THESE

Présentée pour obtenir
le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES
DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR de STRASBOURG

Spécialité : Physique des Particules

par

Rémi SILVESTRE

RECHERCHE DES BOSONS DE HIGGS CHARGES A LEP2 AVEC LE DETECTEUR DELPHI.

Soutenue le 19 septembre 1997 devant la commission d'examen composée de :

MM.	Jean-Louis RIESTER	Président et Rapporteur
	Louis FAYARD	
	Pierre LUTZ	
	Carlos SAVOY	Rapporteur
	André SOPCZAK	Rapporteur

A la mémoire de mon père

A Gwenaëlle

"L'idée qu'un texte puisse être définitif,
relève de la religion ou de la fatigue."

Jorge Luis Borges.

Remerciements

Tout d'abord, mes remerciements s'adressent à Jacques Haissinski, Joël Feltesse et Michel Spiro pour m'avoir accueilli au sein du DAPNIA et du SPP, et pour avoir mis à ma disposition tous les moyens matériels nécessaires à la mise en œuvre d'une thèse en physique des particules.

Je tiens à remercier vivement les membres de mon jury d'avoir accepter d'en faire partie, à savoir Louis Fayard, Pierre Lutz, Jean-Louis Riester, Carlos Savoy et André Sopczak. Ces trois derniers ont en plus accepté d'être rapporteurs. Qu'ils en soient d'autant plus remercier.

Roger Strub a accepté d'être directeur de thèse pour l'Université Louis Pasteur. Il s'est acquitté de tâches administratives diverses et a lu mon manuscrit avec attention. Je tiens à le remercier vivement pour tout cela.

Pendant trois années, Pierre Lutz a su dirigé mon travail, m'enseignant le travail d'analyse, me suggérant de nouvelles idées, participant à la mise au point de l'une des analyses, critiquant certaines directions que je prenais, tout en me laissant une très grande liberté d'action. Pour cette manière de faire, et pour les encouragements qu'il n'a cessé de me donner, je tiens à le remercier très chaleureusement.

Mes remerciements s'adressent aussi à tous les autres membres du groupe DELPHI de Saclay, qui instaurent une ambiance de travail très amicale, et dont certains m'ont apporter des connaissances et des idées lors de nombreuses discussions. Je remercie en particulier les membres du sous-groupe des “recherches” : Marc Besançon, Marteen Boonekamp, Cyril De Saint-Jean, Philippe Gris, Morgan Lethuillier, Vanina Ruhlmann-Kleider, Didier Vilanova. Je remercie aussi Jérôme Baudot, Teresa Bolognese, Guenadi Borissov, Dominique Brou, Ahmimed Ouraou, François Pierre, Isabelle Ripp-Baudot, Yves Sacquin, Patrice Siegrist, Simona Simonetti et Mari-Lisa Turluer.

J'aimerais adresser des remerciements particuliers à Patrick Jarry, pour m'avoir initier au programme de reconstruction du module TPC ; à Cyril De Saint-Jean, pour tout ce qu'il m'a appris, et à Vanina Ruhlmann-Kleider, pour les très nombreuses discussions que nous avons eu ensemble à l'occasion de la rédaction d'un certain article.

J'aimerais aussi remercier très chaleureusement Christophe Royon, pour sa lecture attentive de mon manuscrit, pour les critiques qu'il a faites, et pour la confiance sans faille, signe d'amitié et support moral précieux, qu'il m'a donnée.

Beaucoup d'autres personnes de l'immense collaboration DELPHI m'ont aussi aidé à élaborer cette thèse. J'aimerais tous les en remercier. En particulier, pour m'avoir conseillé, encouragé ou pour avoir critiqué mon travail, je remercie vivement Tord Ekelof, Mattias Ellert, Jon Guy, Stavros Katsanevas, Jesus Marco, Paolo Privitera, Pier-Paolo Rebecchi, François Richard, et Andrea Trombini.

Enfin, Gwenaëlle m'a accompagné tout au long de ce chemin, et a su m'aider à des moments clefs de la rédaction. Elle sait ce que je lui dois. Qu'elle sache que je la remercie de tout mon cœur.

Table des matières

Introduction

Le Modèle Standard Minimal est le cadre théorique le plus souvent testé par les expériences de physique des particules. Conçu dans les années 60, ce modèle, fondé sur la théorie des champs et sur le principe d'invariance de jauge, permet de décrire les forces électromagnétique et faible au sein d'un formalisme visant à unifier les interactions fondamentales. Le modèle contient un grand nombre de paramètres libres et soufre de certaines lacunes. Par conséquent, et malgré le fait que les expériences aient jusqu'à présent confirmé ses prédictions avec une grande précision, il est considéré comme une approximation d'une théorie plus cohérente et complète.

Le Modèle Standard Minimal prévoit en particulier l'existence d'une particule neutre massive, le boson de Higgs, permettant d'expliquer la génération des masses des bosons de jauge Z et $W^{\pm}$, vecteurs de l'interaction faible, et des fermions. Il est possible que le boson de Higgs ne soit pas le seul de son espèce. De nombreux modèles, en effet, prévoient l'existence de plusieurs de ces particules scalaires, tout en laissant le mécanisme de la génération des masses se réaliser similairement au Modèle Standard Minimal. L'un des bosons de Higgs pourrait être chargé. La recherche directe de cette particule, dans les événements du collisionneur électronique LEP, fait l'objet de cette thèse.

Le LEP a fonctionné depuis l'été 1989 jusqu'à l'automne 1995 avec une énergie dans le centre de masse des collisions fixée autour de la valeur de la masse du boson Z. Ceci a permis de récolter une moisson considérable de mesures et de résultats concernant différents domaines de la physique, de la masse du boson Z à la recherche de particules supersymétriques. Depuis l'automne 1995, le LEP a entamé la deuxième phase de son programme (LEP2) : l'énergie augmente progressivement jusqu'à atteindre 192 GeV en 1998. Ceci a pour buts essentiels la mesure des paramètres physiques du boson W et la recherche de particules nouvelles comme les bosons de Higgs. Cette thèse présente une recherche des bosons de Higgs chargés réalisée en analysant les premières données de LEP2 collectées par l'expérience DELPHI .

Le premier chapitre présente les aspects théoriques et phénoménologiques des bosons de Higgs chargés, en mettant l'accent sur le mécanisme de Higgs, dans un cadre général puis dans le cadre des modèles à deux doublets de champs scalaires du groupe de jauge $SU(2)_L$.

Le deuxième chapitre décrit les différents modules constituant le détecteur DELPHI. L'ensemble du système de reconstruction des trajectoires des particules chargées et toute la calorimétrie ont été utilisés pour développer les analyses.

Les quatres chapitres suivant décrivent les outils utilisés et les analyses effectuées sur les données collectées avec des énergies dans le centre de masse comprises entre 130 et 161 GeV. Les résultats de cette recherche, en terme de sensibilité à l'existence du boson de Higgs chargé, sont regroupés dans le chapitre qui suit.

Enfin, est décrite une analyse de données simulées avec une énergie de 192 GeV, permettant d'évaluer la potentialité de découverte du boson de Higgs chargé par le détecteur DELPHI en utilisant l'ensemble des données attendues pour le programme LEP2.

Chapitre 1

Aspects théoriques et phénoménologiques

1.1 Introduction

Les bosons de Higgs chargés sont des particules apparaissant dans la grande majorité des modèles théoriques qui étendent la structure du "secteur scalaire" du Modèle Standard Minimal (MSM), responsable de la brisure de la symétrie liée au groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Ce chapitre a pour objectif de montrer l'intérêt des recherches directes des bosons de Higgs chargés (notés $\mathrm{H}^{\pm}$ par la suite). Pour cela, je rappelle tout d'abord les caractéristiques du MSM, en soulignant les succès de sa confrontation aux mesures expérimentales, et les problèmes qu'il ne résoud pas. Je décris ensuite le mécanisme de Higgs à l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible, dans le MSM, puis dans le cadre d'un secteur scalaire général composé de n multiplets. Je montre alors comment la structure de ce secteur scalaire général doit être contrainte. Dans un troisième temps, je décris les caractéristiques des modèles à deux doublets, en m'intéressant plus particulièrement au couplage des bosons $\mathrm{H}^{\pm}$ aux fermions. Enfin, je précise les caractéristiques de la production de paires de bosons $\mathrm{H}^{\pm}$ au LEP.

1.2 Succès et faiblesses du Modèle Standard

Le Modèle Standard Minimal [1] décrit, au sein d'une théorie de jauge, l'ensemble des particules élémentaires liées par les interactions électromagnétique , faible et forte. Les fermions sont regroupés en trois familles constituées de la même manière de leptons, de neutrinos et de quarks. Les interactions électromagnétique et faible sont unifiées au sein d'un formalisme utilisant le groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. L'interaction forte est décrite séparemment, à l'aide du groupe $SU(3)_c$.

Unification électrofaible

Afin de rendre compte de la non-conservation de la parité observée dans les interactions faibles, le MSM décompose les champs des fermions en spineurs ψ_R et ψ_L, correspondant aux fermions d'hélicité doite et gauche. De plus, l'interaction faible lie les leptons et les neutrinos d'hélicité gauche, alors que les neutrinos droits ne sont pas observés. Par conséquent les fermions gauches sont représentés par des doublets sur lesquels agît la symétrie de l'isospin faible, d'opérateur $\vec{T} = \vec{\sigma}/2$ (où $\vec{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ regroupe les matrices de Pauli) correspondant au groupe de jauge $SU(2)_L$, et les fermions droits sont représentés par des singulets. Dans cette structure, les neutrinos, supposés sans masse, sont inclus dans les doublets. Au sein d'une même famille de fermions, les spineurs des leptons, des neutrinos et des quarks ont donc les représentations suivantes[1] :

$$L_L = \left(\begin{array}{c} N_E \\ E \end{array} \right)_L, \quad Q_L = \left(\begin{array}{c} U \\ D \end{array} \right)_L, \quad E_R, \; U_R, \; D_R \tag{1.1}$$

Les bosons de jauge des interactions électromagnétique et faible apparaissent en exigeant que le lagrangien décrivant les fermions libres soit invariant sous toute transformation de jauge locale associée au groupe $SU(2)_L$:

$$\psi_L \longmapsto \mathrm{e}^{ig\vec{T}\cdot\vec{\theta}(x)}\psi_L \quad \text{et} \quad \psi_R \longmapsto \psi_R$$

où g est la constante de couplage de l'interaction faible, et sous toute transformation de jauge locale associée au groupe $U(1)_Y$ et engendrée par l'hypercharge faible Y :

$$\psi_L \longmapsto \mathrm{e}^{ig'\frac{Y}{2}\alpha(x^\mu)}\psi_L \quad \text{et} \quad \psi_R \longmapsto \mathrm{e}^{ig'Y\alpha(x^\mu)}\psi_R$$

où g' est la constante de couplage associée. La procédure rendant le lagrangien invariant de jauge fait apparaître trois champs W_μ^a (liés à $SU(2)_L$) et un champ B_μ (lié à $U(1)_Y$). Les bosons intermédiaires chargés W sont décrits par les champs $W_\mu^\pm = (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)/\sqrt{2}$ et le boson neutre Z et le photon sont décrits par la combinaison linéaire suivante :

$$A_\mu = B_\mu \cos\theta_\mathrm{W} + W_\mu^3 \sin\theta_\mathrm{W} \tag{1.2}$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin\theta_\mathrm{W} + W_\mu^3 \cos\theta_\mathrm{W} \tag{1.3}$$

où θ_W est l'angle de mélange de Weinberg.

Le tableau 1.1 montre les nombres quantiques des fermions associés à l'interaction électrofaible. La charge Q est liée à la valeur propre de la troisième composante de l'isospin faible et à l'hypercharge faible par la relation : $Q = T_3 + Y/2$.

Le premier succès du modèle a été de prévoir l'existence du boson intermédiaire neutre de l'interaction faible, créant des courants neutres qui furent mis en évidence au CERN en 1973[2]. Les bosons W et Z furent eux-mêmes découverts au CERN dix ans plus tard. De plus, le MSM n'introduit qu'une seule constante de couplage g de l'interaction

1. Ces notations seront utilisées tout au long de ce chapitre

fermions	Q	T_3	Y
$\begin{pmatrix} N_E \\ E \end{pmatrix}_L$	0 -1	1/2 -1/2	-1 -1
E_R	-1	0	-2
$\begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_L$	2/3 -1/3	1/2 -1/2	1/3 1/3
U_R	2/3	0	4/3
D_R	-1/3	0	-2/3

TAB. 1.1 – Nombres quantiques électrofaibles des fermions du Modèle Standard Minimal. L désigne l'un des champs décrivant les leptons chargés e, μ et τ; U (respectivement D) désigne l'un des champs décrivant les quarks u, c et t (respectivement d, s et b).

faible, quelle que soit la famille à laquelle appartiennent les fermions concernés. Cette universalité du couplage est vérifiée par l'expérience, en particulier dans les études des désintégrations du lepton tau, au LEP, où interviennent les couplages $Wl\nu_l$: les rapports $g_l/g_{l'}$ sont mesurés égaux à 1 avec des précisions inférieures à 1,7% [3].

Brisure de la symétrie électrofaible

Afin de rendre massifs les fermions et les bosons de jauge de l'interaction faible, tout en préservant l'invariance de jauge et la renormalisabilité de la théorie, il faut briser, ou cacher, la symétrie électrofaible. Ceci est réalisable en appliquant le mécanisme de Higgs [4], détaillé plus loin, qui introduit des champs scalaires représentés par un doublet Φ de $SU(2)_L$ et ajoute un potentiel dépendant de Φ au lagrangien des fermions libres. Ce doublet se manifeste physiquement par la présence d'un boson de Higgs neutre et massif.

Les masses des bosons W et Z peuvent s'exprimer en fonction d'un seul paramètre inconnu : l'angle de Weinberg. On obtient les relations suivantes :

$$m_{\mathrm{W}}^2 = \frac{\sqrt{2}g^2}{8\mathrm{G_F}} = \frac{\pi\alpha_{\mathrm{em}}}{\sqrt{2}\mathrm{G_F}\sin^2\theta_{\mathrm{W}}}$$

et :

$$\rho = \frac{m_{\mathrm{W}}^2}{m_{\mathrm{Z}}^2\cos^2\theta_{\mathrm{W}}} = 1 \tag{1.4}$$

où α_{em}est la constante de couplage électromagnétique et $\mathrm{G_F}$ la constante de couplage de Fermi.

Les fermions acquierent une masse par leurs couplages au champ de Higgs. Notons que les états massifs des quarks ne sont pas les états propres de l'interaction faible : les quarks de charge $-1/3$ (par convention) subissent un mélange sous l'action de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa :

$$\begin{pmatrix} \mathrm{d}' \\ \mathrm{s}' \\ \mathrm{b}' \end{pmatrix} = \mathrm{V}\begin{pmatrix} \mathrm{d} \\ \mathrm{s} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix} \tag{1.5}$$

De nombreuses expériences ont permis de mesurer les paramètres m_{W} , m_{Z} et $\sin^2\theta_{\mathrm{W}}$. En particulier, le programme LEP1 a permis d'atteindre une précision relative égale à $2,1\times10^{-5}$ sur la masse du Z ($m_{\mathrm{Z}} = 91,1863 \pm 0,0019\,\mathrm{GeV}/c^2$ [5]), et les premières données du programme LEP2, collectées avec des énergies de 161 et de 172 GeV dans le centre de masse de la collision, ont déja permis d'obtenir une précision de mesure sur la masse du W de 0,2% ($m_{\mathrm{W}} = 80,38 \pm 0,14\,\mathrm{GeV}/c^2$). L'ensemble des résultats des expériences testant le MSM permet de mesurer ρ: $\rho_{exp} = 1,0012 \pm 0,0022$ [6]. Cette valeur prouve la cohérence du modèle, cependant l'égalité $\rho = 1$ peut être obtenue avec un secteur scalaire plus riche que le simple doublet du MSM, comme nous le verrons par la suite.

Les mesures des caractéristiques de la résonnance du Z effectuées à LEP ont aussi permis de mesurer le nombre de familles de fermions ayant un neutrino léger (de masse inférieure à l'énergie des faisceaux) : $N_\nu = 2,992 \pm 0,011$, nombre compatible avec 3. Le MSM ne prédit pas ce nombre, mais a permis de mesurer indirectement, avec une excellente précision, la masse du sixième quark, le *top*, qui ne fut observé qu'en 1994 par les expériences de collisions protons-antiprotons au Fermilab [7]. En effet, les mesures effectuées au LEP sont tellement précises qu'elles sont sensibles aux corrections quantiques de la théorie. A partir de l'ensemble des résultats, un ajustement permet d'obtenir la mesure indirecte suivante [5] : $m_{\mathrm{t}}^{ind} = 155^{+15}_{-11}\,\mathrm{GeV}/c^2$, valeur remarquablement compatible avec la mesure directe [7][5] : $m_{\mathrm{t}}^{dir} = 175,6 \pm 5,5\,\mathrm{GeV}/c^2$.

Interaction forte

L'interaction forte lie les quarks et les gluons au sein des hadrons, les gluons étant eux-mêmes les bosons vecteurs de l'interaction, dépourvus de masse. La théorie de jauge décrivant ces processus est la Chromodynamique Quantique (QCD). La symétrie associée fait intervenir le groupe de jauge $SU(3)_c$: chaque quark porte un nombre quantique appelé *couleur*, pouvant prendre trois valeurs. Les quarks sont représentés par des triplets de $SU(3)_c$; les leptons, non colorés, par des singulets; et les gluons par des octets. Les champs des gluons apparaissent en exigeant l'invariance du lagrangien du MSM sous toute transformation de jauge locale associée au groupe $SU(3)_c$.

La théorie QCD permet de décrire le rayonnement de gluons ou de quarks à partir d'un quark primaire. Par contre, la formation des hadrons à partir des quarks et des gluons rayonnés n'est pas un processus perturbatif. Pour rendre compte de ce phénomène appelé *fragmentation*, il faut construire des modèles (modèles de Lund, de Peterson), utilisés par exemple dans la simulation des événements issus d'un processus physique.

Faiblesses du Modèle Standard

Malgré la vérification expérimentale du MSM, ce modèle est incomplet et souffre d'incohérences. Il inclut l'interaction forte de manière indépendante de l'interaction électrofaible; la gravitation est exclue du modèle. Il soulève de nombreuses autres questions :

- Pourquoi y'a-t-il trois familles associées aux neutrinos légers, alors que seule la première d'entre elles constitue la matière visible ?
- Les neutrinos ont-ils réellement une masse nulle ?
- Pourquoi la masse du top est-elle si élevée, comparée aux masses des autres quarks ?
- Si le secteur scalaire est minimal, quelle est la masse du boson de Higgs, et d'où viennent les valeurs de ses couplages aux bosons et aux fermions qui déterminent leurs masses ?
- Si le secteur scalaire n'est pas minimal, de quelle nature sont ses multiplets ? Combien y-a-t-il de champs scalaires physiques ?

De plus, bien que le MSM soit renormalisable, le secteur scalaire fait apparaître des divergences de type ultraviolet. Considérons par exemple la contribution du diagramme de la figure 1.1 au propagateur du champ H.

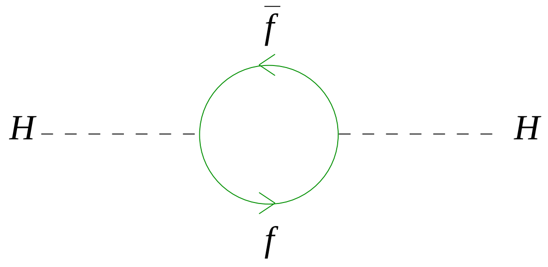


FIG. 1.1 – Boucle de fermions contribuant aux corrections quantiques du propagateur du boson de Higgs.

Le terme associé est tel que [8] :

$$\pi_{HH}^{f} \propto \lambda_f^2 \int \frac{\mathrm{d}^4 k}{(2\pi)^4} \left(\frac{1}{k^2 - m_f^2} + \frac{2m_f^2}{(k^2 - m_f^2)^2} \right) \tag{1.6}$$

L'intégration sur le quadri-moment k du fermion est faite jusqu'à une borne supérieure Λ, correspondant à l'échelle d'énergie maximale à laquelle le modèle de la physique est encore valable. La première partie de la fonction intégrée donne un terme proportionnel à Λ^2 (divergence quadratique) : la masse expérimentalement mesurable du boson de Higgs est corrigée par un terme additionnel proportionnel à $\lambda_f^2 \Lambda^2$. Ceci signifie que si l'on suppose que le MSM décrit bien la réalité jusquà une échelle d'énergie de l'ordre de la masse de Planck (10^{19} GeV), et que la masse physique du boson de Higgs est de l'ordre de l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible (100 GeV), alors le paramètre λ_f^2 doit être ajusté à 34 ordres de grandeur près afin d'assurer la cohérence de la théorie. Un tel ajustement des paramètres est peu naturel : il est désigné sous le nom de problème de naturalité.

1.3 Le mécanisme de Higgs

1.3.1 Un cas simple : $U(1)$

Considérons le cas d'une théorie de jauge reposant sur le groupe $U(1)$ (cas de l'électromagnétisme). Soit $\mathcal{L}$ le lagrangien décrivant un champ scalaire complexe $\Phi = \phi_1 + i\phi_2$ (où les ϕ_i sont réels) associé à un potentiel $V(\Phi)$ tel que $\mathcal{L}$ soit invariant sous toute transformation de jauge globale $\Phi \longmapsto \mathrm{e}^{i\alpha}\Phi$, où α est une constante.

$V(\Phi)$ s'écrit, en se limitant aux deux premiers termes possibles du développement en puissance de Φ :

$$V(\Phi) = \mu^2\Phi^*\Phi + \lambda(\Phi^*\Phi)^2 \tag{1.7}$$

et $\mathcal{L}$ a pour expression :

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu\Phi)^*(\partial^\mu\Phi) - V(\Phi) \tag{1.8}$$

Afin de rendre $\mathcal{L}$ invariant sous toute transformation de jauge locale : $\Phi \longmapsto \mathrm{e}^{i\alpha(x^\mu)}\Phi$, le champ de jauge de la théorie doit intervenir dans la dérivée :

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$$

est substitué à ∂_μ, où le champ se transforme suivant :

$$A_\mu \longmapsto A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha.$$

Si $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$, alors le potentiel, représenté dans la figure 1.2, atteint son minimum pour tout Φ tel que $\Phi^*\Phi = \frac{-\mu^2}{2\lambda} = v^2/2$. Par conséquent, l'état fondamental du potentiel est atteint pour des valeurs de Φ non nulles. C'est en ce sens que la symétrie associée au groupe $U(1)$ est brisée spontanément.

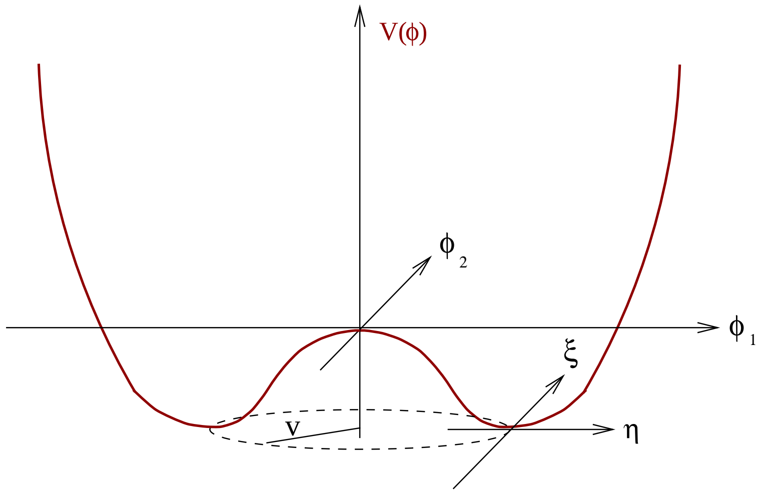


FIG. 1.2 – Potentiel de Higgs dans le cas d'une théorie de jauge reposant sur le groupe $U(1)$.

Développons Φ autour de l'un des états du vide :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta(x) + i\xi(x))$$

Le lagrangien 1.8 devient, en utilisant son expression invariante de jauge :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}' &= \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 - \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu A^\mu - ev A_\mu \partial^\mu \xi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ &+ \text{termes d'interaction entre champs} \end{aligned} \tag{1.9}$$

$\mathcal{L}'$ contient un terme de masse pour le boson de jauge A_μ et pour le champ scalaire η. Par contre, le champ ξ, appelé boson de Goldstone, a une masse nulle. Le développement de Φ permet donc de rendre massif le boson de jauge, mais fait apparaître une particule scalaire sans masse.

Le mécanisme de Higgs résoud ce problème : l'invariance de jauge du lagrangien offre la possibilité de fixer la jauge, c'est-à-dire de définir la transformation de A_μ de manière à ne plus faire apparaître le champ ξ dans 1.9. Pour cela, remarquons que l'on peut écrire : $\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta + i\xi) \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \eta)\mathrm{e}^{i\xi/v}$. En utilisant cette expression plus générale de Φ, et en choisissant la transformation : $A_\mu \longmapsto A_\mu + \frac{1}{ev}\partial_\mu \xi$, alors le lagrangien $\mathcal{L}'$ ne contient plus de terme dépendant du champ ξ. En fait, le boson de Goldstone est un champ fictif permettant de fournir une polarisation longitudinale au champ de jauge massif. Remarquons le fait que le nombre de bosons de Goldstone apparaissant dans le mécanisme est intrinsèquement lié au nombre de champs réels (ou degrés de liberté) définissant le multiplet scalaire.

1.3.2 Cas du Modèle Standard

Le mécanisme de Higgs s'applique au modèle standard en utilisant des champs scalaires sous la forme d'un multiplet du groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Le choix le plus simple se porte sur un doublet de $SU(2)_L$ d'hypercharge $Y = 1$:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2} \\ (\phi_3 + i\phi_4)/\sqrt{2} \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

où les champs ϕ_i sont réels. La dérivée covariante fait intervenir quatre champs de jauge :

$$D_\mu = i\partial_\mu - g\overrightarrow{T} \cdot \overrightarrow{W_\mu} - g'\frac{Y}{2}B_\mu \tag{1.11}$$

Les termes du lagrangien faisant intervenir les champs scalaires sont :

$$\mathcal{L}_s = |D_\mu \Phi|^2 - V(\Phi) \tag{1.12}$$

où $|X|^2 = X^\dagger X$ et où le potentiel s'écrit : $V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2$, avec $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$.

Φ est développé autour de l'état fondamental $\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}\mathrm{e}^{i\vec{\sigma}\cdot\vec{\theta}(x)/v}$$

où les champs $\vec{\theta}(x)$ correspondent à trois bosons de Goldstone : ici, trois degrés de liberté du doublet scalaire sont utilisés afin de donner les polarisations longitudinales des bosons W$^{\pm}$ et Z. Les termes de masse n'apparaissent que pour les champs W_μ, Z_μ et H. Le champ A_μ, correspondant au photon, reste non massif car le choix de l'hypercharge $Y = 1$ du doublet scalaire rend invariant l'état du vide sous toute transformation de jauge locale du groupe $U(1)$ (la charge électromagnétique de Φ_0 est nulle : $Q\Phi_0 = 0$).

La masse du boson H n'est pas prédite par ce mécanisme : elle est égale à $v\sqrt{2\lambda}$. Le paramètre v, échelle de la brisure de la symétrie électrofaible, est par contre connu en raison de la correspondance entre le modèle de l'interaction électrofaible et le modèle effectif des courants chargés valable à basse énergie. On a :

$$v = \left(\mathrm{G_F}\sqrt{2}\right)^{-\frac{1}{2}} \approx 246\,\mathrm{GeV}$$

1.3.3 Secteur scalaire général

Le choix d'un seul doublet scalaire du MSM est minimal. *A priori*, d'autres types de multiplets pourraient être utilisés afin de mettre en œuvre la génération des masses. De plus, une structure plus complexe du secteur scalaire pourrait expliquer les différences entre les masses des fermions. D'autres motivations existent, en particulier dans le cadre du problème de la violation de la symétrie CP. En effet, le MSM rend compte de ce phénomène par la présence de coefficients complexes dans la matrice de mélange des saveurs des quarks V. Ceci revient à introduire une phase dans cette matrice. Cependant, cette source de violation de la symétrie CP ne suffit pas à expliquer le rapport entre les densités de matière et d'antimatière dans l'univers [9]. Or, les modèles à secteur scalaire étendu, en particulier les modèles à deux doublets, offrent de nouvelles sources de violation de CP, ayant pour conséquence de rendre possible un phénomène de baryogénèse spontanée à l'échelle de l'interaction faible.

Il existe donc de nombreuses raisons de donner une structure plus complexe, et donc plus riche, au secteur scalaire du MSM. Cependant, des contraintes restreignent le champ des possibilités. Avant de les préciser, je décris tout d'abord le cas général d'un secteur scalaire composé de N multiplets Φ_i d'isospin T_i et d'hypercharge Y_i, représentés par des vecteurs de dimension $2T_i + 1$ [10] :

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \phi_{i,1}(T_i) \\ \phi_{i,2}(T_i - 1) \\ \vdots \\ \phi_{i,j}(T^3_{i,j}) \\ \vdots \\ \phi_{i,2T_i+1}(-T_i) \end{pmatrix} \tag{1.13}$$

où chaque composante $\phi_{i,j}$ a une charge électrique : $Q_{i,j} = T^3_{i,j} + \frac{Y_i}{2}$, $T^3_{i,j}$ étant la troisième composante de l'isospin faible associée au champ $\phi_{i,j}$.

Les termes de masse des bosons de jauge apparaissent en développant la partie du lagrangien contenant les dérivées covariantes :

$$\mathcal{L}_s = \left| \sum_i \left(\partial_\mu - ig\overrightarrow{T_i} \cdot \overrightarrow{W_\mu} - ig' \frac{Y_i}{2} B_\mu \right) \Phi_i \right|^2 \tag{1.14}$$

à la condition, nécessaire et suffisante, qu'au moins l'une des composantes d'un des multiplets Φ_i acquiert une valeur moyenne dans le vide ($v.e.v.$) non nulle :

$$\langle 0|\Phi_i|0\rangle = \langle \Phi_i \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}$$

Afin de rendre l'état du vide invariant sous toute transformation locale du groupe $U(1)_{em}$, les composantes non nulles J_i des états $\langle \Phi_i \rangle_0$ doivent être électriquement neutres :

$$\forall i \in [1, N],\ Q_{i,J_i} = 0,\ \text{soit} : T^3_{i,J_i} = -\frac{Y_i}{2}$$

Le développement de l'expression 1.14 conduit aux relations générales suivantes, définissant les masses des bosons de jauge :

$$m^2_{\mathrm{W}} = \frac{g^2}{2} \sum_i v_i^2 \left[T_i(T_i+1) - \left(\frac{Y_i}{2} \right)^2 \right] \tag{1.15}$$

$$m^2_{\mathrm{Z}} = \frac{g^2}{\cos^2 \theta_{\mathrm{W}}} \sum_i v_i^2 \left(\frac{Y_i}{2} \right)^2 \tag{1.16}$$

Le nombre de bosons scalaires massifs restant, après absorption de trois degrés de liberté pour obtenir les composantes longitudinales des champs de jauge, est égal à $2\sum_{i=1}^{N}(2T_i+1) - 3$. Les $v.e.v.$ v_i vérifient :

$$2 \sum_{i=1}^{N} v_i^2 \left[T_i(T_i+1) - \left(\frac{Y_i}{2} \right)^2 \right] \approx (246\,\mathrm{GeV}\,)^2$$

1.3.4 Contraintes sur la nature du secteur scalaire

Les contraintes sur la structure des multiplets scalaires sont liées, d'une part, à la génération des masses des bosons de jauge, qui est telle que la relation $\rho = 1$ doit être vérifiée à l'ordre 0 des corrections quantiques, et d'autre part, à la génération des masses des fermions qui doit éviter la possibilité de courants neutres avec changement de saveur, toujours au niveau de l'approximation en arbre.

1.3.4.1 $\rho = 1$

L'expression générale de ρ, dans le cas à N multiplets (T_i, Y_i), est :

$$\rho = \frac{\sum_{i=1}^{N} v_i^2 \left[T_i(T_i+1) - \left(\frac{Y_i}{2}\right)^2 \right]}{2 \sum_{i=1}^{N} v_i^2 \left(\frac{Y_i}{2}\right)^2} \tag{1.17}$$

Par conséquent, l'égalité $\rho = 1$ peut être assurée si chaque multiplet vérifie :

$$T_i(T_i+1) = 3\left(\frac{Y_i}{2}\right)^2 \tag{1.18}$$

Les cas les plus simples sont les singulets $(T = 0, Y = 0)$ et les doublets $(T = 1/2, Y = \pm 1)$. Les singulets sont généralement utilisés en association avec d'autres multiplets, en particulier les doublets (c'est le cas de certaines extensions supersymétriques du MSM [11]). Au-delà du doublet, la représentation $(T = 3, Y = 4)$, appelée *septet*, permet aussi d'avoir l'égalité $\rho = 1$, mais sa structure complexe la rend peu probable.

Un autre moyen d'obtenir l'unité de ρ est d'ajuster les valeurs des v_i. Ainsi, alors qu'un triplet d'hypercharge $Y = 2$ est tel que $\rho = 1/2$, deux triplets d'hypercharges $Y_1 = 2$ et $Y_2 = 0$ et de *v.e.v.* v_1 et v_2 sont tels que :

$$\rho = \frac{v_1^2 + 2v_2^2}{2v_1^2}$$

Dans ce cas, imposer aux *v.e.v.* de vérifier $v_1^2 = 2v_2^2$ permet d'avoir $\rho = 1$. Un tel ajustement est cependant peu naturel.

Ainsi, l'unité de ρ contraint a privilégier des secteurs scalaires ayant au moins un doublet. Il est *a priori* possible d'ajouter alors une représentation plus complexe, comme un triplet, qui contribuerait à donner une valeur de ρ légèrement différente de 1. Dans cette hypothèse, la valeur expérimentale de ρ contraint la valeur de la *v.e.v.* du triplet, de manière plus ou moins forte, suivant la valeur de son hypercharge [12]. Une analyse récente [13] obtient dans ce cadre :

$$|v_{1,Y}| \leq 0,03 |v_{\frac{1}{2},1}|$$

où $Y = 0$ ou $Y = \pm 2$ et $v_{\frac{1}{2},1}$ est la *v.e.v.* du doublet. Or, une très faible valeur de $v_{1,Y}$ contredit le rôle des multiplets scalaires, qui consiste, comme on l'a vu, à briser la symétrie électrofaible en ayant une *v.e.v.* précisément non nulle. Pour cette raison, une telle structure est défavorisée.

Un autre modèle [13] utilise la représentation du triplet tout en évitant ce problème : deux triplets, l'un constitué de champs réels $(Y = 0)$ et l'autre de champs complexes $(Y = 2)$, sont ajoutés au doublet du MSM. L'unité de ρ est assurée si les *v.e.v.* des deux triplets sont égales, ce qui peut encore sembler peu naturel.

Par conséquent, la nécessité d'avoir une valeur de ρ très proche de 1, ce que contraignent les mesures avec une grande précision, conduit à choisir une structure du secteur scalaire composée de doublets (éventuellement accompagnés de singulets), représentations les plus simples et les plus naturelles (c'est-à-dire ne nécessitant pas des relations ajustées entre les *v.e.v.* des multiplets). Dans la suite de ce chapitre, les secteurs scalaires étudiés contiendront au moins deux doublets (modèles MHDM, pour "Multiple Higgs Doublets Models").

1.3.4.2 Suppression des FCNC

Afin de rendre les fermions massifs, il faut introduire des termes de masse dans le lagrangien de la théorie. Cependant, un simple terme proportionnel à $\bar{E}E = \overline{E_L}E_R + \overline{E_R}E_L$ n'est pas invariant sous toute transformation du groupe $SU(2)_L$. Par conséquent, il faut utiliser les représentations en doublets et en singulets des fermions. Pour cela, un multiplet scalaire Φ du modèle peut être utilisé, à la condition qu'il s'agisse d'un doublet d'hypercharge $Y = \pm 1$. On peut ainsi construire le terme :

$$-g_l \left[\left(\overline{L_L}\Phi \right) E_R + \overline{E_R} \left(\Phi^\dagger L_L \right) \right]$$

qui permet de donner une masse au lepton droit E_R après brisure de la symétrie électrofaible, et qui a un isospin nul garantissant la conservation de la symétrie de jauge associée.

Plus précisément, et dans le cas de l'existence d'une seule famille de fermions, la partie du lagrangien décrivant les couplages des fermions aux champs scalaires (lagrangien de Yukawa) s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = -g_l \left(\overline{L_L}\Phi \right) E_R - g_D \left(\overline{Q_L}\Phi \right) D_R - g_U \left(\overline{Q_L}\Phi^c \right) U_R + h.c.^{2} \tag{1.19}$$

où : $\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ et où : $\Phi^c(Y=-1) = i\sigma_2\Phi^* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}$.

Dans le cas du MSM, où trois familles sont définies, le lagrangien de Yukawa est plus complexe car il existe un mélange des saveurs des quarks dont il faut tenir compte à l'aide de la matrice V définie plus haut. Ce mélange est tel que la matrice V est unitaire : au niveau de l'approximation de l'arbre (ordre 0 des corrections quantiques), les transitions d$\leftrightarrow$s, s$\leftrightarrow$b ou d$\leftrightarrow$b sont interdites, ce qui se traduit phénoménologiquement par l'absence de courants neutres changeant la saveur (FCNC pour "Flavor Changing Neutral Current"). Le lagrangien de Yukawa, pour les quarks, a dans ce cas l'expression suivante :

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = -\sum_{i,j} \left[G'_{ij} \left(\overline{Q_{iL}}\Phi \right) D'_{jR} + G_{ij} \left(\overline{Q_{iL}}\Phi^c \right) U_{jR} \right] + h.c. \tag{1.20}$$

où i et j spécifient les familles et où G et G' sont des matrices carrées de dimension égale à 3. Après brisure de la symétrie électrofaible et développement de Φ autour de son état fondamental, on obtient les termes suivants :

$$-\left(1 + \frac{H(x)}{v}\right) \sum_{i,j} \left(\overline{U_{iL}} M_{ij} U_{jR} + \overline{D'_{iL}} M'_{ij} D'_{jR} \right) + h.c. \tag{1.21}$$

2. *h.c.*: hermitique conjugué

où les matrices de masse M et M' vérifient $M = \frac{v}{\sqrt{2}} G$ et $M' = \frac{v}{\sqrt{2}} G'$. Il faut diagonaliser les matrices M et M' afin de mettre en évidence les champs des quarks physiques :

$$-\left(1 + \frac{H(x)}{v}\right)\left(m_{\rm d}\bar{\rm d}{\rm d} + m_{\rm u}\bar{\rm u}{\rm u} + \cdots\right) \tag{1.22}$$

Aucun couplage du type $H\bar{\rm d}{\rm s}$, établissant un changement de saveur, n'apparaît dans ce terme. Ceci est dû au fait que les diagonalisations de M et de M' entraînent les diagonalisations de G et de G', c'est-à-dire ce qui décrit l'interaction entre le champ scalaire et les fermions.

Cet état de fait change dans le cas différent du MSM où plusieurs doublets scalaires se couplent aux multiplets des fermions. Considérons par exemple le cas d'un secteur scalaire constitué de deux doublets Φ_1 et Φ_2 d'hypercharges $Y_{1,2} = 1$. Le lagrangien de Yukawa décrivant les quarks de type D, par exemple, s'écrit dans ce contexte :

$$\mathcal{L}_{\rm Yuk} = -\sum_{i,j}\left[G'^{(1)}_{ij}\left(\overline{Q_{iL}}\Phi_1\right)D'_{jR} + G'^{(2)}_{ij}\left(\overline{Q_{iL}}\Phi_2\right)D'_{jR}\right] + h.c. \tag{1.23}$$

et conduit, après brisure de la symétrie électrofaible, aux termes suivants, équivalents à 1.21 :

$$-\sum_{i,j}\left(1 + \frac{H_1(x)}{v_1}\right)\left(\overline{D'_{iL}}M'^{(1)}_{ij}D'_{jR}\right) - \sum_{i,j}\left(1 + \frac{H_2(x)}{v_2}\right)\left(\overline{D'_{iL}}M'^{(2)}_{ij}D'_{jR}\right) + h.c. \tag{1.24}$$

où v_i et H_i sont respectivement la *v.e.v.* et le champ massif associés au doublet Φ_i. La matrice de masse, qui doit être diagonalisée, est

$$M' = M'^{(1)} + M'^{(2)} = \frac{v_1}{\sqrt{2}}G'^{(1)} + \frac{v_2}{\sqrt{2}}G'^{(2)}.$$

Cette relation montre que la diagonalisation de M' n'entraîne pas la diagonalisation de chaque matrice $G'^{(1)}$ et $G'^{(2)}$, ce qui implique que les interactions entre champs scalaires et quarks ne conservent pas forcément la saveur. La présence de FCNC au niveau de l'approximation de l'arbre est donc possible. Or, les FCNC peuvent contribuer à des processus rares, comme les transitions $\rm K^0$-$\overline{\rm K}^0$, $\rm D^0$-$\overline{\rm D}^0$, ou la désintégration $\rm K^0_L \to \mu^-\mu^+$. Les mesures effectuées sur ces processus contraignent beaucoup la présence de FCNC au niveau de l'approximation en arbre. Par conséquent, les caractéristiques du secteur scalaire du modèle doivent être telles que les FCNC soient impossibles au niveau de l'ordre 0 des corrections quantiques.

Dans les modèles MHDM, il existe plusieurs manières de vérifier cette condition. L'une d'entre elles consiste à imposer des masses élevées (supérieures à 1 TeV) aux bosons de Higgs physiques, ce qui diminue la probabilité d'occurence des transitions $\rm K^0$-$\overline{\rm K}^0$, par exemple. Cependant, la solution la plus naturelle repose sur un théorème démontré par Glashow et Weinberg [14] [15], qui établit que *les FCNC induits par les champs scalaires sont absents si et seulement si tous les quarks de même charge électrique :*

(1) ont le même type de représentation irréductible du groupe $SU(2)_L$ (doublets ou singulets dans le MSM),

(2) ont le même nombre quantique T_3,

(3) obtiennent leur masse du couplage à un seul doublet de Higgs.

La condition (3) s'explique par le fait que les couplages changeant la saveur font intervenir des quarks de même charge, pour ne pas violer la conservation de ce nombre quantique. Par conséquent, les termes manifestant les FCNC disparaissent si, pour les quarks de même charge, la matrice de masse M est proportionnelle à la matrice d'interaction G, c'est-à-dire si elle est définie à partir d'un seul doublet scalaire. Cette condition est équivalente à l'existence d'une symétrie discrète supplémentaire, dont la définition dépend des modèles (nous l'expliciterons pour les modèles à deux doublets). Dans les modèles MHDM, il existe en fait cinq manières [16] de coupler les doublets de Higgs aux fermions, afin de respecter la condition (3). Le tableau 1.2 résume ces cinq possibilités en montrant dans chaque cas quels doublets scalaires se couplent à quels fermions.

fermions	Type de modèle MHDM				
	I	I′	II	II′	III
u,c,t	Φ_1	Φ_1	Φ_1	Φ_1	Φ_1
d,s,b	Φ_1	Φ_1	Φ_2	Φ_2	Φ_2
e,μ, τ	Φ_1	Φ_2	Φ_1	Φ_2	Φ_3

TAB. 1.2 – Les cinq manières de coupler les doublets de Higgs aux fermions afin de respecter la condition de suppression des FCNC définie par Glashow et Weinberg.

Considérons par exemple le cas d'un modèle à deux doublets du type II, dans lequel le doublet Φ_1 (respectivement Φ_2) se couple aux quarks de type U (respectivement D). Le lagrangien de Yukawa correspondant à l'expression 1.20 devient :

$$\mathcal{L}_{\text{Yuk}} = -\sum_{i,j} \left[G'^{(1)}_{ij} \left(\overline{Q_{iL}}\Phi_1\right) D'_{jR} + G^{(2)}_{ij} \left(\overline{Q_{iL}}\Phi_2\right) U'_{jR} \right] + h.c. \tag{1.25}$$

et la diagonalisation des matrices de masses entraîne la diagonalisation des matrices G et G'.

Nous avons ainsi montré, à partir de l'exigence de l'unitarité de ρ et de l'absence de FCNC au niveau de l'approximation en arbre, que les extensions du secteur scalaire du MSM les plus favorisées sont constituées d'au moins deux doublets du groupe $SU(2)_L$, éventuellement accompagnés de singulets, et que les fermions se couplent à trois doublets au plus, et selon cinq manières possibles. L'exigence de simplicité dans la construction du modèle, qui permet d'éviter l'existence d'un trop grand nombre de paramètres libres décrivant le secteur scalaire, incite à restreindre le nombre de doublets à deux. C'est le cas par exemple du modèle d'extension supersymétrique du MSM le plus fréquemment utilisé, le MSSM ("Minimal Supersymmetric Standard Model"), qui sera décrit plus loin.

1.4 Les modèles à deux doublets

1.4.1 Potentiel et bosons de Higgs

Soient Φ_1 et Φ_2 les deux doublets de $SU(2)_L$du modèle, constitués de champs scalaires complexes, et d'hypercharge $Y_{1,2} = 1$:

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi_1 + i\varphi_2 \\ \varphi_3 + i\varphi_4 \end{pmatrix} \text{ et } \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi_5 + i\varphi_6 \\ \varphi_7 + i\varphi_8 \end{pmatrix} \tag{1.26}$$

Le choix $Y(\Phi_1) = Y(\Phi_2) = 1$ est arbitraire : il est possible d'utiliser deux doublets Φ_1 et Φ_2' tels que $Y(\Phi_1) = -Y(\Phi_2') = 1$, Φ_2' étant obtenu par rotation d'isospin de Φ_2 : $\Phi_2' = i\sigma_2\Phi_2$.

Le potentiel invariant de jauge le plus général qui puisse être construit à partir de ces doublets, a pour expression [17] :

$$\begin{aligned} V(\Phi_1, \Phi_2) = & - \mu_1^2\Phi_1^\dagger\Phi_1 - \mu_2^2\Phi_2^\dagger\Phi_2 - \left(\mu_{12}^2\Phi_1^\dagger\Phi_2 + h.c.\right) \\ & + \lambda_1\left(\Phi_1^\dagger\Phi_1\right)^2 + \lambda_2\left(\Phi_2^\dagger\Phi_2\right)^2 + \lambda_3\left(\Phi_1^\dagger\Phi_1\Phi_2^\dagger\Phi_2\right) + \lambda_4\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2\Phi_2^\dagger\Phi_1\right) \\ & + \frac{1}{2}\left[\lambda_5\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2\right)^2 + h.c.\right] + \left[\left(\lambda_6\Phi_1^\dagger\Phi_1 + \lambda_7\Phi_2^\dagger\Phi_2\right)\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2\right) + h.c.\right] \end{aligned} \tag{1.27}$$

où tous les coefficients λ_i sont des nombres complexes.

Ce potentiel contient des termes proportionnels à $\Phi_1^\dagger\Phi_2$, source de la violation de la symétrie CP. Plus précisément, si λ_5 est réel et différent de 0, ce phénomène va se manifester si l'un, au moins, des trois paramètres μ_{12}, λ_6 ou λ_7 n'est pas nul. Dans ce cas, on peut distinguer deux types de violation de la symétrie CP :

1. violation *spontanée* : si $\lambda_5 > 0$ et si les trois coefficients sont réels, alors la symétrie CP ne peut être brisée que si une phase relative ξ existe entre les *v.e.v.* des deux doublets :
$$\langle\Phi_1\rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix} \text{ et } \langle\Phi_2\rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\xi} \end{pmatrix}$$
2. violation *explicite* : l'un au moins des trois coefficients μ_{12}, λ_6 ou λ_7 est complexe, ce qui fait apparaître la phase ξ.

Pour l'instant, nous n'avons pas imposer au modèle de vérifier la condition de suppression des FCNC. Pour cela, il doit posséder l'une des deux symétries *discrètes* définies par les transformations suivantes :

$$\Phi_1 \longmapsto -\Phi_1, \qquad \Phi_2 \longmapsto \Phi_2, \tag{1.28}$$

$$D_{iR} \longmapsto D_{iR} \quad ou \quad D_{iR} \longmapsto -D_{iR}, \qquad U_{iR} \longmapsto U_{iR} \tag{1.29}$$

où i indique la famille de fermions.
La symétrie liée à la transformation $D_{iR} \longmapsto D_{iR}$ est vérifiée par les modèles de type

I, où tous les quarks se couplent au même doublet; l'autre symétrie est vérifiée par les modèles de type II, dans lesquels les quarks de type U et D ne se couplent pas au même doublet scalaire.

Afin que le potentiel 1.27 soit invariant sous les transformations 1.28, il faut que les coefficients μ_{12}, λ_6 et λ_7 soient nuls. Dans ce cas, le phénomène de violation de la symétrie CP n'a plus pour origine le potentiel scalaire. Pour rétablir l'existence d'une source de la violation de la symétrie CP dans le potentiel, tout en supprimant les FCNC, il existe plusieurs solutions [17]. Par exemple, on peut supposer que l'invariance sous la transformation 1.28 est brisée "doucement" par la présence du terme $\mu_{12}^2\Phi_1^\dagger\Phi_2$. Dans la suite de cette étude, nous supposerons cependant que les symétries assurant la suppression des FCNC sont exactes, et que le potentiel scalaire du modèle ne possède pas de termes permettant la violation de la symétrie CP.

Dans ce cas, le potentiel peut s'exprimer de manière plus simple [18] :

$$\begin{aligned} V(\Phi_1,\Phi_2) &= \lambda_1\left(\Phi_1^\dagger\Phi_1 - v_1^2\right)^2 + \lambda_2\left(\Phi_2^\dagger\Phi_2 - v_2^2\right)^2 \\ &+ \lambda_3\left[\left(\Phi_1^\dagger\Phi_1 - v_1^2\right) + \left(\Phi_2^\dagger\Phi_2 - v_2^2\right)\right]^2 \\ &+ \lambda_4\left(\Phi_1^\dagger\Phi_1\Phi_2^\dagger\Phi_2 - \Phi_1^\dagger\Phi_2\Phi_2^\dagger\Phi_1\right) \\ &+ \lambda_5\left[\Re\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2\right)\right]^2 + \lambda_6\left[\Im\left(\Phi_1^\dagger\Phi_2\right)\right]^2 \end{aligned} \tag{1.30}$$

où tous les coefficients λ_i sont ici des nombres réels positifs.

Rappelons que lors du mécanisme de Higgs, trois degrés de liberté des champs scalaires complexes sont absorbés pour engendrer les polarisations longitudinales des bosons de jauge rendus massifs. Par conséquent, dans le cas des modèles à deux doublets, cinq degrés de liberté ne sont pas utilisés pour la génération des masses. Ceux-ci conduisent à l'existence de cinq bosons de Higgs massifs : deux neutres H et h de nombre quantique $J^{PC} = 0^{++}$, un neutre A "pseudoscalaire" (car $J^{PC} = 0^{+-}$) et deux chargés $\mathrm{H}^\pm(J^P = 0^+)$. Les masses de ces bosons peuvent être exprimées en fonction des coefficients λ_i et v_i. En particulier, un paramètre important du modèle est utilisé : le rapport entre les $v.e.v.$ des doublets

$$\tan\beta = \frac{v_2}{v_1}. \tag{1.31}$$

Les expressions des masses s'obtiennent par minimisation du potentiel 1.30, en choisissant comme minimum d'avoir $\langle\varphi_3\rangle = v_1$, $\langle\varphi_7\rangle = v_2$ et $\langle\varphi_k\rangle = 0$ pour tout $k \neq 3, 7$, les champs φ_i étant défini par 1.26. Cette procédure permet de déterminer les facteurs des termes quadratiques en champs φ_i, et consiste à calculer les coefficients de la matrice de masse $\mathcal{M}$, définis par :

$$\mathcal{M}_{ij} = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 V}{\partial\varphi_i\partial\varphi_j}$$

Les états propres de masse des champs scalaires sont obtenus en diagonalisant la matrice $\mathcal{M}$, qui se décompose en blocs.

Secteur neutre

Dans le secteur neutre, les champs des parties réelles (φ_3 et φ_7) sont découplés des champs des parties imaginaires (φ_4 et φ_8) :

- La matrice correspondant aux parties imaginaires a pour expression :

$$\lambda_6 \begin{pmatrix} v_1^2 & -v_1 v_2 \\ -v_1 v_2 & v_2^2 \end{pmatrix} \tag{1.32}$$

La valeur propre 0 est associé au boson de Goldstone G absorbé pour donner la composante longitudinale du boson Z. L'état propre G est défini par :

$$G = \sqrt{2}\left[\Im\left(\phi_1^0\right)\cos\beta + \Im\left(\phi_2^0\right)\sin\beta\right]$$

où β, défini par 1.31, est l'angle de la rotation qui diagonalise la matrice 1.32. L'autre valeur propre est la masse du boson A, décrit par le vecteur propre orthogonal à G :

$$A = \sqrt{2}\left[-\Im\left(\phi_1^0\right)\sin\beta + \Im\left(\phi_2^0\right)\cos\beta\right]$$

m_{A} est définie par[3] : $m_{\mathrm{A}}^2 = \lambda_6\left(v_1^2 + v_2^2\right)$.

- La matrice correspondant aux parties réelles a pour expression :

$$M^r = \lambda_6 \begin{pmatrix} 4v_1^2\left(\lambda_1 + \lambda_3\right) + v_2^2\lambda_5 & \left(4\lambda_3 + \lambda_5\right)v_1 v_2 \\ \left(4\lambda_3 + \lambda_5\right)v_1 v_2 & 4v_2^2\left(\lambda_2 + \lambda_3\right) + v_1^2\lambda_5 \end{pmatrix} \tag{1.33}$$

Elle est diagonalisée par une rotation d'angle α, tel que :

$$\tan 2\alpha = \frac{2M_{12}^r}{M_{11}^r - M_{22}^r}$$

Les deux états propres correspondent aux bosons H et h :

$$\begin{aligned} H &= \sqrt{2}\left[\left(\Re\left(\phi_1^0\right) - v_1\right)\cos\alpha + \left(\Re\left(\phi_2^0\right) - v_2\right)\sin\alpha\right] \\ h &= \sqrt{2}\left[-\left(\Re\left(\phi_1^0\right) - v_1\right)\sin\alpha + \left(\Re\left(\phi_2^0\right) - v_2\right)\cos\alpha\right] \end{aligned} \tag{1.34}$$

Leurs masses sont les valeurs propres associées, définies par :

$$m_{\mathrm{H,h}}^2 = \frac{1}{2}\left[M_{11}^r + M_{22}^r \pm \sqrt{\left(M_{11}^r - M_{22}^r\right)^2 + 4M_{12}^{r2}}\right]$$

3. Les corrections quantiques aux valeurs des masses définies à l'ordre 0 peuvent être importantes dans certains cas.

Secteur chargé

Dans le secteur chargé, les champs des parties réelles (φ_1 et φ_5) ne sont pas découplés des champs des parties imaginaires (φ_2 et φ_6). On obtient deux matrices identiques correspondant à chaque état de charge, ayant l'expression 1.32 en remplaçant λ_6 par λ_4. La valeur propre nulle est associée au boson de Goldstone absorbé pour donner la composante longitudinale du W^+(ou du W^-). La seconde valeur propre donne la masse du boson de Higgs chargé :

$$m^2_{\mathrm{H}^\pm} = \lambda_4 \left(v_1^2 + v_2^2 \right)$$

Les expressions des états propres orthogonaux $G^\pm$ et $H^\pm$ sont :

$$\begin{aligned} G^\pm &= \phi_1^\pm \cos\beta + \phi_2^\pm \sin\beta \\ H^\pm &= -\phi_1^\pm \sin\beta + \phi_2^\pm \cos\beta \end{aligned} \tag{1.35}$$

Ainsi, les modèles à deux doublets enrichissent le spectre des particules scalaires du MSM en ajoutant deux bosons neutres et deux bosons chargés. Ces derniers vont donner lieu à une phénoménologie particulièrement nouvelle. Parallèlement, les paramètres libres du secteur scalaire sont plus nombreux que dans le MSM, puisqu'au lieu de la masse d'un seul boson de Higgs, existent six paramètres : quatre masses et deux angles de mélange (β et α). Cetains modèles réduisent ce nombre. Le MSSM, par exemple, ne laisse libres que l'une des masses des bosons de Higgs et le paramètre $\tan\beta$.

1.4.2 Couplages entre bosons

Les couplages possibles entre les différents bosons du modèle sont décrits dans le terme du lagrangien faisant intervenir la dérivée covariante D_μ définie par l'équation 1.11 :

$$(D_\mu\Phi_1)^\dagger (D_\mu\Phi_1) (D_\mu\Phi_2)^\dagger (D_\mu\Phi_2)$$

Tout les vertex ne sont pas possibles au niveau de l'approximation en arbre.

Considérons les couplages ne faisant pas intervenir le champs du boson de Higgs chargé. On remarque que les coefficients des couplages entre champs hVV et HVV, où V décrit les bosons W ou Z, sont inférieurs au coefficient du couplage correspondant prévu dans le MSM et noté $H_{\mathrm{MSM}}VV$. On a en effet :

$$g^2_{hVV} + g^2_{HVV} = g^2_{H_{\mathrm{MSM}}VV}$$

et plus précisément :

$$g_{hVV} = \sin(\beta-\alpha) g_{H_{\mathrm{MSM}}VV} \qquad g_{HVV} = \cos(\beta-\alpha) g_{H_{\mathrm{MSM}}VV}$$

Les couplages ZhA et ZHA existent aussi, et sont respectivement proportionnels à $\cos(\beta-\alpha)$ et $\sin(\beta-\alpha)$. Par contre :

- La symétrie de Bose interdit le couplage du boson Z à deux bosons de Higgs identiques, c'est-à-dire Zhh ou ZHH.

- La conservation de la symétrie CP interdit les couplages ZZA,W^+W^-A et ZhH
- Les vertex entre bosons de Higgs neutres et gluons (hgg par exemple) n'apparaissent pas au niveau de l'approximation en arbre.

Les champs H^+ et H^- peuvent être couplés au boson Z et au photon. La figure 1.3 donne les règles de Feynman associées aux vertex ZH^+H^- et γH^+H^-. Ces couplages rendent possible la production de paires de bosons $H^\pm$ dans les collisionneurs électroniques (LEP) ou hadroniques (Tevatron, LHC). Il faut souligner le fait qu'ils ne dépendent pas des angles β et α. Par conséquent, la section efficace du processus $e^+e^- \to H^+H^-$, par exemple, ne dépend que de la masse du boson $H^\pm$ et de l'énergie dans le centre de masse de la collision. L'expression de cette section efficace (sans corrections radiatives) est donnée dans le paragraphe 1.5.1.

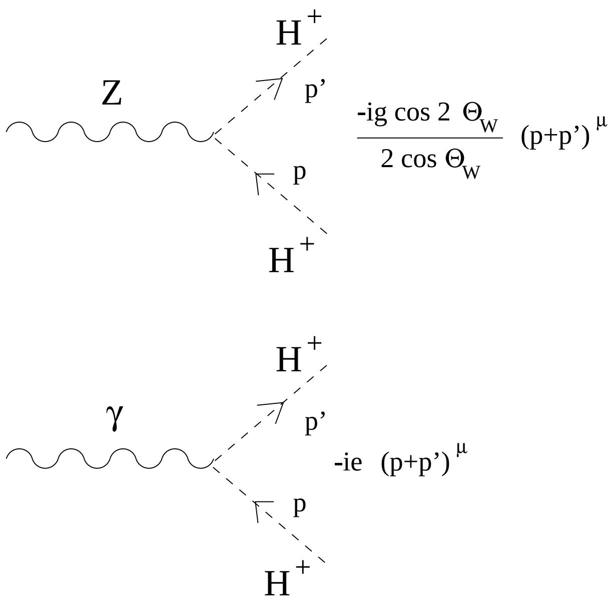


FIG. 1.3 – Règles de Feynman associées aux couplages entre les bosons de Higgs chargés et le boson de jauge Z, d'une part, et entre les bosons $H^\pm$ et le photon, d'autre part.

Les couplages entre champs $W^\mp H^\pm h$, $W^\mp H^\pm H$ et $W^\mp H^\pm A$ sont aussi possibles, et donnent lieu à une phénoménologie particulière si la masse du boson $H^\pm$ est suffisamment grande pour que les désintégrations $H^\pm \to hW^\pm$ ou $H^\pm \to AW^\pm$ soit cinématiquement possibles. Or, l'analyse que j'ai développée a été adaptée à la recherche de bosons de Higgs chargés de masse inférieure à m_W . Par conséquent, je n'étudierai pas plus en détail ce mode de désintégration . Je mentionnerai cependant que ces couplages permettent aussi de décrire les désintégrations $H^\pm \to hW^{\pm *}$ et $H^\pm \to AW^{\pm *}$, où le boson W est hors de sa couche de masse et peut être produit avec une masse inférieure à m_W . Ces modes de désintégration peuvent alors devenir aussi probables que les modes de désintégration en fermions, mais dans certaines conditions particulières de modèles à deux doublets. Dans le MSSM, par exemple[4], la désintégration $H^\pm \to AW^{\pm *}$ est

4. Ces résultats suppose que les masses des partenaires supersymétriques des quarks sont de l'ordre

importante si $\tan\beta$ a une valeur faible (inférieure ou de l'ordre de 1) et si la masse du boson A est faible [19], ce qui n'est pas le cas d'après les recherches récentes au LEP, qui montrent que cette masse est supérieure à $\approx 50\,\mathrm{GeV}/c^2$ [75].

D'autres couplages sont interdits : le terme $W^{\mp}H^{\pm}\gamma$ ne conserve pas le courant électromagnétique; le couplage $W^{\mp}H^{\pm}Z$ est absent dans les modèles ne comportant que des doublets et des singulets.

1.4.3 Couplages du boson H$^{\pm}$ aux fermions

Les coefficients de couplage entre les champs $H^{\pm}$ et les champs des fermions dépendent des modèles (*cf* tableau 1.2). Nous allons dans ce qui suit décrire une paramétrisation générale, valable dans les modèles à doublets (MHDM), en suivant la démarche de la référence [16].

1.4.3.1 Paramétrisation générale

Considérons un modèle à n doublets. Il contient $2n$ champs scalaires neutres et $2n$ champs scalaires chargés. Le mécanisme de Higgs élimine deux champs chargés et un champ neutre (bosons de Goldstone absorbés), laissant $2(n-1)$ bosons scalaires chargés et $2n-1$ bosons scalaires neutres massifs. Le lagrangien décrivant les couplages entre les champs des fermions et les champs scalaires chargés peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\mathcal{L}^{\pm}_{\mathrm{Yuk}} = \left(2\sqrt{2}\mathrm{G_F}\right)^{\frac{1}{2}} \sum_{i=2}^{n} \left(X_i\overline{U_L}\mathrm{V}M_D D_R + Y_i\overline{U_R}M_U\mathrm{V}D_L + Z_i\overline{N_L}M_E E_R\right) H_i^+ + h.c. \tag{1.36}$$

où les champs décrivant les fermions ont été définis en début de ce chapitre (équation 1.1); les champs H_i^+ décrivent les bosons scalaires chargés positivement; M_D, M_U, M_E sont les matrices de masse diagonalisées, respectivement associées aux quarks de type D, de type U et aux leptons chargés.

X_i, Y_i et Z_i sont les constantes de couplage complexes. Ces paramètres proviennent de la matrice de mélange $\mathcal{U}$ qui réalise la rotation dans l'espace des champs scalaires chargés φ_i^+ nécessaire à définir les champs physiques G^+ et H_i^+ :

$$\begin{pmatrix} G^+ \\ H_2^+ \\ \vdots \\ H_n^+ \end{pmatrix} = \mathcal{U} \begin{pmatrix} \varphi_1^+ \\ \varphi_2^+ \\ \vdots \\ \varphi_n^+ \end{pmatrix} \tag{1.37}$$

La matrice $\mathcal{U}$, de dimension $n \times n$, est unitaire. Elle peut être paramétrisée à l'aide de $n(n-1)/2$ angles et de $(n-1)(n-2)/2$ phases.

du TeV.

G^+ étant le champ décrivant le boson de Goldstone absorbé pour rendre le boson W massif, on a la relation suivante :

$$G^+ = \frac{1}{v}\sum_{i=1}^{n} v_i \varphi^+$$

où v_i est la *v.e.v.* du champ φ_i et $v \approx 246\,\mathrm{GeV}$ est la constante du MSM liée à la masse du boson W. D'après la définition 1.37, et $\mathcal{U}$ étant unitaire, on a :

$$v_i = \mathcal{U}^\dagger_{1i} v, \text{ et } \sum_{i=1}^{n} v_i^2 = v^2$$

Les constantes de couplage sont définies par les relations suivantes :

$$X_i = \frac{\mathcal{U}^\dagger_{di}}{\mathcal{U}^\dagger_{d1}}, \qquad Y_i = -\frac{\mathcal{U}^\dagger_{ui}}{\mathcal{U}^\dagger_{u1}}, \qquad Z_i = \frac{\mathcal{U}^\dagger_{ei}}{\mathcal{U}^\dagger_{e1}} \tag{1.38}$$

où les indices d, u et e indiquent les champs φ_i composant les doublets Φ_d, Φ_u et Φ_e qui se couplent respectivement aux quarks de type U, de type D et aux leptons chargés. En utilisant la définition 1.38 et l'unitarité de la matrice $\mathcal{U}$, il est possible de montrer les trois propriétés suivantes :

Propriété 1

$$\begin{aligned}
\sum_{i=2}^{n} X_i Y_i^* &= 1 \quad si \;\; \Phi_d \neq \Phi_u, \qquad (1.39)\\
\sum_{i=2}^{n} X_i Z_i^* &= 1 \quad si \;\; \Phi_d \neq \Phi_e,\\
\sum_{i=2}^{n} Y_i Z_i^* &= 1 \quad si \;\; \Phi_u \neq \Phi_e.
\end{aligned}$$

Propriété 2

$$\begin{aligned}
\sum_{i=2}^{n} |X_i|^2 &= \frac{v^2}{v_d^2} - 1, \qquad (1.40)\\
\sum_{i=2}^{n} |Y_i|^2 &= \frac{v^2}{v_u^2} - 1,\\
\sum_{i=2}^{n} |Z_i|^2 &= \frac{v^2}{v_e^2} - 1.
\end{aligned}$$

Propriété 3 *X_i, Y_j et Z_k (où $i, j, k \in 2, \ldots, n$) ne peuvent pas être tous supérieurs à $\sqrt{n-1}$, sauf si l'un, au moins, des doublets scalaires, ne se couple pas aux fermions.*

La propriété 1 a une conséquence importante : si un champ H_i^+ est tel que $X_i Y_i^*$ est dominant sur les autres termes similaires, alors le modèle général MHDM se réduit aux modèles à deux doublets 2HDM. D'après les expressions de X_i et de Y_i, et du fait du lien entre les masses des bosons de Higgs chargés et des *v.e.v.* v_i, une telle hypothèse revient à supposer que les bosons de Higgs sont dégénérés, c'est-à-dire que seul le boson $H^{\pm}$ le plus léger interagit avec les fermions. Par conséquent, les recherches directes ou indirectes de l'existence d'un boson $H^{\pm}$ auront des conséquences sur tous les modèles à doublets.

En supposant qu'il existe effectivement un boson $H^{\pm}$ plus léger que les autres, on peut s'affranchir des indices i pour décrire les coefficients de couplage. L'interaction entre le boson $H^{\pm}$ et les fermions peut alors se résumer à l'aide de la figure 1.4 où sont exprimés les éléments de matrice des désintégrations du boson en fermions, pour des quarks et des leptons.

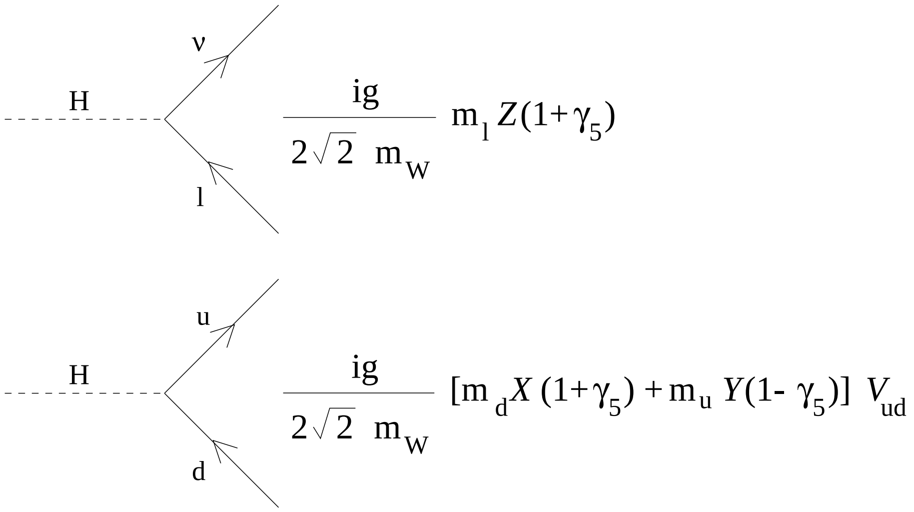


FIG. 1.4 – Règles de Feynman associées aux couplages entre le boson $H^{\pm}$ et les fermions. Ici les indices u et d désignent respectivement les quarks u,c,t et d,s,b.

1.4.3.2 Conséquences phénoménologiques

Les éléments de matrice décrivant les désintégrations du boson $H^{\pm}$ en fermions sont proportionnels aux masses des fermions. C'est aussi le cas de la désintégration des bosons de Higgs neutres. Ceci a pour conséquence le fait que les bosons de Higgs se désintègrent préférentiellement en fermions les plus lourds tant que la réaction est cinématiquement possible. Dans le cas du boson de Higgs chargé :

- si $m_{H^{\pm}} > m_{\tau}$, la désintégration $H^+ \longrightarrow \tau^+\nu_{\tau}$ est dominante, par rapport aux désintégrations $H^+ \longrightarrow e^+\nu_e$ ou $H^+ \longrightarrow \mu^+\nu_{\mu}$;
- si $m_{H^{\pm}} > m_t + m_b$ la désintégration $H^+ \longrightarrow t\bar{b}$ est dominante, par rapport aux désintégrations $H^+ \longrightarrow c\bar{s}$ ou $H^+ \longrightarrow u\bar{d}$;

- si $m_{\mathrm{H}^\pm} < m_{\mathrm{t}}$, cadre de notre étude, la désintégration en quarks dominante est $\mathrm{H}^+ \longrightarrow \mathrm{c\bar{s}}$.

Dans le cas de la désintégration en quarks, la désintégration $\mathrm{H}^+ \longrightarrow \mathrm{c\bar{b}}$ peut aussi être importante, bien que sa probabilité soit atténuée par le coefficient $|V_{cb}|^2$, où $0,036 \leq V_{cb} \leq 0,046$ [6] est le coefficient correspondant de la matrice de mélange des quarks. L'importance relative de cette désintégration dépend des valeurs des coefficients X, Y et Z. Pour illustrer ce fait, nous allons étudier les cas des modèles à deux doublets de type I et II.

Le Modèle 2HDM-I, dans lequel un seul doublet scalaire se couple aux fermions, est tel que :

$$X = Z = -\cot\beta \quad \text{et} \quad Y = \cot\beta \tag{1.41}$$

Les largeurs partielles des désintégrations en leptons et en quarks ont pour expression, en négligeant les masses des fermions par rapport à la masse du boson $\mathrm{H}^\pm$ [20] :

$$\Gamma(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{l}^+\nu_\mathrm{l}) = \frac{\mathrm{G_F}\sqrt{2}}{8\pi} m_{\mathrm{H}^\pm} \left(\cot^2\beta\right) m_\mathrm{l}^2 \tag{1.42}$$

$$\Gamma(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{U\bar{D}}) = 3\,|V_{UD}|^2 \frac{\mathrm{G_F}\sqrt{2}}{8\pi} m_{\mathrm{H}^\pm} \left(\cot^2\beta\right) \left(m_U^2 + m_D^2\right) \tag{1.43}$$

On en déduit, d'une part, que les rapports d'embranchement du boson $\mathrm{H}^\pm$ en fermions ne dépendent pas du paramètre $\tan\beta$, et que d'autre part, le rapport d'embranchement du boson $\mathrm{H}^\pm$ en une paire de quarks cb ne représente que 2% du rapport d'embranchement du boson $\mathrm{H}^\pm$ en une paire cs. On obtient, en choisissant les valeurs mesurées les plus grandes pour les masses des fermions [6] :

$$\mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{c\bar{s}}) = 69,2\% \quad , \quad \mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \tau^+\nu_\tau) = 29,2\% \quad , \text{ et } \ \mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{c\bar{b}}) = 1,5\%$$

De plus, du fait de la dépendance en $\cot^2\beta$ des largeurs partielles, la largeur totale de désintégration du boson $\mathrm{H}^\pm$ ne devient importante (c'est-à-dire égale ou supérieure à 1 GeV) que pour des petites valeurs de $\tan\beta$ ($\tan\beta \lesssim 0,02$) (*cf* figure 1.5).

Le Modèle 2HDM-II, dans lequel l'un des doublets scalaires se couple aux leptons chargés et aux quarks de type D, et l'autre aux quarks de type U, est tel que :

$$X = Z = \tan\beta \quad \text{et} \quad Y = \cot\beta \tag{1.44}$$

Les largeurs partielles des désintégrations en leptons et en quarks ont pour expression, en négligeant les masses des fermions par rapport à la masse du boson $\mathrm{H}^\pm$ [20] :

$$\Gamma(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{l}^+\nu_\mathrm{l}) = \frac{\mathrm{G_F}\sqrt{2}}{8\pi} m_{\mathrm{H}^\pm} \left(\tan^2\beta\right) m_\mathrm{l}^2 \tag{1.45}$$

$$\Gamma(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{U\bar{D}}) = 3\,|V_{UD}|^2 \frac{\mathrm{G_F}\sqrt{2}}{8\pi} m_{\mathrm{H}^\pm} \left(\cot^2\beta\, m_U^2 + \tan^2\beta\, m_D^2\right) \tag{1.46}$$

Par conséquent, les rapports d'embranchement en fermions dépendent de la valeur de $\tan\beta$. Ces fonctions sont représentées dans la figure 1.5. On peut constater deux faits :

- Si $\tan\beta \gtrsim 3$ alors la désintégration en leptons $\tau\nu_\tau$ domine la désintégration en quarks. Si $\tan\beta \lesssim 0,7$ alors la désintégration en paire cs est dominante.
- La désintégration en paire cb est maximale pour $\tan\beta \gtrsim 2$ mais reste négligeable par rapport à la désintégration en leptons.

La figure 1.5 montre aussi l'évolution de la largeur de désintégration totale du boson $H^\pm$ en fonction de $\tan\beta$, pour deux masses du boson $H^\pm$. On constate que si $0,02 \lesssim \tan\beta \lesssim 70$ alors le boson $H^\pm$ a une largeur négligeable. Nous reviendrons sur le problème de la largeur du boson $H^\pm$ dans le paragraphe présentant la simulation des signaux recherchés (section 3.5.1 p.112).

Ainsi, dans le cadre des modèles à deux doublets de type I ou II, seuls deux modes de désintégration ne sont pas négligeables : le canal $H^+ \to c\bar{s}$ et le canal $H^+ \to \tau^+\nu_\tau$. Dans ce contexte, il existe par conséquent trois types d'états finals de la désintégration d'une paire de bosons $H^\pm$:

- $H^+H^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$
- $H^+H^- \to cs\tau\nu_\tau$
- $H^+H^- \to c\bar{s}\bar{c}s$

La recherche directe de cette particule, par exemple au LEP où elle est produite par paires, nécessite donc la mise en œuvre de trois types d'étiquetage d'événements . Si l'on veut cependant être aussi sensible au mode de désintégration en une paire de quarks cb, il faut que l'étiquetage des jets hadroniques puisse reconnaître les saveurs des quarks s, c et b, ou qu'il soit de type inclusif (c'est le cas du travail décrit dans ce rapport). Dans tous les cas, on peut réduire à 1 le nombre de paramètres décrivant le mode de désintégration du boson $H^\pm$ auxquels les résultats d'une recherche directe sont sensibles. Ce paramètre est soit le rapport d'embranchement du boson $H^\pm$ en hadrons, soit son rapport d'embranchement en leptons de la troisième famille. Dans le cadre de cette thèse, la première définition a été choisie : $Br(H^+ \to \text{hadrons})$. Notons que le paramètre $\tan\beta$ pourrait être aussi choisi dans le cadre des modèles de type 2HDM-II. En choisissant plutôt $Br(H^+ \to \text{hadrons})$, l'analyse devient moins dépendante des modèles.

1.4.4 Contraintes sur les paramètres du secteur scalaire chargé

Les bosons $H^\pm$, par leur couplage aux fermions, peuvent intervenir sous forme virtuelle dans divers processus. Par conséquent, les mesures des sections efficaces ou d'autres caractéristiques de ces processus, ou les limites obtenues sur elles, peuvent réciproquement contraindre les domaines de valeurs possibles des paramètres phénoménologiques du boson $H^\pm$.

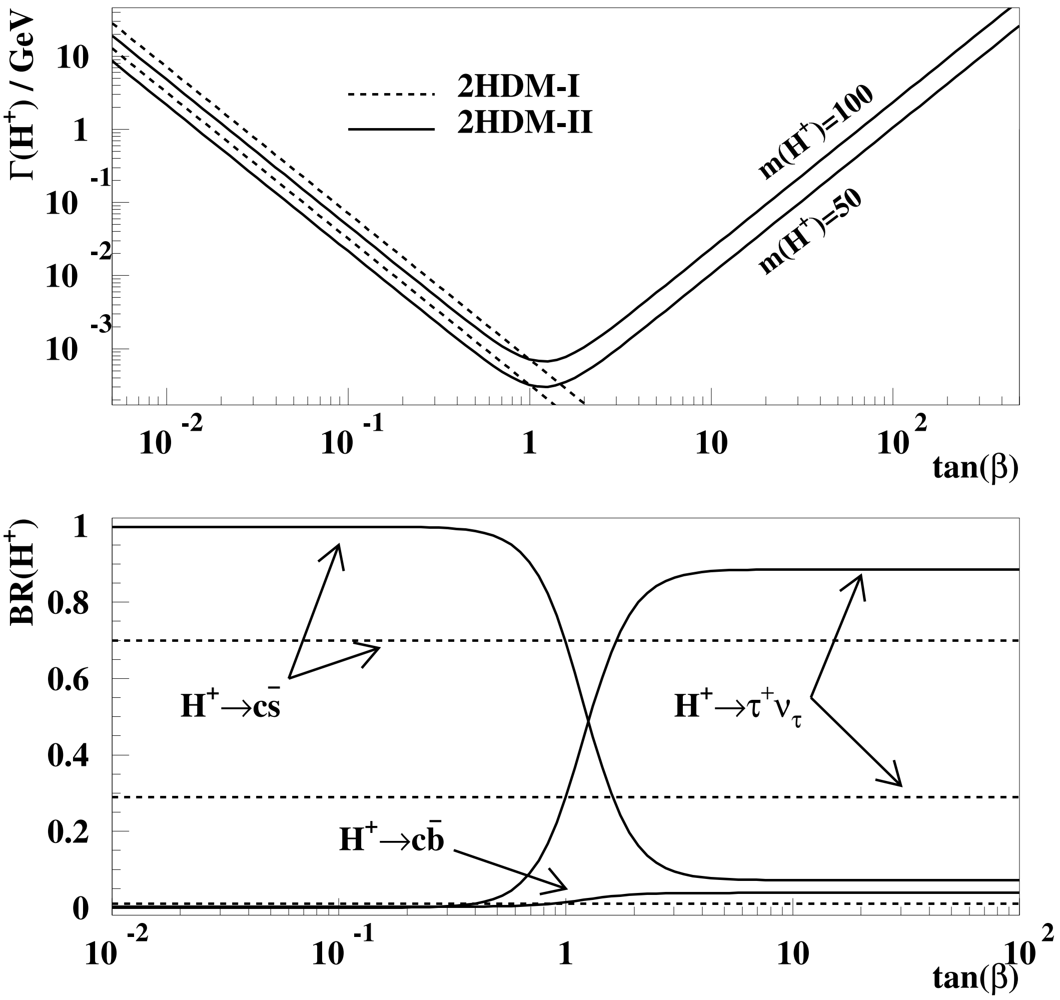


FIG. 1.5 – Largeur totale du boson de Higgs chargé, pour deux masses, et rapports d'embranchement en fermions non négligeables, pour $m_{\mathrm{H}^\pm} < m_{\mathrm{t}}$. Les modèles 2HDM de type I et II sont utilisés. Les courbes sont obtenues au niveau de l'approximation en arbre.

1.4.4.1 Coefficients X, Y, Z

[16]

Il existe, avant toute autre considération, des limites théoriques sur les coefficients de couplage entre les bosons $\mathrm{H}^{\pm}$ et les fermions. Ces limites sont dues au fait que le lagrangien du modèle à doublets considéré ne doit pas engendrer de processus divergeant à haute énergie. Les limites suivantes doivent être vérifiées pour que le lagrangien 1.36 reste ainsi dans le domaine perturbatif :

$$|X| < \frac{600}{m_{\mathrm{b}}} \approx 130 \quad |Y| < \frac{600}{m_{\mathrm{t}}} \approx 3,5 \quad |Z| < \frac{600}{m_{\tau}} \approx 340 \tag{1.47}$$

Le tableau 1.3 indique quels processus ou phénomène physique peut être sensible aux coefficients de couplage. Dans le cas du mélange des mésons beaux, par exemple, le boson $\mathrm{H}^{\pm}$ peut jouer le même rôle que le boson W dans l'oscillation entre l'état B^0 et l'état $\overline{\mathrm{B}}^0$. Ceci a une influence sur la valeur de la différence entre les masses des deux systèmes, observable à laquelle sont sensibles les expériences. On peut montrer que la contribution du boson $\mathrm{H}^{\pm}$ au phénomène d'oscillation est d'autant plus grande que les valeurs de Y ou de XY^* sont grandes.

De même, le boson $\mathrm{H}^{\pm}$ peut contribuer virtuellement à la désintégration $\mathrm{b} \rightarrow \mathrm{s}\gamma$ en jouant le même rôle que le boson W, comme le montrent les diagrammes de Feynman représentés dans la figure 1.6. La participation du boson $\mathrm{H}^{\pm}$ à ce processus est d'autant plus grande que les valeurs des variables Y et XY^* sont grandes. Je reprendrai la discussion sur ce processus au sujet des limites sur la masse du boson $\mathrm{H}^{\pm}$.

Processus physique	Paramètres sensibles
mélange $\mathrm{B}^0 - \overline{\mathrm{B}}^0$ mélange $\mathrm{K}^0 - \overline{\mathrm{K}}^0$ mélange $\mathrm{D}^0 - \overline{\mathrm{D}}^0$	X, Y, XY^* $Y, \Im(XY^*)$ X
Universalité e/μ dans les désintégrations du τ	Z
Moment dipolaire électrique du neutron	$\Im(XY^*)$
$\mathrm{Z} \longrightarrow \mathrm{bb}$	Y
$\mathrm{b} \longrightarrow \mathrm{s}\gamma$	Y, XY^*
$\mathrm{K}^+ \longrightarrow \pi^+ \nu\bar{\nu}$	Y, YZ^*
$\mathrm{B} \longrightarrow X\tau\nu_\tau$ $\mathrm{B} \longrightarrow \mathrm{l}^+\mathrm{l}^-$ $\mathrm{B} \longrightarrow \mathrm{l}\nu$	X, Z Y, YZ XZ

TAB. 1.3 – Influence du boson $\mathrm{H}^{\pm}$ sur certains processus par l'intermédiaire de ses couplages aux fermions. Cette table se lit ainsi : le boson $\mathrm{H}^{\pm}$ intervient d'autant plus dans un processus donné que les paramètres sensibles indiqués ont des grandes valeurs.

Une analyse globale des mesures ou des limites sur ces phénomènes permet de déduire des limites supérieures aux valeurs des coefficients de couplage ou de certaines fonctions de ces paramètres. Ces limites dépendent de la masse du boson $H^{\pm}$ et sont sensibles à la masse du quark top. On obtient typiquement les courbes de la figure 1.7.

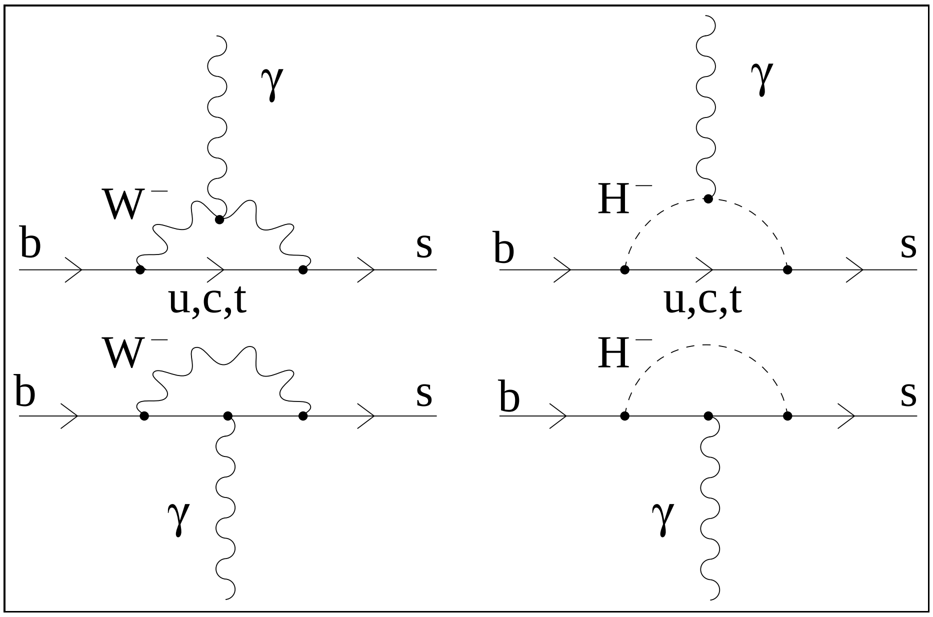


FIG. 1.6 – Diagrammes de Feynman pour le processus $b \to s\gamma$.

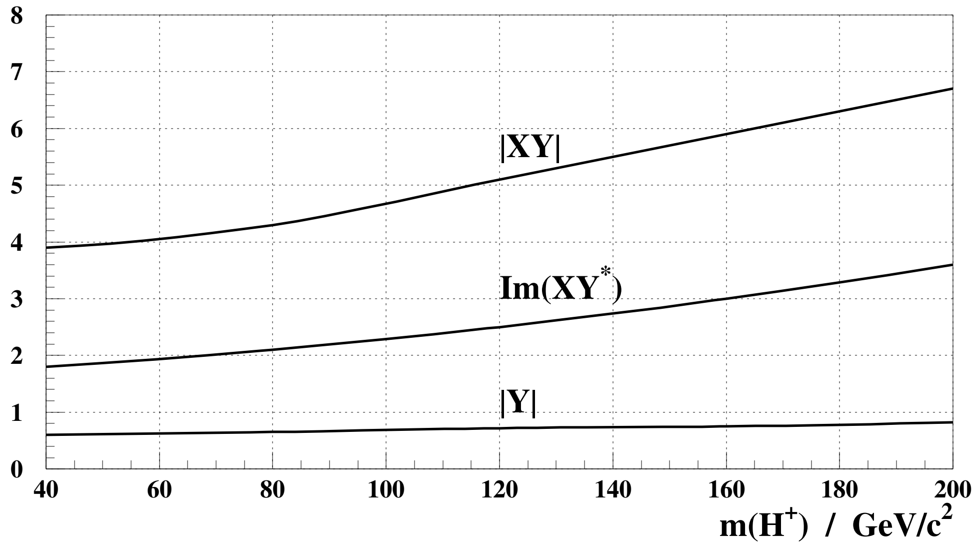


FIG. 1.7 – Limites supérieures sur les paramètres Y, $|XY|$ et $\Im(XY^*)$ en fonction de la masse du boson $H^{\pm}$. Les courbes sont obtenues en fixant la masse du quark top à 180 GeV/c^2 [16].

1.4.4.2 Paramètre $\tan\beta$

Dans le cadre du modèle à deux doublets de type II, en utilisant les équations 1.44 et 1.47, un encadrement des valeurs possibles du paramètre $\tan\beta$ peut être obtenu :

$$0,28 \lesssim \tan\beta \lesssim 130$$

Les limites sur la valeur de $\tan\beta$ sont plus strictes dans le cadre d'un modèle 2HDM-II particulier : le MSSM[21]. Ce modèle est l'extension supersymétrique minimale du MSM. En tant que modèle supersymétrique, il postule l'existence d'une symétrie représentée par un opérateur de spin égal à 1/2, qui transforme les champs des fermions en champs de bosons et réciproquement. Le lagrangien du modèle est constitué de fonctions de superchamps qui décrivent une particule du MSM et son partenaire supersymétrique. Afin d'assurer l'invariance de jauge locale et de respecter la supersymétrie, il est nécessaire d'introduire un deuxième doublet scalaire, d'hypercharge opposée au doublet du MSM, les couplages aux fermions étant ceux du modèle 2HDM-II. Le problème de naturalité, évoqué dans le paragraphe 1.2, est ici résolu, car de nouveaux bosons doivent être considérés dans le calcul du propagateur du boson de Higgs, qui compensent l'effet des fermions. La supersymétrie doit être brisée pour rendre compte du fait expérimental que les masses des particules supersymétriques sont supérieures aux masses des particules observées. Cette brisure de la supersymétrie est réalisée par l'adjonction au lagrangien de termes de masse qui ne sont pas invariants par transformation supersymétrique, mais qui n'introduisent pas de nouveau des divergences quadratiques de la masse du boson de Higgs. Ces termes de brisure "douce" acquièrent une interprétation physique lorsque la supersymétrie est rendue locale (supergravité).

Dans le cadre du MSSM et de la supergravité, il est possible de construire des théories de Grande Unification où les constantes de couplage des interactions électromagnétique, faible et forte, évoluent avec l'énergie de manière à s'égaliser à une certaine échelle ($M_{\mathrm{GUT}} \approx 10^{16}$ GeV). Les masses des fermions, et donc leurs constantes de couplage aux champs scalaires, évoluent aussi avec l'énergie, suivant les équations du Groupe de Renormalisation. Une solution à cette évolution peut être déterminée ("point fixe Infra-Rouge"), telle qu'à l'échelle de Grande Unification, la masse du quark top vérifie [22] :

$$M_{\mathrm{t}} = 190 - 210 \sin\beta$$

Une valeur de $\tan\beta$ proche de 1 peut en être déduite [23] :

$$\tan\beta = 1,2 \pm 0,2$$

Ce résultat est cependant hautement spéculatif, d'un point de vue expérimental.

1.4.4.3 Masse du boson de Higgs chargé

La limite inférieure la plus grande et la plus indépendante des modèles qui ait été obtenue sur la valeur de $m_{\mathrm{H}^\pm}$ provient des recherches directes des paires de bosons $\mathrm{H}^\pm$ entreprises auprès du LEP. OPAL a récemment obtenu [24], avec un niveau de confiance de 95% :

$$m_{\mathrm{H}^\pm} > 44,1\ \mathrm{GeV}/c^2$$

La limite obtenue par DELPHI est de 43,5 GeV/c^2 [25]. Ces limites, contrairement à celles que je vais exposer ci-dessous, ne dépendent pas des modèles ni de leurs paramètres. Ces résultats sont par conséquent le point de départ des analyses que je décris dans cette thèse.

Des bornes inférieures plus grandes peuvent être obtenues dans le cadre des modèles à deux doublets, en particulier le modèle de type II, en analysant les résultats des expériences consacrées à l'étude des processus du tableau 1.3.

Parmi ceux-ci, la désintégration $\mathrm{b} \to \mathrm{s}\gamma$ est le processus le plus contraignant. Deux mesures du rapport d'embranchement de ce processus ont été réalisées, auprès de colisionneurs électroniques. La mesure la plus précise est celle de la collaboration CLEO [26]. ALEPH a montré plus récemment [27] un résultat compatible :

$$\begin{aligned}
\mathrm{Br}(\mathrm{b} \to \mathrm{s}\gamma) &= (2,32 \pm 0,67) \times 10^{-4} \quad \text{(CLEO)} \\
\mathrm{Br}(\mathrm{b} \to \mathrm{s}\gamma) &= (3,38 \pm 1,13) \times 10^{-4} \quad \text{(ALEPH)}
\end{aligned}$$

Ces deux mesures sont en accord avec la prédiction du MSM, dont l'évaluation la plus complète, tenant compte des corrections à l'ordre supérieur des diagrammes décrivant le processus, donne la valeur [28] :

$$\mathrm{Br}(\mathrm{b} \to \mathrm{s}\gamma) = (3,28 \pm 0,33) \times 10^{-4}$$

La comparaison des mesures à la valeur théorique permet de déduire une limite inférieure à la valeur de la masse du boson $\mathrm{H}^{\pm}$, qui, s'il existait, augmenterait la valeur du rapport d'embranchement $\mathrm{b} \to \mathrm{s}\gamma$. Une analyse récente [29], incluant les corrections quantiques de type QCD et utilisant les mesures directes de la masse du quark top, obtient une limite inférieure de 310 GeV/c^2, quelle que soit la valeur de $\tan\beta$. Des limites sont aussi obtenues en utilisant le modèle 2HDM-I, mais elles dépendent du paramètre $\tan\beta$.

Dans le cadre du MSSM, la limite du modèle 2HDM-II général n'est plus valable, car d'autres particules, de nature supersymétrique, peuvent aussi prendre la place du champ du boson W dans le processus $\mathrm{b} \to \mathrm{s}\gamma$. Certaines d'entre elles, comme les “charginos”, mélanges des partenaires supersymétriques des bosons W et $\mathrm{H}^{\pm}$, ont tendance à diminuer le rapport d'embranchement. Par conséquent, il est nécessaire de considérer l'ensemble du spectre des particules du modèle pour évaluer l'influence des bosons $\mathrm{H}^{\pm}$ dans l'occurence du processus $\mathrm{b} \to \mathrm{s}\gamma$. Une telle analyse a été réalisée dans le cadre du MSSM étendu à la supergravité [30]. Des limites inférieures à la masse $m_{\mathrm{H}^{\pm}}$ sont obtenues pour certaines régions de l'espace des paramètres du modèle. En particulier, si $\tan\beta$ est compris entre 3 et 5, alors on a : $m_{\mathrm{H}^{\pm}} > 180\,\mathrm{GeV}/c^2$.

Le MSSM impose d'autre part une limite inférieure théorique à la masse du boson $\mathrm{H}^{\pm}$. En effet, l'expression du potentiel scalaire dans le cadre de ce modèle, où la supersymétrie n'est brisée que doucement, est telle qu'il existe des relations entre les coefficients des termes du potentiel. Globalement, au lieu de contenir six paramètres libres (cinq masses de particules scalaires et le paramètre $\tan\beta$), le secteur scalaire du MSSM n'en a que deux : la masse du boson scalaire neutre le plus léger et le paramètre

$\tan\beta$. Parallèlement, la relation suivante est vraie au niveau de l'approximation en arbre :

$$m_{\mathrm{H}^{\pm}}^2 = m_{\mathrm{W}}^2 + m_{\mathrm{A}}^2 \tag{1.48}$$

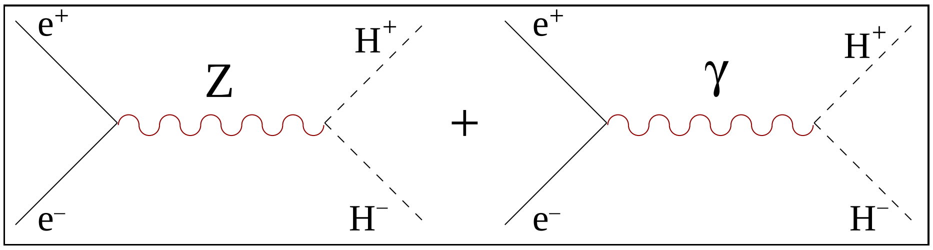
Les corrections quantiques à une boucle, en raison de la masse élevée du quark top, ont tendance à permettre que la masse du boson $\mathrm{H}^{\pm}$ soit inférieure à $\sqrt{m_{\mathrm{W}}^2 + m_{\mathrm{A}}^2}$, mais cet effet demeure modeste [31]. Par conséquent, et en utilisant les résultats récents des recherches directes des bosons de Higgs neutres au LEP [75], la relation 1.48 impose la limite suivante :

$$m_{\mathrm{H}^{\pm}} \gtrsim 130\,\mathrm{GeV}/c^2 \qquad (\mathrm{MSSM},\ \tan\beta \geq 1)$$

1.5 Production de paires de bosons $\mathrm{H}^{\pm}$ à LEP

1.5.1 Section efficace

Dans les collisionneurs électroniques, les bosons de Higgs chargés peuvent être produits par paires *via* les échanges d'un boson Z et d'un photon virtuels (voie s), qui interfèrent constructivement :



Le calcul de la section efficace de ce processus utilise les règles de Feynman montrées dans la figure 1.3, et aboutit à l'équation suivante [32] :

$$\sigma_0 = \frac{1}{4}\sigma_{\mu^+\mu^-}\beta_{\mathrm{H}}^3\left(1 - \frac{2C_V C_V' s(s-m_{\mathrm{Z}}^2)}{(s-m_{\mathrm{Z}}^2)^2 + m_{\mathrm{Z}}^2\Gamma_{\mathrm{Z}}^2} + \frac{C_V'^2(C_V^2 + C_A^2)s^2}{(s-m_{\mathrm{Z}}^2)^2 + m_{\mathrm{Z}}^2\Gamma_{\mathrm{Z}}^2}\right) \tag{1.49}$$

où

$$\sigma_{\mu^+\mu^-} = \frac{4\pi\alpha_{\mathrm{em}}^2}{3s}$$

est la section efficace du processus $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \gamma^\star/\mathrm{Z}^\star \to \mu^+\mu^-$ (α_{em} est la constante de couplage électromagnétique et $\sqrt{s}$ l'énergie dans le centre de masse de la collision),

$$\beta_{\mathrm{H}} = \sqrt{1 - \frac{4m_{\mathrm{H}^{\pm}}^2}{s}}$$

est la vélocité du boson $\mathrm{H}^{\pm}$, et où l'on a :

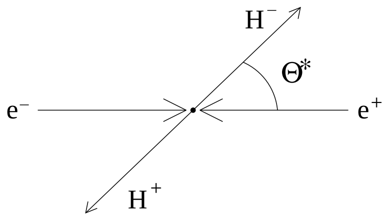
$$\begin{aligned} C_V &= \frac{1 - 4\sin^2\theta_{\mathrm{W}}}{4\sin\theta_{\mathrm{W}}\cos\theta_{\mathrm{W}}} \\ C_A &= \frac{-1}{4\sin\theta_{\mathrm{W}}\cos\theta_{\mathrm{W}}} \\ C_V' &= \frac{-1 + 2\sin^2\theta_{\mathrm{W}}}{2\sin\theta_{\mathrm{W}}\cos\theta_{\mathrm{W}}} \end{aligned} \tag{1.50}$$

Le deuxième terme de l'équation 1.49 correspond à l'interférence entre le photon et le boson Z.

Dans la figure 1.8 sont représentées les courbes des sections efficaces, calculées en tenant compte des corrections radiatives, en fonction de la masse du boson $H^{\pm}$ et pour différentes énergies, d'une part, et en fonction de $\sqrt{s}$ et pour différentes masses $m_{H^{\pm}}$, d'autre part. On peut constater que la section efficace décroît rapidement lorsque la masse augmente, en raison du terme β_{H}^{3}. Cet effet a cependant tendance à diminuer lorsque l'énergie augmente.

Une caractéristique importante de la section efficace du processus $e^+e^- \to H^+H^-$ est dû au caractère scalaire du boson $H^{\pm}$. On peut montrer que la distribution angulaire de ce processus est proportionnelle à $\sin^2\theta^\star$, où $\theta^\star$ est l'angle entre le vecteur de la quantité de mouvement du boson H^+ et l'axe de vol du positon, ou entre le vecteur de la quantité de mouvement du boson H^- et l'axe de vol de l'électron :

$$\frac{1}{\sigma_0}\frac{d\sigma_0}{d(\cos\theta^\star)} = \frac{3}{4}\sin^2\theta^\star$$



En conséquence, les produits des désintégrations des bosons $H^{\pm}$ auront tendance à être émis dans la région centrale du détecteur où a lieu la collision. Cette caractéristiquee cinématique est utilisée dans les analyses présentées dans le cadre de cette thèse.

1.5.2 Corrections radiatives

Le calcul de la section efficace doit inclure les corrections quantiques qui peuvent modifier de manière importante les valeurs de la section efficace de Born. Deux types de corrections peuvent être considérées : les corrections dues aux radiations de photons dans la voie d'entrée (ISR) et les corrections électrofaibles.

Radiations de photons

Les photons irradiés dans l'état initial peuvent être réels ou virtuels. Dans le premier cas, le photon emporte une partie de l'énergie du faisceau, donc diminue l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision. La quantité de mouvement du photon a tendance à être dirigée le long de l'axe du faisceau, et à être faible. Dans le deuxième cas, le photon émis est absorbé par l'électron ou le positon dont il est issu ou par l'autre lepton. Ces différents cas sont illustrés par la figure 1.9.

Afin de tenir compte des effets de ces radiations, la section efficace de Born du processus $e^+e^- \to H^+H^-$ est convoluée avec une fonction de radiation $\mathcal{R}$ définie par la relation suivante [33] :

$$\mathcal{R}(x) = \frac{\alpha_{em}}{\pi}\left(\ln\frac{s}{m_e^2} - 1\right)\frac{1+(1-x)^2}{x}$$

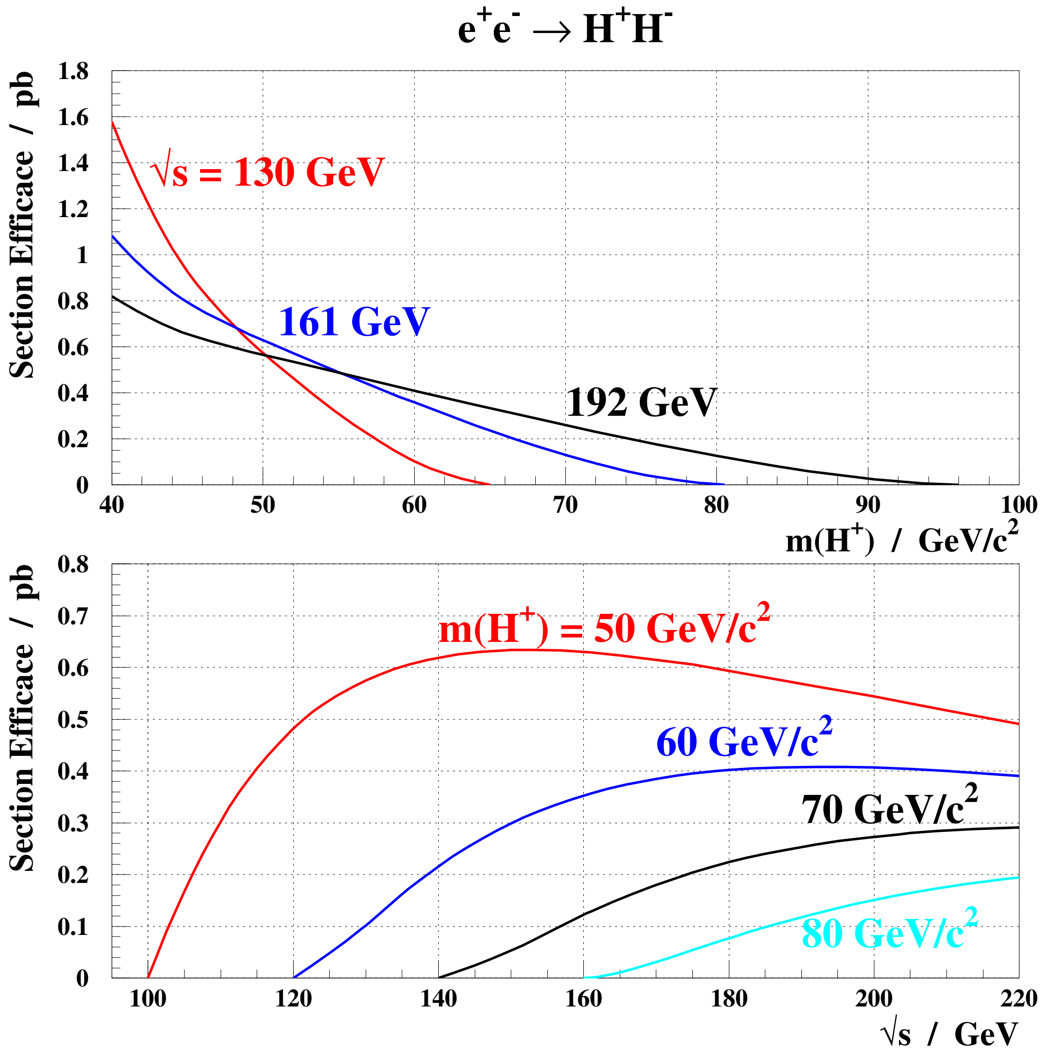


FIG. 1.8 – Section efficace du processus e$^+$e$^-$ →H$^+$H$^-$ en fonction de la masse $m_{\mathrm{H}^\pm}$ du boson de Higgs chargé, pour différentes valeurs de l'énergie $\sqrt{s}$ dans le centre de masse de la collision; et en fonction de $\sqrt{s}$ pour différentes valeurs de $m_{\mathrm{H}^\pm}$. Les corrections radiatives sont inclues dans le calcul.

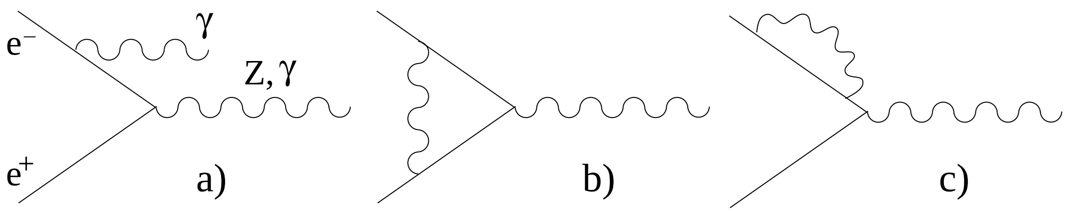


FIG. 1.9 – Diagrammes de Feynman correspondant aux radiations dans l'état initial d'un photon réel (a), ou d'un photon virtuel (b et c).

où m_e est la masse de l'électron. La section efficace corrigée s'écrit :

$$\sigma_{\rm ISR} = \int_{x_0}^{1} \mathcal{R}(x)\sigma_0(s(1-x))\mathrm{d}x$$

où $x = \frac{2E_\gamma}{\sqrt{s}}$, E_γ étant l'énergie du photon. Un choix adéquat de la borne inférieure de l'intégration permet de tenir compte des différents cas de radiations de photons.

Corrections électrofaibles

Celles-ci sont essentiellement de deux sortes :

- Les corrections du propagateur du boson Z et du photon peuvent être prises en compte en utilisant les valeurs effectives de la constante de couplage électromagnétique et de l'angle de mélange de Weinberg. En particulier, la valeur de $\alpha_{\rm em}$est celle obtenue à l'énergie $\sqrt{s}$considérée. Ces corrections ont été incluses dans le calcul de la section efficace totale utilisé dans le cadre de cette thèse.

- Les corrections des vertex ZH^+H^- et γH^+H^- dues aux quarks lourds b et t. Celles-ci font diminuer la section efficace et deviennent importantes pour des masses élevées du boson $\mathrm{H}^\pm$ [34]. Elles n'ont donc pas été incluses dans le calcul de la section efficace totale.

Parmi l'ensemble des corrections, la prise en compte de la radiation des photons est quantitativement la plus importante pour le processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{H^+H^-}$. La figure 1.10 permet de comparer la section efficace totale à la section efficace de Born, pour $\sqrt{s}$ = 161 GeV et en fonction de la valeur de la masse du boson $\mathrm{H}^\pm$. On constate que la correction est importante en valeur absolue pour les masses les plus petites. La différence relative entre les deux sections efficaces peut être importante, comme le montre l'évolution de cette variable en fonction de l'énergie, pour différentes valeurs de $m_{\mathrm{H}^\pm}$.

Ajoutons le fait que les valeurs obtenues pour la section efficace ainsi corrigée sont sensiblement les mêmes que celles obtenues par le programme `PYTHIA` [68] qui est utilisé dans les analyses présentées ici, afin d'engendrer les événements du signal $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{H^+H^-}$.

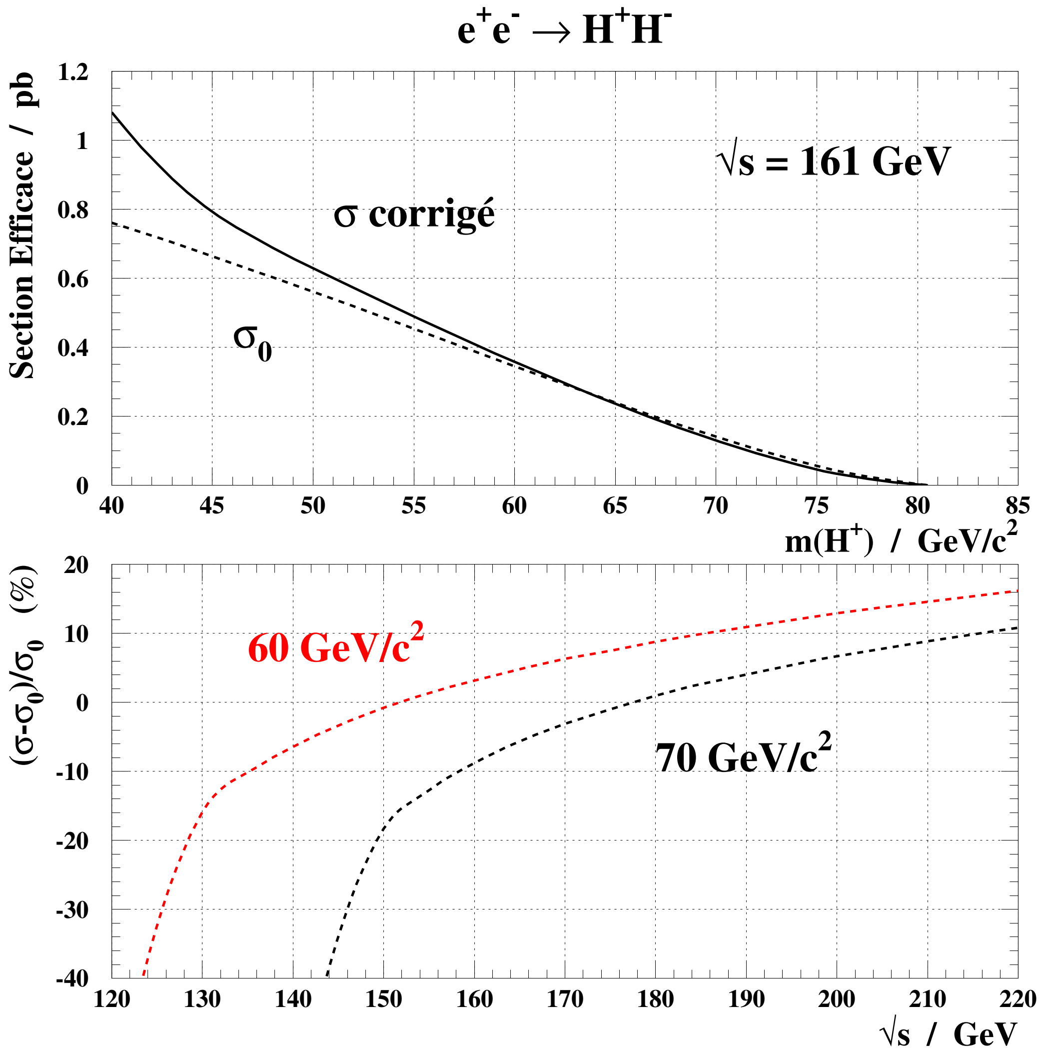


FIG. 1.10 – Section efficace du processus $\mathrm{e}^{+}\mathrm{e}^{-} \to \mathrm{H}^{+}\mathrm{H}^{-}$, avec une énergie $\sqrt{s}$ = 161 GeV, en fonction de la masse $m_{\mathrm{H}^{\pm}}$, sans tenir compte des corrections radiatives (σ_0) et en en tenant compte.
Correction relative en fonction de $\sqrt{s}$, pour deux valeurs de $m_{\mathrm{H}^{\pm}}$.

Chapitre 2

Le Cadre Expérimental

2.1 Le collisionneur LEP

Dès la fin des années 1970, les mesures de $\sin^2\theta_{\mathrm{W}}$, par exemple au CERN dans les expériences de diffusion de neutrinos sur des noyaux, permirent de connaître la masse des bosons intermédiaires de la force faible à quelques pour-cents près. Ceci motiva la construction d'un collisionneur électronique capable de fonctionner jusqu'à 200 GeV environ, c'est-à-dire au-delà de l'énergie du seuil de production de paires de bosons W. L'appareillage fut construit par le CERN en une dizaine d'années, à cent mètres sous terre entre le lac de Genève et le massif du Jura. En juillet de l'année 1989, le LEP (acronyme de "Large Electron-Positron collider") permit d'observer les premières désintégrations de bosons Z créés lors de collisions électroniques, et sept ans plus tard, la machine produisit les premières paires de bosons W.

Cette deuxième étape dans l'histoire du LEP est la conséquence des modifications techniques de l'accélérateur, encore en cours, qui lui permettent d'augmenter l'énergie des faisceaux des particules. Ce développement de l'appareillage a commencé à l'automne de l'année 1995 et permettra aux faisceaux d'atteindre une énergie de 96 GeV pour la prise de données de 1998.

Les paragraphes suivants décrivent brièvement les caractéristiques générales du LEP et les modifications réalisées pour le programme LEP2.

2.1.1 Caractéristiques générales

Le LEP est un *synchrotron*, c'est-à-dire une machine de forme circulaire permettant le stockage et l'accélération de projectiles qui sont ici des électrons et des positons. Les électrons n'étant pas composites, contrairement aux protons, toute l'énergie E des faisceaux est utilisée dans le centre de masse de l'interaction : $\sqrt{s} = 2E$, ce qui représente l'un des avantages des collisions électroniques sur les collisions entre protons.

Les faisceaux sont créés et préaccélérés dans une série de machines (LIL et EPA, accélérateurs linéaires de 200 et 600 MeV, respectivement, puis deux synchrotrons : le PS et le SPS), avant d'être injectés dans le LEP, sous la forme de plusieurs paquets regroupés en *trains* (actuellement, deux à trois paquets par train, quatre à huit trains par faisceau). Les paquets, à l'intérieur d'un tube où est maintenu un vide poussé, sont alors alternativement accélérés dans des sections droites comportant des cavités en Cu et en Nb-Cu, et déviés dans des sections courbes où sont installés des aimants. Les faisceaux sont par ailleurs focalisés par des quadrupôles dans les sections droites, en particulier juste avant les quatre points de collision, où sont installés les détecteurs ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL (leur situation géographique est représentée sur la Fig. 2.1).

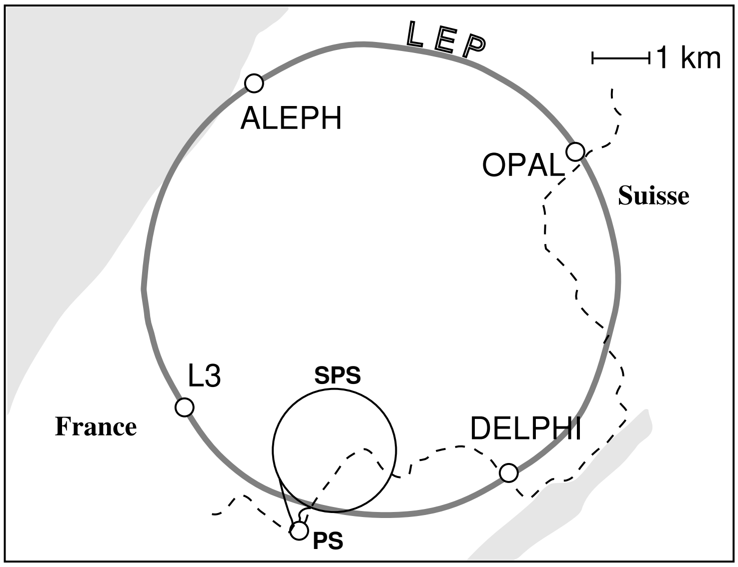


FIG. 2.1 – Situation géographique du LEP et des quatre zones expérimentales

La courbure imposée aux faisceaux entraîne une perte d'énergie par rayonnement synchrotron : chaque électron, pendant un tour, perd une partie U_0 de son énergie E sous forme de photons, telle que [35] :

$$U_0 = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{E_0^3} \frac{E^4}{\rho} \tag{2.1}$$

où r_e, E_0 et ρ désignent respectivement le rayon classique de l'électron, son énergie au repos et le rayon moyen de l'accélérateur. En raison de la dépendance en E^4, U_0 augmente très vite avec l'énergie des faisceaux : elle vaut 117 MeV pour une énergie de 45 GeV par faisceau, et 1875 MeV pour une énergie de 90 GeV. Par conséquent, le LEP a été conçu pour pouvoir maintenir au moindre coût une énergie de 100 GeV par faisceau. De fait, le choix de la circonférence de la machine est issu d'un compromis entre le coût de fonctionnement et le coût de construction. Quelques chiffres caractéristiques du LEP sont indiqués dans le tableau 2.1.

La montée en énergie du LEP a commencé à l'automne de l'année 1995 et se finira, au moins dans un premier temps, au printemps 1998. Cette augmentation de l'énergie des faisceaux est rendue possible par l'utilisation de cavités fabriquées avec des matériaux

Caractéristiques du LEP	
circonférence	26658 m
profondeur moyenne	100 m
inclinaison	$1,42\%$
rayon de courbure des aimants	3100 m
fréquence de rotation	10,8 kHz
nombre de particules par paquet	$1,7 \times 10^{11}$
nombre de paquets par train	1 à 3
nombre de trains par faisceau	4 ou 8
fréquence de croisement des paquets (3×4 trains)	247 ns
luminosité moyenne	$3 \times 10^{31}\mathrm{cm}^{-2}.\mathrm{s}^{-1}$
courant par paquets	0,6 mA

TAB. 2.1 – Quelques caractéristiques du LEP. La luminosité instantanée et le courant par paquet indiqués sont les valeurs obtenues pendant la prise de données de l'été 1996.

supraconducteurs : Nb ou alliage Nb-Cu. Les matériaux supraconducteurs, ayant une résistivité infime, permettent d'obtenir une efficacité de conversion entre la puissance électrique fournie et la puissance accélératrice cinq fois plus élevée que les matériaux classiques [36]. Pour le programme LEP2, les cavités supraconductrices sont installées à la place des anciennes cavités en Cu. Le tableau 2.2 précise le nombre de cavités remplacées, les périodes d'intervention et les énergies obtenues ou attendues [37, page 21].

Périodes d'intervention	Nombre de cavités installées ou à installer	Energie obtenue ou espérée par faisceau
Sept-Oct. 1995	40	70
Mars-Juin 1996	72	80,5
Sept-Oct. 1996	32	86
Mars-Juin 1997	64	93
Mars-Juin 1998	32	96

TAB. 2.2 – Périodes d'intervention achevées ou planifiées pour la montée en énergie du LEP, jusqu'en 1998. L'énergie indiquée est l'énergie la plus grande qui a été obtenue pendant les prises de données ou qui est attendue (pour les deux dernières lignes).

2.1.2 Mesure de l'énergie des faisceaux

Au cours de la période LEP1, l'énergie des faisceaux a pu être étalonnée avec une précision de l'ordre du MeV, grâce à la technique de dépolarisation résonante. Cette précision a été telle que les mesures ont été sensibles, entre autres, aux effets de marée (qui modifient la géometrie du LEP) ou aux passages des trains à proximité du LEP (qui perturbent le courant dans les cavités).

Cette méthode de mesure utilise la polarisation verticale naturelle des faisceaux, due à une asymétrie de spin du rayonnement synchrotron. En raison de la présence du champ magnétique vertical, la direction des spins des particules varie, avec une fréquence de précession caractéristique ν_p, liée à l'énergie des faisceaux. On la mesure en appliquant localement un champ magnétique horizontal résonant, qui change la direction du spin des particules à chacun de leurs passages. ν_p est la fréquence du champ qui rend la polarisation des faisceaux parallèle au plan horizontal.

Cette méthode, qui nécessite une polarisation au moins égale à 5%, n'est plus possible aux énergies de LEP2, car le taux de polarisation devient négligeable devant le taux de dépolarisation. L'énergie maximale $E_{pol}^{\max}$ que les faisceaux peuvent atteindre en conservant une polarisation au moins égale à 5% est d'environ 60 GeV. Par conséquent, l'étalonnage de l'énergie des faisceaux, à LEP2, repose sur une mesure à 45 GeV ou à 60 GeV, utilisant la technique de dépolarisation résonante, suivi d'une extrapolation jusqu'à l'énergie de fonctionnement. Cette dernière procédure nécessite de connaître précisément le comportement linéaire des dipoles magnétiques. Ceci est réalisable par mesure du flux du champ magnétique à travers une boucle électrique installée au niveau de chacun des aimants.

De manière complémentaire, quelques aimants sont aussi munis de sondes utilisant l'effet de résonance magnétique nucléaire. Le champ magnétique peut ainsi y être très précisément mesuré (avec une erreur relative de 10^{-6}), ce qui permet aussi d'étalonner l'énergie des faisceaux. En combinant cette méthode avec l'extrapolation des mesures faites à $E_{pol}^{\max}$, une précision de 10 MeV [37, page 59] devrait pouvoir être atteinte sur la valeur des plus hautes énergies prévues pour le programme LEP2. Une telle précision est nécessaire car l'incertitude sur la valeur de l'énergie des faisceaux se traduit en une incertitude systématique sur certaines mesures de précision des paramètres du Modèle Standard. Par exemple, une précision de 15 MeV induit une erreur systématique de 15 MeV sur la mesure de la masse du boson W [37, page 141].

2.1.3 Luminosité du LEP

L'efficacité de collision d'un accélérateur s'évalue par la mesure de sa luminosité. Etant donné un processus P, on définit luminosité $\mathcal{L}$ par l'expression : $dN_P/dt = \mathcal{L}\times\sigma_P$, où N_P et σ_P sont respectivement le nombre d'événements observés et la section efficace du processus considéré. Pour le LEP, on peut écrire :

$$\mathcal{L} = \frac{N_{e^-} N_{e^+} k_b f_{rev}}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{2.2}$$

où N_{e^-} désigne le nombre d'électrons par paquet,k_b le nombre de paquets par faisceau, f_{rev} la fréquence de révolution des faisceaux, et σ_x (respectivement σ_y) la dispersion ou dimension spatiale des paquets suivant l'axe (Ox) (respectivement (Oy)), perpendiculaire à l'axe des faisceaux. Un paquet du LEP a la forme d'un long et mince ruban : σ_x, σ_y, et σ_z valent effectivement environ 150μm, 5μm et 1 cm [3]. En définissant le courant par paquet $I_b = k_b N f_{rev}$, $\mathcal{L}$ devient [35]:

$$\mathcal{L} = \frac{I_b^2}{4\pi k_b f_{rev} \sigma_x \sigma_y} \tag{2.3}$$

Comme ces formules le montrent, tout effet contribuant à augmenter la dispersion transverse des faisceaux diminue la luminosité. En fait, la taille des paquets évolue au cours du temps, et l'on est amené à introduire la notion de durée de vie des faisceaux. Divers processus contribuent à déformer les paquets. Le plus important, dominant lors des collisions, est une diffusion Bhabha à très petit angle, accompagnée de l'émission dans l'état initial d'un ou de plusieurs photons d'énergie non négligeable. Ce processus est désigné sous le nom d'effet "faisceau-faisceau". Or, son influence sur la durée de vie des faisceaux diminue lorsque l'énergie augmente. A l'énergie de LEP1, les collisions ont lieu à la limite "faisceau-faisceau" : à partir d'un certain courant I_b^l, la luminosité n'évolue plus comme I_b^2, comme le suggère la formule 2.3, mais comme I_b, car l'effet "faisceau-faisceau" augmente la taille des paquets. De ce fait, la luminosité diminue aussi vite que l'intensité des faisceaux : luminosité et faisceaux ont même durée de vie. Par contre, à plus haute énergie, et avec le même courant limite I_b^l, l'effet "faisceau-faisceau" est moins important, donc les collisions sont plus fréquentes. La luminosité évolue encore comme I_b^2, et a une durée de vie deux fois plus courte que les faisceaux.

On a donc intérêt, aux énergies de LEP2, à obtenir une luminosité, au moment de l'injection des faisceaux dans le LEP, plus importante qu'à LEP1. Comme le montre encore la formule 2.3, ceci revient à obtenir un courant par paquet I_b/k_b le plus important possible. Or celui-ci, au moment de l'injection, et pour des raisons d'instabilité de couplage, ne peut dépasser une certaine valeur I_s, qui dépend de l'énergie. L'ajout de cavités supraconductrices au niveau de l'injecteur a permis d'augmenter de 10% cette énergie, et donc d'augmenter d'autant la luminosité des faisceaux à l'injection. Finalement, la durée de stockage d'un faisceau, pendant laquelle la luminosité reste à un niveau satisfaisant, est typiquement de 6 heures aux énergies de LEP2, contre 10-12 heures à 45 GeV.

Les études que j'ai réalisées portent entre autres sur l'analyse des données recueillies aux énergies intermédiaires en 1995 et 1996, c'est-a-dire à 130, 136, 140 et 161 GeV. J'ai regroupé dans le tableau 2.3 les valeurs des luminosités intégrées sur les périodes de prise de données, pour chacune des énergies obtenues en 1995 et 1996. J'y ai aussi ajouté les scénarios attendus pour les prises de données à venir.

Période de prise des données	Energie (GeV) obtenue ou espérée	Luminosité intégrée (pb^{-1}) obtenue ou espérée
Oct-Nov 95	130,4	2,89
Oct-Nov 95	136,3	3,01
Oct-Nov 95	140,0	0,04
Juil-Aout 96	161,3	10,0
Oct-Nov 96	170,3	1,1
Oct-Nov 96	172,3	8,9
Juin-Oct 97	184	80
Juin-Oct 98	189	150
Juin-Oct 99	192	260

TAB. 2.3 – Période et énergies de fonctionnement, luminosités integrées du programme LEP2. Les luminosités indiquées dans les premières lignes ont été mesurées par DELPHI; les chiffres des trois dernières lignes sont des estimations.

2.2 Le spectromètre DELPHI

2.2.1 Introduction

DELPHI (acronyme de "DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification") est constitué d'un ensemble de modules associés à différentes tâches permettant de mesurer la quantité de mouvement des particules chargées, l'énergie des particules neutres, et d'identifier différents types de particules. Il a une partie centrale cylindrique, le *tonneau*, dont les fonctionalités sont reproduites par deux autres structures, les *bouchons*, situés de part et d'autre du tonneau (la figure 2.2 montre un schéma de l'ensemble de l'appareillage). L'ensemble permet de détecter des particules émises dans 95% de l'angle solide, à l'exception des neutrinos, dont l'information est obtenue par évaluation de l'énergie manquante à partir de toutes les particules reconstruites.

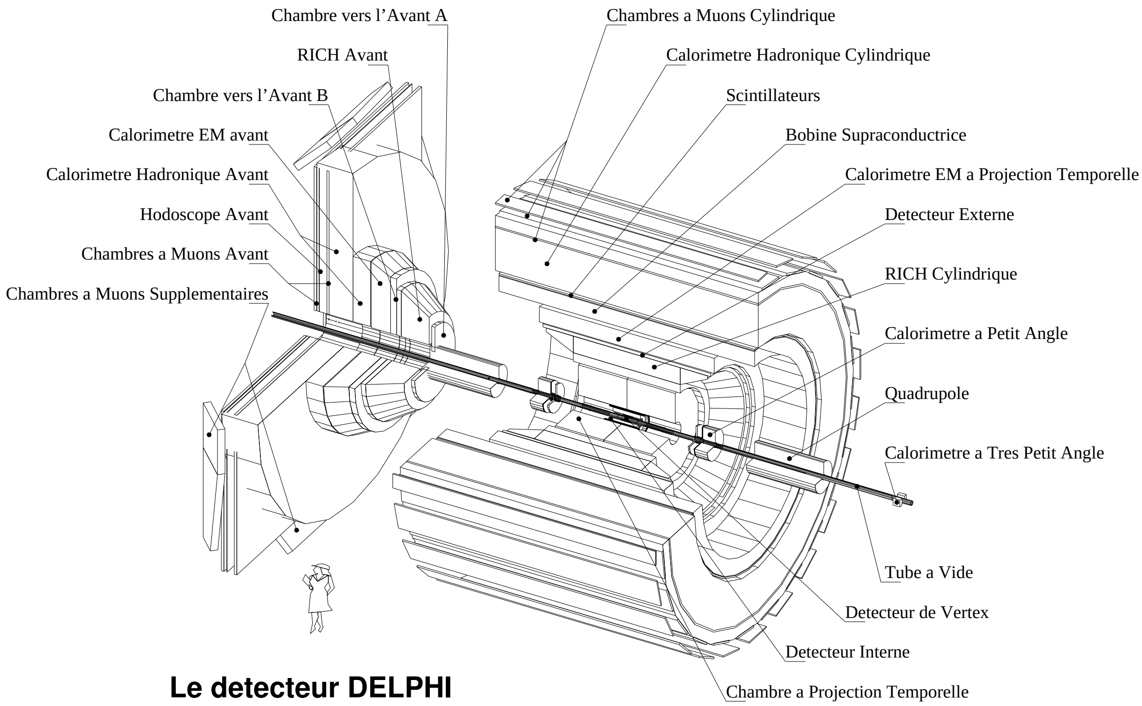


FIG. 2.2 – Schéma du spectromètre DELPHI .

Le système de coordonnées cartésiennes de DELPHI est orienté de manière à ce que les électrons arrivant dans le détecteur se déplacent dans le sens et la direction de l'axe z, l'axe x pointant vers le centre de la courbure du LEP. Les systèmes de coordonnées utilisés sont plutôt les systèmes cylindrique (r, ϕ, z) ou sphérique (r, ϕ, θ) où $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, ϕ est l'angle azimuthal et θ l'angle polaire (*cf* fig. 2.3). On parlera ainsi de résolution sur la coordonnée $r\phi$, ou z, pour un point ou une quantité de mouvement reconstruits à partir d'un module.

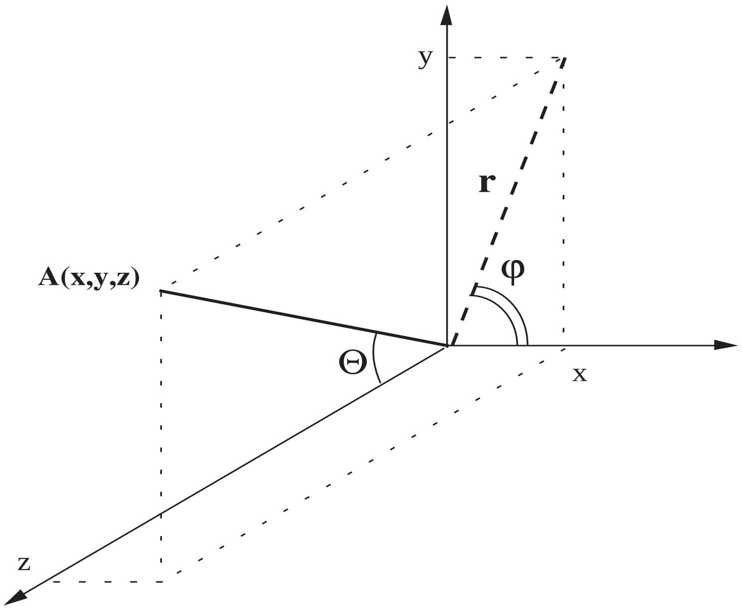


FIG. 2.3 – Système de coordonnées du détecteur DELPHI . Le centre du repère est le point de collision. Les électrons évoluent dans le sens de l'axe z.

Depuis la fin de son installation en 1989, DELPHI a évolué, en particulier afin de préparer le programme LEP2. Son module à micro-pistes en Silicium (le VD) a été enrichi d'une couche supplémentaire et allongé. Son détecteur interne de particules chargées (ID) a aussi été étendu. Un ensemble de compteurs a été installé, en particulier dans les régions situées à des angles polaires voisins de 40° et 140° , afin d'être mieux capable d'étiqueter les photons énergétiques dans tout l'angle solide. Des nouvelles chambres permettant d'identifier les muons ont été ajoutées. Pour la détection des particules émises avec un angle polaire inférieur à 10° , un nouveau calorimètre, le STIC , a remplacé l'ancien module SAT , moins précis, à partir de 1994. Enfin, un nouveau détecteur de traces chargées, le VFT , a été installé au niveau des extrémités du VD , afin d'améliorer la mesure de la quantité de mouvement des particules chargées émises avec un angle polaire inférieur à 20° .

Dans la suite de ce chapitre, je présente l'ensemble des modules de DELPHI , en décrivant plus précisément les détecteurs ayant directement servi aux différentes analyses présentées dans cette thèse, à savoir les détecteurs de traces chargées (VD, ID, TPC, OD, FCA, FCB), les calorimètres (HPC, HAB, EMF, STIC) et les modules identifiant les hadrons (BRICH ET FRICH). Ces descriptions sont regroupées selon les trois fonctions essentielles de DELPHI : reconstruction des trajectoires des particules chargées, mesure de l'énergie, identification des particules. Les informations présentées sont en majorité issues des articles [38] et [39].

2.2.2 La détection des particules chargées

Les particules chargées interagissent dans un milieu ionisant. Ces réactions laissent des traces qui peuvent permettre de repérer le point de passage de la particule dans le volume considéré. C'est ainsi que sept modules de DELPHI (quatre dans le tonneau, trois dans chaque bouchon en comptant le VFT), permettent de reconstruire la trajectoire de ces particules. D'autre part, un solénoïde supraconducteur, situé juste après le calorimètre électromagnétique central, la HPC , et donc après le dernier détecteur de traces chargées du tonneau (l'OD), crée un champ magnétique B de 1,2 T, orienté suivant l'axe z et courbant la trajectoire des particules chargées. Le rayon R_T de cette courbure, mesuré par les modules, permet d'obtenir la valeur de la norme de la quantité de mouvement projetée sur le plan transverse $r\phi$: $P_{r\phi} = 0,3 \cdot B \cdot R_T$. Séparément, la coordonnée P_θ ou P_z est obtenue par les mesures en z que certains détecteurs fournissent.

2.2.2.1 Les détecteurs à Silicium

Au cours du début de l'année 1996, le module de DELPHI le plus proche de l'axe des faisceaux, le VD (pour "Vertex Detector"), a été considérablement modifié, et un nouveau module, le VFT (pour "Very Forward Tracker"), a été installé à ses extrémités. Ces détecteurs sont tous deux constitués de couches de plaquettes de Silicium fonctionnant comme des diodes, sensibles au passage des particules chargées, mais ils ont des structures et des rôles différents. La figure 2.4 détaille les éléments de ce module complet.

Le détecteur à micro-pistes, le VD, a pour but de fournir des points de mesure avec une précision de l'ordre de 10 μm , afin de pouvoir repérer des vertex secondaires proches du point d'interaction des faisceaux, et dus à la désintegration de particules à relativement longue durée de vie, comme les mésons beaux ou le lepton tau. Ce détecteur est structuré en trois couches concentriques, dont les rayons internes sont de 63 mm pour la première (la plus proche des faisceaux, que l'on appellera "couche proche" par la suite), 89,5 mm pour la deuxième (couche dite "interne"), et de 103 mm pour la troisième (couche dite "externe"). Jusqu'en 1996, chacune de ces couches était composée de 24 secteurs se recouvrant partiellement. Chaque secteur était un ensemble de 4 plaquettes de Silicium, longues de 6 cm et larges de 2 cm en moyenne. En 1996, le nombre de plaquettes des secteurs des couches interne et externe a changé, ce qui sera précisé plus loin.

Deux types de plaquettes sont utilisées (voir la figure 2.5) : certaines, dites "à simple face", donnent uniquement une information en $r\phi$, d'autres, "à double face", permettent aussi de mesurer la coordonnée z du point de trajectoire de la particule chargée.

- Les plaquettes à simple face ont, sur un côté, des bandes Si dopées p^+, de 7μm de large, espacées de 25μm et déposées sur un substrat d'oxyde de Silicium (SiO_2). Ces bandes sont parallèles à l'axe z. L'autre face de ces plaquettes, appellé "côté ohmique", est une couche dopée n^+.
  Lorsqu'une particule chargée traverse une plaquette, des paires électron-trou sont

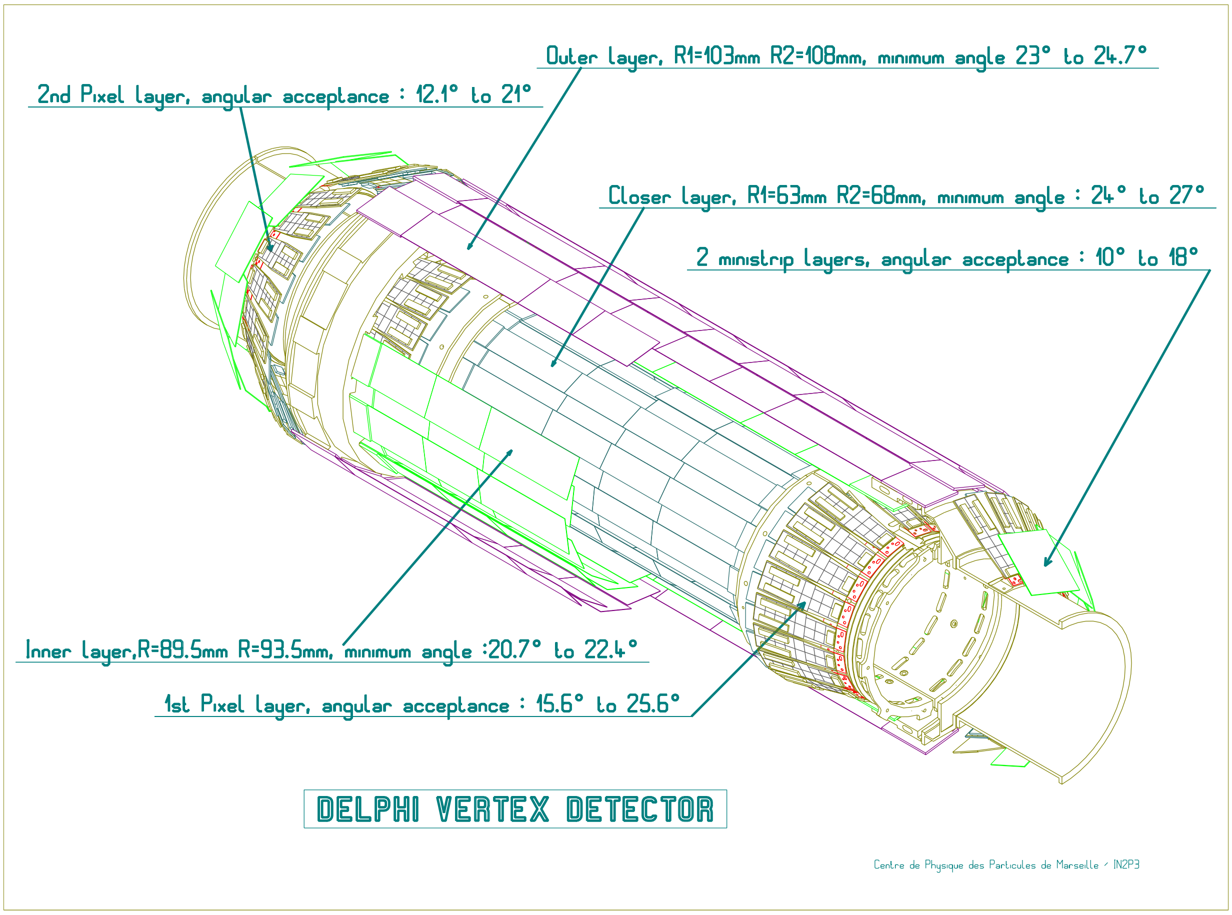


FIG. 2.4 – Les détecteurs à Si de DELPHI . Le VD est la partie centrale; le VFT est l'ensemble des plaquettes installées aux extrémités.

créées au voisinage immédiat de sa trajectoire (sur un rayon de moins de 1 mm). Sous l'influence d'une différence de potentiel appliquée entre les faces opposées de la plaquette, les électrons migrent vers la couche n^+, et les trous vers les bandes p^+, équipées une fois sur deux d'un montage électronique de lecture. Les bandes étant parallèles à l'axe z, ces informations permettent de localiser la trajectoire dans le plan $r\phi$, r étant donné par la localisation de la plaquette dans DELPHI .

- Les plaquettes à double face ont un côté ohmique reproduisant la structure de la face opposée. Cependant les bandes dopées n^+ sont disposées perpendiculairement aux bandes dopées p^+. Ceci permet de mesurer la coordonnée z d'un point de la trajectoire. De plus, l'espace séparant deux bandes n'est pas le même suivant la localisation de la plaquette le long d'un secteur: plus la trajectoire est inclinée vers l'avant, plus le volume dans lequel les électrons diffusent est large. Les bandes des plaquettes situées en bout de demi-secteur (région à z positif ou négatif), sont donc plus espacées (150μm) que celles des plaquettes en début de demi secteur

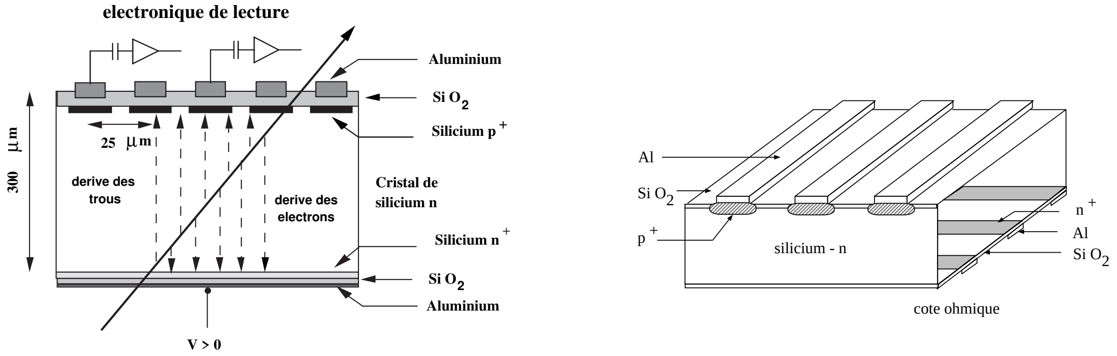


FIG. 2.5 – Schémas des plaquettes de Si utilisées pour le module VD .

(environ 50μm).

Jusqu'en 1994, le VD ne comportait que deux couches à simple face, et la reconstruction des vertex secondaires était faite dans le plan $r\phi$. En 1994, la couche la plus proche du faisceau fut ajoutée. Elle avait, ainsi que la couche externe, des plaquettes à double face. Les vertex secondaires ont pu ainsi être reconstruits dans l'espace. Chaque couche comprenait alors 24 secteurs de 4 plaquettes chacun.

En 1996, seule la couche proche n'a pas été modifiée. Par contre :

- La couche interne est à présent constituée de 20 secteurs à 8 plaquettes chacun. Chaque demi-secteur contient deux plaquettes à double face récupérées sur la couche externe du détecteur de 1994 et deux plaquettes (les plus proches du plan $z = 0$) n'ont qu'une face sensible à la coordonnée $r\phi$.
- La couche externe est constituée de 24 secteurs contenant chacun deux fois huit plaquettes à simple face, placées dos à dos de manière à former deux sous-couches distantes de 0,6 mm. Les plaquettes en vis-à-vis ont des bandes dopées p^+ disposées perpendiculairement, de manière à ce qu'une sous-couche donne une information en $r\phi$, et l'autre en rz .

L'acceptance en angle polaire de ce nouveau détecteur est donnée dans le tableau 2.4.

VD 1996	Acceptance polaire
couche proche	$25° < \theta < 155°$
couche interne	$21° < \theta < 159°$
couche externe	$24° < \theta < 156°$

TAB. 2.4 – Acceptance en angle polaire du module VD pour les prises de données de l'année 1996

Le VD peut fournir jusqu'à six points de mesure par trace, car deux secteurs voisins se recouvrent légèrement (20% au plus, pour la couche interne). Ce recouvrement partiel permet de réaliser l'alignement interne du VD . On analyse pour cela les événements à grand nombre de particules chargées, dont certaines ont une trajectoire passant par les régions à recouvrement. L'analyse des événements à deux leptons mu permet d'achever l'alignement des trois couches les unes par rapport aux autres, puis des demi-secteurs entre eux.

Les résolutions sur la mesure de $r\phi$, obtenues à partir de points des régions recouvertes, avant 1996, étaient égales à 8,8μm pour les couches proche et interne, et à 7,6 μm pour la couche externe [40] (résolution par point d'impact). Les résolutions sur la mesure en z dépendent de l'angle polaire de la trace, et variaient, avant 1996, entre 9 μm ($\theta = 0°$) et 32 μm ($\theta = 44°$) pour la couche externe. Les performances obtenues avec le détecteur en 1996 ont été du même ordre : 9 μm en $r\phi$ et 11 μm en z pour des particules ayant un angle polaire de 90° [41] (*cf* figure 2.6).

Le détecteur à minipistes et à macropixels, le VFT, (pour "Very Forward Tracker") a été en partie installé avec le nouveau VD en 1996. Ses différents éléments ont été inclus dans les programmes de simulation de DELPHI . Cependant, il n'a pas été utilisé pour l'analyse des données de l'été 1996 présentée ici, car la procédure d'alignement interne des détecteurs de ce module est encore en cours d'étude. Je décrirai donc brièvement sa structure.

De chaque côté du plan $z = 0$, le VFT est constitué de quatre couronnes formées d'un ensemble de plaques sensibles. Dans le sens des $|z|$ croissants, les deux premières sont faites de détecteurs à macropixels, et les deux dernières de plaquettes à minipistes (*cf* figure 2.7). Les plaques de ces couronnes sont inclinées d'un angle variant entre 12° et 37° par rapport à l'axe z, afin d'augmenter l'angle d'incidence de la trajectoire des particules qui les atteignent.

Les couronnes à pixels [42] sont constituées de 38 plaques de 9,5 cm^2 de surface, contenant chacune 8064 pixels carrés de 330 μm de côté. Ces modules sont disposés de manière à assurer un chevauchement de 25% à 35%, ce qui permet d'augmenter le nombre moyen de points de mesure des trajectoires, et de lever certaines ambigüités de reconstruction. La résolution sur le point de passage d'une particule chargée est de l'ordre de 70 μm . De chaque côté du plan $|z| = 0$, l'acceptance en angle polaire de l'ensemble des deux couronnes est comprise entre 12° et 25° (voir la figure 2.4).

Les couronnes à minipistes [43] contiennent 24 plaquettes carrées de 6 cm de côté, à une seule face de lecture, assemblées en paires par collage dos-à-dos, de manière à ce que les pistes de Si dopé d'une plaquette soient orientées perpendiculairement aux pistes de l'autre, comme c'est le cas de la couche externe du module VD actuel. Ceci permet la mesure d'un point dans l'espace dès lors que la plaquette est localisée avec précision. Les pistes ont une largeur plus grande que les micropistes du VD (environ 20 μm), et sont séparées de 100 μm . Elles ont une résolution intrinsèque variant de 10 à 30 μm , suivant l'inclinaison de la trajectoire de la particule les atteignant. De chaque côté du plan $|z| = 0$, l'acceptance en angle polaire de l'ensemble des deux couronnes est comprise entre 10° et 18° (voir la figure 2.4).

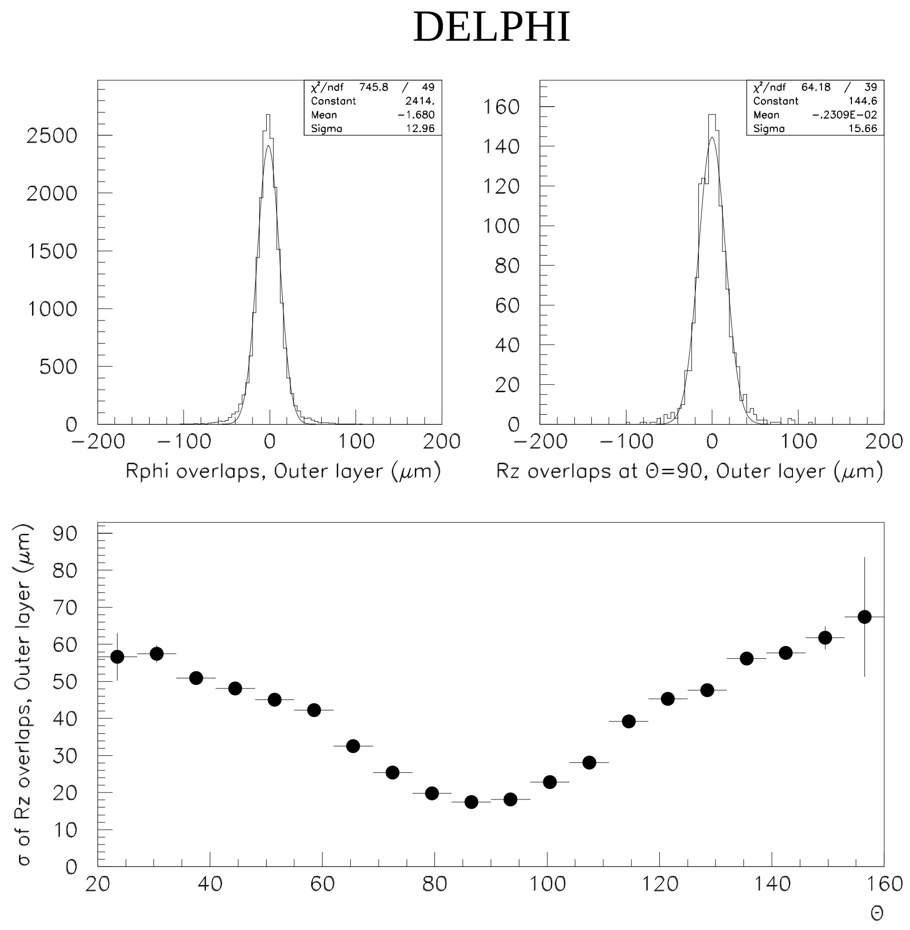


FIG. 2.6 – Résolutions du module VD sur les mesures des coordonnées $r\phi$ et rz d'un point d'une trajectoire de particule chargée, réalisées sur les données collectées en 1996. Les valeurs indiquées des variances doivent être divisées par $\sqrt{2}$ pour obtenir les résolutions intrinsèques (sur le point d'impact). Ces résolutions sont calculées à l'aide de points de mesure obtenus avec la couche externe dans les régions à recouvrement entre plaquettes. Ces points sont retirés de la procédure d'ajustement et comparés à la projection de la trajectoire reconstruite ainsi. En haut à gauche, la distribution de la résolution en $r\phi$ est obtenue sans restreindre l'angle d'incidence de la trajectoire. En haut à droite, seules les trajectoires à incidence normale sont utilisées. En bas, la valeur moyenne de la précision sur rz est montrée en fonction de l'angle d'incidence.

Ce nouveau module de DELPHI devrait permettre de reconstruire les trajectoires

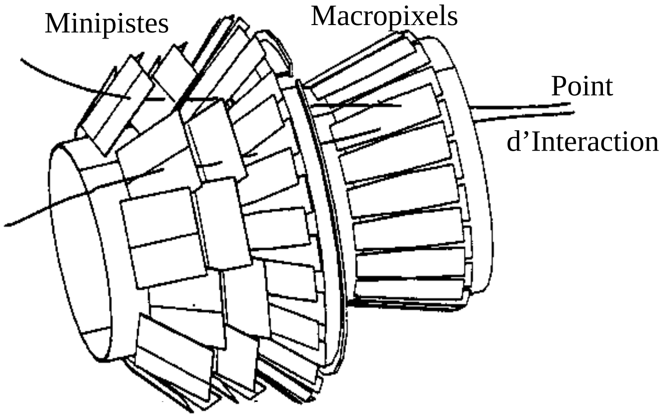


FIG. 2.7 – Couronnes du VFT à chaque extrémité du VD .

d'au moins 50% des particules ayant un angle polaire supérieur à 12° , comme le montre la figure 2.8 obtenue par des simulations [44], améliorant d'un facteur deux l'efficacité de reconstruction actuelle associée à ces particules. Ce sera un progrès important et nécessaire aux analyses de physique du programme LEP2, en particulier :

– la recherche de signaux de nouvelles particules dans des topologies à énergie manquante, c'est-à-dire où de l'énergie est perdue sous forme de particules non détectables;

– l'étude des processus standards donnant lieu à une grande activité dans les régions à petit angle polaire, comme les interactions à deux photons;

– l'identification des hadrons par les détecteurs RICH des bouchons, qui nécessite une reconstruction précise des trajectoires des particules.

2.2.2.2 Le détecteur interne : ID

Dans le sens des rayons croissants, le détecteur interne se situe après le module VD . Il se compose de deux structures cylindriques (voir la figure 2.9). Il a été en partie modifié et allongé en 1995.

La première structure, située entre les rayons $r = 12$ cm et $r = 23$ cm, est une chambre à dérive, dite "chambre à jets", divisée en 24 secteurs couvrant chacun une région de 15° en ϕ. Chaque secteur contient 24 fils sensibles anodiques parallèles à l'axe z, disposés le long de sa médiane, et étirés entre deux plans de cathodes qui délimitent l'enceinte de la chambre.

Une particule chargée ionise le gaz présent dans le volume du secteur (un mélange de CO_2 et d'isobutane), produisant des électrons secondaires qui dérivent vers les fils

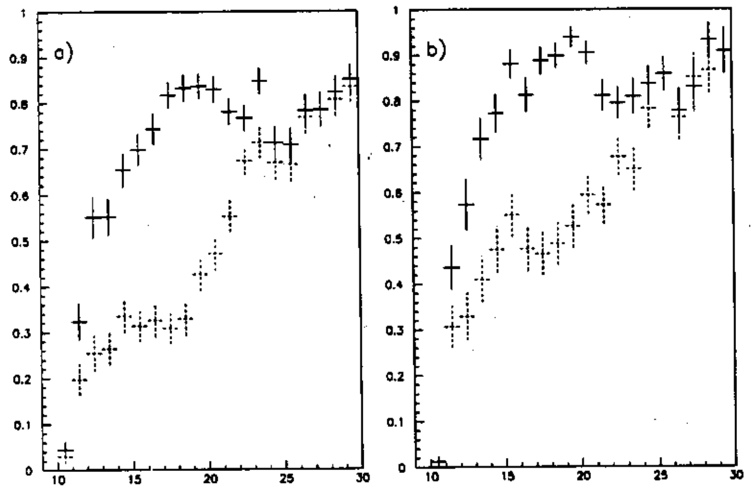


FIG. 2.8 – Efficacité de reconstruction des particules chargées à l'intérieur de jets, obtenues avec une simulation détaillée de DELPHI incluant (croix aux lignes pleines) et n'incluant pas (croix aux lignes brisées) le module VFT ; en fonction de l'angle polaire de la particule.
La quantité de mouvement des particules est comprise entre 1 et 4 GeV pour la figure a), et est supérieure à 4 GeV pour la figure b).

sensibles, au bout desquels est enregistré un signal. Cette chambre procure donc uniquement des informations en $r\phi$, qui permettent de reconstruire une trajectoire à droite ou à gauche de l'axe médian du secteur. Cette ambigüité est levée par la deuxième structure de l'ID .

La chambre à jets actuelle permet de mesurer au moins dix coordonnées $r\phi$ pour des particules chargées d'angle polaire compris entre 15° et 165° . La précision obtenue sur la distance entre un fil sensible et le point le plus proche d'une trajectoire est de 85 μm . Après diverses corrections, la résolution en $r\phi$, pour des leptons mu ayant une quantité de mouvement égale à 45 GeV/c, est de 40 μm . Deux trajectoires distantes de plus d'1 mm peuvent être distinguées.

La deuxième structure de l'ID se situe entre les rayons $r = 25$ et $r = 30$ cm. Elle est faite de cinq couches concentriques. Chacune de ces couches, jusqu'en 1995, contenait 192 fils sensibles anodiques parallèles à l'axe z et séparés par des fils de champs et 192 bandes cathodiques déposées sur la face interne la plus proche de l'axe z, de manière à former des cercles sensibles tous les 5 mm le long de l'axe z. Ces cinq chambres proportionnelles multifils, grâce à la réponse rapide des fils, fournissaient un signal participant à la logique de déclenchement de l'acquisition des données de DELPHI , résolvaient les ambigüités gauche-droite de la chambre à jets, et donnaient une mesure de la coordonnée z des points des trajectoires avec une précision de l'ordre du mm.

En 1995, les modifications suivantes ont été réalisées :

1. Les bandes cathodiques circulaires ont été enlevées : la coordonnée z n'est plus mesurée par ces détecteurs, mais ils contiennent en revanche moins de

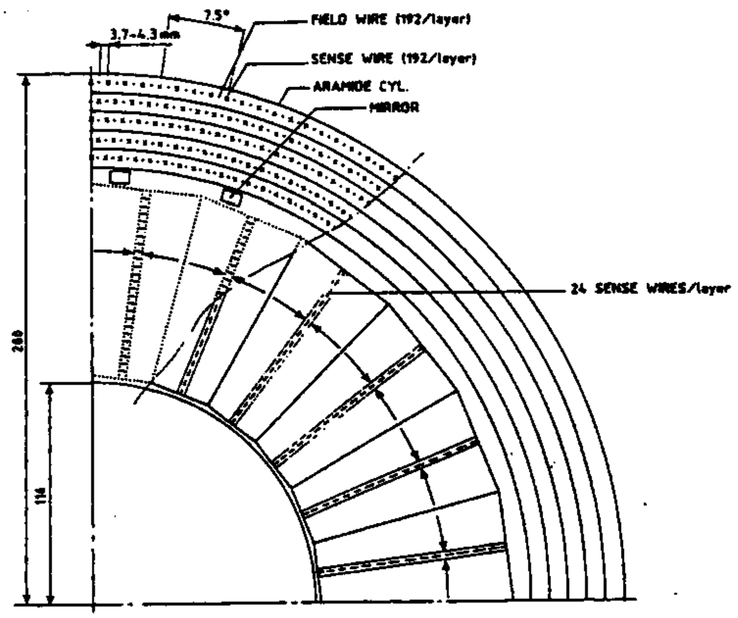


FIG. 2.9 – Vue en coupe du module ID , avant la modification de la chambre à jets en 1995.

matière.

2. Les fils des chambres ont été remplacés par des pailles en polyester métallisé, ayant un diamètre de 8 mm environ (ce diamètre augmentant légèrement avec le rayon interne de la couche). Chaque paille a en son centre un fil anodique, et la surface interne de la paroi est recouverte d'une couche d'Aluminium de 100nm d'épaisseur, qui constitue la nouvelle cathode.

3. Les cinq couches ont été allongées, permettant à l'acceptance en angle polaire d'atteindre 15° .

Comme les anciennes chambres proportionnelles multifils, ce détecteur à pailles participe au déclenchement de l'acquisition des données et permet de lever l'ambigüité gauche-droite de la chambre à jets.

2.2.2.3 La chambre à projection temporelle : TPC

Juste au-delà du détecteur interne, entre les rayons $r = 34$ et $r = 116$ cm, se trouve disposé le module essentiel à la reconstruction des trajectoires des particules chargées dans le tonneau : la "chambre à projection temporelle" ou TPC , représentée dans la figure 2.10. Il s'agit d'un cylindre creux de 334 cm de long, séparé en deux parties par un plan conducteur situé à la cote $z = 0$ et porté à un potentiel égal à -25 kV. Aux deux extrémités du cylindre sont disposées des chambres à fils fonctionnant en mode proportionnel et formant six secteurs.

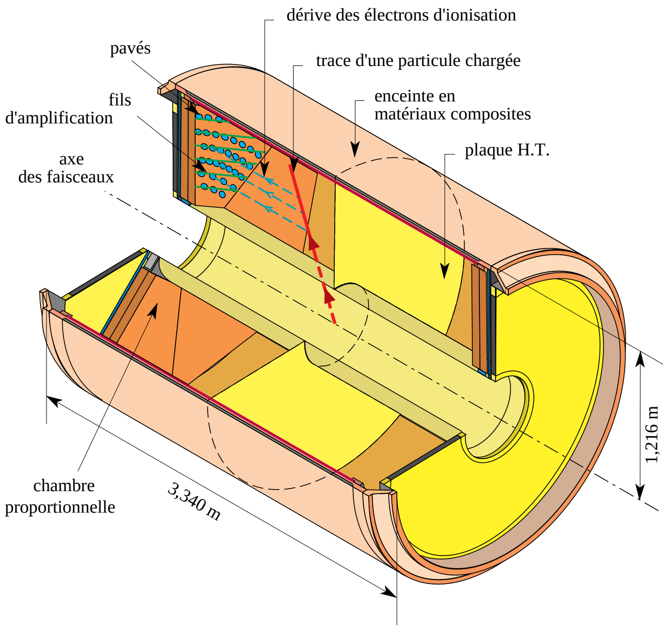


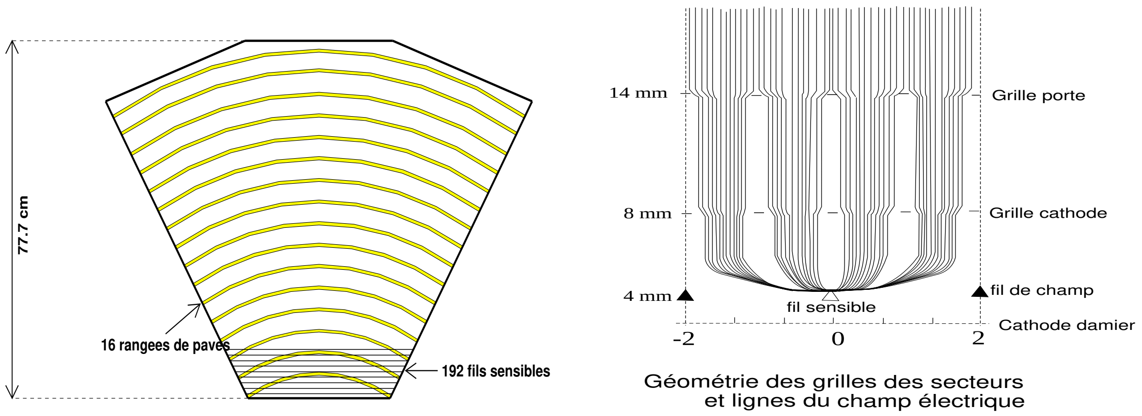
FIG. 2.10 – Vue en perspective et en coupe du module TPC .

Le principe de fonctionnement de la TPC est le suivant :

- Une particule chargée, en traversant le volume, ionise le gaz contenu (un mélange de méthane (20%) et d'argon (80%)), en créant environ 70 paires électron-ion par cm parcouru.
- Les électrons primaires dérivent vers les secteurs sur une distance au plus égale à 133 cm, et sous l'action d'un champ électrique de dérive homogène.
- Les électrons d'ionisation pénètrent dans les chambres à fils, sont accélérés vers les fils anodiques où se créent des avalanches. Les électrons secondaires sont absorbés par les fils en quelques ns. Par contre, les ions secondaires (ions CH_4^+) se déplacent plus lentement vers la plaque centrale portée à haute tension, ce qui induit un signal mesurable sur les fils anodiques et sur des damiers cathodiques regroupés sur un plan situé derrière les fils (voir figure 2.11).

Les signaux recueillis ainsi permettent de reconstruire jusqu'à 16 coordonnées $r\phi$ de la trajectoire d'une particule chargée. La coordonnée z de chaque point s'obtient par mesure du temps de dérive des électrons primaires (différence entre l'instant de leur détection dans les chambres à fils et l'instant de leur production, au moment du croisement des faisceaux), connaissant par ailleurs la vitesse de dérive des électrons dans le volume de la TPC (7cm/ μs).

L'homogénéïté du champ de dérive est nécessaire afin de pouvoir mesurer avec précision la position de création des électrons primaires après dérive sur une distance



(a) (b)

FIG. 2.11 – (a) Vue de face schématique de l'un des six secteurs d'un côté de la TPC . Une partie seulement des fils sensibles est représentée.
(b) Schéma montrant la disposition des fils et la forme des lignes de champ dans les chambres proportionelles des secteurs.

de l'ordre du mètre. Cette homogénéïté est obtenue à l'aide de bandes conductrices formant des anneaux collés à l'intérieur de l'enceinte de dérive, sur les faces des cylindres en contact avec le gaz. L'ensemble forme ainsi une cage électrostatique. Les bandes conductrices sont reliées entre elles par des résistances et permettent d'obtenir un dégradé de potentiel allant de -25 kV au niveau de la plaque centrale à 0 V au niveau de la grille cathodique à l'entrée des chambres à fils. Le champ de dérive correspondant est de 187 V/cm.

Pendant la dérive, la diffusion perpendiculaire des électrons est atténuée d'un facteur 5 grâce à la présence du champ magnétique dont le vecteur est parallèle à celui du champ électrique : les électrons ont effectivement tendance à s'enrouler autour des lignes de champ magnétique.

Chaque secteur admet trois plans de fils (ou "grilles") et un plan cathodique (figure 2.11, (b)) :

- La grille-porte est située à 14 mm du plan cathodique, vers l'intérieur du volume de dérive, et a pour rôle de limiter la quantité d'ions positifs créés lors des avalanches qui se déplacent lentement vers le volume de dérive. Les fils de cette grille sont pour cela alternativement soumis à un potentiel fixe de $+30$ V ou -30 V. Cette polarisation permet de capturer 80% des ions positifs (ions CH_4^+ car les ions Ar^+ cèdent rapidement leur charge au méthane dont le potentiel d'ionisation est plus faible). Ce système permet de diminuer les distorsions du champ dues à l'accumulation de charges positives dans le volume de dérive. Il fait perdre, parallèlement, 20% des électrons d'ionisation.

– La grille-cathode est située à 8 mm du plan cathodique. Elle est constituée de fils de 75 μm de diamètre espacés de 1 mm et reliés à la masse. Elle sépare le volume de dérive du volume d'amplification : c'est entre ses fils et les fils sensibles qu'est créé le champ électrique déclenchant les avalanches.

– La grille des fils sensibles est située à 4 mm du plan cathodique. Elle contient 192 fils sensibles de 20 μm de diamètre, espacés de 4 mm et portés à un potentiel égal à 1435 V. Cette valeur donne une multiplication des électrons primaires égale à 2×10^4 environ, correspondant au domaine d'amplification proportionnelle, ce qui permet la mesure de la perte d'énergie linéïque des particules chargées ayant des quantités de mouvement comprises entre 0,3 et 8 GeV/c (voir paragraphe 2.2.4.1). Pour limiter la diaphonie entre fils sensibles voisins, des fils de champs soumis à un potentiel fixe de 60 V ont été intercalés. Ceci a aussi pour conséquence de rendre indépendantes les mesures réalisées au niveau des fils sensibles (le signal électrique est mesuré par lecture capacitive sur le fil).

– Le plan cathodique, relié à la masse, est une feuille de cuivre sur laquelle 16 rangées de damiers ont été découpées. Chaque damier est relié à un circuit électronique de lecture. Les rangées sont circulaires, concentriques et centrées sur un point à 3,5 cm de l'axe des faisceaux. Elles sont espacées régulièrement sur le plan. Les damiers ayant des surfaces égales (52,5 mm^2), leur nombre par rangée varie entre 4×16 et 9×16 (soit un nombre total égal à 1680 par secteur).
Le déplacement des ions positifs créés dans les avalanches sur les fils anodiques induit, par couplage capacitif, des signaux sur un ou plusieurs damiers (jusqu'à 5) de la rangée située en regard des fils touchés. La position de la rangée donne la coordonnée r du point correspondant de la trajectoire détectée. Le barycentre des charges collectées sur les damiers permet de déterminer la coordonnée ϕ. La meilleure résolution est obtenue lorsque le signal est recueilli sur trois damiers adjacents. L'espace mort séparant les damiers aux extrémités des rangées de deux secteurs voisins correspond globalement à 4% de la surface $r\phi$ totale.

La reconstruction des trajectoires des particules chargées à partir des données de la TPC nécessite l'étalonnage de plusieurs paramètres, comme la vitesse de dérive (des faiceaux laser sont utilisés) ou les seuils de l'électronique d'acquisition. De plus, des corrections sur les données sont nécessaires afin de prendre en compte les effets de distorsion des trajectoires reconstruites dus à l'inhomogénéïté du champ de dérive. Ces corrections sont fixées en analysant les événements Z$\rightarrow \mu^+\mu^-$.

Les résolutions en $r\phi$ et z atteignent respectivement 250 μm et 900 μm . Les trajectoires sont reconstuites avec 16 points si les particules sont émises avec un angle polaire compris entre 39° et 141° . Les trajectoires reconstruites à l'aide de la TPC sont utilisées dans l'analyse des événements si elles ont été obtenues avec au moins trois points, correspondant à un angle polaire compris entre 20° et 160° .

2.2.2.4 Le détecteur externe : OD

Au-delà de la TPC se trouve le module dédié à l'identification des particules chargées, le RICH . Sa présence a contraint la taille de la TPC et donc le nombre de points qu'elle est capable de mesurer. Il était donc nécessaire d'ajouter un autre module, entourant le RICH , capable d'apporter quelques points de mesure supplémentaires.

Ce détecteur est situé entre les rayons $r = 197$ et $r = 206$ cm. Il est constitué de 24 secteurs azimuthaux, contenant chacun 145 tubes à dérive (avec un fil anodique en leurs centres) répartis sur cinq couches. Ces couches sont décalées les unes par rapport autres (comme la figure 2.12 le montre) de manière à ce que l'OD puisse donner des points de mesure sur toute la zone azimuthale. La résolution sur la coordonnée $r\phi$ est de 110 μm .

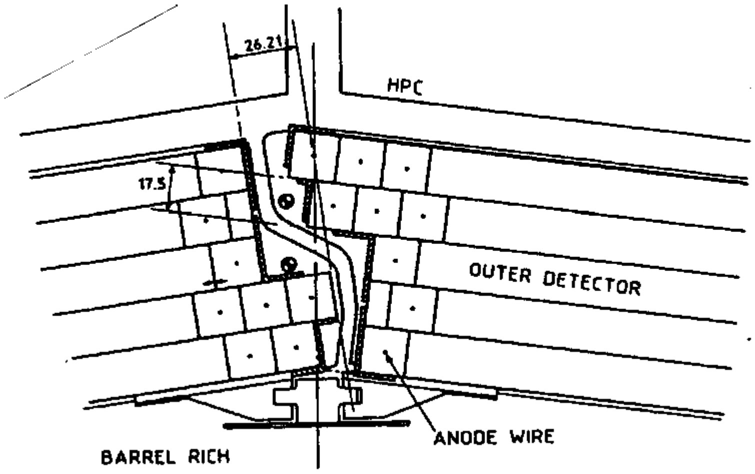


FIG. 2.12 – Vue en coupe du module OD , dans l'une des régions où les plans de fils se recouvrent partiellement.

Trois de ces couches sont de plus équippées pour mesurer le temps de dérive des charges le long du fil anodique, fournissant ainsi la coordonnée z, avec une précision de 3,5cm.

Enfin, les tubes fournissent rapidement des signaux, par conséquent l'OD participe à la logique de déclenchement de DELPHI .

Pour conclure la description des modules détectant les trajectoires des particules chargées dans le tonneau, j'ai regroupé les informations sur l'acceptance en angle polaire et la précision obtenue sur les points de mesure, pour chaque détecteur, dans le tableau 2.5.

2.2.2.5 Les chambres des regions "avant" : FCA et FCB

Ces deux détecteurs permettent de reconstruire des points de l'espace ayant des angles polaires compris entre 11° et 35° .

Module	Acceptance en angle polaire	Résolution par point	
		$r\phi$ (μm)	z (μm)
VD	$24° < \theta < 156°$	8	< 30
VFT (minipistes)	$10° < \theta < 18°$ et $162° < \theta < 170°$	< 30	< 30
VFT (macropixels)	$12° < \theta < 25°$ et $155° < \theta < 168°$	70	70
ID	$15° < \theta < 165°$	85	-
TPC	$20° < \theta < 160°$	250	900
OD	$42° < \theta < 138°$	110	3500

TAB. 2.5 – Acceptance effective en angle polaire, et résolution sur la mesure d'un point, pour chaque détecteur de particules chargées du tonneau de DELPHI . Les informations sur le VFT sont encore préliminaires.

Le module FCA est constitué, de part et d'autres du plan $z = 0$, de trois chambres installées aux extrémités de la TPC , vers la cote $|z| = 160$ cm. Une chambre est faite de deux plans de tubes à dérive, en plastique et de section carrée, dont le centre est un fil anodique. Les tubes des deux plans sont décalés de la moitié de leur largeur (voir la figure 2.13). Une chambre fournit donc un point $z\phi$ à l'aide des deux signaux, où z est la cote moyenne des deux plans. Le rayon r peut être obtenu en combinant les informations des trois chambres, car elles sont tournées les unes par rapport aux autres, autour de l'axe z, d'un angle de 120° . Les fils anodiques des plans sont ainsi orientés suivant trois axes notés x, u et v.

Le module FCA est capable de reconstruire un élément de trajectoire avec une précision de l'ordre de 300 μm dans le plan $r\phi$, mais il est nécessaire pour cela de connaître *a priori* la direction du vecteur quantité de mouvement de la particule, car malgré les trois points $z\phi$, des ambigüités de reconstruction persistent dans certains cas [46].

Le module FCB est situé de part et d'autres du plan $z = 0$ à la cote moyenne $|z| = 275$ cm. Il s'agit d'un ensemble de six bi-plans contenant des fils anodiques. Les fils de deux plans sont inclinés de 120° les uns par rapport aux autres, reproduisant les trois axes de coordonnées x, u et v du FCA .

Le FCB permet de mesurer six points d'une trajectoire, et la combinaison de l'ensemble des signaux des bi-plans aboutit à une résolution de 150 μm sur la position d'un point dans le plan $r\phi$.

L'acceptance en angle polaire des chambres à l'avant devrait permettre de reconstruire avec une efficacité suffisante les trajectoires des particules chargées émises depuis le point d'interaction vers les bouchons, mais cette reconstruction est détériorée par plusieurs problèmes :

1. le nombre limité de plans de fils du module FCA , imposé par la présence

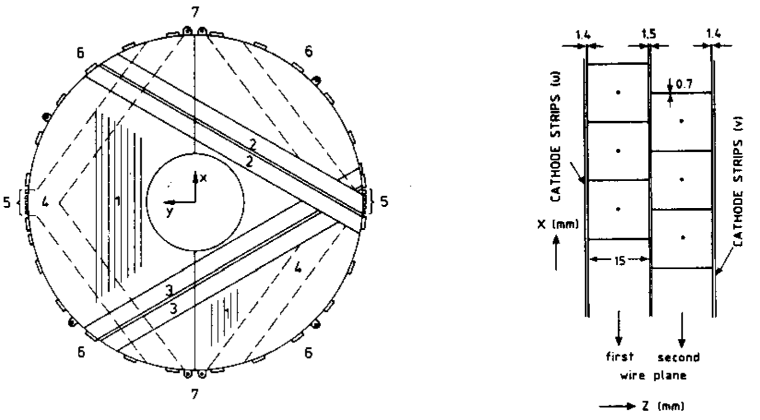


FIG. 2.13 – A gauche, schéma des trois couches de biplans de fils du module FCA [45]. A droite, schéma d'un biplan de fils.

du détecteur RICH des bouchons;

2. la quantité de matière présente devant le FCA (dans le sens des z croissants), qui crée un bruit de fond important.

Afin d'améliorer la reconstruction des trajectoires des particules chargées dans les bouchons, les modules VD et ID ont été allongés, le VFT installé, et d'autres modifications sont étudiées, concernant en particulier le FCA [47].

2.2.2.6 Performances

L'utilisation combinée de l'ensemble de ces modules doit permettre, d'une part, de réaliser une mesure précise des vecteurs quantité de mouvement des particules chargées, quelle que soient les normes et les directions de ces vecteurs, et d'autre part, à l'aide de la grande précision que possède le détecteur à micropistes, de reconstruire avec précision le vertex primaire de l'interaction, lieu de désintégration du boson Z, et les éventuels vertex secondaires, lieux de désintégration de particules à longue durée de vie.

La figure 2.14 montre la capacité que détient DELPHI à mesurer avec précision les trajectoires des particules chargées. Typiquement, la mesure de la quantité de mouvement des leptons mu issus des désintégrations du boson Z et qui ont une énergie égale à 45,6 GeV, est réalisée avec une précision de 2,6% , lorsque tous les modules du tonneau sont utilisés. Si ces muons sont émis depuis le point d'interaction dans la direction des bouchons, la meilleure résolution est obtenue si les informations des modules VD et FCB peuvent être combinées : elle est alors de 6% .

D'autre part, la qualité de la reconstruction des vertex est telle que les résolutions suivantes sont atteintes :

- $35\,\mu$m sur la position du vertex primaire des désintégrations du boson Z en paires de quarks;

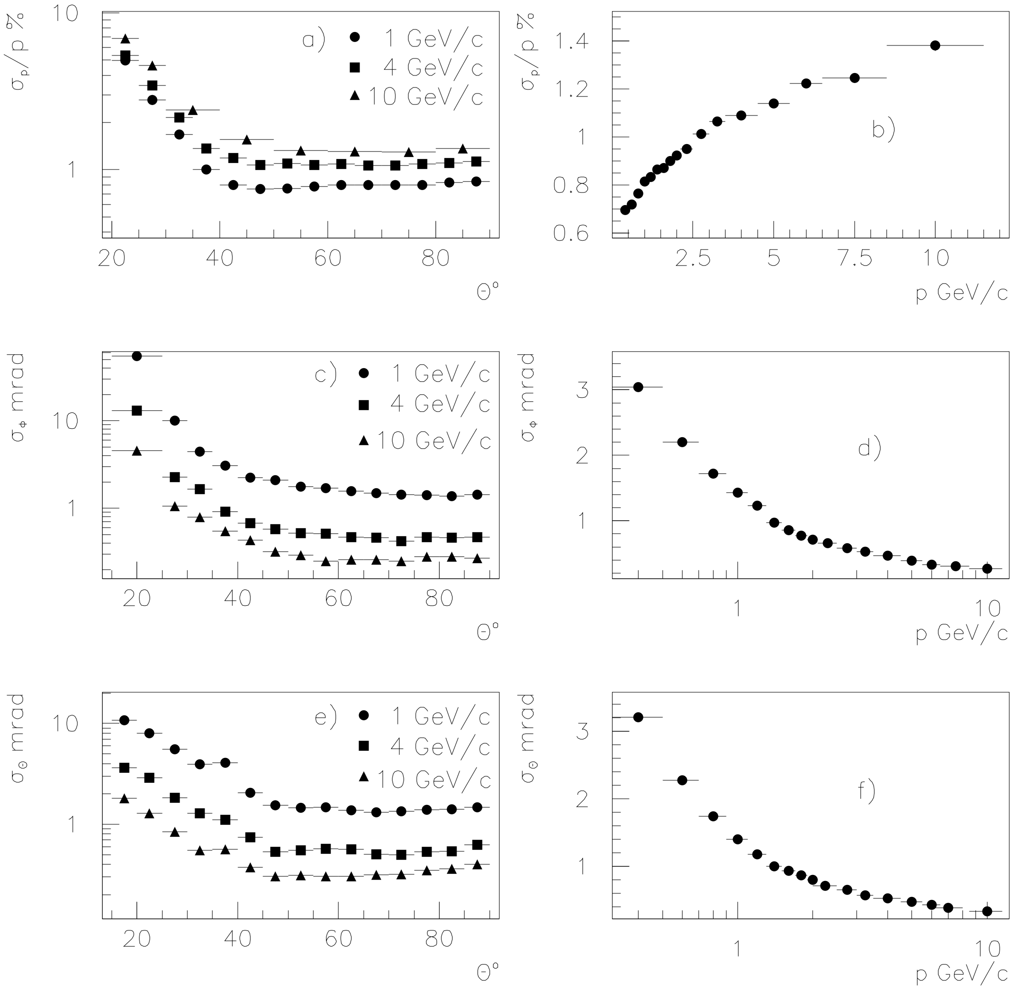


FIG. 2.14 – Résolutions obtenues sur les composantes du vecteur quantité de mouvement des particules chargées, en utilisant toute l'information des modules détectant les trajectoires. Ces nombres sont obtenus en comparant les vecteurs engendrés aux vecteurs reconstruits après simulation du détecteur.

a) précision sur la norme du vecteur en fonction de son angle polaire; b) même précision en fonction de la norme, pour des particules chargées reconstruites par les modules du tonneau; c) et d) précision sur l'angle azimuthal en fonction des deux mêmes paramètres que précédemment; e) et f) précision sur l'angle polaire en fonction des deux mêmes paramètres que précédemment.

- $20\,\mu$m sur la plus petite distance entre les deux leptons mu issus du processus Z$\rightarrow \mu^+\mu^-$, lorsque cette distance est calculée dans le plan $r\phi$;
- de 50 à $130\,\mu$m (suivant l'angle polaire des vecteurs quantité de mouvement) sur ce même paramètre lorsqu'il est calculé le long de l'axe z (*cf* figure 2.15).

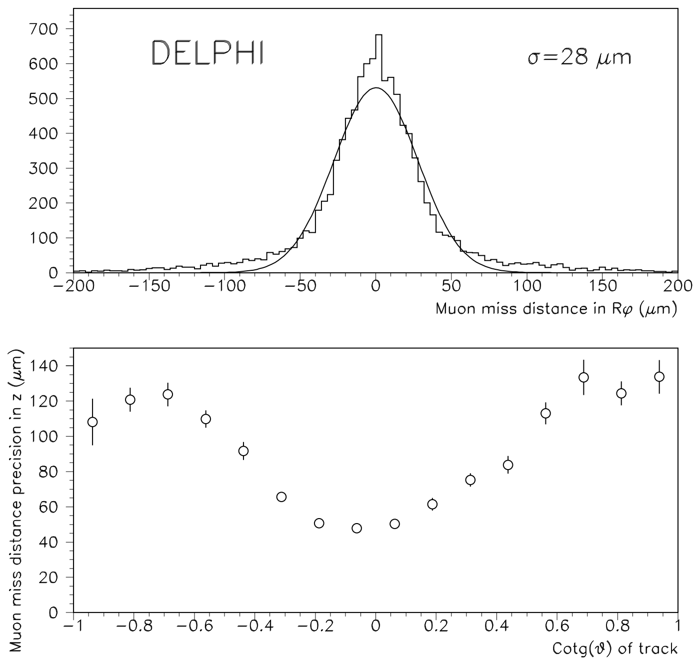


FIG. 2.15 – Distances séparant les trajectoires des deux muons dans les événements résultant du processus Z$\rightarrow\mu^+\mu^-$. La distribution est celle de la distance calculée dans le plan $r\phi$; les points montrent la distance le long de l'axe z, en fonction de l'angle d'incidence des muons.

Ces résultats rendent DELPHI sensible à la durée de vie relativement longue des particules comme les mésons B ($c\tau = 387\mu$m) ou le lepton tau ($c\tau = 89\mu$m), qui peuvent parcourir environ 1 mm avant de se désintégrer , donnant lieu à un vertex secondaire repérable. Un algorithme [48] a ainsi été développé afin de déterminer la présence de ces vertex et d'en déduire la probabilité que l'événement résulte de la désintégration de quarks b.

2.2.2.7 Alignement des modules

Ces résultats ne peuvent être obtenus qu'au prix d'un alignement très précis des modules de reconstruction des trajectoires les uns par rapport aux autres. Cet alignement est réalisé en analysant les données issues d'événements du type Z$\rightarrow \mu^+\mu^-$ lorsque l'énergie dans le centre-de-masse est égale à la masse du Z. Ceci permet en effet d'utiliser comme contrainte, dans les ajustements, le fait que l'énergie des muons soit égale à l'énergie des faisceaux. [1] L'alignement se fait techniquement par l'application de logiciels qui calculent des paramètres enregistrés ensuite dans des bases de données.

Le module servant de référence, lors de la procédure d'alignement, est le détecteur externe, car la position de ses fils est connue avec une précision de 30 μm (par mesures optiques, entre autres), il est stable dans le temps, et il constitue un bras de levier important pour la reconstruction des trajectoires des particules.

Les étapes de la procédure d'alignement sont les suivantes :

1. l'alignement interne du module VD est réalisé (en analysant les données d'événements à deux muons et d'événements à grand nombre de particules chargées), et sa position est déterminée par rapport au module OD ;
2. les détecteurs ID et TPC sont à leur tour alignés par rapport aux références de l'OD et du VD , en comparant les fragments de trajectoires obtenus séparément;
3. diverses corrections sont ensuite appliquées aux points de mesure obtenus par les différents modules, séparément, afin de compenser certaines distorsions;
4. les chambres à l'avant sont alors positionnées par rapport à la TPC .

Une fois les modules de détection des particules chargées alignés entre eux, la procédure continue avec d'autres éléments de DELPHI , comme le calorimètre électromagnétique ou les miroirs des détecteurs RICH , qui sont positionnés par rapport aux détecteurs de particules chargées.

2.2.3 La calorimétrie

DELPHI dipose de calorimètres permettant de mesurer l'énergie des particules chargées et des particules neutres, transmise aux parties sensibles des modules sous la forme d'une gerbe électromagnétique ou hadronique.

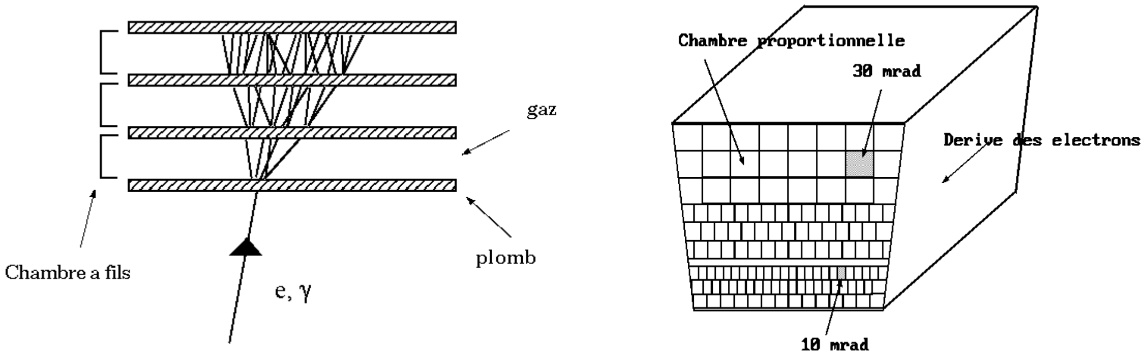
2.2.3.1 Les calorimètres électromagnétiques

DELPHI contient quatre calorimètres électromagnétiques , trois étant situé dans chaque bouchon. Le module central, la HPC , est aussi utilisé pour identifier les électrons. Le module STIC , couvrant les régions à petit angle polaire, permet de mesurer la luminosité.

Le module central, la HPC , est constituée de 144 modules disposés en 6 anneaux de rayons interne et externe respectivement égaux à 208 et 260 cm. Ce détecteur est sensible aux particules ayant un angle polaire compris entre 43° et 137° . Le principe de fonctionnement de chaque module reprend celui de la TPC : les électrons secondaires,

1. Pour le programme LEP2, une prise de données à cette énergie est réalisée pendant quelques heures, avant ou pendant le fonctionnement à plus haute énergie.

créés par l'interaction entre la particule et le matériau convertisseur du module (voir la figure 2.16,a), dérivent vers l'extrémité du module où la charge d'ionisation est mesurée par des chambres à un fil, fonctionnant en mode proportionnel et associées à des damiers cathodiques.



(a) (b)

FIG. 2.16 – (a) Gerbe électromagnétique engendrée dans les plaques de plomb du calorimètre par le passage d'un photon ou d'un électron. Les particules chargées de la gerbe ionisent le gaz entre les plaques de plomb.
(b) Vue en coupe et en perspective d'un module de la HPC , le contour des damiers cathodiques étant mis en valeur.

Le matériau qui interagit avec la particule incidente est du plomb, disposé sous la forme de 41 plans, espacés de 8 mm, constitués de fils portés à des potentiels dont les valeurs sont fixées en dégradé, afin d'instaurer un champ électrique de dérive de 100 V/cm. L'espace entre ces plans est rempli d'un gaz ionisant constitué d'argon, à hauteur de 80%, et de méthane, à 20%. Aux extrémités, 128 damiers cathodiques sont regroupés en 9 rangées placées à des rayons croissants (voir la figure 2.16,b). De plus, au niveau où la gerbe électromagnétique atteint son maximum, soit après 4,5 longueurs de radiation X_0, est installée une couche de scintillateurs dont la réponse rapide participe au système de déclenchement de l'acquisition des données (*cf* 2.2.5).

L'épaisseur de conversion d'un module dépend de l'angle polaire de la particule incidente : $18X_0/\sin\theta$. La granularité obtenue est de 4 mm en z et de 1° en angle azimuthal. La gamme dynamique s'étend du minimum d'ionisation jusqu'à 50 GeV. La résolution spatiale, pour des photons de haute énergie, est de 1,0 mrad en angle polaire et de 1,7 mrad en angle azimuthal. Pour des électrons de 45 GeV, elle est de 0,6 mrad en angle polaire et de 3,1 mrad en angle azimuthal. La résolution en énergie, obtenue à partir des paires de photons issues des désintégrations des mésons π^0, peut être paramétrisée par la relation suivante (où E est l'énergie exprimée en GeV) :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0,043 \oplus \frac{0,32}{\sqrt{E}}$$

La précision obtenue sur l'énergie d'un électron de 45 GeV et par exemple égale à 6,5%.

Le module des bouchons, le FEMC , est conçu sur un principe plus classique que celui de la HPC : une particule atteignant le matériau du calorimètre interagit et crée une gerbe électromagnétique dont les particules chargées émettent un rayonnement dû à l'effet Čerenkov (décrit dans la section 2.2.4.2). Cette lumière est ensuite collectée par des photomultiplicateurs conçus pour fonctionner dans le champ magnétique de DELPHI .

Le STIC est un ensemble de deux disques de 5 mètres de diamètre, placés chacuns dans un bouchon à environ 3 mètres du point d'interaction. Son acceptance en angle polaire est comprise entre 8° et 35° et entre 145° et 172° . Un disque est constitué de 4532 blocs de verre au plomb, dont la forme est celle d'une pyramide tronquée dont l'axe principal est dirigé vers le point d'interaction (pas de manière exacte afin d'éviter qu'une particule ne passe entre deux blocs). Les deux faces parallèles sont des carrés de côté 5 cm et 5,6 cm (pour la face la plus éloignée du point d'interaction). La hauteur est de 40 cm, ce qui correspond à 20 longueurs de radiation.

Au niveau de la cote des disques la plus proche du point d'interaction, la précision moyenne obtenue sur la position en x et y des gerbes dues à des particules neutres de plus de 2 GeV est de 5 mm environ. La résolution en énergie peut être paramétrisée par la relation (où E est donné en GeV) :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0,03 \oplus \frac{0,12}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0,11}{E}$$

Le calorimètre à petit angle polaire, le STIC **[50],** a été installé au début de l'année 1994, en remplacement de l'ancien calorimètre à petit angle, le SAT . Le STIC a été conçu afin d'augmenter la précision sur la mesure de la luminosité du LEP, et afin de pouvoir étiqueter les photons énergétiques produits à LEP2 dans les événements dus au processus $\mathrm{e^+e^-} \to \gamma^\star/\mathrm{Z}^\star \to \mathrm{f\bar{f}}(\mathrm{n}\gamma)$ (*cf* section 3.2.1 en page 85). Leur énergie peut atteindre 75 GeV, pour $\sqrt{s} = 192$ GeV, et ils ont tendance à être émis près de l'axe des faisceaux.

Le STIC est un ensemble de deux bras cylindriques disposés chacuns dans un bouchon à 2,2 m du point d'interaction. L'acceptance angulaire est comprise de chaque côté entre 1,7° et 10,8° par rapport à l'axe des faisceaux. Il n'y a ainsi aucune région découverte entre le STIC et le FEMC . Chaque bras du STIC (voir la figure 2.17) contient 49 couches constituées d'une plaque de plomb de 3,4 mm d'épaisseur et d'une tuile de scintillateur de 3 mm. L'ensemble correspond à 27 longueurs de radiation. La lumière produite par la gerbe électromagnétique est transportée par des fibres optiques traversant chaque bras et disposées, de manière uniforme, perpendiculairement aux plans des scintillateurs. La lumière est collectée par des phototétrodes conçues pour fonctionner dans le champs magnétique de DELPHI . Chaque couche des bras est segmentée en 10 anneaux de 3 cm d'épaisseur et en 16 secteurs de 22,5° d'angle. Chaque secteur est pivoté d'un angle de 3° environ autour de son axe de symmétrie, afin d'éviter qu'une particule incidente puisse passer entre deux secteurs ou soit canalisée dans une fibre.

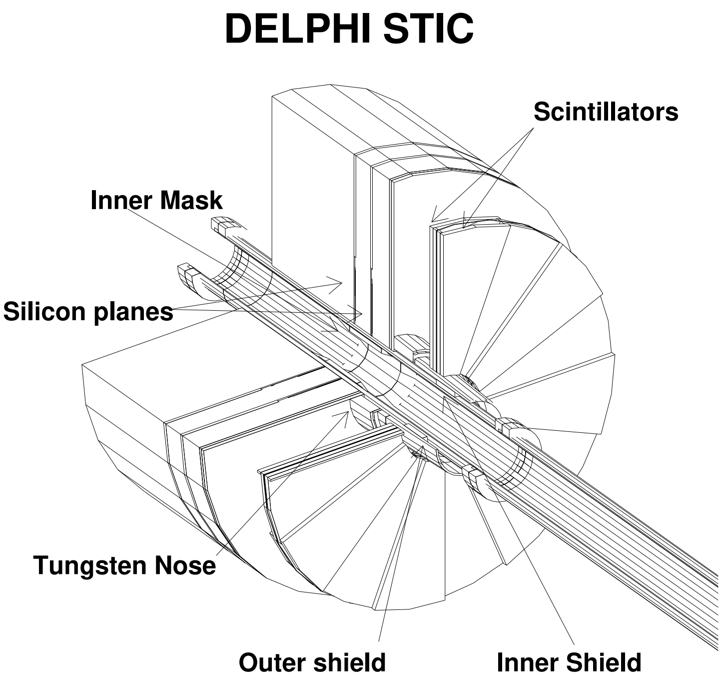


FIG. 2.17 – Vue en coupe et en perspective de l'un des bras du module STIC . On peut remarquer l'anneau en tungstène commençant devant les plans de scintillateurs et finissant entre ces plans et la première couche du calorimètre.

La précision obtenue sur le rayon r d'une gerbe est comprise entre 0,25 mm et 1,2 mm; celle sur l'angle azimuthal ϕ est égale à 1,5° . La résolution en énergie peut être paramétrisée par la relation (où E est exprimé en GeV) :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0,015 \oplus \frac{0,135}{\sqrt{E}}$$

Une précision de 2,7% a été obtenue sur l'énergie d'un électron de 45 GeV.

Ces résolutions en position et en énergie des gerbes électromagnétiques permettent de mesurer la luminosité du LEP, intégrée sur une période prédéfinie, avec une précision de 0,1%. La mesure de la luminosité consiste à étiqueter et à compter, pendant un certain temps, les événements dus au processus de diffusion Bhabha $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, dont la section efficace théorique peut être connue avec une précision de l'ordre de 0,1%. Cette procédure nécessite de pouvoir définir avec une grande précision l'intervalle auquel appartient l'angle polaire des électrons comptés. Pour cela, l'un des bras du calorimètre est masqué par un anneau en tungstène correspondant à 17 longueurs de radiation et placé à 1,94 m du point d'interaction avec une précision de 13 μm (*cf* figure 2.17).

De plus, devant le calorimètre sont installés deux plans constitués de 64 compteurs sensibles au passage des particules chargées. Ils sont fait de scintillateurs en plastique dont la lumière est transportée par des fibres optiques jusquà des photomultiplicateurs.

Ce système permet de différencier les électrons des photons, et donc d'étiqueter les photons énergétiques produits à LEP2 dans les événements issus de l'interférence $\gamma^\star/Z^\star$.

2.2.3.2 Les compteurs pour l'herméticité

Nous avons remarqué que les acceptances en angle polaire des calorimètres électromagnétiques des bouchons sont telles que tout photon émis avec un angle $1,7° < \theta < 35°$ (de part et d'autre du point d'interaction) est détecté. Par contre, le module HPC est sensible à des particules dont l'angle polaire est supérieur à 43° . Par conséquent, les régions définies par des angles polaires voisins de 40° et de 140° ne sont couvertes par aucun calorimètre électromagnétique . Si un photon énergétique d'un événement de bruit de fond (comme ceux du type $f\bar{f}(n\gamma)$à LEP2) passe par l'une de ces régions, le bilan en énergie présentera un déficit important et l'événement pourra être considéré à tort comme un événement de signal. Il existe d'autres régions “faibles” : vers $\theta = 90°$, où seuls les modules VD et OD sont sensibles, et entre les modules du calorimètre HPC . Afin d'optimiser l'herméticité de DELPHI aux photons énergétiques, des compteurs constitués d'une couche de plomb et d'une couche de scintillateur ont été installés dans ces régions [51]. Les compteurs du module TOF [2], qui participent au système de déclenchement de l'acquisition et servent à rejeter les événements dus aux rayons cosmiques par la mesure du temps de vol des particules chargées, ont aussi été utilisés dans le même but.

L'ensemble de ce dispositif atteint une efficacité de détection des gerbes électromagnétiques de plus de 10 GeV supérieure à 98%. Une étude [51] basée sur les données de l'année 1994 a montré que la probabilité de perdre un photon ayant un angle polaire compris entre 20° et 160° est inférieure à 0,4% (avec un niveau de confiance de 95%), en utilisant toutes les informations du système d'herméticité.

2.2.3.3 Le calorimètre hadronique : HCAL

Le calorimètre hadronique a deux parties, l'une dans le tonneau et l'autre dans les bouchons. Le matériau convertisseur est du fer et les détecteurs de particules secondaires sont des tubes de Iarocci, chambres à un fil. Les deux parties du calorimètre permettent d'obtenir une acceptance en angle polaire comprise entre 11° et 169° .

La partie centrale contient 24 secteurs azimuthaux situés au-delà de la bobine supraconductrice (le fer permet aussi de refermer les lignes du champ magnétique). Chaque secteur est constitué de 19 couches de 5 cm d'épaisseur, deux de 2,5 cm et une de 10 cm. Ceci correspond à 6,5 longueurs de radiation nucléaire au minimum (particule incidente d'angle polaire proche de 90°). Les tubes de Iarocci sont installés entre les couches. Ils renferment un gaz ionisant constitué de CO_2 (à hauteur de 60%), de butane et d'argon. Leur surface intérieure est recouverte d'une mince couche de peinture au graphite de faible conductibilité, qui sert de cathode. Les électrons secondaires créés lors de l'ionisation du gaz au passage d'une particule incidente, sont attirées par un fil d'anode tendu au centre du tube et porté à un potentiel de 4 kV. L'avalanche qui suit

2. Le TOF est constitués de 172 compteurs répartis avec une symétrie axiale entre le solénoïde et le calorimètre hadronique.

crée des charges sur la surface intérieure du tube, dont le signal est recueilli par effet capacitif sur des damiers fixés sur les faces extérieures du tube. Le mode de fonctionnement de ce système est tel que l'énergie d'une particule incidente est proportionnelle au nombre de signaux collectés sur les damiers. De plus, les damiers de cinq couches successives sont électriquement liés, afin de constituer des "tours" projectives orientées vers le point d'interaction (voir figure 2.18). Chaque tour couvre respectivement des intervalles de 2,96° et de 3,75° en angles polaire et azimuthal. Les deux parties situées dans les bouchons ont une structure et un système d'acquisition des signaux similaires.

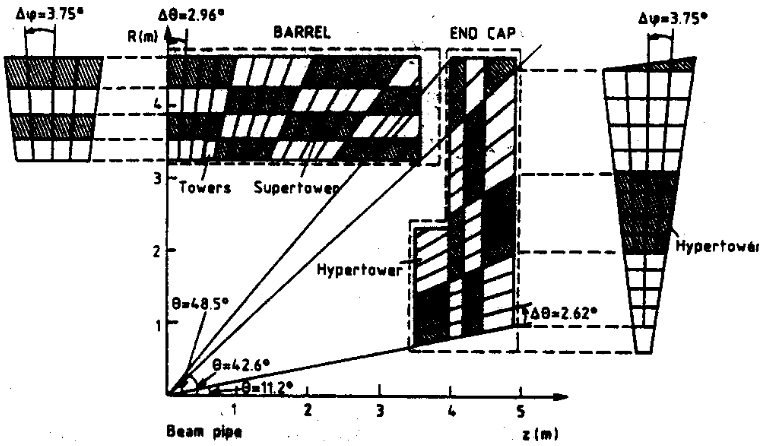


FIG. 2.18 – Vue schématique des damiers du calorimètre hadronique, regroupés en tours projectives.

La précision obtenue sur la mesure de l'énergie avec la partie centrale du HCAL peut être paramétrisée suivant l'expression (où E est exprimé en GeV) :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0,21 \oplus \frac{1,12}{\sqrt{E}}$$

où le terme constant est dû au matériaux situés entre les calorimètres électromagnétique et hadronique.

Le tableau 2.6 résume les caractéristiques et les performances des différents calorimètres de DELPHI .

2.2.4 L'identification des particules

DELPHI utilise plusieurs méthodes afin d'identifier les particules, en particulier les particules chargées. Certains modules déja décrits, comme la HPC ou la TPC , fournissent des informations dans ce but. Les modules RICH , qui constituent la particularité du détecteur, ont été installés dans le seul but d'identifier les hadrons chargés.

Calorimètre	Acceptance en angle polaire	Résolutions spatiale	Résolutions $\sigma(E)/E$ (E en GeV)
HPC	$43^\circ < \theta < 137^\circ$	θ: 0,6 mrad ϕ: 3,1 mrad	$0,043 \oplus 0,32/\sqrt{E}$
FEMC	$8^\circ < \theta < 35^\circ$ et $145^\circ < \theta < 172^\circ$	x, y: 0,5 cm	$0,03 \oplus 0,12/\sqrt{E}$
STIC	$1,7^\circ < \theta < 10,8^\circ$ et $178,3^\circ < \theta < 169,2^\circ$	r: 0,25 à 1 mm ϕ: 1 à 4 mm	$0,015 \oplus 0,13/\sqrt{E}$
HCAL	$11^\circ < \theta < 169^\circ$		$0,21 \oplus 1,12/\sqrt{E}$

TAB. 2.6 – Acceptance en angle polaire, résolutions angulaire et énergétique des calorimètres de DELPHI .

2.2.4.1 La mesure du dépôt linéïque d'énergie

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu gazeux, elle perd de l'énergie lors de collisions inélastiques avec les électrons des atomes du gaz. Ce phénomène peut se quantifier sous la forme d'une perte d'énergie linéïque, $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$, fonction des paramètres relativistes β et γ de la particule. A quantité de mouvement fixée, la variable $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ ne dépend que de la masse de la particule.

La figure 2.19 (p. 74) montre l'évolution de la variable $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ en fonction de la quantité de mouvement, pour différentes particules. On peut distinguer plusieurs bandes de points correspondant aux mesures expérimentales de DELPHI , faites sur des données simulées. Lorsque la quantité de mouvement d'une particule croît, sa perte d'énergie linéïque diminue rapidement jusqu'à atteindre le minimum d'ionisation, puis augmente jusqu'au plateau de Fermi.

Ce sont les fils anodiques du module TPC qui permettent de mesurer la variable $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$. Ces fils collectent les électrons secondaires, après avalanche, créés par ionisation du gaz au passage d'une particule chargée. Au mieux, tous les 192 fils donnent un signal et donc une mesure indépendante du paramètre $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$. En fait, celui-ci peut être correctement mesuré si la particule incidente crée un signal sur au moins 30 fils, et si sa trajectoire est séparée d'au moins 2 cm de toute autre trace. Ce faisant, il est possible de distinguer un pion d'un méson K avec une significance de plus de deux écarts standards si leur quantité de mouvement est inférieure à 1 GeV/c . Au-delà, les valeurs du paramètre $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ des deux particules sont trop proches pour pouvoir obtenir une séparation à plus de deux écarts standards.

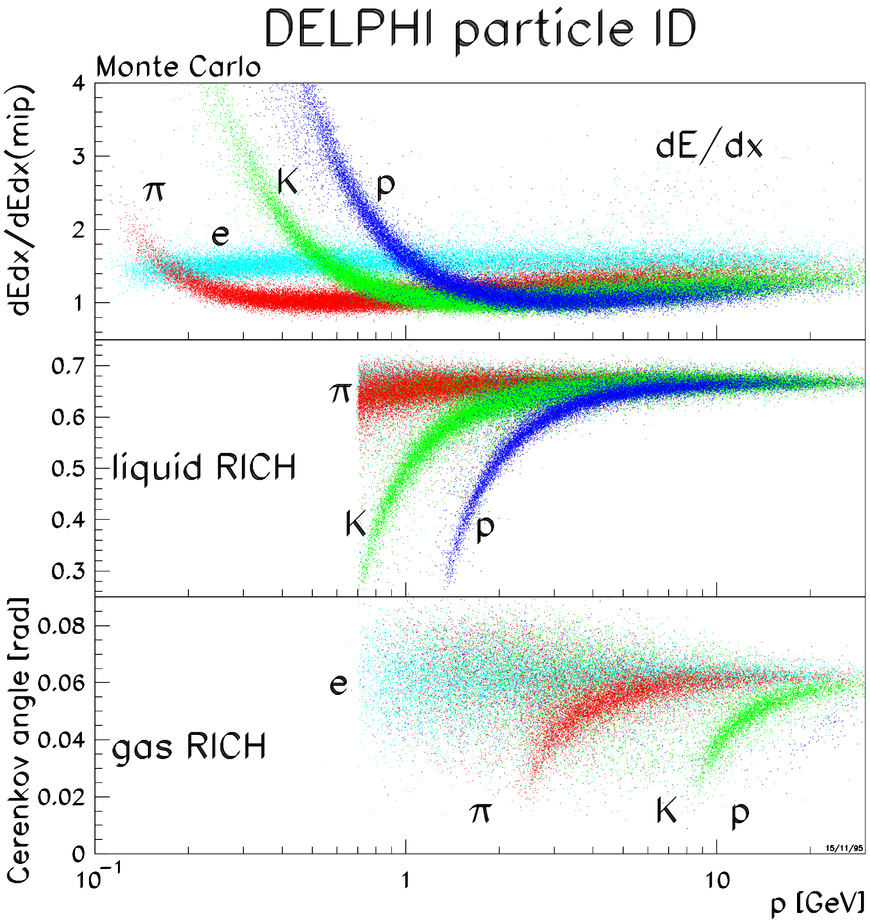


FIG. 2.19 – dE/dx et angle de Čerenkov en fonction de la quantité de mouvement, obtenus par l'analyse d'événements simulés de type hadronique et issus des désintégration du boson Z.

2.2.4.2 Les détecteurs à imagerie Čerenkov

Les modules RICH (acronyme de "Ring Imaging CHerenkov detector") placés dans le tonneau (BRICH) et dans les bouchons (FRICH) permettent d'identifier les hadrons chargés lorsque leur quantité de mouvement rend la mesure du paramètre $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ inefficace.

L'effet Čerenkov est un phénomène électromagnétique : lorsqu'une particule chargée traverse un milieu, le champ électromagnétique existant à son voisinage polarise localement les molécules du milieu. L'éloignement de la particule entraîne une dépolarisation qui s'accompagne de l'émission d'un rayonnement Čerenkov . Tant que la vitesse de la particule est inférieure à la vitesse de la lumière dans le milieu traversé, les ondes électromagnétiques émises interfèrent destructivement. Au-delà de cette vitesse de seuil, les interférences sont constructives et des photons sont émis suivant un cône ayant pour axe la trajectoire et comme sommet la position instantanée de la particule. Le demi-angle au sommet de ce cône ne dépend que de l'indice n du milieu et de la vitesse de la particule :

$$\cos\theta_{\mathrm{c}} = \frac{1}{n\beta}$$

Par conséquent, les mesures de l'angle θ_{c} et de la quantité de mouvement d'une particule permettent d'en déduire sa masse.

Le nombre de photons émis par unité de longueur du parcours de la particule est proportionnel à $\sin^2\theta_{\mathrm{c}}$.

La figure 2.19, obtenue à partir des mesures effectuées par le module BRICH sur des particules simulées, montre l'évolution de l'angle Čerenkov en fonction de la quantité de mouvement. On peut remarquer le seuil d'émission du rayonnement Čerenkov , évoqué plus haut, dû à la condition géométrique $\cos\theta_{\mathrm{c}} \leq 1$ qui se traduit par $\beta \geq 1/n$. Par conséquent, plus l'indice est élevé, plus le seuil en quantité de mouvement est bas. C'est pourquoi des radiateurs liquides sont utilisés dans les modules RICH pour identifier les hadrons ayant de faibles quantités de mouvement (entre 0,7 et 8 GeV/c). La figure 2.19 montre aussi l'existence d'un angle de Čerenkov maximal correspondant au cas limite $\beta = 1$, qui ne permet pas de différencier les particules. Le seuil en quantité de mouvement associé à cet angle de saturation dépend du milieu : plus l'indice est élevé, plus le seuil est bas. L'utilisation d'un radiateur gazeux, dans les modules RICH , permet pour cette raison d'identifier les hadrons chargés sur une grande gamme de quantité de mouvement (entre 2,5 et 40 GeV/c).

La reconstruction de l'angle Čerenkov nécessite *a priori* de connaître la position du sommet du cône dans le radiateur. Ceci étant impossible, on a recours à deux techniques différentes de focalisation de la lumière pour les radiateurs liquides et gazeux des modules du tonneau et des bouchons. Le module central, le BRICH , est sensible aux particules chargées émises avec un angle polaire compris entre 40° et 140° . Les modules des bouchons reproduisent le principe du BRICH avec une géométrie différente, leur acceptance angulaire étant comprise entre 15° et 35° par rapport à l'axe des faisceaux. Je décris dans la suite le module central, est représenté en coupe sur la figure 2.20.

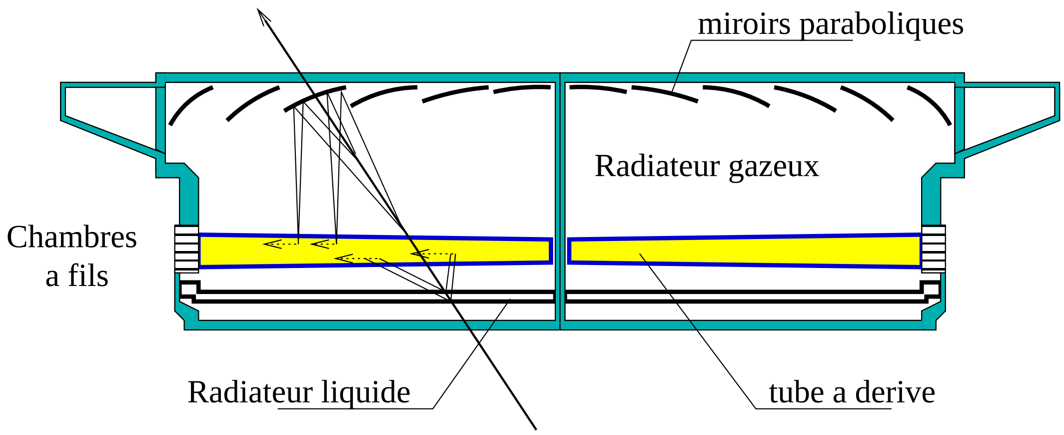


FIG. 2.20 – Vue longitudinale en coupe de deux secteurs du BRICH .

Le BRICH a la structure d'un cylindre creux de rayons interne et externe respectivement égaux à 123 cm et 197 cm, de longueur égale à 3,5 m et séparé en deux parties par une cloison de support disposée dans le plan (Oxy). Chaque moitié du BRICH est composée de 24 secteurs azimuthaux, contenant chacun un radiateur liquide, un radiateur gazeux, 6 miroirs paraboliques et un tube à dérive associé à une chambre à fils située à son extrémité.

Les radiateurs utilisés sont des fréons (C_6F_{14} d'indice 1,283 pour le liquide, C_5F_{12} d'indice 1,00172 pour le gaz). Ils ont été choisis en raison de leur bonne transparence aux photons UV que l'on cherche à détecter, et de leur faible dispersion chromatique (l'angle θ_c est ainsi indépendant de l'énergie du photon). Le radiateur liquide a une épaisseur de 1 cm, ce qui permet de contraindre les points d'émission des photons sur une petite distance : c'est la technique de *pseudofocalisation*. Le fréon est contenu dans une enceinte située près du rayon interne du cylindre. Les parois de l'enceinte sont en quartz, cristal transparent aux photons UV. Une particule chargée incidente traverse donc d'abord le radiateur liquide. Si sa vitesse est supérieure au seuil, elle émet des photons Čerenkov qui sont convertis en électrons, appelés *photoélectrons*, dans l'enceinte du tube à dérive situé à 12 cm du radiateur liquide. Les photoélectrons forment un anneau ellipsoïdal (intersection du plan de la paroi du tube avec le cône Čerenkov) et dérivent, sous l'action d'un champ électrique parallèle au champ magnétique, jusqu'aux extrémités du tube où ils sont détectés par une chambre à fils fonctionnant en régime proportionnel. Pour chaque photoélectron, les coordonnées x et y sont obtenues par la chambre et la cote z par la mesure du temps de dérive. On reconstruit ainsi les anneaux de Čerenkov.

Tout le reste du volume du secteur du BRICH contient le radiateur gazeux. Si sa vitesse est suffisament grande, la particule incidente, en pénétrant dans le volume gazeux à la sortie du tube à dérive, émet des photons Čerenkov qui sont focalisés sur le tube à dérive par un jeu de miroirs paraboliques. C'est la technique de focalisation, qui rend le point de conversion du photon indépendant de son point d'émission. On obtient à nouveau un anneau, dont l'image est reconstruite après détection des photoélectrons.

Le tube à dérive a une largeur totale de 5 cm et ses parois sont en quartz. Il contient un mélange de méthane et d'éthane (75%) saturé en vapeur d'un gaz photoionisant, le

TMAE (*Tetrakis-diMéthyl-Amino-Ethylène*), qui a une bonne efficacité quantique pour les photons UV. En réglant la température du TMAE à 40°C, on fixe la longueur de conversion des photons dans le tube à moins de 2 cm, ce qui permet de séparer les photoélectrons provenant des photons créés dans le gaz, de ceux dus aux photons créés dans le liquide. Notons que les conditions de dérive des photoélectrons sont particulières, car l'algorithme d'identification des particules nécessite de reconstruire l'image de l'anneau avec une précision inférieure au millimètre. De plus, cet anneau n'est formé que d'une dizaine de photons. Par conséquent, le champ électrique de dérive est rendu uniforme par la présence de bandes conductrices recouvrant le tube; un dispositif d'étalonnage permet de connaître la vitesse de dérive avec une précision de 0,1%; le gaz de dérive est constamment filtré afin d'en extraire les molécules absorbant les photoélectrons; et les chambres à fils ont un gain élevé (2×10^5).

Le pouvoir d'identification des modules RICH dépend de la qualité de l'alignement interne des détecteurs. Un programme permet d'ajuster précisément la position relative des différents éléments des secteurs (miroirs, enceinte du radiateur liquide,...) afin de minimiser la différence entre les angles Čerenkov mesurés et attendus. Les données utilisées pour cette procédure sont issues des événements du type Z$\rightarrow$ $\mu^+\mu^-$. Une précision de 0,8% (respectivement 2,2%) est ainsi obtenue sur la valeur de l'angle de Čerenkov des muons de ces événements , lorsqu'elle est mesurée avec les radiateurs liquides (resp. gazeux) du BRICH .

L'identification des particules chargées par les modules RICH peut être réalisée suivant différentes méthodes, dépendant du type d'analyse effectuée : identification d'une particule isolée ou incluse dans un jet. Ces méthodes reposent sur la comparaison entre les signaux recueillis dans les chambres à fils et associés à une particule chargée détectée (après extrapolation de sa trajectoire dans les modules RICH) et les signaux attendus en supposant que cette particule a la masse de l'électron, du muon, des hadrons $\pi^\pm$, $K^\pm$ ou du proton. Notons qu'il peut n'y avoir aucun signal collecté dans le radiateur liquide ou gazeux suivant la valeur de la vitesse de la particule. Ceci peut être utilisé pour identifier les hadrons lourds par *veto*. Un méson $K^\pm$, par exemple, peut être distingué des particules $e^\pm$, $\mu^\pm$ et $\pi^\pm$ si sa quantité de mouvement est comprise entre 3 et 8 GeV/c. Dans ce cas, en effet, en traversant un secteur d'un module RICH , il crée un anneau de photons Čerenkov dans le radiateur liquide, mais n'a pas une vitesse suffisante pour créer un anneau dans le radiateur gazeux, contrairement aux particules plus légères.

Lorsque l'on cherche à identifier une particule chargée non isolée dans un événement hadronique, la difficulté principale réside dans la présence d'un bruit de fond de forme inconnue sous le signal de l'anneau des photons Čerenkov . Afin de résoudre ce problème, deux procédures ont été développées [53].

La première ne soustrait pas le bruit de fond du signal observé. Pour chacune des cinq hypothèses de masse possibles, à partir de l'angle Čerenkov mesuré, du nombre de photoélectrons détectés, et de la quantité de mouvement de la particule étudiée, une probabilité est calculée par une méthode de maximum de vraisemblance.

L'autre procédure, que j'ai utilisée pour l'analyse présentée au paragraphe 8.3.3 (p.

250), tente de distinguer les photons d'un anneau des photons du bruit de fond. Pour cela, la quantité de mouvement d'une particule étant mesurée, la position et la forme de l'anneau associé sont calculées pour chaque hypothèse de masse. Les photons observés et associés géométriquement à la particule sont ensuite regroupés tant que leur position est compatible avec la formation de l'anneau attendu pour chaque hypothèse. A chacun de ces photons est associé un poids dépendant de la qualité de leur détection. Seul l'agrégat de photons ayant la somme des poids la plus élevée est considéré pour la suite du calcul. Finalement, un angle de Čerenkov moyen est obtenu en utilisant les poids et les précisions de mesure associés aux photons de l'agrégat. Cet algorithme est aussi utilisé pour obtenir la probabilité qu'une particule chargée ait l'une des cinq masses possibles.

Les deux procédures donnent finalement les informations suivantes, pour une particule chargée donnée :

- l'information des modules RICH n'est pas disponible;
- la masse de la particule est compatible avec celle d'un méson $\pi^{\pm}$;
- la masse de la particule est compatible avec celle d'un méson $K^{\pm}$, sur la base d'un critère *faible, standard* ou *fort*;
- la masse de la particule est compatible avec celle d'un proton, sur la base d'un critère *faible, standard* ou *fort*.

La figure 2.21 illustre la performance de la deuxième méthode d'identification.

2.2.4.3 Les chambres à muons

Les muons et les neutrinos sont les seules particules créées à LEP pouvant traverser tout le détecteur. Le muon a cette caractéristique car sa masse élevée le rend beaucoup moins sensible que l'électron au rayonnement de freinage. Il perd lentement son énergie : si celle-ci est égale à 5 GeV, il ne perd que 1,8 GeV en traversant tout le calorimètre hadronique (110 cm de fer). Par conséquent, les muons peuvent simplement être détectés en placant des chambres à fils au-delà du calorimètre hadronique. En fait, le tonneau de DELPHI contient 7 couches de chambres à muons ayant une acceptance en angle polaire comprise entre 53° et 127° . Trois de ces couches sont diposées dans le calorimètre hadronique après 90 cm de fer, deux couches sont placées 20 cm au-delà, et les deux dernières sont à l'extérieur du HCAL . Les résolutions obtenues sont de 2 mm en $r\phi$ et de 8 cm en z. Dans chaque bouchon est installé un plan de détection au-delà des calorimètres, composé de deux couches de 22 chambres à dérive. L'acceptance angulaire est comprise entre 9° et 43° par rapport à l'axe des faisceaux. La précision obtenue sur la mesure du point de passage d'un muon est de 5 mm pour les coordonnées x et y. Enfin, dans le but d'améliorer l'herméticité de ces détecteurs, des chambres ont été installées en 1994 de manière à couvrir les régions entre le tonneau et les bouchons.

L'efficacité d'étiquetage des muons dépend de la qualité de la reconstruction de sa trajectoire et de son association géométrique aux signaux recueillis sur les chambres à muons. Typiquement, une efficacité égale à 95% est obtenue pour une probabilité de

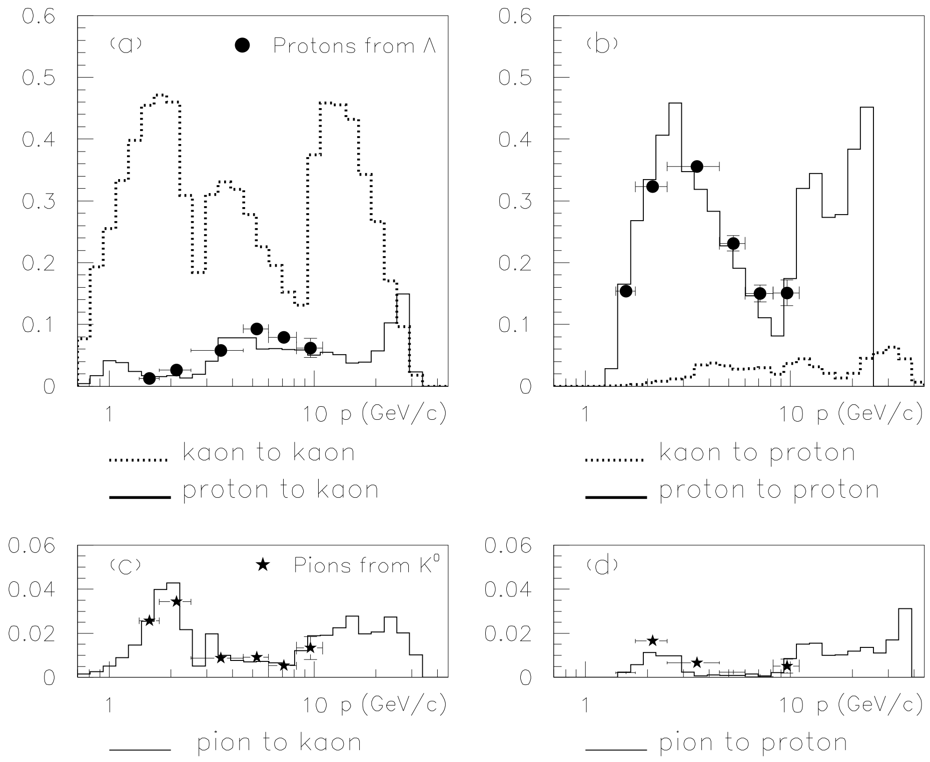


FIG. 2.21 – Performance de l'identification des kaons et des protons basée sur la méthode des poids, pour des événements de type hadronique simulés et réels.

a) Fractions des protons (ligne continue) et des kaons (pointillés) identifiés comme des kaons en fonction de la quantité de mouvement. Les points sont obtenus avec des désintégrations réelles de mésons Λ^0.

b) Comme a) mais les particules sont identifiées comme des protons.

c) Fraction de pions identifiés comme des kaons. Les étoiles sont obtenues avec des désintégrations réelles de mésons K^0.

d) Comme c) mais les particules sont identifiées comme des protons.

mauvaise identification de 5% (pions étiquetés comme des muons), quel que soit l'angle polaire de la particule.

2.2.4.4 Autres moyens d'identification

Le module HPC contribue aussi à l'identification des électrons. En effet, un électron est caractérisé par le fait qu'il dépose toute son énergie dans le module HPC . On a plus précisément : $E/P \simeq 1$, où E est son énergie et P sa quantité de mouvement, mesurée par les détecteurs de particules chargées. De plus, la forme longitudinale de la gerbe électromagnétique de l'electron est caractéristique, et le module HPC permet de reconstruire le profil de la gerbe en trois dimensions. La performance de cette identification est cependant affectée par les interactions électromagnétiques pouvant avoir lieu dans les matériaux devant la HPC .

Notons aussi qu'une partie des photons qui se convertissent en paires e^+e^-avant d'atteindre la HPC peuvent être étiquetés, et que plusieurs algorithmes permettent de reconstruire les mésons π^0 qui se désintègrent en une paire de photons.

2.2.5 L'acquisition des données

Le système d'acquisition des données de DELPHI est capable de lire toutes les voies d'électronique du détecteurs (environ 200000) jusqu'à 20 fois par seconde. Toute la chaîne de traîtement des signaux électroniques (numérisation, mémorisation, traitements logiques) est assurée par un ensemble de 150 châssis au standard FASTBUS, et de 70 microprocesseurs. L'acquisition est organisée de façon arborescente, en raison du système de déclenchement structuré en quatre niveaux, et afin que les données soient traitées en parallèle. Les quatre niveaux de décision permettent de faire face à la haute luminosité et au niveau de bruit de fond important du LEP.

Les deux premiers niveaux de déclenchement (T1 et T2) sont synchronisés sur le signal de croisement des faisceaux (BCO pour "Beam Cross Over"). La décision du niveau T1 intervient 3,5 μs après le BCO. Elle est obtenue à partir d'un traîtement purement électronique des signaux provenant de détecteurs à réponse rapide (ID , OD , FCA et FCB , TOF , scintillateurs de la HPC , FEMC , chambres à muons du tonneau). La réponse du niveau T2 intervient 39 μs après le signal du BCO. Elle est obtenue par traîtement des signaux des modules utilisés pour le niveau T1, et des détecteurs à temps de réponse plus long (TPC , HPC). Des combinaisons de signaux provenant de modules différents sont aussi utilisées. Le signal T2 est obtenu à l'aide des microprocesseurs de châssis.

Si la réponse du niveau T2 (ou T1) est négative, les mémoires des châssis ayant accumulées les données sont vidées et préparées pour l'événement suivant. Si la réponse est positive, les différentes données sont issues des mémoires locales, regroupées puis traîtées par des programmes pour éventuellement déclencher les niveaux T3 et T4 pour l'événement .

Les niveaux de déclenchement T3 et T4 sont obtenus de manière asynchrone par rapport au BCO. Le signal T3 a été mis en place afin d'abaisser le taux d'acquisition des événements à 2 Hz. Il utilise une logique similaire à celle conduisant à la décision de niveau T2, mais en utilisant plus d'informations (il a un temps de réponse égal à 30 ms). Le filtre du niveau T3 rejette ainsi la moitié des événements de bruit de fond. Le niveau de décision T4, enfin, permet de rejeter encore la moitié des événements ayant déclenché le niveau T3, et a un temps de réponse de 400 ms environ.

Les redondances entre différentes parties des logiques de déclenchement, à chaque niveau, permettent d'évaluer les efficacités de sélection de différentes sortes d'événements physiques. Les événements à deux électrons ou à deux leptons mu, par exemple, sont sélectionnés avec une efficacité très proche de 100%; les événements à grand nombre de particules chargées (comme les désintégrations hadroniques du boson Z) ont une efficacité de sélection de 100%.

2.2.6 La reconstruction des événements

Afin d'obtenir les quantités de mouvement, les énergies ou les masses de toutes les particules d'un événement , plusieurs étapes sont nécessaires, principalement mises en œuvre par le programme `DELANA` [39].

Dans un premier temps, les signaux collectés par chaque module de DELPHI sont corrigés en fonction des étalonnages des modules. Puis, si possible, ces signaux sont interprétés afin de créer des éléments de traces. Ceux-ci peuvent être des points dans l'espace, comme dans le cas du VD ; des agrégats d'énergie pour les calorimètres; ou un ensemble de points formant une trajectoire, cas de la TPC .

Dans un deuxième temps, les trajectoires des particules chargées sont entièrement reconstruites à partir des informations des détecteurs de particules chargées.
Avant l'année 1996, la procédure de reconstruction des trajectoires présentes dans le tonneau a utilisé les informations de la TPC comme base de départ des calculs. Les éléments de trace étaient extrapolés vers l'OD et l'ID pour être associés à leurs éléments lorsque cela était possible. La trace obtenue à partir de ces éléments associés était ensuite ajustée puis extrapolée vers l'axe du faisceau pour lui associer des points du VD . Cette méthode fonctionnait très bien, sauf dans les cas suivants [49] :

- La particule chargée interagit fortement avant d'atteindre la TPC , créant une gerbe (c'est le cas d'environ 6% des particules chargées dans les événements issus des désintégrations hadroniques du boson Z).

- La trajectoire de la particule passe entre deux secteurs de la TPC , rendant impossible la reconstruction d'un élément de trace (c'est le cas d'environ 5% des particules chargées dans les événements hadroniques).

- La trajectoire de la particule passe près du bord d'un secteur de la TPC . En conséquence, son élément de trace est mal reconstruit puis associé de manière erronée à des éléments de trace de l'OD ou de l'ID . La trace ainsi reconstruite ne peux pas être associée aux points du VD qui lui correspondent. Ceux-ci peuvent alors être associés par erreur à une trace voisine, détériorant l'ajustement final de celle-ci.

Depuis 1996, une nouvelle procédure est utilisée, qui permet de résoudre les deux derniers problèmes mentionnés. L'élément de trace de la TPC n'est plus utilisé comme pivot des associations. L'algorithme cherche d'abord à associer, en projection sur le plan $r\phi$, les éléments de trace de l'ID à ceux du VD constitués d'au moins deux points. L'angle polaire de la trajectoire est ensuite obtenue en utilisant l'information en z des points du VD , ou en associant la trace obtenue à un élément de la TPC . Les traces ainsi obtenues sont ensuite associées aux éléments des modules TPC et OD .
D'autre part, pour les particules chargées laissant des traces dans les bouchons de DELPHI , sont utilisés des algorithmes qui associent les éléments de trace du module FCB à la position du point de croisement des faisceaux, ou les éléments de trace de la TPC , lorsqu'ils sont suffisament bien reconstruits, à ceux du module FCA . Pour les données de l'année 1997, les éléments de trace du module VFT constitueront les points de départ des associations.

Une fois les traces des particules chargées ajustées, elles sont, dans un troisième temps, extrapolées vers les calorimètres où des gerbes peuvent leur être associées, sur des critères de proximité. Un agrégat non associé est alors considéré comme la trace du passage d'une particule neutre.
L'extrapolation des traces des particules chargées est aussi faite vers les détecteurs à effet Čerenkov et vers les chambres à muons, afin d'obtenir des informations permettant l'identification de la particule.

Toutes les informations ainsi obtenues sont ensuite stockées et traîtées par d'autres programmes qui affinent l'identification des particules ou corrigent certains défauts de reconstruction. C'est en particulier le cas du programme `HACCOR` [52], qui crée des particules neutres à partir des dépôts d'énergie dans le calorimètre hadronique de certaines particules chargées. Celles-ci sont caractérisées par une énergie hadronique associée significativement plus importante que leur quantité de mouvement, car une particule neutre (typiquement un méson K^0_L) est responsable d'une partie de la gerbe, qui présente deux maxima locaux. Un tel programme est nécessaire pour contrôler le flux d'énergie dans le détecteur pour un événement donné. Sans correction de ce type, en effet, des événements peuvent être recontruits avec un déficit apparemment important en énergie, et simuler ainsi un événement d'un signal similaire à ceux recherchés dans le cadre de cette thèse : $\mathrm{H}^+\mathrm{H}^- \to \mathrm{cs}\tau\nu_\tau$ et $\mathrm{H}^+\mathrm{H}^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$.

Chapitre 3

Stratégies et outils d'analyse

3.1 Introduction

Je décris dans ce chapitre les démarches et les outils d'analyse que j'ai utilisés pour rechercher des événements du signal ayant chacune des trois topologies possibles. Dans ce but, je présente tout d'abord les processus standards donnant lieu aux bruits de fond pour les différents signaux. Je précise aussi, en fin de chapitre, de quelles façons ont été simulés les événements issus des processus standards et du signal, ce qui a permis d'évaluer les efficacités de sélection des événements atteintes par les analyses.

Les données utilisées ont été collectées pendant les deux premières périodes de fonctionnement du LEP à des énergies dans le centre de masse de la collision supérieures à la masse du boson Z :

1. En novembre 1995, trois énergies ont été atteintes : 130,4 , 136,3 et 140,0 GeV. Les luminosités intégrées sur la période de prises de données ont été respectivement de 2,92 , 3,01 et 0,04 pb^{-1}. Cette dernière valeur étant très faible, je n'ai pas utilisé ce lot d'événements dans l'analyse des données de cette période. En guise de simplification, par la suite, je me référerai à ces échantillons de données en utilisant le terme "LEP133".
2. En juillet et août de l'année 1996, les collisions ont eu lieu avec une énergie de 161,3 GeV dans le centre de masse. La luminosité enregistrée par DELPHI et intégrée sur la période a été de 10,0 pb^{-1}. Je me référerai parfois à ces données en utilisant l'appelation "LEP161".

Ces luminosités sont faibles, comparées à la valeur finale attendue pour l'ensemble du programme LEP2 ($\approx$500 pb^{-1}). Ceci m'a conduit à adopter une démarche d'analyse privilégiant l'efficacité de sélection des événements du signal, au détriment éventuel de la pureté du signal dans l'échantillon d'événements sélectionnés. Par exemple, je n'ai pas cherché à identifier la nature des produits de désintégration des leptons taus. Au contraire, j'ai procédé, comme il sera vu plus loin, à un étiquetage de type inclusif de ces jets, reposant sur des critères topologiques. Je n'ai pas non plus cherché à étiqueter la saveur des quarks c et s issus des désintégrations des bosons $H^{\pm}$, ce qui permet d'être aussi sensible à la désintégration $H^{\pm} \rightarrow c\bar{b}$.

3.2 Les processus standards à LEP2

La figure 3.1 ci-dessous montre l'évolution, en fonction de l'énergie dans le centre de masse des collisions, des sections efficaces des principaux processus standards qui peuvent se manifester à LEP2. En particulier, sont mis en valeur les processus qui ont été simulés afin de mettre au point la recherche des signaux étudiés dans cette thèse. Cette section a pour but de décrire les caractéristiques de ces bruits de fond.

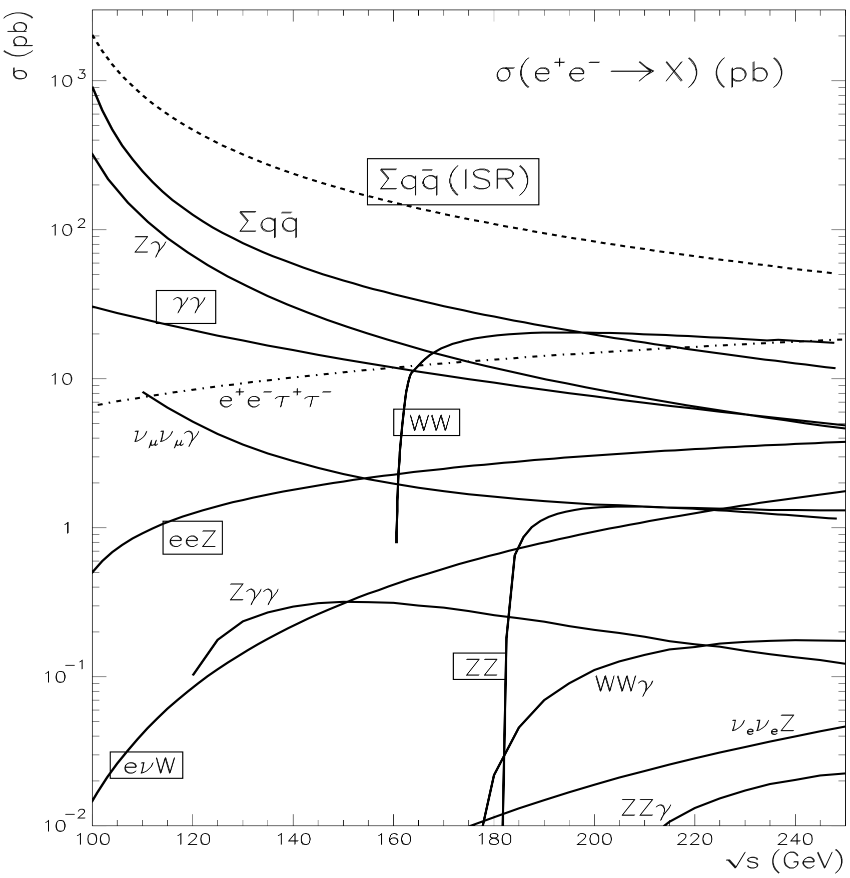
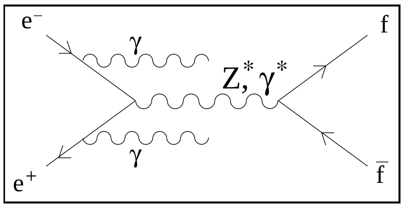


FIG. 3.1 – Sections efficaces des processus standards typiques [37, page 209]. Les appellations encadrées indiquent les processus simulés pour les études des données de LEP2. $\Sigma q\bar{q}$(ISR) désigne l'état final hadronique de l'interférence $\gamma^{\star}/Z^{\star}$, avec ou sans photon ISR engendré. $\Sigma q\bar{q}$ désigne l'état final hadronique de l'interférence $\gamma^{\star}/Z^{\star}$ sans photon ISR engendré. $Z\gamma$ désigne tous les états finals de l'interférence $\gamma^{\star}/Z^{\star}$ lorsqu'un photon ISR est engendré avec un angle polaire θ_{γ} tel que $|\cos\theta_{\gamma}| < 0,9$.

3.2.1 Le processus $e^+e^- \to Z^\star/\gamma^\star \to f\bar{f}(n\gamma)$

L'interférence entre le boson Z et le photon (voie s) est représentée par le diagramme de Feynman suivant :



Ce processus peut résulter en une paire de leptons ou, dans plus de 70% des cas, en une paire de quarks. Le premier cas constitue une source de bruit de fond importante pour les événements du signal du type $H^+H^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$, lorsque les leptons sont des taus. L'état final composé de quarks constitue la source de bruit de fond dominante pour les événements du signal à grand nombre de particules (*multiplicité*), c'est-à-dire du type $H^+H^- \to cs\tau\nu_\tau$ et $H^+H^- \to c\bar{s}\bar{c}s$.

3.2.1.1 Le processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$

Les événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ constituent le bruit de fond dominant des signaux de type hadronique en raison de leur section efficace de production importante comparée à celle des paires de bosons $H^\pm$. Elle est effectivement égale à 147 pb pour une énergie de 161 GeV dans le centre de masse, alors que le signal a une section efficace inférieure à 1 pb, en ne considérant que des masses du boson $H^\pm$ supérieure à 45 GeV/c^2 . DELPHI a mesuré la section efficace de ce processus aux différentes énergies du LEP depuis le début de son fonctionnement. Ces mesures sont comparées aux valeurs théoriques dans la figure 3.2.

Les événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ peuvent être rejetés de manière très efficace en utilisant leurs caractéristiques cinématiques.

En premier lieu, l'interférence $\gamma^\star/Z^\star$ est un processus radiatif dur : la paire finale de fermions est accompagnée d'au moins un photon énergétique produit dans l'état initial électronique (ces photons sont qualifiés par le terme ISR, pour "Initial State Radiation"). Dans plus de 70% des cas, l'énergie du photon le moins énergétique est supérieure à 5 GeV. De plus, lorsqu'un seul photon est rayonné, dans plus de 75% des cas son énergie est telle que la masse du système constitué de toutes les autres particules de l'événement est sensiblement égale à la masse du boson Z. Ce phénomène est communément appelé "retour radiatif au pic du Z". En notant $E_\gamma^{\rm RR}$ l'énergie de ce photon, on peut déduire de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, appliquée au photon et au reste des particules de l'événement , la relation :

$$E_\gamma^{\rm RR} = \frac{1}{2}\left(\sqrt{s} - \frac{m_Z^2}{\sqrt{s}}\right) \tag{3.1}$$

La formule 3.1 donne respectivement, pour $\sqrt{s} = 130$, 161 et 192 GeV : $E_\gamma^{\rm RR} \approx 33$, 55 et 74 GeV. En fait, la valeur de l'énergie du photon de ce type d'événements est distribuée

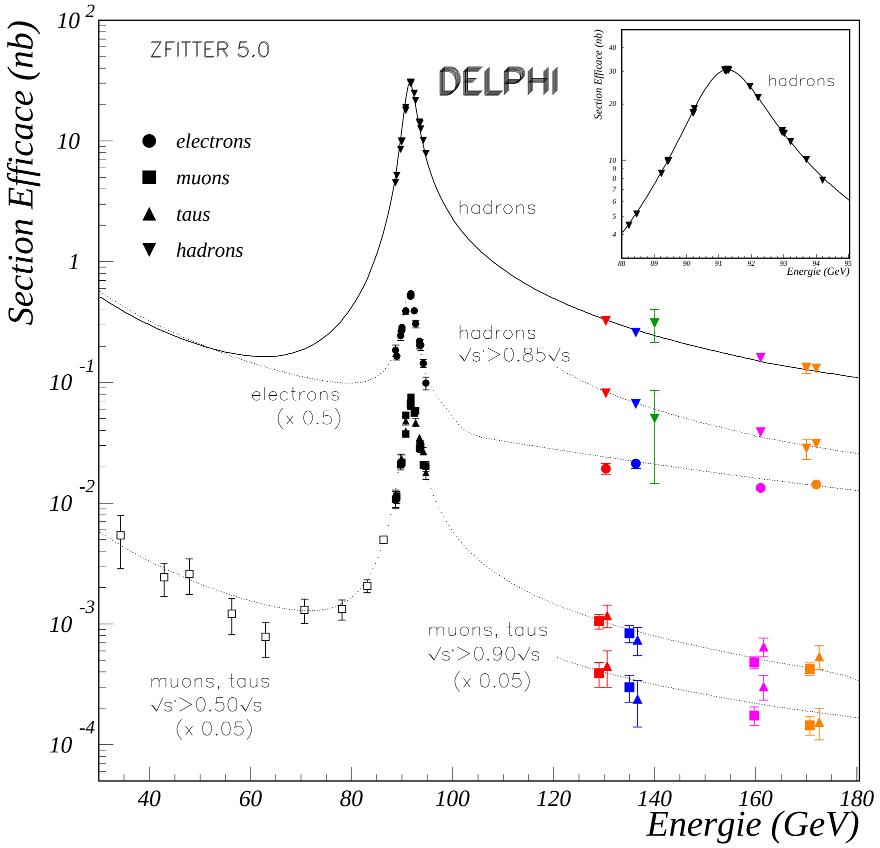


FIG. 3.2 – Sections efficaces de production des états finals leptonique et hadronique de l'interférence $\gamma^{\star}/Z^{\star}$ (voie s). Les points de mesure ont été obtenu par DELPHI [54]. Pour l'état final à deux électrons, la qualité des mesures de la section efficace est affectée par la prédominance de la voie t (diffusion Bhabha).

autour de la valeur correspondant à la masse du boson Z, comme le montre la figure 3.3.

Cette figure montre en plus la répartition spatiale de ce photon présent dans les événements du type $q\bar{q}\gamma$. Il a tendance à être produit avec une quantité de mouvement dont la direction est parallèle à l'axe des faisceaux. Plus précisément, la proportion de ces photons tels que l'angle polaire du vecteur de leur quantité de mouvement est inférieur à 1,7°, limite de l'acceptance du STIC , est de 63%. Par conséquent, les photons énergétiques présents dans les événements avec retour radiatif au pic du Z, et plus généralement dans tous événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$, ne sont pas tous détectables par le détecteur. Mais dans ces cas, l'événement a des caractéristiques topologiques telles qu'il peut être reconnu comme étant issu du processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(n\gamma)$. Cet étiquetage peut être réalisé à l'aide de différentes variables.

La figure 3.3 montre par exemple la distribution d'une variable, $\sqrt{s'}$, qui permet d'estimer l'énergie effective dans le centre de masse de la collision, c'est-à-dire une fois que le ou les photons ISR ont été rayonnés. Pour les événements non radiatifs, $\sqrt{s'}$doit être sensiblement égal à la somme des énergies des faisceaux (soit 161 GeV dans le cas

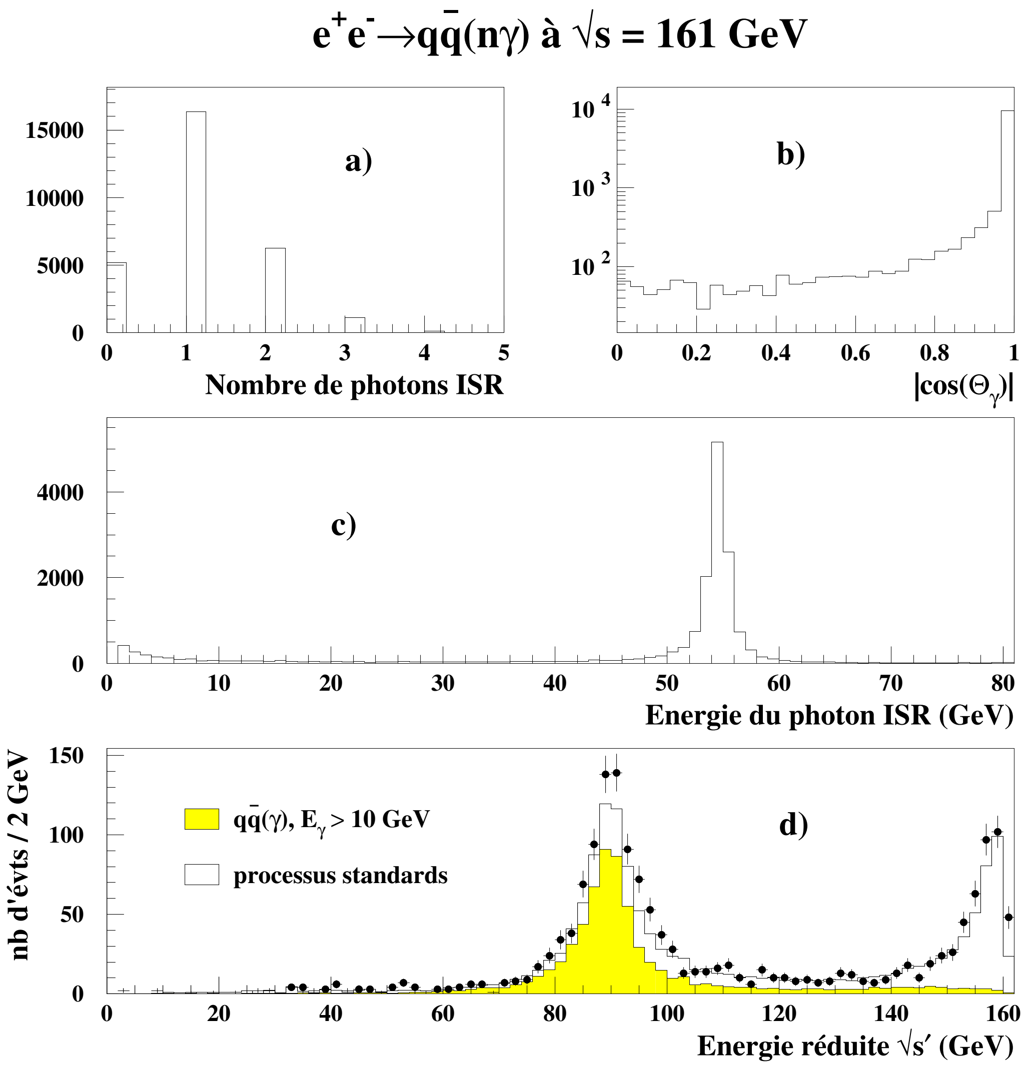


FIG. 3.3 – a) Nombre de photons ISR engendrés dans les événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$, ayant une énergie supérieure à 1 GeV.
b) Répartition polaire du photon ISR engendré dans les événements du type $q\bar{q}\gamma$.
c) Spectre en énergie du photon ISR engendré dans les événements du type $q\bar{q}\gamma$.
d) Distribution de l'énergie réduite reconstruite dans les événements de type hadronique issus des données réelles (points), de la simulation de tous les processus standards (histogramme) et de la simulation du processus du type $q\bar{q}\gamma$ où un seul photon ISR, de plus de 10 GeV, a été engendré (histogramme gris).

de la figure 3.3); dans le cas des événements avec retour radiatif au pic du Z, $\sqrt{s'}$est distribué autour de la masse du boson Z. Le calcul de $\sqrt{s'}$est expliqué dans le paragraphe 4.2.2 du chapitre 4. La procédure consiste essentiellement à rechercher la présence d'un photon énergétique détecté dans l'événement , ou, si cette recherche est infructueuse, à supposer qu'un tel photon a une quantité de mouvement dont le vecteur est parallèle à l'axe des faisceaux. Ensuite, un ajustement cinématique contraint des quantités de mouvement mesurées ou supposées permet de déduire la valeur de $\sqrt{s'}$.

Le rejet des événements du type $\mathrm{q\bar{q}(n\gamma)}$ radiatifs nécessite la meilleure efficacité possible de détection des photons. En effet, si un photon énergétique n'est pas détecté car il traverse une région inefficace du détecteur, ceci se traduit par un bilan négatif en énergie pour l'événement considéré, qui peut alors être sélectionné à tort comme un événement d'un signal caractérisé par son énergie manquante. Ce problème peut par exemple se poser pour la recherche des événements du type $\mathrm{H^+H^-} \to \mathrm{cs}\tau\nu_\tau$. Les régions inefficaces de DELPHI , essentiellement constituées des régions d'angle polaire voisin de 40° et de 140° , ont été soignées, comme je l'ai mentionné au paragraphe 2.2.3.2 (p.71), par l'installation de compteurs sensibles à l'activité électromagnétique . Je n'ai cependant pas utilisé explicitement ces nouveaux détecteurs. Par contre, comme je l'explique plus loin dans le paragraphe 3.4.1, j'ai pris soin de contrôler l'information électromagnétique afin d'être en mesure de repérer la présence de photons dans les régions à l'avant du détecteur, où la reconstruction des particules chargées peut être inefficace et conduire à une sous-estimation de l'énergie.

Le bruit de fond dû aux événements non radiatifs peut aussi être réduit. Ces événements , en majorité, contiennent en effet deux jets issus de l'hadronisation des quarks primaires, ou trois jets lorsque l'un des quarks a rayonné un gluon ou lorsque plusieurs particules d'un même jet ont été produite avec des quantités de mouvement telles qu'un nouveau jet peut être repéré par les algorithmes d'agrégation (*cf* le paragraphe 3.4.2). Plus rarement, quatre jets peuvent être distingués, conduisant à un bruit de fond pour le signal du type $\mathrm{H^+H^-} \to \mathrm{c\bar{s}\bar{c}s}$.

Cependant, dans tous ces cas, la répartition spatiale des particules est concentrée vers les régions à l'avant du détecteur, en raison du fait que la section efficace différentielle du processus, par rapport à l'angle solide, est proportionnelle à $(1 + \cos^2\theta^\star)$, où $\theta^\star$ est l'angle entre la direction du quark q et la direction de l'axe du faisceau d'électrons. Cette caractéristique des événements du type $\mathrm{q\bar{q}(n\gamma)}$ permet de les différencier des événements contenant une paire de bosons $\mathrm{H^\pm}$ (*cf* paragraphe 1.5.1, p.37).

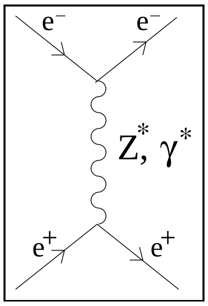
De plus, les événements non radiatifs issus de l'interférence $\gamma^\star/\mathrm{Z}^\star$ qui contiennent au moins trois jets sont tels que deux jets issus d'un même quark, ou d'un quark et d'un gluon rayonné par le parton, sont proches l'un de l'autre. Ceci n'est pas le cas des jets issus des quarks c et s provenant du même boson de Higgs chargé, qui sont bien séparés, dès lors que la masse du boson est suffisament grande, ce qui est le cas étudié. Cette autre différence entre les événements du signal et les événements du bruit de fond du type $\mathrm{q\bar{q}(n\gamma)}$ sera aussi utilisée dans les analyses présentées.

3.2.1.2 Les processus $e^+e^- \to l\bar{l}$

L'état final leptonique de l'interférence $\gamma^\star/Z^\star$ ne constitue un bruit de fond important que pour les événements du signal $H^+H^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$. Les événements correspondant peuvent être rejetés en utilisant par exemple les angles entre les deux leptons :

- si l'événement n'est pas radiatif, alors les deux leptons ont des directions de trajectoires opposées, c'est-à-dire que l'angle entre les deux vecteurs des quantités de mouvement est proche de 180° ;
- si l'événement est radiatif, alors la conservation de la quantité de mouvement implique que les vecteurs des quantités de mouvement des deux leptons et du photon sont dans le même plan, et dans ce cas, le photon ayant tendance a être émis le long de l'axe du faisceau, l'angle entre les vecteurs des leptons projetés sur le plan perpendiculaire à l'axe des faiceaux a tendance a être proche de 180° .

L'état final à deux électrons est particulier, car il peut aussi être produit dans la voie t, comme le montre le diagramme suivant :



Lorsque le boson échangé est un photon, le phénomène est connu sous le nom de diffusion Bhabha. Plus l'angle de diffusion des électrons est petit, plus ces événements sont produits en grand nombre, car la section efficace différentielle du processus, par rapport à l'angle solide, contient des termes proportionnels à $(s/t)^2$, où t est le carré de la perte de quantité de mouvement de l'électron diffusé. Par conséquent, il est nécessaire de réaliser un rejet efficace de ces événements présents en grand nombre, en contrôlant le flux d'énergie dans les régions à l'avant du détecteur, où la reconstruction des trajectoires des électrons est souvent inefficace (*cf* paragraphe 3.4.1).

3.2.2 Les interactions à deux photons

Un autre processus se manifestant par la voie t, et ayant par conséquent une section efficace très importante (de l'ordre du nb), est l'interaction à deux photons. L'électron et le positon sont en fait entourés chacuns d'un nuage de photons virtuels. Au lieu d'avoir un échange de photon lors de leur diffusion, deux photons de chaque nuage peuvent interagir pour produire un état final X composé de plusieurs hadrons, ou de deux leptons. La diversité de l'état final est dû au fait que le photon, ayant les mêmes nombres quantiques que les mésons vecteurs, peut tout autant être sujet à l'interaction électromagnétique qu'à l'interaction forte, *via* ses constituants partoniques. Les mesures des distributions caractéristiques décrivant ces événements , faites auprès du LEP, ont permis de montrer la nécessité d'utiliser plusieurs modèles afin de décrire ce processus [55]. Les diagrammes décrivant pour chacun de ces modèles l'interaction entre les deux photons, lorsque l'état final est hadronique, sont représentés dans la figure 3.4.

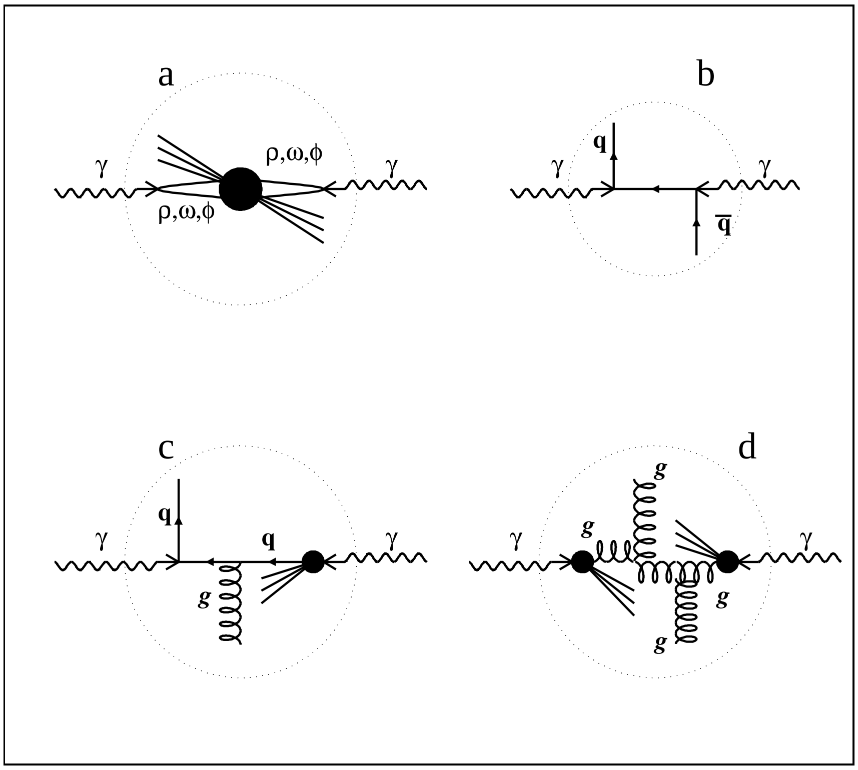


FIG. 3.4 – Diagrammes de Feynman contribuant, à l'ordre le plus bas des corrections quantiques, à la formation de l'état final hadronique X : (a) contribution non perturbative (modèle VDM); (b) contribution directe (modèle QPM); exemples de contribution où un (c) ou deux (d) photons interagissent par leur structure partonique (modèle QCD).

Trois modèles sont utilisés pour décrire et simuler les interactions à deux photons, lorsque l'état final X est constitué de hadrons :

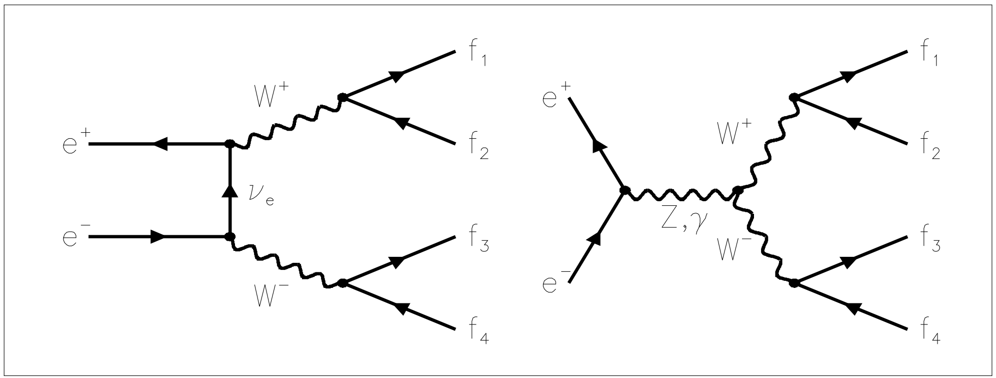
- modèle VDM (pour "Vector Dominance Model") : modèle non perturbatif où les photons interagissent de manière à créer des mésons vecteurs (particules ρ, ω ou ϕ);
- modèle QPM (pour "Quark-Parton Model") : modèle où les photons interagissent directement par échange d'un quark;
- modèle QCD : modèle supposant une structure partonique du photon et reposant sur la Chromodynamique Quantique.

L'état final leptonique peut, quant à lui, être décrit par un modèle similaire au modèle QPM, faisant intervenir des couplages directs aux leptons.

Dans ces événements , en général, ni l'électron ni le positon diffusé n'est détecté, ce qui conduit à un bilan en énergie très négatif. Ce processus peut donc être une source de bruit de fond importante pour les signaux où au moins l'un des bosons $H^{\pm}$ se désintègre leptoniquement. De plus, la distribution de la masse invariante du système constitué de la paire de photons est piquée vers les faibles valeurs. Par conséquent, peu de particules chargées sont produites dans les états finals hadroniques. Ces particules ont tendance a être produites avec une quantité de mouvement dont le vecteur a un angle polaire petit. Cette caractéristique sera utilisée pour rejeter ces événements efficacement (utilisation de l'*impulsion transverse* de l'événement , définie au paragraphe 3.4.1). Notons cependant que dans le cas de la recherche du signal $H^+H^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$, l'état final à deux leptons tau de l'interaction à deux photons constitue un bruit de fond qu'on ne peut éliminer complètement.

3.2.3 La production de paires de bosons W

Lorsque l'énergie des faisceaux est suffisament grande, des paires de bosons W, hors ou sur couche de masse, peuvent être créées suivant un processus combinant un échange de neutrino dans la voie t, et l'interférence $\gamma^\star/Z^\star$ de la voie s, qui ici a la particularité de faire intervenir des couplages à trois bosons :



Les bosons W peuvent se désintégrer de la même manière que les bosons $H^{\pm}$, mais les états finals cs et $\tau\nu_\tau$ ne sont pas les seuls possibles : les paires de fermions ud, $e\nu_e$ et $\mu\nu_\mu$ sont aussi possibles. Le rapport d'embranchement du boson W en une paire de quarks est de 70% environ; il est de 10% pour chaque désintégration leptonique. Le tableau 3.1 indique les proportions relatives des trois types d'états finals des paires de W.

$W^+W^- \longrightarrow$	
$q_1\bar{q}_2\bar{q}_3q_4$	45,9%
$q_1\bar{q}_2 l\nu_l$	43,7%
$l_1\bar{\nu}_{l_1}\bar{l}_2\nu_{l_2}$	10,4%

TAB. 3.1 – Proportions relatives des trois états finals des événements du type W^+W^- .

Suivant le type de signal recherché, différentes techniques existent afin de diminuer ce bruit de fond :

- Les événements à quatre jets, si les deux bosons W sont produits sur leur couche de masse, peuvent être analysés de manière à reconstruire une variable proche de la masse du boson W. En recherchant des événements où la masse reconstruite est largement inférieure à la masse du W, le bruit de fond restant, dû aux événements du type W^+W^-, est faible.

- Les événements à deux jets et à un lepton peuvent aussi être analysés afin de reconstruire la masse d'un objet produit par paires, mais la résolution sur cette variable est dégradée par rapport au cas précédent, donc cette méthode n'est pas suffisante. Cependant, lorsque le lepton issu de la désintégration de l'un des bosons W est un électron ou un muon, son énergie est sensiblement supérieure à celle des produits de la désintégration d'un tau. L'utilisation de cette différence permet de réduire le bruit de fond dû au processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.

- Bien que la proportion d'événements purement leptoniques, parmi les événements du type W^+W^-, est faible, elle est suffisante pour créer un bruit de fond difficilement réductible. Ici encore, le fait que tous les leptons produits dans ces événements ne soient pas des taus et aient donc en moyenne des énergies supérieures aux leptons taus étiquetés dans les événements du signal, permet d'établir une discrimination entre les deux types d'événements . De plus, les événements du type W^+W^- où les deux leptons produits sont des taus peuvent aussi être en partie rejetés en imposant une valeur limite supérieure à l'énergie de chaque lepton étiqueté, car la masse, d'une part, et le spin, d'autre part, du boson W, ont tendance à donner des leptons taus plus énergétiques que ceux issus des événements du signal.

Dans chaque cas, la réduction du bruit de fond dû aux événements du type W^+W^- peut être affectée par des problèmes de reconstruction. La masse du boson W peut par exemple être reconstruite avec une valeur très inférieure à la masse réelle. De plus, lorsque l'on recherche des événements du signal tels que la masse du boson $H^\pm$ est proche de celle du boson W (typiquement, à partir de 65-70 GeV/c^2, comme le montre l'étude du chapitre 8), les événements où l'un au moins des bosons W se désintègre hadroniquement constituent un bruit de fond irréductible.

Ceci est bien sûr d'autant plus vrai que la section efficace de ce processus est importante. Or, ceci n'est pas le cas lorsque l'énergie dans le centre de masse des collisions est inférieure au seuil de production des bosons W sur leur couche de masse, soit environ 161 GeV. Ainsi, ce bruit de fond est encore produit en très petite quantité quand $\sqrt{s}$ = 130 GeV. De plus, à cette énergie, les deux bosons W ne sont pas produits tous les deux sur leur couche de masse. Par conséquent, ces événements sont moins facilement reconnus comme provenant des désintégrations de deux objets de même masse, et sont pour cette raison plus aisément rejetables.

Lorsque $\sqrt{s}$ = 161 GeV, la section efficace est égale à 3,4 pb (les expériences au près du LEP l'ont mesurée égale à 3,69$\pm$0,45 pb [5]), et les bosons W sont produits sur leur couche de masse. Le nombre d'événements du type W^+W^- commence alors à devenir suffisament important pour que ce bruit de fond devienne gênant, bien que sensiblement réductible. Lorsque l'énergie augmente encore, la section efficace dépasse rapidement 10 pb. A 192 GeV, elle est de 17,5 pb. Une partie importante de ce bruit de fond devient alors irréductible. Par conséquent, à cette énergie, il est nécessaire de disposer d'une grande luminosité afin d'être sensible à la présence du signal.

3.2.4 Les autres processus

Les autres processus ont soit des sections efficaces plus petites, soit des topologies aisément identifiables. Par conséquent, même si ces types d'événements peuvent simuler dans certains cas les événements du signal, ils peuvent être suffisament rejetés pour ne pas constituer un bruit de fond important.

Le processus $e^+e^- \rightarrow Z^\star e^+e^-$, par exemple (son diagramme de Feynman est représenté sur la figure 3.5), est en fait une diffusion entre un électron et un positon, où l'un des leptons a émis un boson Z excité. La section efficace de ce processus peut donc être très grande (voie t), d'autant plus lorsque la masse invariante du boson $Z^\star$ est petite. Par conséquent, soit un électron est vu par le détecteur, et l'événement est facilement rejetable, soit aucun électron n'est détecté et alors les produits de la désintégration du $Z^\star$ donnent un événement du type hadronique avec un bilan énergétique négatif. Dans ce dernier cas, le boson $Z^\star$ ayant tendance à être émis le long de l'axe du faisceau, les particules de l'événement sont détectées dans les régions à l'avant, ce qui n'est pas le cas des événements du signal présentant un déficit en énergie. Plus la masse invariante du boson $Z^\star$ est petite, plus les événements correspondant ressemblent à des événements issus des interactions à deux photons, facilement rejetables. Par conséquent, la simulation de ce processus est faite, comme je le précise plus loin, en imposant une masse invariante minimale, ce qui réduit la section efficace des événements à prendre en compte.

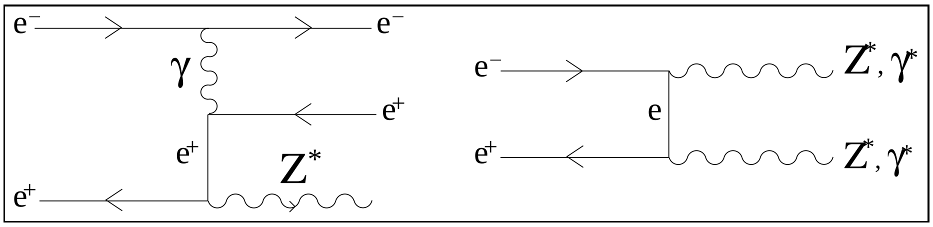
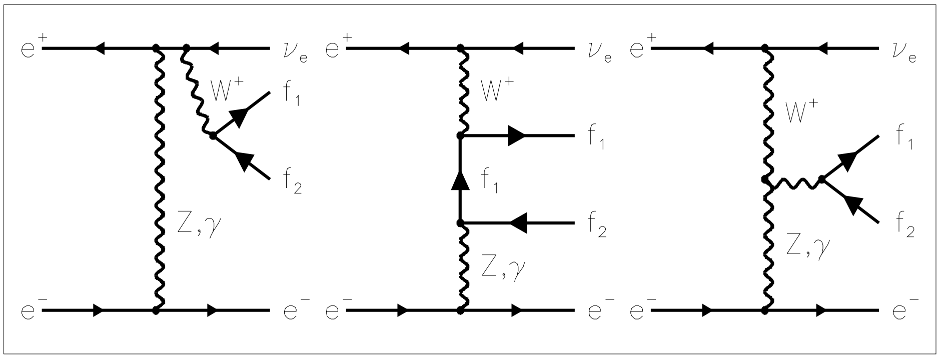


FIG. 3.5 – Diagrammes de Feynman pour les processus $e^+e^- \rightarrow Z^\star e^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow Z^\star Z^\star$

Le processus $e^+e^- \rightarrow Z^\star Z^\star$ est représenté par l'un des diagrammes de la figure 3.5. Sa section efficace devient importante lorsque l'énergie dans le centre de masse des collisions dépasse le seuil de production des paires de bosons Z sur leur couche de masse. Cependant, la valeur de la section efficace demeure modeste, de l'ordre de 1 pb. Par conséquent, même si les événements issus de ce processus peuvent être un bruit de fond pour le signal, ils peuvent être suffisament rejetés pour que leur quantité ne soit pas gênante. Le rejet de ces événements peut être réalisér, dans le cas, par exemple, où quatre jets sont créés, en reconstruisant la masse de l'objet initial produit par paires, proche de la masse du Z.

Un autre processus considéré dans les analyses présentées par la suite est la production d'un boson W unique ($e^+e^- \rightarrow We\nu_e$), suivant les diagrammes suivants, correspondant à l'ordre dominant du développement perturbatif :



Les événements issus de ce processus peuvent être facilement repérés car, soit l'électron de l'état final est détecté à l'avant du détecteur, soit il est trop proche de l'axe des faisceaux et alors deux jets ou un lepton isolé sont vus par le détecteur. Cependant, dans le cas de la désintégration hadronique du boson W, l'un des quarks peut s'hadroniser de manière à produire deux jets, l'événement pouvant alors simuler un événement du signal $H^+H^- \rightarrow cs\tau\nu_\tau$. Ce processus engendre donc un bruit de fond qui peut affecter la sensibilité à la présence du signal, cependant la section efficace faible de ce processus (0,92 pb à 161 GeV) limite ce problème.

3.3 Stratégies

3.3.1 Cas de la topologie purement hadronique

Le processus $H^+H^- \to c\bar{s}\bar{c}s$ donne lieu à au moins quatre jets résultant de l'hadronisation des quarks. Quatre est un nombre minimal car il est possible que l'un des quarks rayonne un gluon. Si ce gluon a une quantité de mouvement dont la composante orthogonale à la direction de vol du quark est suffisamment importante, alors un cinquième jet peut être distingué expérimentalement. A l'opposé, il se peut que l'hadronisation de deux quarks résulte en un ensemble de particules trop dispersées dans l'espace pour qu'un algorithme puisse distinguer deux jets. En moyenne, cependant, les événements du signal ont quatre jets distincts. Ces jets sont de type hadronique, c'est-à-dire qu'ils contiennent plusieurs particules chargées. Enfin, l'énergie dans le centre de masse de la collision doit se retrouver presque intégralement dans l'événement , les neutrinos n'étant éventuellement créés qu'au niveau de la désintégration de particules secondaires, c'est-à-dire en faible quantité. La figure 3.6 illustre schématiquement la topologie des événements du signal. La faible perte d'énergie et d'information permet de reconstruire les quadrivecteurs énergie-impulsion $(E, \mathbf{p})$ de chaque boson $H^\pm$ initial avec une bonne précision, en utilisant un ajustement cinématique contraint.

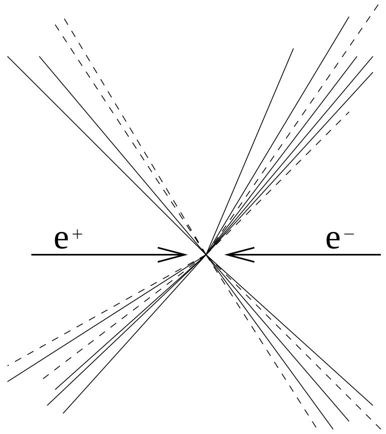


FIG. 3.6 – Représentation schématique de l'état final à quatre jets.

La démarche d'analyse est la suivante : je sélectionne dans un premier temps les événements présentant une topologie à quatre jets proche de celle des événements du signal; je réalise ensuite une discrimination entre les événements du signal et ceux de bruit de fond dominant dû au processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$, à l'aide d'une fonction linéaire à plusieurs variables; j'ajuste finalement les quantités de mouvement des quatres jets de manière à estimer la masse commune aux deux particules initiales hypothétiques, et j'utilise la valeur de cette masse pour rechercher un excès significatif d'événements réels sélectionnés, par rapport aux prédictions issues de la simulation des processus standards.

Les méthodes de discrimination et d'ajustement cinématique sont décrites dans la section 3.4.

3.3.2 Cas de la topologie semi-leptonique

L'état final résultant du processus $H^+H^- \to cs\tau\nu_\tau$ est caractérisé par la présence de trois jets, deux étant issus de l'hadronisation des quarks et le troisième étant dû à la désintégration du lepton tau. Ces trois jets sont répartis dans l'espace de manière peu compatible avec la production de deux quarks primaires émis dos-à-dos. De plus, du fait de la présence du neutrino parmi les quatre fermions initiaux, et du fait que le tau se désintègre en un système contenant au moins un neutrino (*via* un boson W virtuel), il manque de l'énergie.

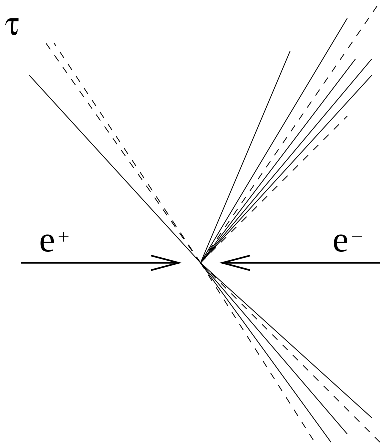


FIG. 3.7 – Représentation schématique de l'état final semi-leptonique.

L'analyse des données repose en grande partie sur l'étiquetage du jet du tau. Ses caractéristiques résultent des différents modes de désintégration du lepton. Le tableau 3.2 rassemble quelques résultats des mesures des rapports d'embranchement du lepton tau en leptons plus légers ou en hadrons.

Dans 85% des cas, un jet de tau est constitué d'une particule chargée éventuellement accompagnée de un ou plusieurs pions neutres π^0, qui se désintègrent immédiatement en deux photons aux directions de vol colinéaires. Par conséquent, deux types d'étiquetage du jet du tau sont possibles. L'un est de type exclusif, et consiste par exemple à repérer le plus efficacement possible les désintégrations du tau en un électron ou un muon isolé, à l'aide du pouvoir d'identification du détecteur. Dans ce cas, on est capable, au mieux, de sélectionner le signal avec une efficacité de 36% . Si l'on tient compte des inefficacités d'identification et de mesure des angles d'isolation, ce nombre devient inférieur à 30% . L'autre démarche d'étiquetage est de type inclusif, et consiste à tolérer l'ensemble des modes de désintégration du tau, au bénéfice d'une efficacité plus grande que dans le premier type d'analyse, mais au détriment d'un bruit de fond résiduel lui aussi plus important, comme il sera vu par la suite.

$\tau^- \longrightarrow$		
1 particule chargée + neutre(s)		85,5%
dont:	$e^-\nu_e\nu_\tau$	18,0%
	$\mu^-\nu_\mu\nu_\tau$	17,6%
	$h^-\nu_\tau$	12,9%
	$h^-\pi^0\nu_\tau$	25,7%
	$h^-2\pi^0\nu_\tau$	9,6%
3 particules chargées + neutre(s)		14,4%
dont:	$h^-h^-h^+\nu_\tau$	8,4%

TAB. 3.2 – Rapports d'embranchement des principaux modes de désintégration du lepton tau [6]. h désigne le pion ou le kaon chargé ($\pi^\pm$ ou $K^\pm$).

Dans le cadre de cette sélection inclusive que j'ai adoptée, on accepte que le jet contienne plus d'une particule chargée, sans chercher à les identifier. En fait, des problèmes de reconstruction et d'effets du détecteur, d'une part, et l'inefficacité des algorithmes d'agrégation en jets, d'autre part, ont tendance à augmenter ce nombre. Il est par conséquent nécessaire d'utiliser d'autres caractéristiques du jet, en particulier le fait que le jet étiqueté ne doit pas avoir une grande énergie en raison de la présence des neutrinos.

D'autre part, même si les neutrinos issus des désintégrations du boson et du tau emportent de l'énergie et donc de l'information sur le processus physique recherché, il est encore possible d'appliquer un ajustement cinématique sur les quantités de mouvement mesurées dans l'événement , afin de reconstruire les caractéristiques des quatre fermions initiaux et d'en déduire une estimation de la masse du boson.

La recherche du signal dans cette topologie se décompose donc en cinq étapes : une présélection hadronique rejetant les événements colinéaires, un étiquetage du jet du tau, une discrimination entre le signal et le processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(n\gamma)$ à l'aide d'une fonction linéaire à plusieurs variables, un ajustement cinématique permettant d'évaluer la masse de l'objet initial produit en paires, et une analyse dépendant de cette masse pour tester l'hypothèse de la présence d'un signal.

3.3.3 Cas de la topologie purement leptonique

Le processus $H^+H^- \rightarrow \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$ donne lieu à un événement contenant deux jets de faible multiplicité issus de la désintégration des leptons tau. D'après le tableau 3.2, on peut remarquer que la proportion d'événements ayant seulement deux particules chargées est de 72%. La stratégie de recherche consistant à ne sélectionner que des événements ayant deux particules chargées isolées implique par conséquent une inefficacité de 28% avant toute sélection. Une autre démarche visant à favoriser la pureté de l'analyse est de ne sélectionner que les événements à deux jets dont l'un ne contient qu'un électron ou un muon comme particule chargée. L'analyse n'est alors sensible quà 36% du signal, avant toute sélection.

Similairement aux choix effectués dans l'analyse de la topologie semi-leptonique, et en raison du fait que la luminosité intégrée correspondant aux données enregistrées a été relativement petite, j'ai au contraire mis au point une analyse inclusive, recherchant deux jets de faible multiplicité et de faible énergie, fortement acolinéaires. La figure 3.8 illustre schématiquement le type d'événements recherchés.

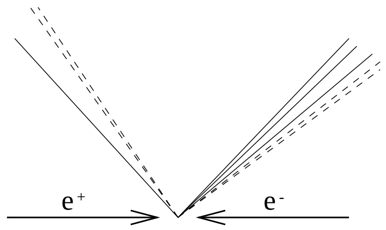


FIG. 3.8 – Représentation schématique de l'état final purement leptonique.

L'analyse est structurée de la manière suivante : je réalise tout d'abord une présélection d'événements à faibles multiplicité et énergie, en prenant soin d'avoir à ce premier niveau un bon accord entre les données réelles et les données simulées; je rejette ensuite les événements provenant des interactions à deux photons de manière plus stricte; j'agrège enfin les particules en deux jets et j'utilise leurs caractéristiques cinématiques pour rejeter les événements ayant deux leptons émis dos-à-dos, et leurs caractéristiques énergétiques pour diminuer le bruit de fond dû au processus $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$.

3.4 Outils

3.4.1 Contrôle du flux d'énergie

La présence d'énergie manquante (c'est-à-dire le fait que le bilan énergétique soit négatif) dans les événements recherchés où au moins l'un des bosons $H^{\pm}$ se désintègre leptoniquement, incite à la mise en œuvre d'outils permettant d'évaluer le mieux possible le flux d'énergie dans chaque événement . Effectivement, certains événements peuvent être tels que les algorithmes de reconstruction créent artificiellement un défaut d'énergie. C'est typiquement le cas lorsqu'une particule chargée est très voisine d'une particule neutre plus énergique qu'elle. Le dépôt d'énergie de la particule neutre est alors associé à la particule chargée. C'est aussi le cas lorsque la trajectoire d'une particule chargée est mal reconstruite : cette particule peut parfois déposer une quantité importante d'énergie dans un calorimètre (un électron dans le calorimètre avant FEMC , par exemple), être associée à l'énergie de ce dépôt et cependant avoir une quantité de mouvement mesurée qui soit faible, ou même ne pas être choisie pour contribuer au calcul des observables de l'événement . Dans les deux cas, n'utiliser que les quantités de mouvement des particules chargées sélectionnées aboutit artificiellement à un bilan énergétique négatif.

Le premier cas évoqué est en très large partie résolu par l'algorithme `HACCOR` brièvement évoqué au chapitre 2 (section 2.2.6). Celui-ci crée des particules neutres à partir des dépôts d'énergie formant des maxima locaux dans le calorimètre hadronique. Il corrige aussi les informations des particules chargées éventuellement associées à ces dépôts. Il permet d'améliorer la résolution expérimentale du calorimètre et ajoute 3 GeV en moyenne à l'énergie mesurée des événements de type hadronique [52].

Le deuxième cas peut être en partie résolu en créant aussi des particules neutres, à partir des informations sur les particules chargées. C'est ce que j'ai réalisé pour l'étude des topologies semi-leptonique et leptonique. En utilisant une procédure similaire, j'ai aussi défini des variables permettant de compléter l'évaluation du flux d'énergie vers l'avant du détecteur, en tenant compte de l'information sur les particules chargées non sélectionnées pour le calcul des observables. Je décris cette procédure et cette variable, ainsi que leurs effets, dans ce qui suit.

Pour établir des critères corrects de création de particules neutres, j'utilise un lot de 1910 événements de type hadronique sélectionnés dans les données réelles de LEP161, c'est-à-dire qui contiennent au moins 5 particules chargées bien recontruites correspondant à une énergie supérieure à 12% de l'énergie dans le centre de masse. J'utilise aussi 4000 événements simulés, du type $q\bar{q}(n\gamma)$, afin de comparer les qualités des particules reconstruites à partir des données réelles et celles reconstruites à partir des données simulées.

Pour tous ces événements , j'étudie les caractéristiques des particules chargées associées à un dépôt énergétique E_{calo} significativement plus grand que la valeur mesurée de la quantité de mouvement P, c'est-à-dire telles que

$$E_{calo} - P > 2,5 \times 0,4 \cdot \sqrt{E_{calo}}$$

si le dépôt a eu lieu dans un calorimètre électromagnétique , et

$$E_{calo} - P > 2,5 \times 1,4 \cdot \sqrt{E_{calo}}$$

si le dépôt a lieu dans le calorimètre hadronique. Ces formules proviennent de la procédure décrite dans la référence [39, section 15], et qui consiste à traiter les particules chargées dont la différence $E_{calo} - P$ est supérieure à 2,5 fois la résolution obtenue sur la mesure de E_{calo}. En choisissant ici $0,4 \cdot \sqrt{E_{calo}}$ (respectivement $1,4 \cdot \sqrt{E_{calo}}$) pour les calorimètres électromagnétiques (respectivement hadroniques), je suis conservatif.

J'observe les faits suivants :

1. Les particules chargées ayant ces caractéristiques ne sont associées qu'à des dépôts d'énergie électromagnétique . L'algorithme `HACCOR` a en fait déja traité les autres cas.
2. Ces particules chargées sont en très grande majorité reconstruites avec une erreur importante sur la mesure de l'impulsion ($\delta P > 0,5 \cdot P$). Dans ces cas, la direction de la quantité de mouvement est souvent orientée vers l'avant, et le module FCA participe à la reconstruction.
3. Une petite proportion de ces particules est reconstruite avec une erreur faible sur l'impulsion, mais dans certains cas la différence $E_{calo} - P$ dépasse 10 GeV.
4. Ces faits sont observés dans les données réelles et les données simulées, avec une fréquence cependant plus grande dans les données réelles, ce qui est attendu, du fait par exemple que ces données contiennent en partie des événements dont l'activité est concentrée dans les régions avant du détecteur (diffusion Bhabha, interactions à deux photons).

Par conséquent, ma procédure consiste à créer une particule neutre à partir d'une particule chargée, en utilisant l'excès d'énergie associée, si la relation

$$E_{calo} - P > 2,5 \times 0,4 \cdot \sqrt{E_{calo}}$$

est vérifiée, et si la quantité de mouvement de la particule est mesurée avec une erreur importante, ou si elle est mesurée avec une erreur faible mais que le surplus d'énergie est supérieur à 10 GeV, ce qui concerne peu de particules et qui reste conservatif. La quantité de mouvement de cette particule neutre est calculée en utilisant son énergie et le vecteur unitaire de la quantité de mouvement de la particule chargée associée. Cette procédure crée au moins une particule neutre dans plus de 14% des événements réels traités.

Les figures 3.9 (p. 103) et 3.10 (p. 104) illustrent l'effet de la création des particules neutres sur le calcul de l'énergie observée dans les régions à l'avant du détecteur. Sur ces figures, les distributions en trait plein sont obtenues en faisant la somme de l'énergie de toutes les particules sélectionnées dont le vecteur de la quantité de mouvement a un angle polaire inférieur à 30° ou supérieur à 150° (variable E_{30°). Les distributions en tirets sont obtenues en tenant compte, dans cette somme, des particules neutres créées comme je l'ai décrit. Les distributions de la figure 3.9 sont obtenues à partir des événements de type hadronique issus des données réelles et de la simulation du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ qui constitue la source la plus importante de ces événements. Les distributions de la figure 3.10 sont obtenues à partir des événements issus des données réelles, d'une part, et de la simulation du processus de diffusion Bhabha, d'autre part, tels que :

1. entre deux et cinq particules chargées sont reconstruites avec les caractéristiques choisies pour la recherche du signal dans la topologie leptonique (*cf* paragraphe 6.1);
2. l'énergie totale provenant de ces particules et des particules neutres sélectionnées est inférieure à 60% de l'energie dans le centre de masse;
3. l'*impulsion transverse* P^T_{vis} , définie par :

$$P^T_{vis} = \sqrt{\left(\sum_i P_{x_i}\right)^2 + \left(\sum_i P_{y_i}\right)^2}$$

   où la somme est réalisée sur toutes les particules, est supérieure à 3 GeV/c.

Dans tous les cas, seuls les événements ayant une énergie $E_{30°}$ non nulle sont utilisés, et les distributions des événements simulés sont normalisées au nombre d'événements attendus compte-tenu de la luminosité intégrée obtenue.

On constate les faits suivants :

- Comme on peut s'y attendre, la procédure de création de particules neutres augmente la valeur moyenne de $E_{30°}$.
- Dans le cas des événements de type hadronique, l'effet est similaire pour les données réelles et les données simulées.
- Dans le cas des événements à faibles multiplicité et énergie, l'effet est plus important pour les données issues de la simulation du processus de diffusion Bhabha que pour les données réelles, comme le montrent les distributions dans la région proche de $E_{30°} \approx 80\,\mathrm{GeV}$, où apparaît un pic dû à la présence d'un électron d'énergie voisine de l'énergie du faisceau. Cette différence est due à la difficulté de simuler correctement l'ensemble des matériaux présents dans les régions à l'avant du détecteur (modules FCA , cables,...). Les interactions entre les électrons diffusés et ces matériaux sont par conséquent mal reproduites par la simulation. Ceci se traduit essentiellement par un désaccord au niveau des caractéristiques des particules chargées reconstruites. Par contre, les dépôts calorimétriques sont bien reproduits.

L'autre outil utilisé pour mieux contrôler le flux d'énergie est un calcul très inclusif de l'énergie dans les régions à l'avant du détecteur, destiné à étiqueter :

– dans le cadre de l'analyse de la topologie semi-leptonique, les événements issus du processus $q\bar{q}(n\gamma)$ où un photon énergétique s'est converti en une paire e^+e^-mal reconstruite à l'avant;

– dans le cadre de l'analyse de la topologie leptonique, les événements issus du processus de diffusion Bhabha où au moins un électron, en intéragissant avec les matériaux à l'avant, crée une gerbe de particules mal reconstruites.

Le calcul est inclusif au sens où toutes les particules reconstruites sont utilisées, même si elles ne vérifient pas les critères de qualité adoptés dans chaque analyse. Je définis deux variables, $E^{rec}_{20^\circ}$ et $E^{rec}_{30^\circ}$, que je calcule de la manière suivante :

– Toute particule chargée est utilisée pour le calcul de $E^{rec}_{20^\circ}$ (respectivement $E^{rec}_{30^\circ}$) si son angle polaire vérifie $\theta < 20^\circ$ et $\theta > 160^\circ$ (respectivement $\theta < 30^\circ$ et $\theta > 150^\circ$). J'utilise l'énergie de cette particule, c'est-à-dire $E = \sqrt{\vec{P}^2 + m_\pi^2}$, où m_π est la masse du pion, sauf si un dépôt calorimétrique lui est associé, dont l'énergie est significativement plus grande que la quantité de mouvement mesurée, c'est-à-dire que les relations suivantes doivent être vérifiées :
$(E_{em} - P)/(0,4 \cdot \sqrt{P}) > 1,5$ si l'énergie associée est électromagnétique ,
$(E_h - P)/(1,4 \cdot \sqrt{P}) > 1,5$ si l'énergie associée est hadronique.
Ces relations utilisent des résolutions expérimentales dégradées des calorimètres, pour rester conservatif.

– Toute particule neutre, c'est-a-dire tout agrégat calorimétrique non associé à une particule chargée, est utilisée pour le calcul de $E^{rec}_{20^\circ}$ (respectivement $E^{rec}_{30^\circ}$) si son angle polaire vérifie $\theta < 20^\circ$ et $\theta > 160^\circ$ (respectivement $\theta < 30^\circ$ et $\theta > 150^\circ$).

Les figures 3.9 et 3.10 permettent de comparer la variable $E^{rec}_{30^\circ}$, lorsqu'elle n'est pas nulle, à la variable E_{30° calculée sans ou avec création de particules neutres :

- Dans le cas des événements de type hadronique, $E^{rec}_{30^\circ}$ peut être significativement plus important que E_{30° , même calculé en créant des particules neutres. En effet, la proportion d'événements tels que $E^{rec}_{30^\circ} > E_{30^\circ} + 20$, par exemple, est de 18% dans les données réelles, et de 16% dans les données simulées.

- Dans le cas des événements de type leptonique, l'effet est très important, et la différence entre les données réelles et la simulation du processus de diffusion Bhabha est très marquée : 33% des événements réels sont tels que $E^{rec}_{30^\circ} > E_{30^\circ} + 20$, cette proportion étant de 92% pour les événements simulés.

Ainsi, la procédure de création de particules neutres permet de mieux prendre en compte l'information provenant des calorimètres électromagnétiques dans tout le détecteur, tout en restant conservatif. Les variables $E^{rec}_{20^\circ}$ et $E^{rec}_{30^\circ}$ permettent, quant à elles, d'obtenir un meilleur rejet des événements à grande activité dans les régions à l'avant (événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$, diffusion Bhabha), qui n'est pas la région du signal, et où la simulation des électrons ou des photons énergétiques (lorsque ceux-ci créent des gerbes de particules chargées en interagissant avec la matière) reproduit mal les données réelles.

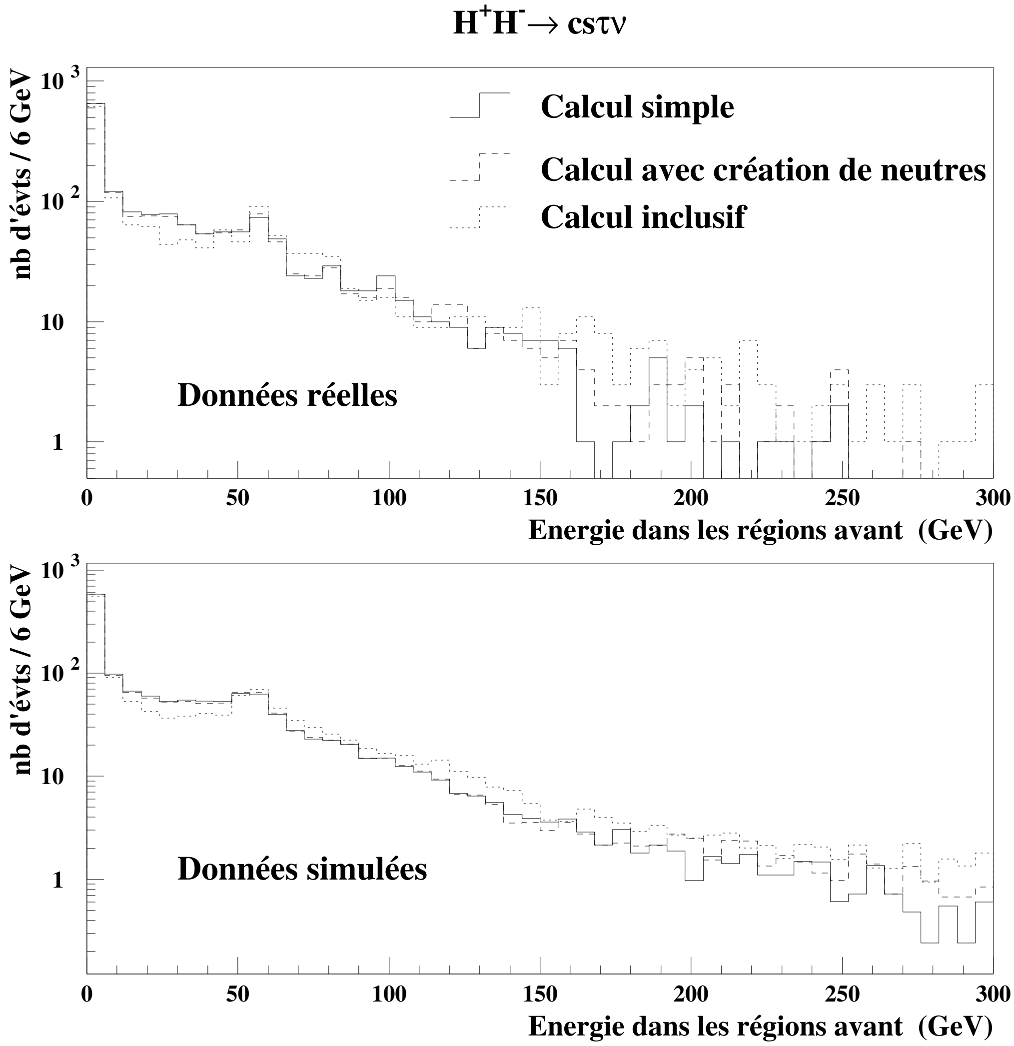


FIG. 3.9 – Distributions de la variable E_{30° calculée suivant les différentes méthodes (voir texte), pour les événements de type hadronique issus des données réelles et de la simulation du processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(n\gamma)$

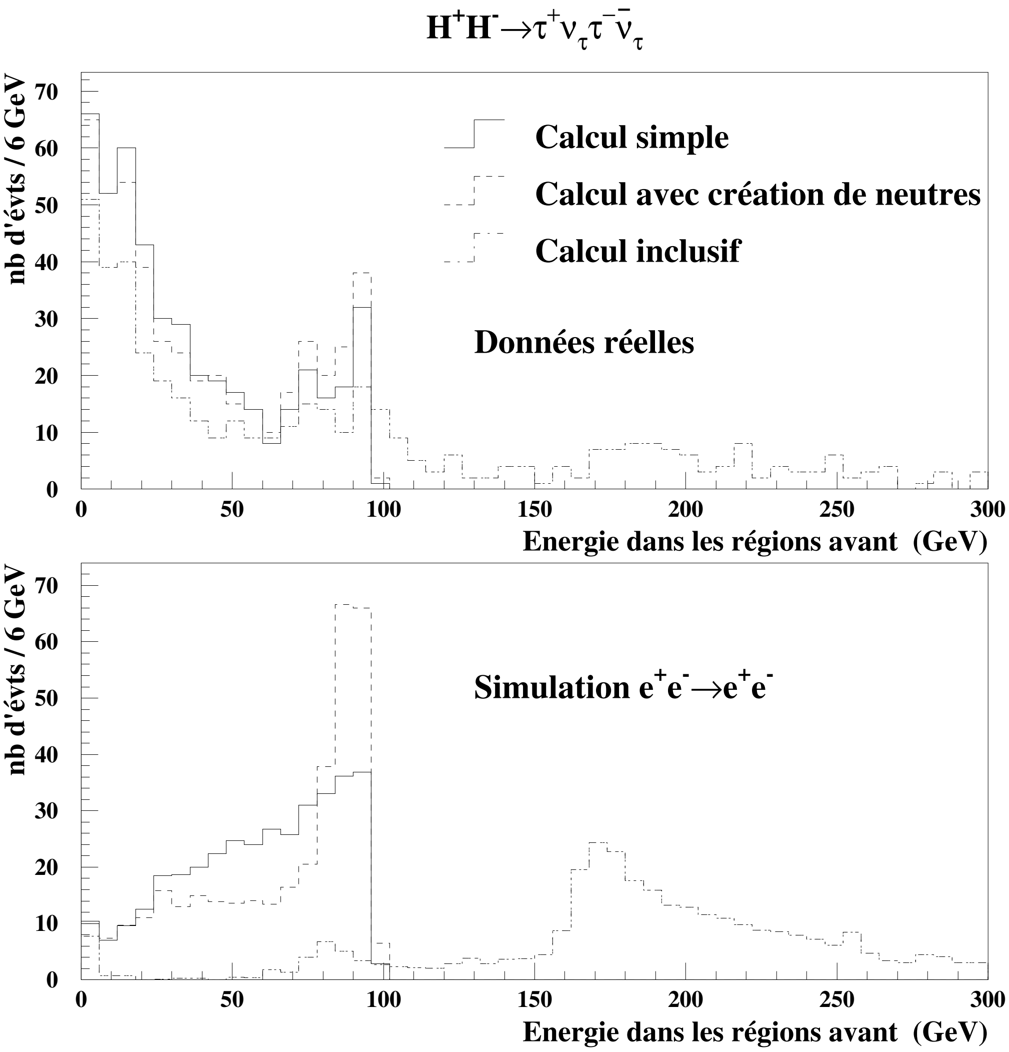


FIG. 3.10 – Distributions de la variable $E_{30°}$ calculée suivant les différentes méthodes (voir texte), pour les événements de type leptonique issus des données réelles et de la simulation du processu de diffusion Bhabha.

3.4.2 Agrégation des particules en jets

Un outil fondamental pour les analyses d'événements à grande multiplicité est l'agrégation en jets. Cette procédure permet, en associant les particules entre elles au sein de jets, de calculer les quadrivecteurs (E,$\mathbf{p}$) des partons initiaux (quarks et éventuellement gluons rayonnés par les quarks) issus de l'interaction e^+e^-. Les algorithmes développés à cette fin ne diffèrent en général les uns des autres que par le choix de l'expression de la distance effective d_{ij} entre deux agrégats i et j.

La procédure d'agrégation est typiquement la suivante :

- initialement, toutes les particules sont considérées comme autant d'agrégats;
- les deux agrégats les plus proches l'un de l'autre sont joints pour former un seul nouvel agrégat, dont le quadrivecteur (E,$\mathbf{p}$) résulte de la somme des quadrivecteurs des deux agrégats initiaux, si leur distance effective est inférieure à une certaine valeur d_{join} préalablement fixée;
- ce qui précède est appliqué au nouvel ensemble d'agrégats, et l'itération continue jusqu'à obtenir une distance entre deux agrégats quelconques supérieure à d_{join}.

Cet algorithme peut être modifié de deux manières. D'une part, l'arrêt de l'itération peut être décidé à partir du nombre d'agrégats obtenus : la procédure s'arrête dès que ce nombre atteint une valeur prédéfinie. D'autre part, après chaque nouvelle agrégation, chaque particule de l'événement peut être dissociée de son agrégat pour en rejoindre un autre plus proche (au sens désigné par la distance effective).

Nombreuses sont les distances effectives que l'on peut choisir. A priori, la masse invariante entre deux agrégats est la plus naturelle, mais cette observable conduit à agréger en premier lieu les particules ayant de faibles quantités de mouvement, puis dans un deuxième temps à ajouter les particules rapides aux agrégats. L'algorithme est ainsi rendu instable. Pour résoudre ce problème, la collaboration JADE a proposé la définition de la distance suivante [56], nommée distance de Jade par la suite :

$$d_{ij}^{\text{JADE}} = \frac{2E_iE_j(1-\cos\theta_{ij})}{E_{vis}^2} \tag{3.2}$$

où E_i est l'énergie de l'agrégat i, θ_{ij} l'angle entre les agrégats i et j et E_{vis} l'énergie obtenue à partir de toutes les particules de l'événement . Lorsque les masses des agrégats i et j sont nulles, alors cette expression s'identifie à la masse invariante, au terme de normalisation près. Mais l'instabilité due à l'usage de la masse invariante disparaît ici. Effectivement, en fixant la masse invariante des deux agrégats et en supposant que leurs masses ne sont pas nulles, d_{ij}^{JADE} est d'autant plus petit que les quantités de mouvement des agrégats sont grandes, ce qui tend à associer en premier lieu les particules rapides, puis à leur joindre les particules plus molles au sein de jets. J'ai essentiellement utilisé cette distance effective, sans réassocier les particules après agrégation, dans les analyses présentées ici. J'ai cependant comparé les performances de la distance de Jade , pour chaque analyse, à celles obtenues en utilisant la distance de Durham au sein du même algorithme. Cette distance a la définition suivante [57] :

$$d_{ij}^{\mathrm{DUR}} = \frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos\theta_{ij})}{E_{cm}^2} \tag{3.3}$$

où E_{cm} est l'énergie dans le centre de masse de la collision. En désignant par $\mathbf{p}_i$ et $\mathbf{p}_j$ les vecteurs des quantités de mouvement des agrégats i et j, et si l'agrégat i est plus mou que l'agrégat j, d_{ij}^{DUR} mesure la composante perpendiculaire de $\mathbf{p}_i$ à la direction de $\mathbf{p}_j$. Lorsque j'ai utilisé cette distance, j'ai remplacé E_{cm} par E_{vis}, pour être moins sensible aux défauts du détecteur et se rapprocher de l'expression de la distance de JADE . Les comparaisons effectuées entre les différentes distances effectives, dans le cadre de chaque analyse, n'ont pas permis de distinguer un algorithme parmi d'autres. Par exemple, en ce qui concerne la topologie à quatre jets, l'analyse des données de LEP161 a été faite avec la distance de JADE , mais j'ai utilisé la distance de DURHAM pour analyser les données de LEP133, car la discrimination entre le signal et le bruit de fond dominant dû au processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\bar{q}}(\mathrm{n}\gamma)$ s'est avérée légèrement plus efficace avec cette distance. Enfin, dans le cadre de mon étude des données simulées avec $\sqrt{s} = 192\,\mathrm{GeV}$, j'ai utilisé les deux distances de manière conjointe, pour rejeter plus efficacement les événements des bruits de fond dont l'agrégation en jets donne des résultats sensibles à l'algorithme utilisé.

3.4.3 Discrimination linéaire multidimensionnelle

La discrimination entre les événements d'un signal et les événements du bruit de fond consiste habituellement à imposer des limites aux valeurs de certaines variables choisies préalablement, ces coupures étant appliquées les unes après les autres. Or, R.A.Fisher a montré [58] que la séparation entre deux classes de populations est plus importante lorsqu'une seule coupure est réalisée sur une fonction définie par une combinaison linéaire des mêmes variables utilisées dans la méthode habituelle.

A l'aide d'un algorithme que je vais expliciter, j'ai utilisé la méthode de Fisher afin de séparer la classe d'événements du signal de la classe d'événements du bruit de fond dominant (le processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\bar{q}}(\mathrm{n}\gamma)$) dans le cadre des analyses recherchant les topologies hadronique et semi-leptonique du signal. Je n'ai pas appliqué cette méthode au cas de la topologie leptonique, car le bruit de fond ne contient pas de source principale.

Fonction discriminante, pouvoir discriminant

Considérons un lot de n_1 événements du signal (classe de population 1), à séparer d'un lot de n_2 événements du bruit de fond (classe 2). Chaque événement i, appartenant à une classe l, est décrit par p variables, dont les valeurs sont regroupées dans un vecteur $\vec{x}_{li}$.

Par définition [59], la fonction discriminante, unique dans le cas de la séparation de deux classes de population, est l'axe $\vec{u}$ dans l'espace de dimension p des variables, tel que, en projection sur $\vec{u}$, les classes soient aussi éloignées que possible les unes des autres, les événements appartenant à une même classe restant aussi proches que possible les uns des autres. La distance impliquée par cette définition fait intervenir la matrice T de variance-covariance de l'échantillon total composé des $n = n_1 + n_2$ événements . Cette matrice est définie par la relation :

$$T_{ij} = \frac{1}{n} \sum_{k=1} n(x_{ki} - \bar{x}_i)(x_{kj} - \bar{x}_j)$$

où $\bar{x}_i$ est la valeur de la variable i moyennée sur tous les événements , et où x_{ki} est la valeur de la variable i pour l'événement k.

On peut montrer que la fonction discriminante $\vec{u}$ s'écrit :

$$\vec{u} = T^{-1}\vec{c}$$

où :

$$\vec{c} = \frac{\sqrt{n_1 n_2}}{n}(\vec{y}_1 - \vec{y}_2)$$

et où $\vec{y}_1$ (respectivement $\vec{y}_2$) est le vecteur constitué des valeurs moyennes des variables calculées pour les événements de la classe 1 (respectivement classe 2).

Le pouvoir discriminant $\lambda_{\vec{u}}$ de la fonction $\vec{u}$ est défini par l'égalité :

$$\lambda_{\vec{u}} = \vec{c}^{\top}\, T^{-1}\vec{c} \tag{3.4}$$

Procédure

Le calcul de la fonction discriminante, afin d'économiser du temps de calcul, est fait de manière itérative. On dispose au départ d'un ensemble de variables préalablement choisies. A chaque pas, le nombre de variables composant la fonction discriminante est incrémenté, la fonction $\vec{u}$ et son pouvoir discriminant sont calculés. Les variables composant la fonction $\vec{u}$ déterminée au pas k sont gardées dans l'expression de la fonction $\vec{u}$ au pas $k+1$. Initialement, chaque variable est considérée séparément et son pouvoir discriminant est calculé, à l'aide de la formule suivante, déduite de la relation 3.4 :

$$\lambda = \frac{n_1 n_2}{n^2 \sigma^2}(y_1 - y_2)^2$$

où σ est l'écart-type de la distribution de la variable considérée obtenue en utilisant tous les événements .

3.4.4 Ajustement cinématique contraint

Dans le cas des événements ayant les topologies semi-leptonique et hadronique, il est possible d'associer les jets reconstruits de manière à pouvoir estimer, à partir des quantités de mouvement mesurées, les paramètres des deux particules initiales qui se sont désintégrées. Cependant les résolutions obtenues sont mauvaises. Dans le cas de la topologie à quatre jets, par exemple, la résolution obtenue sur la masse est dégradée en raison des inefficacités de détection des particules et du choix de l'appariement des jets, qui peut être erroné. Il est par conséquent nécessaire d'améliorer la résolution sur ces paramètres, en utilisant le maximum d'informations possible.

Ceci est réalisable en utilisant le fait que l'énergie et la quantité de mouvement sont conservés au cours de l'interaction. On peut alors soit renormaliser les quadri-vecteurs $(E, \mathbf{p})$ des quatre jets, que nous noterons $\mathbf{P}_j^{\mathrm{m}}$ pour le jet j, soit les ajuster cinématiquement.

La renormalisation ou rééchelonnement des jets consiste à résoudre le système de quatre équations à quatre inconnues C_j suivant [63] :

$$\sum_{j=1}^{4} C_j \mathbf{P}_j^{\mathrm{m}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \sqrt{s} \end{pmatrix} \tag{3.5}$$

Cette méthode est simple mais la solution du système d'équations est généralement instable, et parfois dénué de sens physique (l'un des coefficients C_j peut être négatif). Cela provient du fait que seule la norme du vecteur de la quantité de mouvement mesurée est autorisée à varier, par la présence des coefficients C_j.

Une méthode plus complète et donnant des résultats plus stables consiste à autoriser aussi la direction mesurée du vecteur $\mathbf{p}$ à varier. Cette procédure d'ajustement minimise une expression quadratique des paramètres des jets, le χ^2, sous un certain nombre de contraintes préalablement fixées. La conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement correspond à quatre contraintes. Une cinquième peut être l'égalité entre les masses invariantes de deux sous-systèmes préalablement choisis.

Les paramètres des jets qui sont ajustés sont choisis en raison du fait que les valeurs de leurs erreurs associées sont distribuées suivant une loi de Gauss. Ces paramètres, notés a_j, b_j et c_j pour le jet j, sont définis par la relation :

$$\mathbf{p}_j^{\mathrm{f}} = e^{a_j}\, \mathbf{p}_j^{\mathrm{m}} + b_j \mathbf{p}_j^{b} + c_j \mathbf{p}_j^{c} \tag{3.6}$$

où, pour le jet j, $\mathbf{p}_j^{\mathrm{f}}$ est le vecteur ajusté et $\mathbf{p}_j^{\mathrm{m}}$ le vecteur mesuré de sa quantité de mouvement, et où $\mathbf{p}_j^{b}$ et $\mathbf{p}_j^{c}$ sont des vecteurs unitaires orthogonaux dans le plan perpendiculaire à la direction de $\mathbf{p}_j^{\mathrm{m}}$, choisis aléatoirement. La figure 3.11 illustre les définitions de ces vecteurs. Remarquons que l'on peut s'attendre à ce que les valeurs moyennes des paramètres b_j et c_j soient nulles. En notant a_0 la valeur moyenne de la distribution du paramètre a_j, et σ_p l'écart-type de la distribution du paramètre p, l'expression du χ^2 est la suivante :

$$\chi^2 = \sum_j \frac{(a_j - a_0)^2}{\sigma_{a_j}^2} + \frac{b_j^2}{\sigma_{b_j}^2} + \frac{c_j^2}{\sigma_{c_j}^2} \tag{3.7}$$

où la somme est faite sur les jets.

L'annexe A explicite la procédure mathématique de l'ajustement cinématique contraint. Il s'agit d'un algorithme itératif qui nécessite l'estimation préalable des valeurs moyennes et des écart-types des paramètres ajustés.

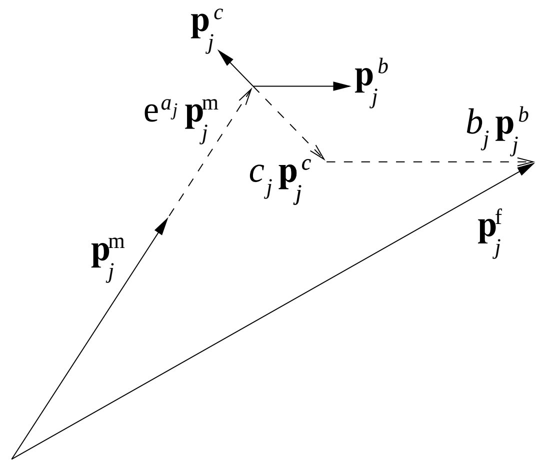


FIG. 3.11 – Illustration de la relation 3.6.

3.4.4.1 Application au cas de la topologie hadronique

Dans le cas de la topologie à quatre jets, où la quantité d'informations perdues en raison de l'émission de neutrinos est la plus petite, le nombre de degrés de liberté de l'ajustement est égal au nombre de contraintes imposées.

Deux ajustements sont réalisés dans le cadre de la recherche de ces événements : l'un a quatre contraintes, associées à la conservation du quadri-vecteur $(E, \mathbf{p})$, et l'autre cinq, car l'égalité entre les masses de deux paires de jets est exigée en plus. Dans les deux cas, les paramètres d'entrée de l'ajustement, c'est-à-dire les valeurs moyennes et les écart-types attendus des coefficients a_j, b_j, c_j intervenant dans l'expression 3.6 sont fixés de la manière suivante :

- $\langle a_j \rangle = a_0 = 0,2$
- $\langle b_j \rangle = \langle c_j \rangle = 0$
- $\sigma_{a_j} = 0,3 + 0,2|\cos(\theta_j)|$
- $\sigma_{b_j} = \sigma_{c_j} = 0,75 + 0,3|\cos(\theta_j)|$

Les écart-types sont rendus dépendant de l'angle polaire des jets afin de prendre en compte le fait que la résolution du détecteur est dégradée dans les régions avant.

L'ajustement à cinq contraintes permet d'estimer la masse de l'objet hypothétique produit par paires et à l'origine des jets. Il nécessite la réalisation préalable de l'ajustement à quatre contraintes. Lorsque celui-ci converge, les jets ajustés de l'événement sont appariés et les masses invariantes des paires sont calculées. Il y a trois possibilités d'appariement. Pour choisir la combinaison la plus probable, c'est-à-dire celle qui correspond le mieux possible à un événement dû à la désintégration de deux particules de même masse, les différences entre masses invariantes des paires de jets sont calculées pour chaque appariement. Le choix est porté sur la combinaison donnant la plus faible différence.

L'ajustement à cinq contraintes est de nouveau effectué sur les caractéristiques mesurées des jets. Ceux-ci, cependant, sont à présent étiquetés et appariés par la procédure précédente. Par conséquent, en plus de la conservation de l'énergie et de la quantié de mouvement, il est exigé d'avoir l'égalité entre les masses invariantes des deux paires de jets.

A l'issu des ajustements, on peut utiliser la valeur du χ^2 pour réaliser une discrimination entre les événements recherchés et les événements de bruit de fond. L'ajustement à cinq contraintes fournit en plus une variable estimant la masse de l'objet initial, que je note m_{rec}.

3.4.4.2 Application au cas de la topologie semi-leptonique

La procédure d'ajustement, dans le cas de la topologie semi-leptonique, permet aussi d'estimer la masse de l'objet initial, bien que de l'information soit perdue sous la forme des neutrinos non détectés (neutrino accompagnant les leptons taus initiaux, et neutrinos issus des désintégrations des leptons taus).

Cet ajustement a les caractéristiques suivantes :

- Les paramètres d'entrée de l'ajustement sont fixés de la manière suivante :
  - pour les jets hadroniques :
    $\langle a_j \rangle = 0,2$, $\langle b_j \rangle = \langle c_j \rangle = 0$;
    et $\sigma_{a_j} = 0,2$, $\sigma_{b_j} = \sigma_{c_j} = 2$
  - pour le jet étiqueté comme issu de la désintégration d'un lepton tau :
    $\langle a_\tau \rangle = 1$, $\langle b_\tau \rangle = \langle c_\tau \rangle = 0$;
    et $\sigma_{a_\tau} = 100$, $\sigma_{b_\tau} = \sigma_{c_\tau} = 0,5$

  Les paramètres associés aux jets hadroniques ne sont donc pas rendus dépendant de leurs caractéristiques mesurées, et les paramètres du lepton tau sont tels que l'énergie ajustée n'est pas contrainte par la mesure effectuée (σ_{a_τ} a une valeur arbitrairement grande), contrairement aux angles du jet.

- La masse invariante du jet étiqueté doit avoir la masse du lepton tau, soit :
  $\mathrm{m}_\tau = 1,78\,\mathrm{GeV}/c^2$.

- Aucune contrainte n'est imposée sur le quadrivecteur du neutrino non détecté provenant du système initial $\{\tau, \nu_\tau\}$ (les écart-types des trois paramètres sont choisis arbitrairement grands). A la première itération de la procédure d'ajustement, le quadrivecteur du neutrino est choisi égal au quadrivecteur manquant de l'événement , c'est-à-dire : $E_\nu^0 = \sqrt{s} - E_{tot}$ et $\mathbf{p}_\nu^0 = -\mathbf{p}_{tot}$. Au cours des itérations suivantes, ce quadrivecteur varie jusqu'à ce que le χ^2 de l'ajustement atteigne sa valeur minimale.

- Les contraintes imposées aux quadrivecteurs des quatre particules du système sont la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, et l'égalité entre les masses invariantes du système composé des deux quarks, d'une part, et du système $\{\tau, \nu_\tau\}$, d'autre part. Ceci impose cinq contraintes à l'ajustement, mais quatre degrés de liberté sont ajoutés en laissant libre l'énergie du lepton tau, d'une part, et les trois composantes du vecteur quantité de mouvement du neutrino, d'autre part. Cet ajustement n'a donc en fait qu'une seule contrainte.

3.4.5 Quelques variables de forme

Je définis dans ce paragraphe quelques variables rendant compte de la forme d'un événement , qui sont utilisées dans certaines analyses. Dans chaque définition, $\mathbf{p}_i$, E_i et p_i désignent respectivement le vecteur de la quantité de mouvement, l'énergie et le quadrivecteur $(E, \mathbf{p})$ de la particule i.

Les moments de Fox-Wolfram, notés $H_l, l = 0, n$, sont définis par la relation [60] :

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|\mathbf{p}_i||\mathbf{p}_j|}{E_{vis}^2} P_l(\cos\theta_{ij})$$

où θ_{ij} est l'angle entre les vecteurs $\mathbf{p}_i$ et $\mathbf{p}_j$, et E_{vis} est l'énergie obtenue à partir de toutes les particules. $P_l(x)$ est le polynôme de Legendre d'ordre l. Dans le calcul, H_l est normalisé à H_0. Par conséquent, les événements caractérisés par deux jets aux directions opposées (ayant une forme de cigare) sont tels que $H_l \approx 1$ si l est pair, et $H_l \approx 0$ si l est impair.

La *sphéricité* est définie à partir du tenseur suivant [61] :

$$S^{\alpha\beta} = \frac{\sum_i p_i^\alpha p_i^\beta}{\sum_i |\mathrm{p}_i|^2}$$

où $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ indiquent les coordonnées x, y et z. La diagonalisation de cette matrice conduit à trois valeurs propres $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ telles que : $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ et $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$. La *sphéricité* est alors définie par la relation :

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3) \tag{3.8}$$

et l'axe de *sphéricité* est donné par le vecteur propre associé à λ_1.

La variable *thrust*, notée T, est définie par la relation [62] :

$$T = \max_{|\mathbf{n}|=1} \frac{\sum_i |\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}_i|}{\sum_i |\mathbf{p}_i|}$$

Les valeurs du *thrust* sont comprises entre $\frac{1}{2}$, pour les événements où la répartition des directions des quantités de mouvement des particules est isotrope, et 1, pour les événements ayant deux particules, ou deux jets, dos-à-dos (forme de cigare).

3.5 Simulation du signal et des processus standards

La mise au point d'une analyse de données nécessite de disposer de lots simulés d'événements du signal et des processus standards. La simulation d'un événement est réalisée en engendrant, dans un premier temps (par la méthode de Monte-Carlo), les quadrivecteurs $(E, \mathbf{p})$ des particules primaires, puis les quadrivecteurs de toutes les particules issues des désintégrations qui suivent. Dans un deuxième temps, les interactions entre ces particules et les matériaux et modules de DELPHI sont simulées, à l'aide du programme `DELSIM` [39]. La réponse des systèmes électroniques d'acquisition sont aussi simulés, pour donner les informations sur l'événement sous forme de données brutes traitables par le programme de reconstruction `DELANA` . Dans un troisième temps, la reconstruction des particules de l'événement est réalisée, de la même manière que pour un événement réel.

3.5.1 Simulation des événements du signal

Pour la simulation des événements du signal, j'ai utilisé le générateur `PYTHIA` [68], qui tient compte des principales corrections radiatives à la section efficace : radiation initiale d'un photon, correction des vertex, *etc...* La fragmentation et l'hadronisation des quarks a été modélisée par le programme `JETSET` [68], dont les paramètres ont été ajustés à partir des données de DELPHI , prises avec une énergie dans le centre de masse égale à la masse du boson Z.

J'ai fixé l'énergie dans le centre de masse à 130 GeV pour l'analyse des données de 133 GeV (j'ai supposé en bonne première approximation que les efficacités de sélection des événements du signal sont comparables à $\sqrt{s} = 130$ et 136 GeV), et à 161 GeV pour l'analyse des données prises à plus haute énergie.

Le tableau 3.3 décrit les échantillons d'événements du signal simulés et utilisés pour les analyses. Les sections efficaces indiquées tiennent compte des corrections radiatives. La valeur de la masse du boson fixée à la génération des événements de chaque lot est aussi indiquée.

J'ai tenu compte de la polarisation du lepton tau (à l'aide de la librairie `TAUOLA` [72]) pour la simulation des événements de la topologie purement leptonique engendrés avec une énergie de 161 GeV. En effet, la polarisation du lepton tau a des conséquences sur certaines variables décrivant les produits de sa désintégration , et donc sur l'efficacité de sélection du signal. J'ai en fait constitué des lots où la polarisation était incluse, et des lots où elle ne l'était pas, afin de pouvoir comparer les efficacités de sélection des événements engendrés dans chacune de ces conditions.

D'autre part, tous les événements ont été engendrés en imposant que la largeur de désintégration du boson $H^{\pm}$ soit nulle. Ceci se traduit par une précision maximale sur la valeur reconstruite de la masse du boson, dans les topologies à grande multiplicité. Dans ces cas, en effet, un ajustement cinématique permet d'estimer la valeur de cette masse. Si la largeur du boson $H^{\pm}$ est nulle, la précision obtenue sur ce paramètre ne dépend que de la résolution expérimentale. Par conséquent, les analyses que j'ai développées ne permettent pas, en toute rigueur, d'être sensible à toutes les valeurs de $\tan\beta$, dans le cadre des modèles à deux doublets. L'intervalle de valeurs de $\tan\beta$ que permettent de tester ces analyses dépend des modèles et peut être évalué à l'aide des courbes de la figure 1.5 du chapitre 1. Typiquement, les résolutions expérimentales obtenues sur la masse du boson, de l'ordre du GeV, se dégradent lorsque sa largeur devient supérieure à 1 GeV. Dans les modèles à deux doublets de type I, cette valeur est atteinte si $\tan\beta$ est inférieur à 0,02. Dans les modèles de type II, comme le MSSM, $\tan\beta$ doit être inférieur à 0,02 ou supérieur à 70. Le domaine de $\tan\beta$ auquel mon analyse est sensible reste donc important, et inclut les valeurs favorisées par les études théoriques. De plus, l'étude de la topologie purement leptonique n'est pas affectée par la valeur de la largeur du boson, car l'information sur la masse est perdue en raison de la présence des neutrinos. Comme on le verra, l'analyse mise au point pour cette topologie ne contient aucun critère de sélection dépendant d'une hypothèse faite sur la valeur de la masse du boson $H^{\pm}$. Elle est donc aussi largement indépendante de la largeur de désintégration du boson. Dans le cas du modèle 2HDM-II, on l'a vu (*cf* paragraphe 1.4.3.2), une grande valeur de $\tan\beta$ implique une désintégration purement leptonique du boson $H^{\pm}$. Par conséquent, dans le cadre de ce modèle, l'analyse que je vais décrire est aussi valable pour des valeurs de $\tan\beta$ supérieures à 70.

3.5.2 Simulation des processus standards

Je décris dans ce qui suit les conditions de simulation des événements des différents processus de bruit de fond impliqués dans l'analyse. Je précise en particulier les biais introduits au niveau de la génération des interactions à deux photons. Pour chaque processus, les nombres d'événements simulés et la section efficace sont indiqués dans le tableau 3.4.

Celui-ci montre que seuls le processus de diffusion Bhabha et le processus $e^+e^- \to \gamma^\star/Z^\star \to f\bar{f}(n\gamma)$ ont été simulés avec les deux énergies 130 et 136 GeV. Pour ces processus, j'ai donc utilisé les deux lots d'événements en normalisant les nombres d'événements sélectionnés par les critères des analyses à la luminosité intégrée obtenue pour l'une ou l'autre des énergies. Pour les autres processus standards, leurs sections efficaces variant de manière négligeable entre $\sqrt{s}$ =130 et 136 GeV, j'ai normalisé les nombres d'événements sélectionnés à la luminosité intégrée totale.

Les programmes utilisés pour la génération ont été, sauf lorsque je le précise dans la suite, `PYTHIA`, pour les processus à deux ou quatres fermions dans l'état final, et `TWOGAM` [69] pour les interactions à deux photons. Dans tous les cas, la modélisation de la fragmentation des quarks a été mise en œuvre avec le programme `JETSET`. Pour les événements engendrés avec $\sqrt{s}$ = 161 GeV, les paramètres de cette modélisation ont été ajustés à partir des données de DELPHI .

3.5.2.1 La diffusion Bhabha

Le générateur de la référence [70] a été utilisé pour simuler ces événements . Ce générateur simule aussi l'échange du boson Z. Pour éviter d'avoir à simuler un trop

Etat final	$m_{\mathrm{H}^\pm}$ (GeV/c^2)	Section efficace (pb)	Nombre d'événements simulés
$\sqrt{s}$ = 130 GeV			
$\mathrm{H^+H^-} \to \mathrm{c\bar{s}\bar{c}s}$	44,0	1,026	800
	46,0	0,832	800
	55,0	0,308	600
$\mathrm{H^+H^-} \to \mathrm{cs}\tau\nu_\tau$	45,0	0,919	1047
	49,0	0,635	818
	53,0	0,408	941
$\mathrm{H^+H^-} \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$	46,0	0,832	1215
	48,0	0,697	1023
	55,0	0,308	1275
$\sqrt{s}$ = 161 GeV			
$\mathrm{H^+H^-} \to \mathrm{c\bar{s}\bar{c}s}$	41,0	1,015	800
	44,0	0,837	800
	47,0	0,718	800
	50,0	0,629	800
	53,0	0,544	800
	56,0	0,462	999
$\mathrm{H^+H^-} \to \mathrm{cs}\tau\nu_\tau$	42,0	0,951	1065
	45,0	0,789	1096
	48,0	0,688	1039
	51,0	0,600	1054
	54,0	0,516	1056
	57,0	0,435	1070
$\mathrm{H^+H^-} \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$	42,0	0,951	1278 / 1373*
	46,0	0,751	1278 / 1366*
	50,0	0,629	1250 / 1368*
	54,0	0,516	1249 / 1370*
	60,0	0,357	1272 / 1375*
	66,0	0,212	1318 / 1370*

TAB. 3.3 – Lots d'événements simulés du signal. La section efficace indiquée est celle du processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{H^+H^-}$, et non celle de l'état final. Les nombres marqués du signe "$\star$" désignent des échantillons d'événements engendrés en tenant compte de la polarisation du lepton tau.

grand nombre d'événements qui sont par ailleurs facilement rejetables, la génération a été faite, pour toutes les énergies utiles, en imposant un angle minimum de diffusion de 9° aux électrons et positons.

3.5.2.2 Les processus $e^+e^- \to f\bar{f}(n\gamma)$

Aucun biais n'a été introduit pour cette simulation. L'état final à deux électrons a été exclu pour éviter toute redondance avec la simulation décrite précédemment. Les radiations de photons dans l'état initial électronique ont été prises en compte. Les paramètres de la fragmentation des quarks ont été ajustés à partir des données de DELPHI .

3.5.2.3 Les interactions à deux photons

Plusieurs échantillons d'événements ont été simulés, avec des états finals (hadrons ou leptons) et des biais de génération différents. Pour les états finals hadroniques, les trois modélisations possibles, QPM, QCD et VDM ont été utilisées. Pour les états finals leptoniques, le modèle QPM a été utilisé pour les événements engendrés avec $\sqrt{s}$ =130 ou 136 GeV, et le générateur `DIAG36` [71] (qui permet la génération de photons ISR) pour les événements engendrés avec $\sqrt{s}$ = 161 GeV. Les biais de génération, choisis de manière à diminuer suffisamment la quantité de données à simuler tout en ne sous-estimant pas les bruits de fond essentiels des analyses de physique, ont été les suivants :

- simulations avec $\sqrt{s} = 130 - 136$ GeV :
  - $\gamma\gamma \to$ hadrons : les particules chargées de l'état final ont un angle polaire compris entre 15° et 165° ($15° < \theta_{ch}^{\min} < 165°$), et une quantité de mouvement supérieure à 0,2 GeV/c ($P_{ch}^{\min} > 0,2\,\mathrm{GeV}/c$); la masse invariante du système des deux photons est supérieure à 2 GeV/c^2 .
  - $\gamma\gamma \to$ leptons : $6° < \theta_{ch}^{\min} < 174°$ et l'impulsion transverse des particules chargées est supérieure à 2 GeV/c ; l'énergie de toutes les particules ayant un angle polaire inférieur à 20° ou supérieur à 150° est inférieure à 40% de l'énergie calculée à partir de toutes les particules.
- simulations avec $\sqrt{s} = 161$ GeV :
  - $\gamma\gamma \to$ hadrons : $11° < \theta_{ch}^{\min} < 169°$ et $P_{ch}^{\min} > 0,1\,\mathrm{GeV}/c$; l'impulsion transverse obtenue à partir de toutes les particules est supérieure à 3 GeV/c ($P_T^{\min} > 3\,\mathrm{GeV}/c$).
  - $\gamma\gamma \to$ leptons : $10° < \theta_{ch}^{\min} < 170°$, $P_{ch}^{\min} > 0,1\,\mathrm{GeV}/c$ et $P_T^{\min} > 2\,\mathrm{GeV}/c$.

3.5.2.4 Les processus à quatre fermions

Aucun biais n'a été appliqué pour la génération de ces événements , à l'exception du processus $e^+e^- \to Z^\star e^+e^-$, où il est nécessaire de donner une valeur minimale à la masse du $Z^\star$ pour éviter toute redondance avec les processus d'interaction à deux photons. La valeur minimale de ce paramètre a donc été fixée à 12 GeV/c^2 .

Processus	Nombre d'événements simulés	Section efficace (pb)	Luminosité équivalente (pb^{-1})
$\sqrt{s}$ = 130 GeV			
$e^+e^- \xrightarrow{\gamma^\star/Z^\star} f\bar{f}(n\gamma)$	21671	463	46,8
$e^+e^- \to e^+e^-$	13576	2455	5,5
$e^+e^- \to \gamma\gamma \to \tau^+\tau^-$	2052	223	9,2
$e^+e^- \to Z^\star e^+e^-$	240	6	40
$e^+e^- \to W^+W^-$	60	0,4	150
$e^+e^- \to We\nu_e$	60	0,1	600
$e^+e^- \to Z^\star Z^\star$	60	0,5	120
$\sqrt{s}$ = 136 GeV			
$e^+e^- \xrightarrow{\gamma^\star/Z^\star} f\bar{f}(n\gamma)$	22602	401	56,4
$e^+e^- \to e^+e^-$	12436	2303	5,4
$e^+e^- \to \gamma\gamma$			
$\xrightarrow{QPM}$ hadrons	5694	790	7,2
$\xrightarrow{QCD}$ hadrons	6183	1480	4,2
$\xrightarrow{VDM}$ hadrons	8217	6100	1,3
$\to e^+e^-$	2163	401	5,4
$\to \mu^+\mu^-$	1868	110	17
$\sqrt{s}$ = 161 GeV			
$e^+e^- \to e^+e^-$	74000	1644	45
$e^+e^- \xrightarrow{\gamma^\star/Z^\star}$			
$\mu^+\mu^-(n\gamma)$	3052	11,5	265
$\tau^+\tau^-(n\gamma)$	1589	11,3	141
$q\bar{q}(n\gamma)$	20995	147	143
$e^+e^- \to \gamma\gamma$			
$\xrightarrow{QPM}$ hadrons	20279	963	21
$\xrightarrow{QCD}$ hadrons	19712	1879	10,5
$\xrightarrow{VDM}$ hadrons	213247	7200	29,6
$\to e^+e^-$	60743	732	83
$\to \mu^+\mu^-$	81955	1937	42,3
$\to \tau^+\tau^-$	45341	400	113,3
$e^+e^- \to Z^\star e^+e^-$	783	6,3	124
$e^+e^- \to W^+W^-$	4806	3,4	1413
$e^+e^- \to We\nu_e$	557	0,4	1392
$e^+e^- \to Z^\star Z^\star$	1343	0,41	3275

TAB. 3.4 – Lots d'événements des processus standards simulés et utilisés pour l'analyse des données prises à $\sqrt{s}$ = 133 GeV et $\sqrt{s}$ = 161 GeV. Pour les interactions à deux photons ou certains processus à quatre fermions dans l'état final, la valeur de la section efficace indiquée est fixée par les biais imposés lors de la simulation.

Chapitre 4

Recherche d'un signal dans la topologie hadronique

4.1 Sélection des particules reconstruites

Le programme de reconstruction des événements de DELPHI utilise tous les signaux enregistrés par les différents détecteurs pour obtenir un ensemble de particules chargées et de particules neutres auxquelles différents paramètres mesurés sont associés. Ces paramètres ne sont pas seulement l'énergie ou la quantité de mouvement associée, mais aussi l'erreur sur ces mesures, ou, en ce qui concerne les particules chargées, les paramètres d'impact de la trajectoire reconstruite, c'est-à-dire les distances séparant le point d'interaction primaire de l'extrapolation de la trajectoire projetée sur le plan $r\phi$ (paramètre $b_{r\phi}$) et le long de l'axe z (paramètre b_z). Un autre paramètre mesuré pour les particules chargées est la longueur de la trajectoire entre le premier et le dernier point utilisés pour sa reconstruction. Toutes ces informations permettent de se rendre compte de la qualité de détection d'une particule, et offrent donc la possibilité de choisir les particules qui seront utilisées pour calculer les observables des événements .

Les critères de sélection des particules utilisés dans la présente analyse ont été communs à toutes les analyses recherchant le boson de Higgs neutre. Ils résultent d'un compromis entre la nécessité, pour ce type d'études, de perdre le moins possible d'information sur l'événement , et l'exigence d'avoir un bon accord entre les données réelles et les données simulées en ce qui concerne les distributions des paramètres des particules sélectionnées. C'est ainsi, par exemple, que les particules neutres associées à un dépôt d'énergie dans le calorimètre hadronique sont acceptées si leur énergie est supérieure à 0,5 GeV. En-deça, comme le montre la figure 4.1, l'accord entre données se dégrade. Notons que cette figure a été obtenue en utilisant les données réelles et simulées de LEP133. Les choix ont en effet été fixés en étudiant ces données, puis l'accord a été vérifié pour les données de LEP161.

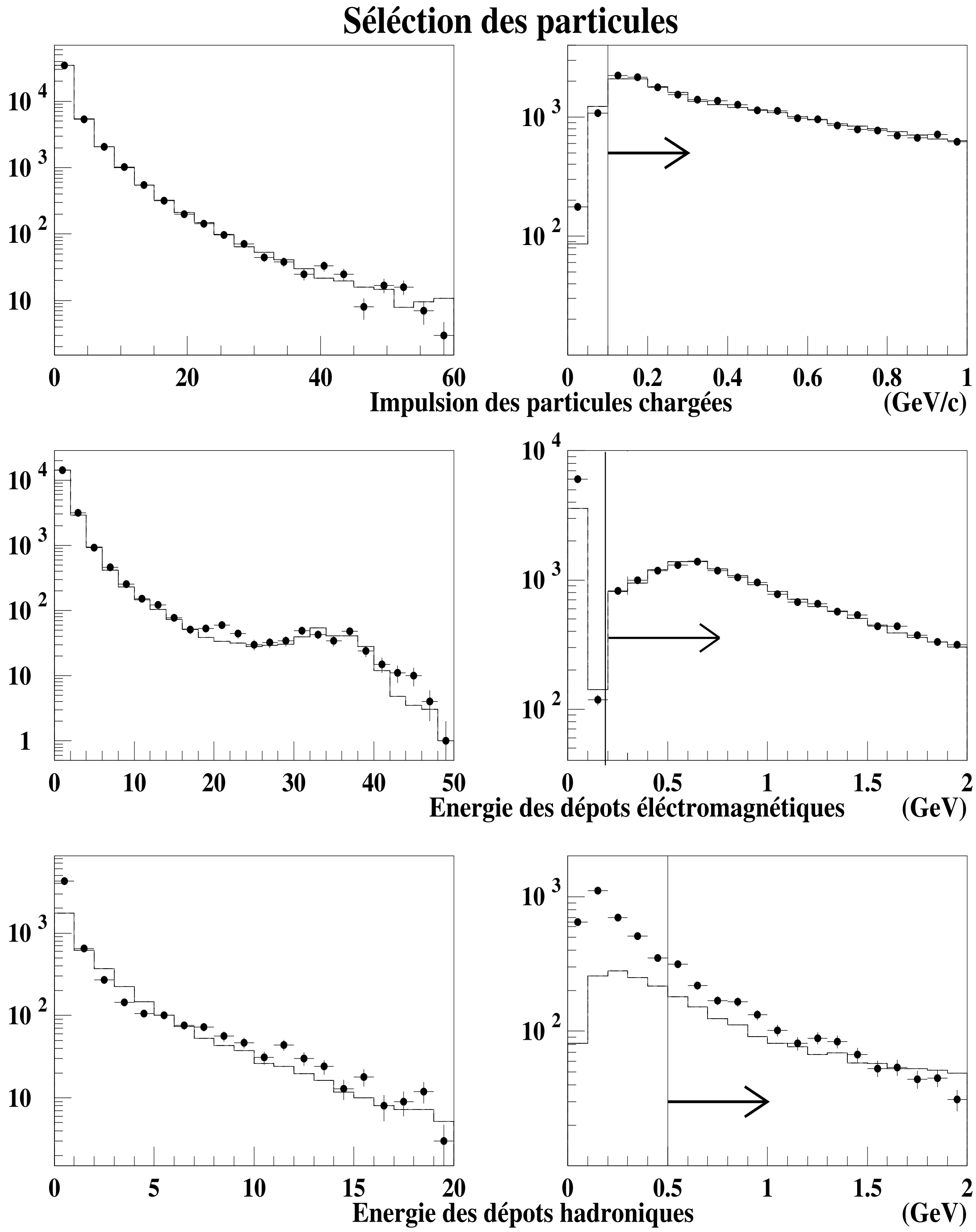


FIG. 4.1 – Distributions des paramètres énergétiques des particules reconstruites. Les flèches indiquent les critères de sélection des particules. Les points sont obtenus avec les données de LEP133, les histogrammes avec les données des simulations des processus standards. Toutes les particules d'un événement sont utilisées pour obtenir ces distributions. Un événement est utilisé s'il vérifie les critères de la présélection hadronique définie dans le texte. Le nombre d'événements simulés sélectionnés est normalisé à la luminosité intégrée correspondant aux données réelles.

Les critères de sélection des particules sont les suivants :

- PARTICULES NEUTRES
  - $E > 0,2$ GeV si l'énergie est déposée dans les calorimètres électromagnétiques
  - $E > 0,5$ GeV si l'énergie est déposée dans le calorimètre hadronique
- PARTICULES CHARGEES
  - $P > 0,1$ GeV
  - $|b_{r\phi}| < 4$ cm
  - $|b_z| < 10$ cm

Remarquons qu'aucun critère ne repose sur la longueur de la trajectoire des particules chargées, sur l'angle polaire de la direction des quantités de mouvement, ou sur leur erreur de mesure. Ces paramètres sont au contraire utilisés pour sélectionner plus strictement les particules dans le cadre d'analyses visant à mesurer des paramètres du MS, comme la section efficace de production de paires de bosons W.

Les particules étant ainsi choisies, une masse leur est arbitrairement attribuée. Cette masse est nulle s'il s'agit d'une particule neutre, et égale à la masse du pion ($m_{\pi^+} = 0,139\,\mathrm{GeV}/c^2$) s'il s'agit d'une particule chargée.

D'autre part, si l'énergie de la particule est supérieure à l'énergie des faisceaux, ce qui peut être le cas si la reconstruction est mauvaise, alors un rééchelonnement du vecteur de la quantité de mouvement est effectué de manière à ce que son module soit égal à la valeur de l'énergie du faisceau.

4.2 Sélection des événements à quatre jets

La sélection des événements à quatre jets présentée ci-dessous a été utilisée, dans le cadre de la recherche des bosons de Higgs neutres (du MS ou du MSSM) avec les données prises avec $\sqrt{s} = 161$ et 172 GeV, par toutes les analyses recherchant un état final de ce type. Elle n'a donc pas été optimisée à l'aide de la simulation d'un signal particulier, mais elle a été ajustée de manière à sélectionner environ 75% des événements de tous les signaux donnant des événements à quatre jets, tout en rejetant le plus efficacement possible les événements du bruit de fond dominant, dus au processus $\mathrm{e^+e^-} \xrightarrow{\gamma^*/\mathrm{Z}^*} \mathrm{q\bar{q}}(\mathrm{n}\gamma)$, et contenant dans 70% des cas au moins un photon de plus de 20 GeV, émis par l'un des électrons dans son état initial.

Cette sélection se déroule en quatre étapes. La première est une présélection visant à rejeter les événements à petit nombre de particules ou à faible énergie. L'étape suivante utilise des variables rendant compte de la forme des événements à quatre jets. Ensuite, l'hypothèse de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement est testée. La sélection finit par un critère reposant sur le caractère hadronique de chaque jet.

4.2.1 Présélection hadronique

Les événements issus du processus $e^+e^- \xrightarrow{\gamma^\star/Z^\star} l^+l^-(n\gamma)$ et des interactions à deux photons constituent un bruit de fond facilement éliminable, car ils contiennent peu de particules chargées ou présentent un déficit important d'énergie, alors que les événements résultant du signal ont en moyenne une grande multiplicité chargée et une énergie proche de l'énergie de la collision. Les figures 4.14 à 4.16 (*cf* p. 146 à 147) illustrent ces différences. Les variables M_{ch} (nombre de particules chargées sélectionnées dans l'événement),
E_{ch} (énergie obtenue à partir des particules chargées, auxquelles la masse du pion est donnée), et E_{tot} (énergie obtenue à partir de toutes les particules sélectionnées) sont donc utilisées pour discriminer les événements du signal de ces événements de bruit de fond. Les limites inférieures sont choisies de manière à conserver au moins 95% des événements des différents signaux à quatre jets. Elles définissent le critère C1 de la sélection :

C1: $M_{ch} \geq 12$, $E_{ch} \geq 0,3 \cdot \sqrt{s}$, $E_{tot} \geq 0,4 \cdot \sqrt{s}$.

Les effets de ce critère de sélection sont montrés dans le tableau 4.1. Plus de 96% des événements du signal engendrés avec des masses du boson $H^\pm$ supérieures ou égales à 44 GeV/c^2 sont sélectionnés. Cette efficacité est plus basse (93%) pour le lot d'événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 41\,\mathrm{GeV}/c^2$, en raison de la limite sur M_{ch} qui devient trop stricte dans ce cas. Dans la suite de cette étude, j'utiliserai le lot d'événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 47\,\mathrm{GeV}/c^2$ comme lot de référence.

D'après la simulation, les événements du bruit de fond sélectionnés proviennent, pour plus de 92% d'entre eux, du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$. Aucun événement du type l^+l^- n'est sélectionné, à l'exception de rares événements issus de la diffusion Bhabha qui ont plus de douze particules chargées. Les électrons ont effectivement tendance à créer des gerbes de particules en interagissant avec certains matériaux situés à l'avant du détecteur. Il reste aussi quelques événements issus des interactions à deux photons conduisant à des états finals hadroniques. Enfin, une trentaine d'événements sont dus au processus de création de paires de W, où l'un des deux bosons, au moins, se désintègre en deux quarks. La luminosité intégrée utilisée pour calculer les nombres du tableau 4.1 et pour normaliser les distributions des variables des événements issus des processus standards est égale à 9,96 pb^{-1}, soit la totalité des données acquises avec $\sqrt{s} = 161$ GeV.

Le nombre d'événements sélectionnés dans les données réelles est supérieur de 8% au nombre évalué à partir des données simulées. Ce désaccord n'est pas caractérisé par un excès localisé dans les distributions des observables des événements . La forme des distributions des données réelles est au contraire bien reproduite par la simulation, comme les figures 4.2 à 4.9 le montrent. Ce désaccord concernant la normalisation s'est aussi retrouvé au niveau des présélections de toutes les analyses d'evts de type hadronique dans le cadre de la recherche des bosons de Higgs neutres dans l'expérience DELPHI , avec les données prises avec $\sqrt{s} = 161$ GeV (*cf* [73]) et avec $\sqrt{s} = 172$ GeV (*cf* [74]). Il a aussi été observé dans les analyses ayant pour but de mesurer la section

$H^+H^- \to c\bar{s}\bar{c}s$: (C1) Présélection hadronique									
Données Réelles	Données Simulées	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$	e^+e^-	W^+W^-	Ze^+e^-	ZZ	$We\nu_e$	H^+H^-
1179	1091±8	1008	38	0,9	27	13	2,7	1,3	97,1%
		68,9%	< 1%	< 1%	81,1%	20,9%	66,5%	33,2%	

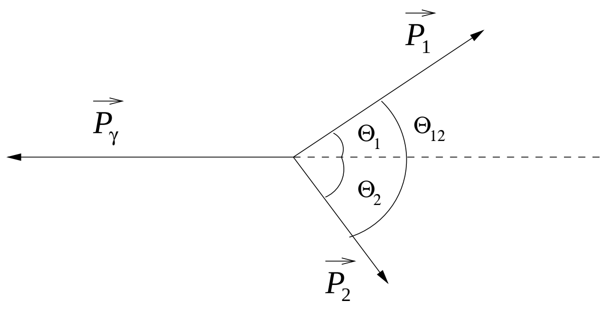
TAB. 4.1 – Effet de la présélection hadronique : nombre d'événements sélectionnés dans les données de LEP161, nombres d'événements attendus pour une luminosité intégrée de 9,96 pb^{-1} , efficacités de sélection pour les différents processus de bruit de fond simulés et efficacité de sélection du signal de référence (composé de 800 événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 47\,\mathrm{GeV}/c^2$. L'erreur indiquée est de source statistique.

efficace de production du processus standard $e^+e^- \xrightarrow{\gamma^\star/Z^\star} q\bar{q}(n\gamma)$ aux mêmes énergies (le résultat est de 159,8±4,4 pb avec $\sqrt{s} = 161$ GeV [54]). Cet excès n'est cependant pas significatif et n'a pas été confirmé par les mesures équivalentes effectuées par les autres expériences fonctionnant auprès du LEP.

4.2.2 Rejet des événements radiatifs

Les événements résultant de la désintégration du boson Z en deux jets avec l'émission d'au moins un photon ISR énergétique peuvent être facilement étiquetés dans la plupart des cas. Pour montrer ceci, considérons le cas simple d'un événement du type "retour radiatif au pic du Z", où un seul photon énergétique est émis dans l'état initial électronique, et où deux jets seulement, issus de l'hadronisation des deux quarks primaires, sont reconstruits. Le vecteur de la quantité de mouvement du photon peut être tel que la particule est vue, ou non, par le détecteur. Dans le premier cas, l'événement est étiqueté par la présence d'un dépôt d'énergie important dans l'un des calorimètres électromagnétiques. Dans le deuxième cas, l'herméticité du détecteur permet de contraindre cinématiquement les caractéristiques de l'événement : en bonne approximation, on peut considérer que le vecteur de la quantité de mouvement du photon est parallèle à l'axe des faisceaux; on contraint alors la norme de ce vecteur ainsi que les composantes mesurées des vecteurs des deux jets observés à conserver l'énergie et la quantité de mouvement totales.

Plus précisément, considérons le schéma suivant, représentant les vecteurs des quantités de mouvement des deux jets (1 et 2), et du photon (γ).



La conservation du quadri-vecteur $(E, \mathbf{p})$ implique, d'une part, que les trois vecteurs sont inclus dans le même plan, et que, d'autre part, l'énergie dans le centre de masse de la collision, $\sqrt{s}$, est égale à la somme $P_1 + P_2 + P_\gamma$. On en déduit une expression de l'énergie inconnue du photon :

$$E_\gamma = \sqrt{s}\,\frac{\sin(\theta_{12})}{\sin(\theta_1) + \sin(\theta_2) + \sin(\theta_{12})} \tag{4.1}$$

Connaissant les trois angles à partir des mesures effectuées sur l'événement , E_γ est ainsi facilement obtenu.

Une fois l'énergie du photon connue, l'énergie *effective* dans le centre de masse de la collision, c'est-à-dire l'énergie mise en jeu lors de la collision entre les deux électrons, après émission du photon, peut être calculée selon la formule suivante :

$$\sqrt{s'} = \sqrt{(\sqrt{s} - E_\gamma)^2 - P_\gamma^2} \tag{4.2}$$

Lorsque plus d'un photon est émis dans l'état initial électronique, le principe de calcul est identique. Cependant, l'ajustement cinématique conduit plus fréquemment à des erreurs, en particulier lorsque les deux photons ont des énergies proches et ne sont vus ni l'un ni l'autre par le détecteur.

J'utilise la variable $\sqrt{s'}$ dans cette analyse, telle que la calcule l'algorithme décrit dans la référence [65]. Celui-ci recherche en premier lieu des dépôts électromagnétiques importants, et réalise un ajustement cinématique, comme décrit précédemment. Cependant, certains détails de l'algorithme (en particulier le fait que les dépôts calorimétriques, pour être considérés, doivent être spatialement isolés) conduisent à une perte d'efficacité : certains événements présentant un dépôt très énergétique dans un calorimètre électromagnétique sont associés à une valeur élevée de $\sqrt{s'}$. Par conséquent, j'utilise aussi, pour rejeter plus efficacement les événements hadroniques radiatifs, l'énergie de la particule neutre la plus énergétique, et dont l'énergie associée est déposée en majorité dans un calorimètre électromagnétique . Je note $E_\gamma^{\max}$ cette variable.

Le critère reposant sur les variables $\sqrt{s'}$ et $E_\gamma^{\max}$ est le suivant :

C2: $\sqrt{s'} > 121\,\mathrm{GeV}$
$E_\gamma^{\max} < 35\,\mathrm{GeV}$

La limite sur la valeur de $\sqrt{s'}$ est fixée à partir de la limite sur $E_\gamma^{\max}$ en utilisant l'équation 4.2. Ce critère permet de rejeter plus de 96% des événements du type $q\bar{q}$ engendrés avec un seul photon ISR de plus de 35 GeV, sélectionnés par le critère C1. Cette proportion est de 93% en considérant plus largement les événements radiatifs engendrés avec un seul photon de plus de 20 GeV. La différence est faible en raison de la distribution caractéristique de l'énergie de ce photon, corrélée à la distribution de la variable $\sqrt{s'}$ (représentée dans la figure 4.2, p. 124). En considérant plus généralement tous les événements radiatifs engendrés avec *au moins* un photon ISR de plus de 20 GeV, le taux de rejet du critère C2 diminue encore un peu jusquà une valeur de 90,6%. Par la suite, je contrôlerai la qualité du rejet des événements radiatifs en considérant les

Rejet des événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$			
Critère de sélection	Nb d'événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$	événements radiatifs proportion (%)	efficacité (%)
C1	14467	68,0	100
$\sqrt{s'}$,$E_\gamma^{\max}$	5303	17,4	9,4
var. de forme	744	18,0	1,4
χ^2_{4c}	678	14,6	1,0
M^j_{ch}	621	9,8	0,6
F_{cscs}	204	8,3	0,17
χ^2_{5c}	130	10,0	0,13

TAB. 4.2 – Evolution de la population des événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ au cours de la sélection. Sont indiqués, de gauche à droite, le critère de sélection appliqué, le nombre d'événements du bruit de fond $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ sélectionnés après l'application du critère; la proportion relative, parmi ce lot, d'événements radiatifs, c'est-à-dire engendrés avec au moins un photon ISR de plus de 20 GeV; et l'efficacité de sélection des événements radiatifs présélectionnés par le critère C1.

événements ainsi définis. Je montre la qualité de ce rejet, à chaque étape de l'analyse, dans le tableau 4.2.

La figure 4.2 illustre l'application du critère C2 sur l'ensemble des processus standards et sur le signal. Les distributions des variables $\sqrt{s'}$ et $E_\gamma^{\max}$ obtenues à partir des données réelles sont bien reproduites par la simulation. Le tableau 4.3 montre l'effet de l'application de ce critère : les trois quarts des événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ sélectionnés par le critère C1 ont été rejetés, alors que l'efficacité de sélection du signal est encore de 90%.

$H^+H^- \to c\bar{s}\bar{c}s$: (C2) $\sqrt{s'}$, $E_\gamma^{\max}$									
Données Réelles	Données Simulées	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$	e^+e^-	W^+W^-	Ze^+e^-	ZZ	$We\nu_e$	H^+H^-
434	405±5	369	12	0,9	19	1,8	2,2	0,2	90,1%
		25,2%	< 1%	< 1%	57,8%	2,9%	53,4%	5,7%	

TAB. 4.3 – Effet de la coupure sur $\sqrt{s'}$ et $E_\gamma^{\max}$. La description des nombres est donnée dans la légende du tableau 4.1

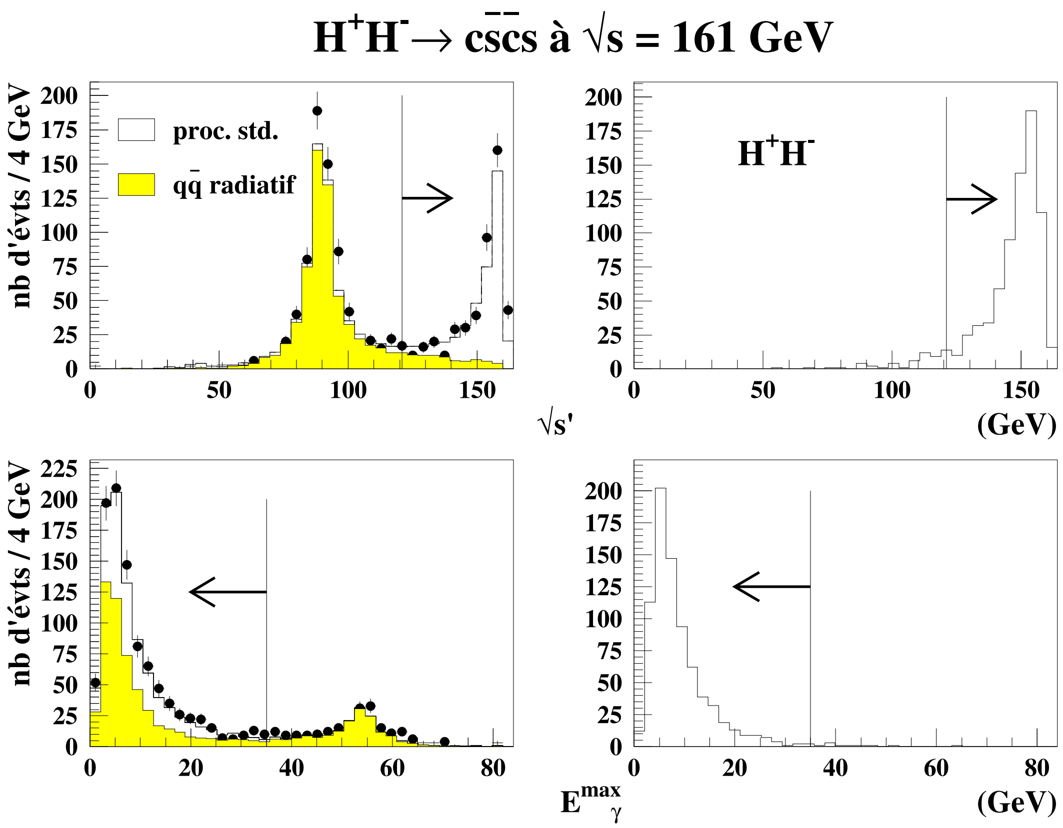


FIG. 4.2 – Distributions de l'énergie réduite $\sqrt{s'}$ et de l'énergie de la particule neutre électromagnétique la plus énergétique de l'événement . A gauche, les histogrammes sont obtenus avec l'ensemble des processus standards simulés; les points correspondent aux données réelles. Les histogrammes grisés sont obtenus avec les événements du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ ayant au moins un photon ISR de plus de 20 GeV. A droite, les histogrammes sont obtenus avec le lot du signal de référence (800 événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 47\,\mathrm{GeV}/c^2$). Tous les événements utilisés vérifient le critère de la présélection hadronique. Les flèches indiquent le critère C2.

4.2.3 Utilisation des variables de forme

Des variables caractérisant la forme des événements sont à ce niveau utilisées pour sélectionner des événements dont la répartition spatiale des particules a la forme de quatre jets.

Moments de Fox-Wolfram

Les moments de Fox-Wolfram d'ordre 2 et 4 ont des valeurs proches de 1 pour les événements caractérisés par deux jets aux directions opposées (*cf* paragraphe 3.4.5 p.111). Cette caractéristique est utilisée pour rejeter les événements à deux jets du type

$q\bar{q}$: un événement est conservé par le critère de sélection C3 si la somme $H_2 + H_4$ est inférieure à 1.1. L'effet de cette coupure est illustré sur la figure 4.3.

Agrégation en jets

J'utilise ici l'algorithme de JADE afin d'agréger les particules en un nombre prédéfini de jets. Ceci permet de disposer d'une variable continue calculée par l'algorithme : la distance effective minimale entre deux jets quelconques de l'événement . Dans le cas présent de la topologie à quatre jets, cette variable, notée Y_{34}^{JADE} , correspond aussi à la distance d_{join} minimale nécessaire pour agréger les particules en trois jets.

Cette variable est utilisée pour rejeter les événements à trois jets, dus en particulier à la radiation d'un gluon par l'un des quarks issus de l'interférence $\gamma^\star/\mathrm{Z}^\star$. Un événement est sélectionné si la valeur de Y_{34}^{JADE} qui lui est associée est supérieure à 0,004. Ce critère est illustré dans la figure 4.3.

Une autre variable est calculée à partir du résultat de l'agrégation en jets à l'aide de la distance de JADE : le produit entre l'énergie de l'agrégat le moins énergétique, et le plus petit angle entre deux jets quelconques ($E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min}$). Cette variable, que je note $\mathcal{J}_{\mathrm{cscs}}$, permet de distinguer les événements à quatre jets issus de la désintégration de deux particules massives en deux quarks chacunes, des événements à quatre jets issus de la désintégration du boson Z en deux quarks irradiant chacun un gluon [64]. Ces gluons ont effectivement, en moyenne, une énergie faible par rapport à celle du quark dont ils sont émis, et le vecteur de leur quantité de mouvement a une composante perpendiculaire à la direction du quark voisin relativement petite. La figure 4.4 montre la répartition des points $(\alpha_{kl}^{\min}, E_j^{\min})$ calculés à partir d'événements du type $q\bar{q}$ et d'événements du signal, sélectionnés par le critère C1.

Il est intéressant de noter que pour le signal, la variable $\mathcal{J}_{\mathrm{cscs}}$ est fortement corrélée à la masse du boson $\mathrm{H}^\pm$. Effectivement, l'angle $\alpha_{kl}^{\min}$ correspond alors à l'angle α_{cs} entre les vecteurs des quantités de mouvement des quarks issus de la désintégration du même boson. Or, cet angle est une fonction de la masse $m_{\mathrm{H}^\pm}$. Ceci peut se montrer simplement en négligeant les masses des quarks et en supposant que leur énergie est sensiblement égale (je la note E_q). De la conservation du quadri-vecteur $(E,\mathbf{p})$, on déduit la relation :

$$\alpha_{cs} = 2 \arcsin\left(\frac{m_{\mathrm{H}^\pm}}{2E_q}\right) \tag{4.3}$$

Cette corrélation entre la variable $\mathcal{J}_{\mathrm{cscs}}$ et la masse du boson $\mathrm{H}^\pm$ est prise en compte dans la suite de l'analyse, qui fait de nouveau intervenir cette variable au sein d'une fonction linéaire discriminante.

Les événements sont sélectionnés s'ils vérifient : $\mathcal{J}_{\mathrm{cscs}} > 6\,\mathrm{GeV}\cdot\mathrm{rad}$. Ce critère est illustré dans la figure 4.3. Finalement, le critère C3 est composé des coupures suivantes :

C3: $H_2 + H_4 < 1,1$
$Y_{34}^{\mathrm{JADE}} > 0,004$
$(E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min})_{\mathrm{JADE}} > 6\,\mathrm{GeV}\cdot\mathrm{rad}.$

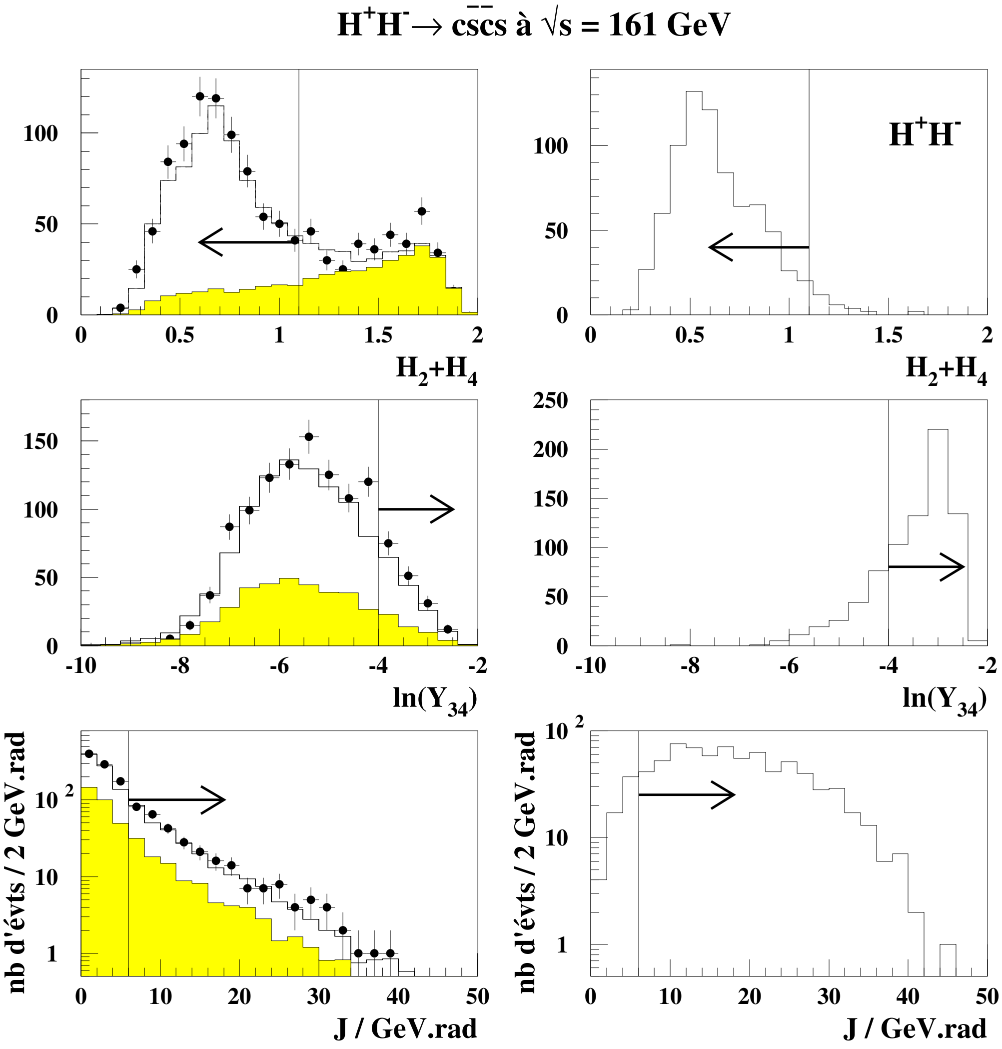


FIG. 4.3 – Distributions de la somme des moments d'ordre 2 et 4 de Fox-Wolfram, du logarithme de la distance effective minimale entre deux jets et de la variable $\mathcal{J}_{\mathrm{cscs}}$. A gauche, les histogrammes sont obtenus avec l'ensemble des processus de bruit de fond; les points correspondent aux données réelles. Les histogrammes vides (respectivement grisés) sont obtenus à partir des événements sélectionnés après l'application du critère C1 (respectivement C2). A droite, les histogrammes sont obtenus avec les événements du lot du signal de référence. Les flèches indiquent les coupures du critère C3.

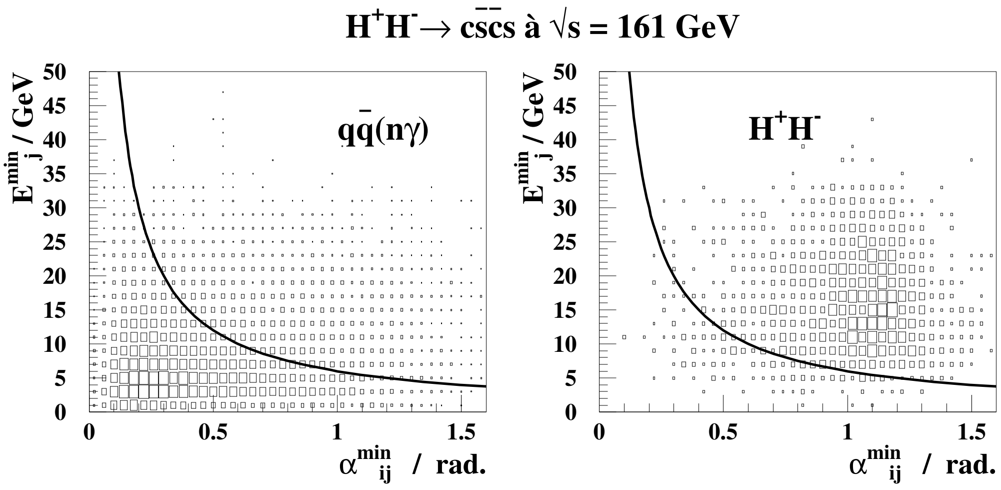


FIG. 4.4 – Distribution des points $(\alpha_{kl}^{\min}, E_j^{\min})$ obtenus en agrégeant les particules en quatre jets à l'aide de la distance de JADE . Tous les événements utilisés vérifient le critère C1. Les points du signal sont obtenus avec des événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 47\,\mathrm{GeV}/c^2$. Les courbes indiquent la coupure du critère C3 : les événements correspondant aux points au-dessus de la courbe sont conservés.

Il permet de rejeter 86% des événements du type $\mathrm{q\bar{q}}$ préalablement sélectionnés tout en conservant 78% des événements du signal de référence. Les événements radiatifs sélectionnés par le critère C1 sont rejetés à plus de 98% (*cf* tableau 4.2). Aucun événement issu des interactions à deux photons ou des processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{Z^\star e^+e^-}$ et $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{We\nu_e}$ n'est conservé à ce niveau de la sélection. Ces résultats, ainsi que l'effet de l'application de ce critère sur les données réelles, sont regroupés dans le tableau 4.4.

$\mathrm{H^+H^-} \to \mathrm{c\bar{s}\bar{c}s}$: (C3) $H_2 + H_4, Y_{34}^{\mathrm{JADE}}, \mathcal{J}_{\mathrm{cscs}}$									
Données Réelles	Données Simulées	$\mathrm{q\bar{q}}$	$\gamma\gamma$	$\mathrm{e^+e^-}$	$\mathrm{W^+W^-}$	$\mathrm{Ze^+e^-}$	ZZ	$\mathrm{We\nu_e}$	$\mathrm{H^+H^-}$
70	68±2	52	0	0	15	0	1,6	0	78%
		3,5%	-	-	43,2%	-	38,4%	-	

TAB. 4.4 – Effet des coupures sur les moments de Fox-Wolfram, la plus petite distance effective entre deux jets et le produit $E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min}$. La description des nombres est donnée dans la légende du tableau 4.1

4.2.4 Ajustement cinématique à quatre contraintes

J'applique à ce niveau de la sélection un ajustement cinématique à quatre contraintes, en exigeant la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement et en utilisant la paramétrisation décrite dans le paragraphe 3.4.4.1 (p. 109). Les événements sont sélectionnés si la procédure d'ajustement cinématique converge et si la valeur du χ^2 en fin d'itération vérifie :

C4: χ^2_{4c} / d.d.l[1] $< 3,5$

soit, l'ajustement ayant quatre contraintes, une limite globale égale à 14. Ce critère rejette 10% des événements du type $q\bar{q}$ préalablement sélectionnés. Les événements radiatifs sélectionnés par le critère C1 sont rejetés à plus de 99% (*cf* le tableau 4.2). La moitié des événements du type $q\bar{q}$ ayant été rejetés par ce critère sont de type radiatifs; l'autre moitié est rejetée car les jets sont mal reconstruits. Le tableau 4.4 montre les autres effets de l'application du critère C4. La figure 4.5 montre la distribution du χ^2 de l'ajustement, après la présélection et après la sélection par le critère C3, pour les données réelles et les données simulées. Au niveau de la présélection, l'accord est bon. Après l'application du critère C3, on peut observer que les événements réels ont une légère tendance à donner un plus mauvais ajustement que les événements simulés. Ceci a aussi été observé avec les données de LEP133.

$H^+H^- \to c\bar{s}\bar{c}s$: (C4) χ^2_{4c}					
Données Réelles	Données Simulées	$q\bar{q}$	W^+W^-	ZZ	H^+H^-
57	62±2	47	13	1,5	74,2%
		3,2%	39,7%	36,1%	

TAB. 4.5 – Effet de la coupure sur le χ^2 de l'ajustement à quatre contraintes. La description des nombres est donnée dans la légende du tableau 4.1

4.2.5 Multiplicités chargées des jets

Il est encore possible de rejeter davantage les événements du type $q\bar{q}$, et plus particulièrement les événements radiatifs, sans pour autant affecter de manière importante l'efficacité de sélection du signal. En effet, les événements à quatre jets provenant de la désintégration d'un boson Z et d'un boson de Higgs neutre, ou d'une paire de bosons $H^\pm$, ont la caractéristique de contenir des jets hadroniques, c'est-à-dire contenant un nombre minimal de particules chargées. Il est donc demandé que les quatre jets contiennent au moins deux particules chargées :

C5: $M^j_{ch} \geq 2$

1. d.d.l. : degré de liberté

L'effet de l'application de ce critère est montré dans le tableau 4.6. La figure 4.5 montre aussi la distribution de la plus petite multiplicité chargée des jets, pour les données réelles et simulées, au niveau de la présélection et après l'application de la coupure C4.

$H^+H^- \to c\bar{s}\bar{c}s$: (C5) M^j_{ch}					
Données Réelles	Données Simulées	$q\bar{q}$	W^+W^-	ZZ	H^+H^-
50	57±2	43	13	1,0	71,2%
		2,9%	38,2%	23,4%	

TAB. 4.6 – Effet de la coupure sur la multiplicité chargée des jets. La description des nombres est donnée dans la légende du tableau 4.1

Avec ce critère s'achève la sélection des événements à quatre jets. 50 événements sont sélectionnés dans les données réelles. L'efficacité de sélection du signal de référence est de 71%. Elle est plus basse pour les lots d'événements engendrés avec des masses plus petites, essentiellement en raison du critère fondé sur la valeur de l'énergie réduite. Pour les plus hautes masses, l'efficacité augmente un peu : elle est de 78% pour les événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 53\,\mathrm{GeV}/c^2$. C'est l'efficacité typique obtenue avec les événements simulés des processus $e^+e^- \to$hZ ou $e^+e^- \to$hA.

4.3 Analyse multidimensionnelle

A ce niveau de l'analyse, une discrimination optimisée est mise en œuvre entre les événements du signal et les événements du type $q\bar{q}$, bruit de fond encore dominant. Pour cela, une fonction linéaire de plusieurs variables, notée F_{cscs} , est calculée suivant l'algorithme de Fisher, en utilisant un lot de 1600 événements du signal, engendrés avec $m_{H^\pm} = 47$ et 50 GeV/c^2 , et un lot de 3000 événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$. Tous ces événements doivent vérifier les critères C1 et C2, c'est-à-dire que le bruit de fond est composé en majorité d'événements non radiatifs, comme c'est le cas après la sélection des événements à quatre jets. Je n'exige pas de ces événements d'être sélectionnés après le critère C5 pour disposer d'une plus grande statistique et par conséquent s'affranchir d'erreurs systématiques dues à une instabilité de la forme de la fonction.

Les variables utilisées dans l'algorithme sont des variables rendant compte de la forme générale de l'événement , comme les moments de Fox-Wolfram ou l'angle polaire θ_{vis} du vecteur résultant de la somme de toutes les quantités de mouvement des particules de l'événement , ou des variables nécessitant l'agrégation des particules en jets.

L'angle θ_{vis} est utilisé car il rend compte de la distribution caractéristique de l'angle $\theta^\star$ pour les événements du signal (*cf* la section 1.5.1 du chapitre 1). D'autres estimateurs de cet angle peuvent être construits :

- On peut utiliser l'angle polaire du vecteur de l'axe de *sphéricité*.

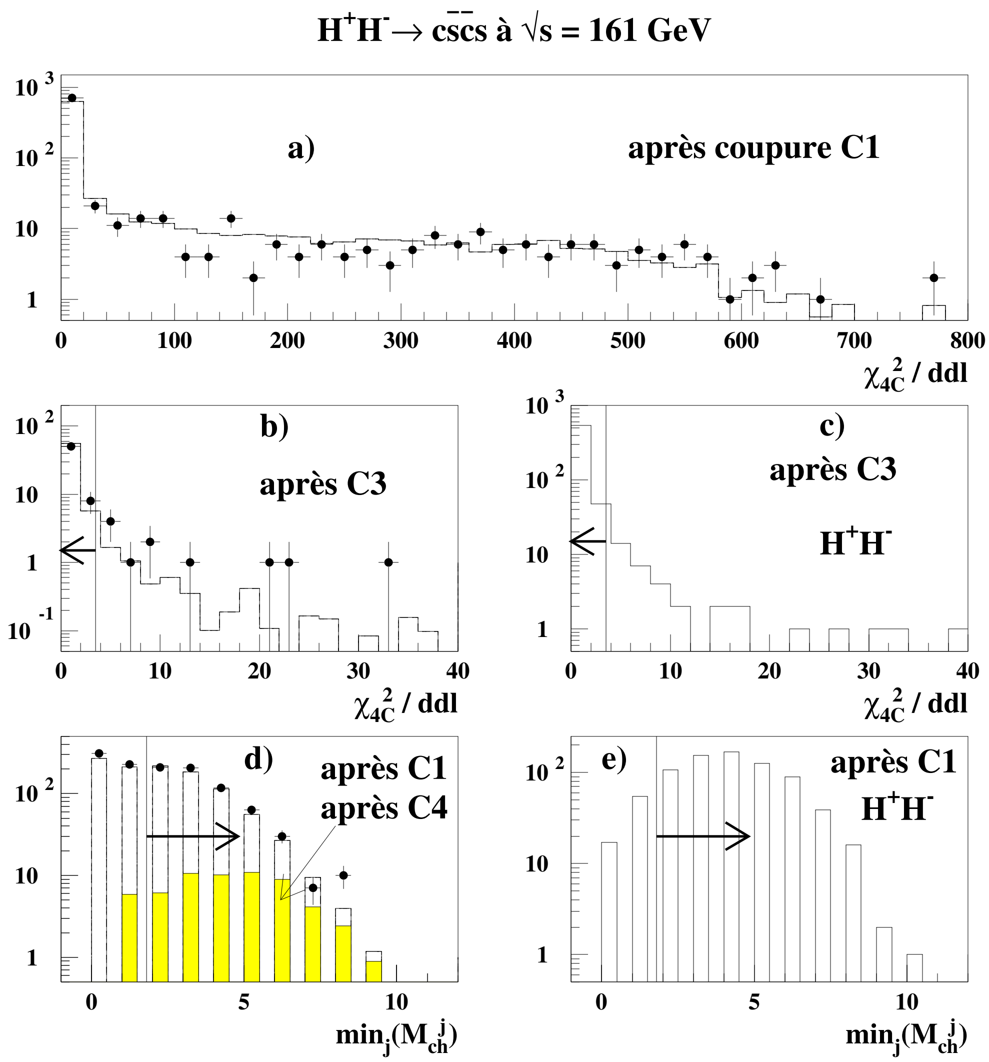


FIG. 4.5 – Distributions du χ^2 de l'ajustement à quatre contraintes et de la multiplicité chargée minimale des jets:
a) les points (données réelles) et l'histogramme (données simulées) sont obtenus à partir des événements sélectionnés par le critère C1 et tels que l'ajustement converge;
b et c) les événements utilisés vérifient tous les critères précédant la coupure sur le χ^2;
d) et e) les points et les histogrammes vides sont obtenus avec les événements sélectionnés par le critère C1, l'histogramme gris superposé est obtenu avec les événements simulés des processus standards qui vérifient les critères C1 à C4. Les flèches indiquent les coupures appliquées.

- On peut utiliser l'angle polaire θ_{H^+} du vecteur résultant de la somme des quantités de mouvement de l'une des paires de jets reconnue comme issue de la désintégration d'un boson initial. L'appariemment nécessite un choix de combinaison que j'explicite au paragraphe 4.4.

- On peut enfin utiliser le même angle polaire que précédemment, mais en le calculant à partir des quantités de mouvement ajustées comme je le décris dans le paragraphe 4.4. Je note $\theta^{\mathrm{f}}_{\mathrm{H}^+}$ cet angle.

Le choix entre ces différentes variables est dicté par les résultats de l'application de l'algorithme de Fisher, dont le tableau 4.7 rend compte en partie. On constate que la discrimination maximale est obtenue en utilisant l'angle θ_{sph} . De plus, il est préférable de l'utiliser sous une forme "repliée" ($|\frac{\pi}{2} - \theta_{sph}|$), plutôt qu'en utilisant la valeur absolue de son cosinus. La variable $|\frac{\pi}{2} - \theta_{sph}|$ intervient dans la composition de la fonction discriminante lors de la troisième itération. La figure 4.6 montre la corrélation entre l'angle θ_{sph} et l'angle $\theta^\star$, calculé à partir des particules engendrées. Cette corrélation est montrée sous deux formes : un histogramme à deux entrées, et la distribution de $\sin(\theta_{sph}) - \sin(\theta^\star)$ qui permet d'évaluer la résolution obtenue sur la mesure de cet angle. La figure montre aussi la distribution de θ_{sph} pour les événements du signal et les événements du type $\mathrm{q\bar{q}(n\gamma)}$ et $\mathrm{W^+W^-}$.

Variables	Moyenne et écart-types des lots d'événements $\mathrm{e^+e^- \to H^+H^-}$	$\mathrm{e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)}$	Pouvoir discriminant
$(E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min})_{\mathrm{JADE}}$	18,5±9,3	4,6±5,1	0,482
H_2	0,37±0,12	0,72±0,20	0,468
$(E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min})_{\mathrm{DUR}}$	17,7±9,3	4,7±4,8	0,460
$\ln(Y_{34}^{\mathrm{DUR}})$	-4,4±1,1	-6,8±1,3	0,444
$\ln(Y_{34}^{\mathrm{JADE}})$	-3,5±0,9	-5,6±1,2	0,442
$\lvert\frac{\pi}{2} - \theta_{sph}\rvert$	0,42±0,29	0,63±0,37	0,076
$\lvert\cos(\theta_{sph})\rvert$	0,39±0,24	0,55±0,28	0,072
$\lvert\frac{\pi}{2} - \theta^{\mathrm{f}}_{\mathrm{H}^+}\rvert$	0,43±0,30	0,61±0,36	0,056
$\lvert\frac{\pi}{2} - \theta_{vis}\rvert$	0,58±0,39	0,71±0,42	0,023

TAB. 4.7 – Valeurs moyennes, écart-types et pouvoirs discriminants de quelques variables utilisées dans l'entraînement de la fonction F_{cscs} .

Les deux premières variables composant la fonction F_{cscs} sont le produit $E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min}$ lorsque les jets sont reconstruits avec l'algorithme de JADE , et le moment de Fox-Wolfram H_2. La variable $\mathcal{J}_{\mathrm{cscs}}$ est légèrement plus discriminante lorsqu'elle est calculée en agrégeant les particules à l'aide de la distance de JADE , que lorsque la distance de DURHAM est utilisée. Les pouvoirs discriminants de ces deux variables, et ceux des distances minimales entre jets calculées avec les deux algorithmes sont indiqués dans le tableau 4.7.

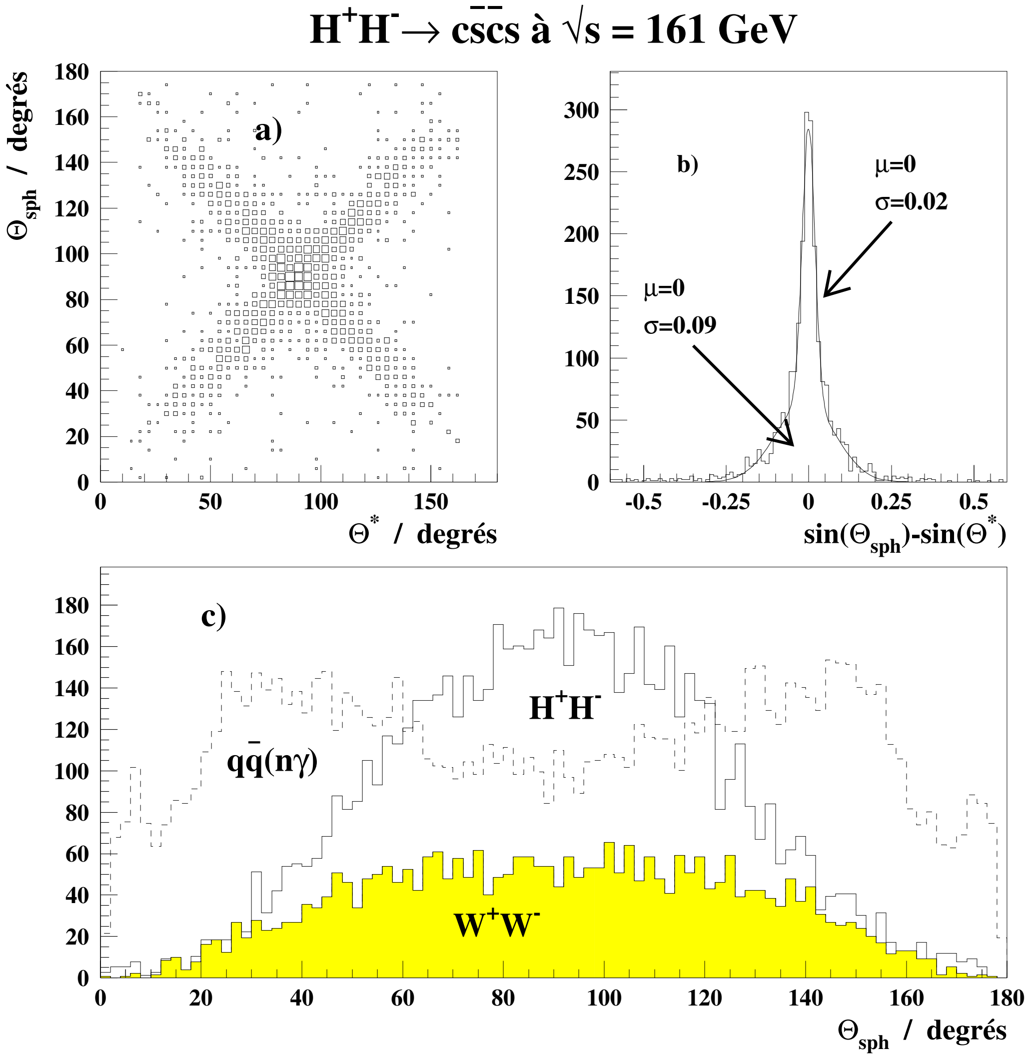


FIG. 4.6 – a) Distribution des points ($\theta^\star$,θ_{sph}) obtenus à partir de 2000 événements du signal engendrés avec différentes valeurs de $m_{\mathrm{H}^\pm}$ et sélectionnés par le critère C1.
b) Distribution de la différence entre le sinus de θ_{sph} et le sinus de $\theta^\star$, pour le même lot d'événements . Cette distribution est ajustée par une fonction résultant de la somme de deux gaussiennes, dont les valeurs moyennes et écart-types sont indiqués.
c) Distribution de l'angle θ_{sph} pour les événements du signal, les événements du type q$\bar{\mathrm{q}}$(nγ) et les événements du type $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$ qui sont sélectionnés par le critère C1.

La fonction choisie pour l'analyse est composée des trois variables décrites précédemment. La fonction à quatre variables construite à l'itération suivante n'améliore pas de façon significative les résultats finals.

F_{cscs} a l'expression suivante :

$$F_{\mathrm{cscs}} = 0,087 \times (E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min})_{\mathrm{JADE}} - 3,03 \times H_2 - 0,939 \times |\tfrac{\pi}{2} - \theta_{sph}| \tag{4.4}$$

La figure 4.7 montre les distributions de cette fonction obtenues à partir des données réelles et simulées, au niveau de la présélection et après la sélection des événements à quatre jets.

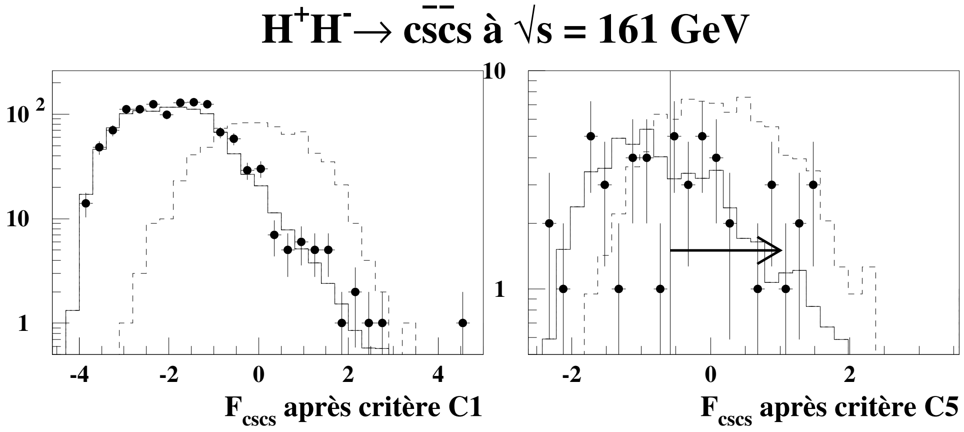


FIG. 4.7 – Distributions de la fonction discriminante F_{cscs} . Les points représentent les données réelles, les histogrammes en trait plein les données issues de la simulation des processus standards, et les histogrammes en tirets les données simulées du signal de référence. A gauche, les événements utilisés vérifient le critère C1. A droite, ils vérifient tous les critères de la sélection des événements à quatre jets. La flèche indique la coupure du critère C6.

La figure 4.8, qui montre les distributions des variables composant la fonction, permet de mieux se rendre compte de l'accord entre les données après la sélection des événements à quatre jets. Cette figure illustre aussi le fait, déja montré dans le paragraphe 4.2.3, que la variable $\mathcal{J}_{\mathrm{cscs}}$ est corrélée à la masse du boson $\mathrm{H}^{\pm}$ utilisée pour engendrer les événements du signal. J'y montre en effet la distribution de $\mathcal{J}_{\mathrm{cscs}}$ pour deux lots d'événements du signal engendrés avec des masses différentes. Cette dépendance se retrouve dans la fonction F_{cscs} , comme le tableau 4.8 le montre. Par conséquent, le critère de sélection reposant sur la fonction F_{cscs} dépend de la masse du boson $\mathrm{H}^{\pm}$ dont on teste l'hypothèse.

Plus précisément, le critère C6 est le suivant :

C6: $F_{\mathrm{cscs}} > -0,58$ si $m_{\mathrm{H}^{\pm}} < 49\,\mathrm{GeV}/c^2$
$F_{\mathrm{cscs}} > -0,36$ si $m_{\mathrm{H}^{\pm}} \geq 49\,\mathrm{GeV}/c^2$

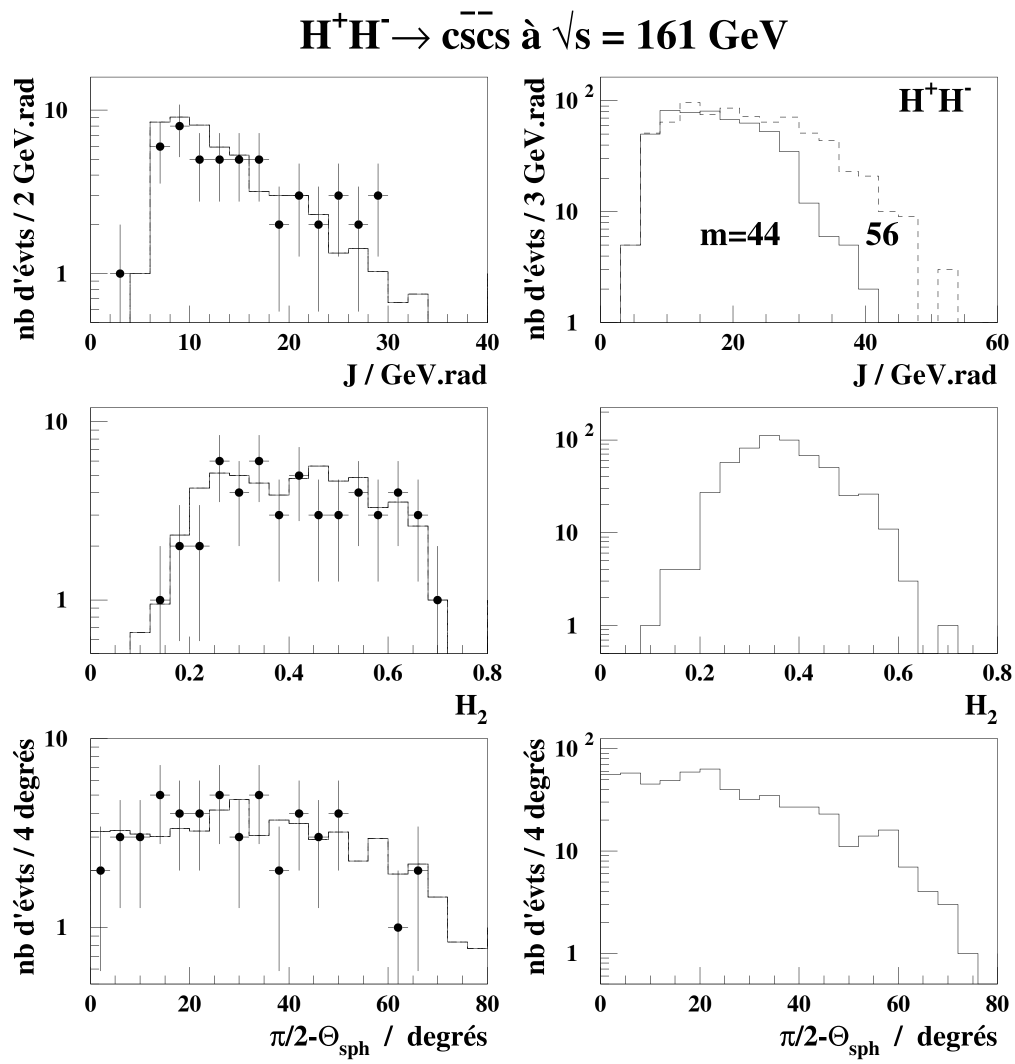


FIG. 4.8 – Distributions des variables $\mathcal{J}_{\rm cscs}$, H_2 et $|\frac{\pi}{2} - \theta_{vis}|$ composant la fonction discriminante. A gauche, les données réelles (points) sont superposées aux données issues de la simulation des processus standards (histogrammes). A droite, les histogrammes sont obtenus avec le lot d'événements du signal de référence. Tous les événements utilisés vérifient les critères C1 à C5 (présélection d'événements à quatre jets).

$m_{H^\pm}$	41	44	47	50	53	56
$< F_{cscs} >$	-0,28	-0,05	0,17	0,44	0,57	0,68

TAB. 4.8 – Valeur moyenne de la fonction discriminante utilisée dans l'analyse, pour chaque lot du signal représenté par la valeur de $m_{H^\pm}$ fixée pour la génération. Les événements utilisés vérifient les critères de la sélection des événements à quatre jets.

Il est choisi de manière à conserver 75% des événements du signal (préalablement sélectionnés) engendrés avec $m_{H^\pm} = 44$ et 47 GeV/c^2, pour le test de l'hypothèse $m_{H^\pm} < 49\,\mathrm{GeV}/c^2$, et 80% des événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 53$ et 56 GeV/c^2, pour le test de l'hypothèse $m_{H^\pm} \geq 49\,\mathrm{GeV}/c^2$. Le pourcentage est supérieur dans le deuxième cas pour compenser en partie la diminution de la section efficace, en fonction de la masse $m_{H^\pm}$, par l'augmentation de l'efficacité de sélection.

Les effets de l'application de ce critère sont montrés dans le tableau 4.9. Environ 70% des événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ préalablement sélectionnés sont rejetés. Les événements radiatifs sont encore davantage rejetés par ce critère, comme le tableau 4.2 le montre.

$H^+H^- \to c\bar{s}\bar{c}s$: (C6) F_{cscs}					
$F_{cscs} > -0,58$					
Données Réelles	Données Simulées	$q\bar{q}$	W^+W^-	ZZ	H^+H^-
27	25,2±1,0	14,2	10,4	0,7	55,0%
		0,97%	31,0%	15,3%	
$F_{cscs} > -0,36$					
Données Réelles	Données Simulées	$q\bar{q}$	W^+W^-	ZZ	H^+H^-
23	21,9±0,9	11,5	9,9	0,5	61,0%
		0,78%	29,2%	13,5%	

TAB. 4.9 – Effet des deux coupures sur la fonction discriminante. L'efficacité de sélection du signal est calculée à partir du lot de référence, pour le cas où le critère $F_{cscs} > -0,58$ est appliqué, et à partir d'un lot de 800 événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 53\,\mathrm{GeV}/c^2$, pour le cas où le critère $F_{cscs} > -0,36$ est appliqué. La description des autres nombres est donnée dans la légende du tableau 4.1

4.4 Utilisation d'un ajustement cinématique à cinq contraintes

A ce niveau de l'analyse, l'information sur la masse du boson initial n'a pas été complètement utilisée. L'estimation de cette masse est réalisée à l'aide de deux ajustements cinématiques successifs. Les paramètres d'entrée des ajustements sont identiques à ceux de l'ajustement utilisé dans la sélection des événements à quatre jets.

Le premier ajustement contraint les jets ajustés à vérifier la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Les jets ajustés sont appariés et les masses invariantes des paires sont calculées. Il y a trois possibilités d'appariement. Pour choisir la combinaison la plus probable, c'est-à-dire celle qui correspond le mieux possible à un événement dû à la désintégration de deux particules de même masse, les différences entre masses invariantes des paires de jets sont calculées pour chaque appariement. Le choix est porté sur la combinaison donnant la plus faible différence.

Le deuxième ajustement est de nouveau effectué sur les caractéristiques mesurées des jets. Ceux-ci, cependant, sont à présent étiquetés et appariés par la procédure précédente. Par conséquent, il est possible d'ajouter une cinquième contrainte, qui s'ajoute à la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement : l'égalité entre les masses invariantes des deux paires de jets choisies. A l'issu de cet ajustement, on dispose d'une variable estimant la masse du boson initial : m_{rec}, qui s'ajoute au χ^2.

La figure 4.9 montre la distribution du χ^2 pour les événements des données réelles et des données simulées tels que l'ajustement converge. Le critère de sélection C7 repose sur la valeur de la variable χ^2 :

C7: $\chi^2_{5c} < 2,5$ / d.d.l

Les effets de cette sélection sont montrés dans le tableau 4.10. Environ 80% des événements du signal (dont la valeur moyenne du χ^2_{5c} est typiquement de 2) sont conservés. La proportion d'événements rejetés dans les données réelles est un peu plus importante que dans les données issues de la simulation des processus standards, comme je l'ai déja souligné dans la description de la sélection des événements à quatre jets.

$H^+H^- \to c\bar{s}\bar{c}s$: (C7) χ^2_{5c}					
$F_{cscs} > -0,58$ et $\chi^2_{5c} < 2,5$					
Données Réelles	Données Simulées	$q\bar{q}$	W^+W^-	ZZ	H^+H^-
13	16,9±0,8	9,0	7,4	0,5	45,4%
		0,62%	22,2%	9,6%	
$F_{cscs} > -0,36$ et $\chi^2_{5c} < 2,5$					
Données Réelles	Données Simulées	$q\bar{q}$	W^+W^-	ZZ	H^+H^-
12	14,6±0,8	7,2	7,1	0,3	49,7%
		0,49%	21,1%	8,4%	

TAB. 4.10 – Effet de la coupure sur le χ^2 de l'ajustement à cinq contraintes, après l'application des critères sur F_{cscs}. La description des nombres est donnée dans la légende du tableau 4.9

Le dernier critère de la sélection repose sur la valeur de la masse reconstruite m_{rec}. Il consiste à sélectionner les événements si la valeur de m_{rec} est comprise dans un intervalle dépendant de l'hypothèse testée sur la valeur de $m_{H^\pm}$. Le choix de la largeur de l'intervalle est déduit de la résolution obtenue sur m_{rec}, pour des événements du signal.

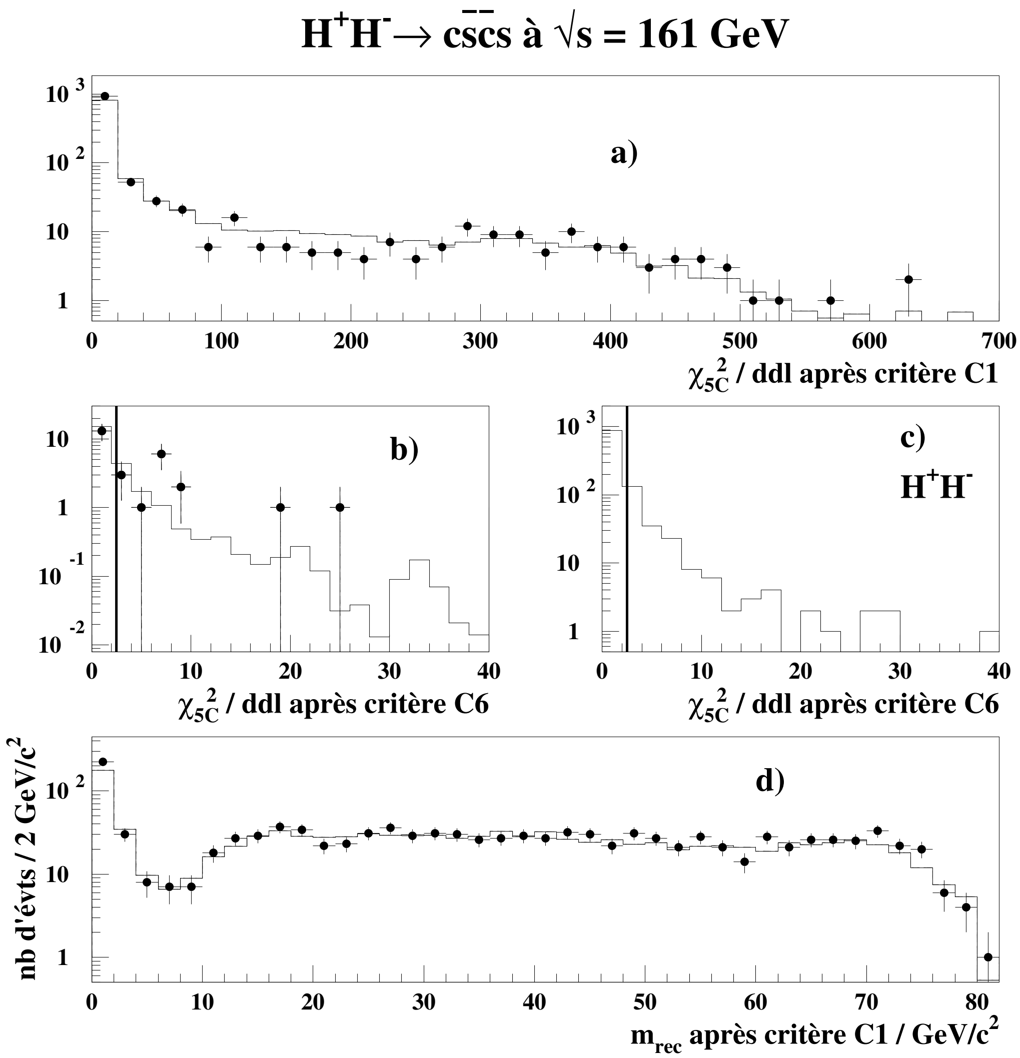


FIG. 4.9 – Distributions du χ^2 de l'ajustement à cinq contraintes et de la masse reconstruite m_{rec}.

a) Superposition des données réelles (points) aux données simulées des processus standards, les événements utilisés vérifiant le critère C1 et étant tels que l'ajustement converge.

b) Comparaison entre données réelles et simulées après l'application du critère C6 (fonction discriminante).

c) Distribution du signal. Les lignes indiquent la limite supérieure sur le χ^2 imposée par la coupure C7.

d) Comparaison entre données réelles et simulées pour des événements vérifiant le critère C1 et tels que l'ajustement converge.

La figure 4.10 permet de se rendre compte de l'efficacité de l'ajustement cinématique. Sur cette figure sont montrées les distributions de la variable m_{rec} à différents niveaux de la sélection, pour deux lots d'événements du signal. Toutes les distributions sont piquées autour d'une valeur centrale très proche de la valeur de $m_{\mathrm{H}^\pm}$ utilisée lors de la génération. A priori, étant donné que les bosons $\mathrm{H}^\pm$ sont engendrés avec une largeur de désintégration nulle, ces distributions devraient pouvoir être ajustées par une fonction gaussienne, dont l'écart-type rendrait compte de la précision expérimentale. Cependant, les distributions présentent aussi des queues dues aux problèmes suivants : une mauvaise agrégation des particules en jets, un mauvais appariement, ou une mauvaise reconstruction des particules. Une étude a montré [76] que la cause principale est en fait l'agrégation en jets, qui est responsable de la moitié de la population des queues. Ce fait ne dépend pas de l'algorithme d'agrégation utilisé.

Pour évaluer la résolution expérimentale, j'ajuste finalement la distribution de la masse reconstruite à l'aide de la somme d'une constante et d'une fonction gaussienne dont j'utilise l'écart-type pour estimer la résolution sur m_{rec}. Les résultats de cette procédure sont illustrés par la figure 4.10 et le tableau 4.11. En particulier, la figure 4.10 montre que la résolution s'améliore et les queues des distributions diminuent lorsque le niveau de sélection des événements utilisés augmente : après la présélection hadronique, la résolution de la masse reconstruite est de 2,1 GeV/c^2 pour le lot d'événements du signal de référence; après l'application du critère C7, elle est de 1,3 GeV/c^2 .

$m_{\mathrm{H}^\pm}$	41	44	47	50	53	56
$\langle m_{rec}\rangle_g$	41,3	44,1	47,0	50,0	53,2	56,1
$\sigma_g(m_{rec})$	1,3	1,1	1,3	1,3	1,4	1,3

TAB. 4.11 – Valeur moyenne et écart-type (en GeV/c^2) de la gaussienne ajustant les distributions de la masse reconstruite m_{rec} pour les différents lots du signal. Les événements utilisés sont sélectionnés après application du critère C7.

La figure 4.9 montre la distribution de la masse reconstruite pour les événements présélectionnés issus des données réelles et des données simulées. L'accord est bon, ce qui permet d'être confiant dans la procédure d'estimation de cette masse. La figure 4.11 permet de faire la même comparaison après l'application du critère C7. Elle montre en particulier la contribution des événements du type $\mathrm{W}^+\mathrm{W}^-$, et la distribution obtenue en incluant le processus du signal parmi les processus simulés.

Les événements réels sélectionnés sont associés à des valeurs de la variable m_{rec} réparties de manière semblable à la distribution obtenue à partir des processus standards simulés. On peut noter une certaine accumulation des points vers les grandes valeurs de m_{rec} , qui reste cependant compatible avec le bruit de fond. Parallèlement, un seul événement a une masse reconstruite inférieure à 56 GeV/c^2 lorsque j'exige $F_{\mathrm{cscs}} > -0,58$, et ce même événement est le seul ayant une masse inférieure à 60 GeV/c^2 lorsque j'exige $F_{\mathrm{cscs}} > -0,36$.

Il est intéressant d'étudier cet événement plus en détail, car sa présence a une grande influence sur la sensibilité finale à la présence du signal (*cf* chapitre 7). Les figures 4.12 et 4.13 montrent différentes vues dans l'espace des particules reconstruites de l'événe-

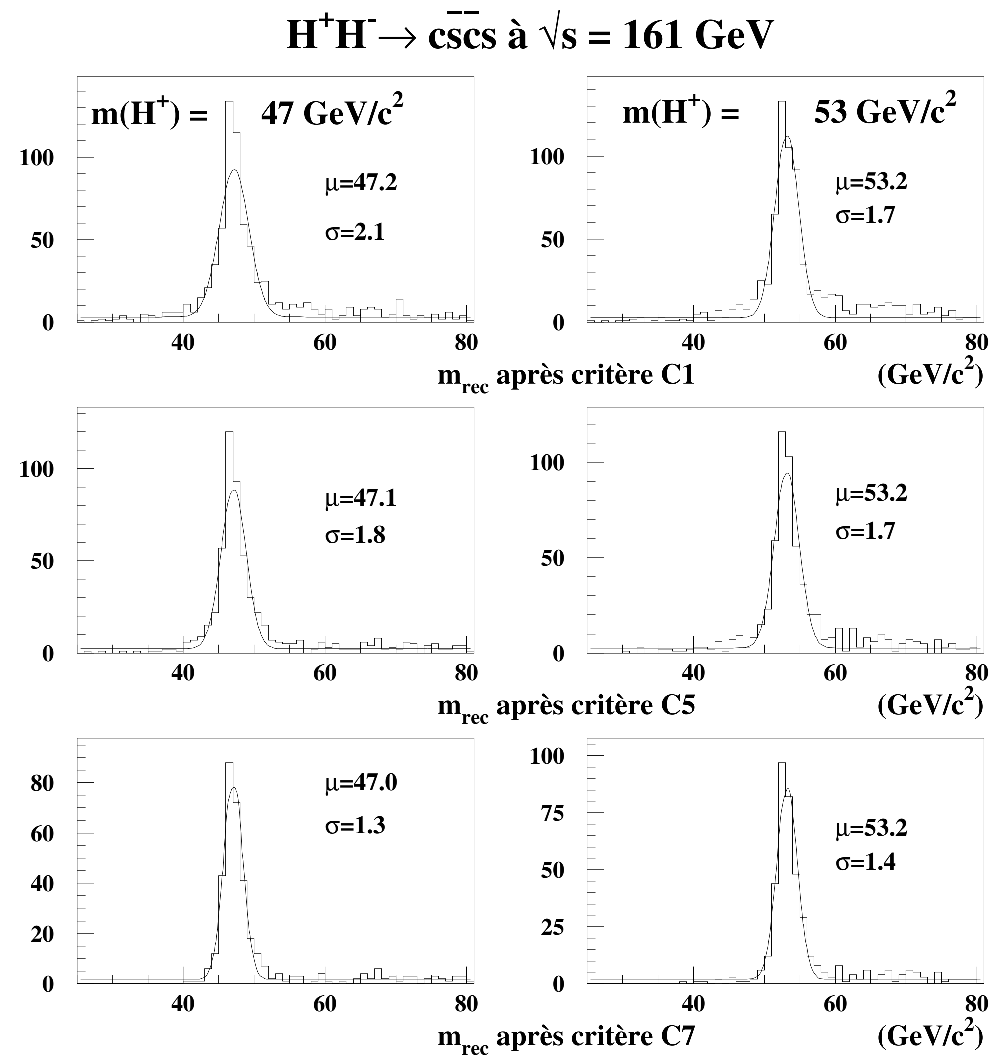


FIG. 4.10 – Distributions de la masse reconstruite par l'ajustement cinématique à cinq contraintes, pour deux lots d'événements du signal, et trois niveau de sélection : après la présélection hadronique, après la sélection d'événements à quatre jets, et après l'application du critère reposant sur le χ^2 de l'ajustement.

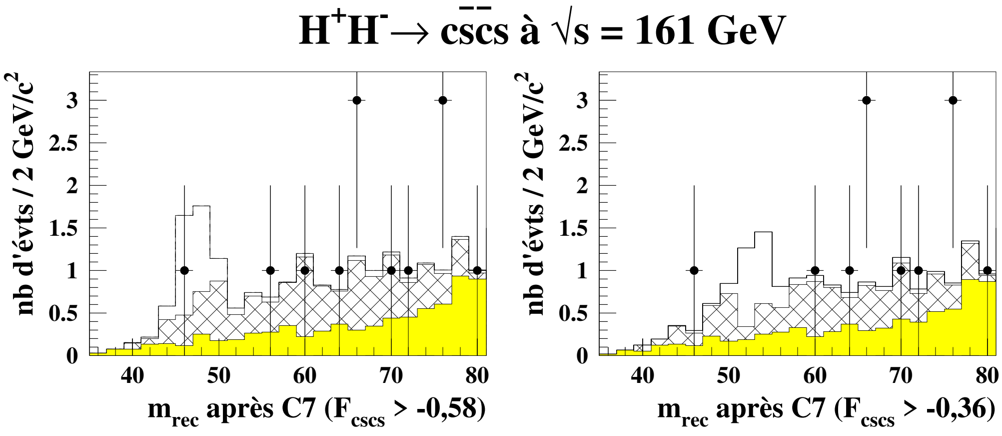


FIG. 4.11 – Distributions de la masse reconstruite par l'ajustement cinématique à cinq contraintes, après application du critère sur le χ^2 et pour les deux coupures sur F_{cscs} . Les points représentent les données réelles; l'histogramme hachuré les données obtenues à partir de l'ensemble des processus standards simulés; l'histogramme gris les données obtenues à partir de la simulation du processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-}$; et l'histogramme blanc est obtenu à partir de la simulation de tous les processus, signal compris (et normalisé au nombre d'evts attendus compte-tenu de l'efficacité de sélection).

ment . Certaines caractéristiques de cet événement sont regroupées dans le tableau 4.12. En particulier, on peut remarquer que l'une des particules chargées, dont la quantité de mouvement a une valeur mesurée de 7,8 GeV/c, est identifiée comme un méson K^+ par le détecteur central à imagerie Čerenkov , le RICH . Or la présence d'un kaon chargé énergétique peut être le signe de la production d'un quark s initial. Les caractéristiques de cet événement , stables en changeant la distance d'agrégation comme le montre le tableau 4.12, en font un bon candidat pour le signal. Cependant sa présence est compatible avec ce qui est attendu des processus de bruit de fond $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\bar{q}}(\mathrm{n}\gamma)$ et $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-}$.

Le dernier critère de la sélection est choisi de manière à conserver plus de 80% des événements du signal préalablement sélectionnés pour les différents lots utilisés, tout en tenant compte de la symétrie de la distribution de m_{rec} autour de $m_{\mathrm{H}^\pm}$. Je choisis par conséquent :

C8: $m_{\mathrm{H}^\pm} - 3 < m_{rec} < m_{\mathrm{H}^\pm} + 3$

Les effets de l'application de ce critère sont montrés dans le tableau 4.13 ci-dessous et dans le tableau 4.14 du paragraphe 4.6. Les calculs de sensibilité à la présence d'un éventuel signal utilisent les résultats obtenus par les sélections adaptées à chaque lot d'événements du signal, et sont expliqués dans la section 7.

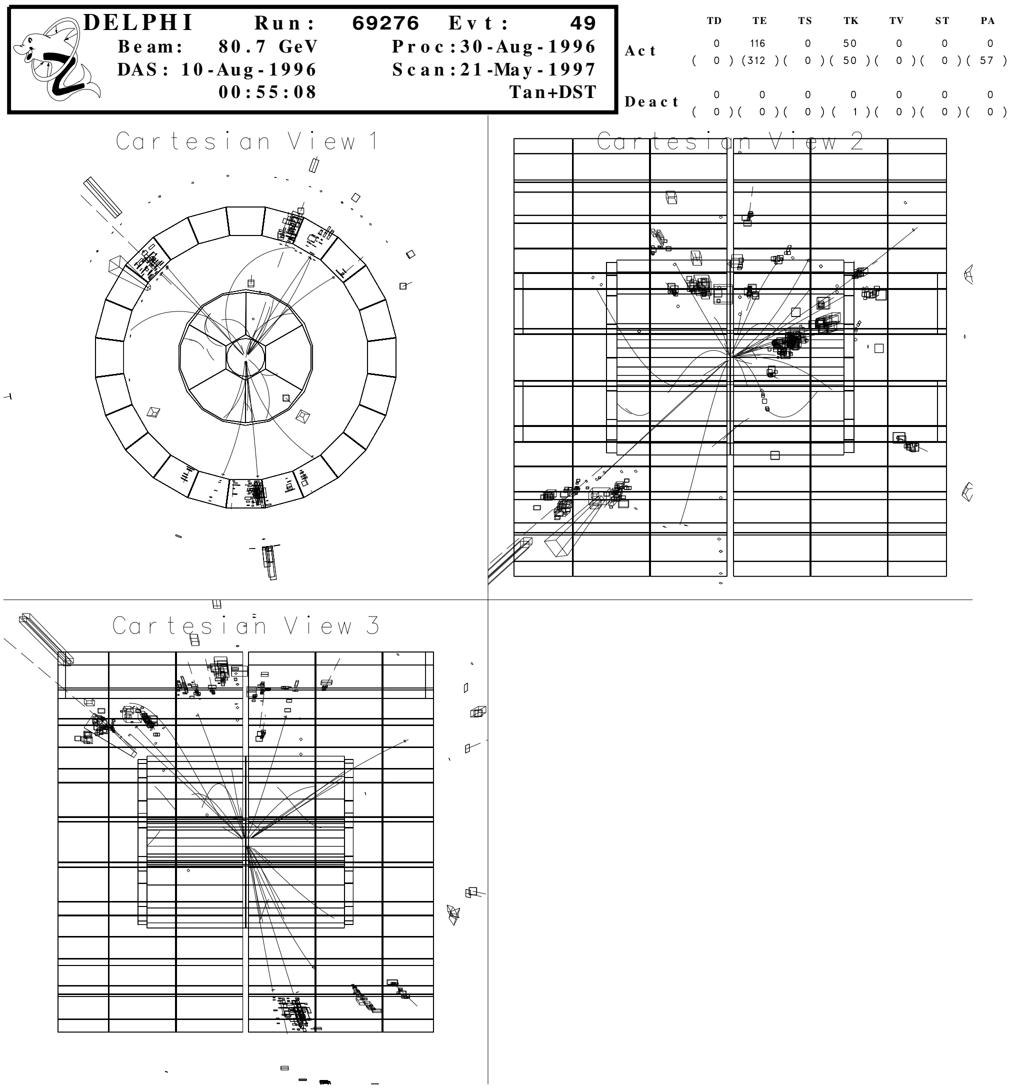


FIG. 4.12 – Evénement réel sélectionné avec une masse reconstruite de 46,2 GeV/c^2 par l'analyse hadronique. Les différentes vues sont les projections sur les plans (O, x, y), (O, x, z) et (O, y, z). Les modules TPC et HPC sont représentés.

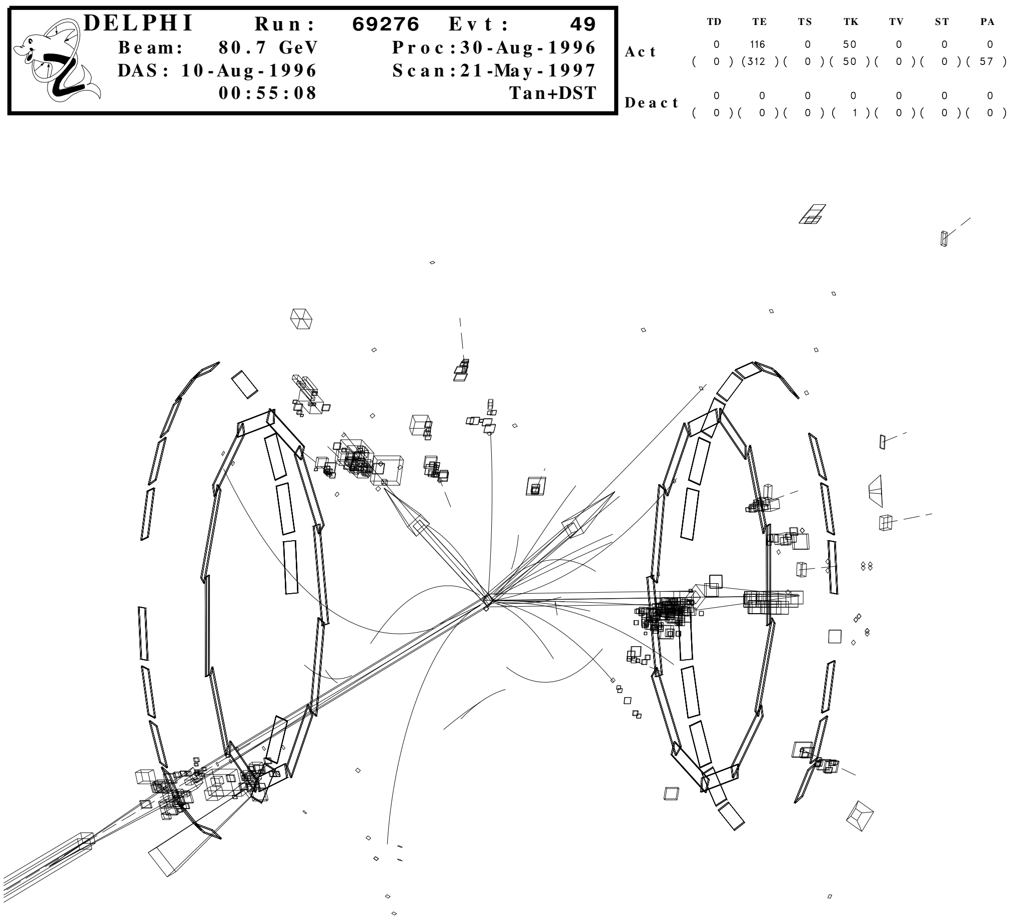


FIG. 4.13 – Evénement réel sélectionné avec une masse reconstruite de 46,2 GeV/c^2 par l'analyse hadronique. Les quatre jets reconstruits sont représentés par les flèches. Les modules dessinés sont les détecteurs de photons placés avec des angles polaires de 40° et de 140°.

K^+	$P = 7,8\,\mathrm{GeV}/c$	$\theta = 107°$
Agrégation	JADE	DURHAM
E_1	51,6	51,0
θ_1	69,3	69,9
E_2	43,5	43,5
θ_2	126,0	126,0
E_3	26,6	27,2
θ_3	27,7	26,8
E_4	24,7	24,7
θ_4	99,7	99,7
χ^2_{4c}/d.d.l.	1,16	1,09
χ^2_{5c}/d.d.l.	0,95	0,88
m_{rec}	46,21	46,27

TAB. 4.12 – Quelques caractéristiques de l'événement sélectionné dans les données réelles par l'analyse de la topologie hadronique. Les énergies des jets sont données en GeV/c, les angles polaires en degrés, et les masses reconstruites en GeV/c^2.

$H^+H^- \to c\bar{s}\bar{c}s$: (C8) m_{rec}					
Données Réelles	Données Simulées	$q\bar{q}$	W^+W^-	ZZ	H^+H^-
1	1,86±0,3	1,32	0,52	0,02	34,2%
		0,09%	1,56%	0,45%	

TAB. 4.13 – Effet de l'application du critère de sélection reposant sur la valeur de la masse reconstruite et adapté aux événements du lot de référence du signal, engendrés avec $m_{H^\pm} = 47\,\mathrm{GeV}/c^2$. La description des nombres est donnée dans la légende du tableau 4.1

4.5 Etude des incertitudes systématiques

Il existe différentes sources d'incertitudes systématiques à ce type d'analyse : la luminosité intégrée est connue avec une précision limitée, les sections efficaces des processus de bruit de fond sont estimées à partir de la simulation des événements , et dépendent donc des programmes de génération utilisés. La source principale des erreurs est cependant l'ensemble des imperfections de la simulation des événements des différents processus à l'intérieur du détecteur. Ceci se traduit par les désaccords éventuellement observés dans les distributions des observables, entre les données réelles et les données simulées. Dans le cas présent, et dans le but de quantifier ces différences, des comparaisons sont faites entre les données au niveau de la présélection hadronique et au niveau de la sélection des événements à quatre jets, avant l'ajustement cinématique à quatre contraintes. En effet, les événements sélectionnés à ces deux niveaux ne sont pas du même type : après le critère C1, la majorité d'entre eux sont des événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ radiatifs qui deviennent très minoritaires après l'application du critère C3. On peut ainsi constater que le désaccord entre les nombres d'événements sélectionnés par le critère C1 n'est pas dû aux événements à quatre jets qui sont mieux reproduits par la simulation au niveau de la sélection du critère C3.

Afin d'évaluer l'erreur systématique sur les nombres d'événements simulés et sélectionnés après application du critère C3, les valeurs limites imposées aux variables des critères C2 et C3 ont été diminuées puis augmentées, séparément, d'une quantité définie par quatre fois la résolution expérimentale obtenue sur la variable considérée, en se basant sur les résultats de la référence [39]. Les variations de même signe obtenues sur l'efficacité de sélection des événements de chaque processus ont été ajoutées quadratiquement. De plus des événements du processus $q\bar{q}(n\gamma)$ ont été engendrés en utilisant le programme `ARIADNE`, au lieu de `JETSET`, pour modéliser la fragmentation et l'hadronisation, et leurs efficacités de sélection ont été obtenues avec la même méthode d'évaluation des erreurs. Cette étude permet d'estimer une erreur relative de 2,5% sur les efficacités de sélection, après application du critère C3, de tous les processus simulés.

Cette erreur de 2,5% ne permet pas d'expliquer le désaccord quantitatif observé au niveau de la présélection hadronique. Celui-ci est attribué à une modélisation imparfaite du processus $q\bar{q}(n\gamma)$ uniquement, bruit de fond dominant à ce niveau de la sélection. Afin de prendre en compte le désaccord observé, une incertitude relative de 8% est ajoutée quadratiquement à l'erreur estimée sur l'efficacité de sélection des événements du processus $q\bar{q}(n\gamma)$.

Cette étude conduit à évaluer les incertitudes systématiques sur les efficacités de sélection des événements , à 7,0% pour l'ensemble des processus de bruit de fond et à 2,6% pour le signal, indépendemment de la masse du boson $H^\pm$. Ces nombres sont utilisés pour obtenir le tableau 4.14.

4.6 Efficacités finales de sélection et bruit de fond résiduel

Le tableau 4.14 montre, pour chaque intervalle définissant le critère C8 et adapté à l'un des lots d'événements simulés du signal, le nombre d'événements sélectionnés dans les données réelles, le nombre d'événements attendus en se basant sur les processus standards simulés, et l'efficacité finale de sélection du signal. Les erreurs statistiques et systématiques sont en particulier indiquées.

Les efficacités finales de sélection du signal sont comprises entre 23% et 37%. Le nombre minimal est obtenu pour le lot d'événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 41\ \mathrm{GeV}/c^2$. Ceci est dû au critère reposant sur la valeur de $\sqrt{s'}$, et au choix de la coupure sur la fonction discriminante, optimisée pour des événements du signal engendrés avec de plus grandes masses. Les efficacités de sélection des événements engendrés avec $m_{H^\pm} \geq 44\ \mathrm{GeV}/c^2$ sont toutes supérieures à 30%.

$H^+H^- \to c\bar{s}\bar{c}s$						
$m_{H^\pm}$ (GeV/c^2)	Intervalle de sélection	Données réelles	Données simulées	$q\bar{q}$	W^+W^-	H^+H^- (%)
41	$38 < m_{rec} < 44$	0	$0,56 \pm 0,12 \pm 0,04$	$0,21 \pm 0.12 \pm 0,03$	$0,35 \pm 0,05 \pm 0,01$	$23,4 \pm 1,5 \pm 0,6$
44	$41 < m_{rec} < 47$	1	$1,16 \pm 0,23 \pm 0,08$	$0,77 \pm 0.23 \pm 0,04$	$0,39 \pm 0,05 \pm 0,01$	$30,0 \pm 1,6 \pm 0,8$
47	$44 < m_{rec} < 50$	1	$1,86 \pm 0,30 \pm 0,13$	$1,32 \pm 0.30 \pm 0,09$	$0,53 \pm 0,06 \pm 0,01$	$34,2 \pm 1,7 \pm 0,9$
50	$47 < m_{rec} < 53$	0	$1,71 \pm 0,28 \pm 0,12$	$1,11 \pm 0.28 \pm 0,08$	$0,59 \pm 0,06 \pm 0,02$	$32,7 \pm 1,6 \pm 0,8$
53	$50 < m_{rec} < 56$	0	$1,85 \pm 0,30 \pm 0,13$	$1,18 \pm 0.28 \pm 0,08$	$0,65 \pm 0,06 \pm 0,02$	$37,1 \pm 1,7 \pm 1,0$
56	$53 < m_{rec} < 59$	0	$2,07 \pm 0,30 \pm 0,14$	$1,18 \pm 0.28 \pm 0,08$	$0,86 \pm 0,08 \pm 0,03$	$31,4 \pm 1,5 \pm 0,8$

TAB. 4.14 – En fin d'analyse : masse testée, intervalle de sélection du critère C8, nombre d'événements sélectionnés dans les données, nombre dévénements attendus d'après la simulation des processus standards et efficacité finale de sélection du signal. Les erreurs statistiques et systématiques sont indiquées.

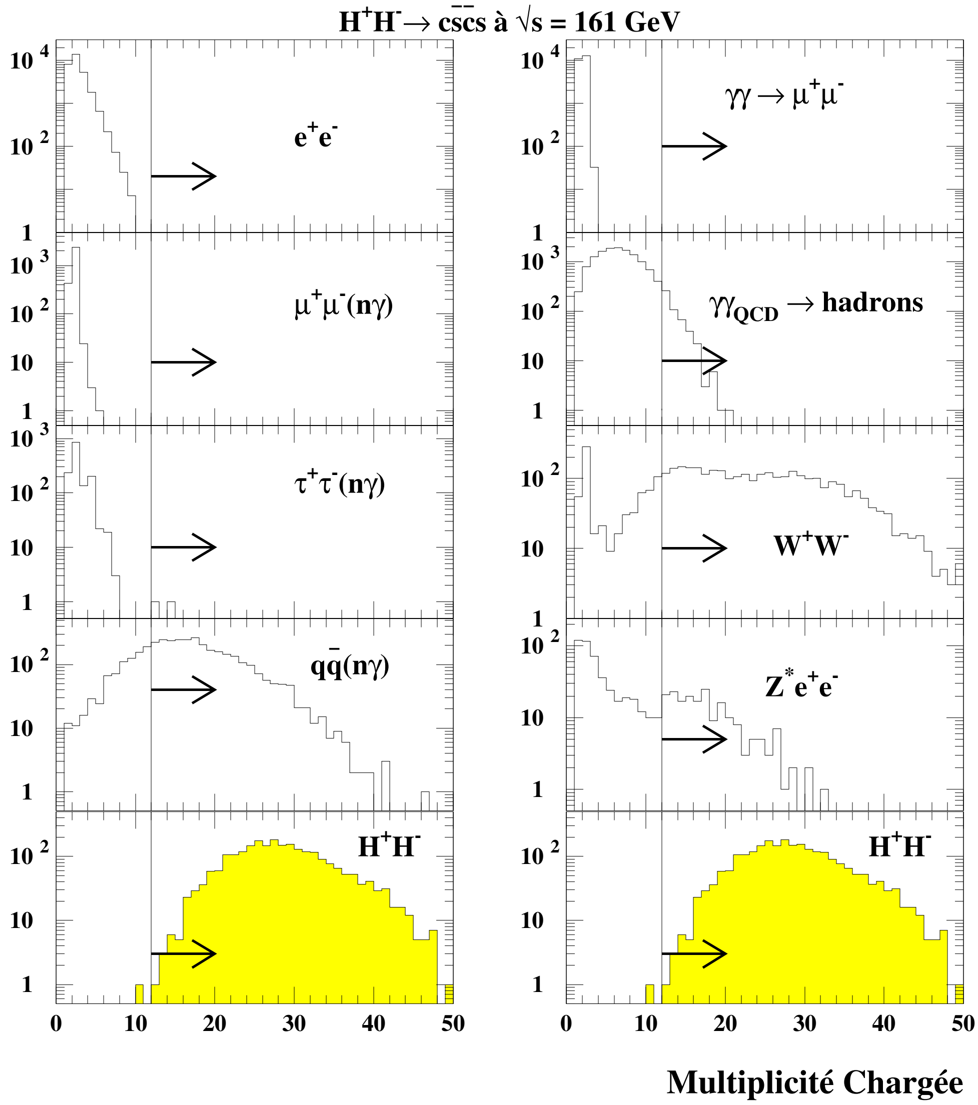


FIG. 4.14 – Distribution du nombre de particules chargées, pour quelques processus de bruit de fond et le signal. Aucune sélection n'est appliquée sur les événements utilisés. Les flèches indiquent les valeurs autorisées par la présélection hadronique.

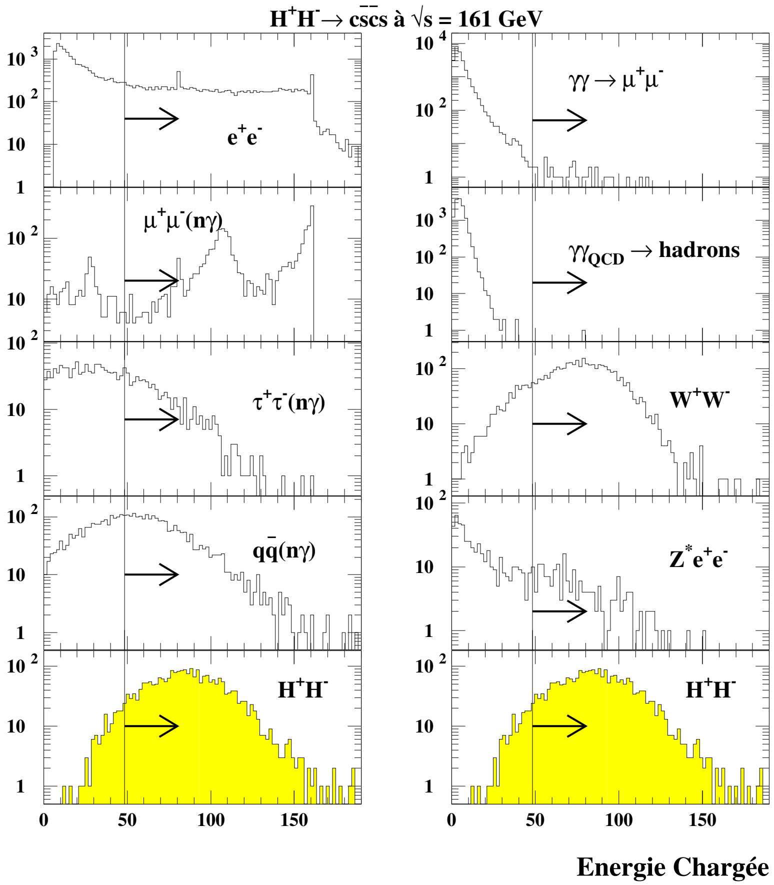


FIG. 4.15 – Energie des particules chargées des événements de quelques processus de bruit de fond et du signal. Aucune sélection n'est appliquée sur les événements utilisés. Les flèches indiquent la présélection hadronique.

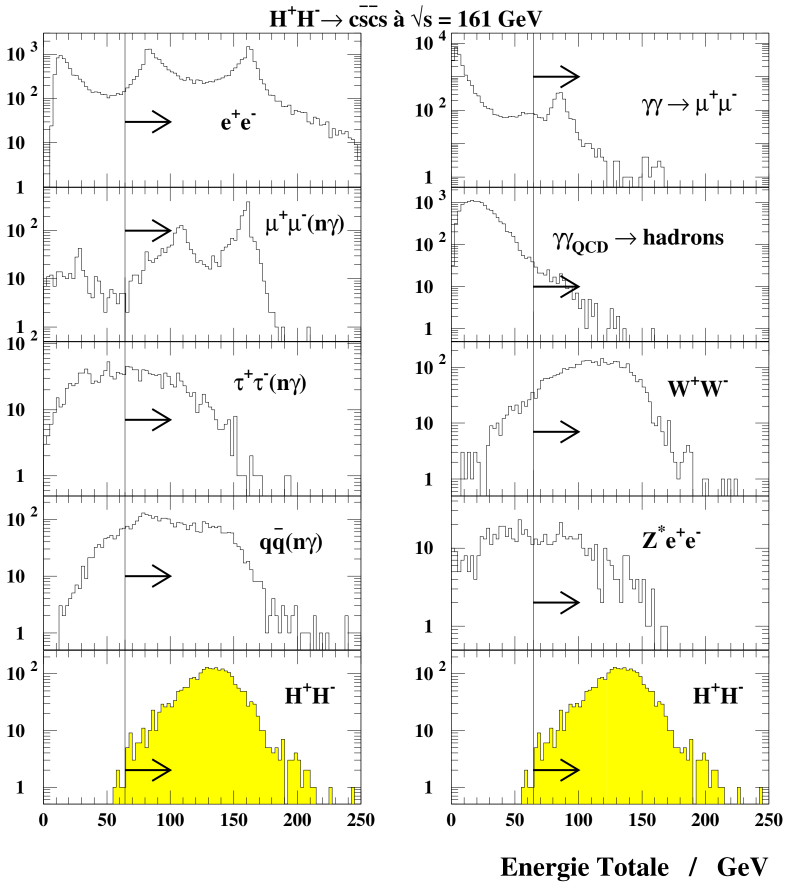


FIG. 4.16 – Energie totale des événements de quelques processus de bruit de fond et du signal. Aucune sélection n'est appliquée sur les événements utilisés. Les flèches indiquent la présélection hadronique.

4.7 Etude des données de LEP133

La démarche d'analyse adoptée pour cette étude est similaire à celle utilisée précédemment. Des différences interviennent cependant au niveau de la sélection des événements à quatre jets. En effet, à 133 GeV, le processus $e^+e^- \to W^+W^-$ a une section efficace trop petite pour être une source de bruit de fond gênante, et le processus $e^+e^- \xrightarrow{\gamma^\star/Z^\star} f\bar{f}(n\gamma)$ a une section efficace égale à deux fois celle de 161 GeV. Par conséquent, les événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ constituent un bruit de fond dominant et plus important qu'à plus haute énergie. C'est pourquoi le rejet des événements du type $q\bar{q}$ ayant au moins un photon ISR énergétique est renforcé, au détriment d'une perte en efficacité de sélection des événements du signal.

4.7.1 Sélection des événements à quatre jets

Présélection hadronique

La présélection hadronique est identique à celle utilisée pour l'étude des données de LEP161 :

C1: $M_{ch} \geq 12$, $E_{ch} \geq 0,3 \cdot \sqrt{s}$, $E_{tot} \geq 0,4 \cdot \sqrt{s}$.

Elle garde 98% des événements du signal de référence (composé de 800 événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 44\,\mathrm{GeV}/c^2$) et sélectionne 1283 événements dans les données réelles, 1300±7 (erreur statistique) étant le nombre attendu d'après les simulations. L'accord numérique entre les données réelles et les données simulées est donc satisfaisant. Les formes des distributions sont aussi correctement reproduites par la simulation, comme l'illustrent les figures 4.17 (p. 152) à 4.19 (p. 157), qui sont réalisées à partir des événements présélectionnés.

Plus de 98% des événements composant le bruit de fond proviennent à ce niveau du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$. Les interactions à deux photons y participent de manière négligeable (0,2%); les processus à quatre fermions sont la source des autres événements. Ces informations sont regroupées dans le tableau 4.17 (p. 154).

Rejet des événements radiatifs

Le rejet des événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ ayant au moins un photon ISR énergétique utilise tout d'abord l'énergie réduite $\sqrt{s'}$ et l'énergie de la particule neutre électromagnétique la plus énergétique, $E_\gamma^{\max}$. Comme je l'ai annoncé plus haut, la coupure appliquée sur $\sqrt{s'}$ est plus stricte que pour l'étude réalisée avec $\sqrt{s} = 161$ GeV : je rejette effectivement tous les événements reconnus comme ayant un photon de plus de 20 GeV, soit environ 15% de $\sqrt{s}$, alors que pour $\sqrt{s} = 161$ GeV, je rejetais à l'aide de cette variable les événements ayant un photon ISR de plus de 35 GeV, soit 21% de $\sqrt{s}$. Par conséquent, je contrôle la qualité de ce critère de sélection en étudiant son effet sur les événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ engendrés avec au moins un photon de plus de 15 GeV, ce qui est plus strict qu'à plus haute énergie. Au niveau de la présélection hadronique, ces événements représentent 70% de tous les événements du type $q\bar{q}$.

Le critère C2 regroupe donc les coupures sur $\sqrt{s'}$ et $E_\gamma^{\max}$:

C2: $\sqrt{s'} > 0,84 \cdot \sqrt{s}$ et $E_\gamma^{\max} < 20$ GeV

Ce critère sélectionne 73% des événements du signal de référence et rejette 93,3% des événements radiatifs définis comme précédemment et présélectionnés par le critère C1. Parmi les événements radiatifs restant, 60% ont au moins un photon dans l'acceptance du détecteur.

Les particules des événements sont à présent agrégées en quatre jets. La distance de DURHAM est utilisée pour cela, car la discrimination obtenue en fin d'analyse, entre le signal et le bruit de fond, est meilleure que lorsque l'agrégation est réalisée avec la distance de JADE . Cette différence est en particulier illustrée par le fait que l'algorithme de Fisher associe aux variables obtenues à l'issue de l'agrégation par la distance de DURHAM un pouvoir discriminant supérieur aux mêmes variables calculées en utilisant la distance de JADE (voir le tableau 4.16).

Deux caractéristiques des jets sont utilisées pour rejeter les événements radiatifs : la multiplicité chargée et l'énergie électromagnétique . Ces deux variables permettent de s'assurer que les jets reconstruits résultent de l'hadronisation d'un parton, et non de l'agrégation d'un photon énergétique avec d'autres particules. L'énergie électromagnétique, E_{em}^j , en particulier, est calculée de la manière suivante :

- si une particule neutre est obtenue à partir d'un dépôt dans l'un des calorimètres électromagnétiques , son énergie est ajoutée à E_{em}^j ;

- si une particule chargée est associée à un dépôt d'énergie E_{ass} dans l'un des calorimètres électromagnétiques , E_{ass} est ajouté à E_{em}^j .

- E_{em}^j est divisée par l'énergie du jet, obtenue par la somme des énergies des particules agrégées.

Or, il peut advenir qu'une particule chargée soit associée par erreur à un photon énergétique, lorsqu'ils sont peu isolés l'un de l'autre. Dans ce cas, l'information sur ce photon est perdue si je ne tiens pas compte de cette énergie associée, ce qui est le cas pour les calculs de $\sqrt{s'}$ ou de $E_\gamma^{\max}$. Par conséquent, E_{em}^j permet de récupérer cette information et dans ce cas, a une valeur supérieure à l'énergie du jet. Ceci explique les valeurs supérieures à 1 observée dans la figure 4.18.

Le critère de sélection C2 reposant sur les variables M_{ch}^j et E_{em}^j est le suivant :

C3: $M_{ch}^j \leq 2$ et $E_{em}^j < 0,9$

Ce critère sélectionne 67% des événements du signal de référence et rejette 97% des événements radiatifs présélectionnés. Parmi les événements restant, 40% ont au moins un photon dans l'acceptance du détecteur.

Utilisation des variables de forme

La variable obtenue en additionnant les moments d'ordre de 2 et 4 de Fox-Wolfram est utilisée à ce niveau de sélection. Je n'utilise pas d'autre variable, comme $E_j^{\rm min} \times \alpha_{kl}^{\rm min}$ ou $Y_{34}^{\rm DUR}$, car elles interviennent dans la fonction multidimensionnelle utilisée plus loin, et ajouter des coupures sur ces variables n'améliore pas la discrimination entre le signal et le fond en bout d'analyse. Le critère C4 est le suivant :

C4: $H_2 + H_4 < 1,0$

La valeur de la limite est choisie de manière à optimiser la discrimination finale entre les événements du signal et les événements du bruit de fond dominant, du type $\rm q\bar{q}$.

Ce critère sélectionne 64% des événements du signal de référence et rejette 98,7% des événements radiatifs présélectionnés.

Utilisation d'un ajustement cinématique à quatre contraintes

Le dernier critère de sélection des événements à quatre jets repose comme à plus haute énergie sur le résultat d'un ajustement cinématique imposant la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Un événement est sélectionné s'il vérifie :

C5: $\chi^2_{4c} < 3,5$

Après cette sélection des événements à quatre jets, l'efficacité de sélection du signal est de 63%, inférieure à celle obtenue dans l'étude des données de LEP161 (71%) car le rejet des événements radiatifs est plus strict. La proportion d'événements du fond dominant $\rm q\bar{q}$ sélectionnés, parmi ceux présélectionnés, est de 5,3%. Ce lot contient encore 14% d'evts radiatifs avec au moins un photon de plus de 15 GeV, mais plus de 99% de ces événements présélectionnés ont été rejetés. Parmi ces événements radiatifs restant, un tiers contient deux photons ISR énergétiques aux directions de vol opposées, et 13% contient au moins trois photons ISR. Le tableau 4.15 montre l'évolution de la population d'événements $\rm q\bar{q}(n\gamma)$ radiatifs au cours de l'analyse. En particulier, la coupure sur la fonction multidimensionnelle améliore le rejet de ces événements .

Après l'application du critère C5, 66 événements sont sélectionnés dans les données réelles, le nombre attendu étant de 69,9±2,0 (erreur statistique). Le bruit de fond sélectionné est presque exclusivement composé d'événements du type $\rm q\bar{q}(n\gamma)$ (voir le tableau 4.17).

4.7.2 Analyse multidimensionnelle

Similairement à l'analyse des données de LEP161, une fonction linéaire de plusieurs variables est construite à l'aide de l'algorithme de Fisher pour discriminer efficacement entre une population de 1000 événements du signal engendrés avec $m_{\rm H^\pm} = 44$ et 46 GeV/c^2 et une population de 2000 événements du bruit de fond dominant $\rm q\bar{q}(n\gamma)$. Tous

Rejet des événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$			
Critère de sélection	Nb d'événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$	événements radiatifs proportion (%)	efficacité (%)
C1	22157	69,9	100
$\sqrt{s'}$,$E_{\gamma}^{\max}$	6898	15,1	6,7
M_{ch}^{j}	5208	11,3	3,8
E_{em}^{j}	4721	10,2	3,1
$H_2 + H_4$	1255	16,5	1,3
χ^2_{4c}	1180	13,4	1,0
$F_{\rm cscs}$	127	9,4	0,08
χ^2_{5c}	87	10,3	0,06

TAB. 4.15 – Evolution de la population des événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ au cours de la sélection. Sont indiqués, de gauche à droite, le critère de sélection appliqué, le nombre d'événements du bruit de fond $e^+e^- \to f\bar{f}(n\gamma)$ (composé au niveau de la présélection hadronique d'événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$) sélectionnés après l'application du critère; la proportion relative, parmi ce lot, d'événements radiatifs, c'est-à-dire engendrés avec au moins un photon ISR de plus de 15 GeV; et l'efficacité de sélection des événements radiatifs présélectionnés par le critère C1.

les événements utilisés vérifient les critères C1 et C2. Les variables utilisées pour l'entraînement de la fonction sont les mêmes que pour l'étude des données de LEP161. En particulier, les variables $\alpha_{kl}^{\min}$ (plus petit angle entre deux jets parmi les quatre), $E_j^{\min}$ (plus petite énergie des jets), leur produit $E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min}$, et la distance caractéristique minimale entre deux jets, Y_{34} , sont introduites deux fois, calculées en utilisant la distance de DURHAM et la distance de JADE pour agréger les particules en quatre jets. Le tableau 4.16 montre les pouvoirs discriminants de ces variables tels que l'algorithme de Fisher les calcule.

Variables	Moyenne et écart-types des lots d'événements $e^+e^- \to H^+H^-$	$e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$	Pouvoir discriminant
$(\alpha_{kl}^{\min})_{\rm DUR}$	1,04±0,33	0,40±0,29	0,505
$\ln(Y_{34}^{\rm DUR})$	-4,3±1,1	-6,6±1,2	0,500
$(E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min})_{\rm JADE}$	15,3±7,9	3,6±3,5	0,499
$(E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min})_{\rm DUR}$	14,8±7,8	3,7±3,3	0,488
$\ln(Y_{34}^{\rm JADE})$	-3,5±0,8	-5,5±1,1	0,464
$(\alpha_{kl}^{\min})_{\rm JADE}$	1,07±0,32	0,48±0,30	0,460
$\lvert\frac{\pi}{2} - \theta_{sph}\rvert$	0,39±0,28	0,59±0,35	0,084

TAB. 4.16 – Valeurs moyennes, écart-types et pouvoirs discriminants de quelques variables utilisées dans l' entraînement de la fonction $F_{\rm cscs}$.

Comme ce tableau le montre, la variable la plus discriminante n'est pas le produit

$E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min}$ comme c'était le cas pour l'analyse des données de LEP161, mais l'angle $\alpha_{kl}^{\min}$ lorsqu'il est calculé en agrégeant les particules en quatre jets à l'aide de la distance de DURHAM . Au pas suivant de l'algorithme, la variable $\ln(Y_{34}^{\mathrm{DUR}})$ est déterminée comme celle qui apporte la discrimination la plus importante en rentrant dans la composition de la fonction. La distance de DURHAM permet ainsi une meilleure discrimination entre le signal et le bruit de fond. La troisième variable intervenant dans l'expression de la fonction discriminante est $|\frac{\pi}{2} - \theta_{sph}|$, comme pour l'analyse des données de LEP161.

La fonction multidimensionnelle obtenue a l'expression suivante :

$$F_{\mathrm{cscs}} = 1,773 \times (\alpha_{kl}^{\min})_{\mathrm{DUR}} + 0,458 \times \ln(Y_{34}^{\mathrm{DUR}}) - 0,819 \times |\tfrac{\pi}{2} - \theta_{sph}|$$

La figure 4.17 montre la distribution de cette fonction pour les données réelles et les données simulées, lorsque les événements sont sélectionnés par le critère C1 et par l'ensemble des critères de la sélection des événements à quatre jets. La figure 4.19 montre les distributions des variables composant F_{cscs} . L'accord entre données réelles et données simulées est satisfaisant.

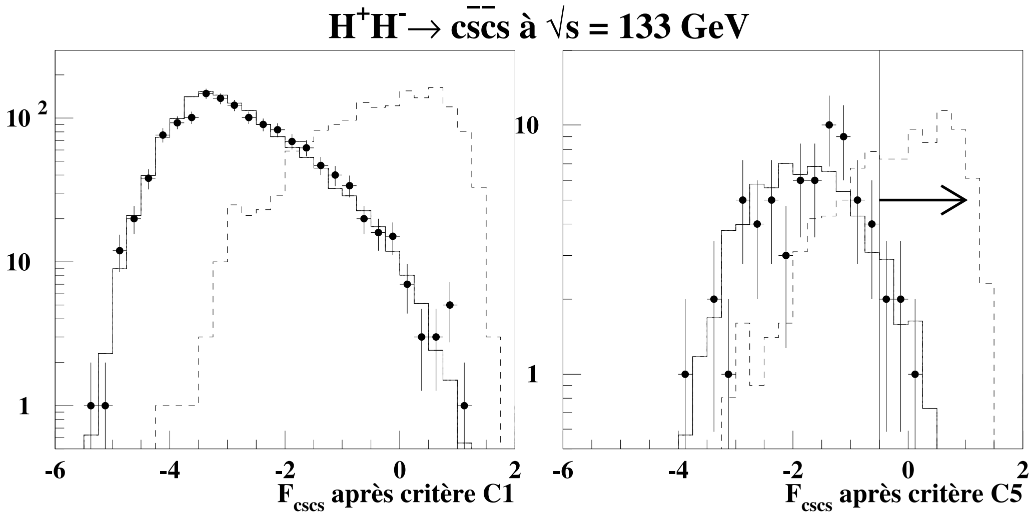


FIG. 4.17 – Distributions de la fonction multidimensionnelle utilisée dans l'analyse. Les points représentent les données réelles, les histogrammes à trait continu sont obtenus avec la simulation des processus standard, les histogrammes à trait discontinu sont obtenus avec le lot du signal composé de 1600 événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 44$ et $46\ \mathrm{GeV}/c^2$. Les distributions sont obtenues avec les événements vérifiant le critère de la présélection hadronique, à gauche, et avec les événements considérés comme ayant quatre jets, à droite. La coupure appliquée est indiquée par la flèche.

Le choix de la coupure sur la fonction discriminante est fixé de manière à rejeter 90% des événements du bruit de fond :

C6: $F_{\mathrm{cscs}} > -0,5$

Ce critère conserve 62% des événements du signal préalablement sélectionnés. Il est donc plus strict que dans le cas de l'étude des données de LEP161, mais permet d'obtenir un rapport N_s/N_b équivalent (où N_s désigne le nombre d'événements du signal, en prenant $m_{\mathrm{H}^\pm} = 44\,\mathrm{GeV}/c^2$, et N_b le nombre d'événements du type $\mathrm{q\bar{q}(n\gamma)}$). L'efficacité de sélection des événements du signal est de 39,4%. 5 événements sont sélectionnés dans les données réelles, pour un nombre attendu de 7,6±0,6 (erreur statistique).

Cette coupure contribue efficacement à rejeter les événements radiatifs : moins de 0,08% de ces événements présélectionnés sont conservés après l'application de ce critère.

4.7.3 Utilisation d'un ajustement cinématique à cinq contraintes

La reconstruction de la masse du boson $\mathrm{H}^\pm$ est réalisée comme à plus haute énergie : le premier ajustement cinématique permet de choisir les deux paires de jets parmi les six possibles, de manière à minimiser la différence entre les masses invariantes des *bijets* ajustés; et un deuxième ajustement est appliqué aux paramètres mesurés des jets, contraignant la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, et imposant l'égalité entre les masses invariantes des *bijets* choisis et ajustés.

Le critère reposant sur la qualité de l'ajustement est identique à l'analyse des données de LEP161 :

C7: $\chi^2_{5c} < 2,5/\mathrm{ddl}$

Après l'application de ce critère, 34,7% des événements du signal sont sélectionnés (la valeur moyenne du χ^2, pour le lot d'événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 44\,\mathrm{GeV}/c^2$, est de 1,6 par degré de liberté). 2 événements réels sont conservés, alors que 5,1±0,5 sont attendus d'après la simulation. L'un des deux événements est reconstruit avec une masse de 30,7 GeV/c^2, valeur basse pour le bruit de fond, et l'autre a une masse de 62,2 GeV/c^2, valeur beaucoup plus probable d'après la simulation du bruit de fond. La figure 4.20 (p. 158) illustre l'accord entre les données simulées et les données réelles, en montrant les distributions du χ^2 et de la masse reconstruite m_{rec}.

Le dernier critère de la sélection repose sur la variable m_{rec} et dépend de la valeur de la masse $m_{\mathrm{H}^\pm}$ testée. L'intervalle de valeurs autorisées pour m_{rec} est choisi égal à celui utilisé pour l'étude des données de LEP161, soit un intervalle de 6 GeV/c^2 centré sur la valeur de la masse $m_{\mathrm{H}^\pm}$ testée :

C8: $m_{\mathrm{H}^\pm} - 3 < m_{rec} < m_{\mathrm{H}^\pm} + 3$

Ce critère conserve 80% des événements du signal préalablement sélectionnés, et engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 44\,\mathrm{GeV}/c^2$.

Le tableau 4.17 résume l'analyse en montrant l'effet des critères de sélection sur les données réelles et simulées. Le dernier critère montré est celui testant l'hypothèse $m_{\mathrm{H}^\pm} = 44\,\mathrm{GeV}/c^2$.

Le tableau 4.18 rassemble les valeurs des efficacités finales de sélection du signal, pour les trois lots d'événements simulés, et des nombres d'événements sélectionnés dans les

$H^+H^- \to c\bar{s}\bar{c}s$ à $\sqrt{s}$ = 133 GeV						
Critère de sélection	Données Réelles	Données Simulées	$f\bar{f}(n\gamma)$	$\gamma\gamma$	autres processus	H^+H^-
Présélection	1283	1300±7	1283	5	12	98,0%
$\sqrt{s'}$,$E_\gamma^{\max}$	370	405±5	400	2	3	73,1%
M_{ch}^j ,E_{em}^j	256	281±4	279	0	1,9	67,3%
$H_2 + H_4$	72	74,3±2,0	72,8		1,5	63,6%
χ^2_{4c}	66	69,9±2,0	68,4		1,5	62,9%
F_{cscs}	5	7,6±0,6	7,3		0,3	39,4%
χ^2_{5c}	2	5,1±0,5	5,0		0,1	34,7%
$41 < m_{rec} < 47$	0	1,19±0,26	1,11±0,26		0,08±0,05	28,0%

TAB. 4.17 – Effet des différents critères de sélection sur les données réelles de LEP133 et sur les données simulées (les “autres processus” désignent les états finals à quatre fermions : $Z^\star e^+e^-$, W^+W^- , $Z^\star Z^\star$, $We\nu_e$). Une luminosité intégrée de 5,93 pb^{-1} est utilisée pour la normalisation. L'efficacité de sélection des événements du lot du signal, engendrés avec $m_{H^\pm} = 44\,\mathrm{GeV}/c^2$, est indiquée dans la dernière colonne. Les incertitudes indiquées sont statistiques.

données. Les erreurs systématiques y sont en particulier indiquées.

Etant donné le fait qu'un désaccord important apparaît en appliquant le critère de sélection reposant sur la fonction discriminante, la qualité de reproduction de la distribution de cette variable par les données simulées peut introduire un biais dans la sélection. Par conséquent, j'ajoute à l'estimation générale des erreurs systématiques, présentée dans la section 4.5, une évaluation reposant sur une comparaison quantitative du désaccord entre les données. J'applique pour cela une méthode détaillée dans la section 5.6 du chapitre 5, et que je décris brièvement ici :

1. je considère les distributions de la fonction discriminante obtenues à partir des données réelles et des données simulées, pour les événements sélectionnés après le critère C5 (χ^2_{4c});
2. je calcule la difference entre les valeurs moyennes de ces deux distributions;
3. je fais varier la coupure sur F_{cscs} de cette différence, en l'ajoutant ou en la soustrayant, et je note les nouvelles efficacités de sélection des processus simulés.

J'applique aussi cette procédure aux variables χ^2_{5c} et m_{rec} . Les différents écarts d'efficacité de sélection provenant des variations des différentes coupures sont ensuite sommés quadratiquement lorsqu'ils ont le même signe.

On peut constater dans le tableau 4.18 une décroissance importante de l'efficacité de sélection du signal pour le lot d'événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 55\,\mathrm{GeV}/c^2$. Ceci est dû à l'évolution de la distribution de la variable $\alpha_{kl}^{\min}$ intervenant dans l'expression de la fonction discriminante. Par simplicité, j'ai préféré ne pas adapter le critère C6 à la valeur de la masse testée, comme je l'ai fait pour l'analyse des données de LEP161. Comme on peut le constater sur la figure 7.1 du chapitre 7 (p.227), les efficacités obtenues pour les lots d'événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} < 50\,\mathrm{GeV}/c^2$ et la luminosité intégrée sont telles que l'analyse devient très peu sensible à des valeurs de $m_{\mathrm{H}^\pm}$ plus grandes que $50\ \mathrm{GeV}/c^2$. Une efficacité de sélection comparable pour le lot d'événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 55\,\mathrm{GeV}/c^2$ aurait apporté peu aux résultats finaux.

$\mathrm{H}^+\mathrm{H}^- \to \mathrm{c\bar{s}\bar{c}s}$ à $\sqrt{s} = 133$ GeV				
$m_{\mathrm{H}^\pm}$ (GeV/c^2)	Intervalle de sélection	Données réelles	Données simulées	$\mathrm{H}^+\mathrm{H}^-$ (%)
44	$41 < m_{rec} < 47$	0	$1,19 \pm 0,26 \pm 0,30$	$28,0 \pm 1,6\,^{+1,8}_{-1,9}$
46	$43 < m_{rec} < 49$	0	$1,02 \pm 0,24 \pm 0,33$	$28,1 \pm 1,6\,^{+1,1}_{-3,0}$
55	$52 < m_{rec} < 58$	0	$0,62 \pm 0,19 \pm 0,32$	$19,2 \pm 1,1\,^{+1,9}_{-1,7}$

TAB. 4.18 – Pour chaque intervalle de sélection du critère C8, associé à une hypothèse de masse ($m_{\mathrm{H}^\pm}$) : nombre d'événements sélectionnés dans les données, nombre d'événements attendus en se basant sur la simulation des processus standards et efficacité finale de sélection du signal. Les premières erreurs sont de source statistique, les deuxièmes de source systématique, calculées en appliquant la méthode décrite dans la section 5.6 du chapitre 5.

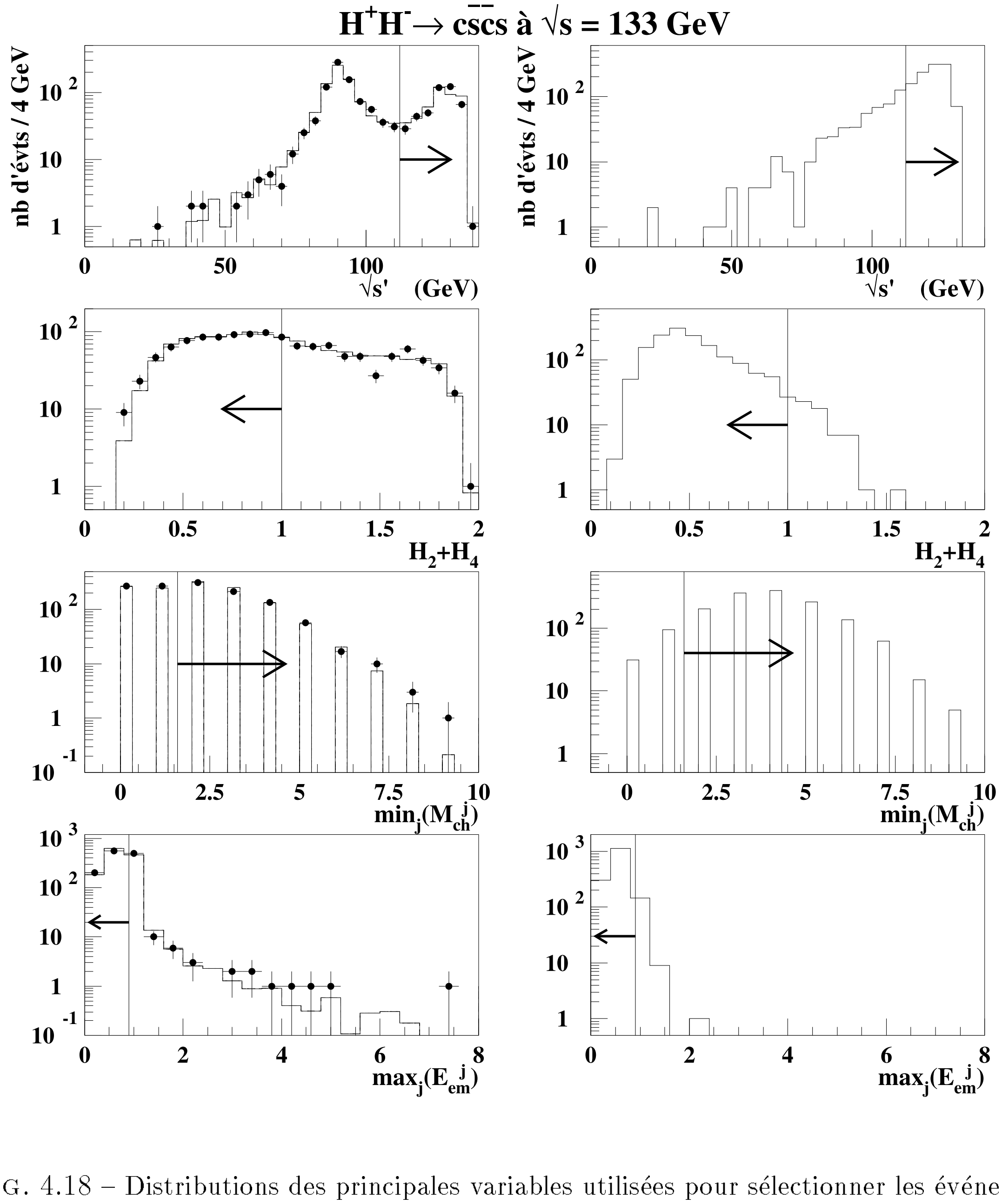


FIG. 4.18 – Distributions des principales variables utilisées pour sélectionner les événements à quatre jets. Les points représentent les données réelles, et sont superposés aux histogrammes obtenus avec la simulation des processus standard. A droite les histogrammes sont obtenus avec le lot du signal composé de 1600 événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 44$ et $46\,\mathrm{GeV}/c^2$. Les événements utilisés vérifient le critère de la présélection hadronique. Les coupures appliquées sont indiquées par les flèches.

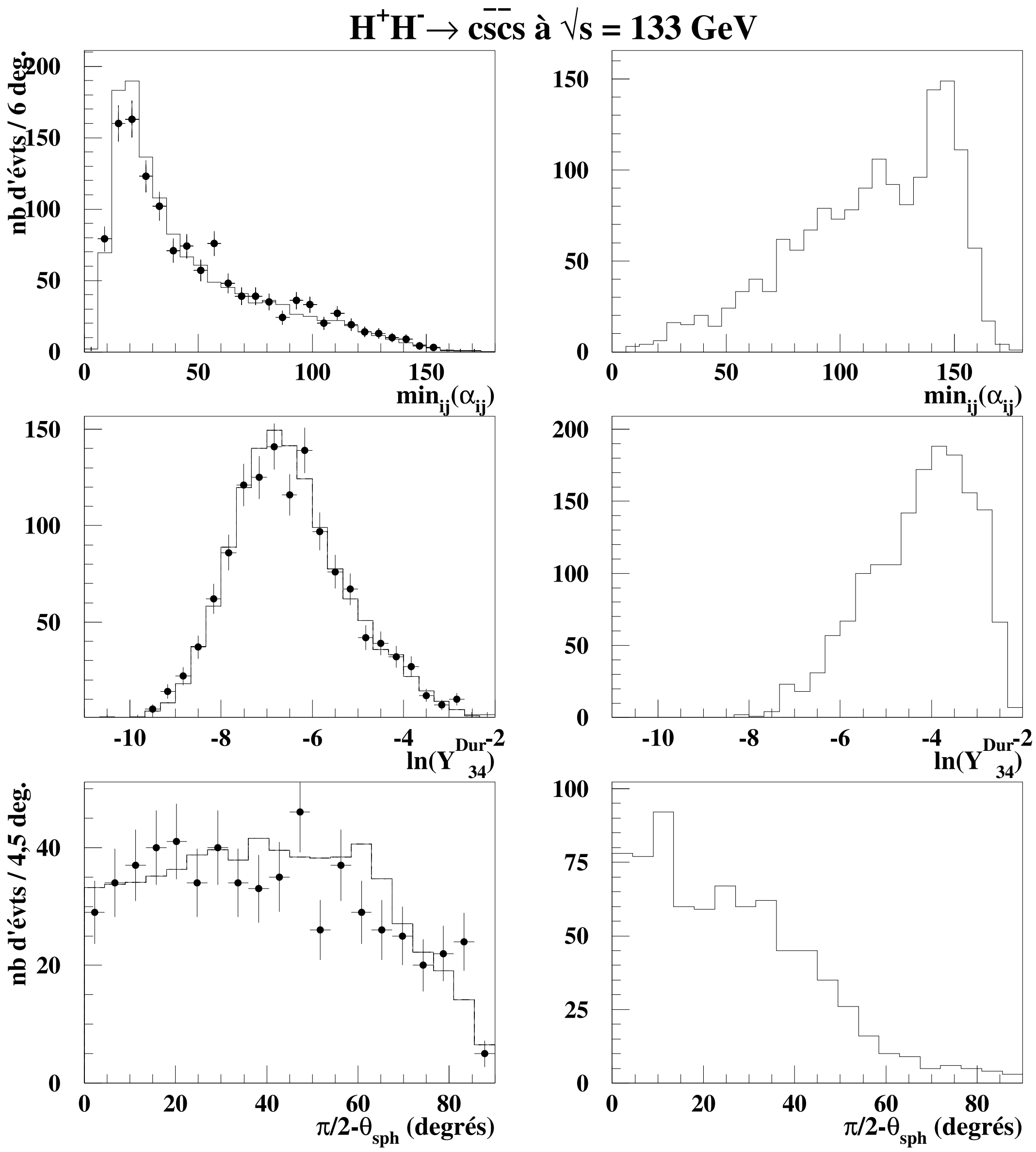


FIG. 4.19 – Distributions des variables composant la fonction discriminante multidimensionnelle F_{cscs} pour les processus standards simulés (histogrammes) superposés aux événements réels (points), à gauche, et pour le signal constitué de 1600 événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^{\pm}} = 44$ et $46\,\mathrm{GeV}/c^2$, à droite. Tous les événements utilisés vérifient le critère de présélection hadronique.

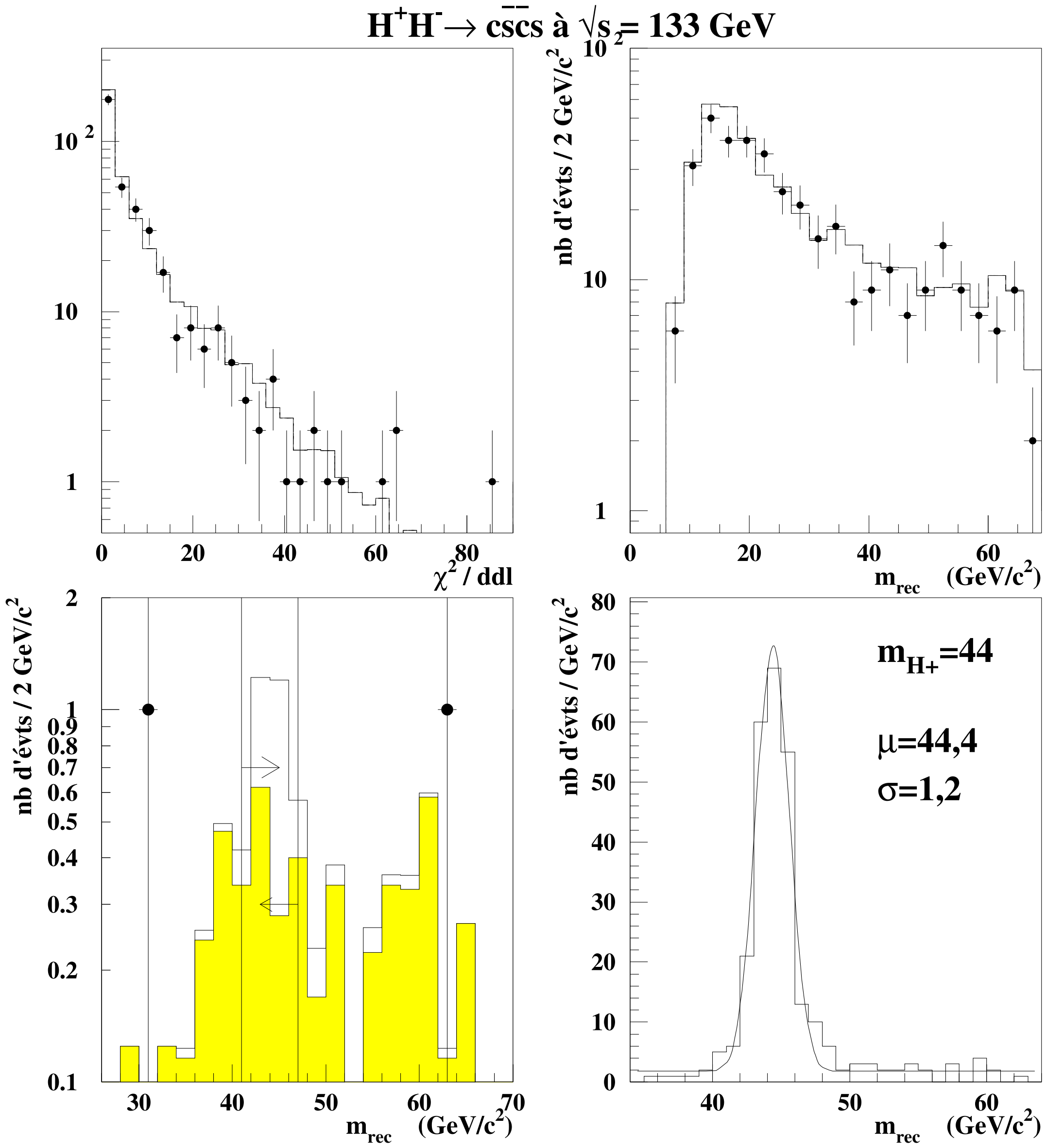


FIG. 4.20 – Distributions des variables m_{rec} et χ^2 obtenues à l'aide de l'ajustement cinématique contraint.
En haut, ces variables sont montrées pour les événements réels (points) et simulés (histogrammes) considérés comme ayant quatre jets.
En bas, les distributions de la masse reconstruite sont montrées pour les événements vérifiant tous les critères de sélection jusqu'à la coupure sur le χ^2 de l'ajustement. A gauche, l'histogramme gris clair est obtenu avec l'ensemble des bruits de fond et l'histogramme blanc avec tous les processus, le signal inclus (lot de 800 événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 44\,\mathrm{GeV}/c^2$) et normalisé au nombre d'événements attendus à ce niveau de la sélection. L'intervalle de valeurs autorisées par le critère ultime de la sélection est indiqué par les flèches. A droite, l'histogramme est obtenu avec les événements du signal. La distribution est ajustée par la somme d'une gaussienne, dont la valeur moyenne μ et l'écart-type σ sont indiqués, et d'un paramètre constant.

Chapitre 5

Recherche d'un signal dans la topologie semi-leptonique

5.1 Sélection des particules reconstruites

Les particules reconstruites sont sélectionnées pour l'analyse en suivant les mêmes critères que pour l'étude de la topologie à quatre jets, car les événements à sélectionner sont aussi de type hadronique. Cependant je crée des particules neutres supplémentaires, à partir de certaines particules chargées, en suivant la méthode décrite dans le paragraphe 3.4.1 du chapitre 3. Je résume ci-dessous les caractéristiques de ma sélection des particules, qui a été utilisée pour l'ensemble des données de LEP133 et LEP161 :

- PARTICULES NEUTRES
  - $E > 0,2$ GeV si l'énergie est déposée dans les calorimètres électromagnétiques
  - $E > 0,5$ GeV si l'énergie est déposée dans le calorimètre hadronique
  - $m = 0\,\mathrm{GeV}/c^2$
  - Normalisation du vecteur de la quantité de mouvement à l'énergie du faisceau si $E > \sqrt{s}/2$
- PARTICULES CHARGEES
  - $P > 0,1\,\mathrm{GeV}/c$
  - $|b_{r\phi}| < 4$ cm
  - $|b_z| < 10$ cm
  - $m = m_\pi$
  - Normalisation du vecteur de la quantité de mouvement à l'énergie du faisceau si $E > \sqrt{s}/2$

- Pour les particules ainsi choisies, E_{calo} étant l'énergie calorimétrique associée :
  `SI` $\frac{E_{calo}-P}{0{,}4\cdot\sqrt{E_{calo}}} \geq 2,5$ `ALORS`
    `SI` $\delta P > 0,5 \cdot P$ `OU` $E_{calo} - P > 10$ `ALORS`
    une particule neutre d'énergie $E_{calo} - E$ et de vecteur quantité de mouvement parallèle à $\vec{P}$ est créée.

  `SINON` pas de création.

5.2 Présélection hadronique et rejet des événements colinéaires

Dans ce qui suit, un lot de plus de 1000 événements du signal, engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 48\ \mathrm{GeV}/c^2$, est utilisé comme lot de référence. La majorité des critères de sélection sont choisis à partir des distributions obtenues avec ce lot. Lorsque ce n'est pas le cas, je le précise.

5.2.1 Présélection hadronique

Dans un premier temps, j'utilise le nombre de particules chargées (M_{ch}), l'énergie de ces particules (E_{ch}) et l'énergie de toutes les particules sélectionnées (E_{tot}) afin de rejeter le plus efficacement possible les événements provenant des processus à deux leptons dans l'état final, et des interactions à deux photons, tout en conservant plus de 96% des événements du signal, quelle que soit la valeur de $m_{\mathrm{H}^\pm}$ utilisée pour la génération des événements . Les valeurs minimales imposées à ces observables sont les suivantes :

C1: $M_{ch} \geq 7$, $E_{ch} \geq 0,15 \cdot \sqrt{s}$, $E_{tot} \geq 0,25 \cdot \sqrt{s}$.

Le choix et les effets de ce critère de sélection sont illustrés par les figures 5.13 à 5.15 (*cf* p. 186 à 187) et par le tableau 5.1. Le bruit de fond résiduel est constitué d'événements du processus $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \mathrm{q}\bar{\mathrm{q}}(\mathrm{n}\gamma)$ à hauteur de 90%. Les interactions à deux photons ne représentent plus que 3% de ce fond, et sont exclusivement des événements engendrés à l'aide des modèles QPM et QCD. On peut aussi remarquer que le processus de diffusion Bhabha n'est pas entièrement rejeté à ce niveau, ce qui s'explique par le fait que les électrons initiaux créent des gerbes de particules en interagissant avec la matière des détecteurs vers l'avant (en particulier les chambres à fils). Par contre, moins d'un événement est attendu pour le processus $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \to \tau^+\tau^-$.

Afin de calculer les nombres du tableau 5.1 et pour normaliser les distributions des variables des événements issus des processus standards, la luminosité intégrée utilisée est égale à 9,74 pb^{-1} . Cette valeur correspond à tous les déclenchements de l'acquisition qui ont eu lieu avec un fonctionnement idéal de la TPC et des calorimètres de DELPHI. Les autres données ont été rejetées pour ne pas prendre le risque de sélectionner des événements où il manque de l'énergie en raison de disfonctionnements de ces modules.

L'accord entre les données observées et la simulation est acceptable, malgré un excès de 13% dans les données : les formes des distributions des variables des événements

$H^+H^- \to cs\tau\nu_\tau$: (C1) Présélection hadronique									
Données Réelles	Données Simulées	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$	e^+e^-	W^+W^-	Ze^+e^-	ZZ	$We\nu_e$	H^+H^-
1607	1409 ± 11	1274	39	42	29	19	3,3	2,4	97,4%
		88,9%	< 1%	< 1%	88,7%	30,5%	87,6%	63,0%	

TAB. 5.1 – Effet de la présélection hadronique : nombre d'événements sélectionnés dans les données à $\sqrt{s}$ = 161 GeV; nombres d'événements attendus avec 9,74 pb^{-1} , et efficacités de sélection pour les différents processus de bruit de fond simulés; efficacité de sélection du signal de référence.

réels sont bien reproduites par la simulation, comme on peut le constater sur la figure 5.1. L'excès de 13% est corrélé avec l'excès observé après la présélection hadronique appliquée dans l'étude de la topologie à quatre jets. Dans le cas de l'état final semi-leptonique, l'excès est présent tout au long de la sélection, jusqu'à l'application d'un ajustement cinématique qui permet de tester la configuration précise des événements du signal. Le désaccord disparaît alors, ce qui montre que ces événements en excès ne sont pas situés dans une région de l'espace des paramètres correspondant à celle du signal.

5.2.2 Rejet des événements colinéaires

Afin de rejeter les événements constitués de deux jets aux directions colinéaires qui résultent de l'interférence $\gamma^\star/Z^\star$, j'utilise une variable de forme nommée acolinéarité . Le calcul de l'acolinéarité se fait en déterminant dans un premier temps l'axe principal du tenseur de *sphéricité* , défini au paragraphe 4.3. Cet axe est ensuite utilisé pour séparer l'espace en deux hémisphères. Les vecteurs des quantités de mouvement des particules de chaque hémisphère sont alors ajoutés, ce qui résulte en deux vecteurs dont on détermine l'angle de séparation. Le complémentaire à 180° de cet angle est l'acolinéarité . Cette variable est proche de 0 pour des événements à deux jets émis dos-à-dos, par exemple. Ce n'est pas le cas du signal, car les neutrinos emportent avec eux l'information sur la direction de l'un des bosons initiaux. Par conséquent, exiger une valeur minimale pour l'acolinéarité permet de réduire efficacement le bruit de fond dominant dû au processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$.

Plus précisément, ce critère de sélection rejette à la fois des événements hadroniques sans photon irradié initialement par un électron, et des événements avec retour radiatif au pôle du Z. Ceci est illustré par la figure 5.2 (p. 164), qui montre les faits suivants :

- Les événements du type $q\bar{q}$ engendrés avec un photon ISR de moins de 20 GeV sont reconstruits en majorité avec une énergie proche de la valeur de $\sqrt{s}$. De manière corrélée, ces événements ont une acolinéarité faible. C'est aussi le cas avec les événements provenant du processus $e^+e^- \to W^+W^-$ où les W se désintègrent en deux quarks. Par conséquent, exiger une valeur minimale pour l'acolinéarité permet de s'affranchir d'une coupure supplémentaire sur l'énergie totale.

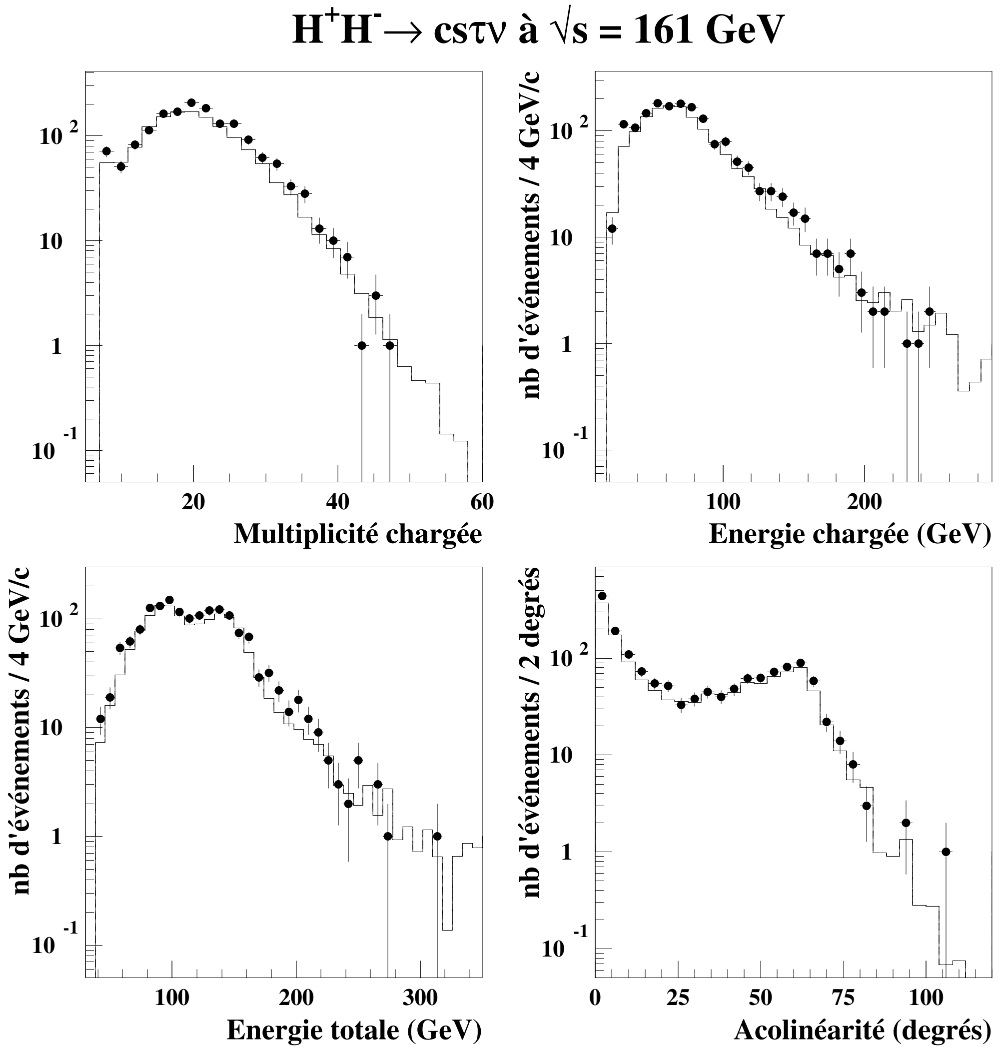


FIG. 5.1 – Distributions de la multiplicité chargée, de l'énergie chargée, de l'énergie totale et de l'acolinéarité , au niveau de la présélection hadronique. Les points représentent les données réelles, les histogrammes la simulation des processus standards.

- Les événements du type $q\bar{q}$ engendrés avec un photon ISR de plus de 20 GeV vu par le détecteur ont les mêmes caractéristiques que dans le cas précédent : leur acolinéarité est faible et corrélée avec une énergie totale proche de $\sqrt{s}$. La coupure sur l'acolinéarité les rejette, mais moins efficacement que dans le cas précédent. C'est pourquoi j'impose ensuite trois autres conditions, décrites plus loin dans cette section, afin de diminuer cette source de bruit de fond.

- Les événements du type $q\bar{q}$ engendrés avec un photon ISR de plus de 20 GeV émis le long de l'axe des faisceaux et donc échappant à la détection, ont une grande acolinéarité . Ils sont sélectionnés par le critère reposant sur cette variable. Ils seront rejetés par la fonction discriminante présentée plus loin.

Le critère de sélection reposant sur l'acolinéarité est :

C2: *acolinéarité* $> 9°$

La valeur limite est choisie de manière à rendre maximal le rapport $N_s/\sqrt{N_{bdf}}$ [1] obtenu avant l'utilisation de la masse reconstuite (*cf* paragraphe 5.5), où le signal désigne le lot de référence, et où le bruit de fond est composé pour l'essentiel d'événements des processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ et $e^+e^- \to W^+W^-$.

$H^+H^- \to cs\tau\nu_\tau$: (C2) Acolinéarité									
Données Réelles	Données Simulées	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$	e^+e^-	W^+W^-	Ze^+e^-	ZZ	$We\nu_e$	H^+H^-
947	836 ± 7	769	28	1	19	15	1,5	2,4	92,6%
		53,7%	$< 1\%$	$< 1\%$	56,7%	24,9%	38,7%	60,7%	

TAB. 5.2 – Effet de la coupure sur l'acolinéarité . La description des nombres est donnée dans la légende du tableau 5.1

L'effet de ce critère de sélection est montré dans le tableau 5.2. Le bruit de fond résiduel est toujours dominé par les événements du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ (92%). Les événements provenant du processus de diffusion Bhabha, comme on peut s'y attendre étant donné que les électrons sont diffusés dos-à-dos et vers l'avant, sont presque tous rejetés : ils ne représentent plus que 0.1% du bruit de fond sélectionné. L'efficacité de sélection du signal est encore supérieure à 90% , quelle que soit la valeur de $m_{H^\pm}$ utilisée pour la génération.

L'accord entre les données réelles et simulées est semblable à celui observé au niveau de sélection précédent : le nombre d'événements réels sélectionnés est supérieur de 13% au nombre attendu en se basant sur la simulation et les formes des distributions des variables importantes pour l'analyse sont correctement reproduites par la simulation, comme on peut le constater sur les figures des paragraphes suivants.

1. N_s désigne le nombre d'événements du signal sélectionnés et N_{bdf} le nombre d'événements du bruit de fond sélectionnés

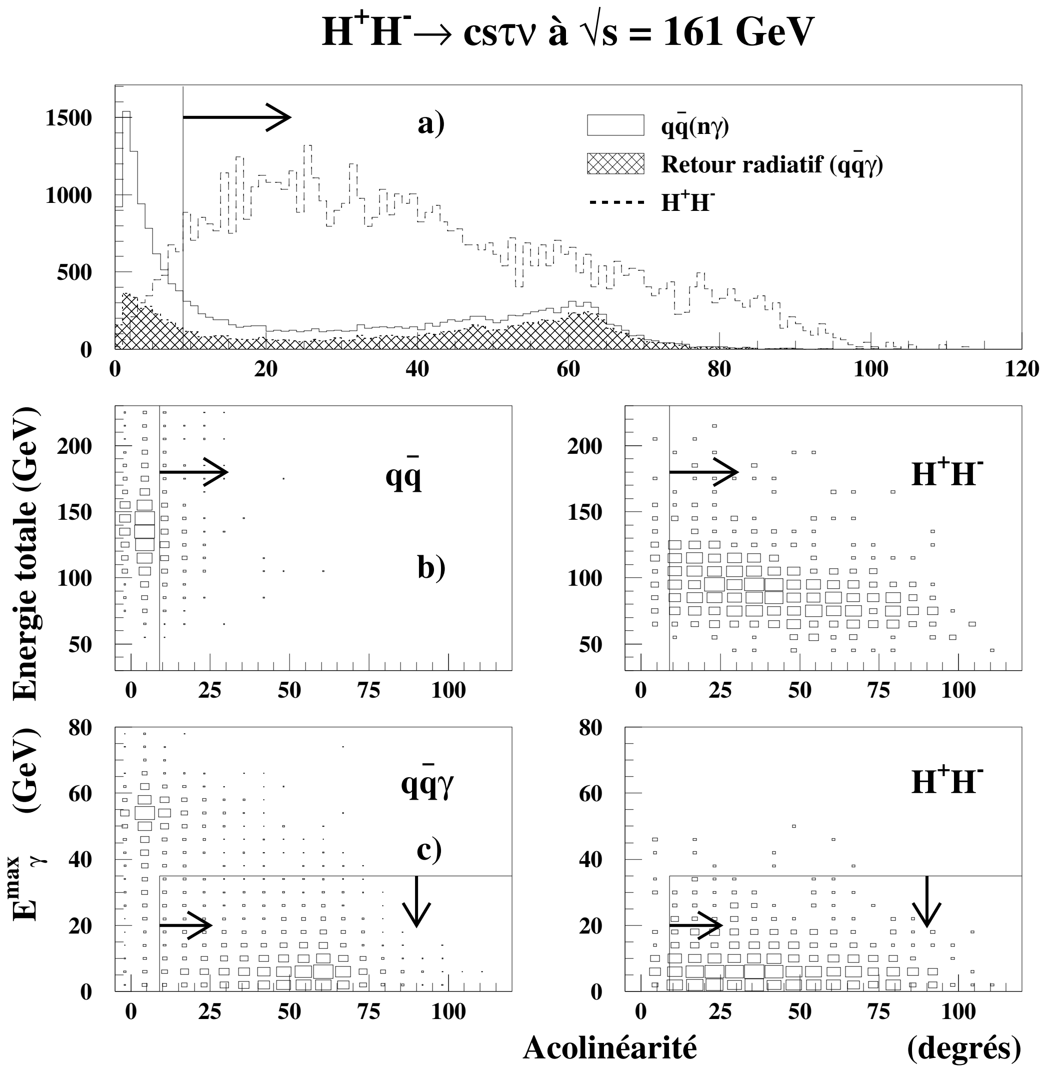


FIG. 5.2 – a) Distribution de l'acolinéarité pour le processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ et le signal (dont les événements ont été engendrés avec plusieurs masses). La distribution hachurée est obtenue avec les événements du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ ayant un photon ISR de plus de 20 GeV.
b) Distribution de l'énergie totale en fonction de la distribution de l'acolinéarité , pour des événements du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ sans photon ISR de plus de 20 GeV, et pour le signal.
c) Distribution de l'énergie de l'agrégat électromagnétique le plus énergique, en fonction de la distribution de l'acolinéarité , pour des événements du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ ayant un photon ISR de plus de 20 GeV, et pour le signal.
Les flèches indiquent les coupures appliquées.

Comme je l'ai mentionné plus haut, les événements colinéaires issus du processus de retour radiatif au pic du Z, lorsque le photon énergétique a été vu par le détecteur, ne sont pas rejetés suffisament efficacement par le critère de l'acolinéarité . Par conséquent, je demande à ce que l'énergie de toute particule neutre sélectionnée ayant formé un agrégat dans un calorimètre électromagnétique soit inférieure à 35 GeV ($E_\gamma^{\max} < 35$ GeV). Ce critère est illustré par la figure 5.2.

De plus, pour certains événements mal reconstruits, l'information sur le photon peut être perdue en utilisant exclusivement les particules sélectionnées pour calculer les observables physiques. En particulier, l'acolinéarité peut avoir une valeur calculée trop grande. Ce problème a par exemple lieu lorsque le photon énergétique, en interagissant avec les matériaux vers l'avant, crée des gerbes de particules chargées qui seront reconstruites avec des paramètres d'impact trop grands pour pouvoir être sélectionnées pour l'analyse. En n'utilisant pas ces particules, on perd l'information sur le photon initial.

Par conséquent, afin d'étiqueter la présence d'un photon énergétique émis vers l'avant, j'utilise les variables $E_{20^\circ}^{rec}$ et $E_{30^\circ}^{rec}$ définies dans le paragraphe 3.4.1 du chapitre 3. Les valeurs maximales imposées à $E_{20^\circ}^{rec}$ et $E_{30^\circ}^{rec}$ sont choisies de manière à conserver 98% des événements du signal de référence préalablement sélectionnés. L'ensemble des coupures sur $E_\gamma^{\max}$, $E_{20^\circ}^{rec}$ et $E_{30^\circ}^{rec}$ forme le critère C3 :

C3: $E_\gamma^{\max} < 35$ GeV, $E_{20^\circ}^{rec} < 50$ GeV, $E_{30^\circ}^{rec} < 80$ GeV.

La simulation du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ permet d'apprécier le taux de rejet des événements ayant un photon ISR visible dans le détecteur. Je repère ces derniers par la présence d'un seul photon initial, de plus de 20 GeV, et dont l'angle polaire θ_γ de la direction de la quantité de mouvement vérifie $|\cos(\theta_\gamma)| < 0,999$. Un tel photon est donc émis dans l'acceptance du STIC. Le tableau 5.3 montre l'évolution du taux de rejet de ces événements , en partant des événements qui passent la présélection hadronique, comme lot initial. Après l'application du critère C3, plus de 92% de ces événements sont rejetés, l'efficacité de sélection du signal de référence étant encore de 90% . Les critères de qualité imposés au jet étiqueté comme provenant du lepton tau, par la suite (*cf* paragraphe 5.3), rejettent davantage les événements de ce type.

Présélection	100%	16,4% $q\bar{q}$
Acolinéarité	35,9%	9,7% $q\bar{q}$
$E_\gamma^{\max}$	16,0%	4,8% $q\bar{q}$
$E_{20^\circ}^{rec}$, $E_{30^\circ}^{rec}$	7,8%	2,8% $q\bar{q}$
étiquetage du tau	1,6%	1,7% $q\bar{q}$

TAB. 5.3 – Rejet des événements de type $q\bar{q}$ avec un photon ISR de plus de 20 GeV visible dans le détecteur, en fonction des coupures. Le chiffre de gauche donne l'efficacité de sélection, le chiffre de droite la proportion de ces événements dans le lot du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$.

La figure 5.3 et le tableau 5.4 illustrent l'application du critère C3 sur l'ensemble des données simulées et sur les données réelles. On peut remarquer que les coupures sur les énergies recalculées dans la région à petit angle polaire ont rejeté les derniers événements du processus de diffusion Bhabha. J'utiliserai de nouveau ces variables, dans le but de rejeter les événements $e^+e^- \to e^+e^-$, au sein de l'analyse de la topologie leptonique (*cf* discussion du paragraphe 3.3.3).

$H^+H^- \to cs\tau\nu_\tau$: (C3) $E_\gamma^{\max}$, $E_{20°}^{rec}$, $E_{30°}^{rec}$									
Données Réelles	Données Simulées	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$	e^+e^-	W^+W^-	Ze^+e^-	ZZ	$We\nu_e$	H^+H^-
724	633 ± 6	581	18	0	17	13	1,4	2,3	90,0%
		40,5%	< 1%	0	52,7%	21,2%	34,7%	58,7%	

TAB. 5.4 – Effet de l'application du critère C3. La description des nombres est donnée dans la légende du tableau 5.1

5.3 Etiquetage du jet du lepton tau

A ce stade de la sélection, j'utilise l'algorithme de JADE afin de reconstruire les trois jets du signal. Comme pour l'état final à quatre jets, je force l'agrégation au nombre de jets attendus, et j'utilise les caractéristiques mesurées de ces objets pour distinguer les événements du signal des événements du bruit de fond.

Dans un premier temps, je cherche parmi les trois jets celui dont les caractéristiques sont les plus proches de celles d'un jet de lepton tau. J'utilise pour cela le nombre de particules chargées M_{ch}^j et l'énergie totale E_j des jets : je déclare comme provenant de la désintégration du lepton tau le jet ayant la plus petite multiplicité chargée, et la plus petite énergie si deux jets sont reconstruits avec le même nombre de particules chargées.

En utilisant ces deux seuls critères, des erreurs d'étiquetage peuvent être commises, et un jet provenant de l'hadronisation d'un quark léger peut avoir ces caractéristiques. Pour évaluer quantitativement la qualité de cet étiquetage, j'utilise l'information sur le quadrivecteur $(E, \mathbf{p})$ du tau engendré lors de la simulation de l'événement du signal. Je compare les angles polaires et azimuthaux obtenus à partir de ce quadrivecteur (θ_τ^{gen} et ϕ_τ^{gen}) à ceux du vecteur de la quantité de mouvement mesurée du jet étiqueté (θ_τ^{rec} et ϕ_τ^{rec}). Je définis pour cela les variables suivantes :

$$\Delta_\theta^\tau = \theta_\tau^{gen} - \theta_\tau^{rec} \text{ et } \Delta_\phi^\tau = \phi_\tau^{gen} - \phi_\tau^{rec} .$$

Si toutes les particules détectables issues de la désintégration du tau ont des quantités de mouvement correctement mesurées, on peut s'attendre à ce que les distributions des variables Δ_θ^τ et Δ_ϕ^τ soient centrées sur 0 et présentent une accumulation autour de cette valeur. C'est effectivement ce qu'on obtient sur la figure 5.4, mais on y observe aussi de longues queues de distribution correspondant à des erreurs de reconstruction ou d'agrégation en jets.

Je choisis de définir comme bien reconstruit un jet de tau tel que

$$|\Delta_\theta^\tau| < 20° \text{ et } |\Delta_\phi^\tau| < 20° .$$

J'étudie alors l'évolution du taux d'événements (ou pureté), au sein d'un lot donné d'événements du signal, dont le jet étiqueté vérifie ce critère, en fonction des coupures

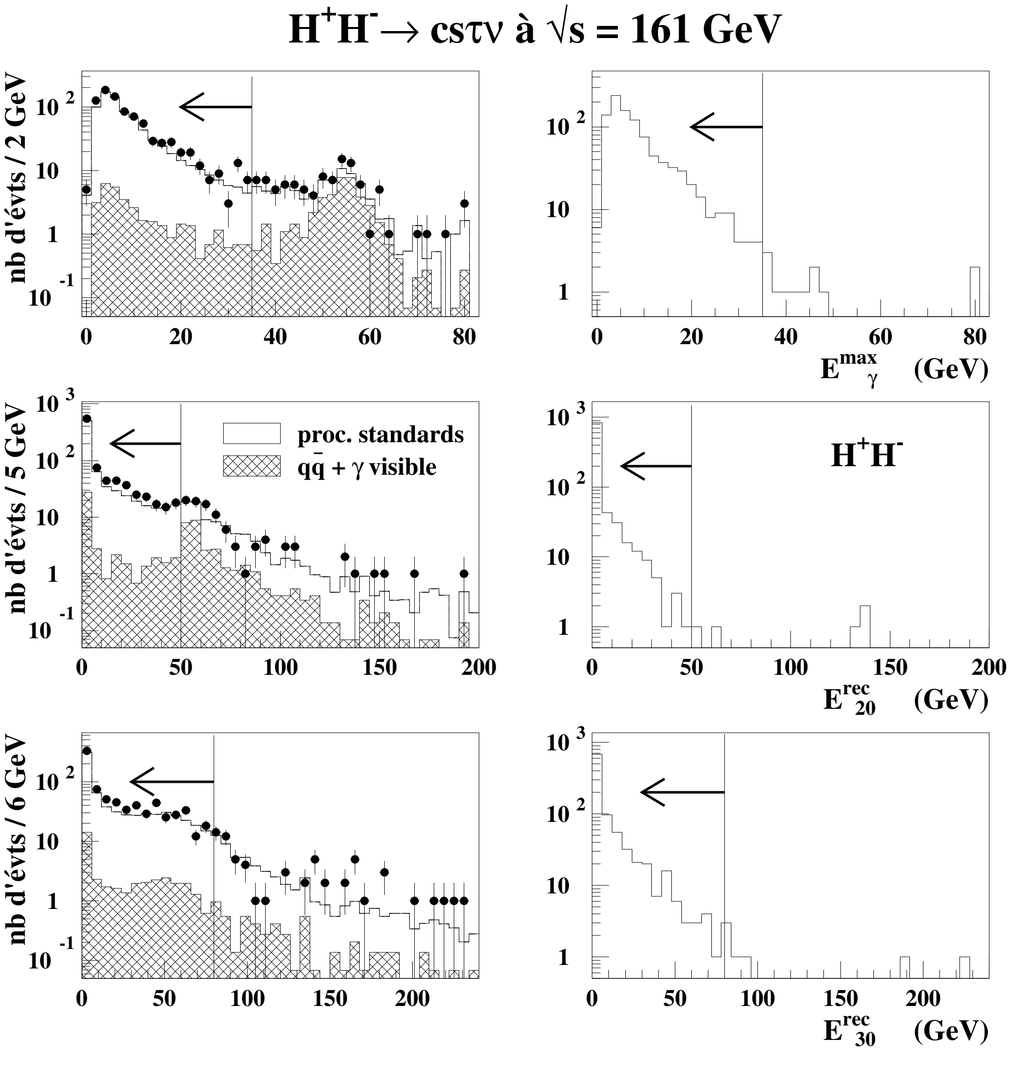


FIG. 5.3 – Distributions des variables $E_\gamma^{\max}$, $E_{20°}^{rec}$ et $E_{30°}^{rec}$. Les points sont obtenus avec les données réelles, les histogrammes vides avec la simulation de tous les processus standards (à gauche) et la simulation du signal (événements du lot de référence, à droite). Les histogrammes hachurés sont obtenus avec des événements du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ où un seul photon ISR est émis, avec une énergie de plus de 20 GeV, et dans l'acceptance du détecteur. Pour les distributions des variables $E_\gamma^{\max}$ et $E_{20°}^{rec}$, les événements utilisés sont sélectionnés par la coupure sur l'acolinéarité . Pour les distributions de la variable $E_{30°}^{rec}$, les coupures sur les variables $E_\gamma^{\max}$ et $E_{20°}^{rec}$ sont appliquées en plus. Les flèches indiquent les valeurs autorisées par le critère C3.

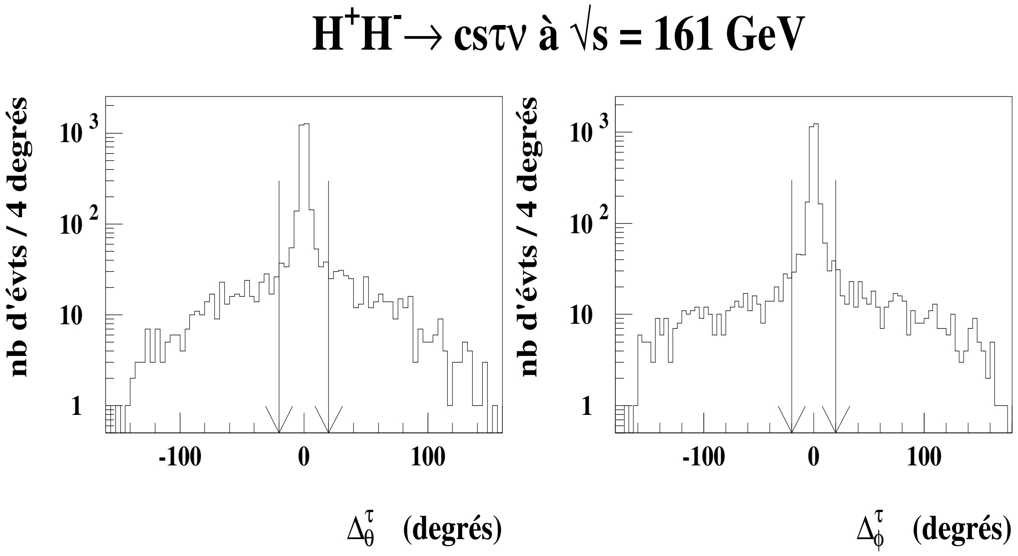


FIG. 5.4 – Distributions des variables Δ_θ^τ et Δ_ϕ^τ, pour des événements du signal engendrés avec plusieurs masses, et qui sont sélectionnés par les critères C1 à C3. Les flèches indiquent le critère choisi pour décider qu'un jet de tau est correctement étiqueté.

appliquées aux variables du jet étiqueté. Les résultats de cette étude sont regroupés dans le tableau 5.6. Au premier niveau de l'étiquetage du tau, décrit au début de ce paragraphe, la pureté est de 72,7% pour le signal de référence.

Trois autres types de caractéristique du jet peuvent être utilisés : sa multiplicité, son énergie et sa dispersion spatiale. Le critère de sélection C4 repose sur des variables décrivant les deux premiers :

C4: (1) Le nombre de particules chargées du jet étiqueté, M_{ch}^τ, doit au moins être égal à 1, ce qui rejette d'autres événements du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ où le photon ISR est visible et forme le jet étiqueté avec éventuellement d'autres particules neutres, et ce nombre ne doit pas être supérieur à 4. J'autorise ainsi le tau à se désintégrer en trois particules chargées, et je tolère des jets qui en contiennent deux, pour tenir compte des problèmes de reconstruction et améliorer ainsi l'efficacité de sélection du signal. De plus, je m'assure qu'aucune de ces particules chargées n'est détectée que par la TPC. Si le contraire est vérifié, l'événement est rejeté car il peut provenir du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ où le photon ISR se convertit en une paire e^+e^- dans le matériau qu'il rencontre avant le volume de la TPC. Les leptons de la paire ont alors des directions de vol trop proches pour être séparés lors de la reconstruction, ce qui résulte en une particule chargée isolée.
Le nombre total de particules dans le jet étiqueté, M^τ, est limité à 7, choix permettant de rejeter les événements hadroniques à grande multiplicité, tout en gardant 96% des événements du signal de référence préalablement sélectionnés (la coupure sur M_{ch}^τ étant utilisée).

C4: (2) L'énergie obtenue à partir de toutes les particules du jet étiqueté, E^{τ}_{tot} , doit être inférieure à 60 GeV, et l'énergie obtenue à partir de tous les agrégats des calorimètres électromagnétiques du jet, E^{τ}_{em} , associés ou non à une particule chargée, doit être inférieure à 45 GeV. Cette exigence permet de rejeter encore des événements du type $\mathrm{q\bar{q}}$, où le photon ISR est associé au jet de faible multiplicité chargée.

La figure 5.5 et les tableaux 5.5 et 5.6 illustrent l'application du critère C4.

$\mathrm{H^+H^-} \to \mathrm{cs}\tau\nu_\tau$: (C4) Etiquetage du jet du lepton tau									
Données Réelles	Données Simulées	$\mathrm{q\bar{q}}$	$\gamma\gamma$	$\mathrm{e^+e^-}$	$\mathrm{W^+W^-}$	$\mathrm{Ze^+e^-}$	ZZ	$\mathrm{We\nu_e}$	$\mathrm{H^+H^-}$
243	218 ± 4	191	12	0	8,8	5,1	0,5	0,9	69,2%
		13,3%	< 1%	0	26,7%	8,3%	13,2%	24,2%	

TAB. 5.5 – Effet de l'application du critère C4. La description des nombres est donnée dans la légende du tableau 5.1

L'accord entre les données réelles et les données simulées est correct. L'excès observé précédemment est encore présent, mais moins important.

L'efficacité de sélection du signal est de 69% , pour le lot de référence. Les événements provenant du processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\bar{q}}(\mathrm{n}\gamma)$ et ayant un photon ISR de plus de 20 GeV et visible dans le détecteur ne représentent plus que 1,7% de tous les événements du type $\mathrm{q\bar{q}}$ sélectionnés, et 1,6% de leur population au niveau de la présélection hadronique. Les critères de qualité imposés au jet étiqueté comme provenant du tau permettent donc de réduire efficacement ce type d'événements .

D'autre part, la pureté de l'étiquetage est augmentée par l'application de ces coupures : dans le lot de référence, 82,7% des événements ont un jet de tau correctement étiqueté. L'amélioration est essentiellement due aux critères basés sur les multiplicités. Cet effet est indépendant de la masse du boson $\mathrm{H^\pm}$ utilisé pour la génération, comme le montre le tableau 5.6.

$m_{\mathrm{H^\pm}}$ (GeV/c^2)	42	45	48	51	54	57
sans coupure	75,5	73,0	72,7	75,4	75,7	73,1
M^{τ}_{ch}	82,5	80,1	80,8	82,5	83,6	83,0
M^{τ}	84,2	81,8	82,6	85,3	85,6	85,3
énergies	84,3	81,7	82,7	85,3	85,7	85,4
$\Omega^{\tau} < 40°$	88,6	85,1	87,1	89,3	88,9	89,9

TAB. 5.6 – Taux d'événements du signal ayant le jet de tau correctement étiqueté, ou pureté de l'étiquetage, pour différentes masses utilisées à la génération, et en fonction des coupures de qualité sur les caractéristiques du jet étiqueté.

J'ai mentionné plus haut que l'on peut aussi utiliser la dispersion spatiale du jet étiqueté pour rejeter des événements du bruit de fond. En effet, on s'attend à ce qu'un jet provenant de la désintégration d'un lepton tau contienne des particules voisines l'une

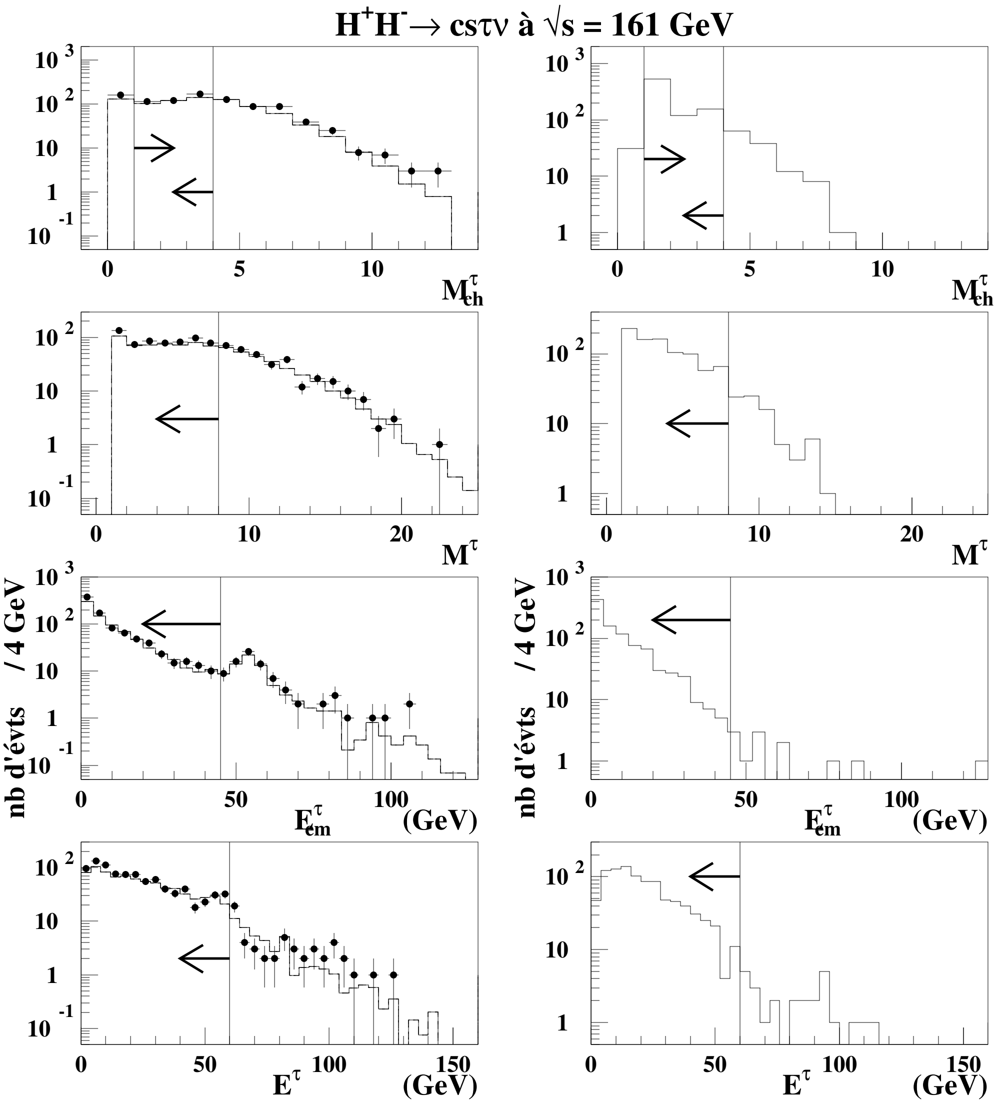


FIG. 5.5 – Distributions de la multiplicité chargée et totale, de l'énergie électromagnétique et de l'énergie totale du jet étiqueté comme provenant de la désintégration du tau. Les points sont obtenus avec les données réelles, les histogrammes vides avec la simulation de tous les processus standards (à gauche) et la simulation du signal (événements du lot de référence, à droite). Tous les événements utilisés passent la présélection hadronique et la coupure sur l'acolinéarité . Les flèches indiquent les valeurs autorisées par le critère C4.

de l'autre, c'est-à-dire dont les angles entre vecteurs quantité de mouvement soient relativement petits (c'est évidemment le cas si le jet ne contient qu'une seule particule, chargée). Si par exemple on demande que cet angle, Ω^{τ}, soit inférieur à 40°, alors la pureté de l'étiquetage est encore augmentée, comme le montre le tableau 5.6. Cependant, cette exigence détériore l'efficacité de sélection, qui passe de 69,2% à 60,6%, pour une faible amélioration du rapport $N_s/\sqrt{N_{bdf}}$ final. Par conséquent, dans le but de conserver l'efficacité de sélection la plus grande pour le signal, je n'utilise pas la variable Ω^{τ} dans l'analyse de ces données. Par contre, j'en ferai usage dans l'analyse consacrée à la topologie leptonique.

D'autre part, on peut se demander si le choix de l'algorithme d'agrégation en jets est important pour la qualité de l'étiquetage. Pour cela, j'ai vérifié que l'utilisation de l'algorithme de DURHAM donnait des résultats comparables, en terme d'efficacités de sélection et de pureté d'étiquetage, à ceux obtenus avec l'algorithme de JADE.

5.4 Analyse multidimensionnelle

A ce niveau de la sélection, les événements du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$, qui constituent encore la très grande majorité des événements sélectionnés, ont, pour 97% d'entre eux, au moins un photon ISR de plus de 20 GeV et hors de l'acceptance du détecteur. Cette proportion est de 88% si l'on ne compte que les événements dont l'un des photons ISR invisible a une énergie supérieure à 40 GeV. Parmi ces événements, environ 70% n'ont qu'un seul photon initial, le reste ayant deux et plus rarement trois photons ISR. Tous ces événements ont des caractéristiques communes, en particulier le fait que la distribution de l'angle polaire θ_{vis} du vecteur de la quantité de mouvement totale, $\mathbf{p}_{vis}$, est très peuplée en-deça de 30° et au-delà de 150°, comme l'illustre la figure 5.6, car cet angle est corrélé à l'angle polaire de la direction de vol du photon énergétique non détecté. La figure 5.6 illustre ce fait et montre que la variable θ_{vis} est particulièrement adaptée à la discrimination entre les événements de ce fond dominant et les événements du signal. Ceci est dû au fait que la section efficace différentielle de production de paires de bosons $H^{\pm}$ est proportionnelle à $\sin^2\theta^{\star}$, comme on l'a déja vu. La perte d'énergie et d'information, sous forme des neutrinos énergétiques, ne change pas la distribution de cette variable, car elle reste suffisament contrainte par les caractéristiques cinématiques des particules détectées.

D'autres variables permettent d'améliorer la discrimination. En particulier, je définis la variable $\mathcal{J}_{cs\tau\nu}$ comme étant le produit de l'énergie du jet hadronique le moins énergétique par l'angle entre les deux jets hadroniques (ceux-ci désignant les jets non étiquetés comme provenant du tau) :

$$\mathcal{J}_{cs\tau\nu} = \min(E_{j_1}, E_{j_2}) \times \alpha_{j_1,j_2}$$

La figure 5.7 permet de comparer les distributions des deux variables composant $\mathcal{J}_{cs\tau\nu}$, pour les événements du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ et les événements du signal.

La variable $\mathcal{J}_{cs\tau\nu}$ permet de rejeter des événements du type $q\bar{q}$ où le jet étiqueté est un jet provenant de l'hadronisation d'un gluon émis par l'un des quarks primaires. Dans

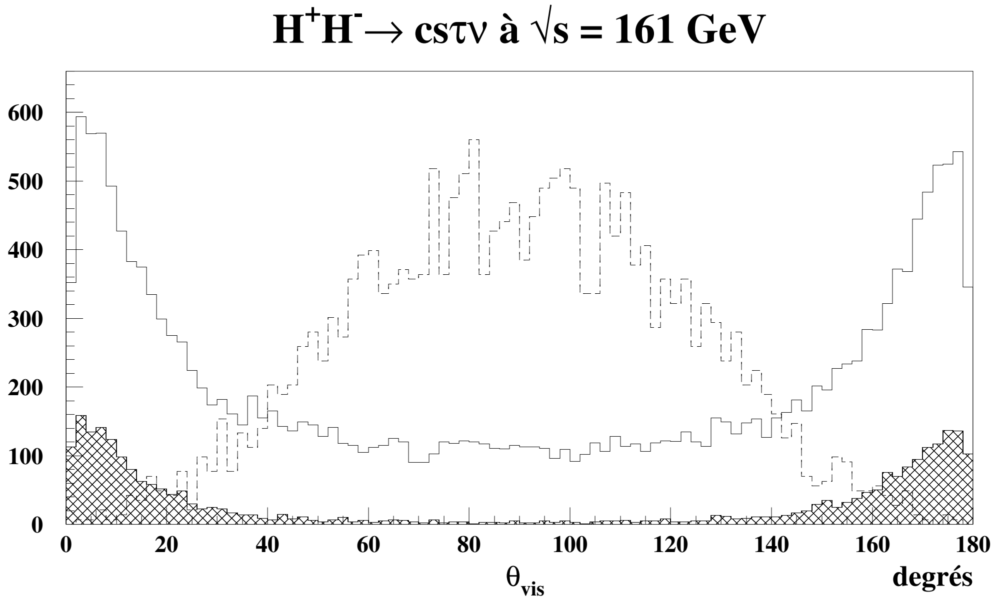


FIG. 5.6 – Distribution de l'angle polaire du vecteur quantité de mouvement totale. L'histogramme au trait continu est obtenu avec les événements du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ qui vérifient les critères de la présélection hadronique. L'histogramme hachuré est obtenu avec les événements du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ sélectionnés avec les critères C1 à C4. L'histogramme au trait discontinu est obtenu avec des événements du signal, engendrés avec plusieurs valeurs de $m_{H^\pm}$, et sélectionnés avec les critères C1 à C4.

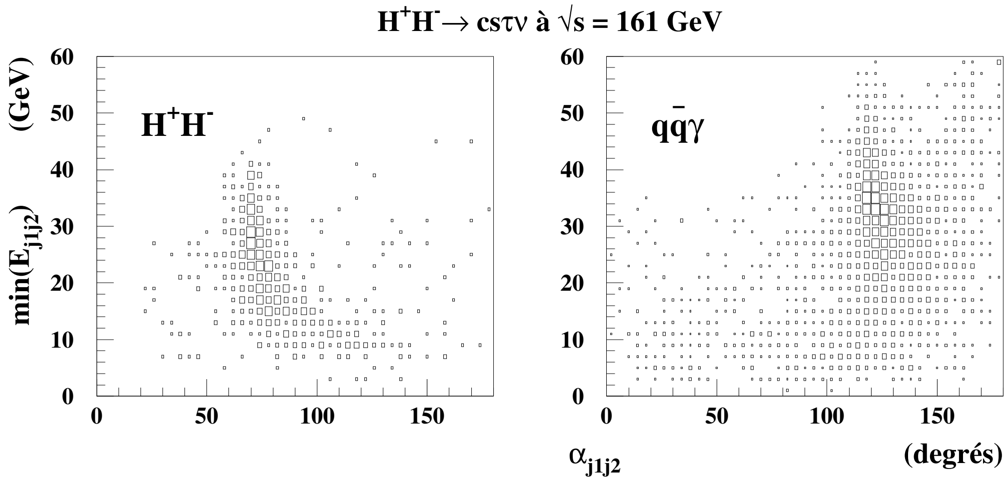


FIG. 5.7 – Distribution de l'énergie du jet non étiqueté le moins énergétique, en fonction de la distribution de l'angle entre les deux jets non étiquetés, pour le signal de référence et le bruit de fond $q\bar{q}$. Tous les événements utilisés vérifient les critères C1 à C4. La surface d'un carré est proportionnelle au nombre de points qui y sont inclus.

ce cas, l'angle entre les deux autres jets est typiquement supérieur à 100° , en raison du photon énergétique émis le long de l'axe des faisceaux et non détecté (cet angle est d'ailleurs anti-corrélé à l'acolinéarité , ce qui n'est pas le cas pour le signal). Par contre, dans un événement du signal, l'angle α_{j_1,j_2} correspond à l'angle d'ouverture entre les deux quarks issus de la désintégration de l'un des bosons $H^\pm$. On a déja montré que cet angle est directement lié à la masse du boson. Les valeurs de $m_{H^\pm}$ que je cherche à tester étant loin de la limite cinématique, ces angles d'ouverture sont bien inférieurs à 100° . Le tableau 5.7, pour illustrer ces faits, donne la valeur moyenne de la variable α_{j_1,j_2} pour différents lots d'événements du signal, et pour les événements du type $q\bar{q}$ qui ont été préalablement sélectionnés.

$\langle\alpha_{j_1,j_2}\rangle$ (degrés)				
$e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$	$e^+e^- \to H^+H^-$			
	$m_{H^\pm}$ (GeV/c^2) :	45	51	57
121,2		78,9	88,2	99,3

TAB. 5.7 – Valeur moyenne de la variable α_{j_1,j_2}, pour des lots d'événements du signal obtenus avec différentes valeurs de $m_{H^\pm}$, et pour les événements du bruit de fond $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$. Tous les événements utilisés ici vérifient les critères C1 à C4.

L'autre variable composant le produit $\mathcal{J}_{cs\tau\nu}$ améliore la discrimination par l'angle α_{j_1,j_2} seul. En effet, les jets non étiquetés des événements du type $q\bar{q}$ peuvent avoir des énergies plus importantes que dans les événements du signal, où l'énergie de l'un des jets hadroniques est rarement supérieure au quart de l'énergie dans le centre de masse de la collision. Le produit $\mathcal{J}_{\mathrm{cs}\tau\nu}$ permet d'optimiser ainsi la discrimination due aux deux variables, et de manière plus efficace qu'en utilisant séparément α_{j_1,j_2} et $\min(E_{j_1}, E_{j_2})$, lorsque l'on se fonde sur le résultat de l'application de l'algorithme de Fisher.

J'ai utilisé cet algorithme pour établir une discrimination entre un lot de 3000 événements du signal, engendrés dans des proportions égales avec trois masses du boson $\mathrm{H}^{\pm}$ différentes (45, 48 et 51 GeV/c^2), et un lot de 4000 événements du processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{q\bar{q}}(\mathrm{n}\gamma)$. Trois lots d'événements différents du signal ont été utilisés afin de bénéficier d'une statistique confortable, et de rendre la fonction discriminante peu dépendante de la masse du boson $\mathrm{H}^{\pm}$. Tous ces événements étaient sélectionnés selon les critères C1 et C2. Par conséquent, les événements du bruit de fond étaient composés, en large majorité, d'événements avec un photon ISR énergétique non détecté, ce qui correspond - mais de manière moins évidente - à la situation du bruit de fond dominant après l'application du critère C4. Je n'ai pas sélectionné plus strictement ces événements pour bénéficier d'une plus grande statistique.

Les variables comparées par l'algorithme étaient de différentes sortes : variables générales comme le nombre de particules chargées, les moments d'ordre 2 et 4 de Fox-Wolfram, l'énergie totale, la sphéricité; variables angulaires corrélées entre elles comme θ_{vis}, θ_{sph} ou l'angle polaire du vecteur de la quantité de mouvement résultant des deux jets non étiquetés; angles entre les vecteurs des quantités de mouvement des trois jets reconstruits, *etc.*.. Je n'ai pas inclus dans ce groupe les variables utilisées précédemment dans l'analyse.

Les pouvoirs discriminants de certaines variables, calculés par l'algorithme, sont montrés dans le tableau 5.8. On peut constater que la variable angulaire la plus discriminante est θ_{vis}, sous sa forme repliée $|\frac{\pi}{2} - \theta_{vis}|$. On peut aussi remarquer que, sur ce critère, la variable α_{j_1,j_2} est plus discriminante que la variable $\mathcal{J}_{\mathrm{cs}\tau\nu}$, mais ce n'est plus le cas lorsque l'algorithme calcule une fonction à deux variables, car alors, il choisit $\mathcal{J}_{\mathrm{cs}\tau\nu}$ comme deuxième composante de la fonction.

La fonction discriminante finalement obtenue contient quatre variables, explicitées ci-dessous par ordre d'insertion dans la combinaison linéaire obtenue par l'algorithme de Fisher :

- $|\frac{\pi}{2} - \theta_{vis}|$;
- $\mathcal{J}_{\mathrm{cs}\tau\nu}$;
- α_{τ,j_1+j_2}, angle entre le vecteur quantité de mouvement du jet étiqueté et le vecteur résultant des deux autres jets;
- $\ln(Y_{23})$, Y_{23} étant la valeur minimale à donner à la distance d'agrégation de l'algorithme de JADE pour que l'événement reconstruit en trois jets puisse être agrégé en deux objets.

L'expression de la fonction est :

$$F_{\mathrm{cs}\tau\nu} = 2,55 \times |\tfrac{\pi}{2} - \theta_{vis}| + 0,02 \times \mathcal{J}_{\mathrm{cs}\tau\nu} + 0,352 \times \alpha_{\tau,j_1+j_2} - 0,189 \times \ln(Y_{23})$$

Variables	Moyenne et écart-types des lots d'événements $e^+e^- \to H^+H^-$	Moyenne et écart-types des lots d'événements $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$	Pouvoir discriminant
$\lvert \frac{\pi}{2} - \theta_{vis} \rvert$ (rad.)	$0,457 \pm 0,323$	$1,199 \pm 0,369$	0,523
$\lvert \cos(\theta_{vis}) \rvert$	$0,415 \pm 0,261$	$0,876 \pm 0,217$	0,481
$\lvert \frac{\pi}{2} - \theta_{j_1+j_2} \rvert$ (rad.)	$0,421 \pm 0,296$	$1,002 \pm 0,417$	0,376
α_{j_1,j_2} (rad.)	$1,482 \pm 0,495$	$2,062 \pm 0,577$	0,218
$\mathcal{J}_{cs\tau\nu}$ (GeV·rad)	$30,34 \pm 17,30$	$57,80 \pm 33,96$	0,190
$\ln(Y_{23})$	$-2,775 \pm 1,056$	$-3,577 \pm 1,439$	0,086
$\min_j(\alpha_{\tau,j})$ (rad.)	$1,612 \pm 0,577$	$1,128 \pm 0,615$	0,138

TAB. 5.8 – Valeurs moyennes, écart-types et pouvoirs discriminants au sens de Fisher de quelques variables: deux fonctions de l'angle θ_{vis} ; la forme repliée $\lvert \frac{\pi}{2} - \theta_{j_1+j_2} \rvert$ de l'angle polaire du vecteur de la quantité de mouvement des deux jets non étiquetés; l'angle entre ces jets; la variable $\mathcal{J}_{cs\tau\nu}$; le logarithme népérien de la variable Y_{23} caractérisant l'agrégation en trois jets de l'événement à l'aide de l'algorithme de JADE ; et l'angle minimum entre le jet du tau et l'un des deux autres jets. L'unité des angles est ici le radian.

Les figures 5.8 et 5.9 montrent la distribution de $F_{cs\tau\nu}$ et celles des quatre variables la composant, pour les données réelles, la simulation des processus standards, et pour le signal. On peut remarquer un excès d'événements dans les données, par rapport à la simulation, vers $\pi/2 - \theta_{vis} \approx 20°$, valeur compatible avec le signal. Etant donné le fait que cette variable a le pouvoir discriminant le plus fort, et donc le poids le plus important dans la fonction discriminante, l'excès localisé se retrouve dans la distribution de la variable $F_{cs\tau\nu}$, ce qui explique le désaccord important entre le nombre d'événements sélectionnés dans les données réelles et le nombre d'événements sélectionnés attendu d'après la simulation des processus standards, lorsque le critère reposant sur $F_{cs\tau\nu}$ est appliqué (*cf* tableau 5.10). Ce désaccord disparait, nous allons le voir, en appliquant le critère de sélection C6, déterminant pour tester de manière fine la topologie du signal. Le fait que le désaccord disparaisse prouve que cet excès n'est pas dû à des événements semblables à ceux du signal.

Comme on peut s'y attendre, la valeur moyenne et l'écart-type de la distribution de la fonction $F_{cs\tau\nu}$ dépend peu du lot d'événements du signal (*cf* tableau 5.9).

$m_{H^\pm}$ (GeV/c^2)	$\langle F_{cs\tau\nu} \rangle \pm \sigma(F_{cs\tau\nu})$
42	$3,10 \pm 0,93$
45	$3,01 \pm 0,88$
48	$3,00 \pm 0,84$
51	$3,06 \pm 0,83$
54	$3,18 \pm 0,93$
57	$3,16 \pm 0,90$

TAB. 5.9 – Valeur moyenne et écart-type de la distribution de la variable $F_{cs\tau\nu}$ pour les différents lots d'événements du signal, une fois les critères C1 à C4 appliqués.

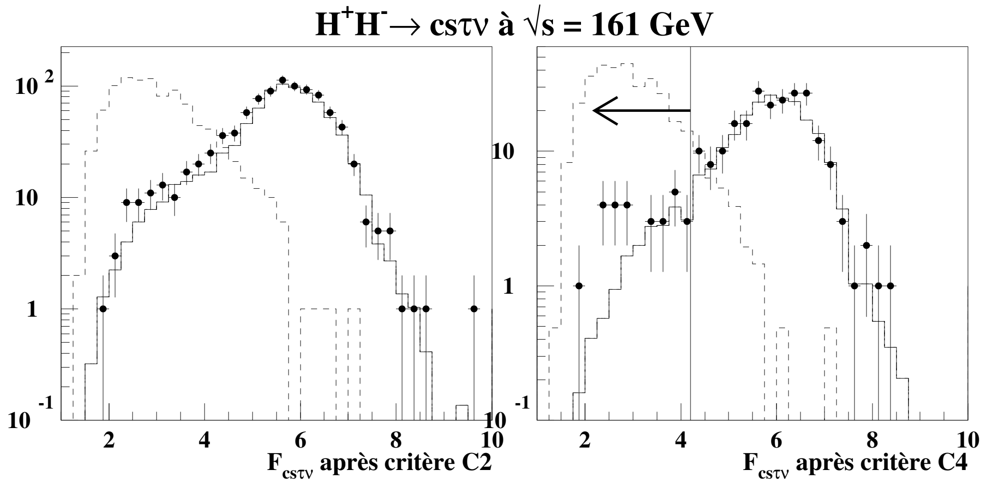


FIG. 5.8 – Distributions de la fonction multidimensionnelle utilisée dans l'analyse. A gauche, les événements utilisés vérifient les critères C1 et C2 (acolinéarité). A droite, les événements utilisés vérifient les critères C1 à C4 (étiquetage du tau). Les points représentent les données réelles, les histogrammes à trait continu sont obtenus avec la simulation des processus standard, les histogrammes à trait discontinu sont obtenus avec le lot du signal de référence.

La coupure sur $F_{cs\tau\nu}$ est choisie de manière à conserver 90% des événements du signal de référence préalablement sélectionnés :

C5: $F_{cs\tau\nu} < 4,2$

Le tableau 5.10 montre l'effet de l'application du critère C5 sur l'ensemble des données.

$H^+H^- \to cs\tau\nu_\tau$: (C5) Fonction discriminante									
Données Réelles	Données Simulées	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$	e^+e^-	W^+W^-	Ze^+e^-	ZZ	$We\nu_e$	H^+H^-
25	$17,6 \pm 0,9$	11,2	0	0	5,3	0,3	0,2	0,5	62,8%
		0,8%	0	0	15,7%	0,4%	6,2%	13,3%	

TAB. 5.10 – Effet de l'application du critère C5. La description des nombres est donnée dans la légende du tableau 5.1

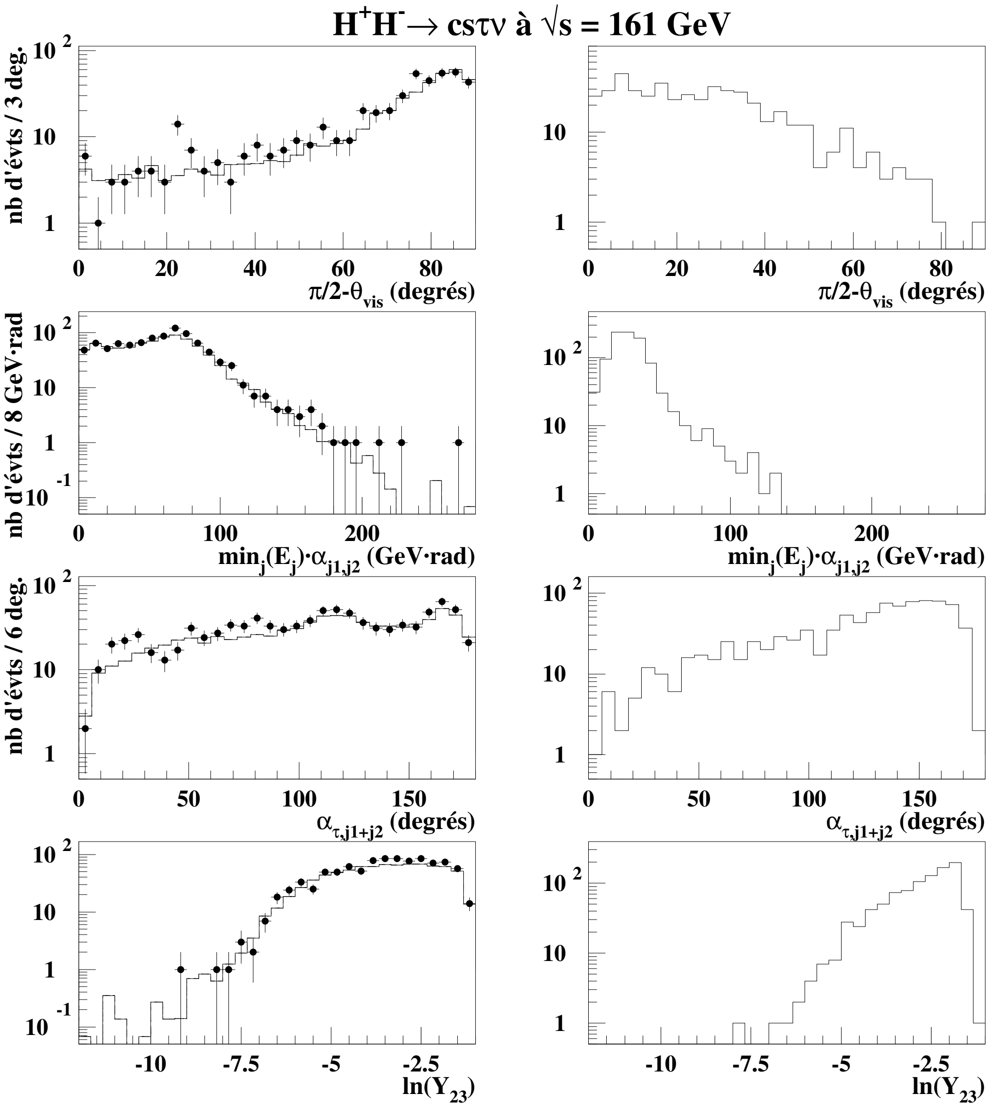


FIG. 5.9 – Distributions des variables composant la fonction discriminante multidimensionnelle, pour, à gauche, les données réelles (points) superposées aux données issues de la simulation des processus standards (histogrammes), et pour, à droite, la simulation du signal de référence. Tous les événements utilisés vérifient les critères C1 et C2.

5.5 Utilisation d'un ajustement cinématique

L'étape suivante de l'analyse part de l'hypothèse que l'événement sélectionné résulte des désintégrations de deux particules de même masse, l'une en deux jets de quarks, l'autre en un système de fermions $\{\tau, \nu_\tau\}$. Un ajustement cinématique est alors réalisé sur les quadrivecteurs $(E, \mathbf{p})$ mesurés des jets hadroniques et du jet étiqueté comme provenant de la désintégration du lepton tau. Cet ajustement permet de tester d'un point de vue cinématique la validité de l'hypothèse, et d'estimer la valeur de la masse de l'objet initial (les caractéristiques de la procédure d'ajustement sont décrites dans le paragraphe 3.4.4.2 du chapitre 3).

La figure 5.10 montre, pour les données réelles et simulées, la forme des distributions de trois variables obtenues à l'issue de cette procédure : le χ^2 de l'ajustement, la masse invariante reconstruite du système des quarks ou du système $\{\tau, \nu_\tau\}$, et l'énergie ajustée du jet étiqueté, E^f_τ. L'accord entre données réelles et données simulées est correct, ce qui permet d'être confiant dans la qualité de l'ajustement.

La proportion d'événements du signal pour lesquels l'ajustement converge est de 97%, valeur diminuant légèrement avec des lots d'événements engendrés avec une masse plus grande (la proportion est de 96% lorsque $m_{\mathrm{H}^\pm} = 57\,\mathrm{GeV}/c^2$). Pour les autres événements du signal, le χ^2 moyen de l'ajustement varie entre 2,76 et 3,42 suivant la valeur de la masse utilisée à leur génération, mais aucune dépendance vis-à-vis de ce paramètre ne ressort, comme le montre le tableau 5.11. Je peux donc fixer un critère unique, indépendant de la masse, pour décider si un événement correspond suffisamment bien à l'hypothèse de la désintégration semi-leptonique d'une paire de bosons de Higgs chargés. Je choisis de conserver un événement si l'ajustement a convergé et si son χ^2 est inférieur à 10 (il n'y a qu'un seul degré de liberté), ce qui est éloigné de la valeur moyenne du signal dans le but de conserver une bonne efficacité : environ 90% des événements du signal sont ainsi sélectionnés, quelle que soit la valeur de la masse du $\mathrm{H}^\pm$ utilisée lors de la génération.

$m_{\mathrm{H}^\pm}$ (GeV/c^2)	$\langle\chi^2\rangle \pm \sigma(\chi^2)$	$\langle m_{rec}\rangle \pm \sigma(m_{rec})$
42	$3,42 \pm 7,17$	$38,6 \pm 7,5$
45	$3,37 \pm 6,68$	$41,7 \pm 8,8$
48	$2,76 \pm 5,26$	$44,0 \pm 8,4$
51	$3,13 \pm 5,62$	$47,1 \pm 8,0$
54	$2,85 \pm 5,12$	$50,2 \pm 7,4$
57	$3,40 \pm 6,07$	$52,7 \pm 7,5$

TAB. 5.11 – Valeurs moyennes et écart-types des distributions du χ^2 de l'ajustement cinématique contraint et de la masse invariante ajustée du système $\{\tau, \nu_\tau\}$, pour les différents lots d'événements du signal. Pour le χ^2, les critères C1 à C5 sont appliqués sur les événements ; pour la variable m_{rec}, le critère C6 ($\chi^2 < 10$) est ajouté.

Le critère

C6: $\chi^2 < 10$

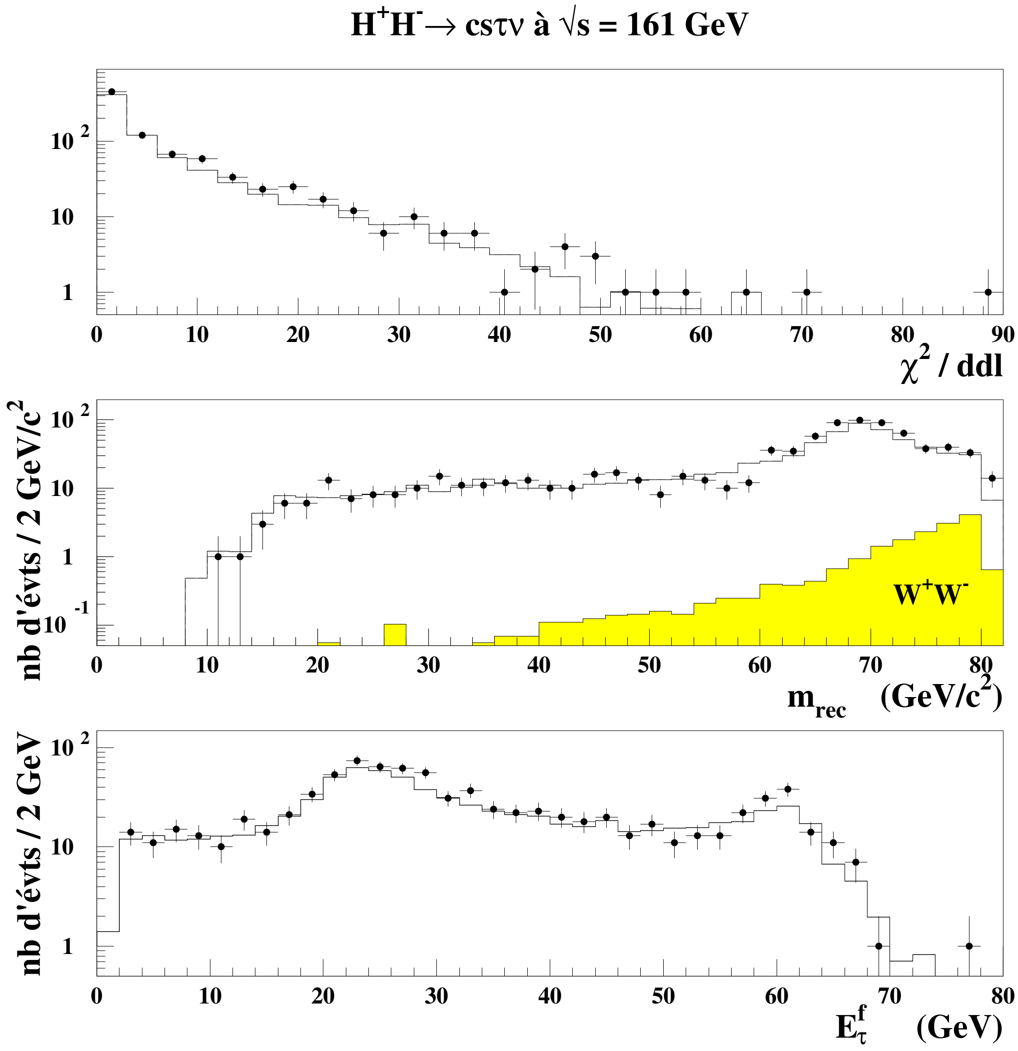


FIG. 5.10 – Distributions de trois variables calculées par l'ajustement cinématique des jets reconstruits : le χ^2, la masse invariante du système $\{\tau, \nu_\tau\}$, et l'énergie ajustée du jet du lepton tau. Tous les événements utilisés vérifient les critères C1 et C2. Les points sont les données réelles, les histogrammes sont obtenus avec la simulation des processus standards. En particulier, la contribution du processus $e^+e^- \to W^+W^-$ est montrée en superposition pour la distribution de la masse invariante.

sélectionne 12 événements dans les données, pour un fond attendu de $11,1 \pm 0,6$ (l'incertitude indiquée étant de source statistique). L'accord numérique est donc très bon à ce niveau de sélection. D'après la simulation, les événements sélectionnés sont pour l'essentiel issus des processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ (à hauteur de 50%) et $e^+e^- \to W^+W^-$ (à hauteur de 44%), où l'un des W se désintègre en un état final leptonique. L'efficacité sur le signal de référence est de 57% (voir le tableau 5.12).

$H^+H^- \to cs\tau\nu_\tau$: (C6) Ajustement cinématique									
Données Réelles	Données Simulées	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$	e^+e^-	W^+W^-	Ze^+e^-	ZZ	$We\nu_e$	H^+H^-
12	$11,1 \pm 0,6$	5,7	0	0	4,8	0,1	0,1	0,4	57,5%
		0,4%	0	0	14,2%	0,1%	3,4%	10,0%	

TAB. 5.12 – Effet de l'application du critère C6. La description des nombres est donnée dans la légende du tableau 5.1

Le dernier critère de sélection de l'analyse repose sur la variable m_{rec}, masse invariante commune aux deux systèmes hypothétiques imposant les contraintes de l'ajustement. Pour les événements du signal, cette variable dépend bien sûr de la masse utilisée à la génération. m_{rec} en est en fait une estimation. Cependant la résolution obtenue sur ce paramètre est très dégradée, par rapport à la précision obtenue dans le cas de la topologie à quatre jets. Comme on pouvait s'y attendre, la perte d'information associée à l'impossibilité de détecter les neutrinos énergétiques issus de la désintégration du boson $H^\pm$, d'une part, et du lepton tau d'autre part, empêche de construire un estimateur précis de la masse du boson $H^\pm$. Le tableau 5.11 et la figure 5.11 illustrent ces faits. En particulier, on observe une différence de plus de 3 GeV/c^2 entre la valeur moyenne de la distribution de la variable m_{rec}, pour un lot d'événements du signal donné, et la valeur de $m_{H^\pm}$ fixée à la génération. De plus, la distribution est asymétrique : elle atteint son maximum en une valeur supérieure d'environ 2 GeV/c^2 à sa valeur moyenne, soit nettement plus près de la valeur engendrée.

Pour ces raisons, je choisis un intervalle asymétrique pour les valeurs autorisées de la variable m_{rec}. Cet intervalle est de plus fixé à l'aide du lot du signal de référence, de manière à conserver 90% des événements préalablement sélectionnés. J'obtiens ainsi, pour le lot d'événements engendrés avec une masse $m_{H^\pm}$ égale à 48 GeV/c^2 :

$$28 < m_{rec} < 54.$$

Je choisis par conséquent le critère final suivant :

C7: $m_{\rm hyp} - 20 < m_{rec} < m_{\rm hyp} + 6$

Cette coupure permet de tester l'hypothèse qu'un éventuel excès d'événements sélectionnés dans les données réelles, par rapport au nombre attendu et issu des simulations des processus standards, soit dû à l'existence d'un boson $H^\pm$ de masse $m_{H^\pm} = m_{\rm hyp}$.

Les douze événements sélectionnés après la coupure sur le χ^2 de l'ajustement ont tous une masse invariante supérieure à 60 GeV/c^2, alors que d'après la simulation, on devrait sélectionner deux événements avec une masse invariante inférieure.

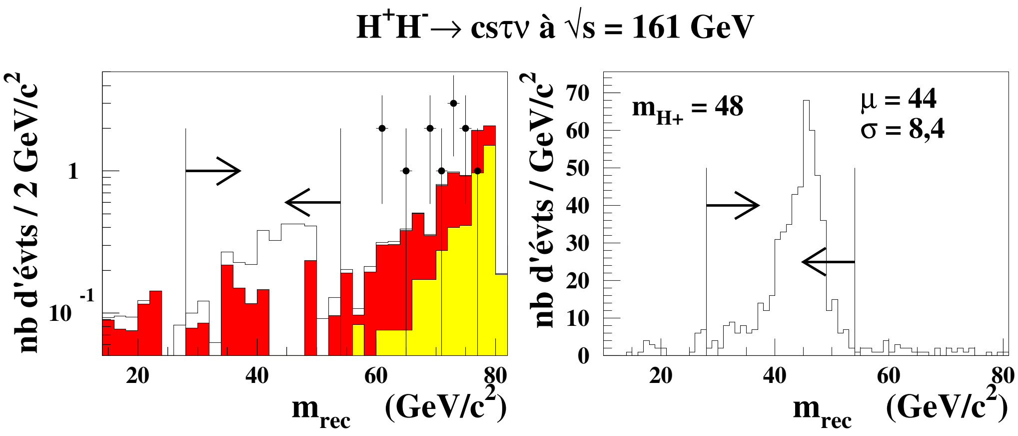


FIG. 5.11 – Distributions de la variable m_{rec} obtenue à l'aide de l'ajustement cinématique contraint. Tous les événements utilisés vérifient les critères de sélection C1 à C6. Les flèches indiquent le critère final.
A gauche, les points sont obtenus avec les données réelles; les histogrammes avec la simulation des processus standards et du signal de référence: l'histogramme le plus sombre est obtenu avec l'ensemble des bruits de fond, l'histogramme gris clair avec seulement les événements du processus $e^+e^- \to W^+W^-$, et l'histogramme blanc avec tous les processus, le signal de référence inclus (et normalisé au nombre d'événements attendus compte-tenu de l'efficacité de sélection après l'application du critère C6).
A droite, l'histogramme est obtenu avec les événements du signal de référence. La valeur moyenne (μ) et l'écart-type (σ) de la distribution sont indiqués.

Le tableau 5.13 illustre l'effet de l'application du critère C7 sur les données réelles et simulées, dans le cas de l'intervalle de masse testant l'hypothèse $m_{\mathrm{H}^\pm} = 48\,\mathrm{GeV}/c^2$ ($28 < m_{rec} < 54$).

5.6 Etude des incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques sur les valeurs des efficacités de sélection des événements du signal ou des événements des processus standards ont plusieurs sources, comme je l'ai décrit dans l'étude de la topologie à quatre jets. Je considère ici aussi que l'erreur systématique est dominée par la qualité limitée de l'accord entre les données simulées et les données réelles. J'utilise cependant deux procédures différentes de celles décrites au paragraphe 4.5 afin de comparer finement les données et d'évaluer les incertitudes sur les efficacités de sélection.

La première procédure consiste à étudier la distribution du rapport entre le nombre d'événements réels et le nombre attendu d'événements obtenu à partir des processus standards simulés, pour des événements tels que la valeur d'une variable utilisée dans

$H^+H^- \to cs\tau\nu_\tau$: (C7) Utilisation de la masse reconstruite									
Données Réelles	Données Simulées	$q\bar{q}$	$\gamma\gamma$	e^+e^-	W^+W^-	Ze^+e^-	ZZ	$We\nu_e$	H^+H^-
0	$1,22 \pm 0,25$	0,95	0	0	0,19	0	0,01	0,06	51,5%
		0,07%	0	0	0,6%	0	0,4%	1,4%	

TAB. 5.13 – Effet de l'application du critère C7 adapté au test de l'hypothèse $m_{H^\pm} = 48\,\mathrm{GeV}/c^2$: $28 < m_{rec} < 54$. La description des nombres est donnée dans la légende du tableau 5.1

l'analyse soit comprise dans un intervalle prédéfini. Si on observe que ce rapport varie de manière importante et statistiquement significative, en fonction de la valeur centrale de l'intervalle, alors il devient nécessaire de reconsidérer la manière d'utiliser la variable dans l'analyse.

J'ai appliqué cette procédure sur les variables les plus importantes de l'analyse : l'acolinéarité, la fonction discriminante, le χ^2 de l'ajustement cinématique et la masse invariante reconstruite. La figure 5.12 ne montre aucune variation systématique du rapport, pour ces quatres variables, en particulier dans les régions des coupures.

Une fois cette vérification faite, je quantifie le désaccord entre les données réelles et les données simulées en procédant comme il suit :

1. pour chaque variable x utilisée dans l'analyse, je détermine la différence $\Delta(x) = |\langle x_{dr}\rangle - \langle x_{ds}\rangle|$ entre la valeur moyenne de la distribution de la variable x obtenue à partir des données réelles et celle obtenue à partir des données simulées;
2. je fais varier la coupure sur la variable x de $\pm\Delta(x)$, pour l'ensemble des données simulées;
3. les variations obtenues sur les efficacités de sélection en appliquant cette procédure à chacune des variables sont additionées quadratiquement pour obtenir l'incertitude systématique.

Les variables entraînant les plus grandes variations sur les efficacités sont l'acolinéarité, la fonction discriminante, le χ^2 de l'ajustement cinématique et la masse invariante reconstruite. Le calcul de $\Delta(x)$ a été fait avec les événements sélectionnés après application du critère C2 pour toutes ces variables, sauf l'acolinéarité , pour laquelle j'ai utilisé les distributions obtenues à partir des événements sélectionnés par le critère C1.

5.7 Efficacités finales de sélection et bruits de fond résiduels

Le tableau 5.14 montre, pour chaque intervalle définissant le critère C7 et associé à l'un des lots d'événements simulés du signal, le nombre d'événements sélectionnés dans

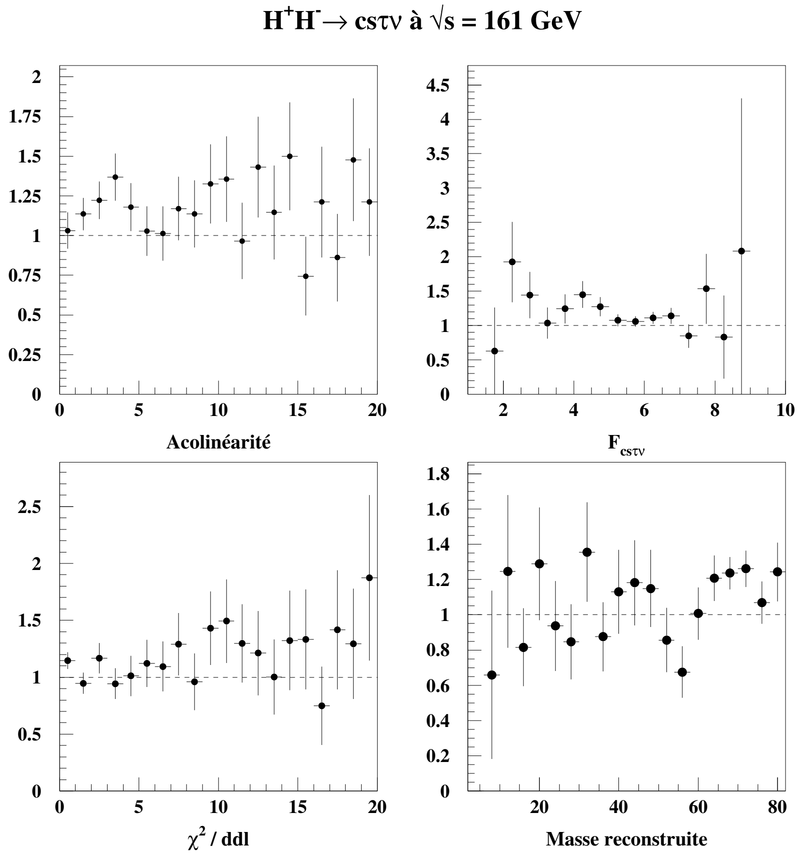


FIG. 5.12 – Pour les quatres variables les plus sensibles de l'analyse, rapport entre les nombres d'événements obtenus à partir des données réelles et à partir des données simulées, ayant une valeur de la variable comprise à l'intérieur d'un intervalle donné, en fonction de cet intervalle. Les lignes en tirets indiquent la valeur 1 (correspondant à un accord parfait entre données réelles et simulées). Aucune évolution significative de ces rapports n'est observée.

les données réelles, le nombre d'événements attendus en se basant sur les processus standards simulés, et l'efficacité finale de sélection du signal. Les erreurs statistiques et systématiques sont en particulier indiquées. Ces nombres sont utilisés pour calculer la sensibilité de l'analyse à un point donné du plan $[m_{\mathrm{H}^\pm}, \mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons})]$ (*cf* chapitre 7).

Les efficacités finales de sélection du signal sont comprises entre 45% et 51%, le maximum étant atteint pour le lot de référence, ce qui est attendu car je l'ai utilisé pour certains choix de coupures.

$H^+H^- \to cs\tau\nu_\tau$: (C7) Masse reconstruite						
$m_{H^\pm}$ (GeV/c^2)	Intervalle de sélection	Données réelles	Données simulées	$q\bar{q}$	W^+W^-	H^+H^- (%)
42	$22 < m_{rec} < 48$	0	$1,07 \pm 0,23 \pm 0,21$	$0,82 \pm 0.23 \pm 0,21$	$0,18 \pm 0,03 \pm 0,02$	$47,3 \pm 1.5\,^{+1.1}_{-1.0}$
45	$25 < m_{rec} < 51$	0	$1,17 \pm 0,24 \pm 0,12$	$0,89 \pm 0.24 \pm 0,12$	$0,21 \pm 0,04 \pm 0,03$	$48,0 \pm 1.5\,^{+1.2}_{-1.3}$
48	$28 < m_{rec} < 54$	0	$1,22 \pm 0,25 \pm 0,11$	$0,95 \pm 0.25 \pm 0,10$	$0,19 \pm 0,04 \pm 0,04$	$51,5 \pm 1.5\,^{+1.0}_{-0.9}$
51	$31 < m_{rec} < 57$	0	$1,33 \pm 0,25 \pm 0,13$	$0,95 \pm 0.25 \pm 0,11$	$0,28 \pm 0,04 \pm 0,05$	$50,2 \pm 1.5\,^{+0.7}_{-0.8}$
54	$34 < m_{rec} < 60$	0	$1,53 \pm 0,26 \pm 0,18$	$1,09 \pm 0.26 \pm 0,17$	$0,34 \pm 0,05 \pm 0,07$	$46,7 \pm 1.5\,^{+0.8}_{-1.3}$
57	$37 < m_{rec} < 63$	2	$1,73 \pm 0,27 \pm 0,24$	$1,16 \pm 0.27 \pm 0,22$	$0,44 \pm 0,05 \pm 0,07$	$46,9 \pm 1.5\,^{+0.6}_{-1.5}$

TAB. 5.14 – Pour chaque intervalle de sélection du critère C7, associé à une hypothèse de masse ($m_{H^\pm}$) : nombre d'événements sélectionnés dans les données, nombre d'événements attendus en se basant sur la simulation des processus standards et efficacité finale de sélection du signal. Les premières erreurs sont de source statistique, les deuxièmes de source systématique (*cf* section 5.6).

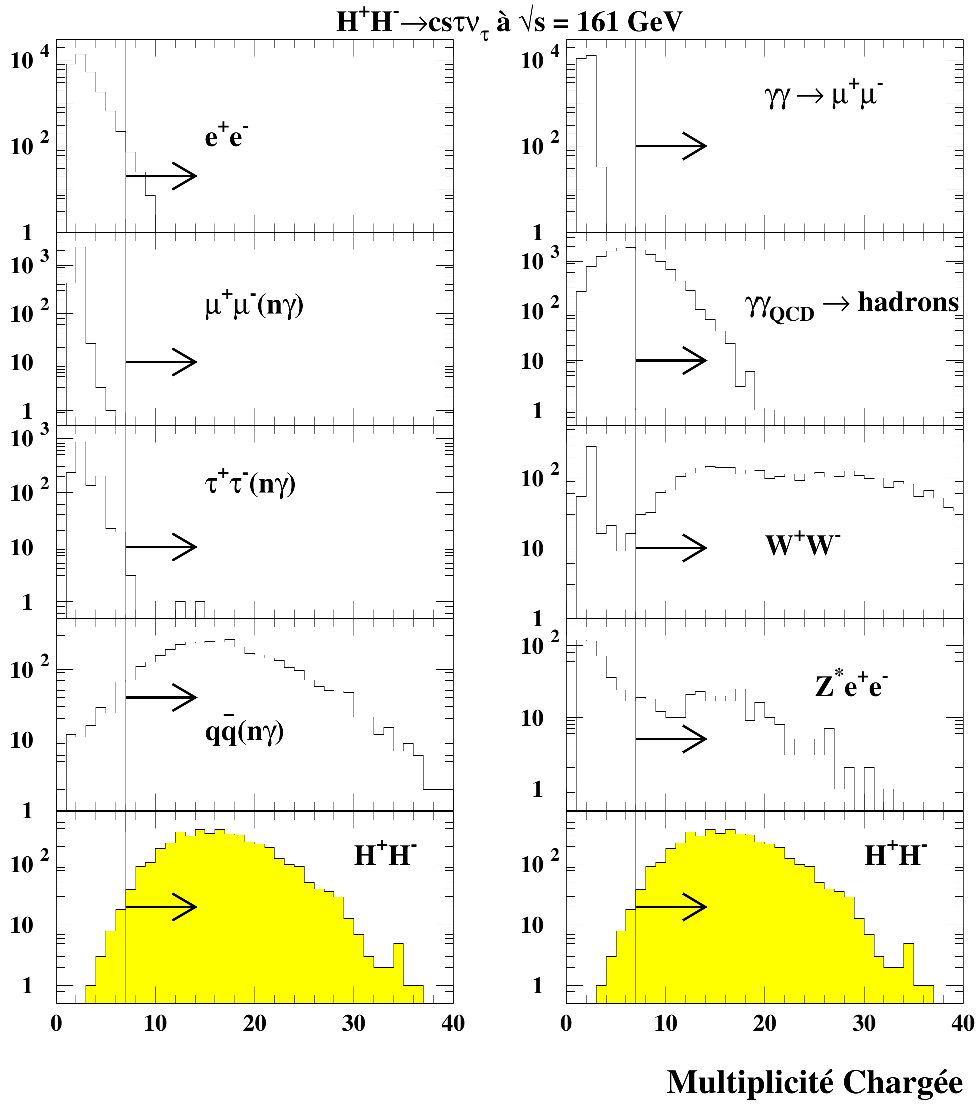


FIG. 5.13 – Distribution du nombre de particules chargées, pour quelques processus de bruit de fond et le signal. Aucune sélection n'est appliquée sur les événements utilisés. Les flèches indiquent les valeurs autorisées par la présélection hadronique.

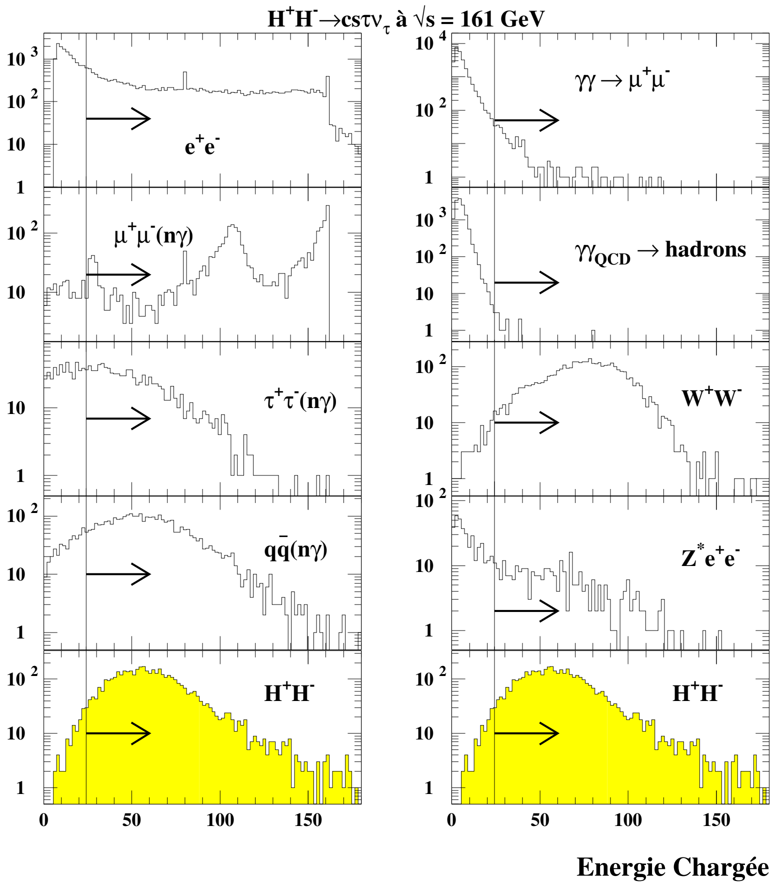


FIG. 5.14 – Energie des particules chargées des événements de quelques processus de bruit de fond et du signal. Aucune sélection n'est appliquée sur les événements utilisés. Les flèches indiquent la présélection hadronique.

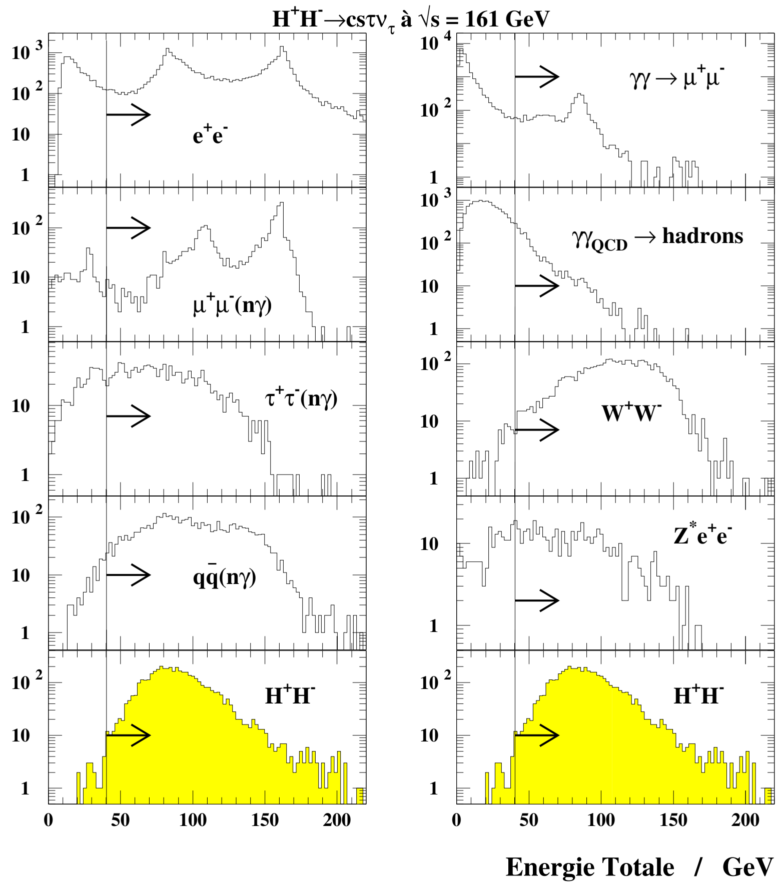


FIG. 5.15 – Energie totale des événements de quelques processus de bruit de fond et du signal. Aucune sélection n'est appliquée sur les événements utilisés. Les flèches indiquent la présélection hadronique.

5.8 Etude des données de LEP133

Pour cette étude, les critères de sélection adoptés diffèrent peu de ceux explicités précédemment. Cependant les coupures sur la nouvelle fonction discriminante et sur le χ^2 de l'ajustement final sont renforcées pour rejeter davantage les événements du bruit de fond dominant, du type $q\bar{q}(n\gamma)$.

5.8.1 Présélection hadronique

Les limites inférieures imposées au nombre de particules chargées et aux énergies totale et chargée sont identiques au cas où $\sqrt{s} = 161$ GeV :

C1: $M_{ch} \geq 7,\ E_{ch} \geq 0,15 \cdot \sqrt{s},\ E_{tot} \geq 0,25 \cdot \sqrt{s}$

L'efficacité de sélection obtenue pour le signal est supérieure à 95%. Les événements réels et simulés sélectionnés ainsi sont utilisés pour comparer les formes des distributions des variables de l'analyse (*cf* fig. 5.18 à 5.21, p.193 à 196). L'accord entre données réelles et données simulées est satisfaisant, comme l'illustrent ces figures et le tableau 5.15 (p. 192) : 1647 événements sont sélectionnés alors que 1680±12 (incertitude statistique) sont attendus d'après la simulation.

5.8.2 Utilisation de l'acolinéarité

La limite inférieure de 9° est aussi appliquée ici; son choix résulte d'un ajustement réalisé une fois que tous les autres critères sont appliqués, afin d'optimiser le rapport $N_s/\sqrt{N_{bdf}}$ final, où le bruit de fond est essentiellement composé d'événements du type $q\bar{q}$. Le critère (2) est donc :

C2: *acolinéarité* $> 9°$

La figure 5.18 (p.193) illustre cette coupure.

5.8.3 Rejet des événements radiatifs

J'utilise les variables $E_\gamma^{\max}$ et $E_{30°}^{rec}$ pour rejeter les événements du type $q\bar{q}$ ayant au moins un photon ISR énergétique visible dans le détecteur :

C3: $E_\gamma^{\max} < 25\,\mathrm{GeV}$ et $E_{30°}^{rec} < 65\,\mathrm{GeV}$

L'application de ce critère permet de rejeter 90% de ces événements , qui ne représentent plus, à ce niveau de sélection, que 4% des événements du type $q\bar{q}$. L'efficacité de sélection du signal est de 88%. La figure 5.18 montre aussi les distributions de ces variables.

5.8.4 Etiquetage du jet du lepton tau

Une fois les particules de l'événement agrégées en trois jets, le jet ayant le plus petit nombre de particules chargées est repéré, et les critères suivants doivent être vérifiés pour qu'il soit considéré comme provenant du lepton tau et que l'événement soit sélectionné :

C4: $1 \leq M^{\tau}_{ch} \leq 3,\ M^{\tau} \leq 7,\ E^{\tau}_{tot} < 43\,\mathrm{GeV}$

Aucune particule chargée de ce jet ne doit être reconstruite que par la TPC , pour rejeter certains événements radiatifs, comme je l'ai déja expliqué.

Après l'application de ces critères, l'efficacité de sélection du signal est de 66% et 97% des événements du type $\mathrm{q\bar{q}}$ ayant un photon ISR visible ont été rejetés.

5.8.5 Analyse discriminante

L'algorithme de Fisher est utilisé pour construire une variable multidimensionnelle discriminant entre les événements du signal et les événements du bruit de fond dominant à ce niveau de la sélection, c'est-à-dire les événements du type $\mathrm{q\bar{q}}$ où au moins un photon ISR énergique est perdu dans le tube à vide. L'entraînement est réalisé avec un échantillon de 1000 événements du signal, engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 45\,\mathrm{GeV}/c^2$, et 3000 événements du type $\mathrm{q\bar{q}}$ simulés comme les événements du signal avec une énergie de 130 GeV dans le centre de masse. Tous les événements utilisés vérifient les critères C1 et C2, afin d'enrichir, comme on l'a vu dans l'analyse des données de LEP161, le lot d'événements $\mathrm{q\bar{q}}$ en événements radiatifs avec un photon énergique invisible.

La variable $|\frac{\pi}{2} - \theta_{vis}|$ présente à nouveau le pouvoir discriminant le plus grand, et l'entraînement la combine à la variable $\sqrt{s'}$, définie dans la section 4.2.2, puis à la variable $\mathcal{J}_{\mathrm{cs}\tau\nu}$, définie dans la section 5.4, pour former la fonction suivante :

$$F_{\mathrm{cs}\tau\nu} = 2,63 \times |\tfrac{\pi}{2} - \theta_{vis}| + 0,034 \times \sqrt{s'} + 0,016 \times \mathcal{J}_{\mathrm{cs}\tau\nu}$$

La variable $\sqrt{s'}$ est plus discriminante à cette énergie qu'à l'énergie de LEP161, comme le montre la figure 5.16. Effectivement, à ce niveau de sélection, les événements du type $\mathrm{q\bar{q}}$ résultent essentiellement du processus de retour radiatif au pic du Z. La distribution de leur énergie effective est donc concentrée autour de 91 GeV, indépendemment de l'énergie dans le centre de masse. Les événements du signal n'ont pas du tout la même cinématique car la direction de vol du neutrino initial a une probabilité faible d'être parallèle à l'axe des faisceaux, et l'énergie de ce neutrino, bien que limitée cinématiquement, a une valeur aléatoire. Par conséquent, pour une même masse du boson $\mathrm{H}^\pm$ fixée à la génération, la forme de la distribution de l'énergie effective ne dépend pas de l'énergie dans le centre de masse, alors que la valeur moyenne augmente avec l'énergie.

La valeur limite imposée à la variable $F_{\mathrm{cs}\tau\nu}$ est fixée de manière à garder 75% des événements du signal préalablement sélectionnés. C'est un choix plus strict que dans le cas de l'analyse des données de LEP161, afin que le facteur de rejet du bruit de fond dû à cette coupure soit comparable à celui obtenu à plus haute énergie (soit plus de 95%). Le critère de sélection est :

C5: $F_{\mathrm{cs}\tau\nu} < 5,0$

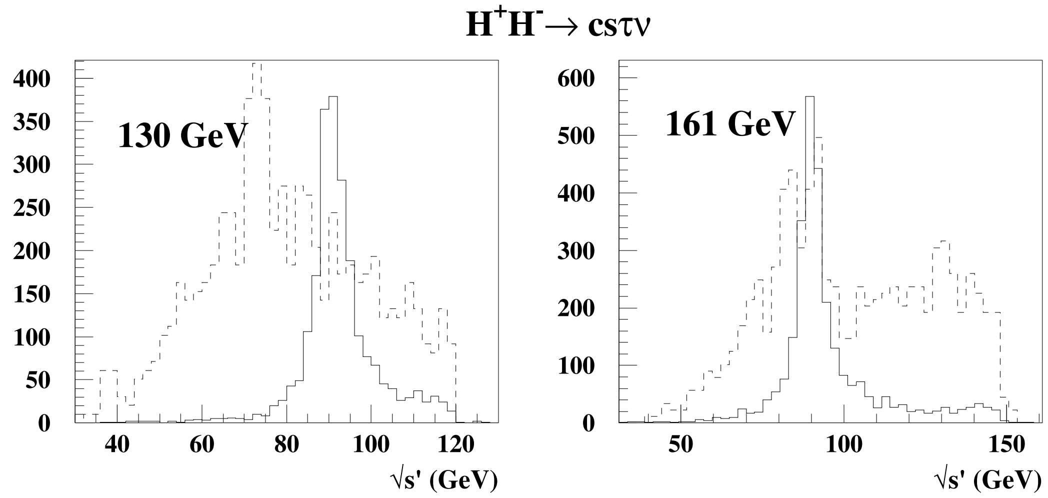


FIG. 5.16 – Distributions de l'énergie réduite pour les événements du type $q\bar{q}$ (traits pleins) et pour les événements du signal engendrés avec $m_{\mathrm{H}^{\pm}} = 45$ GeV$/c^2$ (tirets). Tous les événements sont sélectionnés par les critères précédant l'utilisation de la fonction discriminante. A gauche les distributions sont obtenues à partir des simulations faites avec $\sqrt{s} = 130$ GeV, à droite avec $\sqrt{s} = 161$ GeV.

Les simulations reproduisent bien les données lorsque l'on compare les distributions des variables composant la fonction $F_{cs\tau\nu}$ (*cf* fig. 5.20 p.195) ou les distributions de la fonction elle-même, après présélection des événements ou après l'application du critère C4 (*cf* fig. 5.17).

La coupure sur la variable $F_{cs\tau\nu}$ permet globalement de sélectionner 49,6% des événements du signal et de rejeter 99,6% des événements du type $q\bar{q}$ ayant un photon ISR énergique invisible.

5.8.6 Ajustement cinématique contraint

Les paramètres des trois jets reconstruits sont ensuite ajustés comme je l'ai déja décrit, en contraignant l'égalité entre les masses invariantes du système $\{\tau, \nu_\tau\}$ d'une part, et du système formé des deux autres jets, d'autre part. Je ne conserve que les événements pour lesquels l'ajustement converge (soit 97% des événements du signal, similairement au cas de la simulation faite avec $\sqrt{s} = 161$ GeV) et je suis plus strict en définissant le critère de sélection reposant sur le χ^2 :

C6: $\chi^2 < 5,0$

Je garde ainsi 75% des événements du signal, et je rejette 50% des événements du type $q\bar{q}$ préalablement sélectionnés, proportion égale à celle obtenue dans l'analyse des données de LEP161.

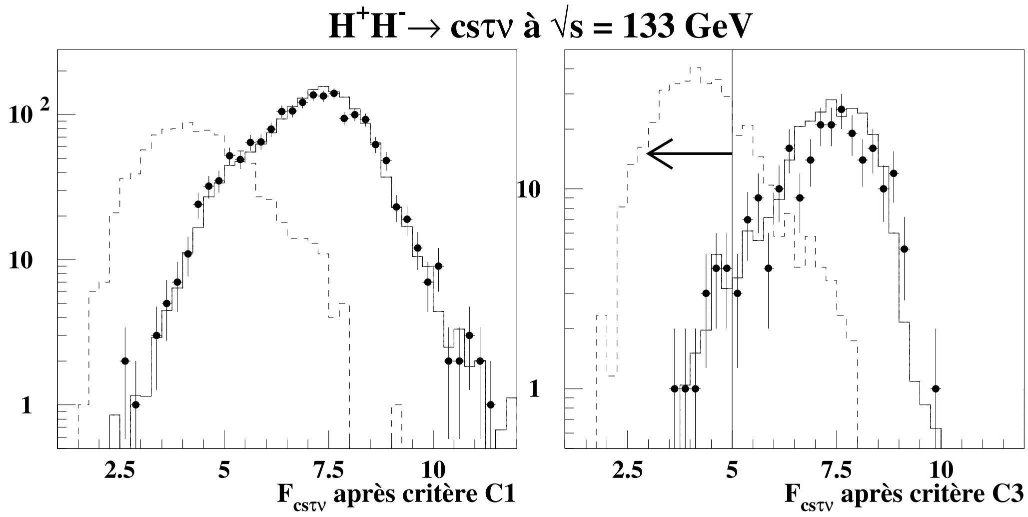


FIG. 5.17 – Distributions de la fonction multidimensionnelle utilisée dans l'analyse. A gauche, les événements utilisés vérifient le critère de la présélection hadronique. A droite, les événements utilisés vérifient les critères C1 à C4 (étiquetage du tau). Les points représentent les données réelles, les histogrammes à trait continu sont obtenus avec la simulation des processus standard, les histogrammes à trait discontinu sont obtenus avec le lot du signal de référence. La coupure appliquée est indiquée par la flèche.

Le tableau 5.15 et la figure 5.21 montrent que l'effet sur les données réelles de l'application du critère C6 est bien reproduit par la simulation du bruit de fond dominant dû aux événements du type $q\bar{q}$: 6 événements sont sélectionnés, pour une prévision de 5,7±0,6 (erreur statistique).

La sélection finale de l'analyse dépend de la masse du boson $H^{\pm}$ testée. La fenêtre en masse est choisie asymétrique, et telle que 90% des événements du signal de référence, engendrés avec $m_{H^{\pm}} = 45\,\mathrm{GeV}/c^2$, soient sélectionnés :

C7: $m_{rec} - 13 < m_{rec} < m_{rec} + 3$

L'effet de ce critère adapté pour tester $m_{H^{\pm}} = 45\,\mathrm{GeV}/c^2$ est montré dans le tableau 5.15.

Le tableau 5.16 rassemble les valeurs des efficacités finales de sélection du signal, pour les trois lots d'événements simulés, et des nombres d'événements sélectionnés dans les données. Les erreurs systématiques y sont en particulier indiquées. Celles-ci sont évaluées en procédant comme je l'ai décrit dans la section 5.6.

On peut constater une décroissance de l'efficacité de sélection du signal en fonction de la masse, due principalement aux critères de sélection reposant sur la fonction discriminante et sur la masse reconstruite, car les distributions de ces variables se déforment légèrement lorsque la masse augmente.

$H^+H^- \to cs\tau\nu_\tau$ à $\sqrt{s}$ = 133 GeV							
Critère de sélection	Données Réelles	Données Simulées	$f\bar{f}(n\gamma)$	$\gamma\gamma$	e^+e^-	autres processus	H^+H^-
Présélection	1647	1680±12	1609	26	30	15	95,4%
Acolinéarité	972	993±9	959	22	1	11	92,2%
$E_\gamma^{\max}$,$E_{30^\circ}^{rec}$	750	788±6	763	16	0	9	88,3%
Etiquetage du τ	230	270±5	253	13		4	65,9%
$F_{cs\tau\nu}$	14	12,8±1,6	10,9	1,4		0,5	49,6%
χ^2	6	5,7±0,6	5,4	0		0,3	37,3%
$32 < m_{rec} < 48$	0	1,29±0,27	1,25±0,27			0,04±0,04	33,5%

TAB. 5.15 – Effet des différents critères de sélection sur les données réelles de LEP133 et sur les données simulées (les "autres processus" désignent les états finals à quatre fermions : $Z^\star e^+e^-$, W^+W^- , $Z^\star Z^\star$, $We\nu_e$). Une luminosité intégrée de 5,93 pb^{-1} est utilisée pour la normalisation. L'efficacité de sélection des événements du lot du signal de référence est indiquée. Les incertitudes indiquées sont statistiques.

$H^+H^- \to cs\tau\nu_\tau$ à $\sqrt{s}$ = 133 GeV				
$m_{H^\pm}$ (GeV/c^2)	Intervalle de sélection	Données réelles	Données simulées	H^+H^- (%)
45	$32 < m_{rec} < 48$	0	$1,25 \pm 0,26 \pm 0,15$	$33,5 \pm 1,5\,^{+0,7}_{-1,1}$
49	$36 < m_{rec} < 52$	0	$1,07 \pm 0,25 \pm 0,16$	$29,6 \pm 1,6\,^{+1,6}_{-1,2}$
53	$40 < m_{rec} < 56$	0	$1,42 \pm 0,29 \pm 0,23$	$26,4 \pm 1,4\,^{+1,0}_{-1,1}$

TAB. 5.16 – Pour chaque intervalle de sélection du critère C7, associé à une hypothèse de masse ($m_{H^\pm}$) : nombre d'événements sélectionnés dans les données, nombre d'événements attendus en se basant sur la simulation des processus standards et efficacité finale de sélection du signal. Les premières erreurs sont de source statistique, les deuxièmes de source systématique, calculées en appliquant la méthode décrite à la section 5.6.

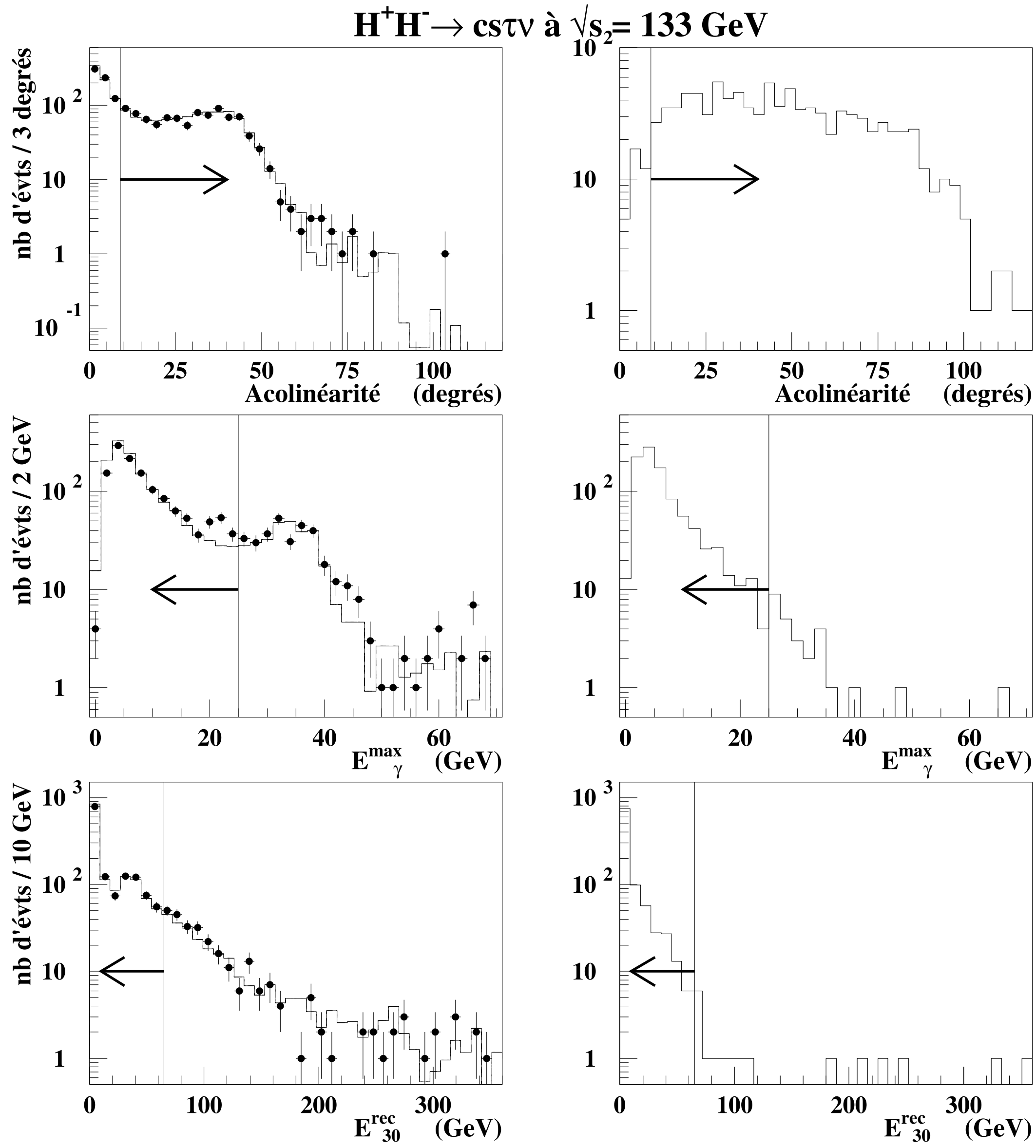


FIG. 5.18 – Distributions de l'acolinéarité , des variables $E_{\gamma}^{\max}$ et $E_{30^\circ}^{rec}$, pour les processus standards simulés (histogrammes) superposés aux événements réels (points), à gauche, et pour le signal de référence ($m_{\mathrm{H}^\pm} = 45$ GeV/c^2), à droite. Tous les événements utilisés vérifient le critère de présélection hadronique. Les coupures appliquées sont indiquées par les flèches.

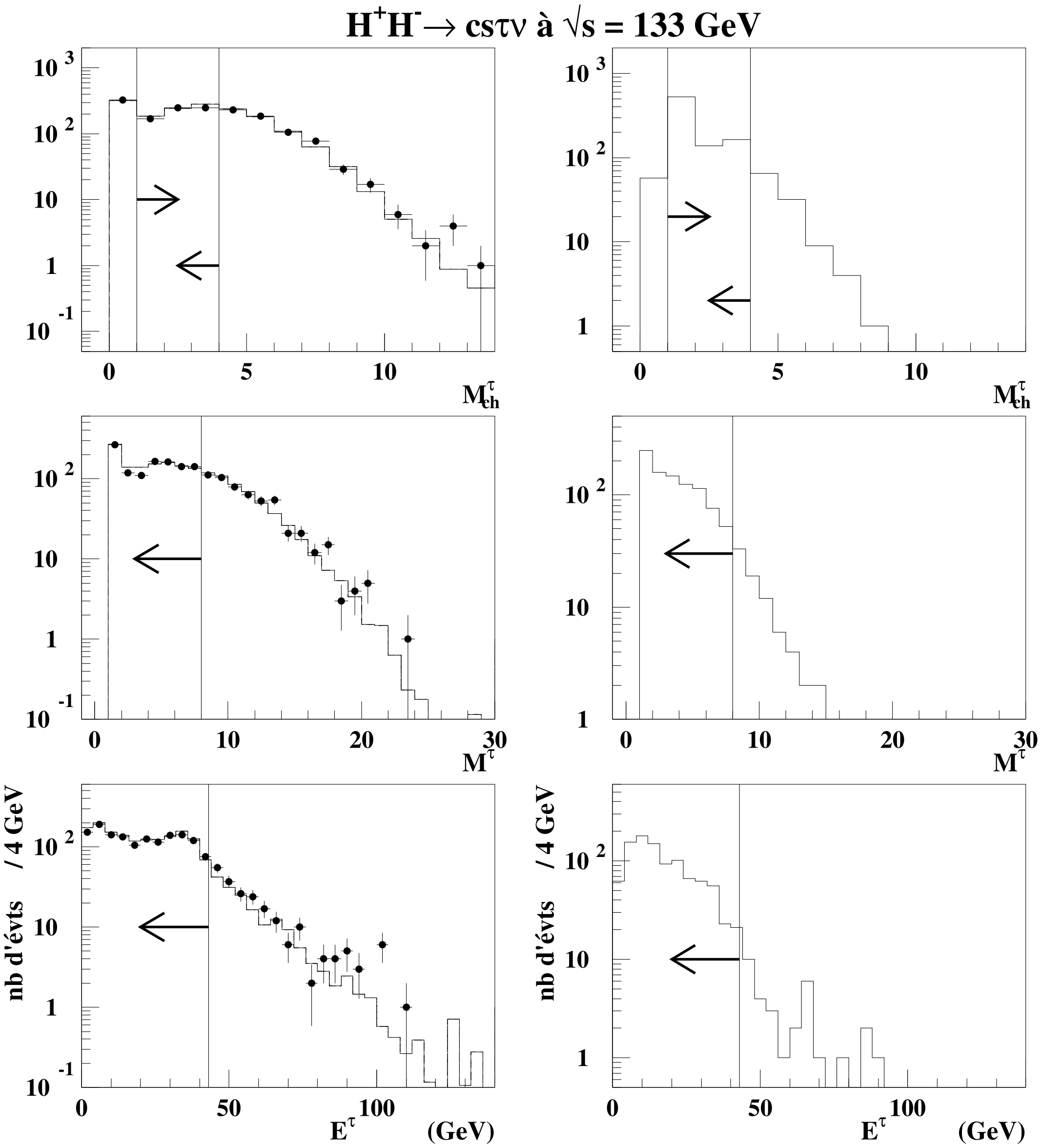


FIG. 5.19 – Distributions de la multiplicité chargée, de la multiplicité totale et de l'énergie totale du jet étiqueté comme provenant de la désintégration du lepton tau, pour les processus standards simulés (histogrammes) superposés aux événements réels (points), à gauche, et pour le signal de référence ($m_{\mathrm{H}^\pm} = 45$ GeV/c^2), à droite. Tous les événements utilisés vérifient le critère de présélection hadronique. Les coupures appliquées sont indiquées par les flèches.

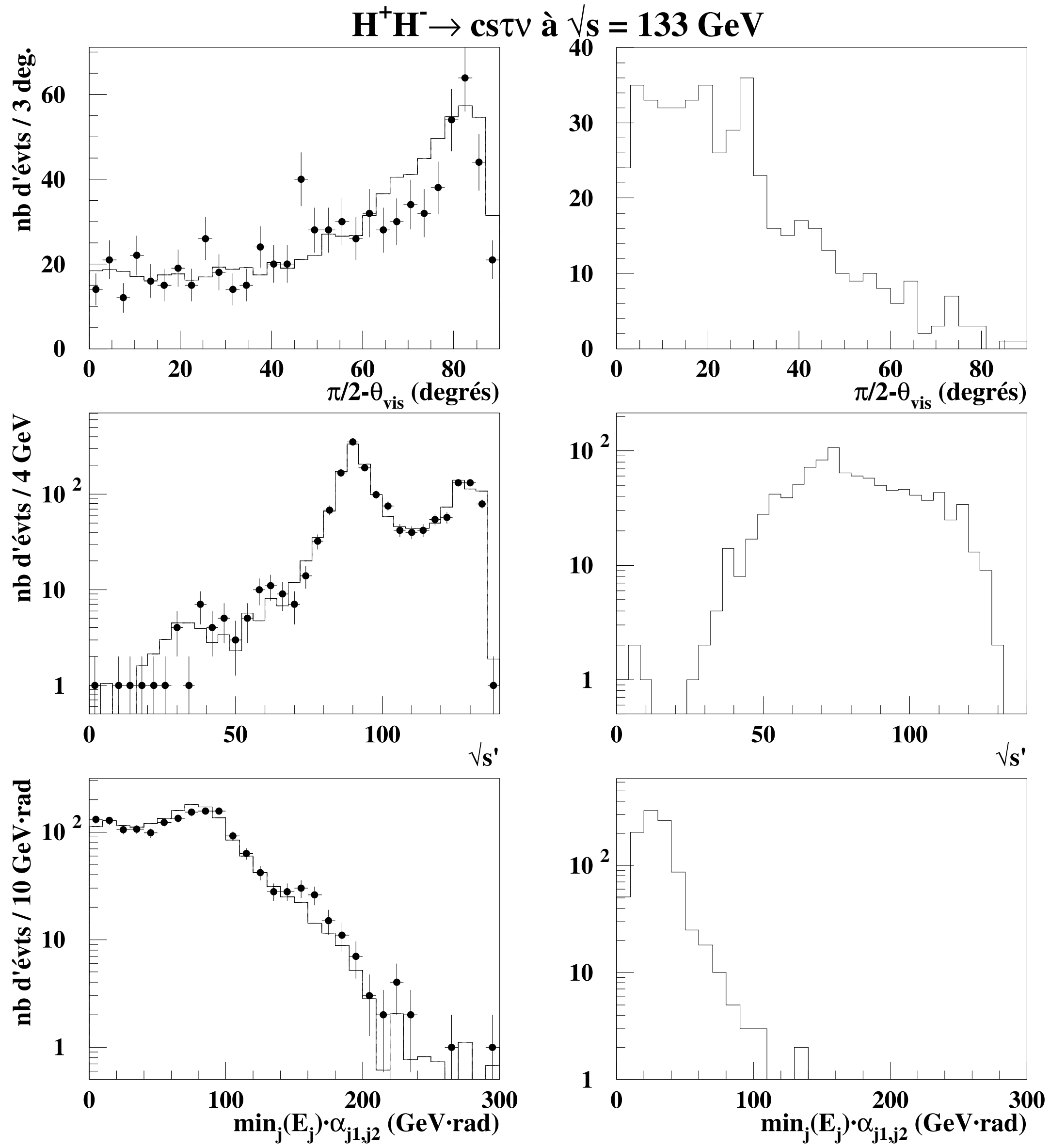


FIG. 5.20 – Distributions des variables composant la fonction discriminante multidimensionnelle pour les processus standards simulés (histogrammes) superposés aux événements réels (points), à gauche, et pour le signal de référence ($m_{\mathrm{H}^\pm} = 45$ GeV/c^2), à droite. Tous les événements utilisés vérifient le critère de présélection hadronique.

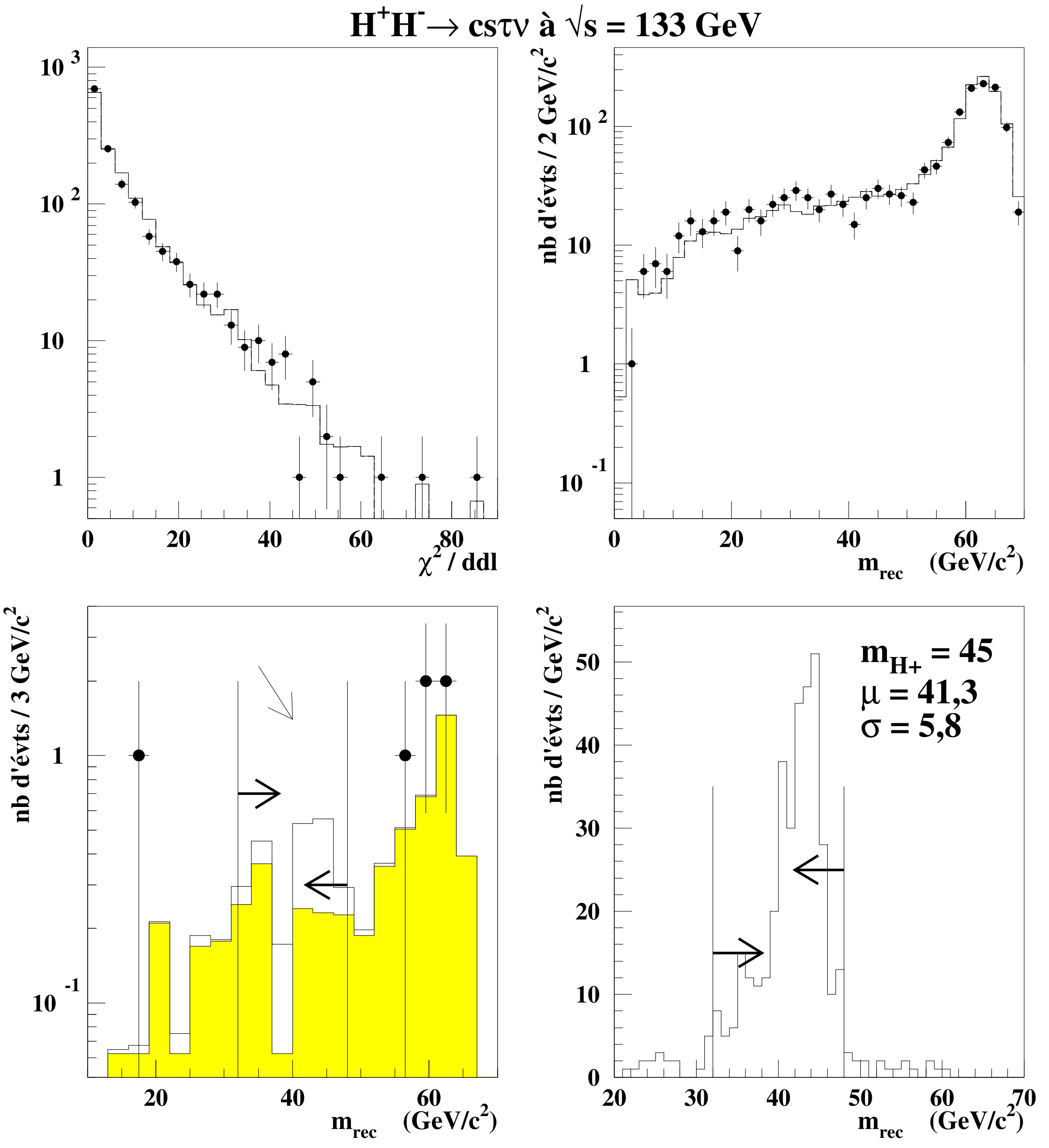


FIG. 5.21 – Distributions des variables m_{rec} et χ^2 obtenues à l'aide de l'ajustement cinématique contraint.
En haut, ces variables sont montrées pour les événements réels (points) et simulés (histogrammes) vérifiant les critères de la présélection hadronique.
En bas, la distribution de la masse reconstruite m_{rec} est montrée pour les événements réels et simulés vérifiant tous les critères de sélection jusqu'à la coupure sur le χ^2 de l'ajustement. A gauche, l'histogramme gris clair est obtenu avec l'ensemble des bruits de fond et l'histogramme blanc avec tous les processus, le signal de référence inclus et normalisé au nombre d'événements attendus compte-tenu de l'efficacité de sélection après la coupure sur le χ^2. A droite, l'histogramme est obtenu avec les événements du signal de référence ($m_{\mathrm{H}\pm} = 45$ GeV/c^2). La valeur moyenne (μ) et l'écart-type (σ) de la distribution sont indiqués.

Chapitre 6

Recherche d'un signal dans la topologie leptonique

6.1 Sélection des particules reconstruites et présélection des événements

Les critères de sélection des particules neutres sont identiques à ceux utilisés pour les analyses des événements à grande multiplicité. Par contre, la manière de choisir les particules chargées doit être modifiée. En effet, lorsqu'on sélectionne, sans prendre de précaution, des événements à faible multiplicité et énergie, comme c'est le cas ici, on prend le risque de sélectionner des événements issus de bruits de fond qui ne sont pas dus à des processus standards : interactions entre les faisceaux et les molécules de gaz présentes dans le tube à vide; interactions entre les faisceaux et le tube à vide; rayons cosmiques traversant le détecteur. Par conséquent, un désaccord important peut apparaître entre le nombre d'événements sélectionnés dans les données réelles et le nombre d'événements attendu d'après la simulation des processus standards. Considérons par exemple le cas d'un rayon cosmique donnant un muon de 20 GeV. Si par hasard ce muon se propage à travers le détecteur et passe très près du point d'interaction (à 3 cm par exemple), et si le système d'étiquetage des rayons cosmiques n'a pas été performant, un tel événement est présélectionné par tout critère requérant peu de particules et peu d'énergie. En fait, des événements de ce type ont été sélectionnés lors des différents essais de présélection que j'ai réalisé. Par conséquent, et en m'inspirant d'analyse de physique étudiant les événements à deux leptons taus dans les données de LEP1 [78], je sélectionne les particules chargées si elles sont bien reconstruites (utilisation de la longueur l de la trace de leur trajectoire et de l'erreur de mesure sur leur quantité de mouvement, $\mathrm{d}P/P$) et si leur trajectoire passe près du point d'interaction.

Cependant, de cette manière, je risque de ne pas considérer des particules moins bien reconstruites mais issues néanmoins de l'interaction initiale, et donc porteuse d'information (en particulier, les particules chargées reconstruites par les détecteurs des régions avant et dues aux interactions des électrons énergétiques avec les matériaux ont très souvent des grands paramètres d'impact). Je veille par conséquent à récupérer une partie de cette information en appliquant la procédure de création de particules neutres décrite dans la section 5.1. Je résume ci-dessous les critères de la sélection des particules adoptés pour la recherche du signal dans la topologie purement leptonique :

- PARTICULES NEUTRES
  - $E > 0,2$ GeV si l'énergie est déposée dans les calorimètres électromagnétiques
  - $E > 0,5$ GeV si l'énergie est déposée dans le calorimètre hadronique
  - $m = 0\,\mathrm{GeV}/c^2$
  - Normalisation du vecteur quantité de mouvement à l'énergie du faisceau si $E > \sqrt{s}/2$
- PARTICULES CHARGEES
  - $P > 0,1\,\mathrm{GeV}/c$
  - $\Delta P/P < 1$
  - $|b_{r\phi}| < 1$ cm
  - $|b_z| < 2,5$ cm
  - $l \geq 60$ cm
  - $m = m_\pi$
  - Normalisation du vecteur quantité de mouvement à l'énergie du faisceau si $E > \sqrt{s}/2$
  - Pour les particules ainsi choisies :
    `SI` $\frac{E_{calo}-P}{0,4\cdot\sqrt{E_{calo}}} \geq 2,5$ `ALORS`

    `SI` $\delta P > 0,5 \cdot P$ `OU` $E_{calo} - P > 10$ `ALORS`
    une particule neutre d'énergie $E_{calo} - E$ et de vecteur quantité de mouvement parallèle à $\vec{P}$ est créée.

    `SINON` pas de création.

Dans le but de récupérer des informations perdues par cette sélection stricte des particules chargées, je prends aussi soin de contrôler l'activité énergétique des régions à l'avant du détecteur en utilisant la variable $E^{rec}_{30°}$, définie dans la section 3.4.1. Comme je l'ai montré dans ce paragraphe, les événements issus de la diffusion Bhabha sont mal reproduits par la simulation. Par conséquent, afin d'éviter un désaccord important entre les données réelles et les données simulées au niveau de la présélection des événements, j'impose à tous les événements de vérifier :

$$E^{rec}_{30°} \leq 7\% \cdot \sqrt{s}$$

Un autre désaccord important entre les données réelles et les données simulées peut aussi apparaître en raison de la simulation incomplète des processus d'interaction à deux photons. En effet, comme je l'ai indiqué dans le paragraphe 3.5.2, la simulation de ces processus a été limitée car leurs sections efficaces deviennent très grandes lorsqu'aucun biais n'est introduit au niveau de la génération des événements . Par conséquent, il est nécessaire d'inclure des critères rejetant la majorité des événements issus des interactions à deux photons dans la présélection des événements . Pour cela, la limite sur la variable $E_{30^\circ}^{rec}$ est utile. Je la complète cependant en imposant une limite inférieure à l'énergie calculée à partir de toutes les particules chargées, et à l'impulsion transverse P_{vis}^T , définie dans le paragraphe 3.4.1 du chapitre 3 :

$$E_{ch} \geq 4\% \cdot \sqrt{s} \quad \text{et} \quad P_{vis}^T \geq 3\,\text{GeV}/c$$

La présélection leptonique est finalement composé des critères suivants :

C1: $2 \leq M_{ch} \leq 5$;
$E \leq 55\% \cdot \sqrt{s}$;
$E_{30^\circ}^{rec} \leq 7\% \cdot \sqrt{s}$;
$E_{ch} \geq 4\% \cdot \sqrt{s}$;
$P_{vis}^T \geq 3\,\text{GeV}/c$.

La coupure sur le nombre de particules chargées permet de sélectionner des événements du signal où l'un, au plus, des leptons taus, se désintègre en trois particules chargées. Les figures 6.8 à 6.11 (p. 215 à 216) illustrent le choix et les effets de ces critères de sélection sur le signal et sur les processus standards les plus affectés par l'application de la coupure sur la variable montrée.

En présélectionnant les événements selon le critère C1, les distributions des observables des événements des données réelles sont reproduites de manière satisfaisante par la simulation des processus standards. Les figures 6.1 (p.201) à 6.4 (p. 207) en témoignent. Enfin, les tableaux 6.1 et 6.6 (p. 209) montrent les effets de l'application du critère C1, en termes d'efficacité de sélection des événements du signal et des bruits de fond. Le nombre d'événements sélectionnés dans les données réelles de LEP161 est de 156; le nombre correspondant et évalué à partir de la simulation est de 158$\pm$6 (erreur statistique). Ces nombres sont obtenus en prenant soin, comme pour le cas de la topologie semi-leptonique, de rejeter les événements où la TPC ou les calorimètres n'étaient pas parfaitement opérationnels, pour ne pas sélectionner des événements ayant un défaut d'énergie dû à des disfonctionnements des modules de DELPHI . La luminosité intégrée correspondant aux événements sélectionnés ainsi est égale à 9,74 pb^{-1} .

$H^+H^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$: (C1) Présélection leptonique							
Données Réelles	Données Simulées	$l^+l^-(n\gamma)$	$\gamma\gamma$ $\to$ hadrons	$\gamma\gamma$ $\to$ leptons	W^+W^-	autres processus	H^+H^-
156	158±6	46	19	90	2,2	1,1	70,4%

TAB. 6.1 – Effets de l'application du critère de sélection C1 utilisé pour la topologie leptonique : nombre d'événements sélectionnés dans les données de LEP161, nombres d'événements attendus pour une luminosité intégrée de 9,74 pb^{-1}, et efficacité de sélection du signal de référence (composé de 1368 événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 50\,\mathrm{GeV}/c^2$). L' erreur indiquée est statistique.

6.2 Rejet des interactions à deux photons

Comme le tableau 6.1 l'indique, 69% des événements présélectionnés sont issus d'interactions à deux photons donnant essentiellement deux leptons dans l'état final. J'utilise par conséquent de nouveau la variable P^T_{vis} pour rejeter ces événements plus efficacement. Le choix de la nouvelle limite est ajusté en fin d'analyse de manière à optimiser la discrimination entre le signal et l'ensemble des bruits de fond. Le nouveau critère est le suivant :

C2: $P^T_{vis} > 9\,\mathrm{GeV}/c$

La figure 6.1 en donne une illustration. Les effets de son application sont indiqués dans les tableaux 6.2 et 6.6 (p. 209) : moins de 4% des événements résultant des interactions à deux photons et préalablement sélectionnés sont conservés. Ils ne représentent plus que 10% de l'ensemble des événements des bruits de fond sélectionnés. Ceux-ci sont en majorité des événements leptoniques issus de l'interférence $\gamma^\star/Z^\star$, en particulier des événements à deux leptons tau (61%), dont l'efficacité de sélection est encore importante (23%).

$H^+H^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$: (C2) P^T_{vis}							
Données Réelles	Données Simulées	$l^+l^-(n\gamma)$	$\gamma\gamma$ $\to$ hadrons	$\gamma\gamma$ $\to$ leptons	W^+W^-	autres processus	H^+H^-
46	40,9±2,2	33,9	1,4	2,9	2,1	0,6	60,2%

TAB. 6.2 – Effets de l'application des critères de sélection C2 utilisé pour la topologie leptonique. La définition des nombres est donnée dans le commentaire du tableau 6.1.

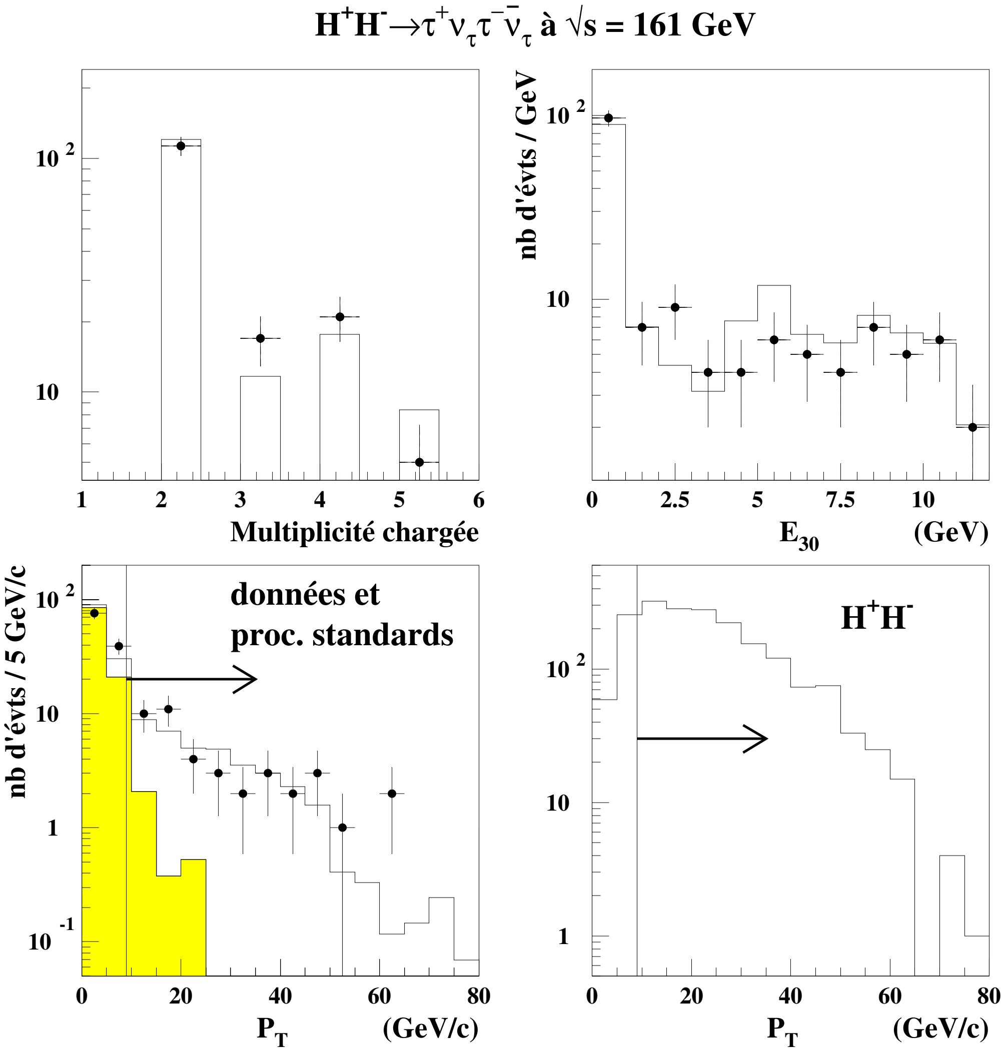


FIG. 6.1 – Distributions du nombre de particules chargées, de l'énergie $E_{30°}^{rec}$ et de la variable P_{vis}^{T}. Les points représentent les données réelles, les histogrammes les données simulées. Tous les événements utilisés vérifient les critères de la présélection leptonique. L'histogramme grisé est obtenu avec les événements des interactions à deux photons. L'histogramme du signal est obtenu à partir d'événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^{\pm}} = 50$ et $60\ \mathrm{GeV}/c^2$. La coupure du critère C2 est indiquée par les flèches.

6.3 Agrégation en deux jets

J'utilise l'algorithme de JADE pour agréger les particules des événements en deux jets (la distance de DURHAM n'améliore pas les résultats finaux). Les événements du type $l^+l^-(n\gamma)$ issus de l'interférence $\gamma^\star/Z^\star$ peuvent être en grande partie rejetés en utilisant les angles entre les vecteurs des quantités de mouvement des deux jets. Je définis α comme étant l'angle calculé dans l'espace, et α_T celui obtenu en projetant les vecteurs sur le plan perpendiculaire à l'axe des faisceaux :

$$\alpha = (\widehat{\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2}) \text{ et } \alpha_T = (\widehat{\mathbf{p}_1^T, \mathbf{p}_2^T})$$

Les événements à deux leptons sont colinéaires : ils ont en moyenne des angles proches de 180° . Les distributions de ces angles, pour le signal, ne sont pas piquées vers 180° , comme le montre la figure 6.2. Ceci est dû au mode de production du boson $H^\pm$ (distribution de la variable $\theta^\star$) et au fait que les taus initiaux n'emportent pas toute la quantité de mouvement du boson dont ils sont issus. Les jets qu'ils créent n'ont donc pas des directions corrélées.

En plus d'exiger que les angles α et α_T ne dépassent pas une borne supérieure, j'impose une limite inférieure à l'angle α , afin de m'assurer que les événements sélectionnés n'ont pas une topologie compatible avec un jet unique. Un tel état final peut avoir lieu pour certains événements dus aux interactions à deux photons, en particulier lorsqu'une particule chargée n'est pas sélectionnée par les critères définis plus haut. Sur la figure 6.2, on peut remarquer un désaccord entre le nombres d'événements sélectionnés dans les données réelles et celui estimé à partir de la simulation, lorsque ces événements sont reconstruits avec des angles inférieurs à 10° . Les événements réels sont en fait compatibles, par leurs caractéristiques, aux événements attendus dans le bruit de fond, essentiellement constitué des processus $e^+e^- \to \gamma\gamma \to \tau^+\tau^-$ et $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$. Le désaccord diminue après l'application du critère C2. Etant donné le fait qu'il est situé dans une région de l'espace des phases où la présence du signal est peu probable, une investigation plus poussée n'est pas nécessaire. De plus, ce type de désaccord sera pris en compte dans l'évaluation des erreurs systématiques (*cf* paragraphe 6.5).

Le critère C3 est constitué des coupures suivantes :

C3: $\alpha > 20°$
$\max(\alpha, \alpha_T) < 167°$

La valeur de la borne supérieure est choisie parallèlement au choix du critère C2, pour optimiser la discrimination entre le signal et le bruit de fond en fin d'analyse.

Les effets de l'application de ce critère sont montrés dans les tableaux 6.3 et 6.6. Six événements sont sélectionnés dans les données réelles, en accord avec la simulation du bruit de fond. Celui-ci est composé, en proportions équivalentes, d'événements provenant des processus $e^+e^- \to W^+W^-$, $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ et des interactions à deux photons donnant deux leptons.

L'étape de sélection suivante utilise des caractéristiques individuelles des jets. Chaque jet, provenant de la désintégration d'un lepton tau, doit contenir au moins une particule

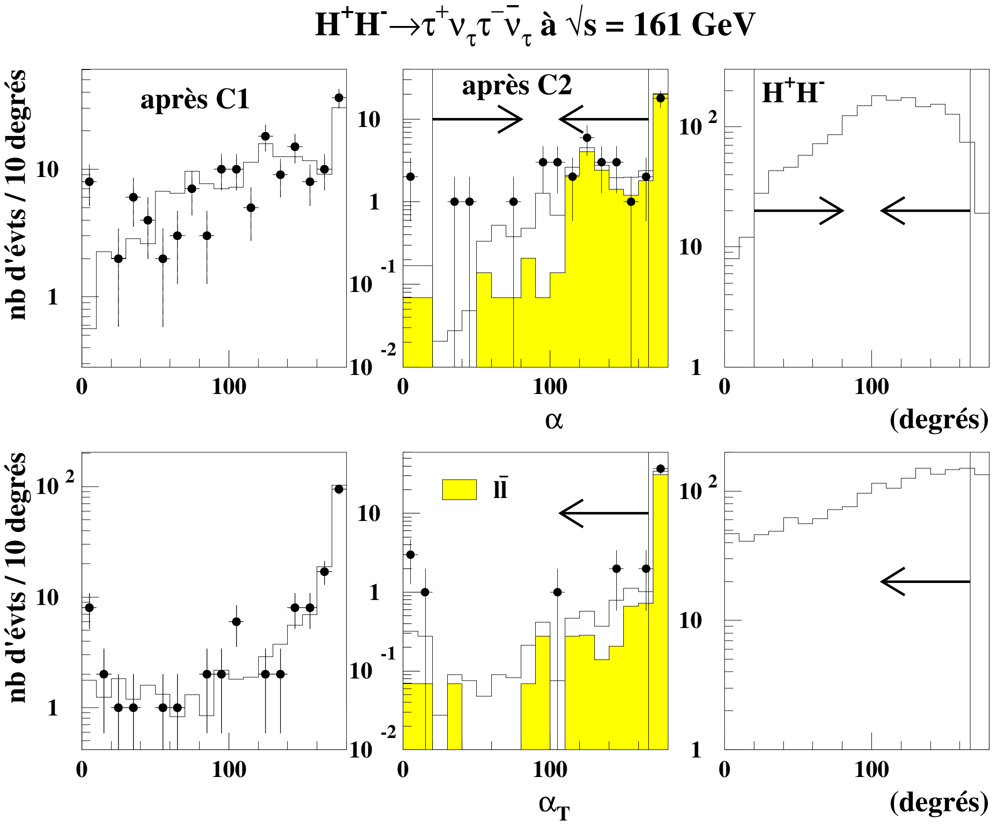


FIG. 6.2 – Distributions des angles α et α_{T} entre les deux jets reconstruits. Les points représentent les données réelles, les histogrammes les données simulées. Les distributions de gauche sont obtenues avec les événements présélectionnés. Les autres sont obtenues avec les événements vérifiant le critère C2. L'histogramme grisé superposé montre la contribution des événements du type $l^+l^-(n\gamma)$. L'histogramme du signal est obtenu à partir d'événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 50$ et $60\ \mathrm{GeV}/c^2$. Les coupures du critère C3 sont indiquées par les flèches.

chargée. Je m'assure de cela en imposant une valeur minimale à l'énergie chargée de chaque jet, ce qui rejette plus efficacement les interactions à deux photons. La limite est cependant basse (1 GeV) pour ne pas trop affecter la sélection du signal, comme le montre la figure 6.3.

L'autre variable utilisée est l'angle d'ouverture de chaque jet, c'est-à-dire le plus grand angle entre deux particules quelconques appartenant au jet. Cette variable permet de rejeter efficacement la majorité des événements du type $\gamma\gamma \rightarrow \mathrm{l^+l^-}$ et $\tau^+\tau^-$ encore présents. Les événements à deux taus rejetés contiennent un photon ISR inclus dans l'un des jets par la procédure d'agrégation. Ce type d'événement a tendance à être reconstruit en trois jets si on fixe la distance effective dans l'algorithme. Plus généralement, limiter les angles d'ouverture des jets permet de rejeter les événements à trois jets.

Le critère C4 est donc constitué des coupures suivantes :

$$\text{C4:}\ \begin{array}{l} \min\limits_{j=1,2} E^j_{ch} > 1\ \text{GeV} \\ \max\limits_{j=1,2} \Omega_j < 28^\circ \end{array}$$

Les effets de l'application de ce critère sont montrés dans les tableaux 6.3 et 6.6. Plus de 99% des événements à deux leptons tau ont été rejetés. Les seuls événements issus des interactions à deux photons qui soient sélectionnés ont deux leptons taus dans l'état final. Le bruit de fond dominant est dû au processus $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{W^+W^-}$, à hauteur de 67%.

$\mathrm{H^+H^-} \rightarrow \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$							
Données Réelles	Données Simulées	$\mathrm{l^+l^-}(\mathrm{n}\gamma)$	$\gamma\gamma$ $\rightarrow$ hadrons	$\gamma\gamma$ $\rightarrow$ leptons	$\mathrm{W^+W^-}$	autres processus	$\mathrm{H^+H^-}$
Critère C3 : α , α_T							
6	5,38±0,58	2,16	0	1,12	1,86	0,24	52,0%
Critère C4 : Ω_j ,E^j_{ch}							
2	2,49±0,31	0,50		0,17	1,67	0,15	41,4%

TAB. 6.3 – Effets de l'application des critères de sélection C3 et C4 utilisés pour la topologie leptonique. La définition des nombres est donnée dans le commentaire du tableau 6.1.

6.4 Rejet des événements du processus $\mathrm{e^+e^-} \rightarrow \mathrm{W^+W^-}$

On peut remarquer dans le tableau 6.3 que les événements dus au processus de diffusion Bhabha n'ont pas été tous rejetés. A cette fin, on peut être plus strict dans la définition de la limite supérieure imposée à l'énergie de l'événement lors de la présélection. Parallèlement, un critère de sélection limitant les valeurs des énergies des jets permet de discriminer les événements du signal des événements du type $\mathrm{W^+W^-}$. En effet, 39% de ces événements , à ce niveau de la sélection, ne résultent pas de la désintégration d'un ou de deux leptons taus, comme le montre plus précisément le tableau 6.4. Or, en moyenne, l'énergie d'un électron ou d'un muon est supérieure à l'énergie du

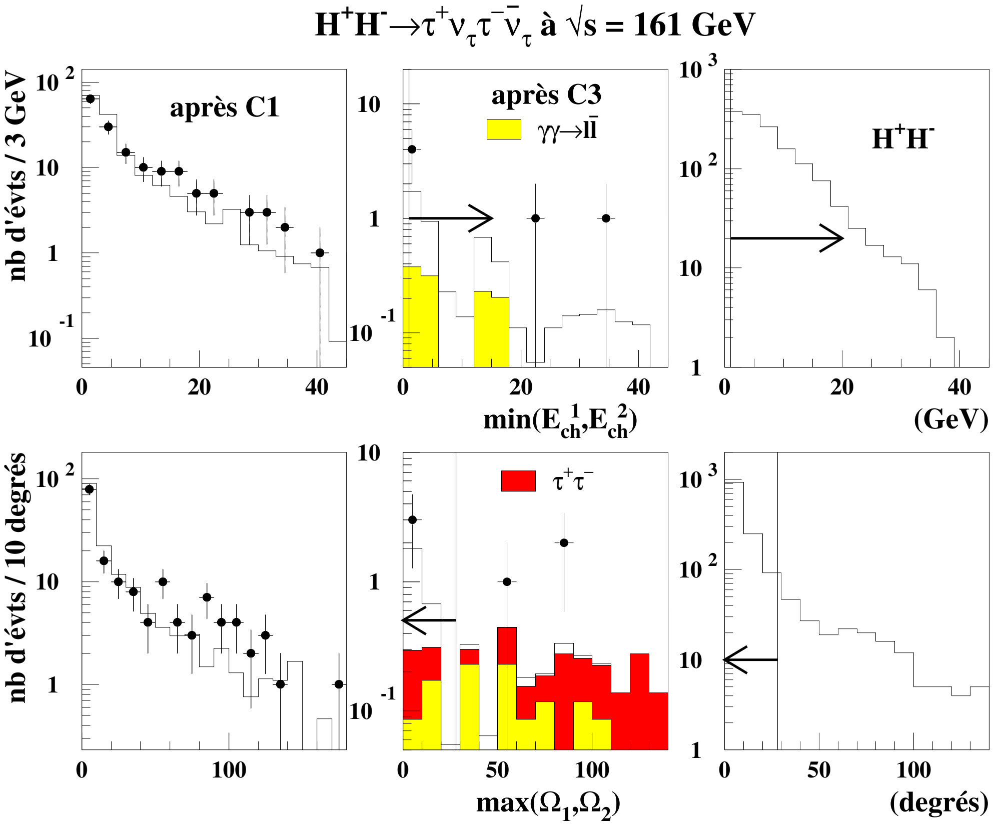


FIG. 6.3 – Distributions de l'énergie chargée minimale et de l'angle d'ouverture maximal des jets. Les points représentent les données réelles, les histogrammes les données simulées. Les distributions de gauche sont obtenues avec les événements présélectionnés. Les autres sont obtenues avec les événements vérifiant les critères C1 à C3. L'histogramme grisé clair superposé montre la contribution des événements du type $e^+e^- \to \gamma\gamma \to l^+l^-$. L'histogramme grisé sombre superposé montre la contribution du processus $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$. L'histogramme du signal est obtenu à partir d'événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 50$ et 60 GeV$/c^2$. Les coupures du critère C4 sont indiquées par les flèches.

jet issu d'un tau. Par conséquent, limiter l'énergie des jets permet de rejeter les événements du type W^+W^- ou les deux W ne se désintègrent pas tous les deux en une paire $\tau\nu_\tau$. En fait, un tel critère, soigneusement choisi, permet aussi de rejeter une partie des événements à deux leptons taus, en raison de la masse élevée du boson W, et de son spin, égal à 1 [77]. Ces caractéristiques ont tendance à donner des énergies des jets de taus plus importantes que dans le cas des événements du signal (le boson $H^\pm$ est de spin 0 et l'on est surtout sensible, compte-tenu de la faible luminosité accumulée, à des masses du boson encore éloignée de la valeur de m_W). Cependant il faut nuancer l'importance de ce dernier effet, car il ne devient significatif que lorsque l'on tient compte de la polarisation des leptons taus, d'une part, et lorsque le nombre d'événements ayant cet état final, à la fois pour le signal et pour le bruit de fond W^+W^- , est suffisamment important pour que les différences ne soient pas dues à des fluctuations statistiques. Or, pour cette analyse, d'une part, seuls les événements du signal ont été engendrés en tenant compte de la polarisation des leptons taus (et je montre par la suite que les distributions des énergies des jets, avec ou sans polarisation, sont semblables), et d'autre part, la luminosité accumulée a été faible (moins de deux événements du type W^+W^- sont attendus à ce niveau de la sélection).

Finalement, le dernier critère de la sélection est le suivant :

$$\text{C5:}\quad \begin{aligned} \max_{j=1,2} E_j &< 58 \text{ GeV} \\ \min_{j=1,2} E_j &< 30 \text{ GeV} \end{aligned}$$

La limite sur l'énergie du plus énergétique des jets est étudiée pour rejeter les derniers événements issus de la diffusion Bhabha. La limite sur l'énergie du moins énergétique des jets est ajustée pour optimiser la discrimination entre les événements du signal et ceux du bruit de fond W^+W^- . Une fois cette limite imposée, l'utilisation de l'autre énergie n'améliore pas sensiblement les résultats de cette discrimination entre le signal et le bruit de fond W^+W^- . Par contre, dans le cadre de l'analyse faite à plus haute énergie, et reposant sur des événements simulés, l'utilisation des deux énergies est nécessaire (*cf* paragraphe 8.5.3 p.276).

Les effets de l'application du critère C5 sont montrés dans la figure 6.4 et les tableaux 6.4, 6.5 et 6.6. Environ 50% des événements du type W^+W^- préalablement sélectionnés ont été rejetés. Parmi les événements conservés, seuls 10%, à présent, ne contiennent aucun lepton tau initial. 20% seulement des événements sélectionnés par le critère C4 et ayant au moins un lepton tau ont été rejetés, et tous les événements où les deux bosons W se sont désintégrés en un système $\{\tau, \nu_\tau\}$ ont été conservés. L'efficacité de sélection du signal est peu affectée par l'application du critère C5.

6.5 Etude des incertitudes systématiques

Comme dans le cas de l'analyse de la topologie semi-leptonique, la source principale d'erreurs systématiques vient des désaccords éventuels entre les données réelles et les données simulées. J'utilise donc la méthode déja exposée qui consiste à comparer précisément les distributions des variables utilisées dans l'analyse, obtenues à partir des

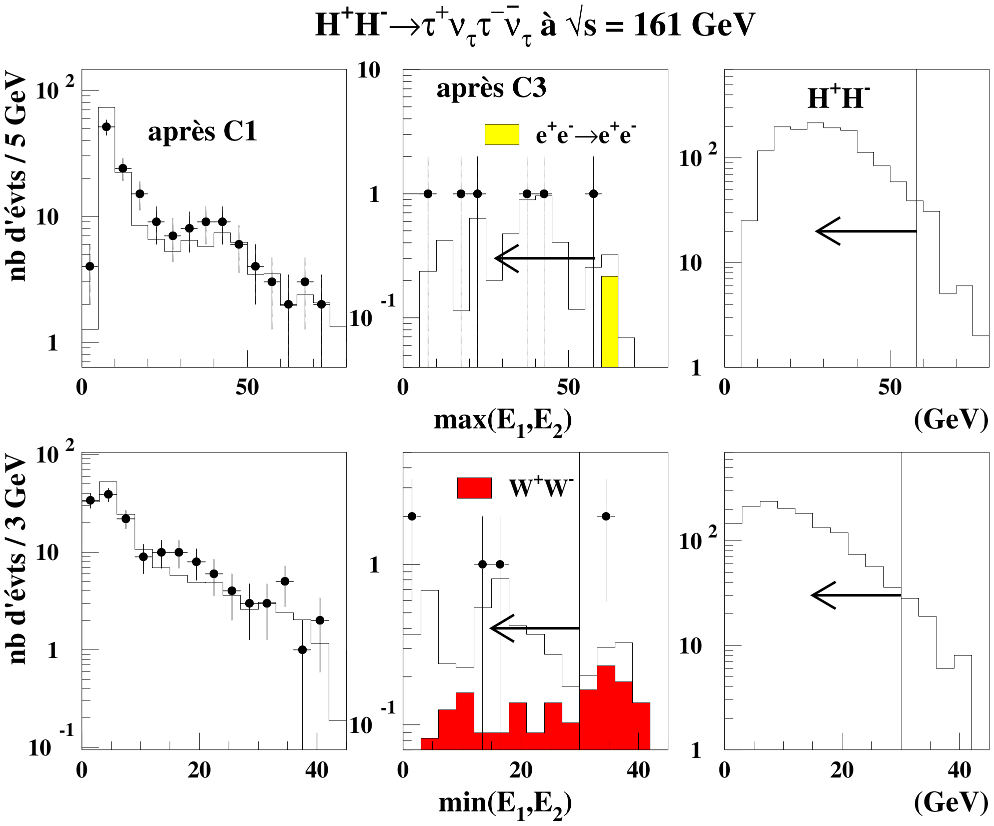


FIG. 6.4 – Distributions des énergie du jet le plus énergétique et du jet le moins énergétique. Les points représentent les données réelles, les histogrammes les données simulées. Les distributions de gauche sont obtenues avec les événements présélectionnés. Les autres sont obtenues avec les événements vérifiant les critères C1 à C3. L'histogramme grisé clair superposé montre la contribution des événements issus de la diffusion Bhabha. L'histogramme grisé sombre superposé montre la contribution des événements du type W^+W^-. L'histogramme du signal est obtenu à partir d'événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 50$ et 60 GeV$/c^2$. Les coupures du critère C5 sont indiquées par les flèches.

$W^+W^- \rightarrow$	Avant critère C5	Après critère C5
ee + νs	10,7%	4,5%
eμ + νs	19,4%	3,8%
$\mu\mu$ + νs	8,7%	2,3%
eτ + νs	24,0%	35,6%
$\mu\tau$ + νs	28,5%	37,9%
$\tau\tau$ + νs	8,7%	15,9%

TAB. 6.4 – Proportions relatives des différents états finals leptoniques composant le lot d'événements W^+W^-, avant et après l'application du critère C5

$H^+H^- \rightarrow \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$: (C5) Rejet des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$							
Données Réelles	Données Simulées	$l^+l^-(n\gamma)$	$\gamma\gamma \rightarrow$ hadrons	$\gamma\gamma \rightarrow$ leptons	W^+W^-	autres processus	H^+H^-
0	1,43±0,19	0,21		0,17	0,91	0,14	38,0%

TAB. 6.5 – Effets de l'application du critère de sélection C5 utilisé pour la topologie leptonique. La définition des nombres est donnée dans le commentaire du tableau 6.1.

événements réels et des événements des processus standards simulés. La comparaison est faite en utilisant les événements présélectionnés par le critère C1.

Pour chaque variable v, et pour un intervalle I donné de ses valeurs, je calcule le rapport r entre le nombre d'événements réels et le nombre d'événements attendu d'après la simulation tels que $v \in I$. Je calcule aussi l'erreur statistique de ce rapport. Puis j'étudie la courbe $r = f(I)$. Pour toutes les variables utilisées dans l'analyse, aucune évolution significative de la courbe f ne permet de repérer la source d'une erreur systématique, en particulier lorsque la valeur centrale de l'intervalle I est proche des limites utilisées dans les critères de sélection. La figure 6.5 montre l'évolution de r pour les variables les plus importantes de l'analyse.

L'évaluation des incertitudes systématiques sur les efficacités de sélection des différents processus se fait en faisant varier les coupures sur les variables utilisées dans les critères d'une quantité égale aux écarts entre les valeurs moyennes des distributions de ces variables obtenues avec les événements réels et les événements des processus standards simulés. Les variations de ces coupures donnent directement, lorsque les différentes contributions sont ajoutées quadratiquement, les erreurs systématiques des efficacités de sélection des événements du signal, indiquées dans le tableau 6.7. L'erreur systématique sur le nombre attendu d'événements de bruit de fond finalement sélectionnés est déterminée de la même manière, et égale à 0,30. Ainsi, le nombre attendu d'événements des processus standards est égal à 1,43±0,19±0,30.

Une autre source d'incertitude systématique aurait pu provenir de la simulation même des événements du signal, s'ils n'avaient pas été engendrés en tenant compte de la polarisation des leptons taus. En fait, initialement, cette polarisation n'avait pas été incluse, et une correction avait été envisagée. Je montre dans ce qui suit qu'aucune

$H^+H^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$: Détails de sélection											
critère	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	$\tau^+\tau^-$	$\gamma\gamma$ $\to$ hadrons	$\gamma\gamma$ $\to e^+e^-$	$\gamma\gamma$ $\to \mu^+\mu^-$	$\gamma\gamma$ $\to \tau^+\tau^-$	W^+W^-	Ze^+e^-	ZZ	$We\nu_e$
C1	11	0,4	35	19	26	40	24	2,2	0,7	0,3	0,1
	$< 0,1\%$	0,3%	32%	$< 0,1\%$	0,4%	0,2%	0,6%	6,6%	1,1%	5,6%	1,8%
C2	8	0,2	25	1,4	0,9	0,5	1,5	2,1	0,3	0,2	0,1
(P^T_{vis})	$< 0,1\%$	0,2%	23%	$< 0,1\%$	$< 0,1\%$	$< 0,1\%$	$< 0,1\%$	6,2%	0,5%	5,1%	1,8%
C3	0,22	0,07	1,87	0	0,23	0,46	0,43	1,86	0	0,19	0,05
(α, α_T)	$< 0,1\%$	$< 0,1\%$	1,7%	-	$< 0,1\%$	$< 0,1\%$	$< 0,1\%$	5,6%	-	4,8%	1,2%
C4	0,22	0	0,28		0	0	0,17	1,67		0,13	0,02
(Ω_j, E^j_{ch})	$< 0,1\%$	-	0,2%		-	-	$< 0,1\%$	5,0%		3,3%	0,5%
C5	0		0,21				0,17	0,91		0,13	0,01
(E_j)	-		0,2%				$< 0,1\%$	2,7%		3,3%	0,3%

TAB. 6.6 – Effets de l'application des critères de la sélection utilisée pour la topologie leptonique, pour chaque processus de bruit de fond. Sont indiqués les nombres d'événements attendus pour une luminosité intégrée de 9,74 pb^{-1} et les efficacités de sélection, à chaque étape de la sélection.

différence significative n'apparaît finalement entre les valeurs des efficacités de sélection des événements du signal, lorsqu'ils sont engendrés avec ou sans inclure la polarisation des leptons taus.

6.6 Efficacités finales de sélection du signal

Le tableau 6.7 ci-dessous regroupe les valeurs des efficacité de sélection des événements du signal engendrés avec différentes valeur de la masse du boson $H^{\pm}$, et en incluant la polarisation des leptons taus ou sans l'inclure.

$m_{H^\pm}$ (GeV/c^2)	Efficacité de sélection (%)	
	τ non polarisé	τ polarisé
42,0	36,5±1,4	$31,0 \pm 1,2 ^{+2,2}_{-2,2}$
46,0	36,8±1,4	$39,8 \pm 1,3 ^{+2,1}_{-3,0}$
50,0	37,1±1,4	$38,0 \pm 1,3 ^{+2,5}_{-2,5}$
54,0	40,3±1,3	$36,1 \pm 1,3 ^{+2,1}_{-1,8}$
60,0	42,2±1,3	$39,7 \pm 1,3 ^{+2,5}_{-1,7}$
66,0	40,2±1,3	$43,9 \pm 1,3 ^{+1,8}_{-2,0}$

TAB. 6.7 – Efficacités finales de sélection des événements du signal pour la topologie leptonique. Sont données les efficacités obtenues en incluant ou en n'incluant pas la polarisation du lepton tau lors de la génération des événements . Les incertitudes sont de source statistique et systématique.

On peut observer deux faits : les efficacités dépendent peu de la valeur de $m_{H^\pm}$, malgré une valeur relativement basse pour les événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 42\,GeV/c^2$; il n'y a pas de différence significative entre les efficacités de sélection des événements engendrés en polarisant ou sans polariser les leptons taus. J'ai cependant utilisé les nombres correspondant aux événements engendrés avec la polarisation pour calculer la sensibilité à la présence du signal, car ces événements reproduisent mieux la réalité.

On pouvait s'attendre à ne pas être sensible à la polarisation des leptons taus, avec l'analyse utilisée et la faible statistique accumulée, car ce phénomène a des effets différents suivant le mode de désintégration du lepton tau, qui ne peuvent être mis en évidence qu'avec des analyses exclusives, ce qui n'est pas le cas ici.

La figure 6.6 (p. 213), tirée de la référence [79], montre l'effet principal de la polarisation du lepton tau, qui réside dans la distribution de l'énergie de la particule chargée issue de la désintégration du lepton. Comme on peut le constater, cette distribution dépend de la nature de la polarisation du lepton tau, elle-même entièrement déterminée par la nature du boson qui se désintègre pour donner le tau. Considérons par exemple la désintégration d'un boson chargé en une paire $\tau^-\bar{\nu}_\tau$ ou $\tau^+\nu_\tau$. Si le boson a un spin 1, comme le W, la nature du couplage de ce boson aux leptons (couplage axio-vectoriel

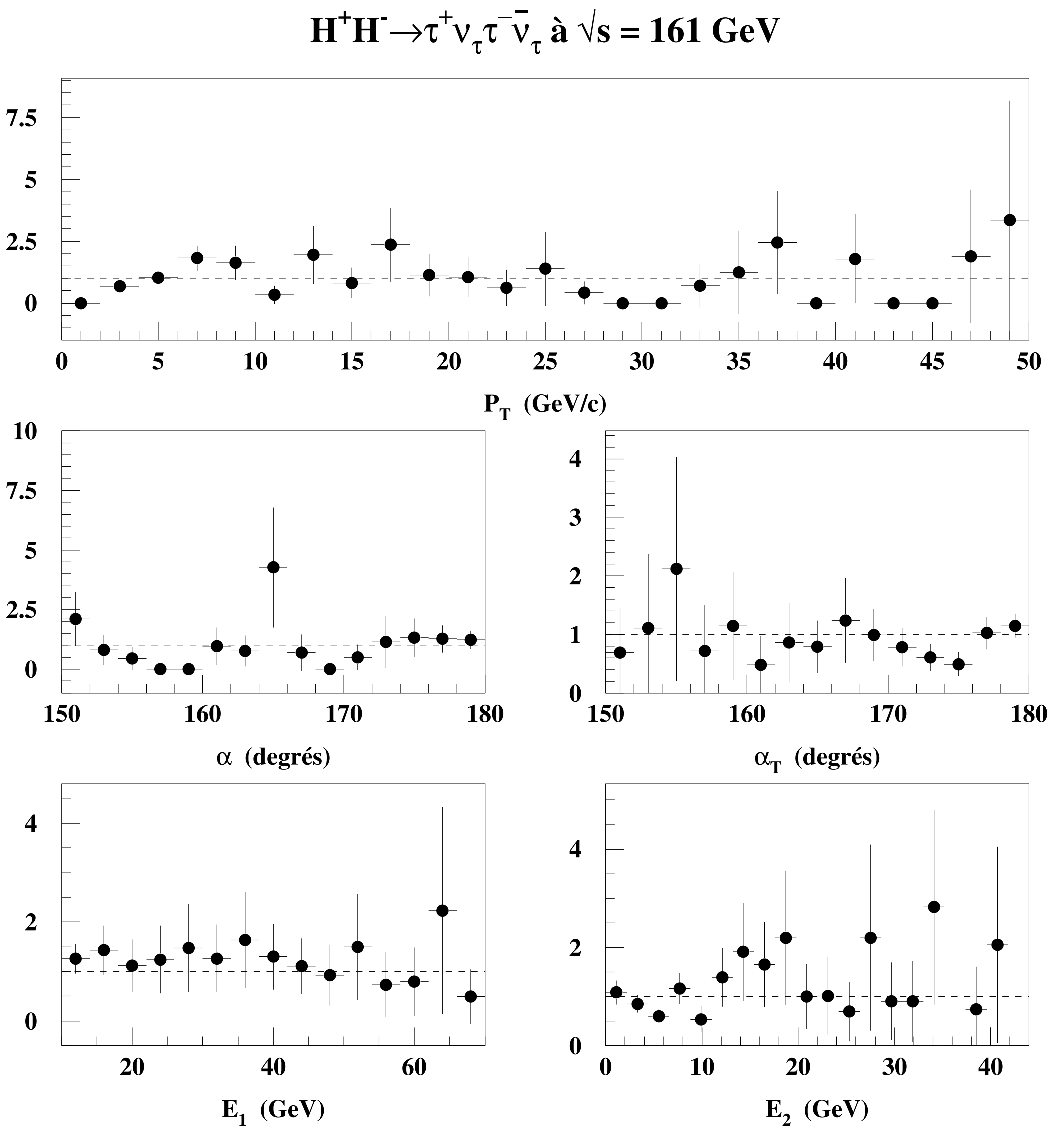


FIG. 6.5 – Pour cinq variables importantes de l'analyse, rapport entre le nombre d'événements issus des données réelles et le nombre d'événements issus des données simulées, ayant une valeur de la variable comprise à l'intérieur d'un intervalle donné, en fonction de cet intervalle. Les lignes en tirets indiquent la valeur 1 (correspondant à un accord parfait entre données réelles et simulées). Aucune évolution significative (par rapport aux incertitudes statistiques représentées par les barres d'erreur) de ces rapports n'est observée.

"V-A") implique les configurations d'hélicité suivante pour les produits de la désintégration : $W^+ \to \tau_R^+ \nu_L$ ou $W^- \to \tau_L^- \bar{\nu}_R$. Si le boson a un spin nul, comme le boson de Higgs chargé, le couplage aux leptons étant de type Yukawa, les configurations d'hélicité des produits de la désintégration sont les suivantes : $H^+ \to \tau_L^+ \nu_L$ ou $H^- \to \tau_R^- \bar{\nu}_R$.

L'étude de la figure 6.6 montre que les effets dus à la polarisation du lepton tau sont contraires lorsque les produits de désintégration sont des leptons ou des mésons π, ρ ou a_1 (lorsque ces deux derniers sont polarisés longitudinalement). Or les proportions de ces deux types de désintégration sont équivalentes ($\approx 35\%$). Par conséquent, on ne devrait pas observer de différence significative dans la distribution de l'énergie des jets de taus reconstruits dans les événements du signal, lorsque ces derniers sont engendrés avec ou sans polarisation des leptons taus. C'est effectivement ce que l'on peut constater sur la figure 6.7 (p. 214), qui montre la distribution des énergies du jet le plus énergétique et du jet le moins énergétique des événements du signal présélectionnés.

Remarquons pour terminer sur cette question que la prise en compte de la polarisation des leptons taus peut être nécessaire dans certaines recherches directes des bosons $H^\pm$. C'est le cas des études de prospectives réalisées dans le cadre des expériences ayant lieu auprès de l'accélérateur Tevatron (protons-antiprotons) ou du futur LHC (protons-protons) [80]. Dans ces cas, les événements recherchés sont issus de la désintégration d'une paire de quark top, où l'un des quarks au moins donne les états finals : $t \to bH \to b\tau\nu$ ou $t \to bW \to b\tau\nu$. Les polarisations différentes des leptons taus issus de la désintégration du boson W ou du boson $H^\pm$ induisent des distributions différentes de l'énergie des jets résultant des désintégrations hadroniques des taus. Il est ainsi possible de discriminer les deux types d'événements , en utilisant une analyse exclusive recherchant les désintégrations des leptons tau en mésons π, ρ et a_1. Dans ces cas, les jets issus des leptons taus sont caractérisé, pour le signal, par un pion chargé dont l'énergie est proche de l'énergie du tau, éventuellement accompagné de particules neutres peu énergétiques. Pour le bruit de fond (leptons taus issus de bosons W), l'énergie du pion chargé est moins importante, car l'énergie du lepton tau est plus répartie entre tous les produits de sa désintégration . La mise en évidence d'un signal par cette méthode n'est réalisable qu'à la condition de disposer d'une statistique importante, ce qui est l'hypothèse adoptée dans ces études.

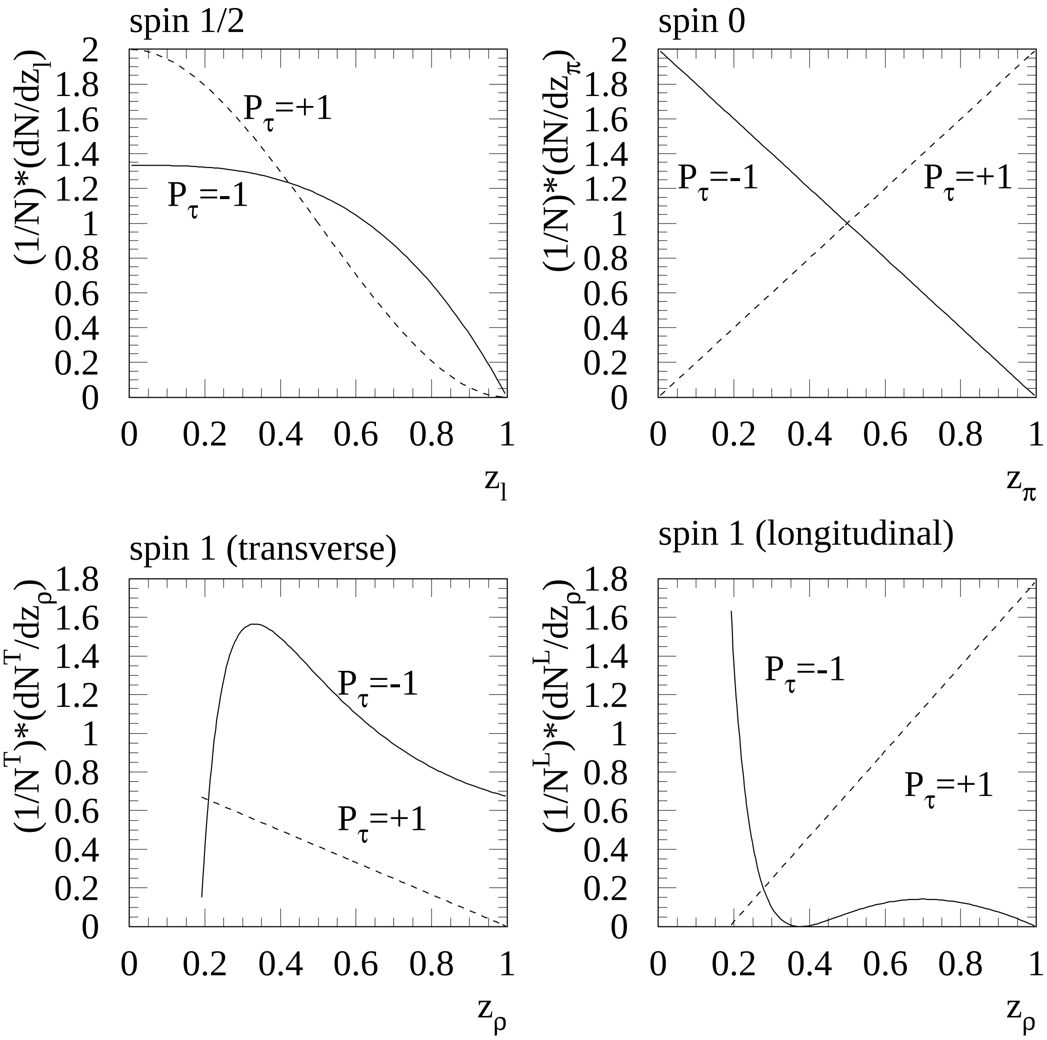


FIG. 6.6 – Distribution de la fraction d'énergie du lepton tau emportée par le produit de sa désintégration et calculée dans le référentiel du laboratoire, pour différents types de désintégration .
En haut à gauche : désintégration en une particule de spin $\frac{1}{2}$ (exemple : $\tau \to l\nu_l\nu_\tau$ ou l est un lepton);
en haut à droite : désintégration en une particule de spin 0 (exemple : $\tau \to \pi\nu_\tau$);
en bas à gauche : désintégration en une particule de spin 1 ayant une polarisation transverse, comme les mésons ρ et a_1;
en bas à droite : désintégration en une particule de spin 1 polarisée longitudinalement.
Les lignes continues correspondent aux cas τ_L^- ou τ_R^+, produits dans les désintégrations du boson W; les lignes discontinues aux cas τ_R^- ou τ_L^+, produits dans les désintégrations du boson $\mathrm{H}^\pm$.

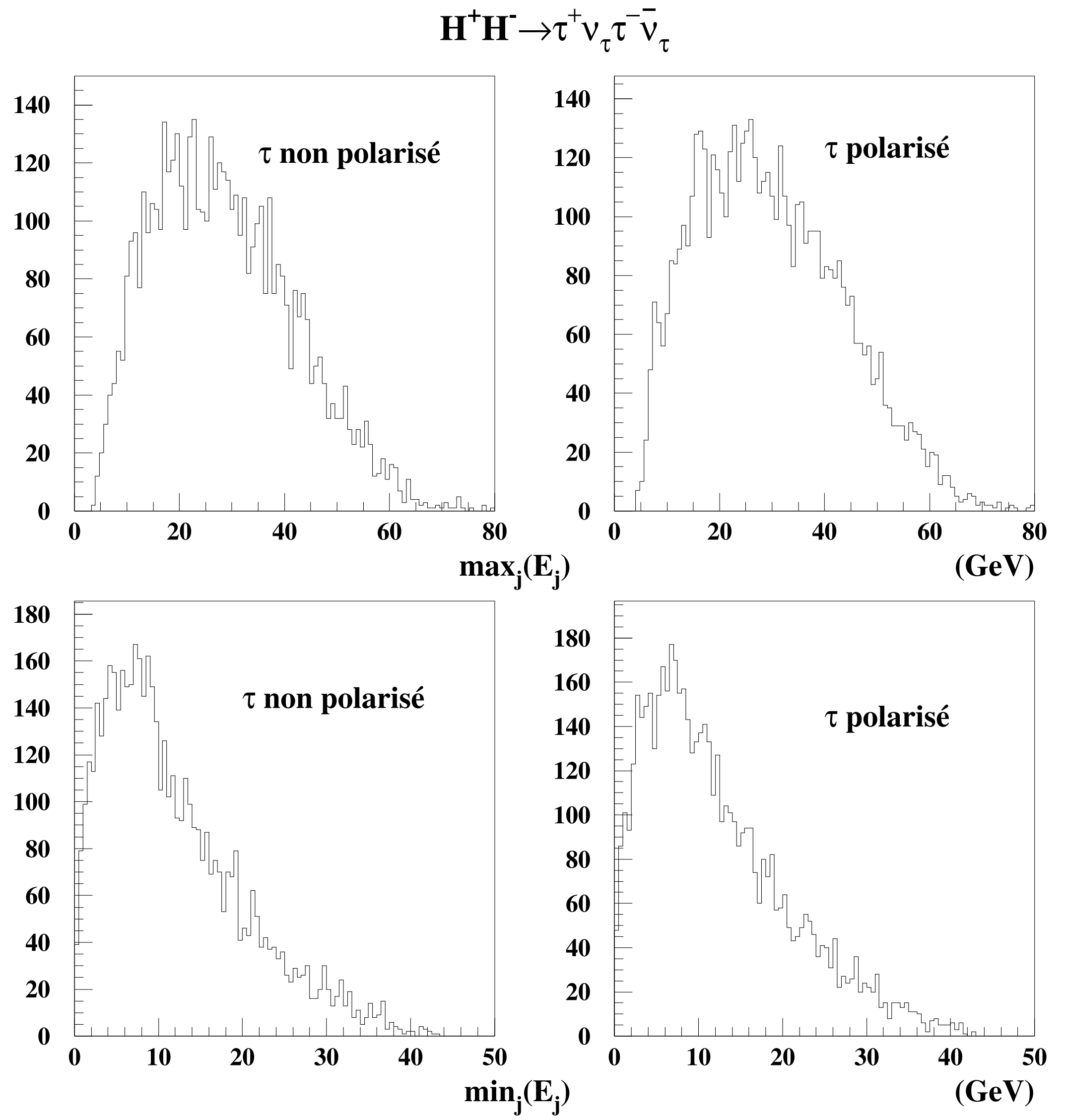


FIG. 6.7 – Distribution des énergies du jet le plus énergétique et du jet le moins énergétique, dans les événements du signal présélectionnés et engendrés sans inclure la polarisation des leptons taus (à gauche), et en l'incluant (à droite).

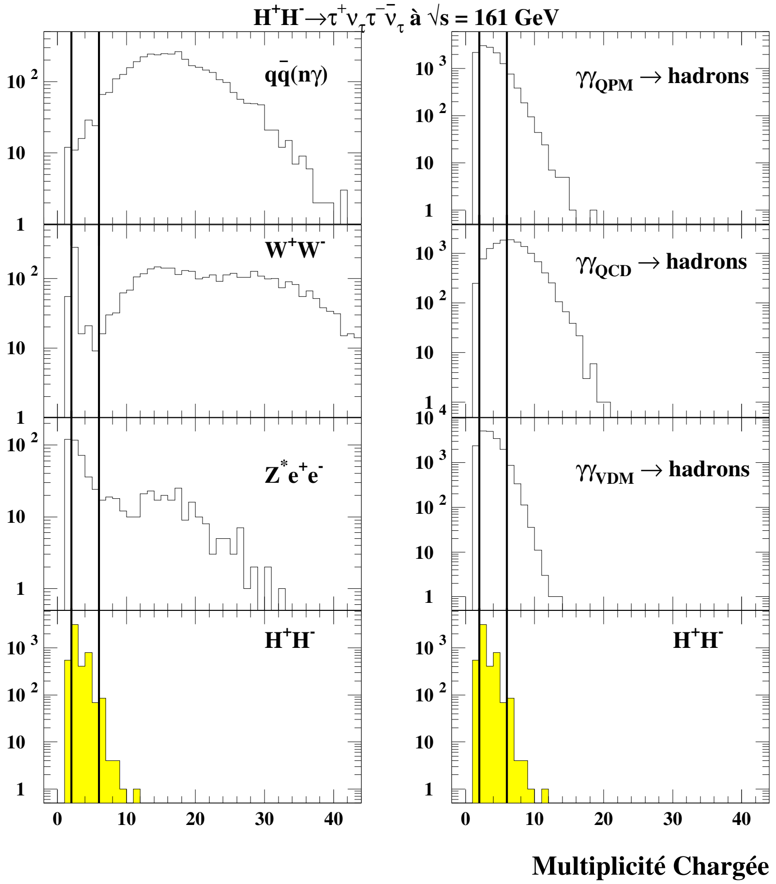


Fig. 6.8 – Nombre de particules chargées dans les événements de quelques processus de bruit de fond et du signal. Aucune sélection n'est appliquée sur les événements utilisés. Les lignes indiquent les valeurs extrêmes autorisées par la présélection leptonique.

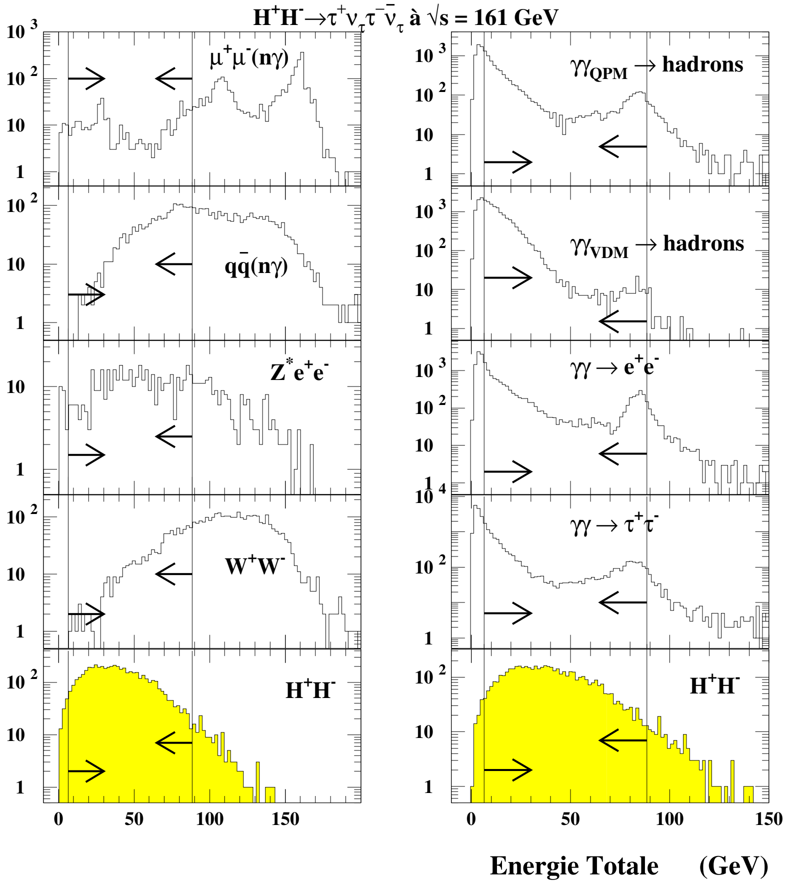


Fig. 6.9 – Energie totale des événements de quelques processus de bruit de fond et du signal. Aucune sélection n'est appliquée sur les événements utilisés. Les flèches indiquent la présélection leptonique.

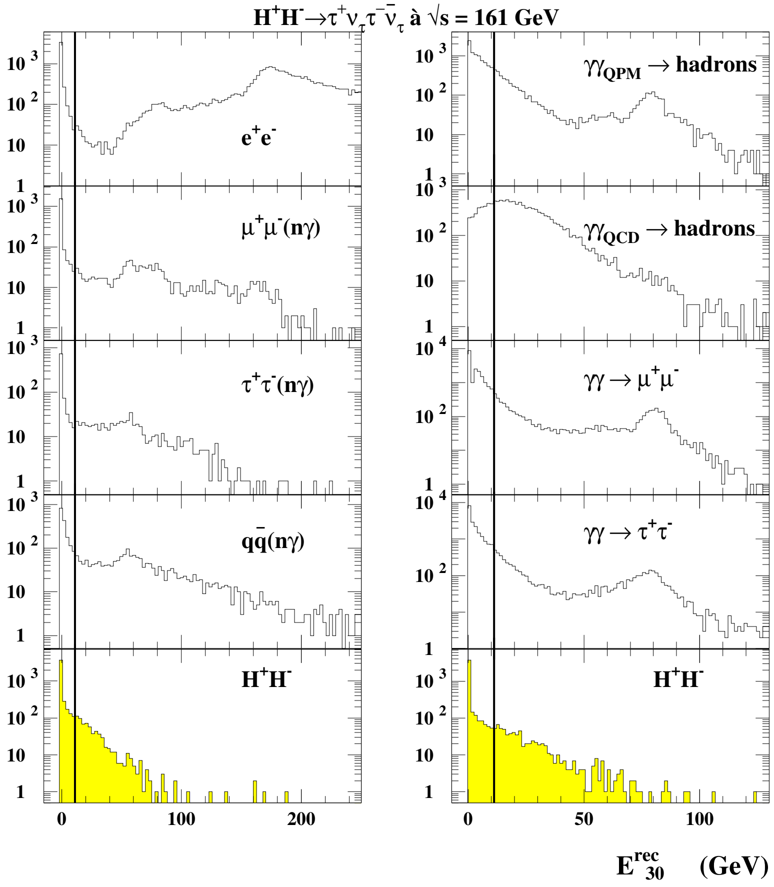


Fig. 6.10 – Energie visible à l'avant $E^{rec}_{30^\circ}$, pour quelques processus de bruit de fond et pour le signal. Aucune sélection n'est appliquée sur les événements utilisés. Les lignes indiquent la valeur maximale autorisée par la présélection leptonique.

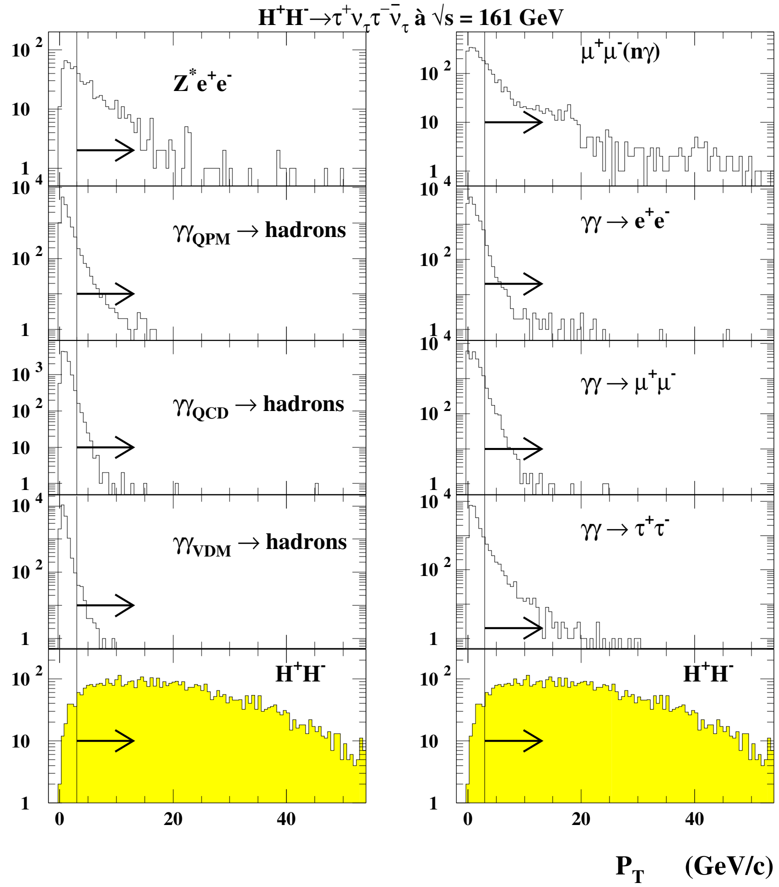


Fig. 6.11 – Impulsion transverse des événements de quelques processus de bruit de fond et du signal. Aucune sélection n'est appliquée sur les événements utilisés. Les flèches indiquent la présélection leptonique.

6.7 Etude des données de LEP133

Pour cette analyse, les critères de sélection utilisés sont très peu différents de ceux appliqués pour l'étude des données de LEP161. Les coupures finales sur les énergies des jets sont mêmes gardées (en les atténuant), non pas afin de rejeter les événements du processus W^+W^-, en quantité négligeable (les deux bosons W sont hors de leur couche de masse), mais pour rejeter les événements du type l^+l^- encore présents à ce niveau de la sélection.

6.7.1 Présélection et rejet des interactions à deux photons

Les critères de la présélection des événements à faibles multiplicité et énergie sont strictement les mêmes que ceux utilisés pour l'analyse des données de LEP161, c'est-à-dire :

C1: $2 \leq M_{ch} \leq 5$;
$E \leq 55\% \cdot \sqrt{s}$;
$E_{30°}^{rec} \leq 7\% \cdot \sqrt{s}$;
$E_{ch} \geq 4\% \cdot \sqrt{s}$;
$P_{vis}^{T} \geq 3\,\mathrm{GeV}/c$.

Les trois premières coupures rejettent les événements du type $\mathrm{f\bar{f}}$, issus de la voie s (interférence $\gamma^\star/Z^\star$) ou de la voie t (diffusion Bhabha).

Les événements réels et simulés sélectionnés ainsi sont utilisés pour comparer les formes des distributions des variables de l'analyse (*cf* fig. 6.12, p.220 et fig. 6.13, p.221). L'accord entre données réelles et données simulées est satisfaisant, comme l'illustrent ces figures et le tableau 6.8 (p. 219) : 130 événements sont sélectionnés alors que 127 ± 7 (incertitude statistique) sont attendus d'après la simulation.

Celle-ci montre que les événements sélectionnés proviennent essentiellement des interactions à deux photons, du processus $e^+e^- \to l^+l^-$ et de la diffusion Bhabha. L'efficacité de sélection obtenue pour le signal de référence, composé d'un lot de 1215 événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 46\,\mathrm{GeV}/c^2$, est égale à 70%.

Je sélectionne ensuite les événements s'ils vérifient :

C2: $P_{vis}^{T} > 8\,\mathrm{GeV}/c$

Cette valeur limite est choisie pour optimiser la discrimination entre le signal et les bruits de fond en fin d'analyse. Elle permet de rejeter tous les événements provenant des interactions à deux photons conduisant à un état final hadronique, et ne sélectionne que 7% des états finals leptoniques de ces processus. L'efficacité de sélection du signal est de 62%.

6.7.2 Agrégation en deux jets

L'algorithme de Jade est utilisé pour agréger les événements en deux jets. L'utilisation de la distance de Durham n'améliore pas les résultats de l'analyse. Les variables décrivant les jets et utilisées pour la sélection sont les mêmes que pour l'étude des données de LEP161. Le critère reposant sur les angles est le suivant :

C3: $\alpha > 30°$,
$\alpha < 167°$ et $\alpha_{\mathrm{T}} < 167°$

La limite supérieure sur la valeur des angles est choisie de manière à optimiser la discrimination en fin d'analyse. La limite inférieure sur l'angle entre les jets est renforcée pour rejeter davantage des événements du type l^+l^- où seulement deux jets voisins sont reconstruits car une particule chargée, dont la quantité de mouvement est dirigée dans l'hémisphère opposée à celui des particules agrégées, ne vérifie pas les critères de la sélection des particules.

6 événements sont sélectionnés dans les données réelles, alors que la simulation en prévoie 7,4±1,6 (erreur statistique), encore essentiellement dus aux états finals leptoniques des interactions à deux photons, de l'interférence $\gamma^\star/Z^\star$ et à la diffusion Bhabha. L'efficacité de sélection du signal est de 55%.

Les événements restant peuvent être rejetés, comme à plus haute énergie, en imposant aux jets reconstruits des critères de qualité : une énergie chargée minimale et un angle d'ouverture interne maximal :

C4: $E_{ch}^{j} > 1$ GeV et $\Omega_j < 28°$

Quelques événements restent dans les lots d'événements simulés du type l^+l^- et de la diffusion Bhabha, qui peuvent être aisément rejetés en diminuant la valeur limite supérieure de l'énergie visible. Cette sélection peut être affinée en choisissant des valeurs limites distinctes pour les deux jets :

C5: $E_1 < 0,4 \cdot \sqrt{s}$ et $E_2 < 0,24 \cdot \sqrt{s}$

E_1 (respectivement E_2) est l'énergie du jet le plus (respectivement le moins) énergétique. Je rejette ainsi tous les événements du processus de diffusion Bhabha, et la moitié des événements du processus l^+l^- , préalablement sélectionnés. L'efficacité de sélection du signal en est très peu affecté, comme le montre le tableau 6.8.

Au terme de cette sélection, aucun événement n'est sélectionné dans les données, alors qu'on en attend 0,61±0,23±0,25. La première erreur est statistique, la deuxième systématique. Celle-ci est obtenue en procédant comme pour l'étude des données de LEP161 : les coupures appliquées à la variable P_{vis}^{T} et aux angles entre les jets sont diminuées et augmentées pour obtenir les écarts aux efficacités nominales. Les efficacités de sélection des différents lots d'événements du signal sont indiquées dans le tableau 6.9, avec leurs incertitudes.

Le bruit de fond restant est composé d'événements du type l^+l^- , d'états finals leptoniques des interactions à deux photons, et des processus à quatre fermions (événements du type W^+W^- et $Z^\star Z^\star$ en quantités égales).

$H^+H^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$ à $\sqrt{s}$ = 133 GeV								
Critère de sélection	Données Réelles	Données Simulées	e^+e^-	$f\bar{f}(n\gamma)$	$\gamma\gamma$ $\to$ had.	$\gamma\gamma$ $\to$ lep.	autres processus	H^+H^- (%)
Présélection	130	127±7	24	45	14	42	1,3	70,0
P_{vis}^T	60	59,5±3,9	21,1	34,5	0	2,9	1	61,6
α ,α_T	6	7,4±1,6	1,6	3,2		1,9	0,7	55,1
Ω_j ,E_{ch}^j	0	1,40±0,60	0,56	0,46		0,15	0,23	43,9
E_j	0	0,61±0,23	0	0,23		0,15	0,23	43,5

TAB. 6.8 – Effet des différents critères de sélection sur les données réelles de LEP133 et sur les données simulées (les “autres processus” désignent les états finals à quatre fermions : $Z^\star e^+e^-$, W^+W^- , $Z^\star Z^\star$, $We\nu_e$). Une luminosité intégrée de 5,93 pb^{-1} est utilisée pour la normalisation. L’efficacité de sélection des événements du lot du signal, engendrés avec $m_{H^\pm}$ = 46 GeV/c^2 , est indiquée dans la dernière colonne. Les incertitudes indiquées sont statistiques.

$m_{H^\pm}$ (GeV/c^2)	Efficacité (%)
46.0	$43,5 \pm 1,4^{+1,5}_{-2,4}$
48.0	$41,4 \pm 1,5^{+1,1}_{-2,1}$
55.0	$43,7 \pm 1,4^{+1,6}_{-2,1}$

TAB. 6.9 – Pour chaque lot d’événements du signal : masse du boson fixée à la génération et efficacités de sélection finales. La première incertitude est statistique, la deuxième systématique.

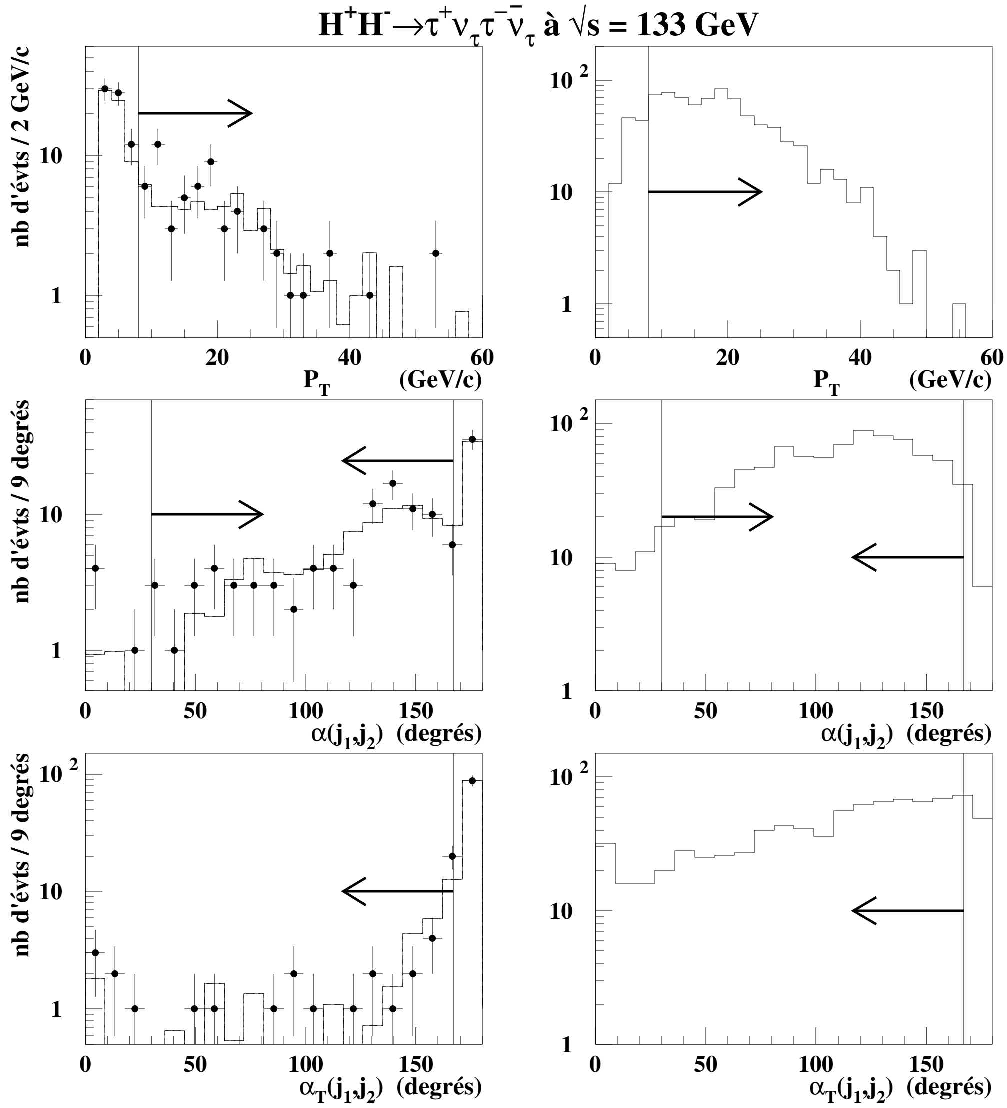


FIG. 6.12 – Distributions de l'impulsion transverse; de l'angle entre les jets calculé dans l'espace et de leur angle calculé dans le plan perpendiculaire à l'axe des faisceaux. A gauche, les données réelles (points) sont comparées aux données simulées (histogramme). A droite, les histogrammes sont obtenus avec 1215 événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 46\,\mathrm{GeV}/c^2$. Les flèches indiquent les coupures appliquées sur les variables dans l'analyse. Les événements utilisés vérifient les critères de la présélection.

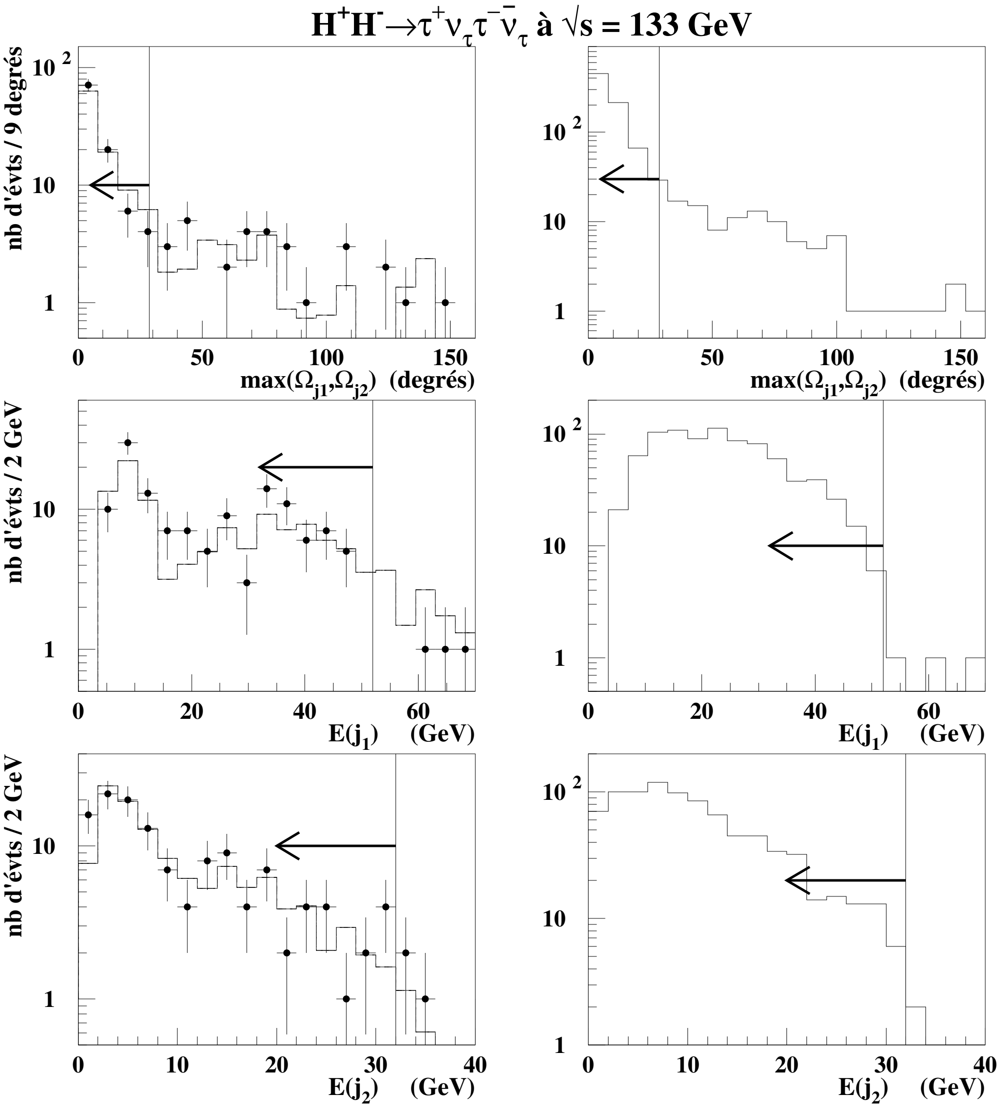


FIG. 6.13 – Distributions de l'angle maximal entre particules d'un même jet, de l'énergie du jet le plus énergétique et de l'énergie de l'autre jet. A gauche, les données réelles (points) sont comparées aux données simulées (histogramme). A droite, les histogrammes sont obtenus avec 1215 événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 46\,\mathrm{GeV}/c^2$. Les flèches indiquent les coupures appliquées sur les variables dans l'analyse. Les événements utilisés vérifient les critères de la présélection.

Chapitre 7

Limites de sensibilité

Les analyses effectuées n'ont permis d'observer aucun excès d'événements réels sélectionnés par rapport aux nombres attendus d'après les données simulées. Par conséquent, je peux utiliser ces résultats afin de rejeter, avec un niveau de confiance donné, l'hypothèse de la présence d'un signal dépendant de deux paramètres : la masse $m_{\mathrm{H}^\pm}$ et le rapport d'embranchement en hadrons du boson $\mathrm{H}^\pm$. La méthode utilisée à cette fin est décrite dans ce qui suit.

7.1 Méthode de calcul

Dans un premier temps, j'utilise les résultats des analyses de chaque topologie de manière indépendante.

Les nombres d'événements sélectionnés sont dans tous les cas des petits nombres. Par conséquent, je considère qu'ils sont distribués suivant la loi de probabilité de Poisson. Ainsi, si j'attends un nombre $(s+b)$ d'événements (s événements du signal et b événements du bruit de fond), la probabilité d'observer n événements est égale à :

$$P(n;s) = \frac{\mathrm{e}^{-(s+b)}(s+b)^n}{n!} \tag{7.1}$$

D'autre part, en supposant que le nombre attendu $s+b$ n'est pas un nombre constant (hypothèse *classique*) mais est distribué suivant une loi de probabilité donnée (hypothèse du théorème de Bayes), généralement considérée comme uniforme, on peut montrer la relation suivante [67] :

$$1 - \mathrm{CL} = \frac{\displaystyle\int_{\Sigma}^{\infty} P(n;s)\mathrm{d}s}{\displaystyle\int_{0}^{\infty} P(n;s)\mathrm{d}s}$$

$$= \frac{\displaystyle\int_{\Sigma}^{\infty} \mathrm{e}^{-(s+b)}(s+b)^n \mathrm{d}s}{\displaystyle\int_{0}^{\infty} \mathrm{e}^{-(s+b)}(s+b)^n \mathrm{d}s} \tag{7.2}$$

où CL est le niveau de confiance avec lequel l'hypothèse de la présence du signal est exclue et où Σ est le nombre minimal d'événements du signal auquel le test est sensible avec un niveau de confiance CL. $1-\mathrm{CL}$ est le seuil de signification du test et correspond à la probabilité de se tromper en affirmant que l'hypothèse testée est vraie.

J'utilise la relation 7.2 afin de rejeter l'hypothèse de présence d'un signal. Elle est aussi connue sous la forme intégrée suivante [6] :

$$\mathrm{CL} = 1 - \frac{\mathrm{e}^{-\Sigma} \displaystyle\sum_{k=0}^{n} \frac{(s+b)^k}{k!}}{\displaystyle\sum_{k=0}^{n} \frac{b^k}{k!}} \tag{7.3}$$

J'utilise cette formule de la manière suivante :

1. je fixe le niveau de confiance CL;
2. je teste l'hypothèse $m_{\mathrm{H}^\pm} = m_{\mathrm{hyp}}$, associée à un nombre d'événements du signal sélectionnés S_{hyp} égal à :

   $$S_{\mathrm{hyp}} = \sigma(m_{\mathrm{hyp}}) \times \varepsilon(m_{\mathrm{hyp}}) \times \mathcal{L} \times \mathcal{C}$$

   où $\mathcal{C}$ est une expression du rapport d'embranchement Br du boson $\mathrm{H}^\pm$ en hadrons, et dépend de la topologie utilisée pour le test :
   $\mathrm{H}^+\mathrm{H}^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau : \mathcal{C} = (1-\mathrm{Br})^2$
   $\mathrm{H}^+\mathrm{H}^- \to \mathrm{cs}\tau\nu_\tau : \mathcal{C} = 2\mathrm{Br}(1-\mathrm{Br})$
   $\mathrm{H}^+\mathrm{H}^- \to \mathrm{c\bar{s}\bar{c}s} : \mathcal{C} = \mathrm{Br}^2$

3. L'application de la formule permet de calculer une valeur limite $\mathrm{Br}_{\mathrm{lim}}$ du rapport d'embranchement du boson $\mathrm{H}^\pm$ en hadrons. Je définis ainsi un point (m_{hyp},$\mathrm{Br}_{\mathrm{lim}}$) appartenant à une courbe qui délimite une région dans le plan des paramètres des modèles à deux doublets $[m_{\mathrm{H}^\pm}, \mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons})]$. Les points de cette région sont exclus par le test avec un niveau de confiance supérieur à CL. Dans le cas de la topologie semi-leptonique, on détermine en fait deux points, symétriques l'un de l'autre par rapport à la droite $\mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons}) = 0,5$.

Les efficacités de sélection du signal et les nombres attendus d'événements du bruit de fond, obtenus par chaque analyse, sont utilisés de manière conservatrice : je diminue les efficacités et les nombres d'événements attendus pour le bruit de fond, de la valeur d'une déviation standard de l'incertitude globale. Les efficacités sur le signal, pour des masses m_{hyp} non utilisées lors des générations, sont obtenues par extrapolation linéaire des points $(m_{\mathrm{H}^\pm}, \varepsilon(m_{\mathrm{H}^\pm}))$, où $\varepsilon(m_{\mathrm{H}^\pm})$ est l'efficacité de sélection des événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm}$, que l'analyse a permis de calculer.

Enfin, les points sont calculés en utilisant pour chaque topologie sa luminosité intégrée associée, définie précédemment, à savoir : 9,96 pb^{-1} pour l'analyse de la topologie hadronique et 9,74 pb^{-1} pour les deux autres analyses.

7.2 Topologie hadronique

Dans le cas de l'analyse de la topologie hadronique, je réalise un deuxième calcul moins conservateur que celui décrit au paragraphe précédent, en modifiant l'expression de la loi $P(n; s)$ [66].

En effet, cette analyse utilise, pour le dernier critère de sélection, un paramètre dont la résolution est définissable : la masse reconstruite. Or les coupures sur m_{rec} sont telles que cette résolution n'est pas totalement prise en compte. Prenons un exemple : si un événement réel est finalement sélectionné en testant l'hypothèse $m_{\mathrm{hyp}} = 50\,\mathrm{GeV}/c^2$, et s'il est tel que $m_{rec} = 47\,\mathrm{GeV}/c^2$ (limite inférieure de l'intervalle de sélection du critère final), alors la probabilité que cet événement soit dû au signal est plus petite que si sa masse reconstruite avait été égale à 50 GeV/c^2. En fait, il faut tenir compte de manière plus précise de la résolution r_m obtenue sur la variable m_{rec}. Ceci est faisable en remplaçant dans la relation 7.2 le terme $(s+b)^n$ par le produit :

$$\prod_{i=1}^{n}(sg(m_i, m_{\mathrm{hyp}}) + b(m_i))$$

où m_i est la valeur de la variable m_{rec} de l'événement sélectionné i en testant l'hypothèse $m_{\mathrm{H}^\pm} = m_{\mathrm{hyp}}$, et où g est la fonction de résolution :

$$g(m_i, m_{\mathrm{hyp}}) = \frac{1}{r_m\sqrt{2\pi}} \mathrm{e}^{-\frac{(m_i - m_{\mathrm{hyp}})^2}{2r_m^2}} \tag{7.4}$$

Le choix d'une fonction gaussienne est une approximation acceptable, compte-tenu de la forme de la distribution de la variable m_{rec} obtenue pour le signal. Par simplicité, le terme r_m est choisi constant et indépendant de la valeur de m_{hyp} : $r_m = 1,3\,\mathrm{GeV}/c^2$.

La relation 7.2 devient finalement :

$$1 - \mathrm{CL} = \frac{\int_\Sigma^\infty \mathrm{e}^{-(s+b)} \prod_{i=1}^{n}(sg(m_i, m_{\mathrm{hyp}}) + b(m_i))\mathrm{d}s}{\int_0^\infty \mathrm{e}^{-(s+b)} \prod_{i=1}^{n}(sg(m_i, m_{\mathrm{hyp}}) + b(m_i))\mathrm{d}s} \tag{7.5}$$

La figure 7.1 montre les différentes régions du plan $[m_{\mathrm{H}^\pm}, \mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons})]$ exclues par les résultats des analyses des données de LEP133 et de LEP161 :

a) La faible luminosité accumulée à LEP133 ne permet pas d'être sensible avec un niveau de confiance de 95% à une région non couverte par les résultats de l'analyse des données de LEP1 [25]. Un petit domaine peut être délimité où les points sont exclus avec un niveau de confiance de 70% (correspondant à une sensibilité à un écart entre données réelles et simulées légèrement supérieure à une déviation standard du bruit de fond).

b) Les résultats de l'analyse des données de LEP161 permettent d'atteindre une sensibilité plus grande. La région exclue avec un niveau de confiance de 70% s'étend jusquà une valeur de la masse de $57\,\mathrm{GeV}/c^2$. Une région exclue avec un niveau de confiance de 80% apparaît. D'autre part, on peut observer une baisse brutale de la sensibilité, correspondant au fait qu'un événement est sélectionné dans les données réelles (l'événement que j'ai décrit précédemment) lorsque l'on teste l'hypothèse : $m_{\mathrm{H}^\pm} \in [43,2; 49,2]$.

c) Les régions dessinées ici présentent un décrochement beaucoup moins brutal. La sensibilité est accrue car j'ai appliqué ici la formule 7.5.

d) Les régions d'exclusion sont ici obtenues en combinant les résultats des analyses de toutes les données. La méthode utilisée pour cette combinaison est décrite plus loin. Ici, la formule tenant compte de la résolution sur la masse reconstruite n'est pas utilisée, ce qui explique la présence du décrochement. Une sensibilité est atteinte avec un niveau de confiance de 95%, mais dans une région déja exclue par l'analyse des données de LEP1.

e) Ici, l'ensemble des données est utilisé et j'applique la formule 7.5. La région exclue avec un niveau de confiance de 95% s'étend à présent au-delà de la zone exclue par l'analyse des données de LEP1.

7.3 Topologie semi-leptonique

J'ai montré qu'il est difficile de définir une résolution expérimentale sur la masse reconstruite à l'issu de l'ajustement cinématique, dans le cas de l'analyse de la topologie semi-leptonique. Par conséquent, seule la relation 7.2 est utilisée.

La figure 7.2 montre les régions du plan $[m_{\mathrm{H}^\pm}, \mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons})]$ auxquelles les résultats des analyses de LEP133 et LEP161 sont sensibles. Plus précisément :

- L'analyse des seules données de LEP133 ne permet pas d'obtenir une sensibilité à des points du plan des paramètres non exclus par l'analyse des données de LEP1 qui soit au moins équivalente à une déviation standard du bruit de fond. Testons par exemple l'hypothèse suivante :
  $m_{\mathrm{H}^\pm} = 45\,\mathrm{GeV}/c^2$ et $\mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons}) = 0,5$ (rapport d'embranchement le plus favorable à la présence d'événements du signal dans la topologie semi-leptonique). Pour cette valeur de la masse, la section efficace de production de paires de bosons de Higgs chargés est égale à 0,917 pb avec $\sqrt{s} = 130,4$ GeV et à 0,895 pb avec $\sqrt{s} = 136,3$ GeV. D'autre part, l'efficacité de sélection du signal est de 33,5% (valeur centrale). Par conséquent, en supposant que cette valeur est stable entre

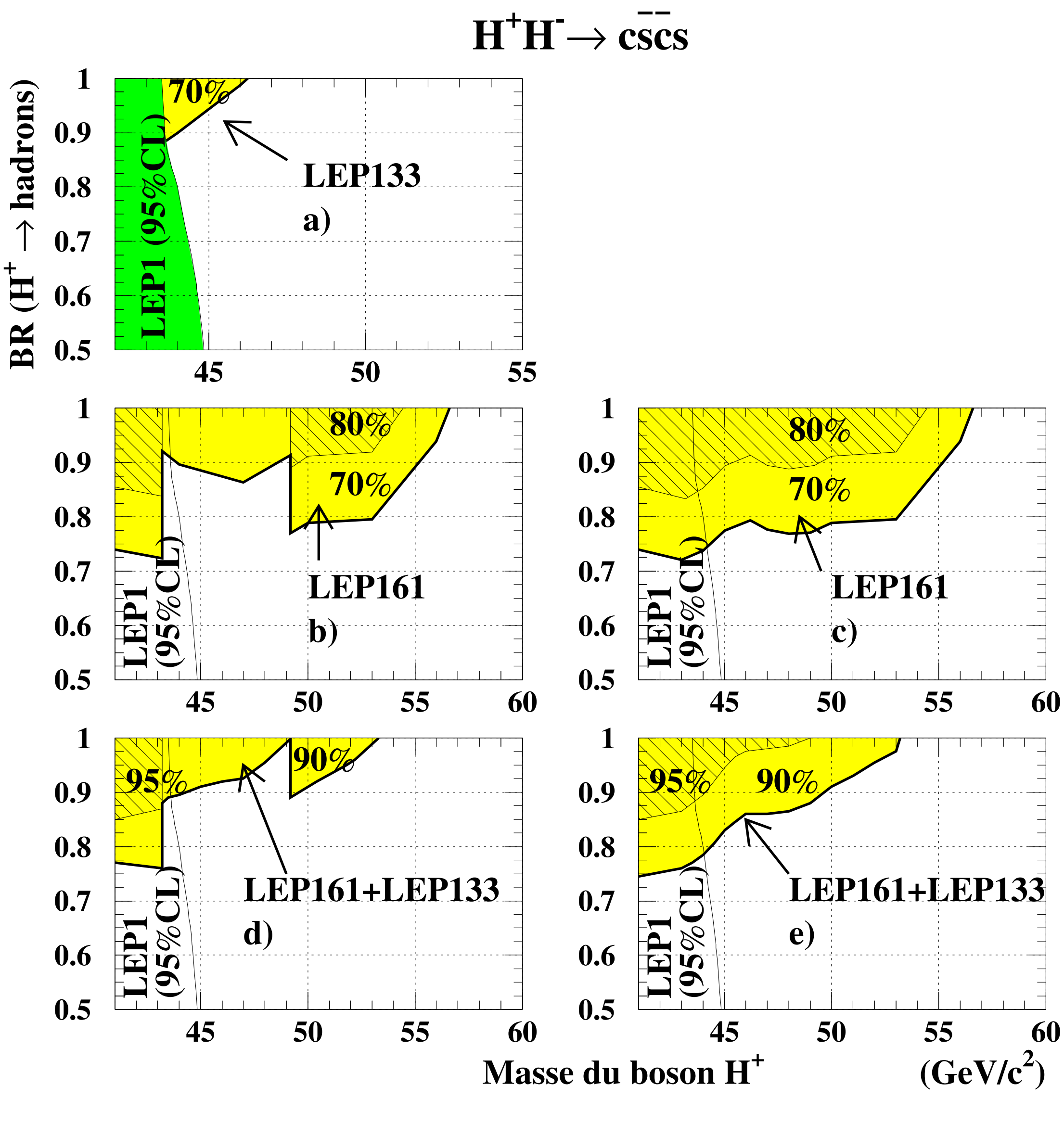


FIG. 7.1 – Régions du plan $[m_{\mathrm{H}^\pm}, \mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons})]$ exclues avec différents niveau de confiance par les analyses des données de LEP133 et de LEP161, pour la topologie hadronique, utilisées séparément ou de manière combinée. (*cf* texte pour une description plus précise)

$\sqrt{s} = 130,4$ GeV et $\sqrt{s} = 136,3$ GeV, le nombre d'événements du signal attendus à LEP133 est égal à 0,9. Aucun événement n'étant observé, j'en déduis avec un niveau de confiance de 40,6% seulement, que l'hypothèse testée est infirmée.

- L'analyse des seules données de LEP161 permet d'être sensible à des masses $m_{\mathrm{H}^\pm}$ inférieures à 53,5 GeV/c^2 (respectivement 48,5 GeV/c^2) avec un niveau de confiance de 70% (respectivement 80%).
- En combinant les résultats obtenus à toutes les énergies, une région est exlue avec un niveau de confiance de 90%, en dehors de la zone obtenue par l'analyse des données de LEP1. Cette région correspond à des masses du boson $\mathrm{H}^\pm$ inférieures à 47,5 GeV/c^2.

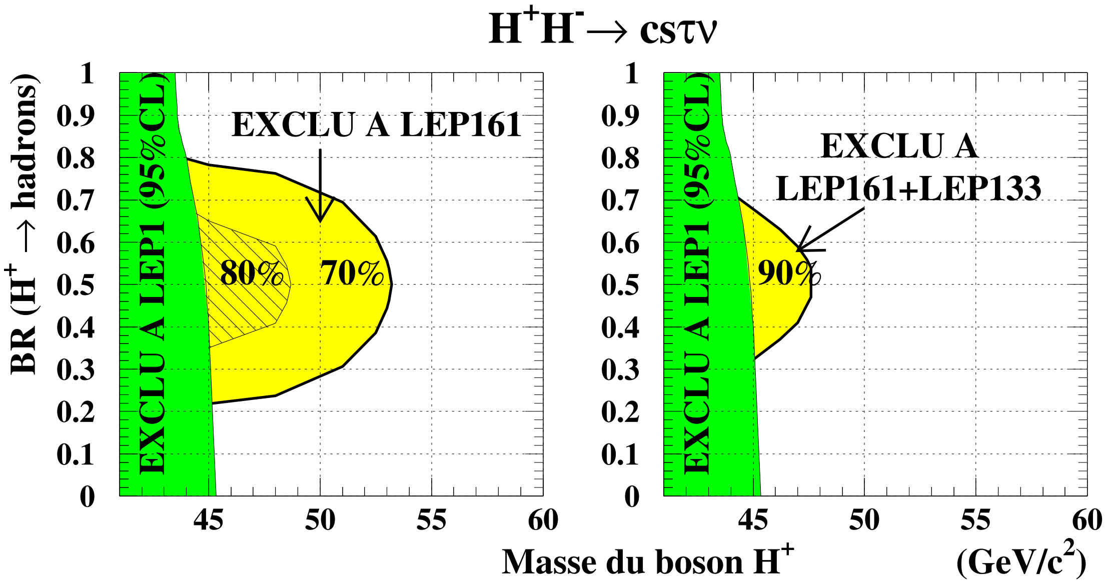


FIG. 7.2 – Régions du plan $[m_{\mathrm{H}^\pm}, \mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons})]$ exclues avec différents niveau de confiance par les analyses, adaptées à la topologie semi-leptonique, des données de LEP133 et de LEP161, utilisées séparément ou de manière combinée. (*cf* texte pour une description plus précise)

7.4 Topologie leptonique

La figure 7.3 montre les régions du plan $[m_{\mathrm{H}^\pm}, \mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons})]$ auxquelles les résultats des analyses de LEP133 et LEP161 sont sensibles. Plus précisément :

- L'analyse des seules données de LEP133 permet d'être sensible avec des niveaux de confiance de 70% et 80% à des points du plan $[m_{\mathrm{H}^\pm}, \mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons})]$ extérieurs à la région exclue par l'analyse des données de LEP1.

- L'analyse des seules données de LEP161 permet d'atteindre une sensibilité correspondant à un niveau de confiance de 90%, en testant l'hypothèse d'une masse $m_{\mathrm{H}^\pm}$ inférieure à 49 GeV/c^2 .

- En combinant les résultats obtenus à toutes les énergies, la région exclue avec 95% de confiance par l'analyse des données de LEP1 est étendue, en testant l'hypothèse d'une masse $m_{\mathrm{H}^\pm}$ inférieure à 52,5 GeV/c^2 .

7.5 Combinaison des résultats des analyses des trois topologies

La référence [66] donne une méthode pour tester une hypothèse de présence d'un signal lorsque les événements de ce signal peuvent être issus de différents états finals. C'est le cas ici, où les sensibilités aux trois canaux de désintégration des paires de bosons $\mathrm{H}^\pm$ peuvent être combinées. Pour cela, en supposant que le nombre total d'événements du signal est distribué suivant la loi de Poisson, et que les proportions de ces événements, relatives à chaque état final, sont distribuées suivant une loi multinomiale, alors la loi de probabilité associée au nombre total d'événements du signal, s'écrit :

$$W(n_1, \dots, n_k; s, p_1, b_1, \dots, p_k, b_k) = P(n_1; sp_1 + b_1) \times \cdots \times P(n_k; sp_k + b_k) \qquad (7.6)$$

où n_i est le nombre d'événements sélectionnés dans les données réelles avec l'analyse associée à l'état final i, s le nombre d'événements attendus pour le signal, tous états finals confondus, b_i le nombre d'événements de bruit de fond sélectionnés pour l'état final i, et p_i la proportion d'événements du signal dans l'état final i.

Ici, le nombre d'états finals possibles est égal à trois. Les paramètres p_i sont en fait le coefficient $\mathcal{C}$ défini plus haut pour les trois topologies. La fonction W est utilisée à la place de la fonction P dans la relation 7.2, ou dans la relation 7.5 pour tenir compte de l'information complète sur la masse.

Enfin, pour combiner les résultats des analyses des données de LEP161 et de LEP133, il suffit de considérer qu'une topologie à une énergie donnée est un état final supplémentaire. Au total, j'ai donc six états finals, c'est-à-dire six triplets (n_i, p_i, b_i), utilisés pour tester une masse $m_{\mathrm{H}^\pm}$ et un rapport d'embranchement $\mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons})$ donnés.

La figure 7.4 montre les régions du plan $[m_{\mathrm{H}^\pm}, \mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons})]$ auxquelles les résultats combinés des analyses des données de LEP133 et LEP161 sont sensibles :

a) L'analyse des données seules de LEP161 permet de définir une région où les paramètres testés sont exclus avec un niveau de confiance de 90%. Une limite sur la masse du boson $\mathrm{H}^\pm$ peut être fixée avec ce niveau de confiance :

$$m_{\mathrm{H}^\pm} > 48,7\,\mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{si } \mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons}) < 0,6 \qquad (90\%\mathrm{CL})$$

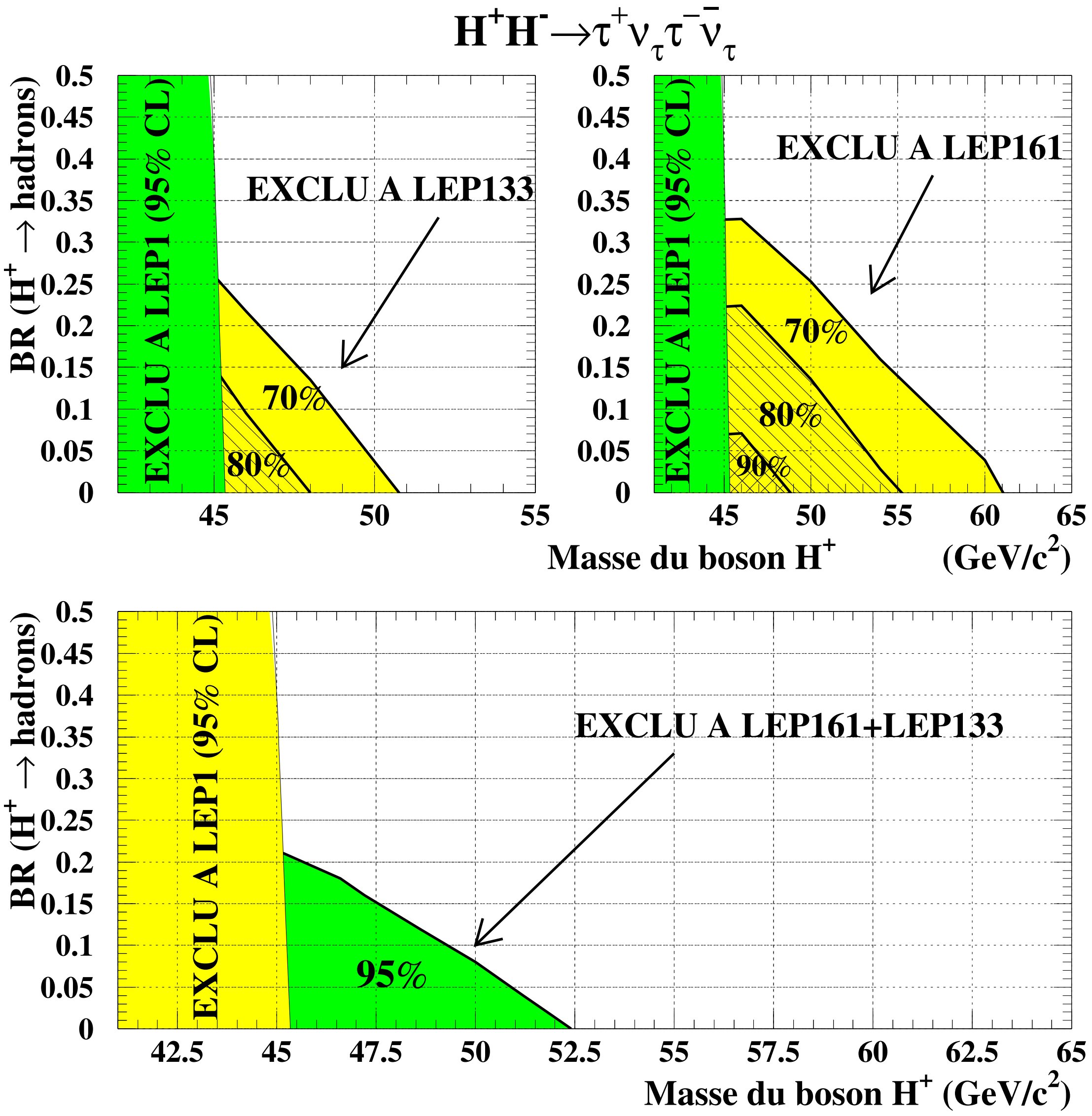


FIG. 7.3 – Régions du plan $[m_{H^\pm}, \mathrm{Br}(H^+ \to \mathrm{hadrons})]$ exclues avec différents niveau de confiance par les analyses des données de LEP133 et de LEP161 pour la topologie leptonique, utilisées séparément ou de manière combinée. (*cf* texte pour une description plus précise)

La région des grandes valeurs de $\mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons})$ n'est pas exclue en raison de la sélection de l'événement candidat dans les données réelles de LEP161 en recherchant les événements à quatre jets. La limite est bien sûr plus haute avec un niveau de confiance de 70% : $m_{\mathrm{H}^\pm} > 55,2\,\mathrm{GeV}/c^2$ indépendemment de la valeur de $\mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons})$.

b) La combinaison des résultats des analyses de toutes les données permet de définir une région d'exclusion avec un niveau de confiance de 95%. Une nouvelle limite, améliorant tous les résultats obtenus en analysant les données de LEP1, peut ainsi être fixée :

$$m_{\mathrm{H}^\pm} > 52\,\mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{si } \mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons}) < 0,7 \qquad (95\%\mathrm{CL})$$

Ce résultat a été publié[1] dans l'article [75].

c) et d) En utilisant l'information de la résolution sur la masse reconstruite, les régions d'exclusion décrites précédemment s'étendent davantage vers les grandes valeurs de $\mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons})$. A partir de l'ensemble des données, il est ainsi possible de définir une limite sur la masse du boson $\mathrm{H}^\pm$, indépendante de la valeur du rapport d'embranchement en hadrons, et avec un niveau de confiance de 95% :

$$m_{\mathrm{H}^\pm} > 49\,\mathrm{GeV}/c^2 \qquad (95\%\mathrm{CL})$$

Ce résultat n'a pas été publié car il est obtenu de manière moins conservatrice qu'en n'utilisant pas la résolution sur la masse.

1. La limite publiée a en fait été obtenue avec une méthode moins conservative : $m_{\mathrm{H}^\pm} > 51,5\,\mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{si } \mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons}) < 0,8 \qquad (95\%\mathrm{CL})$

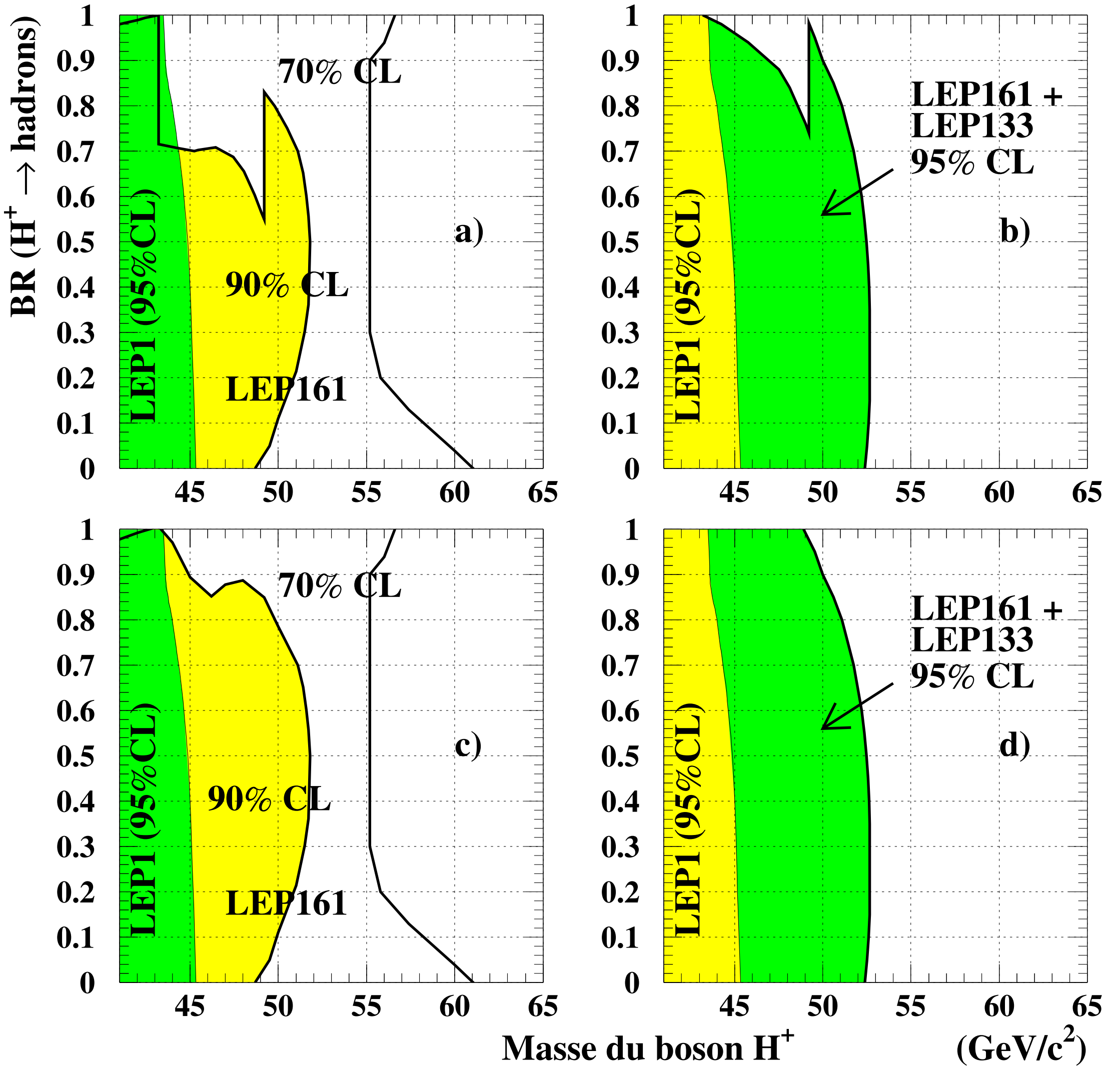


FIG. 7.4 – Régions du plan $[m_{\mathrm{H}^\pm}, \mathrm{Br}(\mathrm{H}^+ \to \mathrm{hadrons})]$ exclues avec différents niveau de confiance par les analyses des données de LEP133 et de LEP161, en combinant les sensibilités des analyses de chaque topologie. (*cf* texte pour une description plus précise)

Chapitre 8

Perspectives à $\sqrt{s}$ = 192 GeV

Rappelons que le programme de LEP2 repose essentiellement sur plusieurs années de prises de données avec une énergie dans le centre de masse située autour de 190 GeV. Eventuellement, une période ultérieure sera consacrée à une énergie au-delà de 200 GeV, car il a été démontré [37, page 341] qu'il est bénéfique, pour la recherche du boson de Higgs neutre, d'atteindre l'énergie la plus haute possible, même au détriment de la quantité de données collectées à cette énergie. Effectivement, la masse la plus haute à laquelle les analyses de recherche sont sensibles peut être approchée par $\sqrt{s} - 100$. Il est donc essentiel d'étudier l'efficacité des analyses que j'ai présentées précédemment, avec une énergie proche de 200 GeV. Ce travail, reposant sur des simulations des processus à 192 GeV, a été entamé dans le cadre de l'atelier de travail sur la Physique à LEP2 [37, page 424]. Depuis, je l'ai amélioré et complété, et il est présenté dans ce qui suit.

8.1 Sections efficaces et simulations des processus

Tous les processus ont été simulés à l'aide du générateur `PYTHIA` , sauf un lot d'événements issus des interactions à deux photons modélisées par le modèle QCD. Ces événements ont été engendrés par le programme `TWOGAM` . La version utilisée du programme `DELSIM` incluait les détecteurs à Silicium de manière complète. Je précise dans ce qui suit les sections efficaces et les conditions de génération des différents processus simulés. Un résumé est donné dans le tableau 8.1.

$\underline{\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{H}^+\mathrm{H}^-}$

Comme on l'a vu au chapitre 2, augmenter l'énergie dans le centre de masse de la collision permet d'être sensible à des masses du boson $\mathrm{H}^\pm$ de plus en plus grandes. Par exemple, $\sigma_{\mathrm{H^+H^-}}$ vaut 0.12 pb à 161 GeV et 0.25 pb à 192 GeV, pour $m_{\mathrm{H}^\pm} = 70\,\mathrm{GeV}/c^2$. Pour chaque topologie, j'ai simulé des lots d'événements par pas en masse de 5 GeV/c^2 , de 45 GeV/c^2 à 80 GeV/c^2 . Chaque lot contenait 1500 événements , pour l'état final purement leptonique, et 1000 événements pour les deux autres cas.

$e^+e^- \to\gamma\gamma$

La section efficace d'interaction entre deux photons lors des collisions électroniques varie peu avec l'énergie. Comme on l'a vu, ce processus crée un bruit de fond gênant pour l'état final purement leptonique, lorsqu'une paire de leptons tau est créée. Afin d'en tenir compte, j'ai utilisé le générateur `PYTHIA` pour simuler un lot d'événements du modèle QPM (notés $\gamma\gamma_{\mathrm{QPM}}$ par la suite), contenant des hadrons ou des leptons dans l'état final. Pour éviter d'avoir à simuler un trop grand nombre d'événements facilement rejetables par la présélection leptonique, seuls les événements où la masse invariante du système des fermions issus de l'interaction entre les photons ($m_{\mathrm{f\bar{f}}}$) était supérieure à 20 GeV/c^2 ont été engendrés. Cette limite inférieure a été fixée de la manière suivante:

- 500 événements ont été simulés avec $m_{\mathrm{f\bar{f}}} > 15\,\mathrm{GeV}/c^2$. Aucun n'était tel que: $P^T_{vis} > 2\,\mathrm{GeV}/c$. Cette coupure étant prévue dans la présélection leptonique, j'en ai déduit que l'on pouvait fixer une valeur plus grande au paramètre $m_{\mathrm{f\bar{f}}}$.
- 500 événements ont été simulés avec $m_{\mathrm{f\bar{f}}} > 25\,\mathrm{GeV}/c^2$. Sur ce lot, moins de 10 événements n'ont pas été rejetés par les premiers critères adoptés pour les analyses à plus basse énergie. Par conséquent, j'ai fixé la valeur minimale du paramètre $m_{\mathrm{f\bar{f}}}$ à 20 GeV/c^2, ce qui correspond à une section efficace visible de 70 pb.

Le lot d'événements du type $\gamma\gamma_{\mathrm{QPM}}$ ainsi engendrés et utilisés dans les analyses à 192 GeV contenait 4283 événements .
Un autre lot disponible contenait plus de 11000 événements du modèle QCD avec des hadrons dans l'état final (notés $\gamma\gamma_{\mathrm{QCD}}$ par la suite), engendrés avec `TWOGAM` , en imposant les biais suivants:
$(m_{\mathrm{f\bar{f}}})^2 > 20\,\mathrm{GeV}^2/c^4$,
$P^T_{vis} > 1,9\,\mathrm{GeV}/c$, et
l'angle polaire des électrons (et positons) diffusés doit être inférieur à 2° .
La section efficace visible de ce type d'événements est de 25 pb.

$e^+e^- \to\mathrm{f\bar{f}}(\mathrm{n}\gamma)$

A 192 GeV, la section efficace de ce processus n'est plus que de 135 pb, ce qui correspond à environ 7 pb pour la production d'une paire de leptons tau, et à 90 pb pour la production d'une paire de quarks. Celle-ci a donc une proportion relative de 67%, sensiblement la même qu'à 161 GeV. (Ces nombres sont obtenus en engendrant 1000 événements avec `PYTHIA`).

$e^+e^- \to W^+W^-$

Quelques GeV au-dessus du seuil de production, les bosons W sont produits sur leur couche de masse, et la section efficace dépasse 10 pb. A 192 GeV, celle-ci vaut 17,1 pb, ce qui donne respectivement 7,8 pb, 7,5 pb et 1,8 pb pour les états finals hadronique, semi-leptonique et leptonique [37, page 141]. J'ai déja montré que ce processus est la source d'un bruit de fond irréductible, pour les trois topologies résultant des désintégrations des paires de bosons $H^\pm$. Ceci est d'autant plus vrai, à 192 GeV, que la section efficace $e^+e^- \to W^+W^-$ est importante. On peut cependant s'attendre à mieux pouvoir contrôler ces bruits de fond, et donc à les réduire en partie, dans les analyses où la masse m_{rec} du boson initial est reconstruite. En effet, les bosons W étant produits sur leur couche de masse, la distribution de m_{rec} est concentrée autour de 80 GeV/c^2, ce qui permet de tester l'hypothèse d'une masse du boson $H^{\pm}$ en-deça de cette valeur (à partir de 80 GeV/c^2, la section efficace $e^+e^- \to H^+H^-$ diminue trop rapidement pour espérer pouvoir être sensible à ce processus, même avec 500 pb^{-1}). Néanmoins, les problèmes de reconstruction et la largeur de désintégration du W, entre autres, tendent à peupler les queues de la distribution en m_{rec}. Le processus $e^+e^- \to W^+W^-$ reste donc une source importante de bruit de fond pour le signal, même lorsque l'on cherche à reconstruire une faible masse.

$e^+e^- \to ZZ$ et autres processus à quatre fermions

A 192 GeV, le seuil de production des paires de Z est dépassé : ces bosons sont produit sur leur couche de masse. Ce processus crée donc un bruit de fond inévitable mais réductible, en raison de sa faible section efficace (1,2 pb), et, comme pour les événements $e^+e^- \to W^+W^-$, en raison de la localisation de la variable m_{rec} autour de la masse du Z.

Les processus $e^+e^- \to Z^\star e^+e^-$ et $e^+e^- \to We\nu_e$ ont aussi été simulés. Leur section efficace et leurs caractéristiques topologiques sont sensiblement les mêmes qu'à plus basse énergie (voir tableau 8.1).

8.2 Remarques générales

Les analyses présentées ci-dessous suivent les démarches adoptées à plus basse énergie. J'ai cependant voulu être plus strict dans l'utilisation de certaines variables, afin d'atteindre une plus grande pureté dans la sélection des événements , même au détriment de l'efficacité sur le signal, dans la mesure où le rapport N_s/N_{bdf}, au pire, reste constant.

L'analyse de l'état final hadronique contient aussi une étude qui ne fut pas développée à plus basse énergie, visant à utiliser les détecteurs RICH afin d'étiqueter la production de paires de quarks cs en identifiant les kaons chargés issus de leur désintégration.

Les particules utilisées dans les trois analyses ont été sélectionnées de la même manière que pour les analyses à 161 GeV, ce problème n'étant pas déterminant au stade d'une étude reposant sur des simulations.

Enfin, il faut garder à l'esprit le caractère préliminaire de cette étude, bien que les coupures sélectives aient été optimisées : l'état du détecteur simulé ne correspond pas, en partie, à l'état de DELPHI de mai 1997, et certains processus, en particulier les interactions à deux photons, ont été simulés en trop petites quantités.

Processus	**Section Efficace (pb)**	**Nombre d'événements simulés**	**Luminosité équivalente** (pb^{-1})
$e^+e^- \to f\bar{f}(n\gamma)$	135	36115	268
$e^+e^- \to \gamma\gamma \overset{\mathrm{QPM}}{\to}$ tout	70	4283	61
$e^+e^- \to \gamma\gamma \overset{\mathrm{QCD}}{\to}$ hadrons	25	11413	457
$e^+e^- \to W^+W^-$	17,5	12745	728
$e^+e^- \to Z^\star e^+e^-$	6,6	3220	488
$e^+e^- \to ZZ$	1,2	7616	6347
$e^+e^- \to We\nu_e$	0,92	1000	1087
$e^+e^- \to H^+H^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$ $m_{H^\pm} = 45$ à 80 GeV/c^2	0,67 à 0,12	$\approx$ 1500	2200 à 12000
$e^+e^- \to H^+H^- \to cs\tau\nu_\tau$ $m_{H^\pm} = 45$ à 70 GeV/c^2	0,67 à 0,26	$\approx$ 1000	1500 à 3800
$e^+e^- \to H^+H^- \to c\bar{s}\bar{c}s$ $m_{H^\pm} = 45$ à 75 GeV/c^2	0,67 à 0,18	$\approx$ 1000	1500 à 5500

TAB. 8.1 – Processus simulés à 192 GeV. Pour les simulations avec biais de génération ($e^+e^- \to \gamma\gamma$), la section efficace indiquée tient compte du biais. Pour le signal, les simulations ont été faites par pas de 5 GeV/c^2 en masse du boson $H^\pm$.

8.3 Topologie hadronique

8.3.1 Présélection d'événements à quatre jets

Comme à plus basse énergie, la première étape consiste à sélectionner des événements à grande multiplicité, à énergie manquante réduite, ne présentant pas de photon énergétique pouvant provenir d'une radiation initiale, et dont les particules peuvent être regroupées en quatre jets. Pour cela, j'ai conservé les étapes qui caractérisaient l'analyse à plus basse énergie, en affinant les critères de sélection à l'aide des lots du processus $e^+e^- \to H^+H^-$ engendrés avec $m_{H^\pm} = 50$ GeV/c^2 et $m_{H^\pm} = 60$ GeV/c^2.

Présélection hadronique stricte (critère C1)

Les coupures adoptées sont les suivantes :

C1: $M_{ch} \geq 17$. Cette augmentation de la limite, par rapport à celle utilisée à $\sqrt{s} = 161$ GeV, est un effet auquel on s'attend, car le nombre moyen de particules chargées par événement hadronique peut être paramétrisé en fonction de la constante de couplage de l'interaction forte, α_s, qui augmente avec l'énergie. La figure 8.1 illustre l'application de cette coupure.
$E_{ch} \geq 30\%\sqrt{s}$, soit 58 GeV, et $E_{tot} \geq 50\%\sqrt{s}$, soit 96 GeV. Ici, seule la limite imposée à l'énergie de toutes les particules a changé par rapport à l'étude à $\sqrt{s} = 161$ GeV.

Les efficacités de sélection du signal sont à ce stade comprises entre 94,1% ($m_{H^\pm} = 45$ GeV/c^2) et 98,5% ($m_{H^\pm} = 65$ GeV/c^2). La section efficace totale du bruit de fond restant est de 50,4 pb; elle correspond, à hauteur de 73% , à des événements du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$. Le détail des nombres d'événements des processus de bruit de fond sélectionnés est montré dans le tableau 8.2.

Rejet des événements à retour radiatif vers le Z

Je rejette dans une deuxième étape les événements issus du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ ayant un photon ISR visible dans le détecteur, ou invisible mais colinéaire à l'axe des faisceaux. Pour cela j'utilise les variables $\sqrt{s'}$et $E_\gamma^{\max}$, déja définies dans le chapitre précédent. Je rejette les événements ayant un tel photon avec une énergie au moins égale à 35 GeV, c'est-à-dire que je demande :

C2 $E_\gamma^{\max} < 35$ GeV
$\sqrt{s'} > 79,7\%\sqrt{s}$, soit $\sqrt{s'} > 153$ GeV, ce qui est plus strict qu'à $\sqrt{s} = 161$ GeV, où la limite était de $75,2\%\sqrt{s}$.

La figure 8.2 illustre cette sélection. On peut en particulier y observer les accumulations caractéristiques d'événements autour de $\sqrt{s'} = 91$ GeV et de $E_\gamma^{\max} = 75$ GeV, pour les distributions des événements du processus $e^+e^- \to f\bar{f}(n\gamma)$.
Après cette sélection, il reste 85,9% du signal, un peu affecté par la limite imposée à

		Processus simulés : $e^+e^- \longrightarrow$							
Critères de sélection	$\sigma_{\mathrm{bdf}}^{\mathrm{TOT}}$ (pb)	$\mathrm{f\bar{f}(n\gamma)}$ 36115	$\gamma\gamma_{\mathrm{QCD}}$ 11413	$\gamma\gamma_{\mathrm{QPM}}$ 4283	$\mathrm{W^+W^-}$ 12745	$\mathrm{Z^\star e^+e^-}$ 3220	ZZ 7616	$\mathrm{We\nu_e}$ 1000	$\mathrm{H^+H^-}$ 100%
C1 : M_{ch} , E_{tot} , E_{ch}	50,4 dont :	9959 73,7%	28 0,1%	7 0,2%	8419 23%	351 1,4%	4544 1,4%	56 0,1%	97,9%
C2 : $E_\gamma^{\max}$, $\sqrt{s'}$	23,8 dont :	4160 65,4%	3 0,04%	1 0,06%	5058 29%	36 3,1%	3523 2,3%	2 $\ll 1\%$	85,9%
C3 à C5 : H_2, H_4, Y_{34}^{JADE} , $\mathcal{J}_{\mathrm{cscs}}$	9,7 dont :	765 29,5%			4582 64,8%	26 0,6%	3159 5,1%	1 $\ll 1\%$	78,6%
C6 : χ^2_{4c}	8,9 dont :	701 29,3%			4238 65%	20 0,5%	2975 5,2%	0 -	73,3%
C7 : M^j_{ch}	8,1 dont :	609 28%			3989 67,3%	3 $\ll 1\%$	2413 4,7%		68,8%
C8 : χ^2_{5c}	4,9 dont :	263 20,2%			2664 75,1%	2 $\ll 1\%$	1428 4,6%		51,4%
C9 : F^g_{cscs}	3,5 dont :	88 9,4%			2192 86%	1 $\ll 1\%$	1005 4,5%		39,9%
C10 : $57 < m_{rec} < 63$	0,133 dont :	7 19,5%			72 74,2%	0 -	54 6,3%		27,7%

TAB. 8.2 – A différents niveaux de sélection, nombre d'événements restant après application des coupures (C1 à C10, voir texte), pour les lots de processus simulés. Pour le signal (1000 événements engendrés avec $m_{\mathrm{H^\pm}} = 60\,\mathrm{GeV}/c^2$) est indiquée l'efficacité. Les autres pourcentages donnent la proportion relative, en section efficace, de chaque processus. Les deux derniers critères de sélection dépendent de l'hypothèse de masse testée.

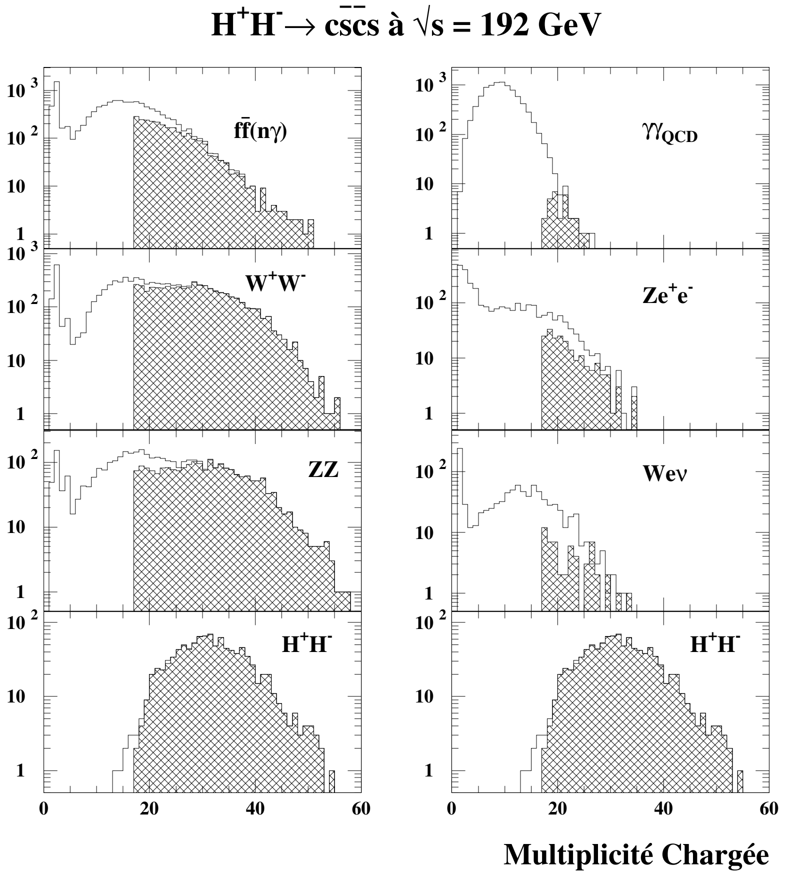


FIG. 8.1 – Distribution du nombre de particules chargées. Les histogrammes vides sont obtenus sans aucune sélection sur les événements ; les histogrammes hachurés sont obtenus à partir des événements hadroniques (sélectionnés à l'aide du critère C1). Pour le signal, les événements ont été engendrés avec une masse de 60 GeV/c^2.

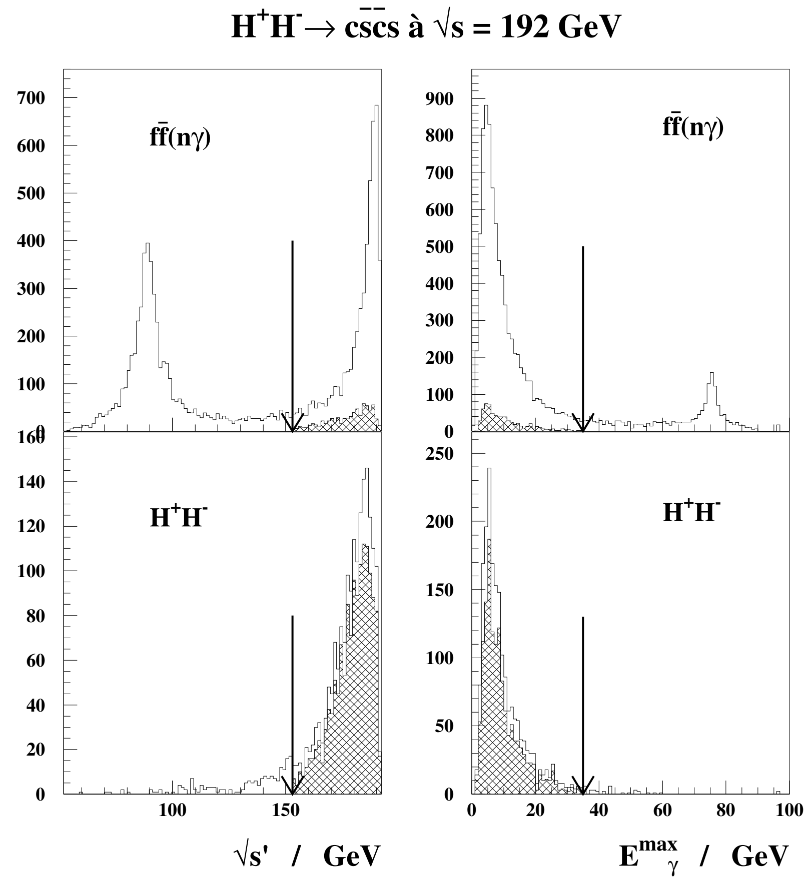


FIG. 8.2 – Distributions de l'énergie réduite reconstituée et de l'énergie de l'agrégat électromagnétique le plus intense. Les valeurs limites acceptées pour ces deux variables par la sélection sont indiquées par les flèches (critère C2). Les histogrammes vides sont obtenus à partir des événements vérifiant les critères de la présélection hadronique stricte (C1). Les histogrammes hachurés sont obtenus à partir des événements à quatre jets "standards" (ils vérifient les critères C1 à C6). Le signal est ici constitué d'un lot de 1000 événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 60\,\mathrm{GeV}/c^2$.

$\sqrt{s'}$, et le bruit de fond résiduel a une section efficace de 23,8 pb, encore essentiellement dominée par la contribution du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$.

Utilisation des variables de forme

Les variables de forme H_2, H_4, Y_{34}^{JADE} , et $\mathcal{J}_{\mathrm{cscs}}$ sont ensuite utilisées pour sélectionner des événements dont les particules sont réparties de manière relativement isotrope dans l'espace, et qui sont facilement regroupables en quatre jets. La distance effective calculée pour réaliser les agrégats de particules provient de la formule de JADE (ce choix est justifié dans la description de la procédure de discrimination entre le processus $e^+e^- \to f\bar{f}(n\gamma)$ et le signal, faite plus loin dans le texte). Je rappelle que Y_{34}^{JADE} désigne la valeur minimale de la distance effective nécessaire pour regrouper quatre jets en trois jets, et que $\mathcal{J}_{\mathrm{cscs}}$ est le produit $E_j^{\mathrm{min}} \times \alpha_{kl}^{\mathrm{min}}$ de l'énergie du jet le moins énergique et de l'angle minimal entre deux jets quelconques, une fois les particules de l'événement agrégées en quatre jets. Les valeurs limites utilisées sont identiques à celles adoptées pour l'analyse des données de LEP161 et définissent le critère C3 :

C3 : $H_2 + H_4 < 1,1,$

C4 : $Y_{34}^{\mathrm{JADE}} > 0,004,$

C5 : $\mathcal{J}_{\mathrm{cscs}} > 6\,\mathrm{GeV}\cdot\mathrm{rad}.$

Les figures 8.3, 8.4, et 8.5 illustrent ces critères de sélection, qui ne laissent que 18% des événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ précédemment sélectionnés, la section efficace du bruit de fond étant à ce niveau de 9,7 pb, dominée par le processus $e^+e^- \to W^+W^-$ (à hauteur de 65%). Tous les événements provenant des processus d'interaction à deux photons ont été rejetés. L'efficacité de sélection des événements du signal est de 78,6% pour $m_{\mathrm{H}^\pm} = 60\,\mathrm{GeV}/c^2$; elle est plus faible pour des masses plus petites : 67,5% pour $m_{\mathrm{H}^\pm} = 45\,\mathrm{GeV}/c^2$ et 70,9% pour $m_{\mathrm{H}^\pm} = 50\,\mathrm{GeV}/c^2$, essentiellement en raison de la coupure sur $H_2 + H_4$.

Utilisation d'un ajustement contraint

A ce niveau de sélection, un ajustement contraint est utilisé pour s'assurer que les quatre jets reconstruits satisfont de manière suffisante la conservation du quadrivecteur $(E, \mathbf{p})$. Les paramètres de l'ajustement sont rendus dépendants de l'angle polaire de la direction des jets en utilisant les formules adoptées à plus basse énergie. Tout événement ayant un χ^2 par degré de liberté supérieur à 3,0 est rejeté, ce qui est une exigence plus stricte que celle utilisée dans les analyses des données de plus basse énergie. J'applique en plus cette coupure deux fois: une première fois après avoir ajusté les quadrivecteurs des jets reconstruits avec la distance de JADE , et une deuxième fois après avoir utilisé la distance de DURHAM . Ceci permet essentiellement d'être moins dépendant des algorithmes d'agrégation. L'effet est comparable sur le signal et les bruits de fond, comme le montre le tableau 8.3. Si un événement vérifie $\chi^2 < 3,0$ pour les deux algorithmes (critère C6), il est considéré comme un événement à quatre jets de type "standard".

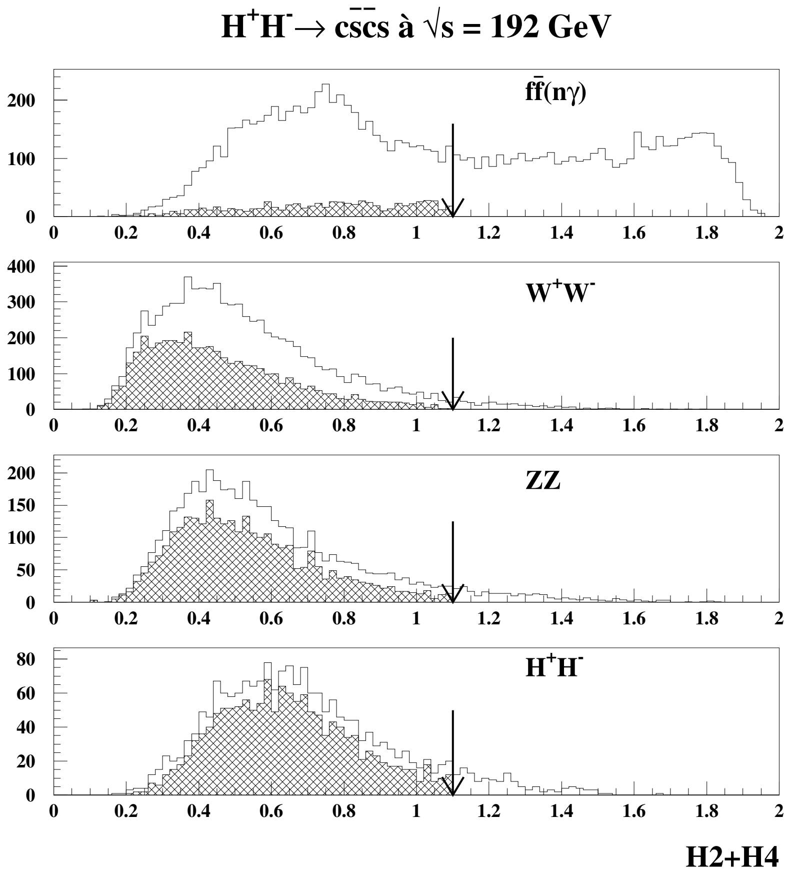


FIG. 8.3 – Distribution de la somme des moments d'ordre 2 et 4 de Fox-Wolfram. Les valeurs limites acceptées pour ces deux variables par la sélection sont indiquées par les flèches (critère C3). Les histogrammes vides sont obtenus à partir des événements vérifiant les critères de la présélection hadronique stricte (C1). Les histogrammes hachurés sont obtenus à partir des événements à quatre jets "standards" (ils vérifient les critères C1 à C6). Le signal est ici constitué de deux lots de 1000 événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 50\,\mathrm{GeV}/c^2$ et $m_{\mathrm{H}^\pm} = 60\,\mathrm{GeV}/c^2$.

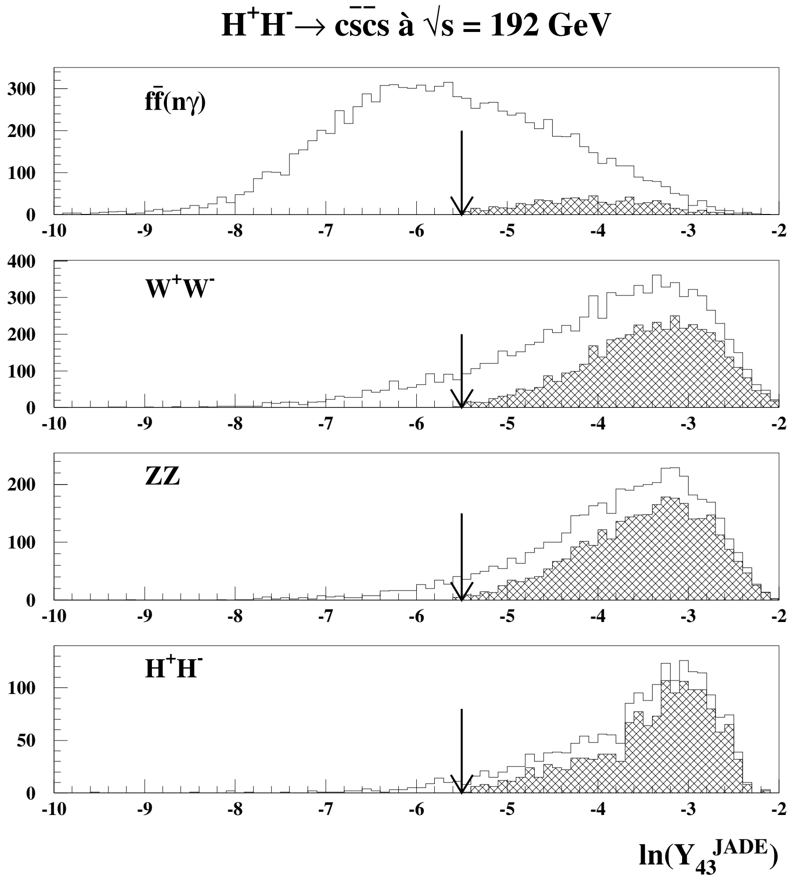


FIG. 8.4 – Distribution de la variable Y_{34}^{JADE}, distance effective minimale nécessaire pour regrouper les particules en trois jets avec la formule de JADE . Les commentaires de la figure 8.3 sont valables ici aussi.

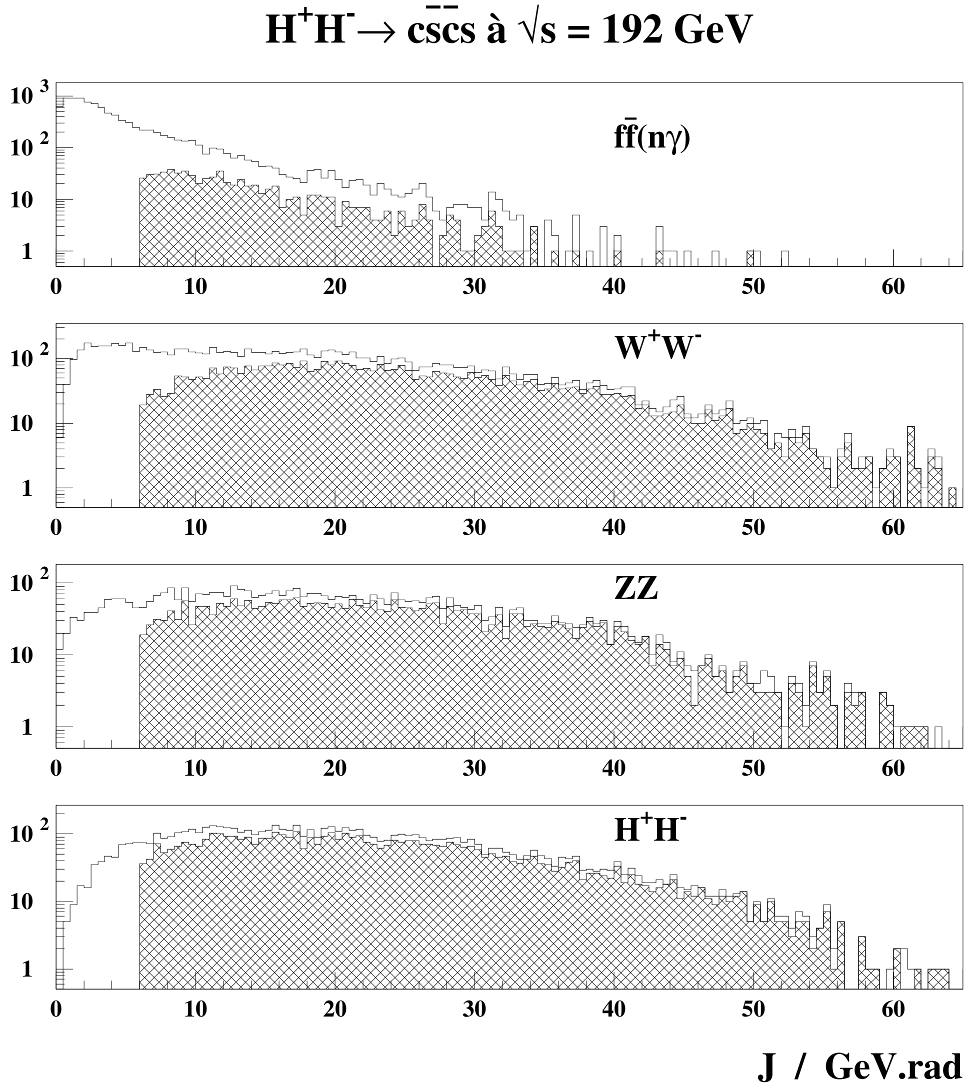


FIG. 8.5 – Distribution de la variable $\mathcal{J}_{\rm cscs}$, produit de l'énergie du jet le moins énergique et de l'angle minimal entre deux jets quelconques, une fois les particules de l'événement regroupées en quatre jets à l'aide de l'algorithme de JADE . Les commentaires de la figure 8.3 sont valables ici aussi.

8,3% des événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ sont ainsi rejetés, l'efficacité sur le signal étant un peu affectée (74,2%). La section efficace du bruit de fond ainsi sélectionné est de 8,9 pb.

Type d'états finals			
H^+H^-	$q\bar{q}(n\gamma)$	W^+W^-	ZZ
1,6%	2,0%	1,9%	2,3%

TAB. 8.3 – Parmi les événements dont le χ^2 de l'ajustement à quatre contraintes est inférieur à 3,0 par degré de liberté avec l'un des deux algorithmes de regroupement en jets, proportion de ceux qui ne donnent pas un χ^2 inférieur à 3,0 avec l'autre algorithme. Le signal désigne ici tous les lots simulés.

Multiplicité chargée des jets

Comme à plus basse énergie, on peut rejeter davantage les événements radiatifs en demandant un nombre suffisament grand de particules chargées à l'intérieur de chaque jet. Afin de ne pas trop diminuer l'efficacité de sélection du signal, je demande au moins deux particules chargées par jet (critère C7), et je définis ainsi une sélection stricte des événements à quatre jets. 13% des événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ précédemment sélectionnés sont ainsi rejetés (85% pour les événements du processus $e^+e^- \to Z^\star e^+e^-$). La section efficace du bruit de fond est à ce niveau de 8,1 pb. L'efficacité de sélection des événements du signal est de 68,8% .

8.3.2 Sélection dépendante de la masse

Pour des masses du boson $H^\pm$ inférieures à m_W , la reconstruction de la masse du boson initial est le moyen le plus efficace pour rejeter les événements des processus $e^+e^- \to W^+W^-$ et $e^+e^- \to ZZ$ encore présents, car les bosons W et Z sont produits sur leur couche de masse, donc la variable m_{rec} est essentiellement distribuée autour de leurs masses respectives. Le processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ donne par contre une distribution plate, comme à plus basse énergie, par conséquent il est nécessaire de procéder à une discrimination efficace entre ce fond et le signal. C'est à cette fin que j'ai mis en œuvre une analyse discriminante utilisant deux fonctions linéaires à plusieurs variables, pour deux domaines de valeurs de la variable m_{rec} .

8.3.2.1 Reconstruction de la masse

Je procède comme à plus basse énergie : les quantités de mouvement et les énergies ajustées des jets permettent de calculer les masses invariantes de six paires de jets, correspondant aux trois possibilités d'appariement. Je choisis la combinaison ayant la plus petite différence entre les masses des paires de jets. Un ajustement cinématique est ensuite réalisé, à partir des grandeurs mesurées des jets, contraignant la conservation du quadrivecteur $(E, \mathbf{p})$ et l'égalité entre les masses invariantes des deux paires de jets choisies préalablement. Le χ^2 de l'ajustement doit être inférieur à 2,5 par degré de liberté. Pour les événements du signal vérifiant les critères C1 à C7, la valeur moyenne du χ^2 est de 2,53 si on utilise les jets reconstruits par l'algorithme de JADE , et de 2,79 si on utilise la distance de DURHAM . Comme pour le critère de sélection basé sur la valeur du χ^2 issu de l'ajustement à quatre contraintes, cette limite de 2,5 est imposée deux fois, sur les résultats d'ajustement des jets obtenus par les deux algorithmes (critère C8). Le tableau 8.4 montre que l'application de ce double critère permet de distinguer le signal du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$. De plus, pour le signal, on peut constater que le facteur de rejet lié à la double contrainte croit avec la masse engendrée pour le lot d'événements simulés. De ce fait, davantage d'événements du type W^+W^- et ZZ sont rejetés que d'événements du signal. La coupure C8 est indépendante de l'hypothèse de masse testée. Après son application, la section efficace du bruit de fond (composé à hauteur de 20% du processus $e^+e^- \to f\bar{f}(n\gamma)$ et à hauteur de 75% du processus $e^+e^- \to W^+W^-$) est de 4,9 pb, l'efficacité sur le signal étant comprise entre 46,2% et 55,9%, suivant la masse du boson $H^\pm$ engendrée.

Type d'états finals						
H^+H^-				$q\bar{q}(n\gamma)$	W^+W^-	ZZ
$m_{H^\pm}$ (GeV/c^2):	50	60	70			
	11,3%	14,7%	16,4%	34,7%	20,0%	24,9%

TAB. 8.4 – Parmi les événements vérifiant les critères C1 à C7, et dont le χ^2 de l'ajustement à cinq contraintes est inférieur à 2,5 par degré de liberté avec l'un des deux algorithmes de regroupement en jets, proportion de ceux qui ne donnent pas un χ^2 inférieur à 2,5 avec l'autre algorithme.

La figure 8.6 montre la distribution de la masse reconstruite m_{rec} à partir du regroupement en quatre jets réalisé avec la distance de JADE . Cette distribution est plate pour le processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$, et présente des accumulations caractéristiques pour les processus de production de paires de bosons. On constate que pour les processus $e^+e^- \to ZZ$ et $e^+e^- \to W^+W^-$, malgré la production des bosons sur leur couche de masse, de nombreux événements ont une masse reconstruite inférieure à la masse du boson. Il faut donc s'attendre à garder finalement un bruit de fond irréductible, essentiellement dû à de mauvaises reconstructions.

La valeur de la masse reconstruite donne le dernier critère de sélection de l'analyse. Si l'on ajuste la distribution de cette variable par la somme d'une gaussienne et d'une constante, comme à plus basse énergie, l'écart-type de la gaussienne donne la résolution sur la masse engendrée $m_{H^\pm}$. La figure 8.10 illustre cette procédure; le tableau 8.5 regroupe les résultats pour chaque lot d'événements du signal simulés, et pour les deux algorithmes d'agrégation en jets. On peut constater qu'à ce niveau de sélection, les résolutions obtenues diffèrent peu d'un algorithme à l'autre, ni d'une masse à l'autre. Pour cette raison, et afin de ne pas compliquer l'analyse, je fixe les bornes relatives de l'intervalle de sélection centré autour de $m_{H^\pm}$, à $m_{H^\pm} \pm 3$ GeV/c^2 , qui correspond à deux fois l'écart-type maximal de la distribution de m_{rec} .

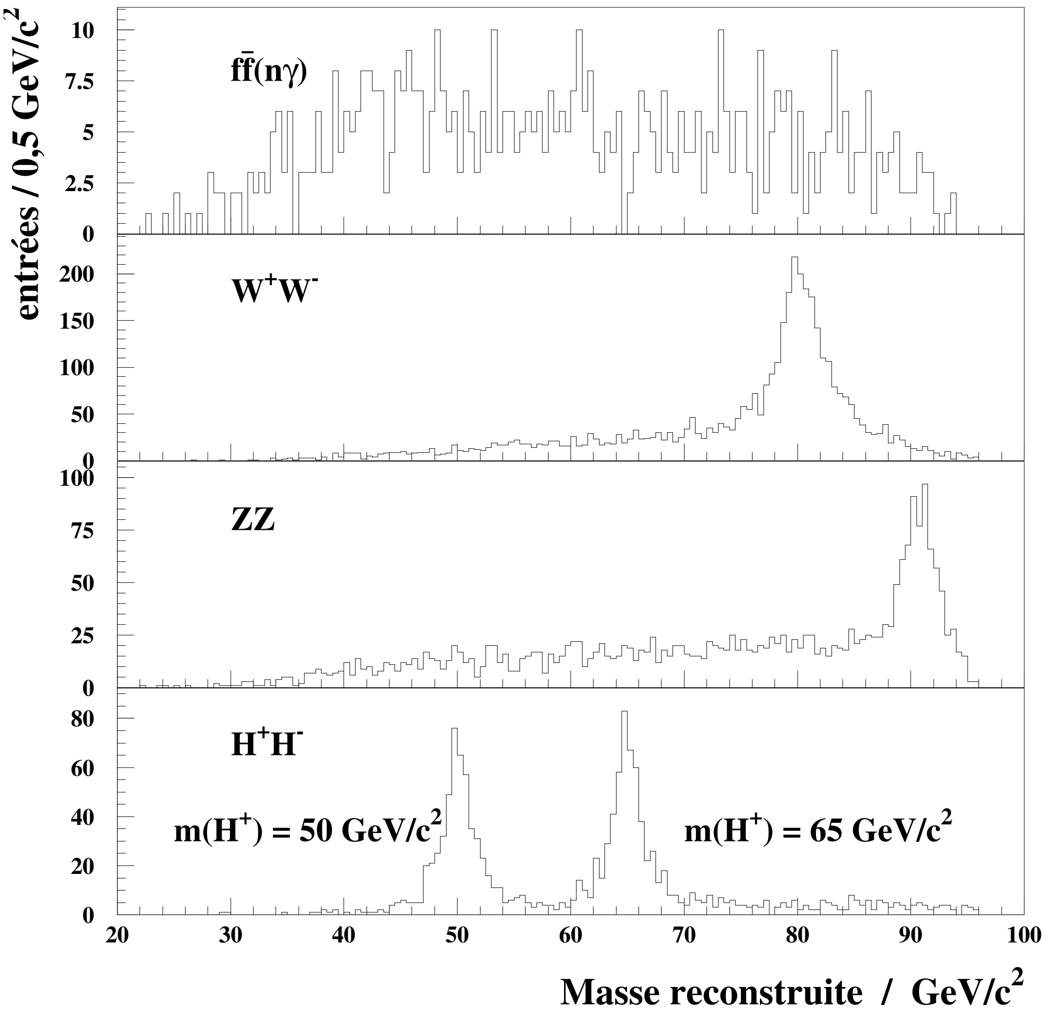


FIG. 8.6 – Distribution de la masse reconstruite à l'aide d'un ajustement à cinq contraintes réalisé sur les caractéristiques des jets reconstruits avec l'algorithme de JADE . Les événements vérifient les critères de sélection C1 à C7.

$m_{H^\pm}$	45	50	55	60	65	70	75
JADE							
$< m_{rec} >_g$	45,1	50,1	54,9	60,0	65,1	70,2	75,3
$\sigma_g(m_{rec})$	1,29	1,50	1,29	1,45	1,39	1,37	1,50
DURHAM							
$< m_{rec} >_g$	45,1	50,0	54,9	60,0	64,9	70,0	75,3
$\sigma_g(m_{rec})$	1,31	1,48	1,34	1,34	1,37	1,16	1,30

TAB. 8.5 – Valeur moyenne et écart-type (en GeV/c^2) de la gaussienne ajustant les distributions de la masse reconstruite obtenues en regroupant les événements du signal en quatre jets avec les algorithmes de JADE et de DURHAM . Les événements utilisés ont été sélectionnés selon les critères C1 à C8.

De plus, et similairement aux critères doubles instaurés pour le χ^2 des différents ajustements, la variable m_{rec} doit être comprise entre $m_{H^\pm} - 3$ GeV/c^2 et $m_{H^\pm} + 3$ GeV/c^2 lorsqu'elle correspond aux jets reconstruits avec l'un ou l'autre des algorithmes d'agrégation (coupure C10 dans le tableau 8.2). L'effet discriminant constaté avec le double critère associé au χ^2 de l'ajustement à cinq contraintes est ici renforcé de manière importante : en moyenne, la proportion d'événements ayant l'une des deux masses reconstruites à l'extérieur de l'intervalle autorisé, quand l'autre est à l'intérieur, est de 15,1% pour le signal, alors qu'elle est respectivement de 44,5% , 43,4% et 43,1% pour les bruits de fond du type $q\bar{q}(n\gamma)$, W^+W^- et ZZ. Le détail de ces proportions, pour chaque intervalle de sélection, est donné dans le tableau 8.6. La figure 8.7 illustre aussi l'effet du double critère.

		$m_{H^\pm}$ testée (GeV/c^2)						
		45	50	55	60	65	70	75
Etats finals	H^+H^-	11,6	12,7	12,1	17,1	16,4	17,4	18,5
	$q\bar{q}(n\gamma)$	33,3	46,4	45,4	56,2	38,9	51,2	40,4
	W^+W^-	44,0	48,4	46,3	42,5	44,4	40,2	38,0
	ZZ	37,5	46,1	53,6	39,8	40,0	45,5	39,0

TAB. 8.6 – Parmi les événements vérifiant les critères C1 à C8, et dont la masse reconstruite avec l'un des deux algorithmes de regroupement en jets est comprise dans l'intervalle de sélection $[m_{H^\pm} - 3, m_{H^\pm} + 3]$, pourcentage de ceux dont la masse reconstruite à partir des résultats de l'autre algorithme n'est pas dans cet intervalle.

8.3.2.2 Discrimination multidimensionnelle

La méthode utilisée pour les études des données de plus basse énergie est similairement appliquée ici. L'algorithme de discrimination de Fisher est mis en œuvre pour séparer le signal du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$. J'applique cette procédure deux fois, en

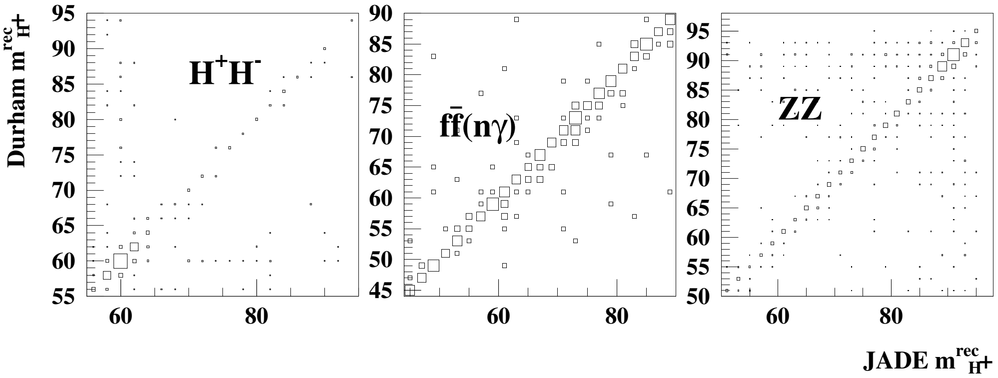


FIG. 8.7 – Distributions à deux entrées de la masse m_{rec} reconstruite à partir des jets obtenus avec JADE en fonction de la même variable calculée à partir des jets obtenus avec DURHAM . Les événements vérifient les critères C1 à C8. Le signal est le lot d'événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 60$ GeV/c^2.

utilisant deux lots d'événements du signal et un lot d'événements du type $f\bar{f}(n\gamma)$, afin de tenir compte des effets de corrélation entre la masse fixée à la génération et certaines variables. Le premier lot est constitué de 847 événements simulés avec $m_{H^\pm} = 50$ GeV/c^2 et de 870 événements simulés avec $m_{H^\pm} = 55$ GeV/c^2 ; le deuxième à partir de 861 événements simulés avec $m_{H^\pm} = 65$ GeV/c^2 et de 816 événements simulés avec $m_{H^\pm} = 70$ GeV/c^2. Le lot d'événements de bruit de fond, commun aux deux discriminations, contient 4000 événements . Tous ces événements vérifient les critères C1 et C2 (rejet des événements à retour radiatif). La fonction multidimensionnelle choisie à partir de la première procédure (entraînement "E^1_{cscs}"), notée $F^p_{\rm cscs}$, est utilisée pour tester l'hypothèse $m_{H^\pm} \leq 59$ GeV/c^2 , et la fonction choisie à partir de l'autre discrimination (entraînement "E^2_{cscs}"), notée $F^g_{\rm cscs}$, est utilisée pour tester l'hypothèse $m_{H^\pm} > 59$ GeV/c^2.
Les variables utilisées dans ces entraînements sont identiques à celles de la discrimination effectuée à 161 GeV : variables de forme comme H_2, H_4, le *thrust* (défini dans le paragraphe 3.4.5 p. 111), ou comme les angles polaires caractéristiques de l'événement, sous leur forme repliée ($|\frac{\pi}{2} - \theta_{vis}|$) ou sous la forme de leur cosinus ($|\cos(\theta_{vis})|$); variables dépendantes du regroupement en quatre jets (Y_{34} et $\mathcal{J}_{\rm cscs}$), calculées avec JADE et DURHAM .
Le tableau 8.7 regroupe les valeurs des pouvoirs discriminants obtenus pour les deux procédures. Il montre que pour l'analyse adaptée aux petites masses, la variable la plus discriminante du point de vue de l'algorithme de Fisher, est, comme à plus basse énergie, le produit $\mathcal{J}_{\rm cscs}$ calculé à partir des jets reconstruits avec la formule de JADE . La même variable calculée avec les jets obtenus par l'autre algorithme a cependant un pouvoir discriminant très proche, en particulier pour les lots du signal simulés avec de

grandes masses : l'entraînement E^2_{cscs} place alors cette variable en deuxième position dans l'élaboration des fonctions multidimensionnelles. En ce qui concerne cet entraînement, c'est le *thrust* qui détient le pouvoir discriminant le plus important. La figure 8.8 montre la distribution de cette variable et celle de l'angle θ_{sph} pour le signal ($m_{\mathrm{H}^\pm}$ = 60 GeV/c^2) et les processus de bruits de fond.

Variables	Moyenne et écart-types des lots d'événements $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{H^+H^-}$	$\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{f\bar{f}(n\gamma)}$	Pouvoir discriminant
	Entraînement E^1_{cscs}		
$(E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min})_{\mathrm{JADE}}$	$18,70 \pm 9,35$	$4,69 \pm 5,33$	0,472
$(E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min})_{\mathrm{DUR}}$	$18,13 \pm 9,41$	$4,78 \pm 4,90$	0,463
$\ln(Y_{34}^{\mathrm{DUR}})$	$-4,60 \pm 1,15$	$-6,98 \pm 1,28$	0,438
H_2	$0,439 \pm 0,112$	$0,755 \pm 0,189$	0,423
$\ln(Y_{34}^{\mathrm{JADE}})$	$-3,66 \pm 0,91$	$-5,81 \pm 1,28$	0,415
thrust	$0,850 \pm 0,037$	$0,938 \pm 0,059$	0,361
	Entraînement E^2_{cscs}		
thrust	$0,771 \pm 0,062$	$0,938 \pm 0,059$	0,616
H_2	$0,294 \pm 0,134$	$0,755 \pm 0,189$	0,591
$(E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min})_{\mathrm{JADE}}$	$23,9 \pm 12,8$	$4,69 \pm 5,33$	0,529
$(E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min})_{\mathrm{DUR}}$	$23,2 \pm 12,6$	$4,78 \pm 4,90$	0,526
$\ln(Y_{34}^{\mathrm{DUR}})$	$-4,25 \pm 1,18$	$-6,98 \pm 1,28$	0,499
$\ln(Y_{34}^{\mathrm{JADE}})$	$-3,48 \pm 0,91$	$-5,81 \pm 1,28$	0,449

TAB. 8.7 – Valeurs moyennes, écart-types et pouvoirs discriminants de quelques variables utilisées dans les deux entraînements.

J'utilise les fonctions à trois variables, pour achever mon analyse. Ce nombre de variables est suffisant, au niveau de sélection auquel je les utilise, pour distinguer efficacement le signal du fond $\mathrm{f\bar{f}(n\gamma)}$. Ajouter une variable supplémentaire ne change pas les résultats finals. Ces fonctions ont les expressions suivantes :

$$F^p_{\mathrm{cscs}} = 0,101 \times (E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min})_{\mathrm{JADE}} - 2,68 \times H_2 - 0,913 \times |\tfrac{\pi}{2} - \theta_{sph}|$$

pour l'entraînement E^1_{cscs}, et

$$F^g_{\mathrm{cscs}} = -12,9 \times thrust + 0,043 \times (E_j^{\min} \times \alpha_{kl}^{\min})_{\mathrm{DUR}} - 0,7 \times |\tfrac{\pi}{2} - \theta_{sph}|$$

pour l'entraînement E^2_{cscs}.
Le critère de sélection C9 du tableau 8.2 consiste à imposer une valeur minimale à ces fonctions. Comme pour l'étude à $\sqrt{s}$ = 161 GeV, je rends cette limite inférieure dépendante de l'hypothèse de masse testée. Effectivement, la valeur moyenne des fonctions F^p_{cscs} et F^g_{cscs} change d'un lot du signal à l'autre, comme le montre le tableau 8.8 et la figure 8.9. Pour garder la meilleure efficacité de sélection du signal, quelle que soit la valeur de $m_{\mathrm{H}^\pm}$, j'adapte par conséquent la coupure sur F^p_{cscs} ou F^g_{cscs} à chaque lot.

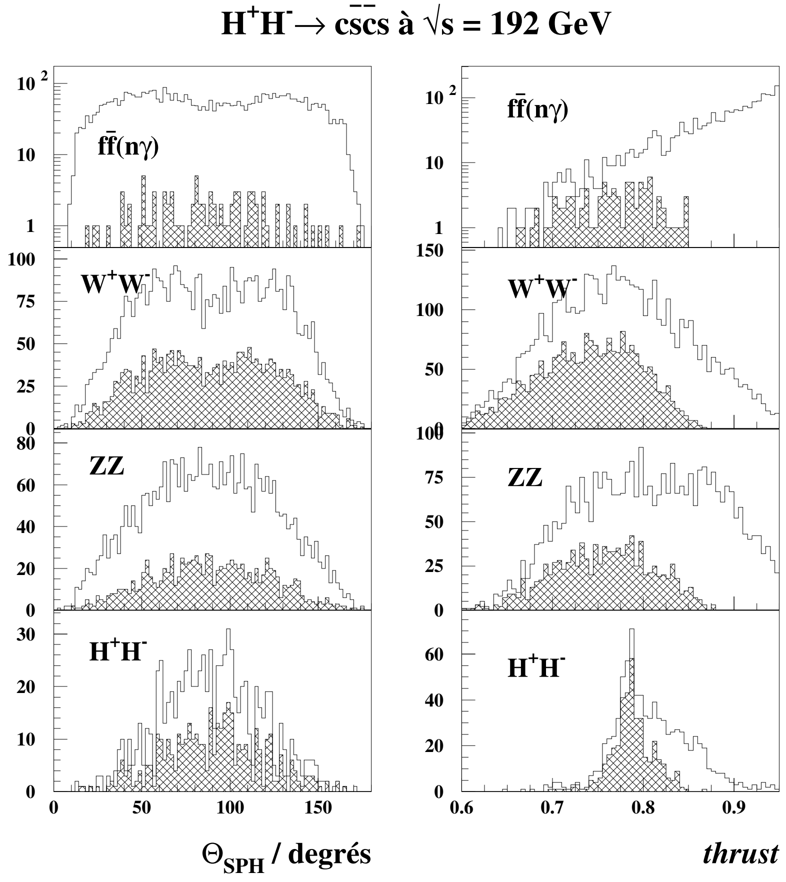


FIG. 8.8 – Distributions des variables θ_{sph} (angle polaire de la direction de l'axe de sphéricité) et *thrust*. Les histogrammes vides sont obtenus avec des événements vérifiant les critères C1 et C2, utilisés pour l'entraînement de la fonction F^g_{cscs} , et les histogrammes hachurés sont obtenus avec des événements vérifiant les critères C1 à C9 (coupure sur F^g_{cscs}). Les événements du signal ont été engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 60$ GeV$/c^2$.

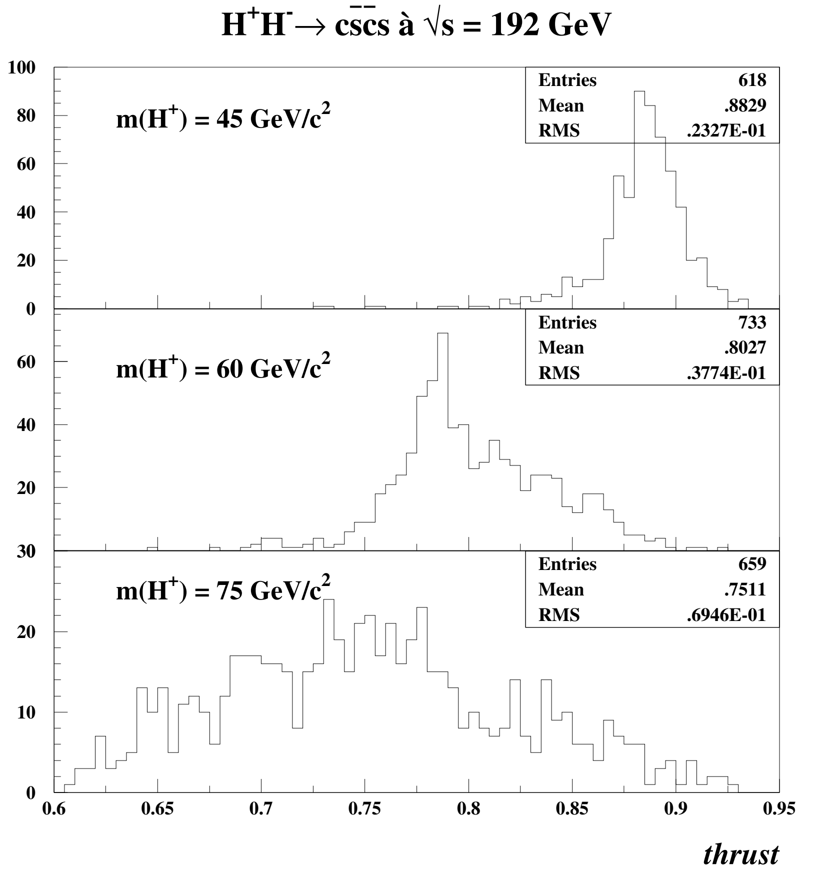


FIG. 8.9 – Distribution du *thrust* pour trois lots d'événements du signal, vérifiant les critères C1 à C8. Le pouvoir discriminant de cette variable croit avec $m_{\mathrm{H}^\pm}$.

$m_{\mathrm{H}^\pm}$	45	50	55	60	65	70	75
$< F^p_{\mathrm{cscs}} >$	0,01	0,5	0,9				
$< F^g_{\mathrm{cscs}} >$				-9,6	-9,1	-8,9	-8,7

TAB. 8.8 – Valeur moyenne des fonctions discriminantes utilisées dans l'analyse, pour chaque lot du signal représenté par la valeur de $m_{\mathrm{H}^\pm}$ fixée pour la génération. Les événements utilisés vérifient les critères C1 à C8.

Afin d'optimiser l'analyse, je choisis la valeur limite F_l de F^p_{cscs} ou de F^g_{cscs} telle que entre 67% et 70% des événements du signal soient sélectionnés en imposant le critère $F^p_{\mathrm{cscs}} > F_l$ (ou $F^g_{\mathrm{cscs}} > F_l$), et telle que le rapport $N_s/\sqrt{N_{bdf}}$ soit maximal, une fois toutes les coupures appliquées (le bruit de fond regroupant tous les processus simulés).

Le tableau 8.9 indique les choix de valeurs limites réalisés et les résultats de ces choix. Les efficacités sont plus faibles pour les deux dernières masses car le rapport $N_s/\sqrt{N_{bdf}}$ final est plus grand en renforçant la coupure sur F^g_{cscs} qui dans ces deux cas ne sélectionne que 67% des événements .

$m_{\mathrm{H}^\pm}$	45	50	55	60	65	70	75
F^p_l	-0,45	-0,4	-0,1				
F^g_l				-10,3	-9,9	-9,3	-9,5
Efficacité	32,8%	40,2%	44,6%	39,9%	41,3%	33,9%	32,4%
$\sigma^{\mathrm{TOT}}_{\mathrm{bdf}}$(pb)	3,97	3,81	3,58	3,50	3,07	2,17	2,47

TAB. 8.9 – Pour chaque lot du signal, valeur minimale imposée à la fonction discriminante ($F^p_{\mathrm{cscs}} > F^p_l$ pour $m_{\mathrm{H}^\pm} < 59$ GeV/c^2 et $F^g_{\mathrm{cscs}} > F^p_l$ pour $m_{\mathrm{H}^\pm} \geq 59$ GeV/c^2), efficacité de sélection des critères C1 à C9 et section efficace de l'ensemble des processus de bruit de fond sélectionnés.

Comme à plus basse énergie, l'application de ce dernier critère de sélection a tendance à améliorer la résolution sur la masse du boson. Cet effet ne dépend pas de l'algorithme de regroupement en jets, comme le tableau 8.10 le montre.

D'autre part, on constate que la résolution tend à s'améliorer lorsque la valeur de $m_{\mathrm{H}^\pm}$ s'approche de la limite cinématique ($\sqrt{s}$ /2). Ce fait, illustré par le tableau 8.10 et la figure 8.10, a déja été observé dans les analyses similaires faites sur les données de LEP1 [25]. Cette amélioration de la résolution est due à une meilleure séparation entre les jets lorsque les bosons $\mathrm{H}^\pm$ sont produits au repos.

8.3.3 Identification des kaons chargés

Un autre moyen d'augmenter la pureté du signal dans le lot d'événements sélectionnés, pourrait être de reconnaître la saveur des quarks donnant lieu aux quatre jets dans l'état final. Ceci est réalisable en identifiant la nature ou les caractéristiques topologiques des particules issues de l'hadronisation des quarks. Les quarks b, comme on l'a déja mentionné en décrivant le détecteur de vertex, produisent des mésons beaux à

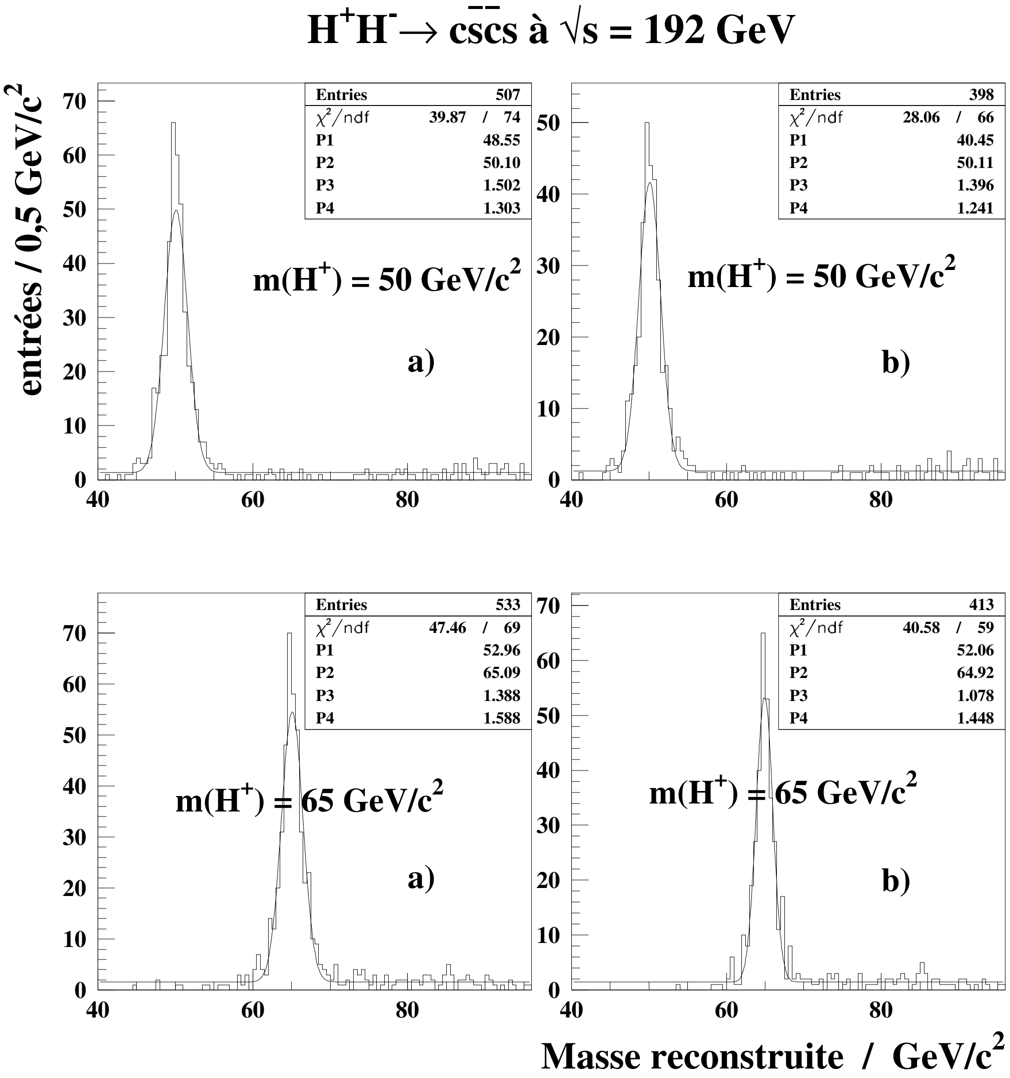


FIG. 8.10 – Ajustement, par la somme d'une gaussienne et d'une constante, de la distribution de la masse reconstruite à partir des jets déterminés par l'algorithme de JADE . Les paramètres de l'ajustement P2, P3 et P4 désignent respectivement la valeur moyenne de la gaussienne, son écart-type, et la valeur de la constante. Les distributions en a) sont obtenues avec des événements vérifiant les critères C1 à C8. Les distributions en b) sont obtenues avec des événements passant en plus la coupure sur la fonction discriminante.

$m_{H^\pm}$	45	50	55	60	65	70	75
JADE							
$< m_{rec} >_g$	45,2	50,1	55,0	60,2	64,9	70,2	75,3
$\sigma_g(m_{rec})$	1,29	1,39	1,20	1,36	1,08	1,15	1,31
DURHAM							
$< m_{rec} >_g$	45,1	50,1	54,9	60,1	64,9	70,0	75,3
$\sigma_g(m_{rec})$	1,33	1,51	1,21	1,29	1,20	1,05	1,16

TAB. 8.10 – Valeur moyenne et écart-type (en GeV/c^2) de la gaussienne ajustant les distributions de la masse reconstruite obtenues en regroupant les événements du signal en quatre jets avec les algorithmes de JADE et de DURHAM . Les événements utilisés ont été sélectionnés selon les critères C1 à C9. Ces chiffres, à comparer avec le tableau 8.5, montrent l'amélioration de la résolution obtenue sur m_{rec}, lorsque $m_{H^\pm}$ croît.

durée de vie suffisament longue pour pouvoir se déplacer sur un ou deux mm avant de se désintégrer en hadrons ou leptons. La détection de ce deuxième vertex dans le jet, ou d'un lepton mu ayant une relativement grande composante orthogonale de sa quantité de mouvement par rapport à la direction du jet, constituent deux méthodes d'identification de la saveur d'un quark b.

Les quarks s produisent des mésons *étranges* ayant une durée de vie longue ($K^\pm$ ou K^0_L, directement observables par la trace de leur trajectoire ou par leur dépôt d'énergie dans le calorimètre hadronique) ou courte (K^0_S, K^{0*}, Φ, observés par leur désintegration : $K^0_S \to \pi^+\pi^-$, $K^{0*} \to K^\pm\pi^\pm$). Les quarks c produisent des mésons charmés instables ($D^\pm$, D^0) qui se désintègrent en un système contenant au moins un méson K dans plus de 90% des cas. En particulier, ce kaon est chargé dans 60% des désintegrations des D^0. Par conséquent, un moyen d'étiqueter un système cs est de reconnaître la nature *étrange* des produits de désintegration contenus dans ses jets. Cependant, les kaons peuvent aussi être produits lors du processus d'hadronisation des quarks u ou d. Typiquement, la probabilité de produire une paire $s\bar{s}$ lors de la fragmentation est trois fois plus petite que la probabilité de créer des paires de quarks plus légers, et dix fois plus grande que les probabilités associées aux quarks plus lourds. Par conséquent, la seule présence de particules identifiées comme des kaons n'est pas suffisante pour distinguer la saveur des quarks à l'origine des jets. Il est nécessaire d'utiliser en plus l'information sur l'énergie de ces kaons. En effet, une particule constituée du quark primaire emporte une grande partie de l'énergie de ce quark. Un kaon composé d'un quark s primaire aura donc une énergie en moyenne plus importante qu'un kaon issu du processus d'hadronisation d'un quark u ou d'un gluon. Ce sera aussi le cas, mais de manière moins prononcée, pour les kaons provenant d'un quark c, car ils seront issus de la désintégration des mésons charmés, donc ils auront une fraction plus faible de l'énergie du quark primaire.

D'autre part, le nombre moyen de kaons chargés, par événement issu d'une désintégration hadronique du Z à LEP1, est de 2,5, nombre légèrement supérieur à celui des kaons neutres (2), et beaucoup plus grand que celui des autres particules étranges comme le Φ (0,1). Par conséquent, l'identification des kaons chargés, à l'aide des détecteurs RICH de DELPHI , est une méthode particulièrement adaptée à l'étiquetage de quarks s et c provenant de la désintégration des bosons de Higgs chargés. Cette identification a déja été utilisée dans plusieurs analyses de physique par DELPHI , pour la mesure de la largeur partielle de désintégration du Z en paires $s\bar{s}$, la mesure de l'assymétrie avant-arrière dans la production de paires $s\bar{s}$ [81], ou pour la mesure des désintégrations du lepton tau en kaons [82].

J'ai par conséquent utilisé cette identification pour améliorer la discrimination entre le signal et le bruit de fond. Par simplicité, j'ai juste ajouté un critère de sélection à l'analyse décrite précédemment. Ce critère utilise une seule variable : la somme $S_{E_{\mathrm{K}}}$ des énergies de toutes les particules de l'événement identifiées comme étant des kaons chargés par les modules RICH en utilisant la deuxième procédure (qui soustrait le bruit de fond au signal des anneaux de Čerenkov) décrite au paragraphe 2.2.4.2 (p. 75). Le critère d'identification utilisé est le critère standard, c'est-à-dire que si un anneau est reconstruit, l'angle Čerenkov associé est mesuré à deux écarts-standards des valeurs moyennes des angles correspondant, pour la particule considérée, à l'hypothèse d'un pion ou d'un proton.

La distribution de la variable $S_{E_{\mathrm{K}}}$ est montrée sur la figure 8.11 (p. 254), pour les événements du signal et des bruits de fond demeurant en fin d'analyse. On constate que cette variable peut être discriminante entre le signal et les événements du type $\mathrm{f\bar{f}(n\gamma)}$, à la condition de lui imposer une valeur minimale grande. Mais ceci diminue considérablement l'efficacité finale de sélection. Un compromis consiste à imposer :

$$S_{E_{\mathrm{K}}} > 2\,\mathrm{GeV}$$

Dans ce cas, le tableau 8.2 est complété de la manière suivante (où le signal est composé des événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 60\,\mathrm{GeV}/c^2$) : On constate que l'efficacité de

		Processus simulés : $e^+e^- \longrightarrow$			
Critères de sélection	$\sigma_{\mathrm{bdf}}^{\mathrm{TOT}}$ (pb)	$\mathrm{f\bar{f}(n\gamma)}$ 36115	$\mathrm{W^+W^-}$ 12745	ZZ 7616	$\mathrm{H^+H^-}$ 100%
C10 :	0,133	7	72	54	27,7%
$57 < m_{rec} < 63$	dont :	19,5%	74,2%	6,3%	
$S_{E_{\mathrm{K}}} > 2$	0,041	3	20	19	11,4%
	dont :	26,4%	66,6%	7%	

sélection du critère $S_{E_{\mathrm{K}}} > 2$, pour les événements du signal et ceux du bruit de fond du type $\mathrm{f\bar{f}(n\gamma)}$, est la même. Pour les lots d'événements du signal engendrés avec des masses plus élevées, la discrimination est plus importante. Il faut cependant relativiser ces résultats, car ils sont réalisés avec trop peu d'événements du bruit de fond. Par contre, globalement, 70% des événements de tous les bruits de fond sont rejetés, car 72% des événements du type $\mathrm{W^+W^-}$ ne vérifient pas le critère, ce qui améliore la sensibilité au signal, bien que les efficacités de sélection finales soient faibles. La réjection des événements du type $\mathrm{W^+W^-}$ est aussi attendue, car le boson $\mathrm{W^+}$ peut autant se désintégrer en une paire $u\bar{d}$ qu'en une paire $c\bar{s}$. Par conséquent, cet essai d'application de l'identification des kaons chargés dans la recherche des événements du signal $\mathrm{H^+H^-} \to c\bar{s}\bar{c}s$ montre qu'une amélioration de la sensibilité peut être obtenue.

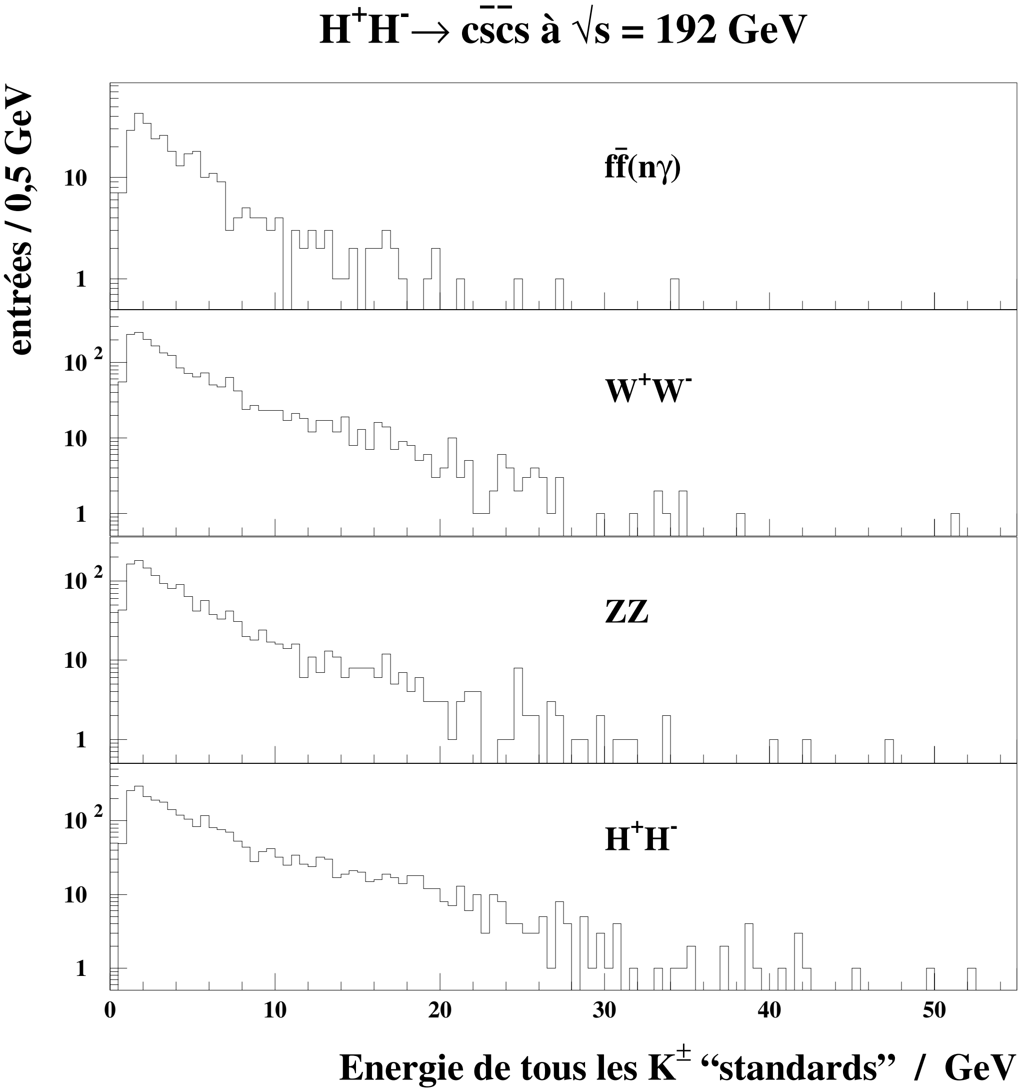


FIG. 8.11 – Energie des kaons chargés vérifiant les critères standards d'identification. Les événements utilisés passent les coupures C1 à C6 et ont au moins un tel kaon. L'histogramme du signal est obtenu avec tous les lots simulés.

8.3.4 Efficacités finales de sélection et bruit de fond résiduel

Les résultats présentés ici sont obtenus sans introduire d'identification des kaons dans l'analyse. Une fois toutes les étapes de la sélection appliquées, 20% à 33% des événements du signal sont conservés, pour une section efficace du bruit de fond résiduel $\sigma_{\rm bdf}^{\rm TOT}$ comprise entre 44 fb et 297 fb. Ce bruit de fond est composé des processus $\rm e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$, $\rm e^+e^- \to ZZ$ et surtout $\rm e^+e^- \to W^+W^-$, dominant pour toutes les sélections, en particulier celle adaptée à $m_{\rm H^\pm} = 75$ GeV/c^2 , valeur suffisament proche de la masse du boson W pour que le processus $\rm e^+e^- \to W^+W^-$ devienne un bruit de fond irréductible. Pour cette valeur de $m_{\rm H^\pm}$, les événements $\rm e^+e^- \to W^+W^-$ sélectionnés représentent 90% du bruit de fond résiduel. Ces résultats sont regroupés dans le tableau suivant :

$m_{\rm H^\pm}$	45	50	55
Efficacité (%)	$24,5 \pm 1,4$	$27,7 \pm 1,4$	$33,0 \pm 1,5$
$\sigma_{\rm bdf}^{\rm TOT}$(fb)	44 ± 10	60 ± 10	88 ± 13

$m_{\rm H^\pm}$	60	65	70	75
Efficacité (%)	$27,7 \pm 1,4$	$29,3 \pm 1,4$	$22,1 \pm 1,3$	$20,3 \pm 1,3$
$\sigma_{\rm bdf}^{\rm TOT}$(fb)	133 ± 15	135 ± 15	128 ± 14	297 ± 21

8.4 Topologie semi-leptonique

8.4.1 Présélection d'événements hadroniques

Comme à plus basse énergie, la première étape consiste à sélectionner des événements à grande multiplicité. Pour cela, j'utilise les mêmes variables que dans les études des données réelles, en affinant les critères de sélection à l'aide des lots du processus $e^+e^- \to H^+H^-$ engendrés avec $m_{H^\pm} = 50$ GeV/c^2 et $m_{H^\pm} = 60$ GeV/c^2, considérés comme formant l'échantillon du signal de référence par la suite.

Les coupures adoptées sont les suivantes :

C1: $M_{ch} \geq 7$, $E_{ch} \geq 15\%\sqrt{s}$, soit 29 GeV, et $E_{tot} \geq 25\%\sqrt{s}$, soit 48 GeV. La figure 8.12 montre la distribution de cette variable.

Les efficacités de sélection du signal sont à ce stade comprise entre 94,4% ($m_{H^\pm} = 50$ GeV/c^2) et 98,3% ($m_{H^\pm} = 70$ GeV/c^2). La section efficace totale du bruit de fond restant est de 94,4 pb; elle correspond, à hauteur de 77%, à des événements du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$. Le détail des nombres d'événements des processus de bruit de fond sélectionnés est montré dans le tableau 8.11.

8.4.2 Rejet des événements colinéaires

Les événements du type $q\bar{q}$ sans photon ISR énergétique ou avec un photon visible dans le détecteur sont en partie rejetés en exigeant, je l'ai montré, une acolinéarité minimale. J'utilise de nouveau cette variable ici, et j'exige en plus que l'énergie totale E_{tot} de l'événement ne dépasse pas une valeur limite précisée plus loin. Je n'avais pas eu à utiliser cette variable dans l'analyse des données à plus basse énergie, car la corrélation entre E_{tot} et l'acolinéarité est telle que peu d'événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ ont une grande acolinéarité et une grande énergie. Cependant, je suis plus strict ici pour obtenir une meilleure pureté du signal dans le lot des événements finalement sélectionnés.

Le critère C2 est donc :

C2: *acolinéarité* $> 9°$ et $E_{tot} < 135$ GeV

La limite de 135 GeV est choisie de manière à rejeter les derniers événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ encore présents après l'application de tous les critères de la sélection, y compris celui dépendant de la masse du boson $H^\pm$ testée. La valeur minimale de 9° est aussi choisie de manière à rendre maximal le rapport final $N_s/\sqrt{N_{bdf}}$, où le bruit de fond regroupe l'ensemble des processus standards. La figure 8.13 (p.259) illustre l'application du critère C2.

Après l'application du critère C2, l'efficacité de sélection des événements du signal est de 80,5%; la section efficace correspondant aux événements des bruits de fond sélectionnés est de 43 pb, valeur due à hauteur de 80% à la contribution des événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$.

		Processus simulés : $e^+e^- \longrightarrow$							
Critères de sélection	$\sigma_{\mathrm{bdf}}^{\mathrm{TOT}}$ (pb)	$\mathrm{f\bar{f}}(\mathrm{n}\gamma)$ 36115	$\gamma\gamma_{\mathrm{QCD}}$ 11413	$\gamma\gamma_{\mathrm{QPM}}$ 4283	$\mathrm{W^+W^-}$ 12745	$\mathrm{Z^\star e^+e^-}$ 3220	ZZ 7616	$\mathrm{We}\nu_{\mathrm{e}}$ 1000	$\mathrm{H^+H^-}$ 100%
C1 :	94,4	19591	139	112	11359	962	6509	521	97,5%
M_{ch} , E_{tot} , E_{ch}	dont :	77,5%	0,3%	1,9%	16,5%	2,1%	1,1%	0,6%	
C2 : acolinéarité	43,0	9146	84	77	3822	666	1965	474	80,5%
E_{tot} < 135 GeV	dont :	79,5%	0,4%	2,9%	12,2%	3,2%	0,7%	1,1%	
C3 : $E_\gamma^{\mathbf{max}}$,	34,3	7198	75	45	3453	513	1815	449	78,0%
$E_{30^\circ}^{rec}$, $E_{20^\circ}^{rec}$	dont :	78,4%	0,4%	2,1%	13,8%	3,1%	0,8%	1,4%	
C4 : Etiquetage	13,5	2510	33	22	2189	212	764	206	57,9%
du τ	dont :	69,2%	0,5%	2,6%	22,1%	3,2%	0,9%	1,5%	
C5 : $F_{\mathrm{cs}\tau\nu}$	2,74	75	3	1	1630	13	445	116	52,0%
	dont :	10,2%	0,2%	0,6%	81,5%	1,0%	2,5%	4,0%	
C6 : χ^2	1,6	10	0	0	1074	3	115	27	37,8%
	dont :	2,3%	-	-	94,2%	0,6%	1,1%	1,8%	
C7 : χ^2_{WW}	0,112	0			73	1	18	5	34,9%
	dont :	-			89,5%	3,7%	2,5%	4,3%	
$50 < m_{rec} < 65$	0,059				42		2	1	32,8%
	dont :				97,9%		0,5%	1,6%	

TAB. 8.11 – A différents niveaux de sélection, nombre d'événements restant après application des critères pour les lots de processus simulés. Pour le signal (1027 événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 60\,\mathrm{GeV}/c^2$) est indiquée l'efficacité de sélection. Les autres pourcentages donnent la proportion relative, en section efficace, de chaque processus. Le critère C7 n'est pas appliqué pour tester des masses du boson $\mathrm{H}^\pm$ supérieures ou égales à 70 GeV/c^2 . Le dernier critère de sélection teste l'hypothèse $m_{\mathrm{H}^\pm} = 60\,\mathrm{GeV}/c^2$.

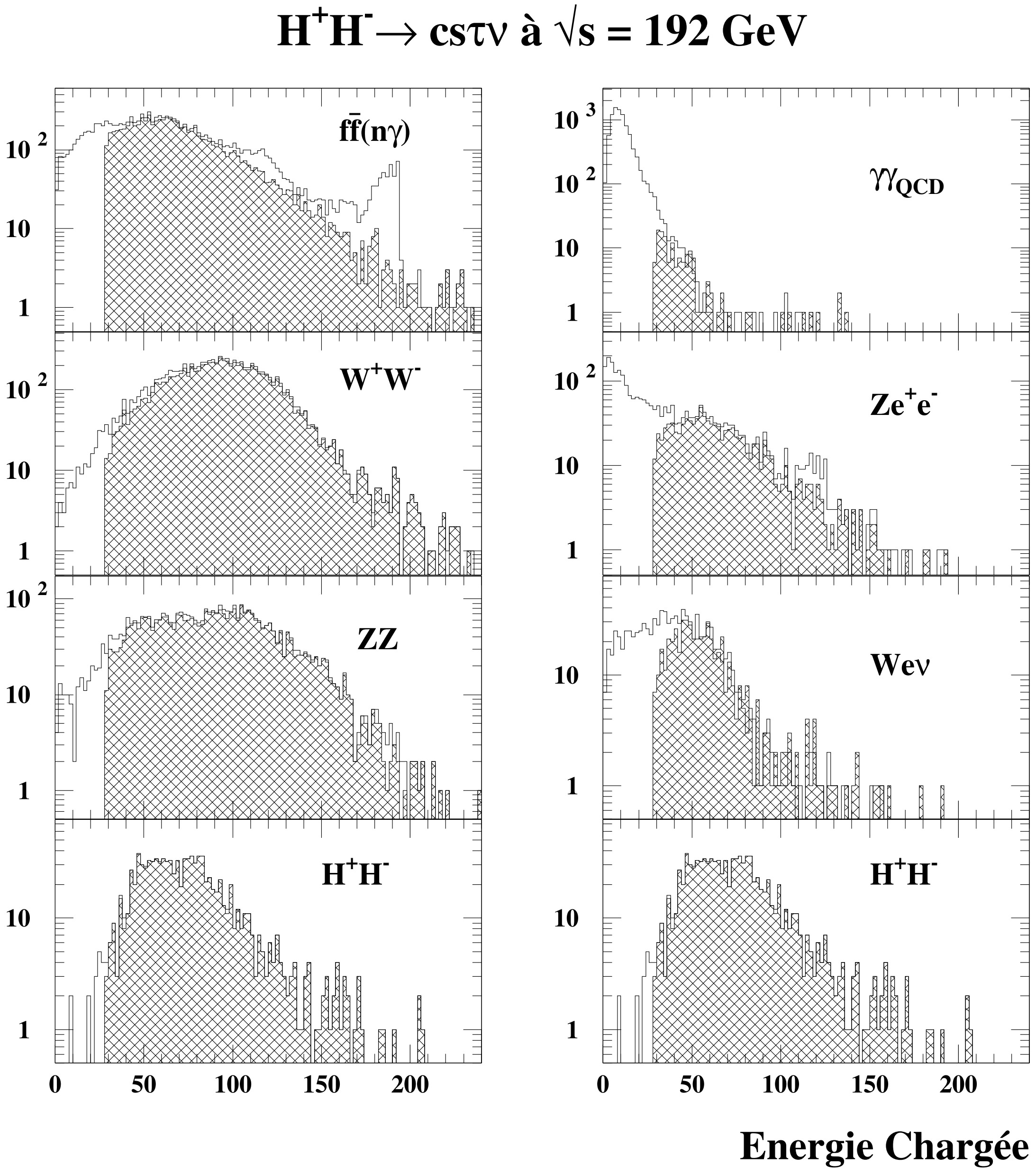


FIG. 8.12 – Distribution de l'énergie des particules chargées. Les histogrammes vides sont obtenus sans aucune sélection sur les événements ; les histogrammes hachurés sont obtenus à partir des événements sélectionnés à l'aide du critère C1. Pour le signal, les événements ont été engendrés avec une masse de 60 GeV/c^2 .

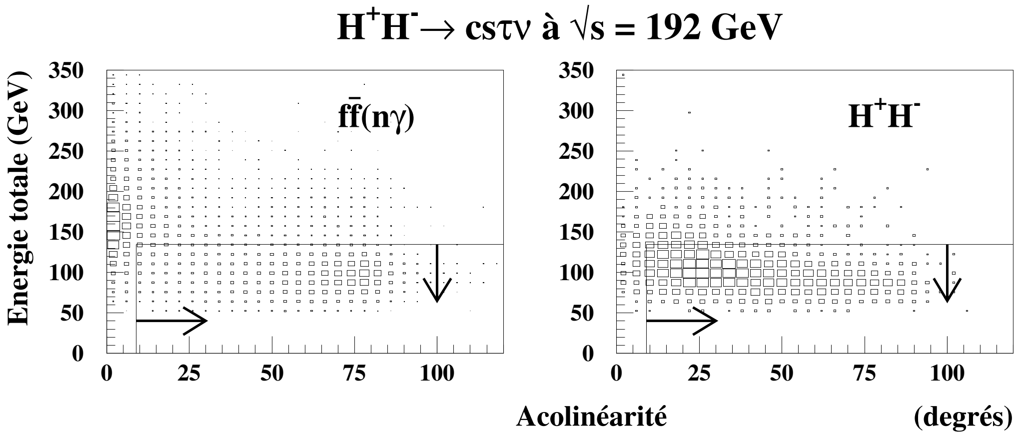


FIG. 8.13 – Distribution de l'énergie totale en fonction de la distribution de l'acolinéarité , pour les événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ et pour des événements du signal, engendrés avec différentes masses. Les flèches indiquent les coupures du critère C2.

J'utilise de nouveau les variables $E_\gamma^{\max}$, $E_{30^\circ}^{rec}$ et $E_{20^\circ}^{rec}$ pour rejeter plus efficacement les événements provenant du processus de retour radiatif au pic du Z, où un photon ISR énergétique laisse des traces de son passage dans le détecteur. Les valeurs limites choisies pour ces variables sont identiques à celles fixées pour l'analyse des données de LEP161 :

C3: $E_\gamma^{\max}$ < 35 GeV, $E_{20^\circ}^{rec}$ < 50 GeV, et $E_{30^\circ}^{rec}$ < 80 GeV

Ces valeurs correspondent par conséquent à des choix plus stricts, l'énergie dans le centre de masse étant plus grande.

Après l'application de ce critère, la proportion d'événements ayant un photon ISR énergétique visible parmi les événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ sélectionnés n'est plus que de 1,3% (cette proportion est calculée en définissant le photon énergétique comme ayant une énergie au moins égale à 20 GeV). Plus de 96% des événements de ce type sélectionnés par le critère C1 sont ainsi rejetés. Ces résultats sont meilleurs que ceux obtenus à plus basse énergie, et laissent une efficacité de sélection du signal encore grande (78%).

8.4.3 Etiquetage du lepton tau

La méthode d'étiquetage est inchangée : l'algorithme de JADE est utilisé afin d'agréger les particules en trois jets; le jet ayant la multiplicité chargée la plus faible est considéré comme provenant de la désintégration du lepton tau.

Un événement est alors sélectionné s'il vérifie le critère C4, composé des contraintes suivantes :

1. $1 \leq M^{\tau}_{ch} \leq 3$ et $M^{\tau} \leq 7$
2. $E^{\tau}_{tot} < 70$ GeV
3. $E^{\tau}_{em} < 45$ GeV et aucune particule chargée du jet du tau ne doit avoir été reconstruite que par la TPC .

Les justifications de ces critères sont identiques à celles exposées pour les analyses des données de plus basse énergie. Les coupures sur les énergies sont cependant relativement plus strictes. Ce sont les critères reposant sur les multiplicités qui rejettent les événements des processus de bruit de fond le plus efficacement. En effet, à l'exception des événements du type W^+W^-, qui proviennent en grande partie des désintégrations semi-leptoniques de la paire de bosons, les nombres d'événements sélectionnés, pour chaque processus, sont réduits de moitié, alors que l'efficacité de sélection du signal reste supérieure à 60%. La figure 8.14 illustre l'application de l'ensemble du critère C4 sur les événements du lot du signal de référence et sur les événements des processus standards.

Après l'application du critère C4, les événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$ où un photon ISR énergétique est visible dans le détecteur ne représentent plus que 0,9% des événements sélectionnés. Plus de 99% de ces événements sélectionnés par le critère C1 ont ainsi été rejetés. Le bruit de fond dominant, du point de vue de la section efficace des événements sélectionnés est encore le processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$. L'efficacité de sélection des événements du signal de référence est de 57,9%.

D'autre part, la pureté de l'étiquetage, définie pour les événements du signal comme pour l'analyse des données de LEP161, en comparant la direction du vecteur quantité de mouvement du jet étiqueté à celle du tau engendré, est de 87,6%, pourcentage moyenné sur les différents lots d'événements du signal. Cette pureté dépend peu de la masse du boson $H^{\pm}$ choisie pour la génération des événements .

8.4.4 Discrimination multidimensionnelle

A l'aide de l'algorithme de Fisher, j'établis l'expression d'une fonction multidimensionnelle linéaire pour optimiser la discrimination entre le signal et le bruit de fond dû au processus $q\bar{q}(n\gamma)$. A ce niveau de la sélection, celui-ci est essentiellement composé d'événements provenant du processus de retour radiatif au pic du Z où les photons énergétiques sont émis dans une direction très proche de l'axe des faisceaux, ce qui les rend indétectables.

L'entraînement de la fonction est réalisé à partir d'un lot d'événements du signal engendrés avec $m = 60$ et 65 GeV$/c^2$, et d'un lot d'événements du type $f\bar{f}(n\gamma)$. Tous

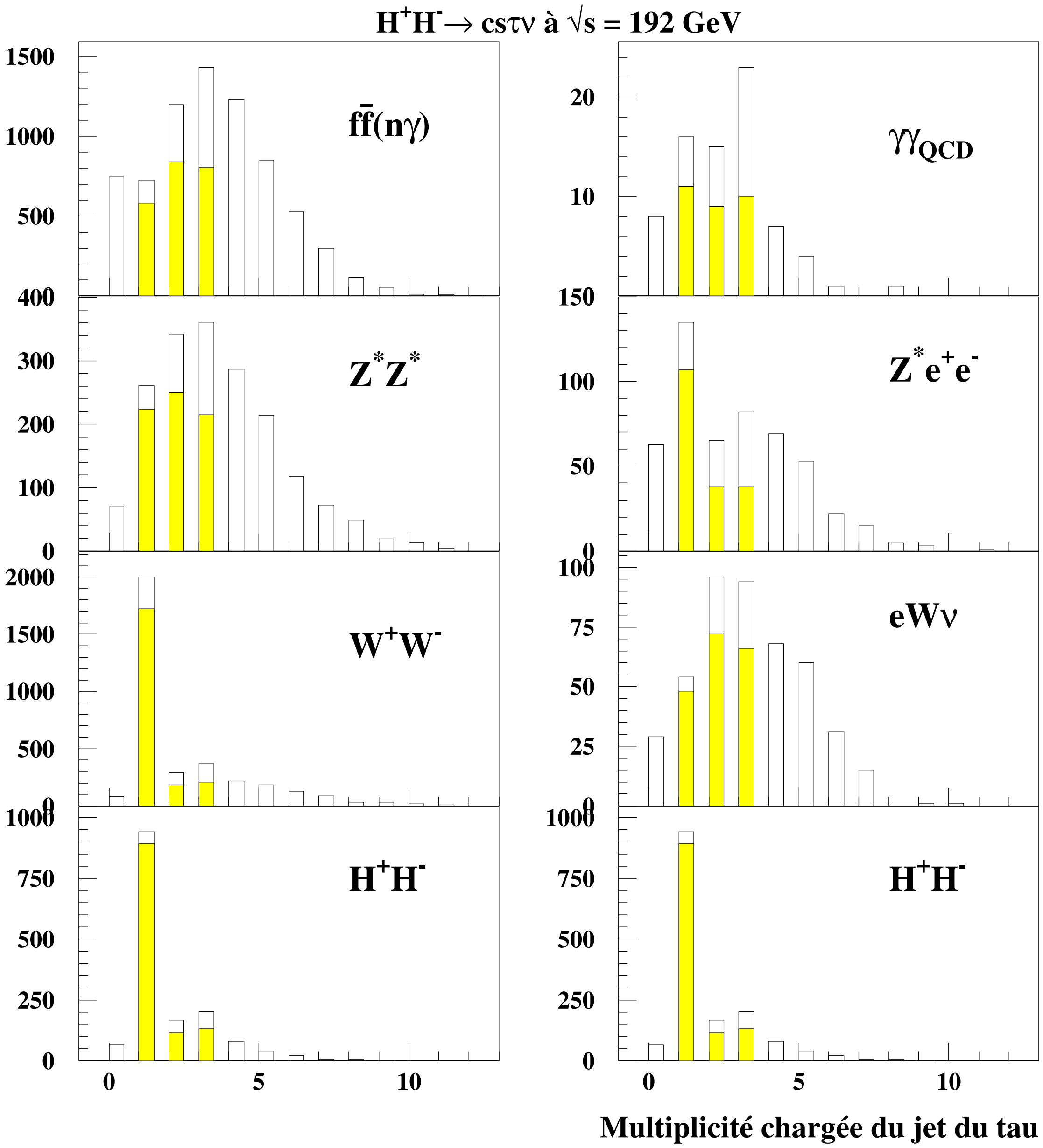


FIG. 8.14 – Distribution du nombre de particules chargées appartenant au jet étiqueté comme provenant de la désintégration du lepton tau, pour les processus standards et le signal (lot d'événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 50$ et $60\ \mathrm{GeV}/c^2$). Les événements utilisés pour obtenir les histogrammes vides vérifient les critères C1 à C3; les événements utilisés pour obtenir les histogrammes gris vérifient en plus le critère C4.

ces événements vérifient le critère de sélection reposant sur la valeur de l'acolinéarité . Par conséquent, le lot d'événements du bruit de fond est enrichi en événements ayant un photon ISR énergétique non détecté, correspondant aux événements sélectionnés après application du critère C4. Le lot du signal est composé de 1900 événements , et le lot du bruit de fond en contient 4000.

Les variables utilisées pour l'entraînement sont identiques à celles intervenant à plus basse énergie. La variable $|\frac{\pi}{2} - \theta_{vis}|$ est déterminée comme étant la plus discriminante, et l'algorithme ajoute à l'expression de la fonction les variables $\mathcal{J}_{\mathrm{cs}\tau\nu}$ (le produit de l'angle entre les deux jets non étiquetés, α_{j_1,j_2} , par l'énergie du jet le moins énergétique, $\min(E_{j_1}, E_{j_2})$) et H_2 (le moment de Fox-Wolfram d'ordre deux). La fonction à trois variables $F_{\mathrm{cs}\tau\nu}$ ainsi obtenue permet une discrimination efficace entre les deux échantillons d'événements . La fonction à quatre variables que l'algorithme détermine au pas suivant n'améliore pas significativement la sensibilité finale de l'analyse. C'est pourquoi, par simplicité, j'utilise la fonction à trois variables, dont l'expression est :

$$F_{\mathrm{cs}\tau\nu} = 3,188 \times |\tfrac{\pi}{2} - \theta_{vis}| + 0,0106 \times \mathcal{J}_{\mathrm{cs}\tau\nu} + 1,356 \times H_2$$

On peut de plus constater que cette fonction permet une discrimination dont l'efficacité ne dépend pas de la masse utilisée à la génération des événements du signal. Le tableau 8.12 illustre ceci : les valeurs moyennes et écarts-types de la distribution de cette variable varient très peu avec la masse $m_{\mathrm{H}^\pm}$. Ceci est dû au fait que la première variable de la fonction, $|\frac{\pi}{2} - \theta_{vis}|$, a le poids le plus grand dans la discrimination. Or cette variable est corrélée à l'angle polaire de la direction de l'impulsion du boson $\mathrm{H}^\pm$ initial, et non pas à sa masse.

$m_{\mathrm{H}^\pm}$ (GeV/c^2)	$\langle F_{\mathrm{cs}\tau\nu} \rangle \pm \sigma(F_{\mathrm{cs}\tau\nu})$
45	$2,35 \pm 1,02$
50	$2,24 \pm 0,97$
55	$2,32 \pm 1,02$
60	$2,26 \pm 1,00$
65	$2,25 \pm 1,01$
70	$2,35 \pm 1,06$

TAB. 8.12 – Valeur moyenne et écart-type de la distribution de la variable $F_{\mathrm{cs}\tau\nu}$ pour les différents lots d'événements du signal, une fois les critères C1 à C4 appliqués.

La valeur limite donnée à la fonction $F_{\mathrm{cs}\tau\nu}$ est fixée en fin d'analyse de manière à rendre maximal le rapport $N_s/\sqrt{N_{bdf}}$ où le *signal* est celui correspondant à une masse du boson $\mathrm{H}^\pm$ égale à 60 GeV/c^2 , et le bruit de fong est l'ensemble des processus standards. La figure 8.17 (p.268) illustre le choix fait en montrant l'évolution du rapport $N_s/\sqrt{N_{bdf}}$, pour une luminosité intégrée de 500 pb^{-1} , en fonction de la valeur limite de la variable $F_{\mathrm{cs}\tau\nu}$.

Les événements préalablement sélectionnés ne sont pas rejetés s'ils vérifient la relation suivante :

C5 : $F_{\mathrm{cs}\tau\nu} < 3,68$

La figure 8.15 illustre l'application de ce critère. Il conserve environ 90% des événements du signal de référence, alors que 3% seulement des événements du processus $f\bar{f}(n\gamma)$ayant passé tous les stades de sélection précédents sont sélectionnés. Les processus d'interaction à deux photons et le processus $e^+e^- \to Z^\star e^+e^-$ sont aussi très affectés par cette sélection. Le bruit de fond dominant est à présent dû aux événements du type W^+W^- : sa section efficace correspond à 84% de la section efficace de tous les événements sélectionnés.

8.4.5 Ajustements cinématiques contraints

Pour des masses du boson $H^\pm$ inférieures à m_W , la reconstruction de la masse du boson initial, à l'aide d'un ajustement cinématique des paramètres mesurés des jets, permet de discriminer efficacement les événements du signal des événements encore présents provenant des processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$, $e^+e^- \to W^+W^-$ et $e^+e^- \to ZZ$.

La procédure d'ajustement cinématique est celle décrite dans le chapitre sur l'analyse des données réelles, c'est-à-dire :

1. le jet étiqueté est considéré comme le produit de la désintégration d'un lepton tau, par conséquent son énergie est libre de varier au cours de l'ajustement, mais il est contraint d'avoir la masse du lepton tau;
2. un neutrino initial est introduit dans le bilan énergétique; ses caractéristiques sont libres de varier au cours de l'ajustement;
3. les conservations de l'énergie et de la quantité de mouvement vectorielle sont requises;
4. l'égalité est requise entre les masses invariantes du système $\{\tau, \nu_\tau\}$ d'une part et du système des deux jets non étiquetés d'autre part.

La figure 8.16 montre les distributions de la masse reconstruite m_{rec} obtenues à partir d'événements sélectionnés par le critère C1 et pour lesquels l'ajustement converge. On constate que les distributions des événements des processus $e^+e^- \to W^+W^-$ et $e^+e^- \to ZZ$ sont piquées aux valeurs attendues des masses des bosons W et Z. Cependant ces pics sont beaucoup plus larges que dans le cas de la topologie à quatre jets, car il manque les informations provenant des neutrinos. Les événements du processus $e^+e^- \to q\bar{q}(n\gamma)$ donnent deux pics : l'un correspond à la limite cinématique et est dû aux événements qui n'ont pas de photon ISR énergétique, l'autre est dû aux événements provenant du processus de retour radiatif au pic du Z.

Afin d'obtenir une bonne pureté du signal parmi les événements finalement sélectionnés, je procède similairement à ce que j'ai décrit dans l'analyse de la topologie à quatre jets avec $\sqrt{s}$ = 192 GeV : je m'assure que les jets des événements sélectionnés sont ajustés de manière comparable s'ils ont été obtenu à l'aide de la distance de Jade ou de Durham . Pour cela, je demande d'une part que les χ^2 des deux ajustements soient inférieurs à 5. Cette limite est plus basse que pour l'étude des données de LEP161,

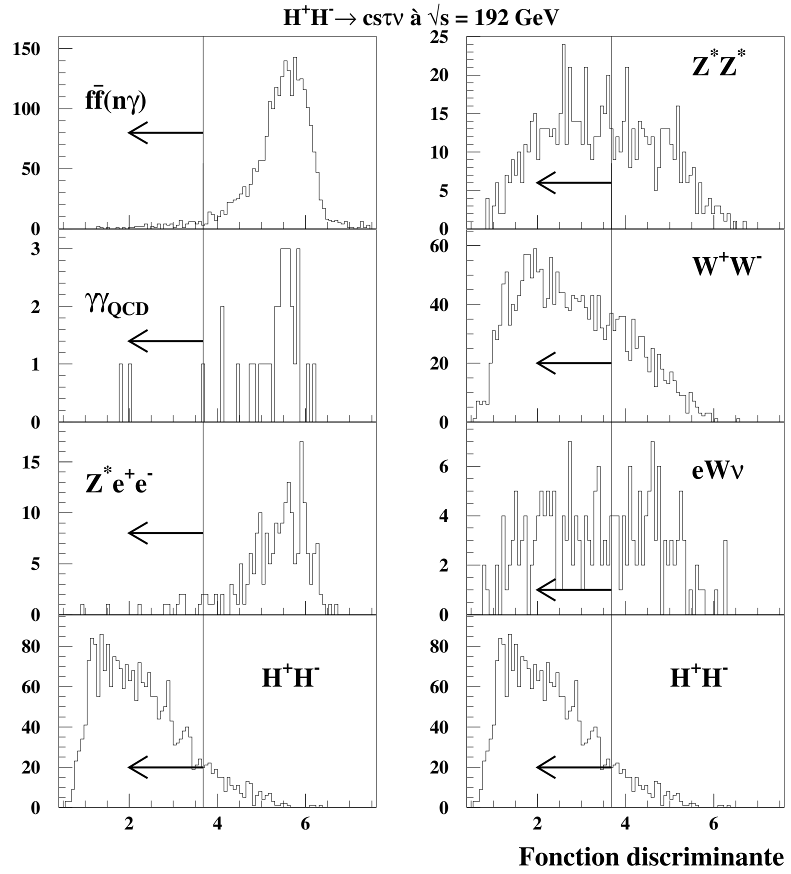


FIG. 8.15 – Distributions de la fonction discriminante multidimensionnelle $F_{cs\tau\nu}$, obtenues à partir d'un lot d'événements du signal engendrés avec plusieurs masses et à partir des lots d'événements des processus standards. Tous les événements utilisés vérifient les critères C1 à C4.

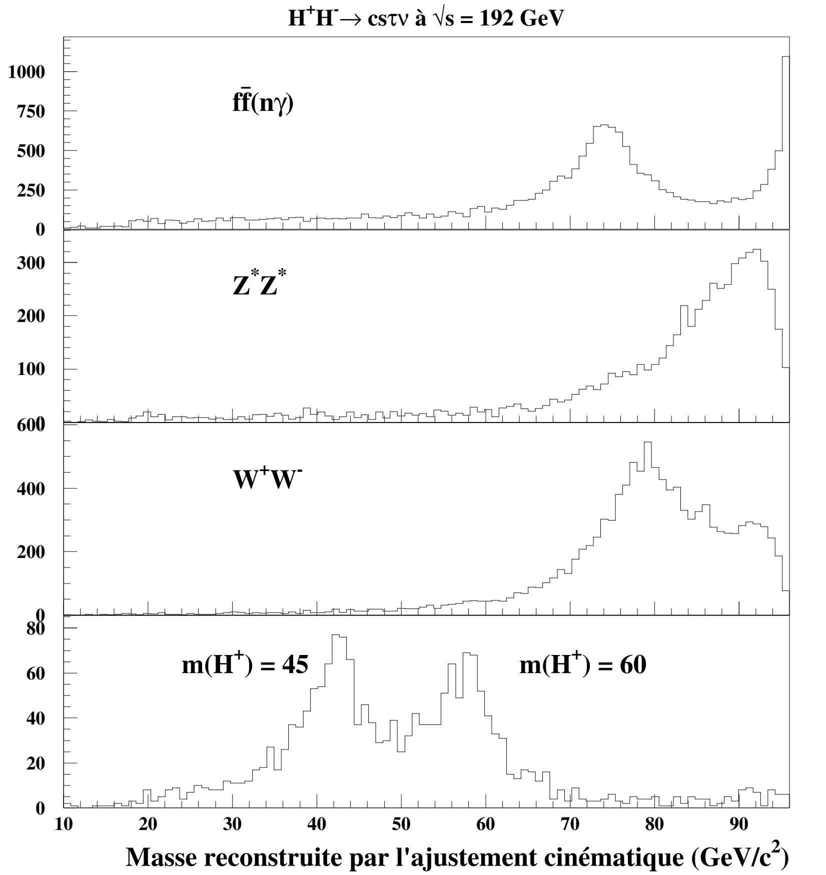


FIG. 8.16 – Distribution de la masse reconstruite à l'aide de l'ajustement cinématique réalisé sur les caractéristiques des jets reconstruits avec l'algorithme de JADE . Les événements sont utilisés si l'ajustement converge. Deux lots d'événements du signal sont utilisés pour la distribution du bas, obtenus avec $m_{\mathrm{H}^\pm}$ = 45 et 60 GeV/c^2 .

pour une moyenne du χ^2 sensiblement comparable (3,3 en moyennant sur tous les événements du signal, engendrés avec des masses différentes). Exiger en plus que les deux agrégations en jets conduisent à de telles valeurs du χ^2 permet d'une part de s'assurer de la bonne reconstruction de l'événement , et surtout permet d'améliorer la discrimination entre le signal et les bruits de fond. Effectivement, comme le montre le tableau 8.13, dans une proportion importante des événements des processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(n\gamma)$ et $e^+e^- \rightarrow ZZ$, les jets ne sont correctement ajustés que s'ils sont agrégés par l'un ou l'autre des algorithmes. Ceci peut s'expliquer par le fait que ces processus ne conduisent pas à une topologie réellement semi-leptonique. Ce n'est ni le cas du signal, ni le cas des événements du type W^+W^- (bien qu'ils soient légèrement plus rejetés par l'application de ce critère que les événements du signal).

Type d'états finals			
H^+H^-	$q\bar{q}(n\gamma)$	W^+W^-	ZZ
5,7%	40,0%	7,4%	35,8%

TAB. 8.13 – Parmi les événements vérifiant les critères C1 à C5, et dont le χ^2 de l'ajustement à cinq contraintes est inférieur à 5 par degré de liberté avec l'un des deux algorithmes de regroupement en jets, proportion de ceux qui ne donnent pas un χ^2 inférieur à 5 avec l'autre algorithme.

En suivant la même logique, j'exige que les valeurs des masses reconstruites par l'ajustement des jets obtenus en utilisant l'un ou l'autre des algorithmes soient voisines. Dans le cas de la topologie hadronique, j'ai obtenu cette contrainte en demandant que les deux masses, issues des deux agrégations en jets du même événement , soient comprises dans le même intervalle permettant l'analyse finale dépendant de la masse $m_{\mathrm{H}^\pm}$. Dans le cas de cette topologie, la résolution obtenue sur m_{rec} permet d'utiliser des intervalles étroits (6 GeV/c^2), ce qui contraint les deux masses reconstruites à avoir des valeurs proches. Dans le cas présent, l'intervalle en masse que je choisis est plus large, pour des raisons déja exposées dans l'étude des données réelles. C'est un intervalle asymétrique légèrement plus petit que celui utilisé dans l'analyse des données de LEP161, mais qui permet de conserver ici aussi environ 90% des événements préalablement sélectionnés : pour tester une hypothèse de masse $m_{\mathrm{H}^\pm}$, les masses reconstruites doivent être comprises dans l'intervalle $[m_{\mathrm{H}^\pm} - 15, m_{\mathrm{H}^\pm} + 5]$. Cependant, cet intervalle est restreint pour tester l'hypothèse $m_{\mathrm{H}^\pm} = 70$ GeV/c^2 , comme je vais l'expliquer dans la suite.

L'intervalle étant large, je n'accepte un événement que si les masses reconstruites en utilisant les deux algorithmes ont des valeurs distantes de moins de 5 GeV/c^2 . Je définis ainsi le critère C6 :

$$\begin{aligned} \text{C6}:\ & \max(\chi^2_{\mathrm{JADE}}, \chi^2_{\mathrm{DUR}}) < 5 \\ & |m_{rec}^{\mathrm{JADE}} - m_{rec}^{\mathrm{DUR}}| < 5\,\mathrm{GeV}/c^2 \end{aligned}$$

La coupure sur les χ^2 des ajustements rejette les derniers événements des processus d'interaction à deux photons, diminue d'un facteur 5 le nombre d'événements sélectionnés du type $q\bar{q}(n\gamma)$ et rejette aussi de manière importante les événements du type $We\nu_e$.

La coupure appliquée à la différence entre les valeurs des deux masses reconstruites permet essentiellement de rejeter davantage d'événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$. L'efficacité de sélection du signal est de 37,8%.

D'autre part, le tableau 8.14 montre l'effet discriminant d'exiger que les deux valeurs de masses reconstruites soient comprises dans le même intervalle. Il faut cependant être prudent en considérant les nombres associés aux événements du type $q\bar{q}(n\gamma)$, qui sont peu nombreux à ce stade de l'analyse.

		$m_{H^\pm}$ testée (GeV/c^2)		
		45	55	65
Etats finals	H^+H^-	5,4	4,9	3,8
	$q\bar{q}(n\gamma)$	50,0	100,0	100,0
	W^+W^-	58,8	46,3	21,6
	ZZ	100,0	33,3	60,0

TAB. 8.14 – Parmi les événements vérifiant les critères C1 à C5, et dont la masse reconstruite avec l'un des deux algorithmes de regroupement en jets est comprise dans l'intervalle de sélection $[m_{H^\pm} - 15, m_{H^\pm} + 5]$, pourcentage de ceux dont la masse reconstruite à partir des résultats de l'autre algorithme n'est pas dans cet intervalle.

Je peux à ce stade finir l'analyse en utilisant le critère reposant sur la valeur de la masse reconstruite. Cependant, dès que je teste une masse $m_{H^\pm}$ supérieure à 60 GeV/c^2, les événements sélectionnés provenant du processus $e^+e^- \to W^+W^-$ deviennent nombreux, et la sensibilité au signal correspondant à la masse testée diminue rapidement. Un moyen efficace de davantage séparer le signal du bruit de fond dû au processus $e^+e^- \to W^+W^-$, est de réaliser un deuxième ajustement cinématique, en contraignant la masse invariante du système composé des deux jets non étiquetés à être égale à la masse du boson W, soit 80,2 GeV/c^2. On peut effectivement s'attendre à ce que la masse invariante du système hadronique soit, même avant l'ajustement, relativement proche de la valeur de m_W, lorsque l'événement provient du processus $e^+e^- \to W^+W^-$. Par conséquent, cet ajustement devrait avoir une valeur de χ^2 faible pour le processus $e^+e^- \to W^+W^-$, et grande (lorsque l'ajustement converge) pour le signal.

C'est effectivement ce que l'on obtient, et je définis le critère C7 de la manière suivante :

C7 : $\chi^2_{WW} > 9$

Cette valeur limite optimise la discrimination entre les événements du signal engendrés avec $m_{H^\pm} = 60$ GeV/c^2 et les événements du processus $e^+e^- \to W^+W^-$.

Ce critère n'est cependant pas applicable aux événements du signal engendrés avec des masses trop proches de la masse du W. Ainsi, le critère C7 ne sélectionne que 30% des événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 70$ GeV/c^2, alors que 92% des événements simulés avec $m_{H^\pm} = 60$ GeV/c^2 sont conservés par cette coupure. Par conséquent, le critère C7 n'est pas appliqué pour évaluer l'efficacité de sélection du lot d'événements du signal engendrés avec $m_{H^\pm} = 70$ GeV/c^2, et le bruit de fond résiduel correspondant.

Pour ce signal particulier, l'intervalle autorisé pour les valeurs des masses reconstruites est aussi modifié pour optimiser le rapport final $N_s/\sqrt{N_{bdf}}$: la borne supérieure est choisie de manière à rendre maximal ce rapport, toutes autres coupures appliquées. La valeur choisie est 71 GeV/c^2 . La figure 8.17 illustre cette procédure.

8.4.6 Efficacités finales de sélection et bruit de fond résiduel

Une fois toutes les étapes de la sélection appliquées, 26% à 34% des événements du signal sont conservés, pour une section efficace du bruit de fond résiduel comprise entre 8 fb et 186 fb. Ce bruit de fond est essentiellement composé du processus $e^+e^- \to W^+W^-$, qui devient irréductible dès que l'on veut tester l'hypothèse d'une masse du boson $H^\pm$ supérieure à 70 GeV/c^2 . Ces résultats sont regroupés dans le tableau 8.15.

$m_{H^\pm}$	45	50	55	60	65	70
Efficacité (%)	33,6±1,5	33,3±1,5	34,1±1,5	32,8±1,5	26,0±1,3	28,0±1,4
$\sigma_{\rm bdf}^{\rm TOT}$(fb)	8,2±3,4	18,8±4,9	40,7±7,4	59±9	71±10	186±16

TAB. 8.15 – Efficacités finales de sélection du signal et section efficace du bruit de fond résiduel, pour chaque masse du boson $H^\pm$.

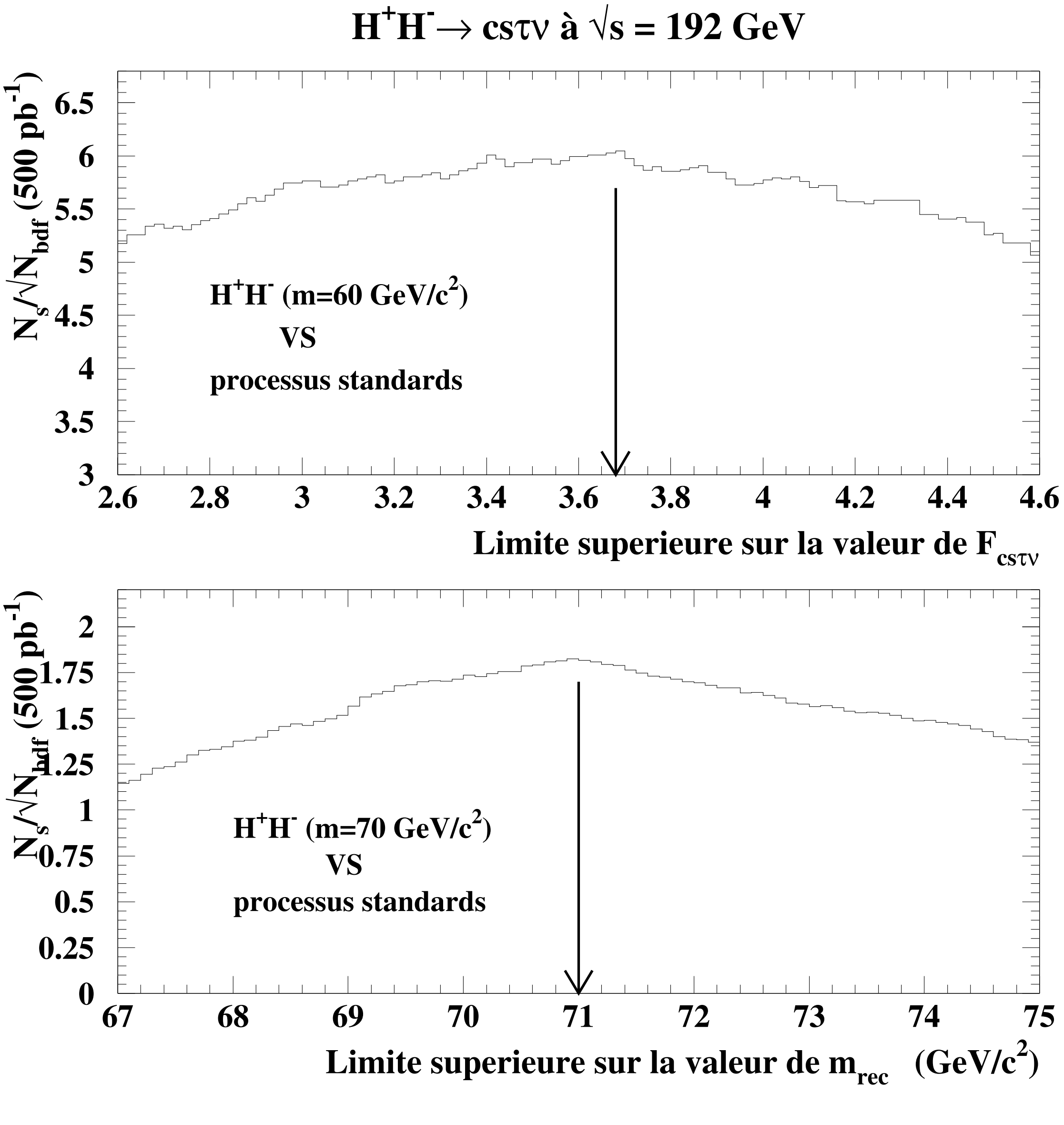


FIG. 8.17 – Rapport $N_s/\sqrt{N_{bdf}}$, pour une luminosité intégrée de 500 pb^{-1}, en fonction de la coupure sur la variable $F_{cs\tau\nu}$ (en haut), et en fonction de la limite supérieure imposée à la masse reconstruite (en bas) dans le cas où je teste une masse du boson H$^{\pm}$ égale à 70 GeV/c^2.

8.5 Topologie leptonique

8.5.1 Présélection et vetos sur l'activité à l'avant

Les coupures adoptées pour la présélection leptonique sont les suivantes :

C1: $2 \leq M_{ch} \leq 5$. Comme à plus basse énergie, sont tolérés les événements à trois ou cinq particules chargées, pour tenir compte des effets de mauvaises reconstructions.

C2: $E_{ch} \geq 4\%\sqrt{s}$, soit 7,7 GeV; $P_{vis}^{T} \geq 3\,\mathrm{GeV}/c$. Ces limites inférieures visent essentiellement à rejeter les événements à faible énergie reconstruite ou dont l'activité est concentrée vers l'avant (interactions à deux photons).

C3: $E \leq 75\%\sqrt{s}$. Cette limite supérieure rejette une partie des événements à deux leptons provenant du processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{f\bar{f}(n\gamma)}$. Elle est relativement haute, en guise de préselection, sachant que les coupures dirigées explicitement contre les événements $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-}$ la diminuent.

L'effet de ces coupures, pour chaque processus simulé, est indiqué dans le tableau 8.16, et illustré dans les figures 8.18 à 8.20. A ce stade de sélection, l'efficacité sur le signal est de 82% ($m_{\mathrm{H}^\pm} = 60\,\mathrm{GeV}/c^2$), et la section efficace de l'ensemble des processus de bruit de fond simulés est de 11,9 pb. 61% des événements restant sont issus du processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{f\bar{f}(n\gamma)}$.

J'utilise la variable $E_{30^\circ}^{rec}$, comme à plus basse énergie, pour ne sélectionner que des événements ayant une faible activité dans les régions à petit angle polaire (et rejeter les événements de la diffusion Bhabha, par exemple). Je rappelle que $E_{30^\circ}^{rec}$ est obtenue en recalculant l'énergie visible provenant des particules ayant un angle polaire inférieur à 30° ou supérieur à 150°. Pour ce calcul, la sélection des particules reconstruites est moins stricte, et de l'énergie supplémentaire peut être ajoutée aux quantités de mouvement des particules chargées si elles sont associées à des agrégats énergétiques dans les calorimètres.

D'autre part, j'augmente la valeur de la limite sur l'impulsion transverse, pour rejeter davantage les événements provenant des interactions à deux photons, ou des processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{f\bar{f}(n\gamma)}$ ou $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{Z^\star e^+e^-}$. Cette coupure est fixée de manière à rendre maximale la valeur du rapport $N_s/\sqrt{N_{bdf}}$ en fin d'analyse, où le bruit de fond est constitué des événements sélectionnés issus de tous les processus standards.

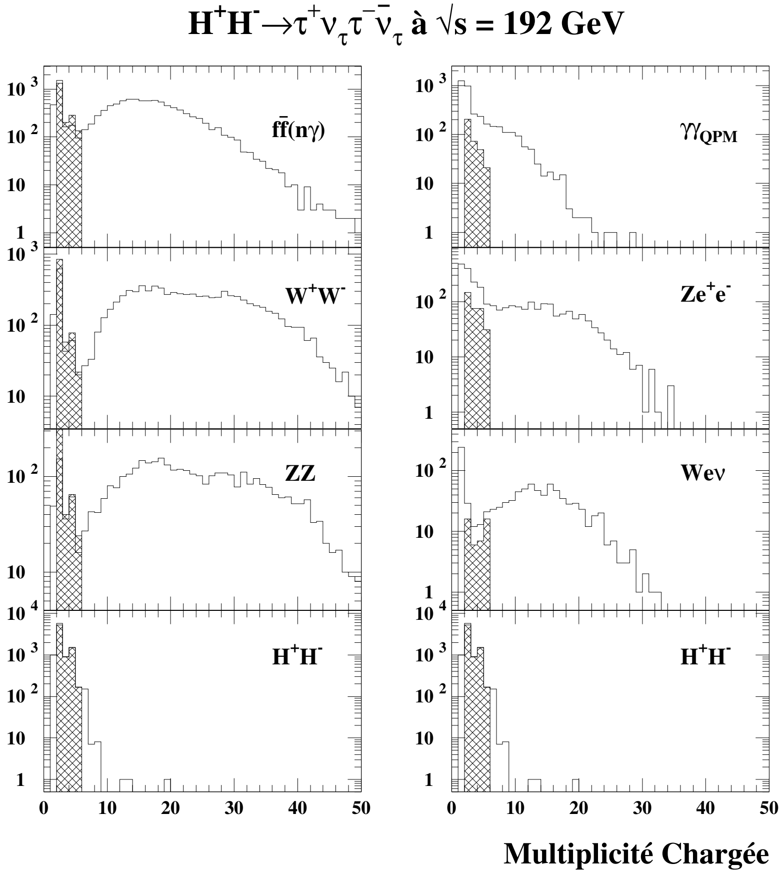


Fig. 8.18 – Nombre de traces chargées par événement . La présélection leptonique est appliquée pour obtenir les histogrammes hachurés.

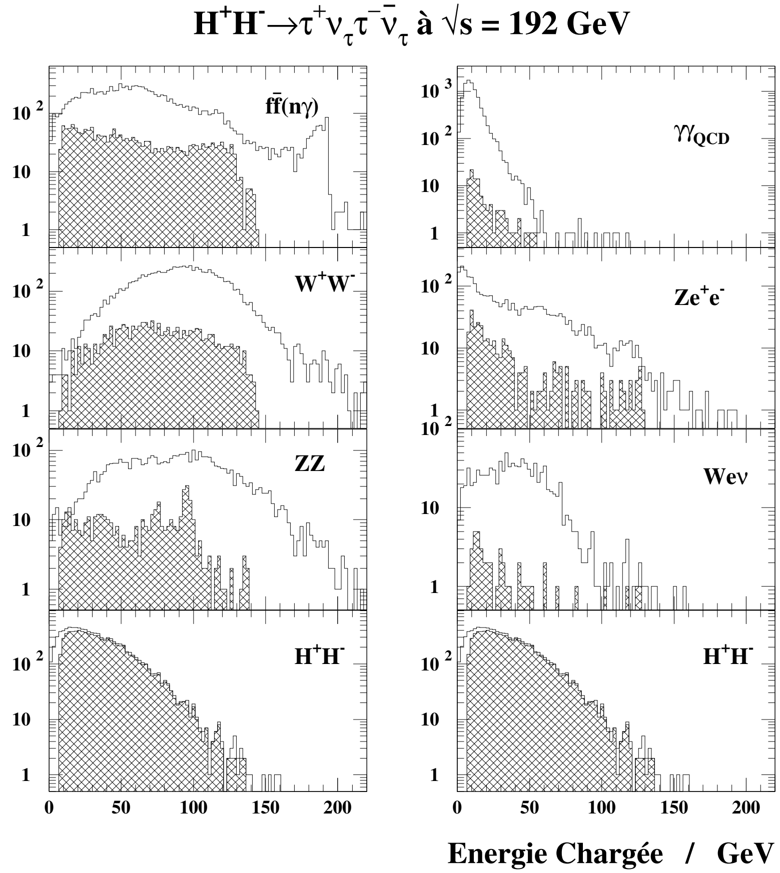


Fig. 8.19 – Energie chargée des événements . La présélection leptonique est appliquée pour obtenir les histogrammes hachurés.

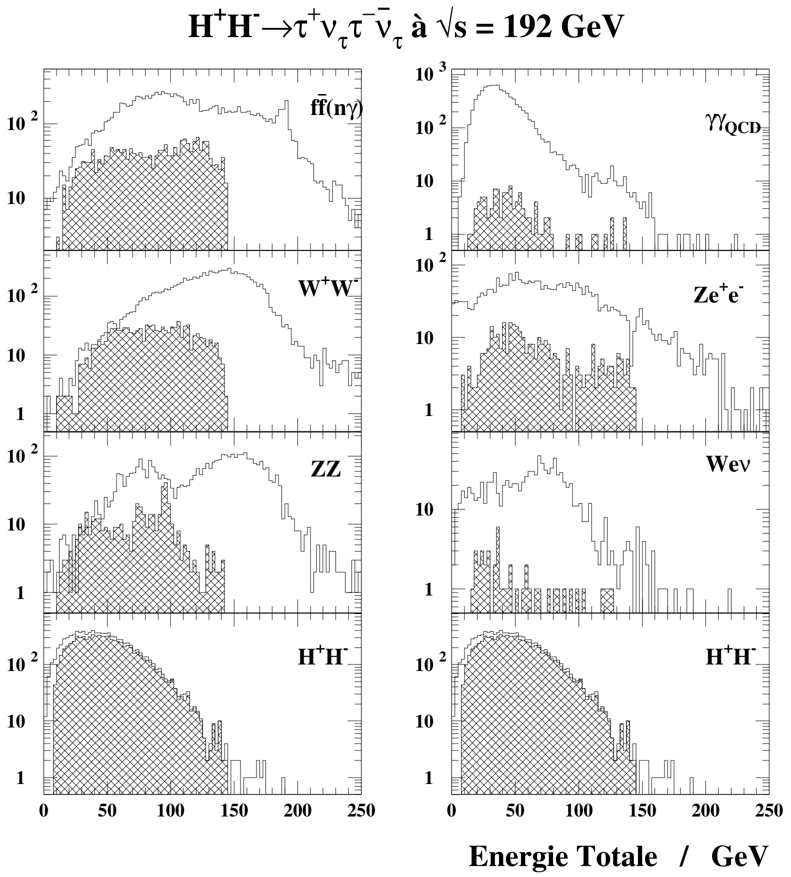


FIG. 8.20 – Energie totale des événements . La présélection leptonique est appliquée pour obtenir les histogrammes hachurés.

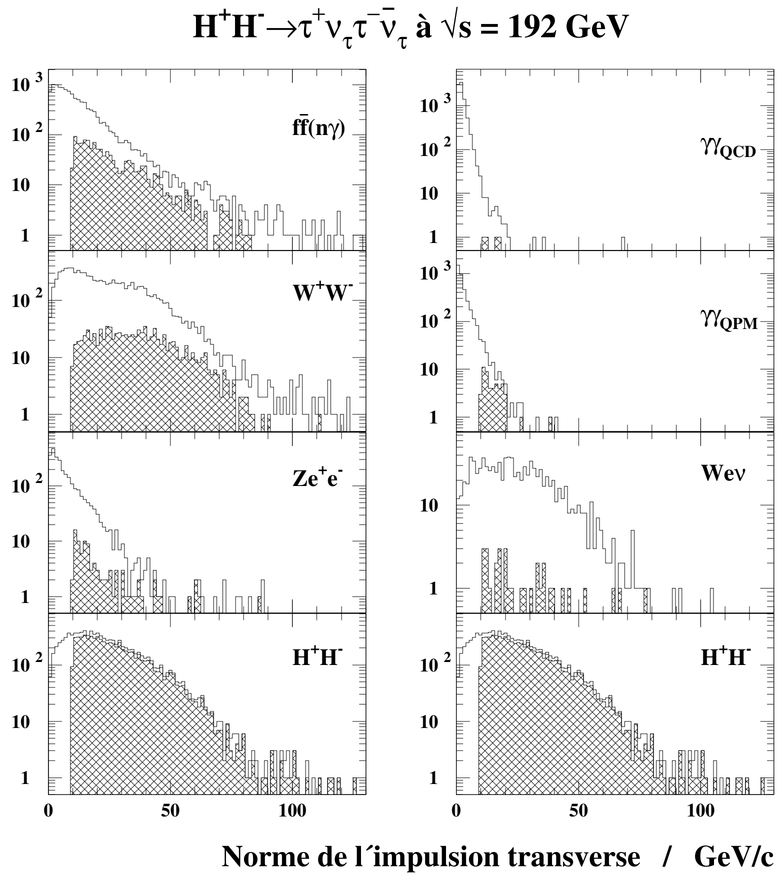


FIG. 8.21 – Impulsion transverse des événements . La présélection leptonique et la coupure $P_{vis}^T > 10$ GeV/$c$sont appliquées pour obtenir les histogrammes hachurés.

		Processus simulés : $e^+e^- \longrightarrow$							
Critères de sélection	σ^{TOT}_{bdf} (pb)	$f\bar{f}(n\gamma)$ 36115	$\gamma\gamma_{QCD}$ 11413	$\gamma\gamma_{QPM}$ 4283	W^+W^- 12745	$Z^\star e^+e^-$ 3220	ZZ 7616	$We\nu_e$ 1000	H^+H^- 100%
C1 à **C3 :** M_{ch} , E_{ch} , E $P^T_{vis} \geq 3$	11,9 dont :	1958 61,3%	102 14,0%	345 6,3%	1038 11,9%	327 5,6%	454 0,6%	45 0,3%	82%
C4 : $P^T_{vis} > 10$ **C5 :** $E^{rec}_{30°}$	4,0 dont :	758 70,2%	0 -	13 0,7 %	771 26,3%	26 1,3%	281 1,1%	22 0,6%	65%
C6 : α, α_T	1,1 dont :	46 15,2%		3 0,6%	643 78,1%	12 2,2%	221 3,1%	16 0,8%	55%
C7 à **C9 :** E^i_{ch}, Ω_i, Q_i	0,8 dont :	1 0,5%		0	513 93,2%	6 1,7%	169 3,8%	10 0,8%	38%
C10 : E_i	0,136 dont :	0			92 92,5%	2 2,5%	37 4,0%	3 1,0%	25,8%

TAB. 8.16 – A différents niveaux de sélection, nombre d'événements restant après application des coupures C1 à C10, pour les lots de processus simulés. Pour le signal (1502 événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 60\,\mathrm{GeV}/c^2$) est indiquée l'efficacité. Les autres pourcentages donnent la proportion relative, en section efficace, de chaque processus.

Je sélectionne donc les événements s'ils vérifient :

C4: $P^T_{vis} > 10\,\mathrm{GeV}/c$

C5: $E^{rec}_{30°} < 10\%\sqrt{s}$, soit 19,2 GeV. Mis à part l'effet sur les événements du processus de diffusion Bhabha, cette coupure permet de rejeter les derniers événements du type $\gamma\gamma_{QCD}$, et trois quarts des événements du type $\gamma\gamma_{QPM}$ et $Z^\star e^+e^-$ encore présents après application du critère C4.

L'effet de ces coupures, pour chaque processus simulé, est indiqué dans le tableau 8.16. L'efficacité sur le signal est à ce niveau de sélection de 65%, et la section efficace de l'ensemble des processus de bruit de fond simulés est de 4 pb. 70% (respectivement 26%) des événements conservés sont issus du processus $e^+e^- \to f\bar{f}(n\gamma)$ (respectivement $e^+e^- \to W^+W^-$).

8.5.2 Caractéristiques topologiques des jets

A ce stade, les particules des événements sont agrégées en deux jets, en utilisant l'algorithme de JADE . Différentes variables propres aux jets, ainsi que les angles entre eux, sont calculés.

Les événements sont acceptés s'ils vérifient :

C6: $\alpha > 15°$, $\alpha < 165°$ et $\alpha_{\mathrm{T}} < 165°$, α (respectivement α_{T}) étant l'angle entre les vecteurs des quantités de mouvement des jets (respectivement l'angle obtenu en projetant les vecteurs sur le plan orthogonal à l'axe des faisceaux). Comme on l'a déja mentionné, la limite inférieure sur α permet de rejeter des événements dont les particules reconstruites et utilisées pour l'analyse sont voisines l'une de l'autre ce qui peut être le cas pour les événements issus des interactions à deux photons. Ces coupures ne laissent que 6% des événements $\mathrm{f\bar{f}(n\gamma)}$et 20% des événements $\gamma\gamma_{\mathrm{QPM}}$ encore présents. La figure 8.22 illustre l'effet de la limite supérieure imposée aux angles, pour les processus de bruit de fond les plus affectés par ces coupures. Après leur application, l'efficacité sur le signal est de 54%, et la section efficace de l'ensemble des processus de bruit de fond simulés est de 1,1 pb. La majorité (78%) des événements conservés sont à ce niveau issus du processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-}$. Le processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{f\bar{f}(n\gamma)}$ ne participe à ce bruit de fond qu'à hauteur de 15%.

C7: $E^i_{ch} > 1$ GeV, où i désigne chacun des jets. On exige ainsi que les deux jets contiennent au moins une particule chargée. Demander au moins 1 GeV d'énergie chargée permet de rejeter davantage les événements des types $\mathrm{f\bar{f}(n\gamma)}$et $\gamma\gamma_{\mathrm{QPM}}$ préalablement sélectionnés, au détriment d'une perte en efficacité qui reste acceptable. La figure 8.23 illustre cette coupure.

C8: $\max(\Omega_1, \Omega_2) \leq 28°$, où Ω_i est l'angle maximal entre deux particules quelconques du jet i. Comme à plus basse énergie, on rejette ainsi des événements $\mathrm{f\bar{f}(n\gamma)}$à trois jets de faible multiplicité, ou avec un photon à grande énergie provenant d'une radiation dans l'état initial, et qui a été inclus dans l'un des jets par l'algorithme d'agrégation. La figure 8.24 illustre cette coupure. Elle montre que la limite de 28° pourrait être augmentée, cependant, compte-tenu de la statistique limitée du bruit de fond, je garde par prudence la valeur fixée à plus basse énergie. Un seul événement issu du lot du processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{f\bar{f}(n\gamma)}$ est ainsi sélectionné. Il représente moins de 1% de la section efficace des événements restant, dont 94% proviennent du processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-}$.

C9: Il est de plus demandé que les charges électromagnétiques des jets soient de signe opposé. Cette charge est simplement obtenue en calculant la somme des charges de toutes les particules appartenant à un jet. Cette exigence rejette des événements du signal mal reconstruits, mais aussi les derniers événements du type $\gamma\gamma_{\mathrm{QPM}}$.

Au terme de ces sélections, l'efficacité obtenue sur le signal est de 38%, et la section efficace de l'ensemble des processus de bruit de fond simulés, dominé par le processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{W^+W^-}$, est de 0,75 pb.

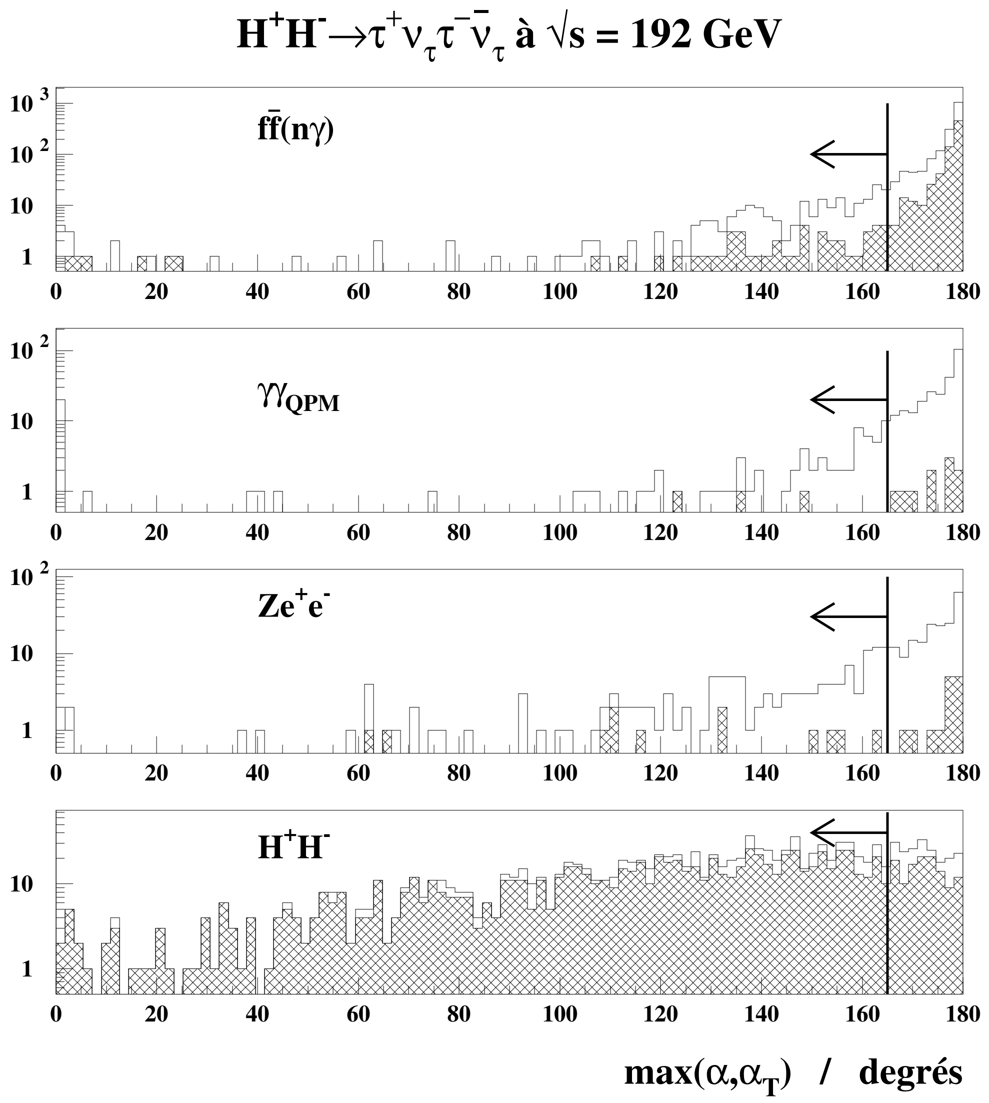


FIG. 8.22 – Maximum des deux angles entre les vecteurs des quantité de mouvement des deux jets, α et α_{T}, pour les événements présélectionnés et ceux (histogrammes hachurés) qui vérifient les critères C1 à C5. Les flèches indiquent le critère de sélection adopté.

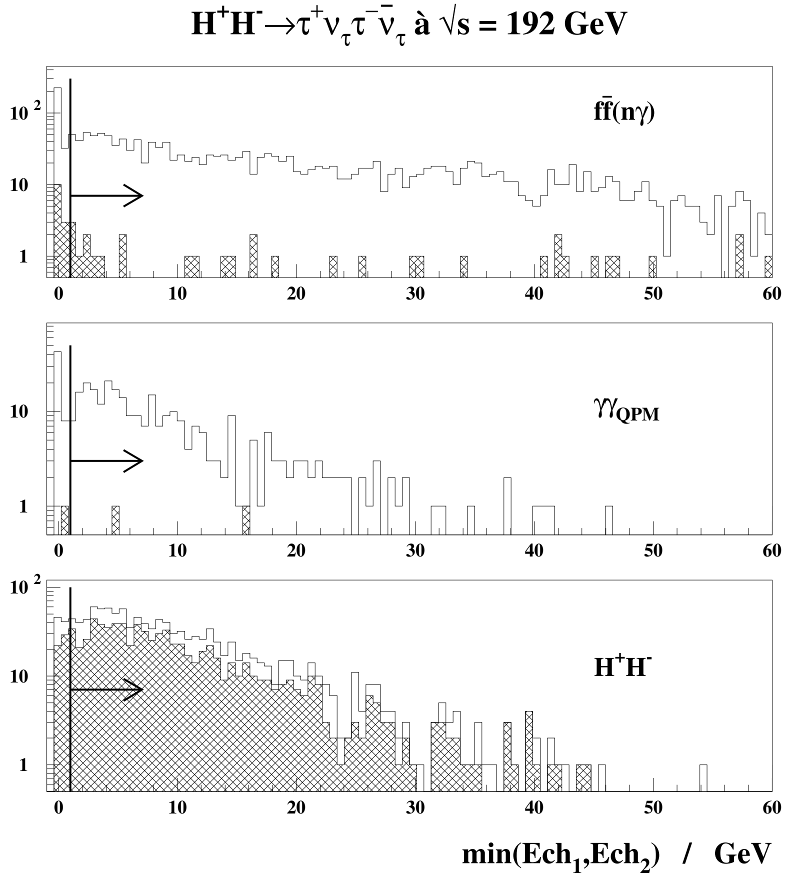


FIG. 8.23 – Energie chargée minimale des jets, pour les événements présélectionnés et ceux (histogrammes hachurés) qui vérifient tous les critères précédant l'application de la coupure indiquée par les flèches.

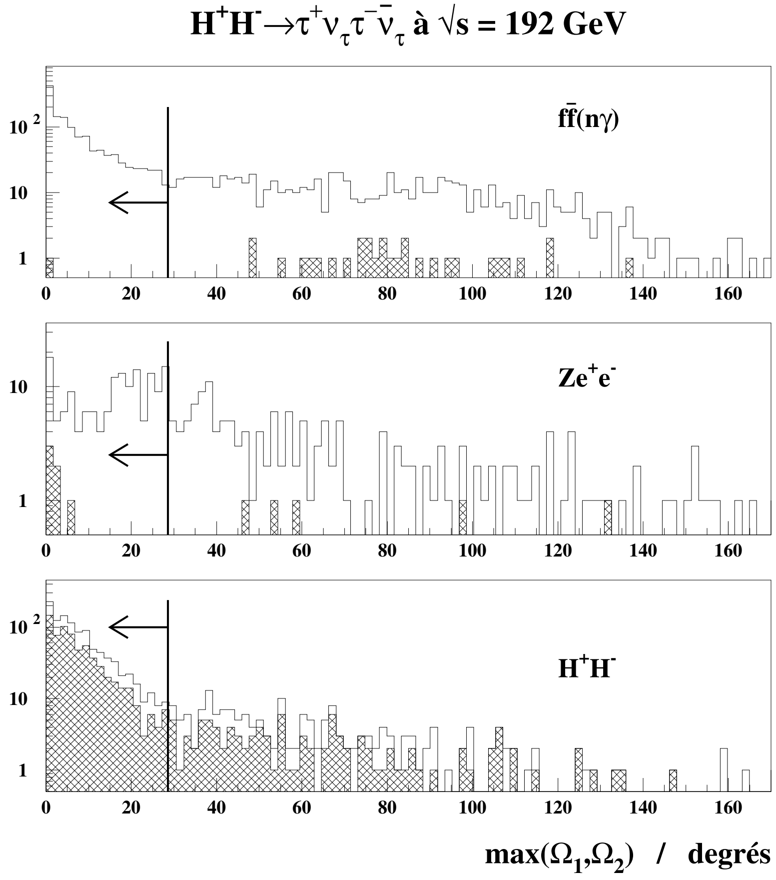


FIG. 8.24 – Angle d'ouverture maximale des jets, pour les événements présélectionnés et ceux (histogrammes hachurés) qui vérifient tous les critères précédant l'application de la coupure indiquée par les flèches.

8.5.3 Rejet des événements du type $e^+e^- \to W^+W^-$

Comme à plus basse énergie, les événements issus du processus $e^+e^- \to W^+W^-$ peuvent être en grande partie rejetés en exigeant de faibles énergies pour les deux jets. On rejette ainsi des événements provenant du processus $e^+e^- \to W^+W^-$ où les bosons se désintegrent en leptons autres que le τ, et pour les autres cas, on tire bénéfice de la différence de spin et de masse entre les bosons $W^\pm$ et $H^\pm$. Comme on l'a vu précédemment, la prise en compte de la polarisation du lepton τ ne change pas de manière importante l'effet de ces coupures sur la sélection du signal.

Les limites supérieures sur E_1 (énergie du jet le plus énergique) et sur E_2 (énergie de l'autre jet) ont été choisies de manière à rendre maximale la valeur du rapport $N_s/\sqrt{N_{bdf}}$, le signal étant ici composé du lot d'événements engendrés avec $m_{H^\pm} = 70$ GeV/c^2. J'augmente ainsi la sensibilité de l'analyse à l'existence de bosons $H^\pm$ ayant des masses proches de celle du boson W. La figure 8.25 montre l'évolution du rapport $N_s/\sqrt{N_{bdf}}$ en fonction des coupures sur les énergies des jets. Les limites ainsi fixées sont finalement :

C10: $E_1 < 49$ GeV, $E_2 < 21.5$ GeV

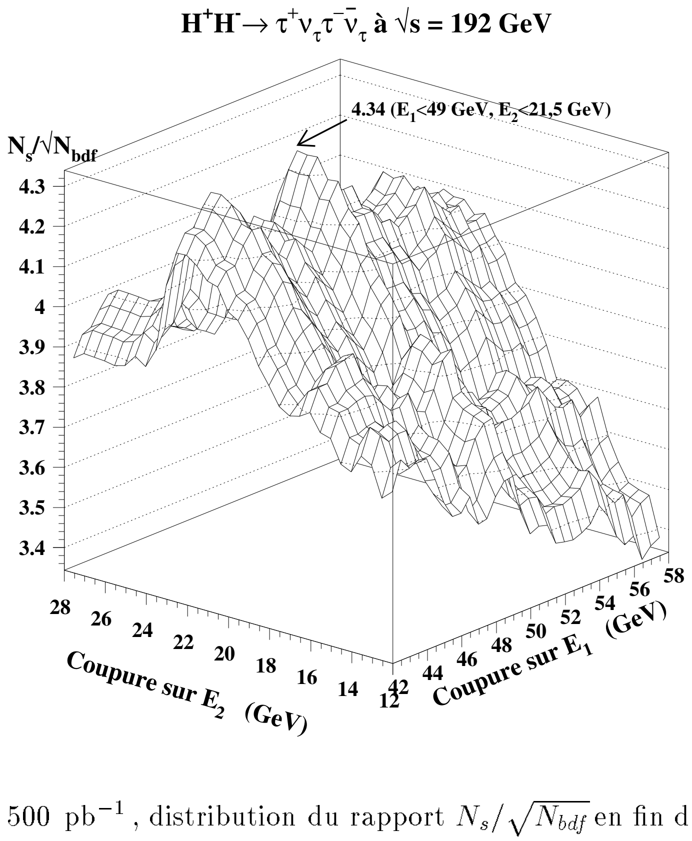


FIG. 8.25 – Pour 500 pb^{-1}, distribution du rapport $N_s/\sqrt{N_{bdf}}$ en fin d'analyse, en fonction des limites supérieures imposées aux valeurs des énergies des deux jets (E_1 étant l'énergie du jet le plus énergétique). La flèche indique le maximum.

La figure 8.26 illustre l'effet de cette sélection finale sur les événements issus du signal et des processus $e^+e^- \to W^+W^-$ et $e^+e^- \to ZZ$. On peut y constater que le bruit de fond $e^+e^- \to ZZ$ est très affecté par cette sélection, car sont rejetés des événements où l'un des Z se désintègre en neutrinos et l'autre en deux leptons (ces événements donnent une accumulation de points dans la région du plan (E_2,E_1) où $E_1 \approx 50$ GeV et $E_2 \approx 40$ GeV. Le tableau 8.17 montre aussi l'effet de ces critères sur la composition des états finals leptoniques des paires de W. Avant application des coupures, le lot d'événements W^+W^- est encore composé, à hauteur de 41% , d'événements sans lepton τ initial. Après coupures, cette proportion est de 5% . La proportion d'événements engendrés avec un seul lepton tau inital et ayant été conservés est égale à 23%; la même proportion correspondant aux événements à deux leptons taus est de 54%. Par conséquent, les coupures sur les énergies des jets, plus strictes que celles adoptées pour les analyses des données enregistrées à plus basse énergie, affecte ici de manière sensible le bruit de fond irréductible dû aux événements $e^+e^- \to W^+W^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$.

$W^+W^- \to$	Avant coupure C10	Après coupure C10
ee + νs	8,4%	2,2%
eμ + νs	19,7%	3,3%
$\mu\mu$ + νs	12,5%	-
eτ + νs	25,9%	33,7%
$\mu\tau$ + νs	22,8%	29,3%
$\tau\tau$ + νs	10,7%	31,5%

TAB. 8.17 – Proportions relatives des différents états finals leptoniques composant le lot d'événements W^+W^- , avant et après les coupures sur les énergies des jets

Au terme de cette sélection, l'efficacité obtenue sur le signal est de 25,8% pour $m_{H^\pm} = 60$ GeV/c^2 et de 28,9% pour $m_{H^\pm} = 70$ GeV/c^2 . La section efficace de l'ensemble des processus de bruit de fond simulés, toujours dominé par le processus $e^+e^- \to W^+W^-$, est de 136 ± 13 fb (l'erreur est statistique).

8.5.4 Efficacités finales de sélection du signal

Le tableau 8.18 regroupe les efficacités obtenues sur chaque lot d'événements du signal simulés.

On peut constater, comme à plus basse énergie, qu'elles ont tendance à augmenter avec la masse du boson, sans pour autant varier de manière importante. L'efficacité moyenne est de 25,5% , donc inférieure à ce qui a été obtenu à plus basse énergie, essentiellement en raison de la nécessité de rejeter plus efficacement les événements de bruit de fond provenant du processus $e^+e^- \to W^+W^-$.

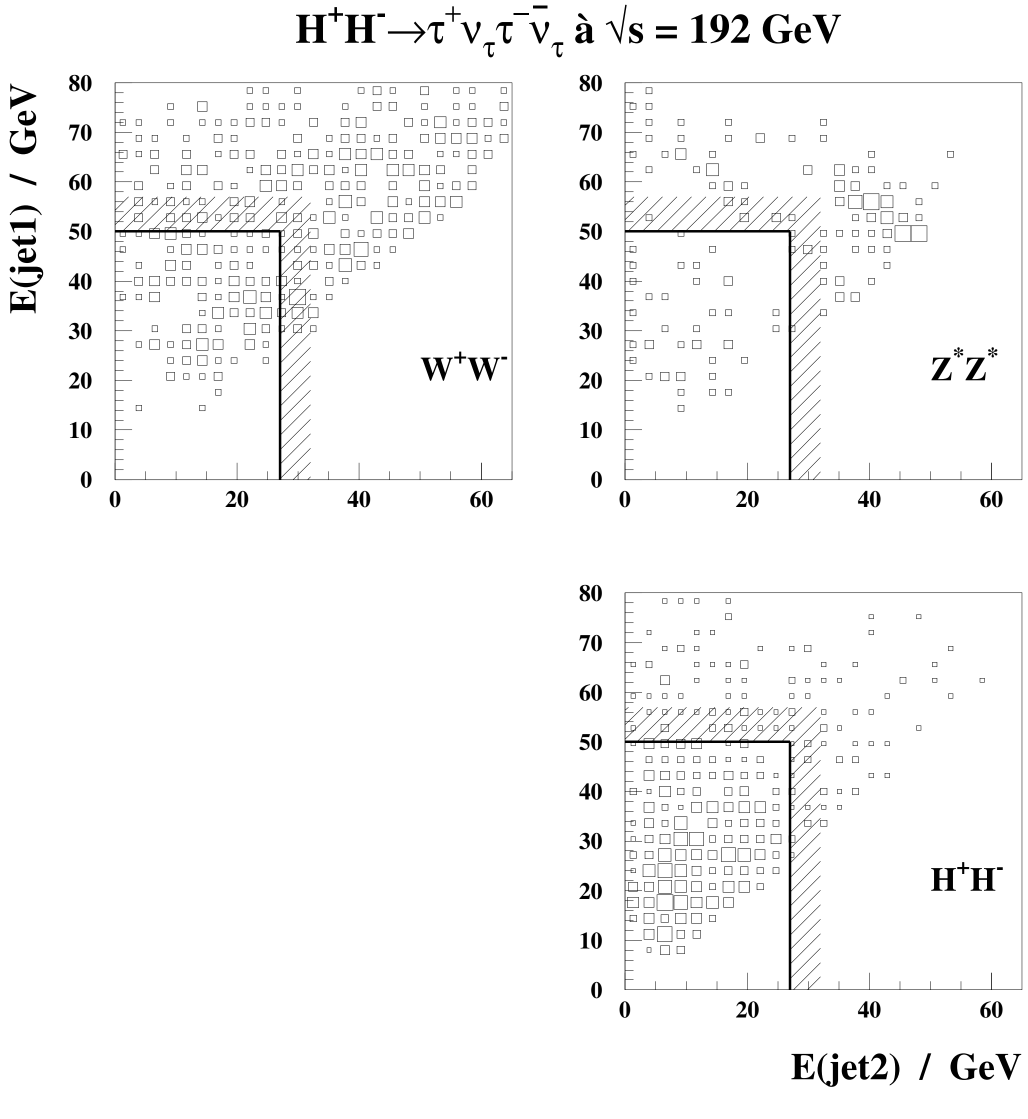


FIG. 8.26 – Distribution de l'énergie du jet le plus énergique, en fonction de la distribution de l'énergie de l'autre jet. Les événements donnant ces points vérifient tous les critères de sélection sauf celui associé aux variables montrées. Les points du signal sont obtenus à partir de 1500 événements engendrés avec $m_{\mathrm{H}^\pm} = 60\,\mathrm{GeV}/c^2$.

$m_{\mathrm{H}^{\pm}}$ (GeV/c^2)	Efficacité de sélection
45.0	$21,6 \pm 1,1\,\%$
50.0	$21,3 \pm 1,1\,\%$
55.0	$25,5 \pm 1,1\,\%$
60.0	$25,8 \pm 1,1\,\%$
65.0	$25,7 \pm 1,1\,\%$
70.0	$28,9 \pm 1,2\,\%$
75.0	$26,4 \pm 1,1\,\%$
80.0	$28,5 \pm 1,1\,\%$

TAB. 8.18 – Pour chaque lot d'événements du signal : masse du boson fixée à la génération et efficacités de sélection finales. L'incertitude indiquée est statistique.

8.6 Limites de sensibilité

8.6.1 Méthode de calcul

Pour évaluer la sensibilité des analyses à l'existence du boson $\mathrm{H}^{\pm}$, je tient compte des erreurs systématiques dominées dans cette étude par la statistique limitée des processus simulés : pour chaque masse, je diminue les efficacités de sélection du signal et j'augmente les sections efficaces $\sigma_{\mathrm{bdf}}^{\mathrm{TOT}}$ de la valeur de leur incertitude statistique. Ensuite, une extrapolation linéaire est réalisée afin d'obtenir les efficacités de sélection et les sections efficaces du bruit de fond résiduel - dans les cas des analyses des topologies hadronique et semi-leptonique où $\sigma_{\mathrm{bdf}}^{\mathrm{TOT}}$ dépend de la masse du signal - associées à des masses $m_{\mathrm{H}^{\pm}}$ non utilisées lors de la génération des événements du signal.

Ces nombres permettent de calculer les luminosités minimales nécessaires pour être capable d'exclure l'hypothèse de l'existence d'un boson $\mathrm{H}^{\pm}$ de masse donnée (luminosité notée $\mathcal{L}_{\mathrm{min}}^{95}$), et pour être capable d'affirmer la découverte de cette particule (luminosité notée $\mathcal{L}_{\mathrm{min}}^{dec}$).

Ces calculs se font en utilisant la loi de Poisson. $\mathcal{L}_{\mathrm{min}}^{95}$ est par définition (*cf* [37, p.452]) le plus petit nombre α vérifiant :

$$\frac{\exp[-\alpha(s+b)] \sum_{i=0}^{N} \frac{[\alpha(s+b)]^i}{i!}}{\exp(-\alpha b) \sum_{i=0}^{N} \frac{(\alpha b)^i}{i!}} \leq 0,05 \tag{8.1}$$

où :

- s est la section efficace du processus $\mathrm{e^+e^-} \to \mathrm{H^+H^-}$, corrigée par l'efficacité de sélection et par le facteur tenant compte du rapport d'embranchement en hadrons, choisi de manière à maximiser s (c'est-à-dire égal 1, dans le cas de la topologie hadronique);
- b est la section efficace de l'ensemble des processus de bruit de fond, corrigée par l'efficacité de sélection de ces événements ;
- $N = \alpha b$
  (par commodité, je choisis pour N la valeur de l'entier le plus proche de αb).

$\mathcal{L}_{\mathrm{min}}^{dec}$ est par définition le plus petit nombre α vérifiant :

$$1 - \exp(-\alpha b) \sum_{i=0}^{N-1} \frac{(\alpha b)^i}{i!} \leq 5,7 \times 10^{-7} \tag{8.2}$$

où $N = \alpha(s+b)$, s et b étant définis comme précédemment. $\mathcal{L}_{\mathrm{min}}^{dec}$ correspond à la plus petite luminosité rendant la probabilité que le nombre d'événements du bruit de fond fluctue vers le nombre N plus petite que la probabilité qu'une variable distribuée gaussiennement ait une valeur à plus de cinq écarts-types de sa valeur moyenne. Lorsqu'une telle fluctuation est observée, on parle d'effet à "5σ".

Je déduis aussi des résultats de chaque analyse des courbes de sensibilité dans le plan $[m_{H^\pm}, \mathrm{Br}(H^+ \to \mathrm{hadrons})]$, en ne fixant pas le rapport d'embranchement mais en choisissant la luminosité intégrée. Celle-ci est choisie égale à $80\,\mathrm{pb}^{-1}$, ce qui correspond à la statistique que chaque expérience du LEP aura accumulée à la fin de la prise de données de l'année 1997, avec une énergie proche de 192 GeV, et à $500\,\mathrm{pb}^{-1}$, ce qui correspondra à la totalité des données de LEP2, par expérience.

8.6.2 Résultats

Les courbes obtenues à partir des résultats de l'analyse de la topologie hadronique sont regroupées dans la figure 8.27 (p. 282). J'ai utilisé pour cette étude les résultats obtenus sans introduire d'identification des kaons. Les courbes obtenues à partir des résultats des analyses des topologies semi-leptonique et leptonique sont regroupées dans les figures 8.28 et 8.29 (p. 283 et 284).

Je peux aussi combiner les sensibilités atteintes avec les résultats des analyses des trois topologies, en utilisant la méthode de la référence [66], décrite précédement. La figure 8.30 montre ainsi les courbes des limites d'exclusion et de découverte obtenues avec une luminosité intégrée de $500\,\mathrm{pb}^{-1}$. Je peux en déduire que l'analyse de l'ensemble des données de LEP2 permettra de découvrir un boson de Higgs chargé si sa masse est inférieure à 60 GeV/c^2 , et d'exclure l'hypothèse de son existence pour des masses inférieures à 70 GeV/c^2 .

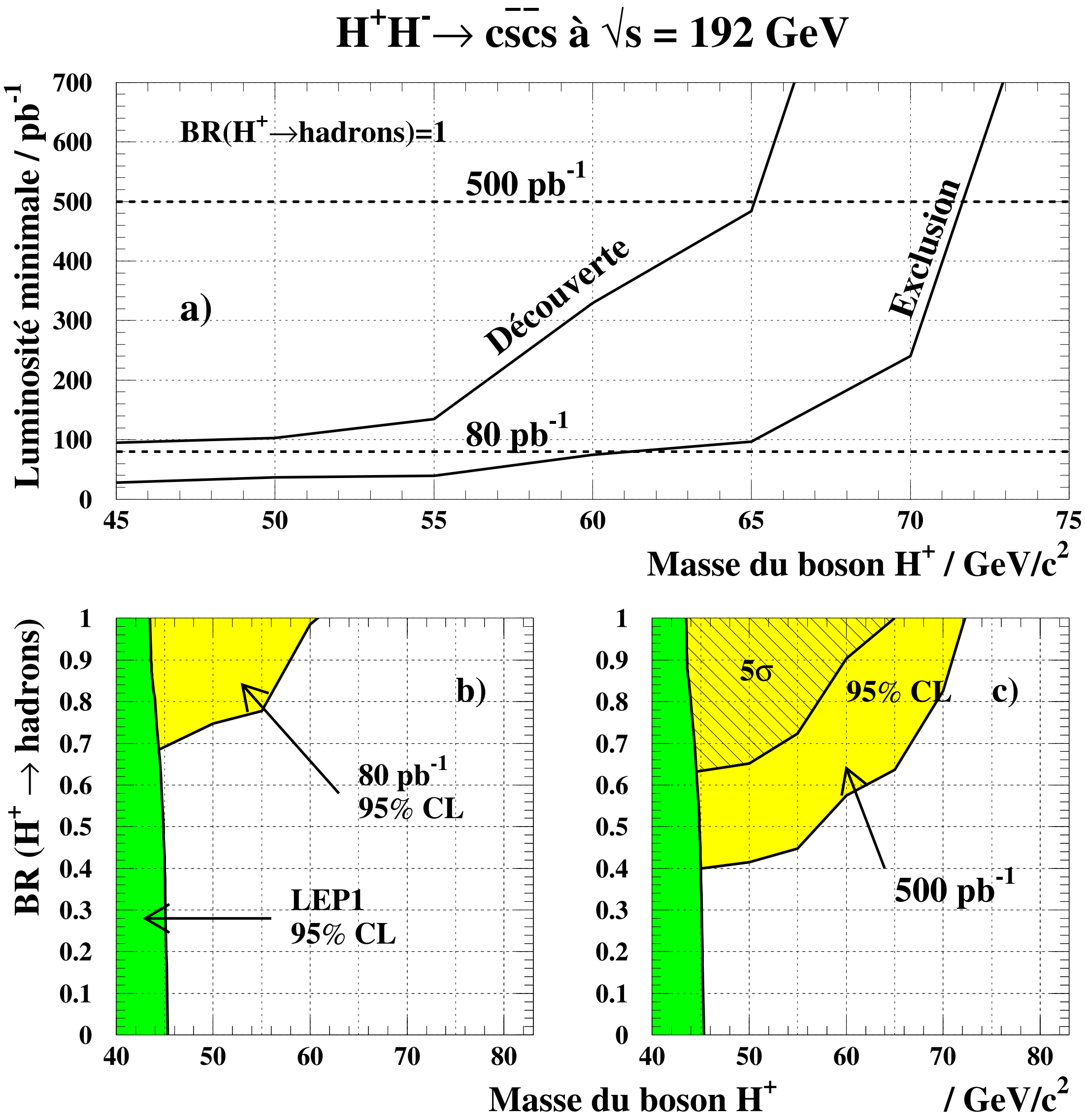


FIG. 8.27 – Résultats de l'analyse de l'état final semi-leptonique :
a) courbes de luminosité minimale nécessaire pour exclure l'hypothèse de l'existence d'un boson $H^{\pm}$ de masse donnée, ou pour affirmer la découverte de cette particule.
b) et c) En supposant une luminosité intégrée de $80\,pb^{-1}$ (b) et de $500\,pb^{-1}$ (c), régions du plan $[m_{H^{\pm}}, Br(H^{+} \to hadrons)]$ auxquelles l'analyse est suffisamment sensible pour exclure une hypothèse d'existence ou pour affirmer la découverte de la particule (région étiquetée "5σ").

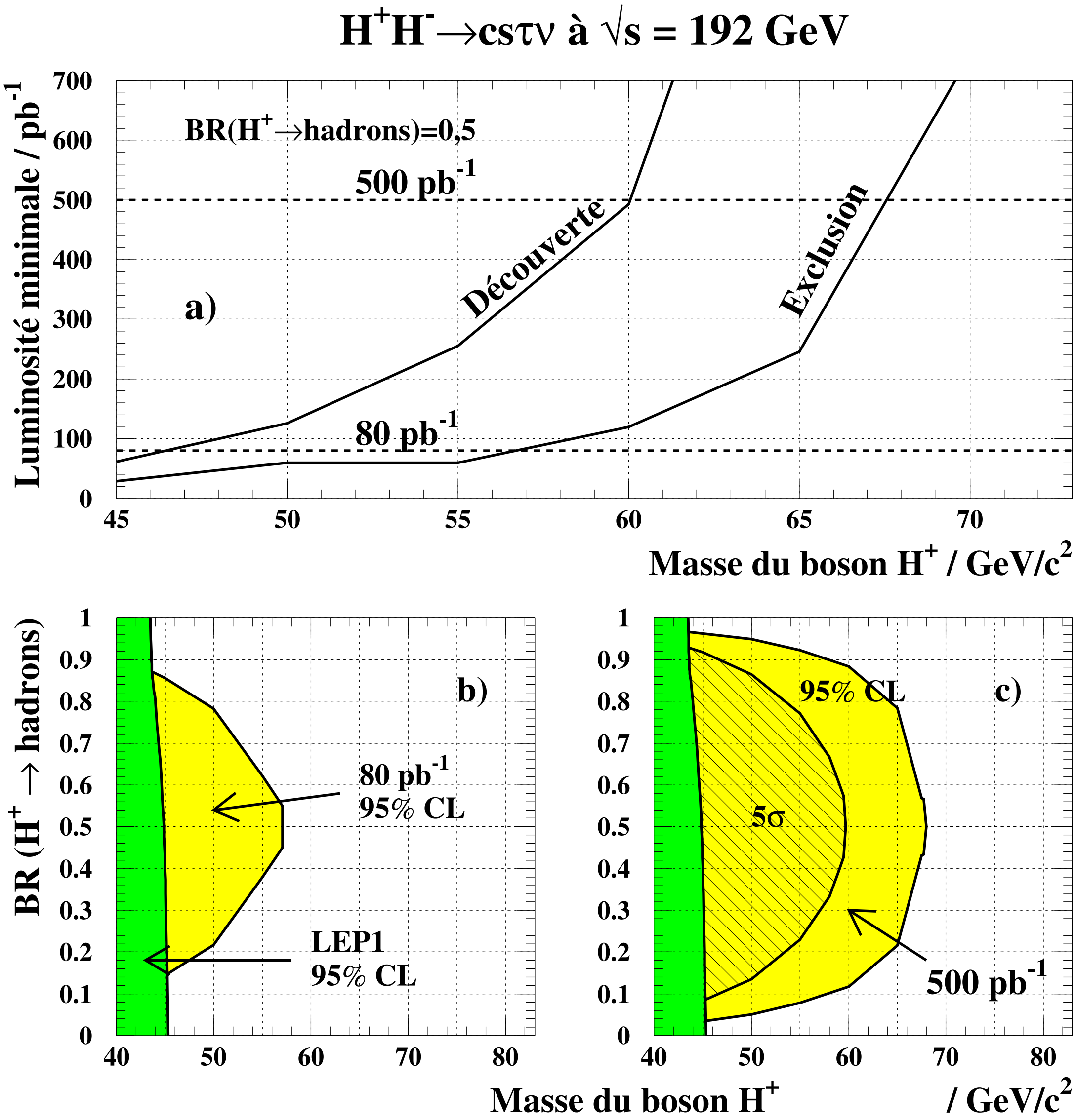


FIG. 8.28 – Résultats de l'analyse de l'état final semi-leptonique :
a) courbes de luminosité minimale nécessaire à exclure l'hypothèse de l'existence d'un boson $H^{\pm}$ de masse donnée, ou à affirmer la découverte de cette particule. Un rapport d'embranchement en hadrons optimal est utilisé, c'est-à-dire égal à 0,5.
b) et c) En supposant une luminosité intégrée de 80 pb^{-1} (b) et de 500 pb^{-1} (c), régions du plan $[m_{H^{\pm}}, \mathrm{Br}(H^+ \to \mathrm{hadrons})]$ auxquelles l'analyse est suffisamment sensible pour exclure une hypothèse d'existence ou pour affirmer la découverte de la particule (région étiquetée "5σ").

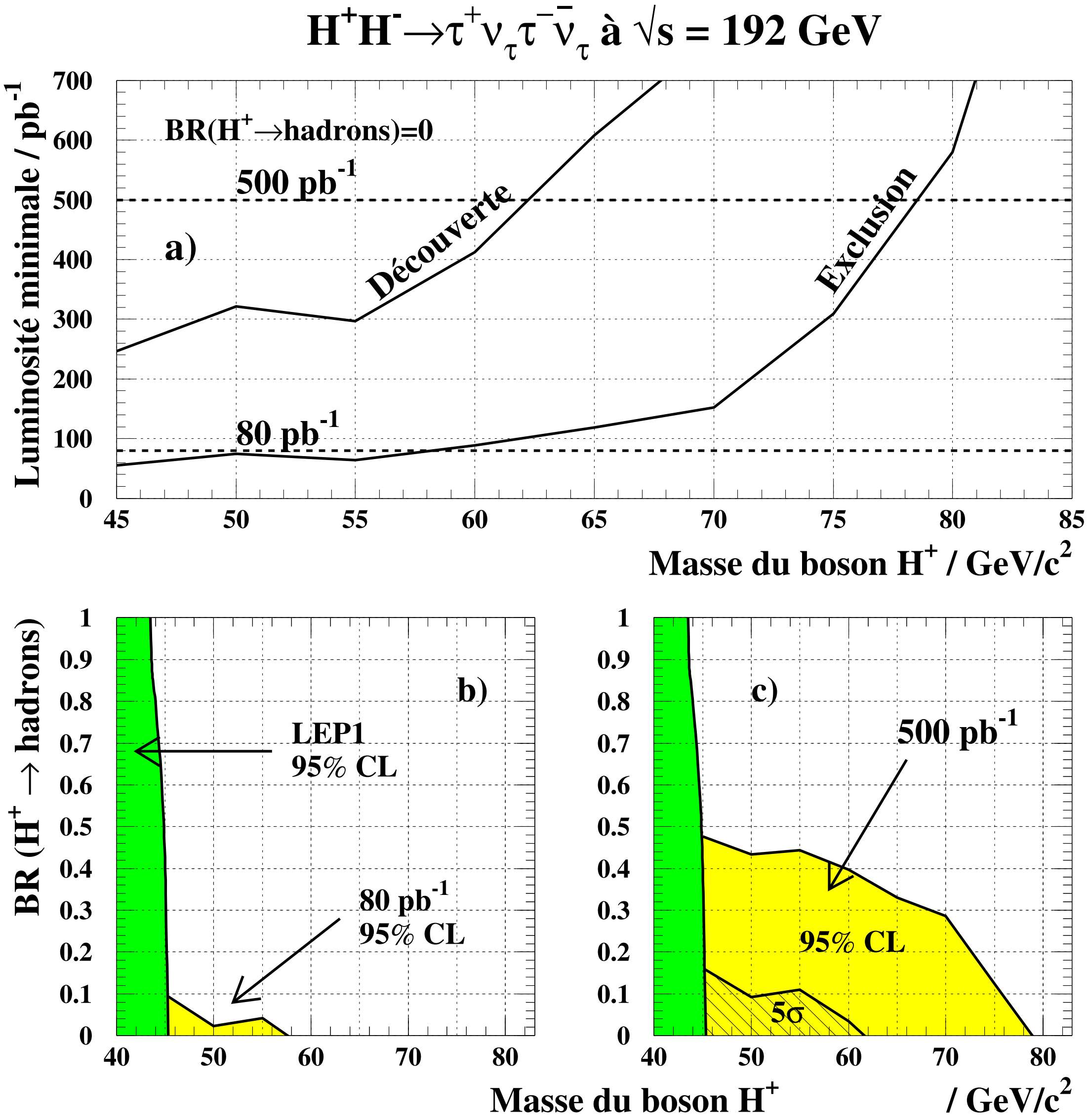


FIG. 8.29 – Résultats de l'analyse de l'état final leptonique:
a) courbes de luminosité minimale nécessaire à exclure l'hypothèse de l'existence d'un boson $H^{\pm}$ de masse donnée, ou à affirmer la découverte de cette particule. Un rapport d'embranchement en hadrons optimal est utilisé, c'est-à-dire égal à 0.
b) et c) En supposant une luminosité intégrée de 80 pb^{-1} (b) et de 500 pb^{-1} (c), régions du plan $[m_{H^{\pm}}, Br(H^+ \to \text{hadrons})]$ auxquelles l'analyse est suffisamment sensible pour exclure une hypothèse d'existence ou pour affirmer la découverte de la particule (région étiquetée "5σ").

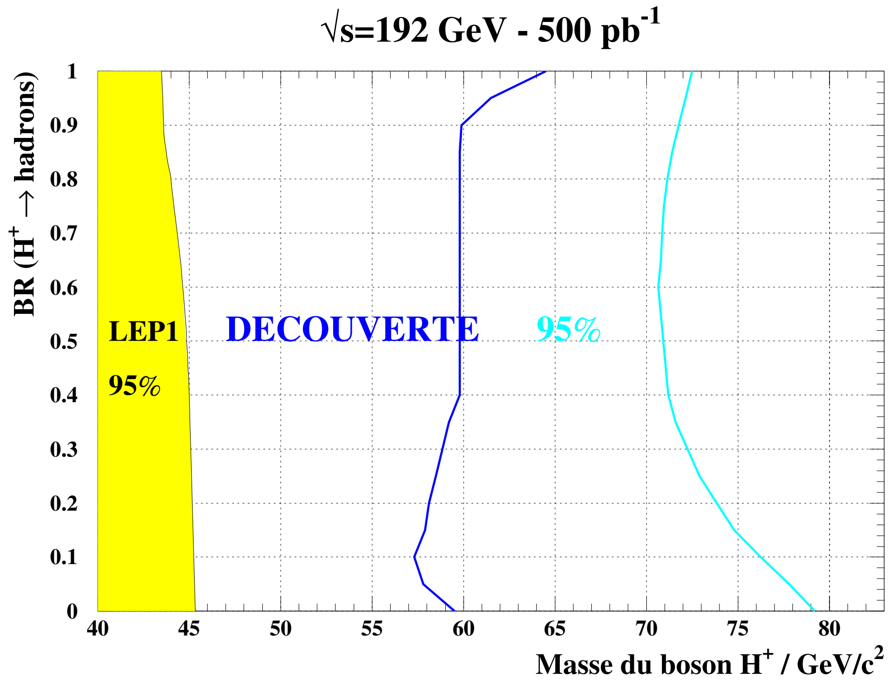


FIG. 8.30 – Combinaison des résultats obtenus dans les trois analyses, pour une luminosité hypothétique de 500 pb^{-1}.

Conclusion

Dans le cadre de cette thèse, j'ai analysé les données collectées par l'expérience DELPHI auprès du collisionneur LEP fonctionnant avec une énergie dans le centre de masse comprise entre 130 et 161 GeV, afin de rechercher des événements issus du processus $e^+e^- \to H^+H^-$. Dans ce but, j'ai utilisé différents outils d'analyse adaptés aux trois topologies possibles résultant de la désintégration d'une paire de bosons de Higgs chargé en fermions cinématiquement accessibles.

La recherche de l'état final $H^+H^- \to \tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$ a nécessité la mise en œuvre d'un contrôle du flux d'énergie dans les événements à faible multiplicité. L'analyse des données, indépendante de la masse du boson $H^\pm$ testée, n'a sélectionné aucun événement (*cf* le tableau 8.19).

La recherche de l'état final $H^+H^- \to cs\tau\nu_\tau$ a été menée en discriminant les événements du signal des événements du bruit de fond dominant à l'aide d'une fonction linéaire de plusieurs variables et en appliquant un ajustement cinématique contraint permettant d'estimer la masse du boson $H^\pm$. L'analyse, dépendante de la masse du boson $H^\pm$ testée, a sélectionné une douzaine d'événements dans les données de LEP161, tous reconstruits avec des masses supérieures à 60 GeV/c^2 .

La recherche de l'état final $H^+H^- \to c\bar{s}\bar{c}s$ a nécessité l'utilisation des mêmes outils que précédemment. L'analyse, dépendante de la masse du boson $H^\pm$ testée, a sélectionné une douzaine d'événements dans les données de LEP161, tous reconstruits avec des masses supérieures à 55 GeV/c^2 , à l'exception d'un événement candidat ayant une masse de 46 GeV/c^2 .

Etat final	Données réelles	Bruit de fond simulé	$m_{H^\pm}$ GeV/c^2	Efficacité (%)
LEP133				
$\tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$	0	0,6±0,3	48	43,5±2,4
$cs\tau\nu_\tau$	0	1,1±0,3	49	29,6±2,3
$c\bar{s}\bar{c}s$	0	1,0±0,4	46	28,1±2,5
LEP161				
$\tau^+\nu_\tau\tau^-\overline{\nu}_\tau$	0	1,4±0,4	50	38,0±2,8
$cs\tau\nu_\tau$	0	1,2±0,3	48	51,5±1,8
$c\bar{s}\bar{c}s$	1	1,9±0,3	47	34,2±1,9

TAB. 8.19 – Résultats des analyses des données de LEP133 et de LEP161.

Ces analyses m'ont permis de tester, de manière statistique et en utilisant le théorème de Bayes, différentes hypothèses portant sur les valeurs de la masse et du rapport d'embranchement en hadrons du boson $H^{\pm}$. Les résultats obtenus ont été les suivants :

- En analysant uniquement les données LEP161 :

$$m_{H^{\pm}} > 48,7\,\mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{si } \mathrm{Br}(H^+ \to \text{hadrons}) < 0,6 \qquad (90\%\mathrm{CL})$$

- En analysant toutes les données :

$$m_{H^{\pm}} > 52\,\mathrm{GeV}/c^2 \quad \text{si } \mathrm{Br}(H^+ \to \text{hadrons}) < 0,7 \qquad (95\%\mathrm{CL})$$

  (En utilisant l'information sur la résolution obtenue sur la masse reconstruite des événements à quatre jets, une limite moins conservative peut être obtenue : $m_{H^{\pm}} > 49\,\mathrm{GeV}/c^2 \quad (95\%\mathrm{CL})$)

J'ai de plus étudié, à l'aide d'événements simulés, la faisabilité d'une recherche des bosons de Higgs chargés en supposant collecté l'ensemble des données de LEP2, avec une énergie dans le centre de masse de la collision égale à 192 GeV. Cette analyse m'a permis de conclure qu'il sera possible de découvrir un boson de Higgs chargé si sa masse est inférieure à 60 GeV/c^2, et d'exclure l'hypothèse de son existence pour des masses inférieures à 70 GeV/c^2.

Annexe A

Formule d'itération de l'ajustement cinématique

La démonstration suivante provient de la référence [63].

Notons $\vec{y}$ le vecteur composé de tous les paramètres des jets à ajuster. Si l'on choisit trois paramètres par jet, et que quatre jets sont reconstruits, ce vecteur a donc une dimension égale à douze. Définissons de même le vecteur des contraintes, $\vec{f}$, de dimension égale au nombre de contraintes imposées lors de l'ajustement. Ce vecteur est tel qu'il s'annulle lorsque les contraintes sont vérifiées. Les paramètres ajustés sont alors tels que l'on a :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \vec{y}} = \vec{0} \quad \text{et} \quad \vec{f}(\vec{y}) = \vec{0} \tag{A.1}$$

La procédure de minimisation du χ^2 peut être grandement simplifiée en requérant que l'expression du χ^2 soit une forme quadratique des paramètres des jets, soit :

$$\chi^2(\vec{y}) = (\vec{y} - \vec{y}_0)^\top \mathcal{V}^{-1} (\vec{y} - \vec{y}_0) \tag{A.2}$$

où $\mathcal{V}$ est la matrice des erreurs sur les paramètres mesurés, et $\vec{y}_0$ est un vecteur contenant les valeurs attendues des paramètres.

Un vecteur quelconque, noté $\vec{\lambda}$ (dénommé multiplicateur de Lagrange), est alors introduit dans l'équation A.2 de manière à définir une nouvelle fonction $Q(\vec{y}, \vec{\lambda})$:

$$Q(\vec{y}, \vec{\lambda}) = (\vec{y} - \vec{y}_0)^\top \mathcal{V}^{-1} (\vec{y} - \vec{y}_0) + 2\vec{\lambda} \cdot \vec{f}(\vec{y}) \tag{A.3}$$

Minimiser le χ^2 revient alors à minimiser la fonction Q par rapport au vecteur $\vec{y}$ et à exiger que Q ne dépende pas du choix de $\vec{\lambda}$, car lorsque le χ^2 est minimisé, alors $\vec{y}$ est tel que $\vec{f}(\vec{y})$ est nul, donc le terme $2\vec{\lambda} \cdot \vec{f}(\vec{y})$ est toujours nul, quel que soit $\vec{\lambda}$. Par conséquent, le χ^2 est minimisé si et seulement si l'on a :

$$\frac{\partial Q}{\partial \vec{y}} = \vec{0} \quad \text{et} \quad \frac{\partial Q}{\partial \vec{\lambda}} = \vec{0} \tag{A.4}$$

Le vecteur des contraintes est ensuite développé en série de Taylor jusqu'au premier ordre, pour linéariser les calculs :

$$\vec{f}(\vec{y}) = \vec{f}(\vec{y}^{(l)}) + \left.\frac{\partial \vec{f}(\vec{y})}{\partial \vec{y}}\right|_{\vec{y}=\vec{y}^{(l)}} (\vec{y} - \vec{y}^{(l)}) \quad (A.5)$$

$$= \vec{f}(\vec{y}^{(l)})\mathcal{B}(\vec{y} - \vec{y}^{(l)}) \quad (A.6)$$

$$(A.7)$$

où $\mathcal{B}$ est la matrice des dérivées partielles. Le vecteur $\vec{y}^{(1)}$ est la première solution approchée de la minimisation de $Q(\vec{y}, \vec{\lambda})$. Une procédure itérative apparaît, telle que l'itération d'ordre $(l+1)$ minimise l'expression :

$$Q(\vec{y}^{(l+1)}, \vec{\lambda}) = (\vec{y}^{(l+1)} - \vec{y}_0)^\top \mathcal{V}^{-1}(\vec{y}^{(l+1)} - \vec{y}_0) + 2\vec{\lambda} \cdot (\vec{f}(\vec{y}^{(l)}) + \mathcal{B}(\vec{y}^{(l+1)} - \vec{y}^{(l)})) \quad (A.8)$$

Cette équation permet de calculer $\vec{y}^{(l+1)}$ en fonction de $\vec{y}^{(l)}$ et de $\vec{y}_0$. Pour cela, on en déduit les dérivées partielles de Q par rapport à $\vec{y}^{(l+1)}$ et à $\vec{\lambda}$, et on utilise la relation A.4 :

$$\begin{array}{rcccl} \frac{1}{2}\frac{\partial Q}{\partial \vec{y}^{(l+1)}} & = & \mathcal{V}^{-1}(\vec{y}^{(l+1)} - \vec{y}_0) + \mathcal{B}^\top \vec{\lambda} & = & \vec{0} \\ \frac{1}{2}\frac{\partial Q}{\partial \vec{\lambda}} & = & \vec{f}(\vec{y}^{(l)}) + \mathcal{B}(\vec{y}^{(l+1)} - \vec{y}^{(l)}) & = & \vec{0} \end{array} \quad (A.9)$$

Un système d'équations apparaît :

$$\begin{pmatrix} \mathcal{V}^{-1} & \mathcal{B}^\top \\ \mathcal{B} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{y}^{(l+1)} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathcal{V}^{-1}\vec{y}_0 \\ -\vec{f}(\vec{y}^{(l)}) + \mathcal{B}\vec{y}^{(l)} \end{pmatrix} \quad (A.10)$$

Le système est résolu en inversant la matrice :

$$\begin{pmatrix} \mathcal{V}^{-1} & \mathcal{B}^\top \\ \mathcal{B} & 0 \end{pmatrix}^{-1} = \begin{pmatrix} \mathcal{V} - \mathcal{V}\mathcal{B}^\top(\mathcal{B}\mathcal{V}\mathcal{B}^\top)^{-1}\mathcal{B}\mathcal{V} & \mathcal{V}\mathcal{B}^\top(\mathcal{B}\mathcal{V}\mathcal{B}^\top)^{-1} \\ (\mathcal{B}\mathcal{V}\mathcal{B}^\top)^{-1}\mathcal{B}\mathcal{V} & -(\mathcal{B}\mathcal{V}\mathcal{B}^\top)^{-1} \end{pmatrix} \quad (A.11)$$

Et finalement, la formule itérative de l'ajustement (qui ne fait pas intervenir $\vec{\lambda}$) est :

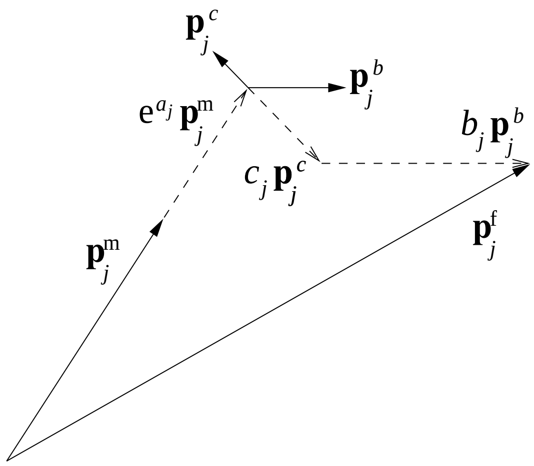
$$\vec{y}^{(l+1)} = \vec{y}_0 + \mathcal{V}\mathcal{B}^\top(\mathcal{B}\mathcal{V}\mathcal{B}^\top)^{-1}(\mathcal{B}(\vec{y}^{(l)} - \vec{y}_0) - \vec{f}(\vec{y}^{(l)})) \quad (A.12)$$

Dans le cas des ajustements utilisés dans les analyses présentées dans cette thèse, les coefficients de la matrice $\mathcal{V}$ sont obtenus à partir des variances σ_i des paramètres a_j, b_j et c_j des jets, déterminées à l'aide des distributions simulées. Ces erreurs sont considérées en bonne première approximation comme décorrélées, c'est-à-dire que l'on a : $\mathcal{V}_{ij} = \delta_{ij}\sigma_i\sigma_j$.

Les fonctions $\vec{f}(\vec{y}^{(l)})$ et leurs dérivées partielles qui donnent les coefficients de la matrice $\mathcal{B}$, sont calculées en traduisant mathématiquement les contraintes, et en utilisant les relations :

$$\mathbf{p}_j^{\mathrm{f}} = e^{a_j}\,\mathbf{p}_j^{\mathrm{m}} + b_j\mathbf{p}_j^{b} + c_j\mathbf{p}_j^{c} \tag{A.13}$$

$$\text{et}\quad E_j^{\mathrm{f}} = E_j^{\mathrm{m}} \times \frac{|\mathbf{p}_j^{\mathrm{f}}|}{|\mathbf{p}_j^{\mathrm{m}}|} \tag{A.14}$$



Bibliographie

[1] A.Salam, *Nuovo Cimento* **5** (1957) 299.
S.L.Glashow, *Nucl. Phys.* **B22** (1961) 579.
S.Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264.
S.L.Glashow, J.Iliopoulos, et L.Maiani, *Phys. Rev.* **D2** (1970) 1285.
pour un historique : A.Salam, *Rev. Mod. Phys.* **52** (1980) 525

[2] F.J.Hasert *et al.*, *Phys. Lett.* **B46** (1973) 138.

[3] M.Davier, "Le Bilan du Modèle Standard après LEP1", cours de l'Ecole de Gif 1996.

[4] P.W.Higgs, *Phys. Lett.* **B12** (1964) 132.
P.W.Higgs, *Phys. Rev.* **D145** (1966) 1156.

[5] LEP Electroweak working group & SLD Heavy Flavour Group, note DELPHI 97-30 et LEPEWWG 97-01

[6] R.M.Barnett *et al.*, Particle Data Group, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 1.

[7] F.Abe *et al.*, Collaboration CDF, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626.
S.Abachi *et al.*, Collaboration D0, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2632.

[8] M.Drees, KEK-TH-501, Nov. 1996

[9] A.G.Cohen, D.B.Kaplan et A.E.Nelson, *Phys. Lett.* **B263** (1991) 86.

[10] P.Taxil, "Bosons de Higgs au-delà du Modèle Standard Minimal", cours de l'Ecole de Gif 1990.

[11] J.Ellis *et al.*, *Phys. Rev.* **D39** (1989) 844.

[12] U.Amaldi *et al.*, *Phys. Rev.* **D36** (1987) 1385.

[13] A.G.Akeroyd, *Phys. Lett.* **B353** (1995) 519.

[14] S.L.Glashow et S.Weinberg, *Phys. Rev.* **D15** (1977) 1958.

[15] M.Sher, *Phys. Rep.* **179** (1989) 273.

[16] Y.Grossman, *Nucl. Phys.* **B426** (1994) 355.

[17] Y.-L.Wu et L.Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 1762.

[18] J.F.Gunion et H.E.Haber, *Nucl. Phys.* **B272** (1986) 1.

[19] A.Djouadi, J.Kalinowski et P.M.Zerwas, DESY 95-211

[20] J.F.Gunion *et al.*, "The Higgs Hunter's Guide", Addison-Wesley Publi. Comp., 1990.

[21] J.P.Derendinger, "Globally Supersymmetric Theories in Four and Two Dimensions", cours de 3^{me} cycle, Zürich.
H.P.Nilles, *Phys. Rep.* **110** (1984) 2.

[22] M.Carena et C.E.M.Wagner, CERN-TH 7393/94

[23] V.A.Bednyakov, W.de Boer et S.G.Kovalenko, HEP-PH/9406419

[24] Collaboration OPAL, *Phys. Lett.* **B370** (1996) 174.

[25] Collaboration DELPHI , *Z. Phys.* **C64** (1994) 183.

[26] Collaboration CLEO, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2885.

[27] F.Parodi, $XXXII^{ieme}$ *Rencontres de Moriond*, "Electroweak Interactions and Unified Theories", Mars 1997, Les Arcs.

[28] K.Chetyrkin, M.Misiak et M.Münz, HEP-PH/9612313

[29] C-H.Chang et C.Lü, HEP-PH/9507384

[30] T.Goto et Y.Okada, HEP-PH/9412225

[31] M.A.Díaz et H.E.Haber, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 4246.

[32] J. Ellis *et al.*, "Physics at LEP", CERN 86-02, Vol. 1, p.297
S. Komamiya, *Phys. Rev.* **D38** (1988) 2158.
A.Djouadi, J.Kalinowski et P.M.Zerwas, *Z. Phys.* **C57** (1993) 569.

[33] F.A.Berends et R.Kleiss, *Nucl. Phys.* **B260** (1985) 32.
Programme `HZGEN`, D.Apostolakis, P.Ditsas et S.Katsanevas, HEP-PH/9603383

[34] A.Arhrib, M.Capdequi Peyranere et G.Moultaka, *Phys. Lett.* **B341** (1995) 313.

[35] D.Boussard,"Impact of superconducting cavities on LEP2 design", Proceedings of the CERN Accelerator School "Superconductivity in Particle Accelerators", ed. by S.Turner, CERN 96-03.

[36] W.Weingarten,"Superconducting cavities - basics", Proceedings of the CERN Accelerator School "Superconductivity in Particle Accelerators", ed. by S.Turner, CERN 96-03.

[37] G.Altarelli et *al.*, “Physics at LEP2”, CERN 96-01, Vol.1

[38] Collaboration DELPHI , *Nucl. Instr. and Meth.* **A303** (1991) 233.

[39] Collaboration DELPHI , *Nucl. Instr. and Meth.* **A378** (1996) 57.

[40] P.P.Allport *et al.*, CERN-PPE 95-86

[41] Collaboration DELPHI , DELPHI 97-121, soumis à la Conférence HEP’97.

[42] K.H.Becks *et al.*, note DELPHI 96-56

[43] W.Adam *et al.*, note DELPHI 96-58

[44] Collaboration DELPHI , CERN/LEPC/93-6, LEPC/P2/Add.3

[45] A.Bartl, *Nucl. Instr. and Meth.* **A337** (1994) 295.

[46] G.Piana, note DELPHI 95-60

[47] W.Adam *et al.*, note DELPHI 96-160

[48] G.V.Borisov, note DELPHI 94-125

[49] M.Blume, M.Caccia et G.Sciolla, note DELPHI 95-18

[50] S.J.Alvsvaag *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **42** (1995) 478.;
M.Bigi *et al.*, notes DELPHI 97-07 et 97-08

[51] P.Rebecchi, “Optimisation de l’herméticité du détecteur DELPHI pour la recherche de particules supersymétriques à LEP2”, Thèse de Doctorat, LAL 96-30

[52] C. De Saint Jean, “Recherche du boson de Higgs dans l’expérience DELPHI a LEP100 et LEP200”, Thèse de doctorat, DAPNIA/SPP 96-1005

[53] W.Adam *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A371** (1996) 240.
E.Schyns, note DELPHI 96-103

[54] A.Behrmann *et al.*, note DELPHI 97-31

[55] P.Abreu *et al.*, Collaboration DELPHI , *Phys. Lett.* **B342** (1995) 402.;
P.Abreu *et al.*, Collaboration DELPHI , *Z. Phys.* **C69** (1996) 223.

[56] S. Bethke *et al.*, *Phys. Lett.* **B213** (1988) 235.

[57] S. Catani *et al.*, *Phys. Lett.* **B269** (1991) 432.

[58] R.A.Fisher, *Annals of Eugenics*, vol.7, 1936, p.179

[59] P.Lutz, “Un exemple d’analyse multidimensionnelle: l’analyse discriminante”, cours de l’Ecole de Gif 1988.

[60] G.C.Fox et S.Wolfram, *Nucl. Phys.* **B149** (1979) 413.

[61] J.D. Bjorken and S.J. Brodsky, *Phys. Rev.* **D1** (1970) 1416.

[62] S.Brandt *et al.*, *Phys. Lett.* **B12** (1964) 57.

[63] N.J. Kjær et R.Møller, note DELPHI 91-17

[64] N.J. Kjær, Thèse de Doctorat, Niels Bohr Institutet, 1991.

[65] P.Abreu *et al.*, note DELPHI 96-124

[66] V.F.Obraztsov, *Nucl. Instr. and Meth.* **A316** (1992) 388.

[67] O.Helene, *Nucl. Instr. and Meth.* **A212** (1983) 319.
B.Escoubes, O.Helene, S.De Unamuno, *Nucl. Instr. and Meth.* **A257** (1987) 346.

[68] T.Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* **82** (1994) 74.

[69] S.Nova, A.Olshevski, T.Todorov, note DELPHI 90-35

[70] F.A.Berends, R.Kleiss et W.Hollik, *Nucl. Phys.* **B304** (1988) 712.

[71] F.A.Berends, P.H.Daverveldt et R.Kleiss, *Nucl. Phys.* **B253** (1985) 421.; *Comp. Phys. Comm.* **40** (1986) 271, 285 et 309.

[72] R.Decker, S.Jadach, J.Kühn et Z.Was, *Comp. Phys. Comm.* **76** (1993) 361.

[73] M-A.Bizouard *et al.*, note DELPHI 97-22

[74] M-A.Bizouard *et al.*, note DELPHI 97-23

[75] Collaboration DELPHI , CERN-PPE 97-85

[76] M.Boonekamp, note DELPHI 97-6

[77] A.Sopczak, *Int. Journ. Mod. Phys.* **A**, Vol. 9, no. 11 (1994) p.1747

[78] Collaboration DELPHI , *Z. Phys.* **C67** (1995) 183.
I.Boyko, note DELPHI 95-143.

[79] W.Bonivento, P.Privitera et A.Tonazzo, note DELPHI 96-154

[80] B.K.Bullock, K.Hagiwara et A.D.Martin, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 3055.
S.Raychaudhuri et D.P.Roy, TIFR/TH/95-08
S.Raychaudhuri et D.P.Roy, TIFR/TH/95-35

[81] Collaboration DELPHI , *Z. Phys.* **C67** (1995) 1.
F.Cossuti *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A371** (1996) 219.

[82] Collaboration DELPHI , *Phys. Lett.* **B334** (1994) 435.