attendu pour le signal $N\bar{N}$ (types Dirac et Majorana) pour le cas où $N \rightarrow eW$. Les nombres correspondent à une luminosité totale intégrée de 10.3 pb^{-1} . La colonne pour le processus à quatre fermions (4-f) inclut le bruit de fond provenant de la production de paires W^+W^- .

coupure	données	bruit total	$q\bar{q}(\gamma)$	$\gamma\gamma$	$\tau^+\tau^-$	4-f	Dirac $m_N = 75$	Majorana $m_N = 65$
A1	1411	1288	1137	26.6	3.33	120.8	5.67	4.15
A2	1	1.72	0.35	0.0	0.03	1.34	4.07	3.14
A3	1	1.48	0.21	0.0	0.03	1.25	4.01	3.07
A4	0	0.68	0.08	0.0	0.01	0.59	3.88	2.89

4.3.6 Cas B: sélection de candidats L^+L^- avec $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^{\pm(*)}$

Pour être considérés comme des candidats L^+L^- potentiels où chaque lepton lourd chargé se désintègre en un neutrino léger et un boson W (réel ou virtuel), les événements doivent satisfaire à l'ensemble de coupures suivantes:

Tableau VI: Nombre d'événements observés dans l'échantillon de données, celui attendu pour les différentes sources de bruit de fond, et celui attendu pour le signal $N\bar{N}$ (types Dirac et Majorana) pour le cas où $N \rightarrow \mu W$. Les nombres correspondent à une luminosité totale intégrée de 10.3 pb^{-1} . La colonne pour le processus à quatre fermions (4-f) inclut le bruit de fond provenant de la production de paires W^+W^- .

coupure	données	bruit total	$q\bar{q}(\gamma)$	$\gamma\gamma$	$\tau^+\tau^-$	4-f	Dirac $m_N = 75$	Majorana $m_N = 65$
A1	1411	1288	1137	26.6	3.33	120.8	5.37	3.81
A2	0	1.23	0.27	0.0	0.0	0.96	3.41	2.53
A3	0	1.02	0.13	0.0	0.0	0.89	3.37	2.47
A4	0	0.51	0.04	0.0	0.0	0.47	3.28	2.36

(B1) La même sélection multihadronique que pour le cas A précédent.

(B2) Pour réduire le bruit de fond provenant des processus $q\bar{q}\gamma$ et $\gamma\gamma$, nous exigeons que les énergies déposées dans chaque calorimètre avant (un à chaque bout du détecteur OPAL), chaque "gamma-catcher", et chaque calorimètre au silicium-tungstène soient plus petites que 2 GeV, 5 GeV, et 5 GeV respectivement.

(B3) Les distributions de $|\cos\theta_{\text{miss}}|$ après la coupure (B1) (figure 4.9-(a)) indiquent que les événements radiatifs sont rejetés en imposant la coupure $|\cos\theta_{\text{miss}}| < 0.85$.

(B4) Pour rejeter les événements contenant deux jets dos à dos provenant principalement du processus $q\bar{q}(\gamma)$, la poussée ("thrust") de l'événement doit être inférieure à 0.85 (voir figure 4.9-(b)).

(B5) Si aucun lepton isolé n'est trouvé dans l'événement, les contraintes suivantes sont appliquées:

Tableau VII: Nombre d'événements observés dans l'échantillon de données, celui attendu pour les différentes sources de bruit de fond, et celui attendu pour le signal $N\bar{N}$ (types Dirac et Majorana) pour le cas où $N \rightarrow \tau W$. Les nombres correspondent à une luminosité totale intégrée de 10.3 pb^{-1} . La colonne pour le processus à quatre fermions (4-f) inclut le bruit de fond provenant de la production de paires W^+W^- .

coupure	données	bruit total	$q\bar{q}(\gamma)$	$\gamma\gamma$	$\tau^+\tau^-$	4-f	Dirac $m_N = 65$	Majorana $m_N = 55$
A1	1411	1288	1137	26.6	3.33	120.8	9.42	7.62
A2	4	7.99	2.44	0.59	0.10	4.84	3.68	2.86
A3	4	6.53	1.41	0.48	0.09	4.52	3.62	2.81
A4	3	3.52	0.61	0.48	0.02	2.40	3.26	2.45
A5	2	1.98	0.21	0.0	0.01	1.76	3.05	2.26

- $80 < E_{\text{vis}} < 145 \text{ GeV}$. La figure 4.10-(a) montre les distributions de l'énergie visible après la coupure (B4).
- $p_{\text{Tmiss}} > 15 \text{ GeV}$, où p_{Tmiss} est l'impulsion transverse manquante ou encore l'impulsion transverse de l'événement. Ces coupures se justifient par les distributions en p_{Tmiss} après la coupure (B4) (figure 4.10-(b)).
- $N_{\text{jets}} \geq 4$, où N_{jets} est le nombre de jets reconstruits (voir figure 4.10-(c)). Ainsi, nous sélectionnons les événements où les deux bosons W se désintègrent via leur mode hadronique.
- l'impulsion maximale (p_{max}) d'une bonne trace ne doit pas dépasser 25 GeV. Les distributions de l'impulsion maximale d'une trace après la coupure (B4) sont montrées à la figure 4.10-(d).

(B6) Si au moins un lepton isolé est trouvé dans l'événement, nous appliquons les coupures suivantes:

Tableau VIII: Efficacités de sélection (en pourcent) des candidats $N\bar{N}$ (de type Dirac) pour différentes masses. Les erreurs sont statistiques.

	Dirac		
	$N \rightarrow e W$	$N \rightarrow \mu W$	$N \rightarrow \tau W$
$m_N = 65$	-	-	30.3 ± 1.0
$m_N = 70$	62.7 ± 1.1	50.0 ± 1.1	27.2 ± 1.0
$m_N = 75$	61.9 ± 1.1	52.2 ± 1.1	27.9 ± 1.0
$m_N = 80$	58.3 ± 1.1	47.8 ± 1.1	21.9 ± 0.9

Tableau IX: Efficacités de sélection (en pourcent) des candidats $N\bar{N}$ (de type Majorana) pour différentes masses. Les erreurs sont statistiques.

	Majorana		
	$N \rightarrow e W$	$N \rightarrow \mu W$	$N \rightarrow \tau W$
$m_N = 55$	-	-	27.4 ± 1.0
$m_N = 60$	60.9 ± 1.1	48.3 ± 1.1	28.7 ± 1.0
$m_N = 65$	63.0 ± 1.1	51.5 ± 1.1	29.1 ± 1.0
$m_N = 70$	65.6 ± 1.1	52.5 ± 1.1	29.3 ± 1.0
$m_N = 75$	63.6 ± 1.1	51.8 ± 1.1	26.8 ± 1.0

- $40 < E_{\text{vis}} < 100$ GeV.
- $p_{\text{Tmiss}} > 20$ GeV.
- $N_{\text{jets}} \geq 3$.

Les distributions de E_{vis} , p_{Tmiss} , et N_{jets} , après la coupure (B4), sont présentées dans la figure 4.11 (a-c).

Le nombre d'événements restant, après l'application successive de chacune des coupures, est porté au tableau X. Nous voyons qu'il reste un événement candidat dans les données, alors qu'environ trois événements sont attendus du bruit de

fond. Les efficacités de sélection qui résultent de l'ensemble des coupures sont montrées dans le tableau XI.

Tableau X: Le nombre d'événements observés dans l'échantillon de données, celui attendu pour les différentes sources de bruit de fond, et celui attendu pour le signal L^+L^- dans le cas où $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$. Les nombres correspondent à une luminosité totale intégrée de 10.3 pb^{-1} . La colonne pour le processus à quatre fermions (4-f) inclut le bruit de fond provenant de la production de paires W^+W^- .

coupure	données	bruit total	$q\bar{q}(\gamma)$	$\gamma\gamma$	$\tau^+\tau^-$	4-f	L^+L^- $m_L = 80$
B1	1411	1288	1137	26.6	3.33	120.8	12.5
B2	1044	990.3	866.5	11.2	2.84	109.9	11.5
B3	406	398.8	303.7	3.60	1.71	89.8	10.1
B4	133	129.6	70.4	1.65	0.23	57.3	7.4
B5 ou B6	1	3.07	0.78	0.0	0.01	2.28	3.2

Tableau XI: Efficacités de sélection (en pourcent) des candidats L^+L^- (pour le cas où $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$) pour différentes masses. Les erreurs sont statistiques.

m_L (GeV)	efficacité (%)
75	25.9 ± 1.0
80	21.8 ± 0.9

4.3.7 Cas C: sélection de candidats L^+L^- avec $L^\pm \rightarrow N W^\pm$

Pour être considérés comme candidats L^+L^- potentiels, dans le cas où chaque lepton lourd chargé se désintègre en un lepton lourd neutre, stable à l'intérieur du détecteur OPAL, et un boson W (réel ou virtuel), les événements doivent satisfaire à l'ensemble de coupures suivantes: (il faut noter que dans ce cas-ci

nous n'appliquons pas la sélection multihadronique standard telle que dans les cas précédents, soit les cas A et B, étant donné que pour de petites différences de masses $m_L - m_N$ l'énergie visible est très petite, et la multiplicité en particules faible)

(C1) Nous exigeons que les événements contiennent au moins 5 bonnes traces chargées. Cette coupure a pour but de rejeter dès le début la presque totalité des événements à quatre fermions (tous des leptons) et des processus à deux photons leptoniques.

(C2) Les critères sur les énergies déposées dans les calorimètres avant, les “gamma-catcher”, et les calorimètres au silicium-tungstène, sont les mêmes que dans le cas précédent (cas B).

(C3) Pour réduire les bruits de fond provenant des interactions entre le faisceau d'électrons ou de positrons, et le tube à vide où l'air résiduel dans ce tube, nous demandons que $|\cos \theta_{\text{thrust}}|$ soit plus petit que 0.9, où θ_{thrust} est l'angle polaire de l'axe de la poussée (“thrust”). Les distributions de $|\cos \theta_{\text{thrust}}|$ sont montrés à la figure 4.13-(b).

(C4) Pour réduire le bruit de fond très important provenant des processus à deux photons, nous appliquons une coupure sur l'impulsion transverse manquante par rapport à l'axe du faisceau: $p_{\text{Tmiss}} > 5 \text{ GeV}$ (lorsque les amas d'énergie du calorimètre hadronique sont inclus dans le calcul de p_{Tmiss}), et $p_{\text{Tmiss}}^{\text{no-HCAL}} > 5 \text{ GeV}$ (lorsqu'ils en sont exclus) (voir figure 4.13-(a)).

(C5) La coupure $|\cos \theta_{\text{miss}}| < 0.7$ rejette efficacement les événements radiatifs (voir figure 4.13-(c)).

(C6) Les deux leptons lourds neutres provenant chacun de L^+ et L^- emportent avec eux une fraction significative de l'énergie totale. Pour réduire les bruits de fond provenant d'événements multihadroniques et des processus à quatre fermions, nous demandons que $E_{\text{vis}} < 75 \text{ GeV}$ (voir figure 4.13-(d)).

(C7) Pour réduire davantage les bruits de fond provenant des processus à quatre fermions et le bruit de fond provenant de la production de paires $\tau^+\tau^-$,

nous rejetons l'événement s'il contient une particule chargée ayant une impulsion supérieure à 20 GeV. Les distributions de l'impulsion maximale (p_{\max}) qu'une trace chargée peut avoir sont montrées à la figure 4.13-(e).

(C8) Nous n'acceptons que les événements pour lesquels la valeur de la poussée est plus petite que 0.9, afin de rejeter les événements contenant deux jets dos à dos. Cette coupure est justifiée par la distribution de la valeur de la poussée montrée à la figure 4.13-(f).

Le nombre d'événements restants, après l'application successive de chacune des coupures, est porté au tableau XII. Au bout du compte, il ne reste qu'un événement candidat, avec 1.9 événements attendus des bruits de fond. Les efficacités de sélection obtenues à la suite de l'ensemble des coupures sont portées au tableau XIII.

4.4 Résultats et limites obtenues sur les masses

Le nombre total d'événements attendu, dans l'hypothèse d'un lepton lourd d'une masse donnée, est calculé à partir de la section efficace totale de production, de la luminosité totale intégrée recueillie, et des efficacités de sélection (ou de détection) obtenues suite aux trois analyses (dites A, B et C) faites sur les échantillons Monte Carlo. Une interpolation linéaire est faite pour obtenir le nombre d'événement attendus en fonction continue de la masse.

Les erreurs systématiques sur le nombre total d'événements attendus sont estimées à: 0.6% provenant de la luminosité intégrée, typiquement 1-2% de la statistique des échantillons Monte Carlo, 2-5% de l'identification des leptons, et 2-5% de l'interpolation linéaire. Les incertitudes sur l'identification des leptons sont estimées en comparant les efficacités de sélection de leptons dans les Monte Carlo et les données pour les processus standards. L'erreur sur la section efficace totale de production est négligeable, si nous nous tenons aux hypothèses adoptées sur le type de lepton lourd.

Tableau XII: Le nombre d'événements observés dans l'échantillon de données, celui attendu pour les différentes sources de bruit de fond, et celui attendu pour le signal L^+L^- dans le cas où $L^\pm \rightarrow NW^\pm$. Les nombres correspondent à une luminosité totale intégrée de 10.3 pb^{-1} . La colonne pour le processus à quatre fermions (4-f) inclut le bruit de fond provenant de la production de paires W^+W^- . La colonne pour le processus à deux photons ($\gamma\gamma$) n'inclut pas la région $M_{\gamma\gamma} < 2 \text{ GeV}$ avec $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$.

coupure	données	bruit total	$q\bar{q}(\gamma)$	$\gamma\gamma$	$\tau\tau(\gamma)$	4-f	L^+L^-	
							$M_L = 75$ $M_N = 60$	$M_L = 80$ $M_N = 50$
C1	40935	41602	1242	40223	9.30	125.3	17.82	12.84
C2	19792	21753	908.5	20725	8.02	112.1	17.30	12.34
C3	8258	8098	819.4	7165	7.10	106.2	15.90	11.45
C4	531	477.1	382.6	7.41	5.16	81.8	13.36	10.65
C5	211	200.6	135.81	2.04	2.60	60.2	11.15	8.44
C6	6	3.87	1.10	1.97	0.42	0.39	11.15	8.30
C7	3	3.35	1.08	1.73	0.27	0.28	11.15	7.91
C8	1	1.90	0.56	1.12	0.06	0.16	10.33	7.35

Tableau XIII: Efficacités de sélection (en pourcent) des candidats L^+L^- (pour le cas où $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$) pour différents points dans le plan (m_L, m_N) . Les erreurs sont statistiques.

m_N (GeV)	m_L (GeV)			
	70	75	80	85
80	-	-	-	8.5 ± 0.9
75	-	-	11.4 ± 1.0	45.7 ± 1.6
70	-	11.9 ± 1.0	41.0 ± 1.5	52.0 ± 1.6
65	10.3 ± 1.0	40.3 ± 1.5	50.2 ± 1.6	56.7 ± 1.6
60	38.1 ± 1.5	48.0 ± 1.6	51.0 ± 1.6	56.1 ± 1.6
55	45.0 ± 1.6	49.2 ± 1.6	50.7 ± 1.6	54.9 ± 1.6
50	46.2 ± 1.6	49.2 ± 1.6	50.0 ± 1.6	50.8 ± 1.6
45	43.8 ± 1.6	43.8 ± 1.6	42.1 ± 1.6	42.9 ± 1.6
40	39.9 ± 1.5	36.7 ± 1.5	31.3 ± 1.5	30.3 ± 1.4

Les différentes sources d'erreurs systématiques sont considérées comme indépendantes et l'erreur systématique totale est la somme quadratique des erreurs individuelles. L'erreur systématique totale est toujours inférieure à 10%. L'inclusion de l'erreur systématique totale dans le calcul des limites des masses est traitée de la manière décrite par Cousins et Highland [89]: le nombre d'événements accepté pour un niveau de confiance donné, α , est déterminé par la distribution de probabilité de Poisson avec soustraction du bruit de fond (tel que suggéré par le Particle Data Group [90]), plus un terme de correction qui dépend de l'erreur relative. Le nombre maximum d'événements (N) est obtenu en résolvant l'équation suivante:

$$1 - \alpha = 1 - \frac{e^{-(B+N)} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{(B+N)^n}{n!}}{e^{-B} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{B^n}{n!}} \quad (4.1)$$

où α est le niveau de confiance, et B est le nombre d'événements attendus du bruit de fond total après les coupures. L'inclusion de l'erreur systématique est faite en faisant une correction ΔN sur le nombre N :

$$N \rightarrow N + \Delta N \quad (4.2)$$

$$\Delta N = \{(N + B - n_O)/(N + B)\} N^2 \sigma_r^2 / 2 \quad (4.3)$$

où n_O est le nombre d'événements observé dans les données après les coupures, et σ_r est l'incertitude relative. La figure 4.15 montre le nombre d'événements attendu pour la production $N\bar{N}$, en fonction de la masse m_N , ainsi que les limites obtenues à 95% de niveau de confiance pour un lepton lourd neutre de type Dirac. Il en est de même à la figure 4.16 pour un lepton lourd neutre de type Majorana. Pour la production L^+L^- , avec $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$, la figure 4.17 montre le nombre d'événements attendu en fonction de m_L , de même que la limite obtenue à 95% de niveau de confiance. Pour le cas où $L^\pm \rightarrow N W^\pm$ nous avons effectué une interpolation linéaire en 2 dimensions afin d'obtenir le nombre d'événements attendu pour n'importe quel couple de points dans le plan (m_L, m_N) . Enfin, la figure 4.18 montre les limites d'exclusion obtenues en combinant les résultats actuels avec ceux obtenus avec une analyse précédente effectuée à 161 GeV [91]. Cela a été fait en additionnant les nombres d'événements attendus aux deux énergies (soit à 161, et à 170-172 GeV).

Le tableau XIV résume les nouvelles limites sur les masses obtenues sur ces leptons lourds à partir des données recueillies à $\sqrt{s} = 170, 172$ GeV seulement, lorsqu'elles sont combinées à celles obtenues à $\sqrt{s} = 161$ GeV.

4.5 Recherche de leptons excités

Les analyses que nous avons décrites précédemment ont été également utilisées pour la recherche de leptons excités. En effet, étant donné certaines similitudes des modes de production et de désintégration entre les leptons lourds et les leptons excités, certains états finals sont identiques (en terme de topologie), lorsque les leptons excités se désintègrent via le canal à courant chargé suite à un choix spécifique des paramètres f et f' . Les efficacités de détection obtenues dans les analyses des cas (A) et (B), ont été utilisés pour poser les limites sur les masses pour les processus $e^+e^- \rightarrow \nu_\ell^* \bar{\nu}_\ell^*$, avec $\nu_\ell^* \rightarrow \ell W$; et $e^+e^- \rightarrow \ell^{*+} \ell^{*-}$, avec $\ell^{*+} \rightarrow \nu_\ell W$. Il est évident que lors de l'évaluation des limites sur les masses, il

faut utiliser les sections efficaces de production des leptons excités. La recherche de leptons excités au LEP 2 à une énergie de 170 et de 172 GeV est décrite en détail dans la référence [18]. Tous les échantillons Monte Carlo, utilisés dans cette analyse ont été générés avec EXOTIC.

Tableau XIV: Nouvelles limites sur les masses avec les données recueillies à une énergie du centre de masse de 170 et 172 GeV et combinées avec les résultats de l'analyse faite à 161 GeV.

Mode		Limite sur la masse (en GeV)
$N \rightarrow eW$	Dirac	79.1
	Majorana	69.8
$N \rightarrow \mu W$	Dirac	78.5
	Majorana	68.7
$N \rightarrow \tau W$	Dirac	69.0
	Majorana	54.4
$L^- \rightarrow \nu_\ell W^-$		80.2
$L^- \rightarrow NW^-$		81.5 (pour $\Delta M > 8.4$)

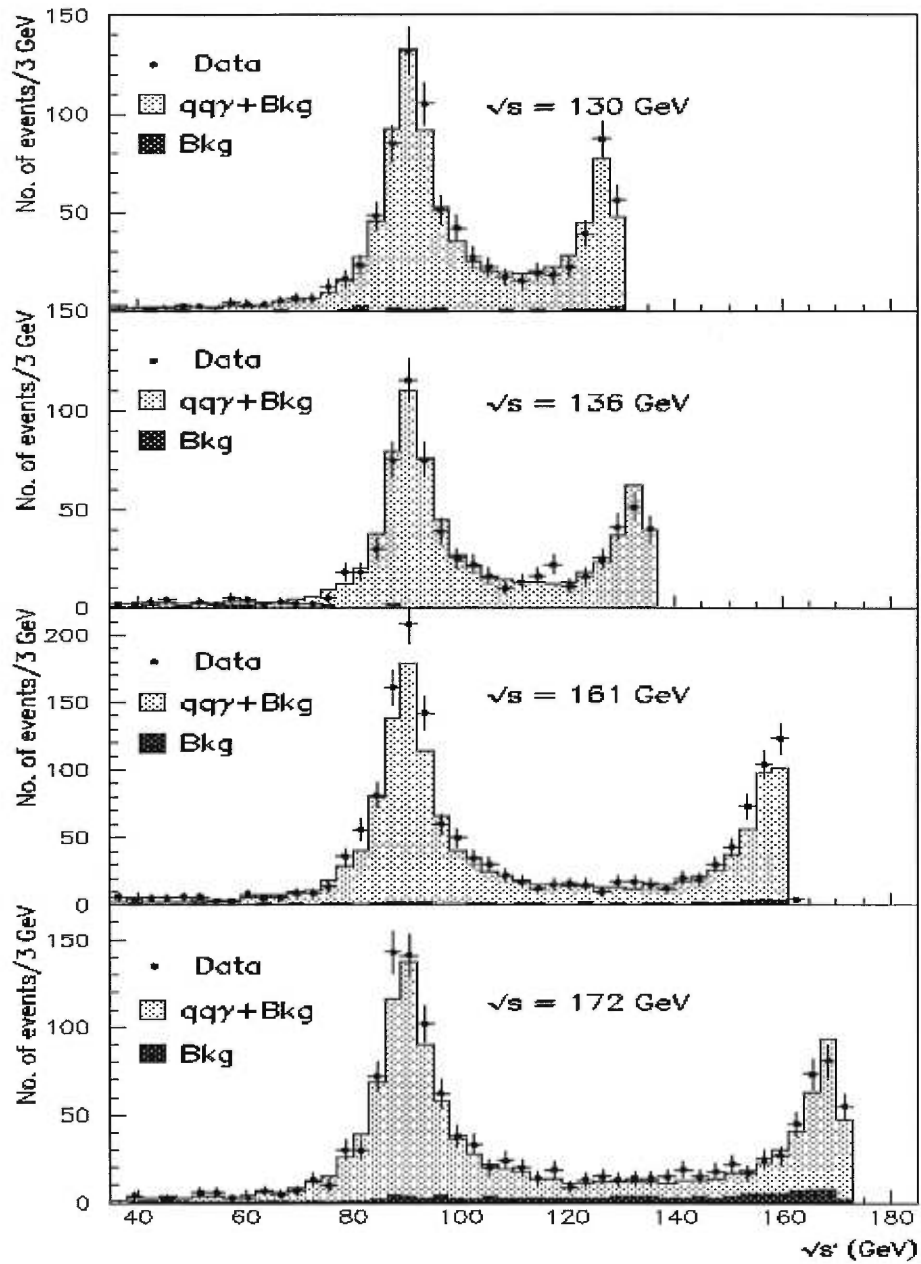


Figure 4.1: Les distributions de l'énergie visible des événements recueillis aux différentes énergies du LEP 2. Cette figure est tirée de la référence [92].

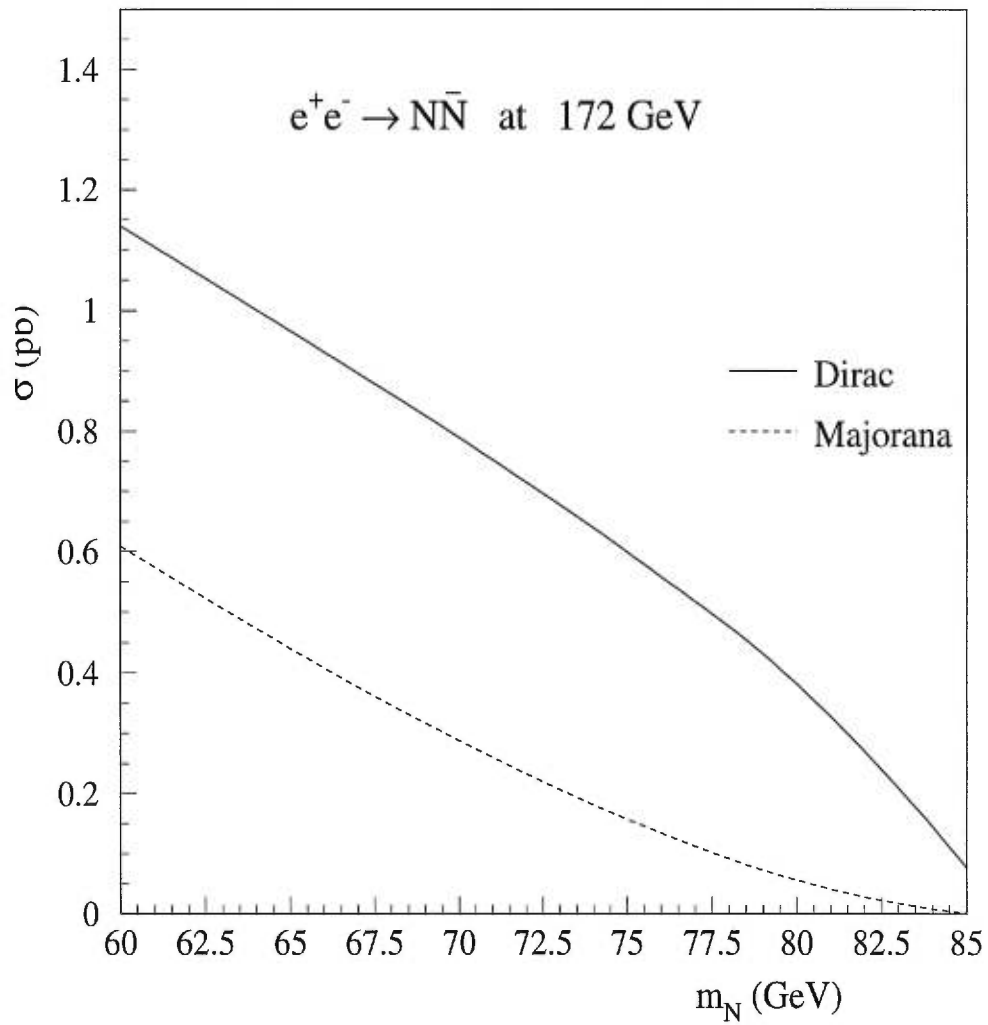


Figure 4.2: Sections efficaces de production du processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$ en fonction de la masse m_N du lepton lourd neutre, à une énergie au centre de masse de 172 GeV.

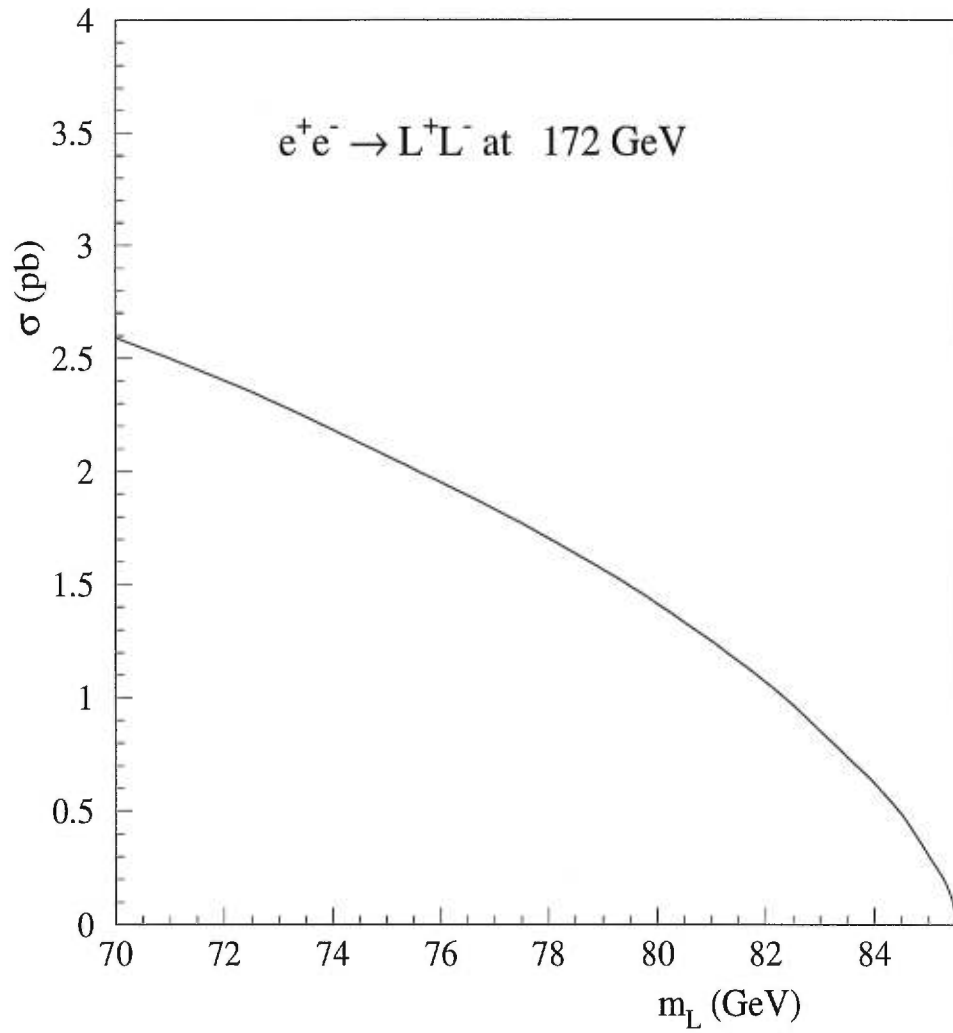


Figure 4.3: Sections efficaces de production du processus $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$ en fonction de la masse m_L du lepton lourd chargé, à une énergie au centre de masse de 172 GeV.

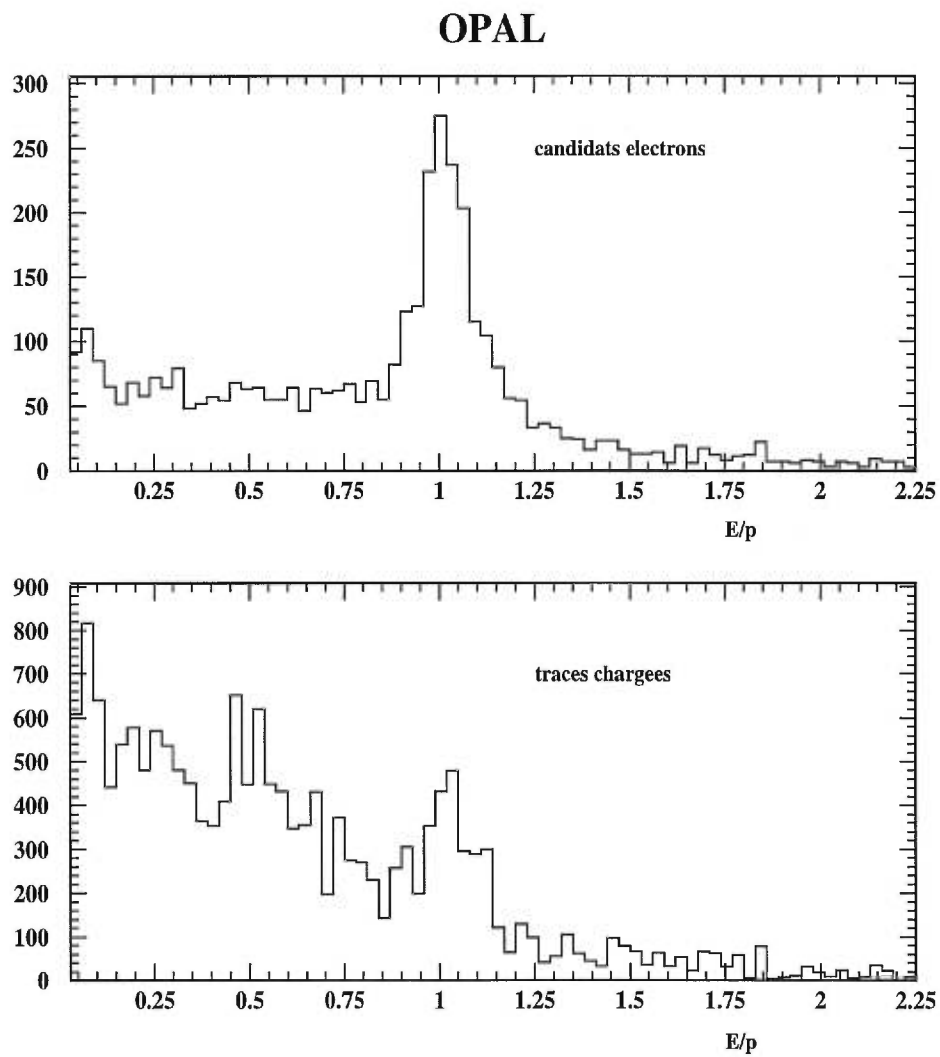


Figure 4.4: Distributions du rapport E/p dans le cas des électrons comparative-
ment aux autres particules chargées.

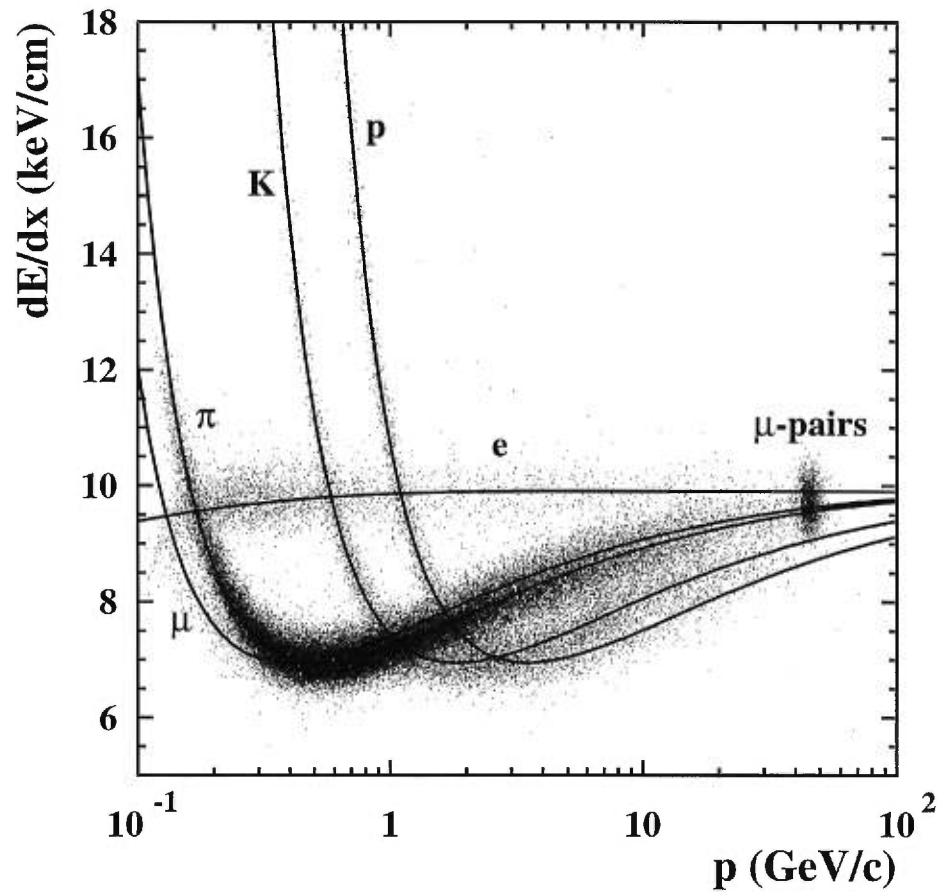


Figure 4.5: Distributions de la perte d'énergie spécifique (dE/dx) pour les électrons comparativement aux autres types de particules chargées dans le détecteur central.

OPAL

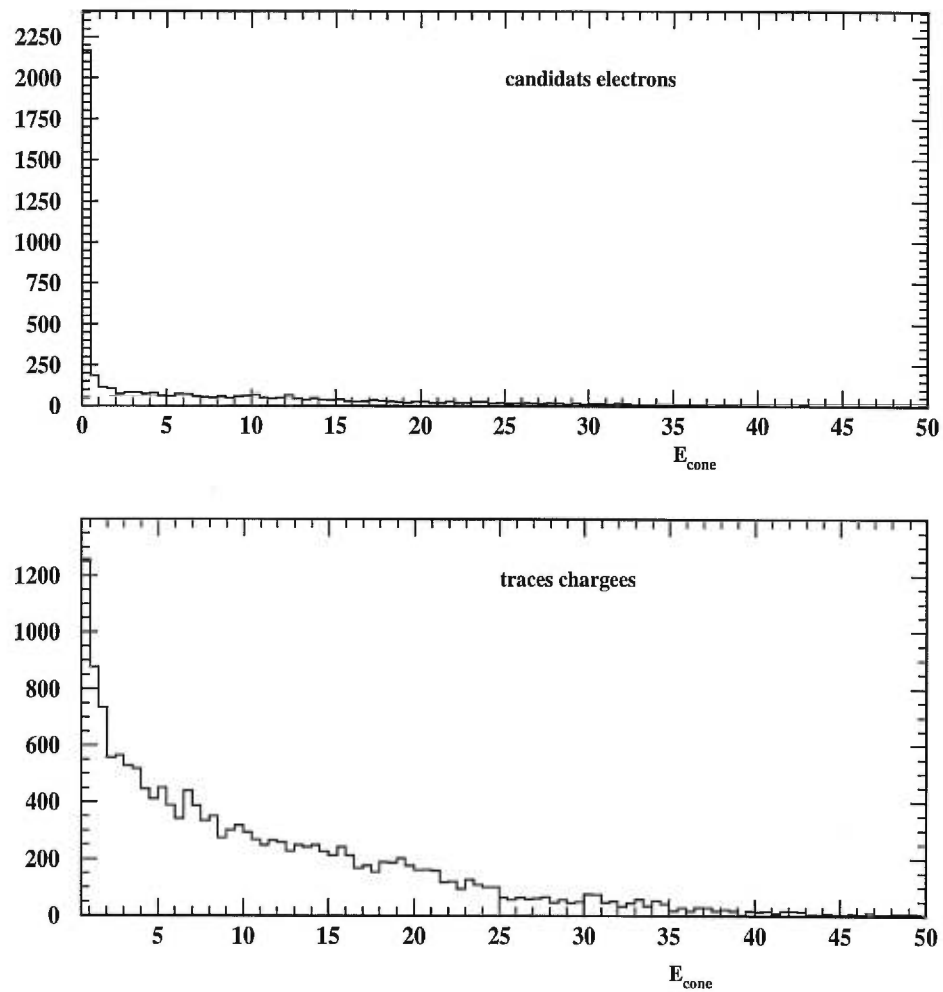


Figure 4.6: La distribution de l'énergie contenue dans un cône ayant comme demi-angle d'ouverture 15° autour de la direction des candidats électrons comparativement aux autres particules chargées.

OPAL

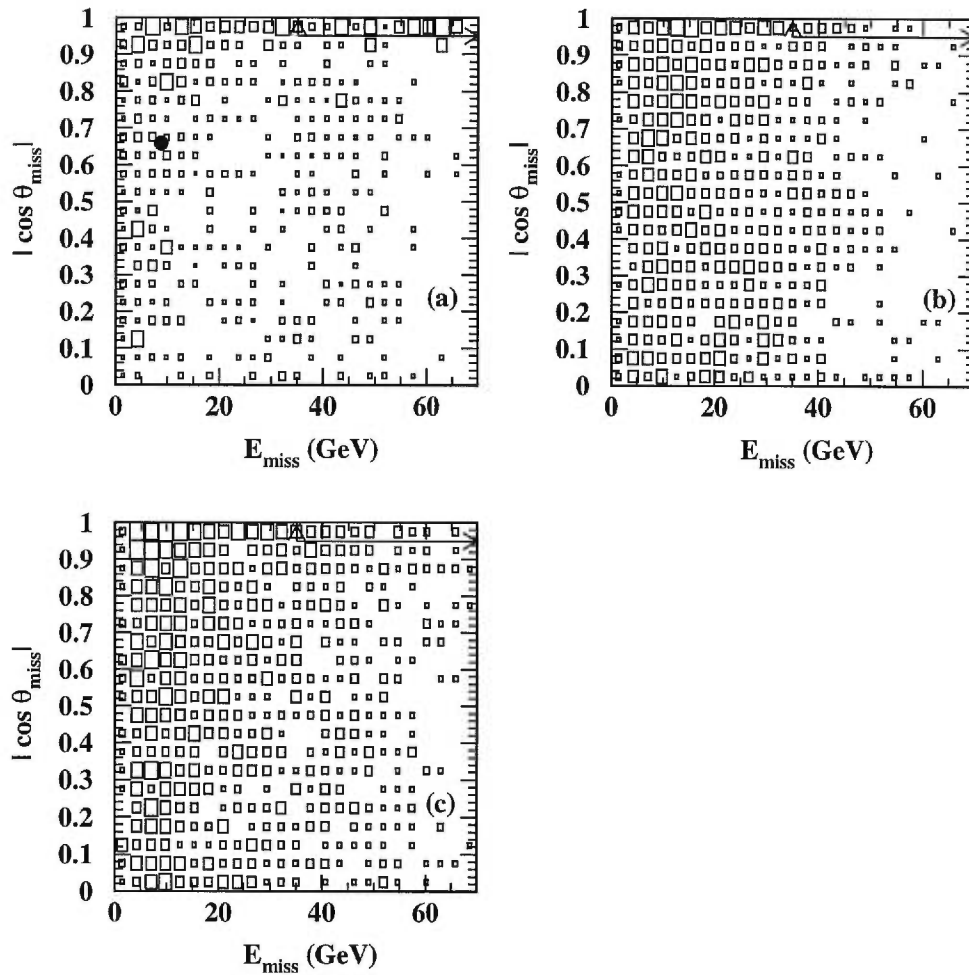


Figure 4.7: Les distributions de $\cos \theta_{\text{miss}}$ versus E_{miss} sont montrées en (a) pour le bruit de fond total (en rectangle), ainsi que pour l'événement sélectionné parmi les données (le cercle plein) après la coupure (A2); les distributions pour le signal $N\bar{N}$, dans le cas où $N \rightarrow e W$, sont montrées en (b) pour un N de type Dirac (avec $m_N = 75$ GeV), et en (c) pour un N de type Majorana (avec $m_N = 65$ GeV). Les flèches correspondent aux coupures.

OPAL

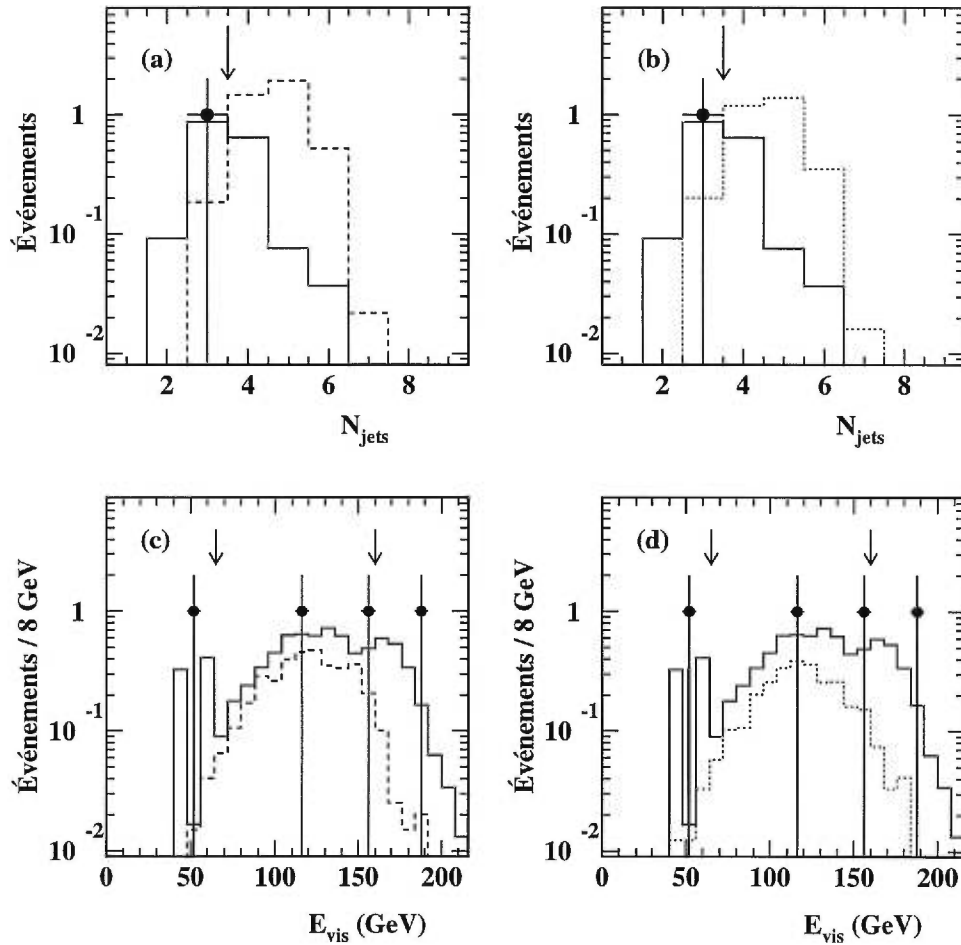


Figure 4.8: Les distributions pour le nombre de jets reconstruits (N_{jets}) après la coupure (A2) sont montrées en (a) pour les données (cercle plein), les bruits de fond (histogramme en trait continu), et pour le signal $N\bar{N}$ (N de type Dirac, avec $N \rightarrow eW$) pour $m_N = 75$ GeV (histogramme en trait discontinu); (b) la distribution correspondant à un N de type Majorana (avec $m_N = 65$ GeV) (histogramme en trait pointillé); (c) les distributions pour l'énergie visible (E_{vis}) sont montrées pour un N de type Dirac; et (d) pour un N de type Majorana. Les flèches indiquent les régions acceptées par les coupures.

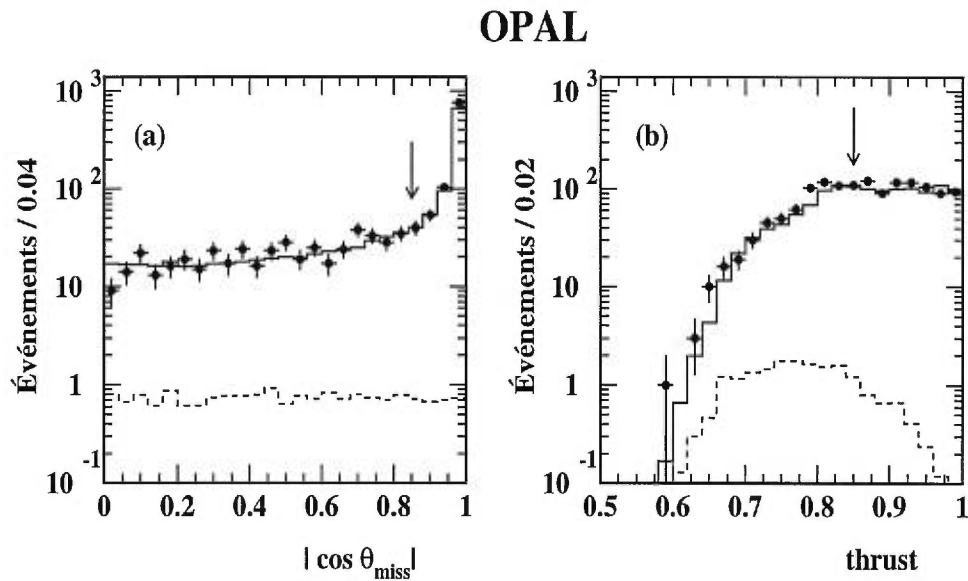


Figure 4.9: Les distributions de $\cos \theta_{\text{miss}}$ et de la valeur de la poussée sont montrées respectivement en (a) et en (b) après la coupure (B1) pour les données (cercle plein), les bruits de fond (histogramme en trait continu), et pour le signal L^+L^- avec $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$ dans le cas où $m_L = 75$ GeV (histogramme en trait discontinu). Les flèches indiquent les coupures.

OPAL

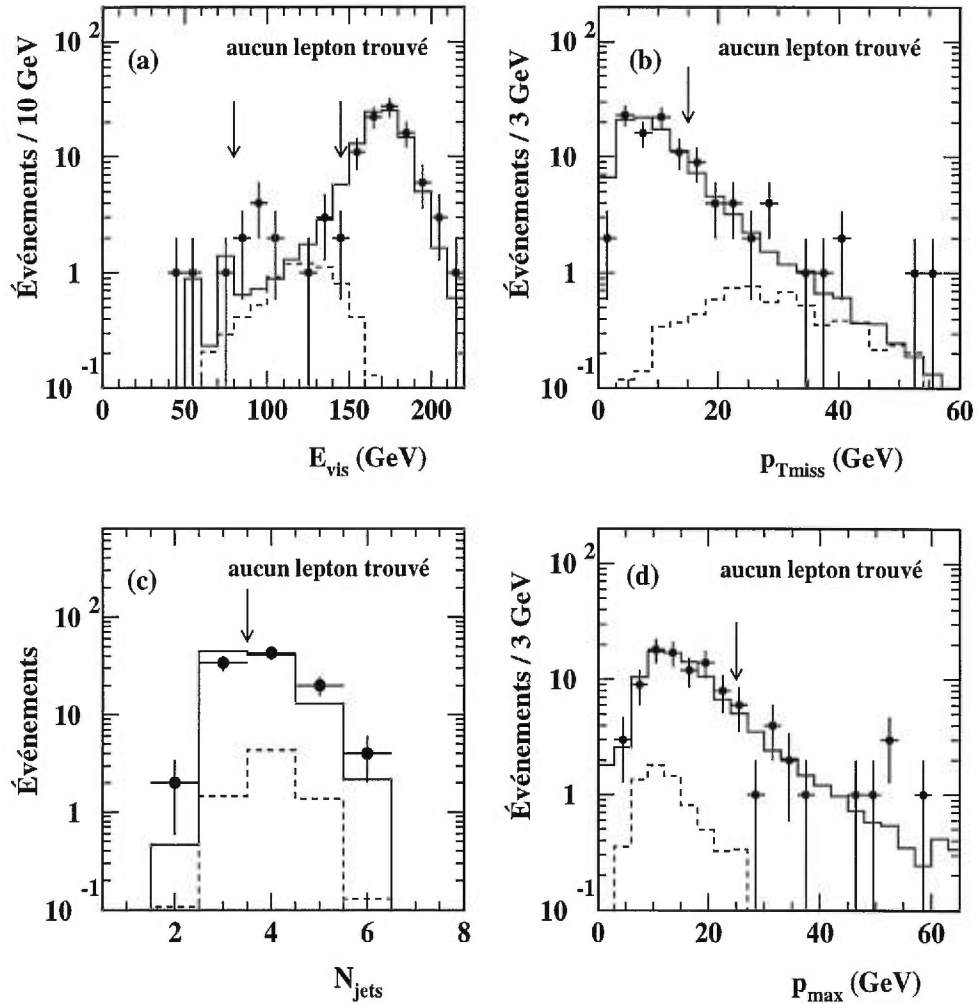


Figure 4.10: Les distributions après la coupure (B4), dans le cas où aucun lepton isolé n'est trouvé, sont montrées en (a) pour l'énergie visible, en (b) pour l'impulsion transverse manquante, en (c) pour le nombre de jets reconstruits, et en (d) pour l'impulsion maximum d'une trace en (d), pour les données (cercle plein), les bruits de fond (histogramme en trait continu), et pour le signal signal L^+L^- avec $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$ dans le cas où $m_L = 75$ GeV (histogramme en trait discontinu). Les flèches indiquent les coupures.

OPAL

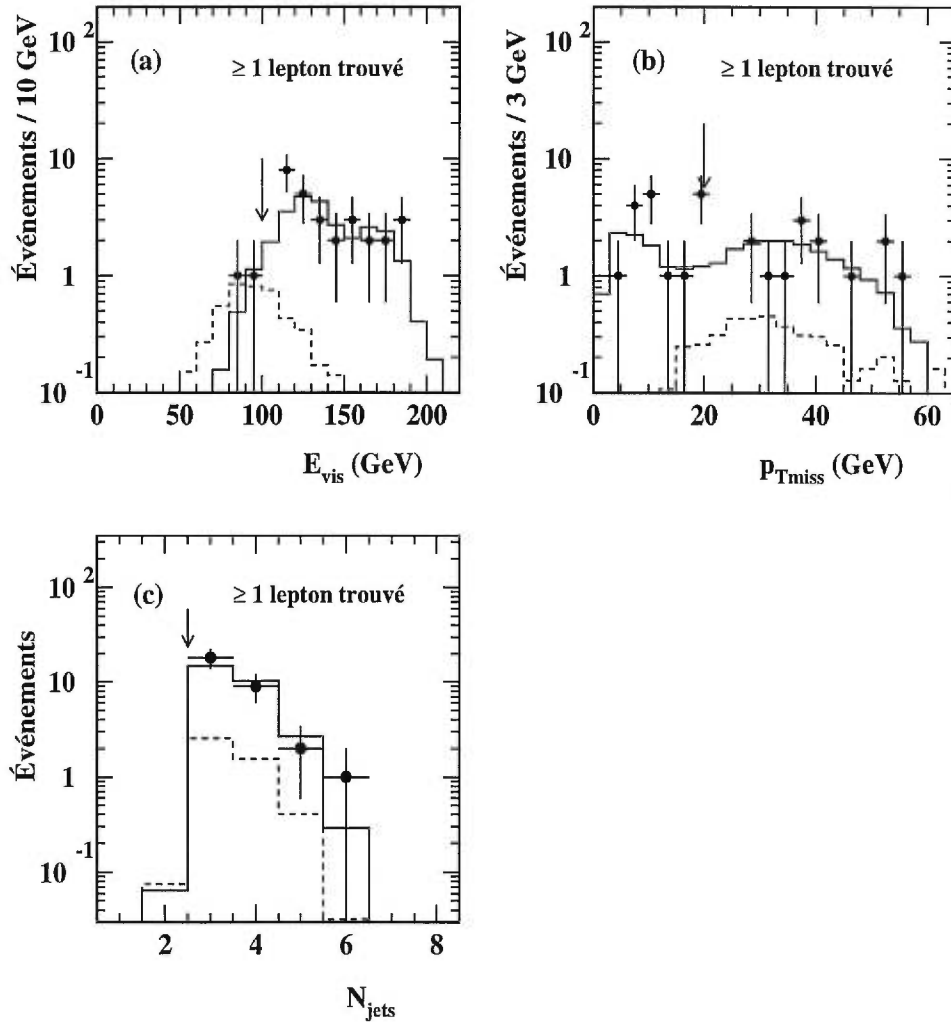


Figure 4.11: Les distributions après la coupure (B4), dans le cas où au moins un lepton isolé est trouvé, sont montrées en (a) pour l'énergie visible, en (b) pour l'impulsion transverse manquante, et en (c) pour le nombre de jets reconstruits, pour les données (cercle plein), les bruits de fond (histogramme en trait continu), et pour le signal L^+L^- avec $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$ dans le cas où $m_L = 75$ GeV (histogramme en trait discontinu). Les flèches indiquent les coupures.

OPAL

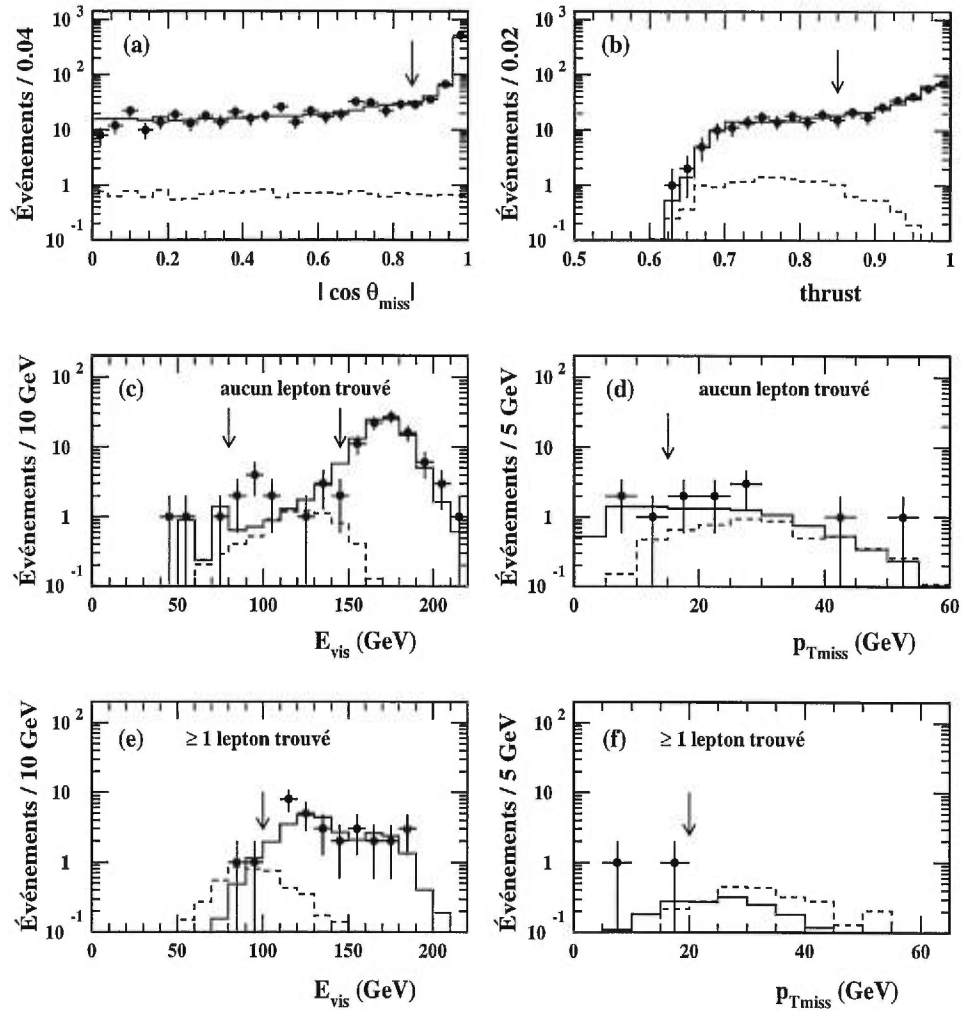


Figure 4.12: Les distributions en $\cos \theta_{\text{miss}}$ après la coupure (B2), et la valeur de la poussée après la coupure (B3) sont montrées respectivement en (a) et en (b). Dans le cas où aucun lepton isolé n'est trouvé, les distributions après la coupure (B4) pour l'énergie visible et l'impulsion transverse manquante sont montrées respectivement en (c) et en (d). Les distributions correspondantes, dans le cas où au moins un lepton isolé est trouvé, sont montrées respectivement en (e) et en (f). Les cercles pleins correspondent aux données, l'histogramme en trait continu aux bruits de fond, et l'histogramme en trait discontinu au signal L^+L^- avec $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$ dans le cas où $m_L = 75$ GeV, est en trait discontinu). Les flèches indiquent les coupures choisies.

OPAL

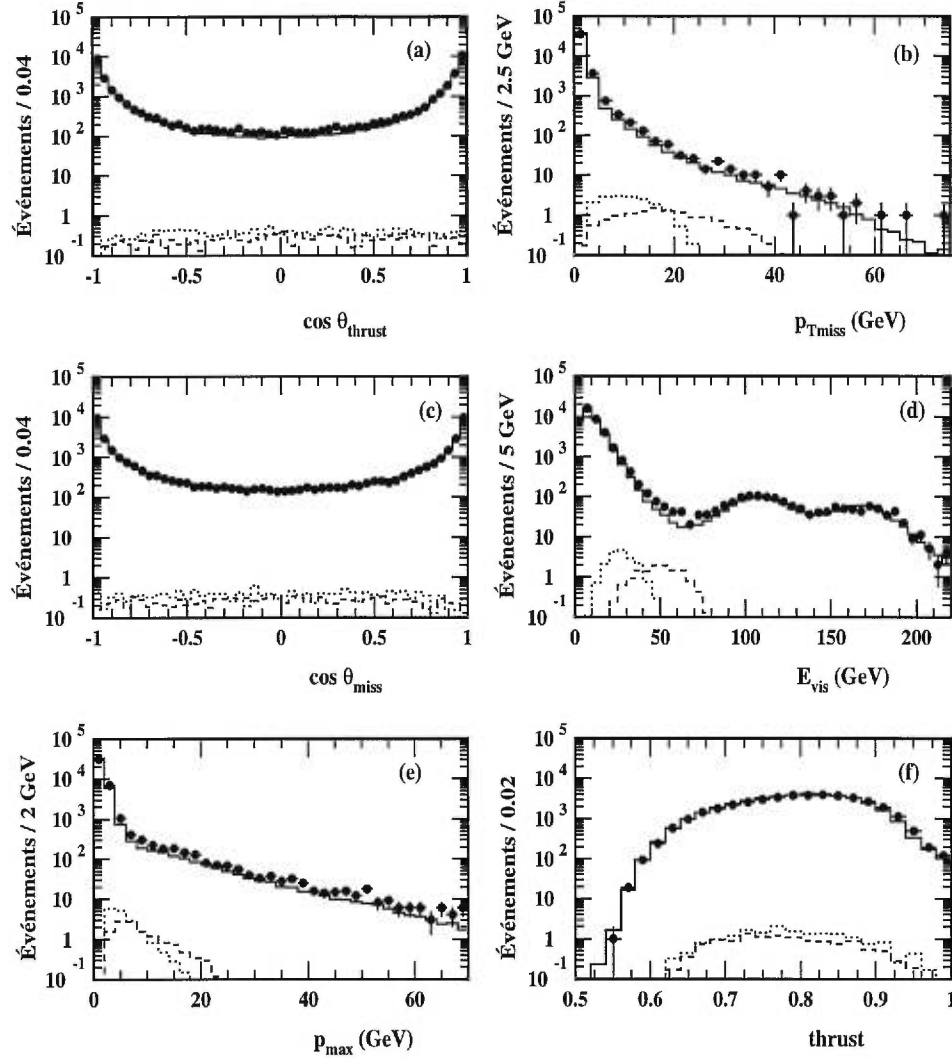


Figure 4.13: Les distributions des différentes observables après la coupure (C1) lors de la sélection de candidats L^+L^- dans le cas où $L^\pm \rightarrow N W^\pm$: (a) $\cos \theta_{\text{thrust}}$, (b) $p_{T\text{miss}}$, (c) $\cos \theta_{\text{miss}}$, (d) E_{vis} , (e) p_{max} , et (f) valeur de la poussée. Les cercles pleins correspondent aux données, l'histogramme en trait continu aux bruits de fond, et l'histogramme en trait discontinu au signal L^+L^- avec $L^\pm \rightarrow N W^\pm$ pour le point ($m_L = 80, m_N = 50$) GeV (multiplié par 5), alors que celui en trait pointillé correspond au point ($m_L = 75, m_N = 60$) GeV.

OPAL

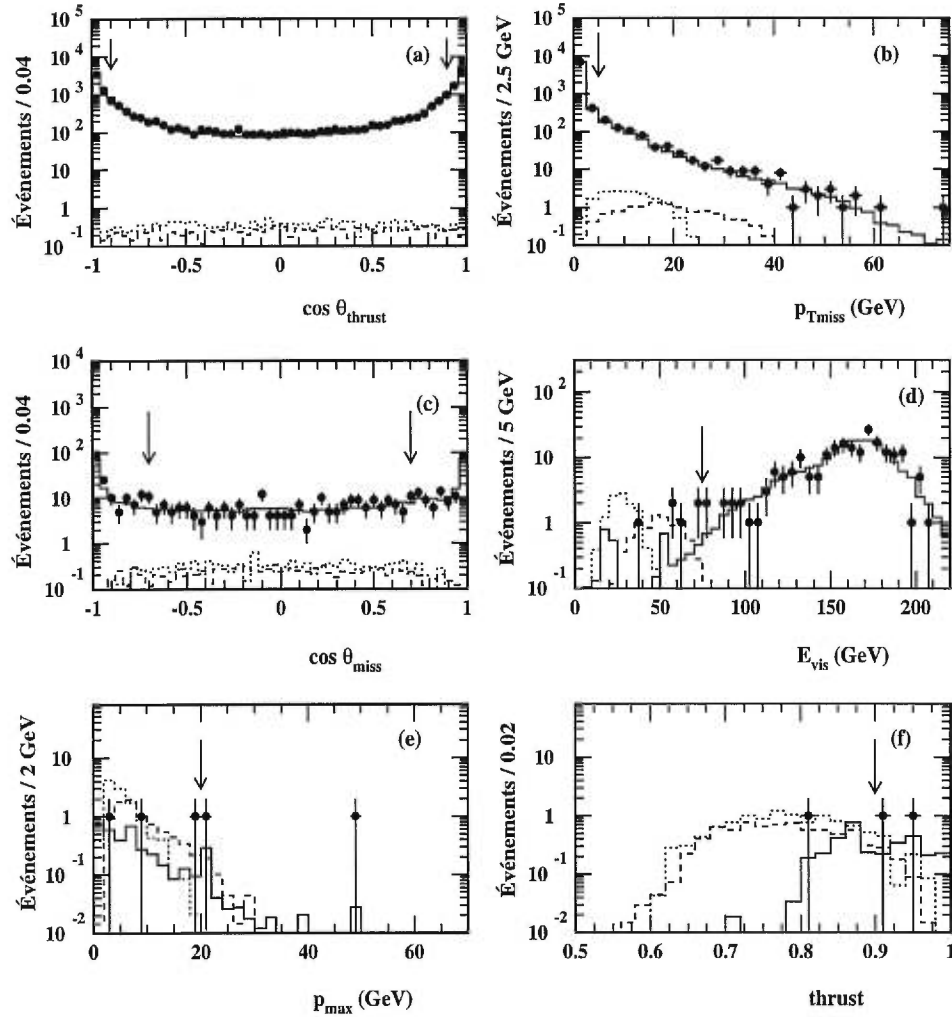


Figure 4.14: Les distributions des différentes observables après l'application successive des coupures pour la la sélection de candidats L^+L^- dans le cas où $L^\pm \rightarrow N W^\pm$: (a) $\cos \theta_{\text{thrust}}$ après la coupure (C2), (b) $p_{T\text{miss}}$ après la coupure (C3), (c) $\cos \theta_{\text{miss}}$ après la coupure (C4), (d) E_{vis} après la coupure (C5), (e) p_{max} après la coupure (C6), et (f) la valeur de la poussée après la coupure (C7). Les cercles pleins correspondent aux données, l'histogramme en trait continu aux bruits de fond, et l'histogramme en trait discontinu au signal L^+L^- avec $L^\pm \rightarrow N W^\pm$ pour le point $(m_L = 80, m_N = 50)$ GeV (multiplié par 5), alors que celui en trait pointillé correspond au point $(m_L = 75, m_N = 60)$ GeV. Les flèches correspondent aux coupures.

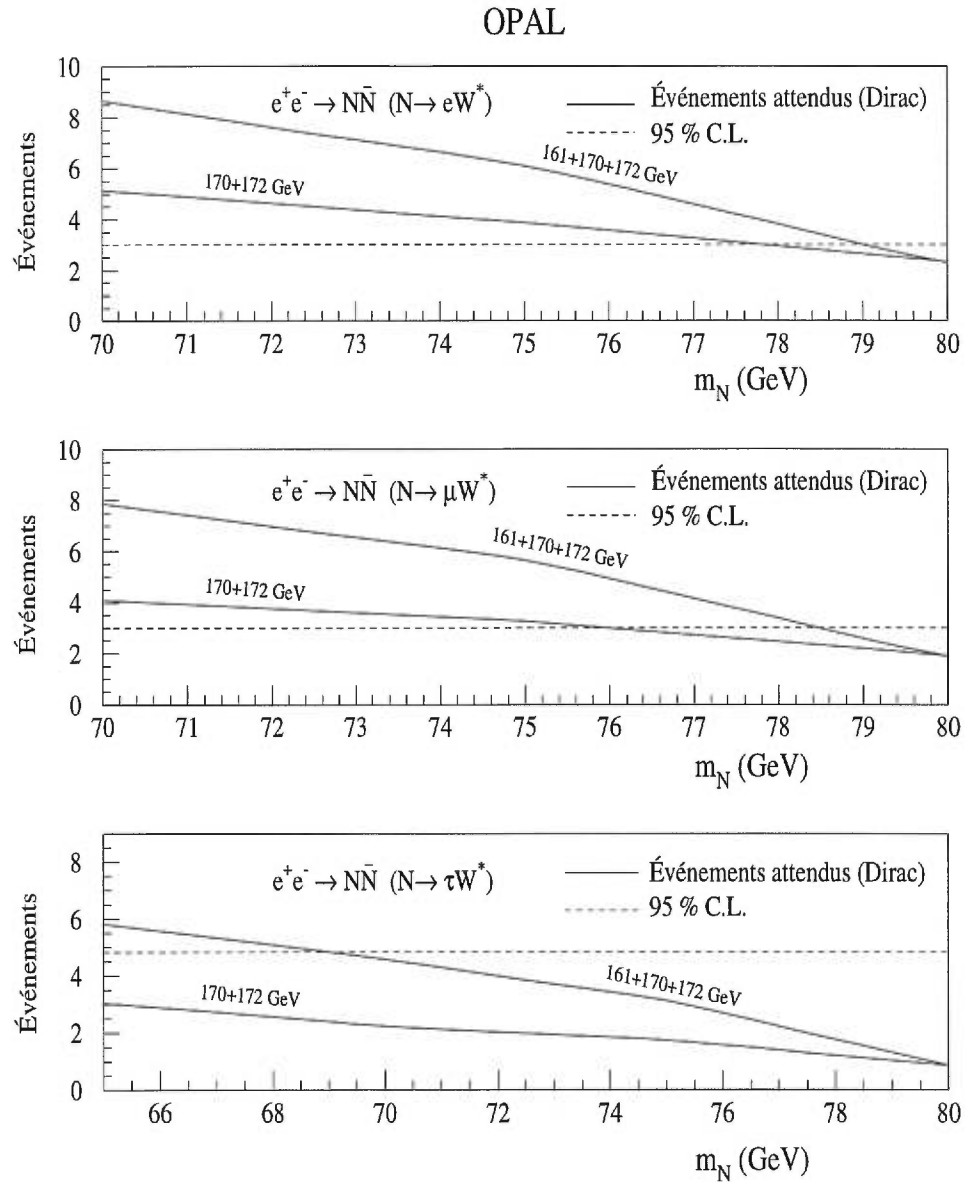


Figure 4.15: Nombre d'événements attendus pour le signal $N\bar{N}$ (N de type Dirac) pour les cas $N \rightarrow eW$, $N \rightarrow \mu W$, et $N \rightarrow \tau W$ après avoir appliqué toutes les coupures, et la limite à 95 % de niveau de confiance. La courbe supérieure représente le nombre d'événements attendus lorsque nous combinons les résultats avec ceux obtenus précédemment à 161 GeV, alors que la courbe inférieure représente uniquement les résultats obtenus à 170 et 172 GeV.

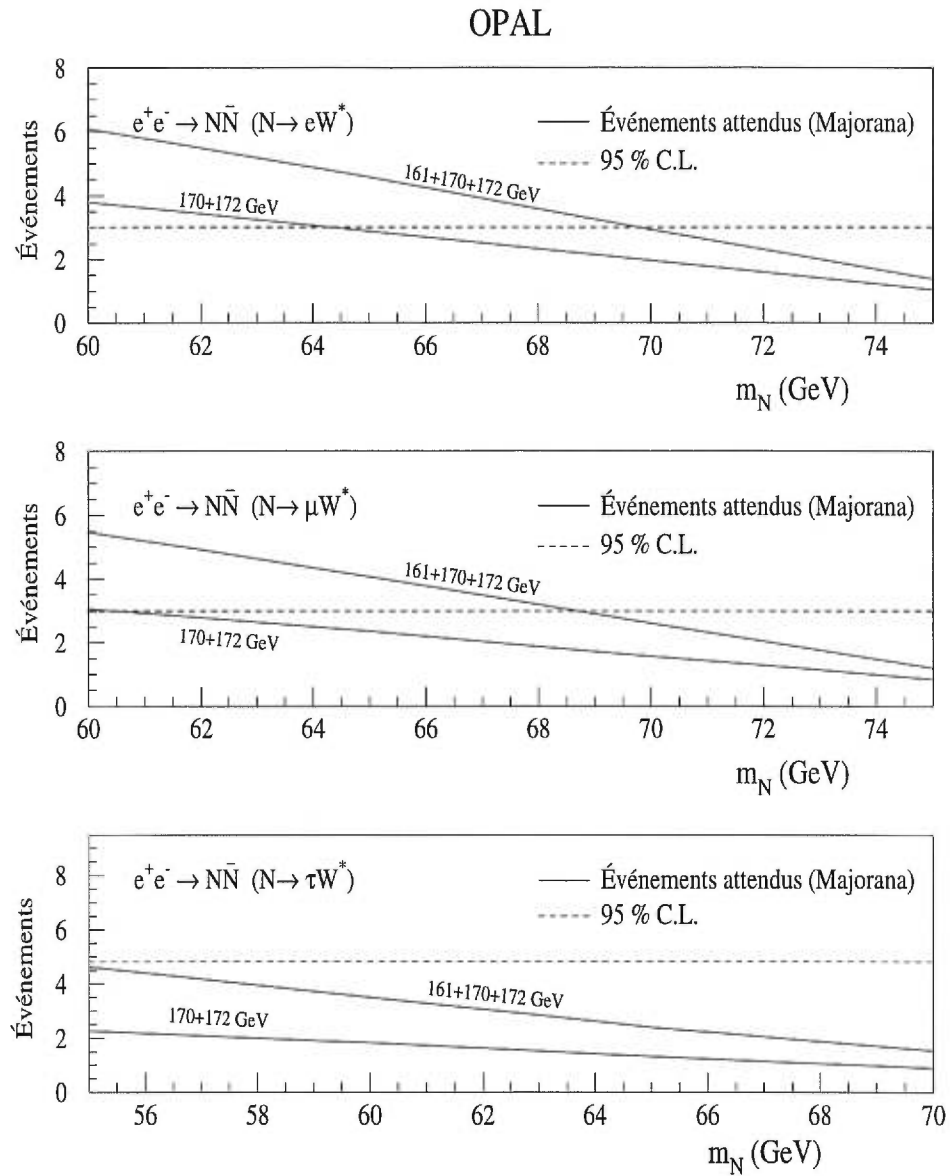


Figure 4.16: Nombre d'événements attendus pour le signal $N\bar{N}$ (N de type Majorana) pour les cas $N \rightarrow eW$, $N \rightarrow \mu W$, et $N \rightarrow \tau W$ après avoir appliqué toutes les coupures, et la limite à 95 % de niveau de confiance. La courbe supérieure représente le nombre d'événements attendus lorsque nous combinons les résultats avec ceux obtenus précédemment à 161 GeV, alors que la courbe inférieure représente uniquement les résultats obtenus à 170 et 172 GeV.

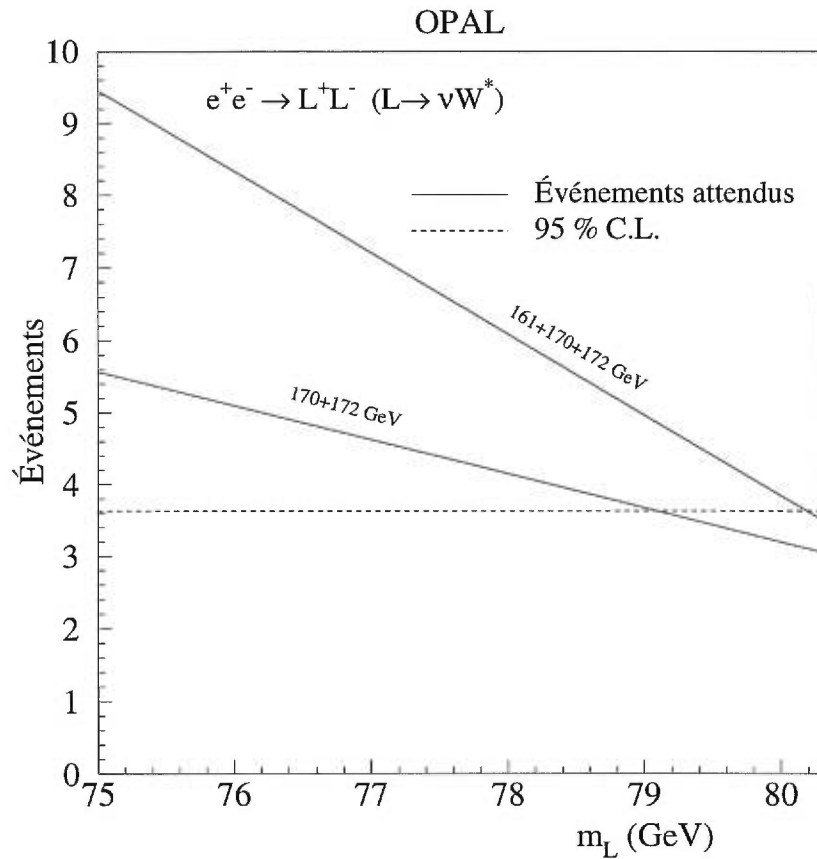


Figure 4.17: Nombre d'événements attendus après toutes les coupures, et la limite à 95 % de niveau de confiance pour le signal L^+L^- dans le cas où $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$. La droite supérieure représente le nombre d'événements attendus en combinant les résultats avec ceux obtenus précédemment à 161 GeV, alors que la droite inférieure représente uniquement les résultats obtenus à 170 et 172 GeV.

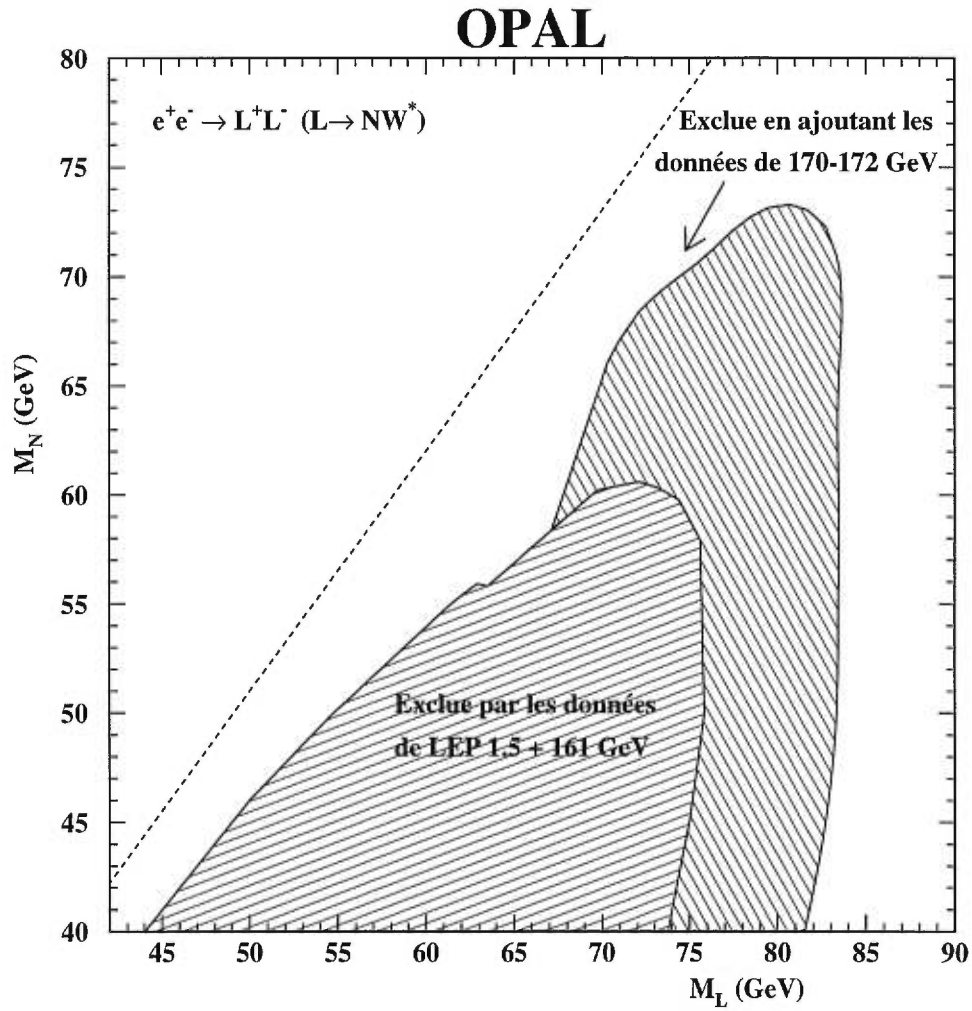


Figure 4.18: Région exclue à 95 % de niveau de confiance dans le plan (m_L, m_N) pour la production L^+L^- dans le cas où $L^\pm \rightarrow NW^\pm$. Les régions hachurées représentent la précédente analyse effectuées à $\sqrt{s} = 130$ et 136 GeV, et 161 GeV et la nouvelle analyse effectuée à 170 et 172 GeV. La ligne diagonale en trait discontinu représente la limite cinématique.

Conclusion

Le Modèle Standard des interactions électrofaibles, malgré son remarquable succès à décrire toutes les observations expérimentales, est insatisfaisant pour plusieurs raisons expliquées au chapitre d'introduction. Certaines extensions théoriques proposées à ce modèle prédisent l'existence de nouveaux fermions qui peuvent être de différents types, dépendant de leur couplage avec les bosons de jauge actuellement connus. Ces nouveaux fermions pourraient éventuellement être produits dans les collisions e^+e^- .

Nous avons recherché des leptons lourds instables neutres ou chargés, dans les données recueillies avec le détecteur OPAL au LEP 2 pour une luminosité totale intégrée de 10.3 pb^{-1} , et à une énergie au centre de masse de 170 et 172 GeV (plus spécifiquement 1.0 pb^{-1} à 170.3 GeV et 9.3 pb^{-1} à 172.3 GeV). Nous avons combiné les nombres d'événements attendus pour les différents signaux étudiés avec ceux obtenus avec les analyses effectuées antérieurement à l'énergie au centre de masse de 161 GeV. La simulation des événements, pour ce qui a trait aux signaux recherchés, a été effectuée avec un nouveau générateur Monte Carlo, EXOTIC, qui a été conçu et développé à cette fin. Ce générateur est décrit en détail dans cette thèse.

Un choix de coupures spécifiques, basées sur les distributions des différentes observables, permet de réduire les bruits de fond et d'obtenir les meilleures limites inférieures possibles sur les masses. Dans le cas de la production en paires de leptons lourds neutres (processus $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$), nous avons considéré trois types de scénarios possibles pour la désintégration du N , ce dernier pouvant être soit de type Dirac ou de type Majorana: i) $N \rightarrow eW$, ii) $N \rightarrow \mu W$, iii) $N \rightarrow \tau W$. Aucune évidence n'a été trouvée pour ce signal. Pour ce qui est de la production en paires de leptons lourds chargés (processus $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$), nous avons étudié deux scénarios possibles pour la désintégration du L^\pm : i) $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$, soit en un neutrino standard et un boson W ; et ii) $L^\pm \rightarrow N W^\pm$, où N est un lepton lourd

neutre et stable à l'intérieur du volume du détecteur OPAL. Encore ici, aucun excès d'événements n'est observé.

Pour la production $N\bar{N}$ (où N est de type Dirac) nous avons obtenu les limites inférieures suivantes sur m_N à 95 % de niveau de confiance suivant une statistique de Poisson: 79.1, 78.5, et 69.0 GeV respectivement pour les voies de désintégration recherchées, $N \rightarrow e W$, $N \rightarrow \mu W$, et $N \rightarrow \tau W$. Dans le cas où N est cette fois-ci de type Majorana, les limites sur les masses correspondantes obtenues sont 69.8, 68.7, et 54.4 GeV.

Pour la production L^+L^- , les limites inférieures obtenues sur m_L à 95% de niveau de confiance, suivant une statistique de Poisson, sont les suivantes: 80.2 GeV dans le cas où $L^\pm \rightarrow \nu_\ell W^\pm$, et 81.5 GeV dans le cas où $L^\pm \rightarrow N W^\pm$ (avec $m_L - m_N > 8.4$ GeV). La région exclue des masses m_L et m_N dans ce dernier canal est indiquée à la figure 4.18.

Les analyses effectuées ainsi que les résultats obtenus sont valides tant que le paramètre de mélange, ζ^2 , des leptons lourds avec les leptons légers standards via un boson de jauge, reste plus grand qu'environ 10^{-12} pour qu'il soit possible aux leptons lourds de se désintégrer à l'intérieur du volume du détecteur OPAL.

Pour terminer, nous nous voyons forcés d'admettre, encore une fois, que le Modèle Standard a pu résister aux assauts de l'expérimentateur. Il n'empêche que l'on se doit de poursuivre ces recherches de nouvelles particules, car nous sommes persuadés que le Modèle Standard n'est pas la théorie ultime de la physique des particules. Ce ne peut être qu'une théorie effective, valide à une échelle d'énergie inférieure à environ 1 TeV. Nous nous approchons graduellement de ce régime d'énergie, et sommes donc convaincus que le jour approche où les failles apparaîtront.

Bibliographie

- [1] S. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, (1967) 1264; A. Salam, in *Elementary Particle theory*, édité par N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968).
- [2] Concernant les théories de jauge en physique des particules élémentaires, l'ouvrage suivant pourra être consulté: T.-P. Cheng, et L.-F. Li, *Gauge Theory of Elementary Particle Physics*, (Oxford University Press, Oxford, 1984).
- [3] P.W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132; Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508; Phys. Rev. **145** (1966) 1156.
- [4] G. Arnison *et al.*, UA1 Collaboration, Phys. Lett. **B 122** (1983) 103.
G. Arnison *et al.*, UA1 Collaboration, Phys. Lett. **B 126** (1983) 398.
- [5] M. Banner *et al.*, UA2 Collaboration, Phys. Lett. **B 122** (1983) 476.
P. Bagnaia *et al.*, UA2 Collaboration, Phys. Lett. **B 129** (1983) 130.
- [6] The Staff of the CERN $p\bar{p}$ project, Phys. Lett. **B 107** (1981) 306.
- [7] G. Plass (CERN), "The LEP project: status and plans", IEEE Trans. Nucl. Sci. **30** (1983) 1978-1982.
- [8] H. Wiedemann (SLAC), "The SLAC Linac Collider (SLC) project", IEEE Trans. Nucl. Sci. **28** (1981) 2016-2019.
- [9] The LEP Collaborations: ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL, Phys. Lett. **B 276** (1992) 247.
- [10] F. Abe *et al.*, CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. **73**, (1994) 225.

- [11] L. Montanet *et al.*, Phys. Rev. **D54**, (1996), page 23.

Il y a un résultat plus récent, mais préliminaire, de $N_\nu = 2.993 \pm 0.011$ (voir référence[23]).

- [12] Un ouvrage très complet quant aux extensions du Modèle Standard est celui de R. N. Mohapatra, “*Unification and Supersymmetry*”, deuxième édition (1992), chez Springer-Verlag.

- [13] A. Djouadi, D. Schaile, C. Verzegnassi, *et al.*, Report of the Working Group “Extended Gauge Models” in Proceedings of the workshop “ e^+e^- Collisions at 500 GeV: the physics potential”, P. Zerwas, (ed.) Report DESY 92-123A+B.

- [14] A. Djouadi, Z. Phys. **C63**, (1994) 317.

- [15] L. Montanet *et al.*, “*Review of Particles Properties*”, Phys. Rev. **D 54** (1996) pages 274 et 288.

Les références propres à chaque collaboration sont les suivantes:

D. Decamp, *et al.*, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 236** (1990) 511;

P. Abreu, *et al.*, DELPHI Collaboration, Z. Phys. **C 74** (1997) 57;

P. Abreu, *et al.*, DELPHI Collaboration, Phys. Lett. **B 274** 230;

B. Adeva, *et al.*, L3 Collaboration, Phys. Lett. **B 251** (1990) 321;

O. Adriani *et al.*, L3 Collaboration, Phys.Lett. **B 295** (1992) 371;

M.Z. Akrawy, *et al.*, OPAL Collaboration, Phys. Lett. **B 240** (1990) 250;

M.Z. Akrawy, *et al.*, OPAL Collaboration, Phys. Lett. **B 247** (1990) 448.

- [16] G. Alexander, *et al.*, OPAL Collaboration, Phys. Lett. **B 385** (1996) 433;

M. Acciarri *et al.*, L3 Collaboration, Phys. Lett. **B 377** (1996) 304;

D. Buskulic, *et al.*, ALEPH Collaboration, Phys. Lett.**B 384** (1996) 439.

- [17] K. Ackerstaff, *et al.*, OPAL Collaboration, Phys. Lett. **B 393** (1997) 217.

- [18] K. Ackerstaff, *et al.*, OPAL Collaboration, Eur. Phys. J. **C 1** (1998) 45.

- [19] M. Acciarri *et al.*, L3 Collaboration, Phys. Lett.**B 412**, (1997) 189.

- [20] M. Turner, *Physica Scripta* **T36** (1991) 167;
M. Sher and Y. Yuan *Phys. Lett. B* **285** (1992) 336.
- [21] E. Nardi *et al.*, *Phys. Lett. B* **344** (1995) 225;
E. Nardi *et al.*, *Phys. Rev. D* **46** (1992) 3040;
Pour un traité complet, voir: P. Langacker et D. London, *Phys. Rev. D* **38** (1988) 886.
- [22] L. Montanet *et al.*, “*Review of Particles Properties*” *Phys. Rev. D* **54**, (1996), page 91.
- [23] voir section 7.4 dans “*A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*” par D. Abbaneo *et al.*; OPAL Collaboration; L3 Collaboration; DELPHI Collaboration; ALEPH Collaboration; LEP Electroweak Working Group; SLD Heavy Flavour Group. CERN-PPE/97-154.
- [24] voir section 2 dans: “*A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*” par D. Abbaneo *et al.*; OPAL Collaboration; L3 Collaboration; DELPHI Collaboration; ALEPH Collaboration; LEP Electroweak Working Group; SLD Heavy Flavour Group. CERN-PPE/97-154.
- [25] L. Montanet *et al.*, “*Review of Particles Properties*” *Phys. Rev. D* **54**, (1996), pages 22-23.
- [26] C. S. Wu *et al.*, *Phys. Rev.* **105** (1957) 1413.
- [27] M. Goldhaber, L. Grodzins, et A. W. Sunyar, *Phys. Rev.* **109** (1958) 1015.
- [28] J. H. Christensen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 138.
- [29] G. 't Hooft, *Nucl. Phys. B* **33** (1971) 173, et *Nucl. Phys. B* **35** (1971) 167.
- [30] F. J. Hasert *et al.*, *Phys. Lett. B* **46** (1973) 138; *Nucl. Phys. B* **73** (1974) 1.
- [31] E. D. Commins, et P. H. Bucksbaum, “*Weak interactions of leptons and quarks*”, Cambridge University Press, 1983. Voir chapitre 2.

- [32] M. Jonker *et al.*, Collaboration CHARM, Phys. Lett. **B 99** (1981) 265.
- [33] B. W. Lee, C. Quigg, et H.B. Thacker, Phys. Rev. **D 16** (1977) 1519; et Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 883.
- [34] S. de Jong, “*Higgs Search at LEP*”, XXXIII Rencontres de Moriond, Les Arcs, 14-21 mars 1998.
- [35] voir section 7.5 et figure 13 dans: “*A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*” par D. Abbaneo *et al.*; OPAL Collaboration; L3 Collaboration; DELPHI Collaboration; ALEPH Collaboration; LEP Electroweak Working Group; SLD Heavy Flavour Group. CERN-PPE/97-154.
- [36] Large Hadron Collider, Proceedings, Workshop, Aachen, Germany, October 4-9, 1990. G. Jarlskog, (ed.), D. Rein, (ed.) (Lund U. & Aachen, Tech. Hochsch.), CERN-90-10.
- [37] D. Volkov et V. P. Akulov, JETP Lett. **16** (1972) 438.
- [38] J. Wess et B. Zumino, Nucl. Phys. **B 70** (1974) 39; Phys. Lett. **B 49** (1974) 52.
- [39] G. G. Ross, “*Grand Unified Theories*”, ed. Benjamin/Cummings, 1984.
- [40] S. Seidel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 2522.
- [41] Y. Oyama *et al.*; KAMIOKANDE-II Collaboration, Phys. Rev. **D39** (1989) 1481.
- [42] C. Berger *et al.*, FREJUS Collaboration, Nucl. Phys. **B313** (1989) 509.
- [43] R. W. Robinett et J. L. Rosner, Phys. Rev. **D25** (1982) 3036.
- [44] R. W. Robinett, Phys. Rev. **D26** (1982) 2388.
- [45] H. Harari et N. Seiberg, Nucl. Phys. **B204** (1982) 141.
- [46] H. Fritzsch, G. Mandelbaum, Phys. Lett. **B102** (1981) 319.

- [47] G. Bhattacharyya, Phys. Lett. **B 331** (1994) 143;
A. Sopczak, Mod. Phys. Lett. **A 10**, Nos 13 & 14 (1995) 1057.
- [48] E. Nardi, E. Roulet, D. Tommasini, Phys. Lett. **B 344** (1995) 225.
- [49] G. Azuelos, et A. Djouadi, Z. Phys. **C 63** (1994) page 333, (formules 4.2 à 4.5).
- [50] A. Djouadi, Z. Phys. **C63** (1994) pages 324, formule 4.25.
- [51] Yung-Su Tsai, Phys. Rev. **D4** (1971) 2821.
- [52] S. Kawasaki *et al.*, Prog. Theor. Phys., Vol. 49, No. 5 (1973) 1656.
- [53] F. Low, Phys. Rev. Lett. **14** (1965) 238.
- [54] E. D. Bloom *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 930.
- [55] F. Boudjema, A. Djouadi, and J.L. Kneur, Z. Phys. **C57** (1993) 425.
- [56] J. Kühn, P.M. Zerwas, Phys. Lett. **B147** (1984) 189.
- [57] F. Boudjema, A. Djouadi, and J.L. Kneur, Z. Phys. **C57** (1993) pages 436-437, (formules 3.19 à 3.22).
- [58] N. A. Frigerio et N. Clark, Trans. Am. Nucl. Soc. **22** (1975) 283.
- [59] G. Marsaglia et A. Zaman, “*Toward a Universal Random Number Generator*” Florida State University Report: FSU-SCRI-87-50 (1987).
- [60] F. James, Comp. Phys. Comm. **69** (1992) 486.
- [61] F. James, Rep. Prog. Phys., **43** (1980) 1145.
- [62] S. Jadach and J.H. Kuhn, MPI-PAE/Pth 64/86 (1986).
- [63] P.M. Zerwas Nucl. Phys. **B272** (1986) 560.
- [64] T. Sjostrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
- [65] T. Sjostrand, communication privée.

- [66] A. Djouadi, Z. Phys. **C63** (1994) 317,
G. Azuelos, and A. Djouadi, Z. Phys. **C63** (1994) 327.
- [67] F. Boudjema, A. Djouadi, and J.L. Kneur, Z. Phys. **C57** (1993) 425.
- [68] R. Tafirout, "EXOTIC 1.0, *A Heavy Fermion and Excited Fermion Monte Carlo Generator for $e^+ e^-$ Physics*", OPAL Technical Note **TN463**.
Le programme EXOTIC a été soumis pour publication dans Comp. Phys. Comm., il est en arbitrage.
- [69] CERN Program Library, CN Division, CERN, Geneva.
- [70] R.Kleiss, W.J. Stirling and S.D. Ellis, Comp. Phys. Comm. **40** (1986) 359.
- [71] F.A. Berends, R. Kleiss, and S. Jadach, Nucl. Phys. **B202** (1982) 63;
F.A. Berends, R. Kleiss, Nucl. Phys. **B178** (1981) 141.
- [72] OPAL Collaboration, K. Ahmet *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A305** (1991) 275.
- [73] A. Honma, Collaboration OPAL, Nucl. Instrum. Meth. **A 348** (1994) 409;
P.P. Allport *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A 346** (1994) 476.
- [74] B.E. Anderson *et al.*, IEEE Transactions on Nuclear Science **41** (1994) 845.
- [75] C. Hawkes *et al.*, "ROPE Users Guide", rapport interne de la Collaboration OPAL: OPAL-offline note 16/OFFL-0487.
- [76] J. Allison *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A317** (1992) 47.
- [77] J. Allison *et al.*, Comput. Phys. Commun. **47** (1987) 55.
- [78] R. Brun *et al.*, "GEANT3 user's guide", CERN DD/EE/84-1, 1984.
- [79] K. Ackerstaff *et al.*, OPAL Collaboration, CERN-EP/98-039.
- [80] R. Engel and J. Ranft, ENSLAPP-A-540/95 (1995), and Siegen SI 95-08 (1995).
- [81] J. A. M. Vermaseren, Nucl. Phys. **B 229** (1983) 347.
- [82] S. Jadach, B. F. L. Ward, Z. Was, Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 503.

- [83] J. Hilgart, R. Kleiss, et F. Le Diberder, *Comp. Phys. Comm.* **75** (1993) 191.
- [84] H. Lafoux, “Update of the Neural Net Electron ID”, OPAL Technical Note, **TN-317**, 1995.
- [85] L. Montanet *et al.*, “*Review of Particles Properties*” *Phys. Rev.* **D54**, (1996), page 21.
- [86] E. Duchovni *et al.*, “GCE++, An Algorithm for Event Energy Measurement”, OPAL Technical Note, **TN-306**, 1995.
- [87] S. Catani *et al.*, *Nucl. Phys.* **B269** (1991) 432.
- [88] K. Ackerstaff *et al.*, OPAL Collaboration, CERN-PPE/96-140.
- [89] R.D. Cousins and V.L. Highland, *Nucl. Instr. Meth.* **A320** (1992) 331.
- [90] L. Montanet *et al.*, “*Review of Particles Properties*”, *Phys. Rev.* **D54**, (1996), page 166.
- [91] S. Tanaka, “Search for Unstable Neutral and Charged Heavy Leptons in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} = 161$ GeV”, OPAL Physics Note **PN252**;
K. Ackerstaff, *et al.*, OPAL Collaboration, *Phys. Lett.* **B 393** (1997) 217.
- [92] C. P. Ward, présentation donnée à la “International Europhysics Conference on High Energy Physics”, EPS HEP97, Jerusalem, Israel, 19-26 August 1997.